

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik

Untersuchung der Plasmarandschicht am Stellarator Wendelstein 7-AS

Gerhard Herre

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

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. H. Friedrich

Prüfer der Dissertation:

1. Honorar-Prof. Dr. F. Wagner
2. Univ.-Prof. Dr. D. Menzel

Die Dissertation wurde am 29.6.1998 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 11.11.1998 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Kontrollierte Kernfusion	1
1.2	Fusion mit magnetischem Einschluß	2
1.3	Randschichtphysik	5
1.3.1	Debyeschicht	7
1.3.2	Wechselwirkung mit neutralem Wasserstoff	8
1.3.3	Wechselwirkung mit Verunreinigungen	10
1.4	Randschichtproblematik	11
1.5	Randkonzepte	13
1.5.1	Stellarator-Randkonzepte	15
1.6	Zielsetzung und Aufbau der Arbeit	19
2	Magnetfeldgeometrie des W7-AS	21
2.1	Modularer Stellarator	21
2.2	Wendelstein 7-AS	22
2.2.1	Magnetfeldgeometrie des W7-AS	23
2.2.2	Limiterkonfiguration des W7-AS	27
3	Experimentelle Untersuchungen zur Randschichttopologie	29
3.1	Limiterbegrenzte Konfigurationen	30
3.1.1	Asymmetrische Limiterkonfiguration	31
3.1.2	Symmetrische Limiterkonfiguration	33
3.2	Separatrixbegrenzte Konfigurationen mit Randinseln	36
4	Vorgehensweise zur Modellierung der Randschicht	45
4.1	Kinetische Modellierung	45
4.2	Flüssigkeitsmodell	46
4.2.1	Voraussetzungen für Flüssigkeitstheorie	46

4.2.2	Braginskii-Gleichungen	49
4.3	Beschreibung der Randschicht	54
4.3.1	Transportkoeffizienten für die Randschichtmodellierung	54
4.3.2	Plasmaphysikalische Annahmen	55
4.3.3	Stoßterme	56
4.3.4	Gleichungssatz zur Randschichtmodellierung	56
4.3.5	Randbedingungen	57
4.4	Grundlegende parallele Parametervariationen	60
4.4.1	Temperaturverhältnisse entlang einer Feldlinie	60
4.4.2	Druckverhältnisse entlang einer Feldlinie	61
5	Untersuchung der Randschicht in unterschiedlichen Operationsbereichen	63
5.1	Szenarien mit niedriger bis moderater Kollisionalität und ausreichend hoher Temperatur	64
5.1.1	Einfache Randschicht	64
5.1.2	1d-radiales Modell	65
5.1.3	Überblick über das experimentelle Verhalten bei niedrigen Dichten	66
5.1.4	Bestimmung des Diffusionskoeffizienten D_{\perp}	68
5.1.5	Abschätzung der Verhältnisses $\frac{\chi_{\perp}^e}{D_{\perp}}$	73
5.1.6	Konsistenz der Sondendaten mit dem Leistungsfluß	75
5.1.7	1d-parallele Beschreibung	77
5.2	Szenarien mit hoher Randschicht-Kollisionalität in Inseldivertorgeometrie	81
5.2.1	Bilanzgleichungen entlang Feldlinien (2-Punkt Modell)	83
5.2.2	Inseldivertorsimulationen mit B2-EIRENE	88
5.2.3	Plasmaverhalten ohne Verunreinigungen	91
5.2.4	Plasmaverhaltenvariation mit Verunreinigungen	100
5.2.5	Vergleich B2-EIRENE \leftrightarrow Experiment	105
5.2.6	Abschließende Bemerkungen zu B2-EIRENE Rechnungen	106
6	Zusammenfassung	109
A	Radiale Energieaustauschterme	113
B	B2	115
C	Gitterkonstruktion für W7-AS	118
C.1	Geometriefaktoren für B2-Rechnungen	118

C.2 Geometrisch gemitteltes Gitter für EIRENE-Rechnungen	120
D Numerische Behandlung der Inseltopologie	121
E Sonstiges	122
Literaturverzeichnis	125
Index	133
Danksagung	135

Abbildungsverzeichnis

1.1	Reaktionsraten für verschiedene Fusionsreaktionen	1
1.2	Toroidales Koordinatensystem ϕ, R, Z	2
1.3	Driften im toroidalen Magnetfeld	3
1.4	Definition der Rotationstransformation \mathfrak{t}	4
1.5	Prinzip eines Tokamaks	4
1.6	Prinzip eines Stellarators	4
1.7	Poloidaler Querschnitt durch eine Limiterkonfiguration	5
1.8	Schematische Limiterkonfiguration	5
1.9	Potentialverlauf in der Debyeschicht	7
1.10	Reaktionsraten von Wasserstoff für Ladungsaustausch (CX) und Ionisation	9
1.11	Freie Weglänge für D-Atome λ_0	9
1.12	Strahlungsleistungsdichte für verschiedene Verunreinigungen	10
1.13	Zerstäubungsausbeute für Kohlenstoff und Wolfram vs. Plasmatemperatur	10
1.14	Schematische Limiterkonfiguration	14
1.15	Schematische Divertorkonfiguration	14
1.16	Divertorkonfiguration eines klassischen $l=2$ Stellarators.	16
1.17	Helikaler Divertor (LHD)	17
1.18	Ergodischer Divertor (LHD)	17
1.19	Geplante Inseledivertorkonfiguration für W7-AS	17
1.20	Local-Island-Divertor für LHD	18
2.1	Bauweise eines konventionellen $l=2$ bzw. modularen Stellarators	22
2.2	Spulensatz und Flußfläche des Stellarators Wendelstein 7-AS	22
2.3	Flußflächenplot für $\mathfrak{t}_0 = 0.354$	23
2.4	Flußflächenplot für $\mathfrak{t}_0 = 0.542$	24
2.5	Radiale Profile der Rotationstransformation $\mathfrak{t}(r)$	25
2.6	Elektronenstrahlungsmessung der Flußflächen	26
2.7	Limiterkonfigurationen des W7-AS	28

2.8	Limitier- und separatrixbegrenzte Konfiguration	28
3.1	Langmuirsondenarray mit 16 Spitzen	30
3.2	L_c -Verteilung für $\tau_0 = 0.354$ und asymmetrische Oben-Unten Limiter	31
3.3	Vergleich I_s -Konturen mit L_c -Verteilungen für $\tau_0 = 0.354$ und asymmetrische Oben-Unten Limiter	32
3.4	L_c -Verteilung für die symmetrischen Innenlimiter bei $\tau_0 = 0.344$ und $B_z = 77\text{ G}$	33
3.5	Vergleich I_s -Konturen mit L_c -Verteilungen für $\tau_0 = 0.344$, $B_z = 77\text{ G}$ und symmetrische Innenlimiter	34
3.6	Isolinien der Elektronendichte n_e für $\tau_0 = 0.344$, $B_z = 77\text{ G}$ bei $+\vec{B}$ und $-\vec{B}$. . .	34
3.7	Flußflächenplot für $\tau_0 = 0.544$, $B_z = 77\text{ G}$	36
3.8	Skizze: Divertierung entlang äußerer Inselseparatrix	36
3.9	Gemessene Elektronendichte n_e für $+\vec{B}$ und $-\vec{B}$	37
3.10	Skizze: $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift innerhalb der Insel	37
3.11	Verschiebung der Inselposition bei Absenkung von τ	38
3.12	Dichtemessung n_e und Flußflächenplot für Randinseln der Symmetrie $\frac{5}{11}$, $\frac{5}{10}$ und $\frac{5}{9}$	39
3.13	n_e -Konturlinien in Abhängigkeit von τ_0 und der poloidalen Spitzenposition θ .	40
3.14	Flußflächenplot bei $\phi = 8.1^\circ$ für $\tau_0 = 0.486$ und $\tau_0 = 0.493$	41
3.15	Skizze: Verhältnisse bei angeschnittener Insel.	42
3.16	Feldliniendiffusionsrechnung	43
4.1	Mittlere freie Weglänge $\lambda_{e,\text{mfp}}$, $\lambda_{i,\text{mfp}}$	48
4.2	Skizze: Vorschicht, magnetische Schicht, Debyeschicht	57
4.3	Verteilungsfunktion der Elektronen f_e und Ionen f_i	59
4.4	Lage der „upstream“ und „downstream“ Werte	62
5.1	Integration entlang einer Feldlinie (z -Integration)	65
5.2	Radiale n_e , T_e -Profile aus Langmuirsondenmessungen	66
5.3	Position der schnell-beweglichen Langmuirsonden 2/1A und 2/2'	67
5.4	Abfallängen λ_n , λ_q vs. Plasmadichte	68
5.5	Abfallängen λ_n , λ_q vs. Heizleistung	68
5.6	D_\perp vs. Dichte	69
5.7	D_\perp vs. P_{sep}	69
5.8	D_\perp^{epx} vs. D_\perp^{fit}	70
5.9	Dichteabhängigkeit der durch Simulationen gewonnenen Diffusionskoeffizienten	72
5.10	$\frac{\chi_\perp}{D_\perp}$ vs. $n_{e,u}$	74
5.11	$\frac{\chi_\perp}{D_\perp}$ vs. P_{sep}	74

5.12	Gemessene Elektronentemperaturen vs. P_{sep}	76
5.13	P_{limiter} vs. P_{sep}	76
5.14	$T_{e,u}$ versus $n_{e,u}$, Vergleich Experiment mit 1d-parallelem Modell	78
5.15	Limit für das Auftreten von parallelen Temperaturgradienten	79
5.16	Schematische parallele Dichte- und Temperaturprofile und Quellenverteilung für Niedrig-Recycling, Hoch-Recycling und Partielles Detachment	81
5.17	Dichten und Temperaturen am Innenlimiter in Abhängigkeit von der linienge- mittelten Dichte	83
5.18	Effektiver Energieverlust von Wasserstoff pro Ionisationsereignis $\epsilon_{\text{ion,eff}}$	84
5.19	Experimentell bestimmter Impulsverlustfaktor f_{mom} (Alcator C-Mod)	86
5.20	$F(M_d, T_d)$	87
5.21	Poincaré-Plot für $\tau_0 = 0.544$	89
5.22	Gitter für B2-EIRENE Rechnungen	90
5.23	$T_{e,u}, T_{i,u}, T_{e,d}, T_{i,d}$ als Funktion der Mittelebenendichte $n_{e,u}$	92
5.24	Maximale Prallplattenbelastung, relative Volumenenergieverluste und Impuls- verlustfaktoren $f_m, f_m^{\text{tr}}, F_m, F_m^{\text{tr}}$, als Funktion der Mittelebenendichte $n_{e,u}$	93
5.25	B2-Simulationen: Dichte-, Teilchenquellen- und Temperaturverteilungen	95
5.26	Radiale n_e, T_e, q_{\parallel} und q_t Profile	96
5.27	Radiales Druckprofil und Druckverlust durch Transport und Stöße mit Neutral- teilchen.	98
5.28	Charakteristische Größen in Abhängigkeit von der Mittelebenendichte für drei verschiedene Werte des Pitches	99
5.29	Charakteristische Größen in Abhängigkeit von der Mittelebenendichte $n_{e,u}$ mit Kohlenstoff	101
5.30	2D-Verteilungen von n_e, P_H, P_C, n_{eC+} bis n_{eC6+}	103
5.31	Radiale $n_e, T_e, q_{\parallel}, q_t$ und f_r, f_m Profile	104
5.32	Vergleich von $T_{e,d}$ zwischen B2-EIRENE und Experiment	105
5.33	Vergleich von $n_{e,d}$ zwischen B2-EIRENE und Experiment	105
5.34	Feldlinienpitch	106
C.1	3D-Gitter für Inselkonfiguration	119
C.2	Gitter für B2-EIRENE Rechnungen	120
D.1	Numerische Behandlung der Inseltopologie	121

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Kontrollierte Kernfusion

Das Ziel der kontrollierten Kernfusion ist es, die bei der Verschmelzung zweier leichter Atomkerne freiwerdende Energie technisch zu nutzen. Die Temperaturabhängigkeiten der Reaktionsraten für drei prinzipiell geeignete, exotherme Reaktionen sind in Abb. 1.1 gezeigt. Aufgrund

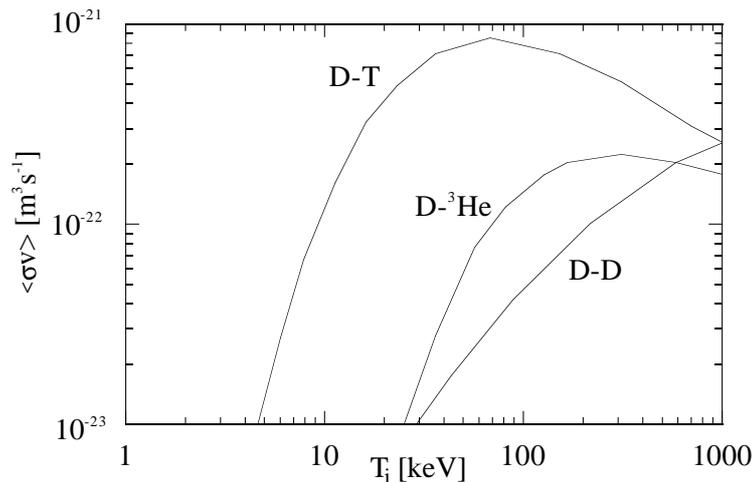
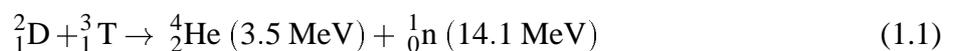


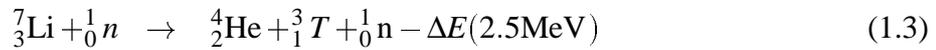
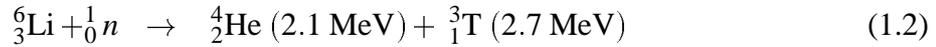
Abbildung 1.1: Reaktionsraten für thermische Fusionsreaktionen in Abhängigkeit von der Iontemperatur T_i für verschiedene Reaktionen zwischen Deuterium (D), Tritium (T) und Helium (^3He)

der großen Reaktionsrate und des großen Energieüberschusses von 17.6 MeV pro Reaktion, verglichen mit anderen nutzbaren Reaktionen (Abb. 1.1), wird die DT-Reaktion (Gl. 1.1) für eine kontrollierte Nutzung der Fusionsenergie favorisiert.



Bei der DT-Fusion entstehen α -Teilchen und Neutronen, die die freiwerdende Energie in Form von kinetischer Energie besitzen. Dabei erhält das Neutron etwa 80% und das α -Teilchen etwa

20% der Energie. Das Helium muß, ähnlich wie Asche in einem Kohlekraftwerk, aus dem Fusionsreaktor entfernt werden und wird daher als He-Asche bezeichnet. Die Neutronen werden verwendet, um Tritium, von dem keine natürlichen Vorkommen existieren, da es radioaktiv mit einer Halbwertszeit von $T_{\frac{1}{2}} = 12a$ ist, mit den folgenden Reaktionen aus Lithium zu erbrüten.



Die primären Energieträger der Kernfusion sind also Deuterium und Lithium. Die Erschließung der Kernfusion als Energiequelle ist attraktiv, da die natürlichen Vorräte beider Elemente ausreichen würden, um unseren Weltenergiebedarf auf Jahrtausende zu befriedigen [Keishiro1989]. Um einen Energieüberschuß durch Fusionsreaktionen zu erzielen, muß der Brennstoff in ausreichend hoher Dichte auf die optimale Temperatur aufgeheizt werden, und dieser Zustand muß möglichst lange aufrechterhalten werden. Die optimale Temperatur¹ für die DT-Reaktion beträgt, wie aus Abb. 1.1 ersichtlich, etwa $T_i \approx 10\text{--}50 \text{ keV}$. Da das Deuterium-Tritium-Gemisch bei diesen Temperaturen vollständig ionisiert ist und ein Plasma bildet, kann der Einschluß durch magnetische Felder erfolgen.

1.2 Fusion mit magnetischem Einschluß

Bei der Fusion mit magnetischem Einschluß wird ein heißes Deuterium-Tritium-Plasma erzeugt, welches durch starke Magnetfelder ausreichend lange eingeschlossen werden soll. Da die Lorentzkraft senkrecht zur Teilchengeschwindigkeit und der Magnetfeldrichtung wirkt, können sich die Teilchen entlang der Feldlinien frei bewegen. Ein Magnetfeld bietet also parallel zu den Feldlinien keinen Einschluß für geladene Teilchen, daher werden heutzutage fast ausschließlich toroidal geschlossene Magnetfeldgeometrien verwendet. Ein geeignetes Koordinatensystem zur

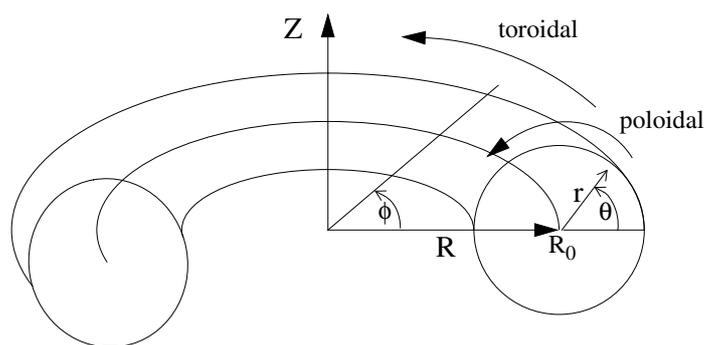


Abbildung 1.2: Zusammenhang zwischen dem toroidalen Koordinatensystem ϕ, r, θ und den üblichen Zylinderkoordinaten ϕ, R, Z .

¹Als Einheit der Temperatur wird in der Plasmaphysik häufig eV bzw. keV verwendet. Dabei gilt $T_e[\text{eV}] = \frac{k}{e} T[\text{K}]$, k Boltzmannkonstante und e Elementarladung. Als Faustformel zur Umrechnung eignet sich $1 \text{ keV} \approx 11.6 \cdot 10^6 \text{ K}$.

Beschreibung toroidaler Systeme ist in Abb. 1.2 gezeigt. Das toroidale Koordinatensystem (ϕ, r, θ) ist an einem Kreis mit dem grossen Radius $R = R_0$ verankert und besteht aus den Koordinaten ϕ toroidaler Winkel, r kleiner Radius und θ poloidaler Winkel.

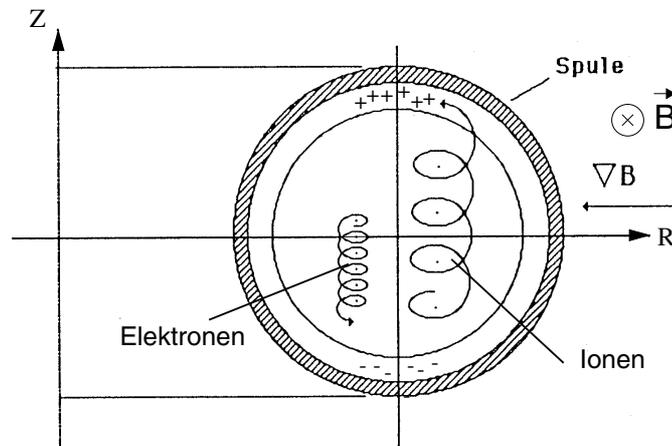


Abbildung 1.3: Driften im toroidalen Magnetfeld

Ein rein toroidales Magnetfeld, bei dem sich die Feldlinien nach einem toroidalen Umlauf schließen, bietet jedoch ebenfalls noch keinen Einschluss. Die unterschiedliche Driftrichtung der $\vec{B} \times \vec{\nabla}B$ -Drift für Elektronen und Ionen führt zu einer Ladungstrennung und dem Entstehen einer positiven und negativen Raumladung an der Ober- und Unterseite des Torus, wie in Abb. 1.3 skizziert. Das durch diese Raumladungen entstandene \vec{E} -Feld bewirkt eine radiale $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift, die den Einschluss verhindert (siehe auch [Raeder1981a] und [Rebhan1992a]). Zur Vermeidung der radialen Drift muß das elektrische Feld durch poloidale Verdrillung der Feldlinien kurzgeschlossen werden. Um ein Plasma in einem Torus magnetisch einzuschließen, ist daher neben dem Toroidalfeld eine poloidale Feldkomponente erforderlich, wodurch toroidal ineinander geschachtelte *Flußflächen* entstehen. Als Maß für die Verdrillung der Feldlinien wird bei Stellaratoren die Rotationstransformation τ ist definiert als der über n toroidale Umläufe gemittelte poloidale Fortschritt einer Feldlinie (in rad) pro toroidalem Umlauf (siehe Abb. 1.4):

$$\tau = \frac{1}{n} \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\theta_n}{2\pi} \quad (1.4)$$

Eine Flußfläche mit einem irrationalen Wert der Rotationstransformation τ wird durch eine einzige Feldlinie aufgespannt.

Nach Art der Erzeugung des für den Einschluss notwendigen Poloidalfelds unterscheidet man zwei Grundkonfigurationen: *Tokamaks* und *Stellaratoren*. In Tokamaks wird das Poloidalfeld durch einen im Plasma fließenden Strom erzeugt (I_p in Abb. 1.5), in Stellaratoren dagegen durch externe helikale Leiter (Abb. 1.6). Auf weitere Möglichkeiten des magnetischen Einschlusses (Spiegelkonfigurationen, Pinche, Konfigurationen mit internen Leitern) wird hier nicht eingegangen, da aus heutiger Sicht Tokamaks und Stellaratoren als am aussichtsreichsten für zukünftige Reaktoren erscheinen.

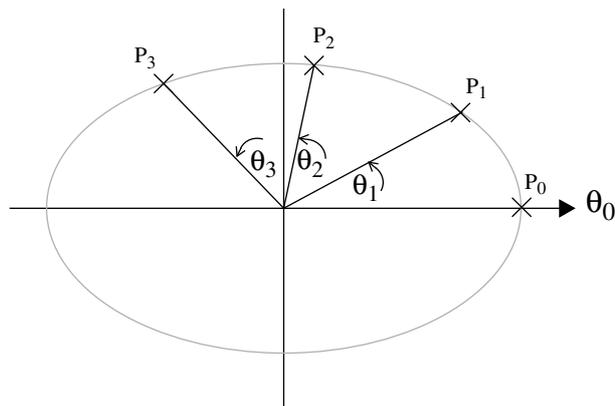


Abbildung 1.4: Durchstoßpunkte P_n einer bei P_0 startenden Feldlinie nach $n = 1, 2, 3$ toroidalen Umläufen.

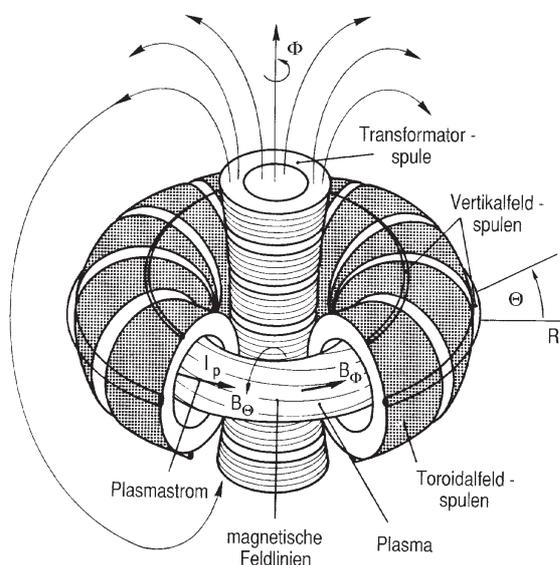


Abbildung 1.5: Funktionsprinzip eines Tokamaks. Im Gegensatz zum Stellarator wird das Poloidalfeld B_θ durch den Plasmastrom I_p erzeugt, der induktiv durch den Transformator im Toruszentrum getrieben wird. Für ein stabiles Plasmagleichgewicht benötigt ein Tokamak zusätzlich den ebenfalls gezeigten Vertikalfeldspulensatz.

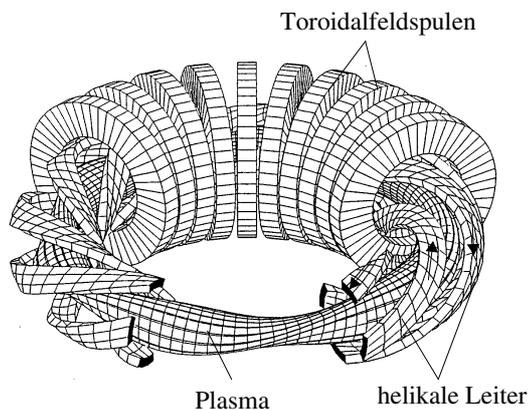


Abbildung 1.6: Funktionsprinzip eines klassischen Stellarators. Das Toroidalfeld wird durch die planaren Toroidalfeldspulen erzeugt. Die stromdurchflossenen helikalen Leiter erzeugen die poloidale Feldkomponente. Beim klassischen Stellarator fließen die Ströme in benachbarten helikalen Windungen in entgegengesetzte Richtung.

Die genannten beiden Grundkonfigurationen unterscheiden sich bzgl. einer Reihe von Eigenschaften, von denen hier nur die wesentlichen genannt seien. Der für Tokamaks nötige Plasmaström muß aktiv getrieben werden, um ein zeitliches Abklingen als Folge des endlichen Plasmawiderstands zu verhindern. Dieser Stromtrieb stellt für einen stationär zu betreibenden Tokamakreaktor zur Zeit noch ein Problem dar, da induktive Verfahren (wie in Abb. 1.5) wegen des

zeitlich begrenzten Flußhubs des Transformators ausscheiden und die Eignung alternativer Methoden (z. B. durch Neutralteilcheninjektion² oder elektromagnetische Wellen) noch endgültig nachzuweisen bleibt. Bei Stellaratoren ist kein Stromtrieb notwendig, da das Poloidalfeld durch externe Leiter erzeugt wird. Die außerhalb der Plasmas liegenden Leiter bewirken grundsätzlich eine **Nicht-Axialsymmetrie** aller Stellaratorkonfigurationen und bestimmen außerdem die magnetische Struktur am Plasmarand.

1.3 Randschichtphysik

Bei beiden Einschlußprinzipien (Tokamak und Stellarator) entsteht durch die Kombination von Toroidal- und Poloidalfeld ein Bereich mit geschlossenen magnetischen Flußflächen, *Einschlußgebiet* genannt. Außerhalb dieses Bereichs schließt sich der Bereich mit offenen Feldlinien (*Abschälschicht*) an, in dem die Feldlinien nach einer endlichen Länge auf die Wand oder andere Einbauten treffen, z. B. Limiter wie in Abb. 1.7 gezeigt (siehe auch Abschnitt 1.5). Senkrecht

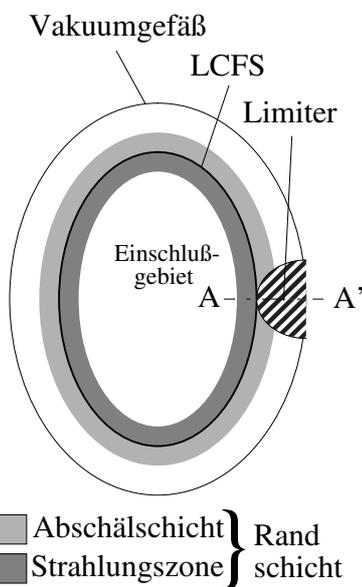


Abbildung 1.7: Poloidaler Querschnitt durch eine Limiterkonfiguration

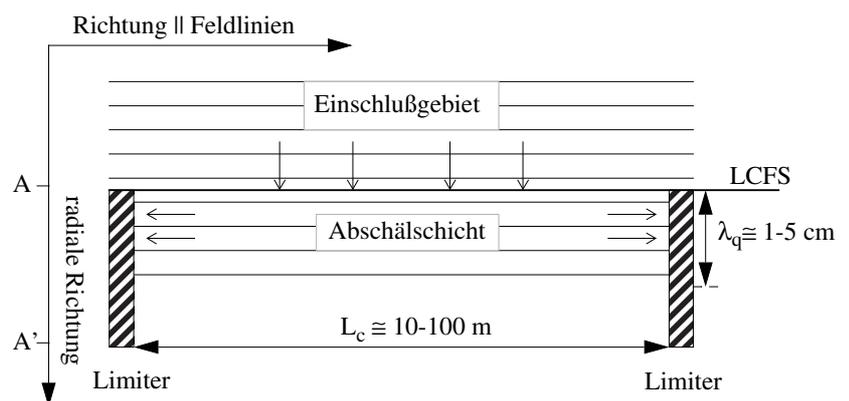


Abbildung 1.8: Schematische Limiterkonfiguration durch Schnitt entlang der Linie A-A'

zum Magnetfeld über die letzte geschlossene Flußfläche *LCFS* (last-closed flux surface) strömendes Plasma kann in der Abschälschicht (scrape-off-layer = SOL) ungehindert entlang der Feldlinien abströmen. Der senkrechte Transport ist durch die Gyrationbewegung der Plasmateilchen stark eingeschränkt und bewirkt eine Konzentration der abfließenden Teilchen und auch der Energie auf die dicht am Einschlußgebiet liegenden Feldlinien. Dieses parallele Abströmen ist

²Bei Neutralteilcheninjektion (NI) wird ein hochenergetischer Ionenstrahl (50-200 keV) durch Durchfliegen einer Gaszelle neutralisiert und kann dann als Neutralstrahl geradlinig in das magnetisch eingeschlossene Plasma eindringen. NI kann zum Treiben eines Plasmastroms wie auch zum Heizen des Plasma verwendet werden.

schematisch in Abb. 1.8 gezeigt, die durch Abwicklung des poloidalen Querschnittes (Abb. 1.7) entlang der Schnittlinie A-A' entstand.

Der Teilchen-, Impuls- und Energietransport entlang der Feldlinien wird durch die klassischen Transportkoeffizienten für vollständig ionisierte Gase [Spitzer1962] ausreichend gut beschrieben. Der beobachtete Transport senkrecht zu den Feldlinien liegt jedoch deutlich über dem nach der klassischen Theorie erwarteten Transport und wird daher als *anomal* bezeichnet. Turbulenz wird als Ursache für den anomalen Transport allgemein akzeptiert (siehe auch Kap. 4.3.1), trotzdem gibt es bisher keine einheitliche Theorie, die den beobachteten Transport befriedigend beschreibt. Werte für anomale Transportkoeffizienten müssen daher empirisch gewonnen werden und sind für typische Bedingungen in der Abschältschicht etwa drei Größenordnungen kleiner als die Werte für parallelen Transport. Radial über die LCFS transportiertes Plasma strömt demnach im Vergleich mit dem sehr viel kleineren radialen Transport sehr schnell entlang der Feldlinien auf die Limiter ab. Wegen dieser Konkurrenz des radialen und parallelen Transports liegt das Verhältnis der radialen Ausdehnung der Abschältschicht zur *Verbindungslänge* L_c (Länge der Feldlinie zwischen den Limitern) in derselben Größenordnung wie das Verhältnis von radialem zu senkrechtem Transport ($\approx \frac{1}{1000}$). Für Verbindungsängen, die bei Fusionsexperimenten typischerweise in dem Bereich $L_c \approx 10\text{-}100$ m liegen, wird aufgrund der Transportunterschiede eine radiale Ausdehnung der Abschältschicht von wenigen cm erwartet, und experimentell findet man für die radiale Abfallänge des parallelen Leistungsflusses auf die Limiter λ_q Werte in dem Bereich $\lambda_q \approx 1\text{-}5$ cm. Für reaktor-relevante Bedingungen, d. h. großen Leistungsfluß und hohe Dichte, liegt der Wert der Abfallänge λ_q voraussichtlich an der unteren Grenze des angegebenen Bereichs, d. h. $\lambda_q \approx 1\text{-}2$ cm [McCormick1992a].

Beim direkten Kontakt des Plasmas mit dem Limiter entsteht als Folge der unterschiedlichen thermischen Geschwindigkeiten der Elektronen und Ionen eine elektrostatische Abschirmschicht (siehe nächster Abschnitt), die eine Abbremsung der Elektronen und eine Beschleunigung der Ionen zum Limiter hin bewirkt. Die auf den Limiter treffenden Ionen werden dort größtenteils als Neutrale des Plasmagrundgases (Wasserstoff) reemittiert, die wieder von außen in das Plasma eindringen und dort ionisiert werden. Dieser Vorgang wird *Recycling* genannt. Ein kleiner Teil der Plasmateilchen wird reflektiert oder setzt durch Zerstäubung Limitermaterial frei. Auch das zerstäubte Limitermaterial dringt in das Plasma ein, wird dort ebenfalls ionisiert und bewirkt eine Verunreinigung des Wasserstoffplasmas. Die rezyklierenden Neutralteilchen werden in Abhängigkeit von den lokalen Plasmaparametern bereits in der Abschältschicht oder erst im Einschlußgebiet ionisiert. Der Bereich des Einschlußgebiets, im dem die Energieverluste und Teilchenquellen durch Wechselwirkung mit den Neutralteilchen bestimmt werden, wird *Strahlungszone* (siehe Abb. 1.7) genannt. Mit dieser Bezeichnung wird das Einschlußgebiet in zwei Bereiche, das *Kernplasma*, in dem Wechselwirkungen mit rezyklierenden Neutralteilchen vernachlässigbar sind, und die zur Randschicht gehörende Strahlungszone, aufgespalten. Für ein Verständnis der Randschicht ist es daher notwendig, sowohl die Prozesse der direkten Wechselwirkungen des Plasmas mit der Wand als auch die atomphysikalischen Prozesse der Neutralteilchen mit dem Plasma (z. B. Ionisation, Ladungsaustausch, Strahlungsanregung) und deren freie Weglängen zu studieren. Zunächst wird die direkte Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand,

im folgenden kurz *PWW* (**Plasma-Wand-Wechselwirkung**) genannt, behandelt. Dann wird die Wechselwirkung mit den Wasserstoffneutralteilchen und anschließend die Wechselwirkung des Plasmas mit Verunreinigungen diskutiert.

1.3.1 Debyeschicht

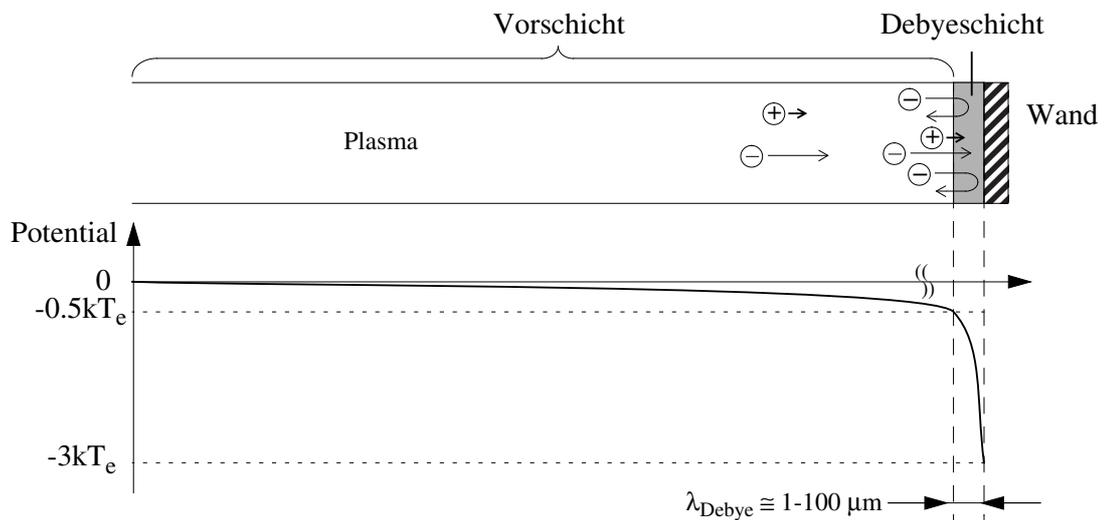


Abbildung 1.9: Änderung des elektrischen Potentials entlang einer offenen Feldlinie. Die höhere thermische Geschwindigkeit der Elektronen (längere Pfeile) gegenüber den Ionen bewirkt im stationären Fall eine negative Aufladung der Wand. Das dadurch entstandene elektrische Feld bewirkt eine Beschleunigung der Ionen zur Wand hin und eine Abbremsung der Elektronen, die größtenteils reflektiert werden. Die Dicke der Debyeschicht ist nicht maßstäblich gezeichnet.

Aufgrund der größeren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen gegenüber den Ionen beginnt sich eine plasmabegrenzende Wand negativ aufzuladen. Die negative Aufladung der Wand bewirkt eine Abstoßung der Elektronen und damit die Bildung einer positiven Raumladungsschicht, die das negative Potential der Wand von dem übrigen Plasma abschirmt. Die Raumladungsschicht wird *Debyeschicht* genannt, da in ihr **keine** Quasineutralität herrscht und ihre Dicke in der Größenordnung der Debyelänge, in unserem Fall $\lambda_{\text{Debye}} \approx 1\text{-}100\mu\text{m}$, liegt. Um die positive Raumladung trotz der Ionenverluste an der Wand aufrechtzuerhalten, muß die Geschwindigkeit der Ionen beim Eintritt in die Schicht mindestens Schallgeschwindigkeit betragen (*Bohmkriterium*) [Bohm1949a]. Ein Potentialabfall (*Vorsicht* in Abb. 1.9), dessen charakteristische Länge um Größenordnungen über der Debyelänge liegt, bewirkt die notwendige Beschleunigung auf Schallgeschwindigkeit. Eine detaillierte Beschreibung der Mechanismen, die zur Bildung der elektrostatischen Schicht und Vorsicht führen, ist in dem Übersichtsartikel von Riemann [Riemann1991a] gegeben. Für Plasmabedingungen wie sie in der Randschicht von Fusionsexperimenten auftreten, stellt sich ein Potentialverlauf wie in Abb. 1.9 skizziert ein. Der Potentialabfall in der Debyeschicht beträgt $\approx 2.5kT_e$, sofern kein Nettostrom auf die Wand

fließt, und der Potentialabfall in der Vorschicht beträgt $\approx 0.5kT_e$. Der genaue Wert des Potentialabfalls in der Debyeschicht und dessen Abhängigkeiten von Plasmabedingungen, Wandbedingungen u. a. kann nur durch kinetische Beschreibungen angegeben werden. In Abschnitt 4.3.5 erfolgt eine genauere Beschäftigung mit der Debyeschicht mit dem Ziel, Randbedingungen für eine Flüssigkeitsmodellierung abzuleiten. An dieser Stelle wird auch der Einfluß eines schrägen Einfalls der Feldlinien auf die Wand diskutiert.

1.3.2 Wechselwirkung mit neutralem Wasserstoff

Bei der Wechselwirkung der Plasmateilchen mit der Oberfläche der Wand werden sowohl Wasserstoffatome als auch Wasserstoffmoleküle freigesetzt. Die Wasserstoffatome entstehen größtenteils durch Reflexion und besitzen eine kontinuierliche Energieverteilung mit einer maximalen Energie, die durch die Summe der Energie des einfallenden Plasmateilchens und der Beschleunigung durch das Schichtpotential gegeben ist. Die Wasserstoffmoleküle entstehen hauptsächlich durch Absorption, Rekombination und anschließende thermische Desorption. Da ihre mittlere Energie durch die Wandtemperatur bestimmt wird ($25\text{-}50\text{ meV} \simeq 300\text{-}600\text{ K}$), besitzen sie eine sehr kleine freie Weglänge ($\lambda \propto v_{\text{th}}$, siehe Gl. 1.5) und dissoziieren dicht vor der Wand. Die dabei entstehenden Wasserstoffatome besitzen aufgrund des Franck-Condon-Prinzips eine kinetische Energie von etwa 2 eV je H-Atom. Das genaue Verhältnis von atomarem zu molekularem Wasserstoff als auch die Energieverteilung der entstehenden H-Atome und H_2 -Moleküle hängen stark von den verwendeten Wandmaterialien, dem Zustand der Oberfläche (Rauigkeit) sowie von der Energie, dem Winkel und dem Ladungszustand der einfallenden Teilchen ab ([Behrisch1984], [Heifetz1984]). Durch die beiden unterschiedlichen Erzeugungsmechanismen für Wasserstoffatome besitzt deren Energieverteilung zwei Komponenten, eine heiße durch Reflexion entstandene und eine kalte durch Dissoziation entstandene Komponente. Die freie Weglänge beider atomarer Komponenten liegt aber deutlich über der für H_2 -Moleküle, so daß es genügt, die Wechselwirkung des Plasmas mit atomarem Wasserstoff zu studieren. In dem typischen Temperaturbereich in der Randschicht eines Fusionsplasmas sind Ionisation (genauer Elektronenstoßionisation), Strahlungsanregung und Ladungsaustausch (CX) der an der Wand generierten H-Atome die dominanten Prozesse. Weitere atomphysikalische Prozesse mit neutralem Wasserstoff wie Ionenstoßionisation, elastische Stöße und Rekombination spielen keine oder nur unter bestimmten Bedingungen eine Rolle. Ionenstoßionisation spielt nur bei sehr hohen Temperaturen $T_i > 10\text{ keV}$ eine Rolle, und elastische Stöße müssen nur bei Temperaturen $T_i < 1\text{ eV}$ berücksichtigt werden. Rekombination ist für kalte Plasmen $T_i \leq 2\text{ eV}$ ein wichtiger Prozeß, wird aber erst an der entsprechenden Stelle (Abschnitt 5.2.1) behandelt.

Die Temperaturabhängigkeiten der Reaktionsraten der beiden wichtigsten Prozesse, Ladungsaustausch und Ionisation sind in Abb. 1.10 gezeigt. Aufgrund deren Temperaturabhängigkeiten kann man zwei Bereiche ($T_e < 10\text{ eV}$ und $T_e > 10\text{ eV}$) unterscheiden, in denen die freien Weglängen für Ionisation λ_{ion} , Ladungsaustausch λ_{CX} und die totale freie Weglänge λ_0 stark unterschiedlich sind. Die freien Weglängen für Ladungsaustausch- und Ionisationsreaktionen

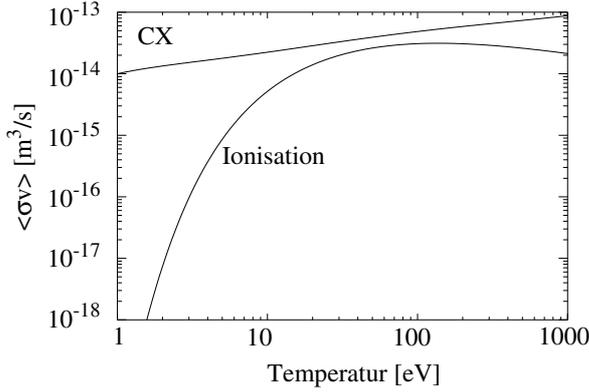


Abbildung 1.10: Reaktionsraten von thermischen Wasserstoffatomen für Ladungsaustausch (CX) und Elektronenstoßionisation in einem Plasma als Funktion der Plasmatemperatur

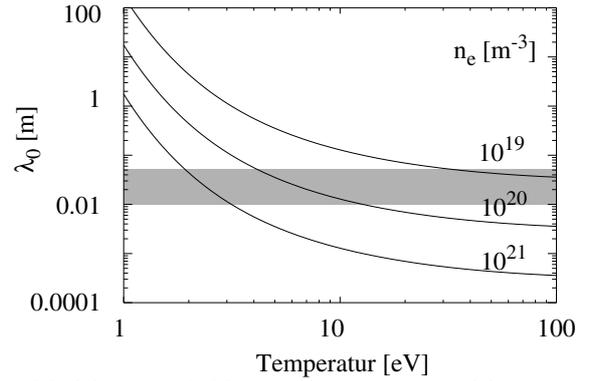


Abbildung 1.11: Temperaturabhängigkeit der freien Weglänge λ_0 für Deuterium-Atome mit Franck-Condon Energie (2 eV je Atom) für drei verschiedene Dichten

sind durch die Reaktionsraten $\langle \sigma v \rangle$ wie folgt gegeben:

$$\lambda_{\text{ion}} = \frac{v_{\text{th},0}}{n_e \cdot \langle \sigma_{\text{ion}} v_e \rangle_e} \quad \text{und} \quad \lambda_{\text{CX}} = \frac{v_{\text{th},0}}{n_i \cdot \langle \sigma_{\text{CX}} v_i \rangle_i} \quad (1.5)$$

mit $v_{\text{th},0}$ thermische Geschwindigkeit der Neutralteilchen, n_e , n_i Elektronen- bzw. Ionendichte, v_e , v_i Elektronen- bzw. Ionengeschwindigkeit und $\langle \rangle_e$, $\langle \rangle_i$ Mittelung über Elektronen- bzw. Ionengeschwindigkeitsverteilung.

Da in dem Temperaturbereich $T_e > 10 \text{ eV}$ die Reaktionsraten für Ladungsaustausch und Ionisation in der gleichen Größenordnung sind, sind auch die freien Weglängen von derselben Größenordnung d. h. :

$$\lambda_0 \approx \lambda_{\text{CX}} \approx \lambda_{\text{ion}} \quad (1.6)$$

Die Neutralteilchen führen in diesem Temperaturbereich im Mittel nur sehr wenige oder keine Ladungsaustauschstöße bis zur Ionisation durch, ihr Verhalten ist daher kinetisch bestimmt.

In dem Temperaturbereich $T_e < 10 \text{ eV}$ ist dagegen die Reaktionsrate für Ionisation deutlich kleiner als die für Ladungsaustausch. Die Neutralteilchen führen sehr viele Ladungsaustauschstöße bis zur Ionisation durch, und das Verhalten ist diffusiv bestimmt. Die mittlere Anzahl der Stöße \bar{n} ist durch das Verhältnis der Reaktionsraten $\bar{n} = \frac{\langle \sigma_{\text{CX}} v_i \rangle_i}{\langle \sigma_{\text{ion}} v_e \rangle_e}$ bestimmt. Für die gesamte freie Weglänge gilt damit [Harrison1984] :

$$\lambda_0 \approx \sqrt{\lambda_{\text{CX}} \lambda_{\text{ion}}} \quad (1.7)$$

Die Temperaturabhängigkeit der freien Weglänge λ_0 ist in Abb. 1.11 für drei verschiedene Plasmadichten gezeigt. Schraffiert eingezeichnet ist der Bereich $\lambda_0 = 1\text{-}5 \text{ cm}$, der der radialen

Ausdehnung der Abschältschicht, gegeben durch λ_q , entspricht³. Für niedrige Dichten ($n_e < 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$) ist die Ionisationslänge deutlich größer als die radiale Ausdehnung, und der größte Teil des rezyklierenden Neutralgases wird im Einschlußgebiet ionisiert. Bei solch niedrigen Dichten ist der Einfluß des rezyklierenden Neutralgases auf die Verhältnisse in der Abschältschicht gering und kann u. U. sogar komplett vernachlässigt werden. Mit steigender Dichte nimmt die Bedeutung der Wechselwirkung mit dem Neutralgas, bedingt durch die kleiner werdende Ionisationslänge, stark zu. Die Verhältnisse bei niedriger und hoher Dichte unterscheiden sich daher stark voneinander, z. B. findet die Teilchennachfüllung in der Abschältschicht bei hohen Dichten fast ausschließlich durch Ionisation von Neutralgas statt, während bei niedrigen Dichten der radiale Teilchenzufluß aus dem Einschlußgebiet überwiegt.

1.3.3 Wechselwirkung mit Verunreinigungen

Die auf die Wand auftreffenden Ionen erzeugen neben Wasserstoff-Atomen und -Molekülen auch neutrale Verunreinigungen durch Zerstäubung von Wandmaterial, die im Plasma ionisiert werden und zu einer Verdünnung der Wasserstoffdichte und Erhöhung der Strahlungsleistung führen. Wichtige Kriterien bei der Beurteilung der Eignung von unterschiedlichen Materialien als Wandmaterial sind die Zerstäubungsausbeute bei Wasserstoffionenbeschuß und die durch zerstäubtes Wandmaterial verursachte Erhöhung der Strahlungsleistung.

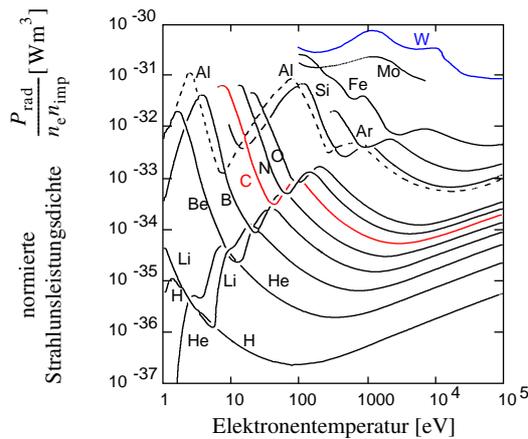


Abbildung 1.12: Auf Elektronen (n_e)- und Verunreinigungsdichte (n_{imp}) normierte totale Strahlungsleistungsdichte für verschiedene Elemente

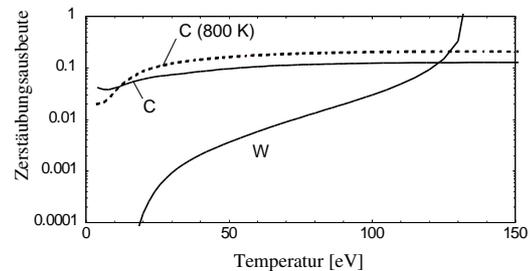


Abbildung 1.13: Zerstäubungsausbeute für Graphit und Wolfram in Abhängigkeit von der Plasmatemperatur

In Abb. 1.12 ist die auf Elektronen- und Verunreinigungsdichte normierte totale Strahlungsleistungsdichte für verschiedene Elemente gezeigt [Post1977]. Die gezeigten Werte wurden unter der Annahme eines Koronagleichgewichts, d. h. Vernachlässigung der Transportprozesse un-

³Bei dem Vergleich der Ionisationslänge λ_0 mit der Abfalllänge λ_q ist allerdings zu beachten, daß λ_0 in geometrischen Koordinaten und λ_q in magnetischen Koordinaten gegeben ist.

terschiedlicher Ionisationsstufen, berechnet. Die Strahlungsleistung von Niedrig-Z-Materialien ist für niedrige Temperaturen (< 100 eV) durch Linienstrahlung und für Temperaturen oberhalb einiger keV durch Bremsstrahlung bestimmt. Da die Strahlungsleistung für Niedrig-Z-Materialien um mindestens 3 Größenordnungen unter der für Hoch-Z-Materialien (Mo, W) liegt, scheinen Niedrig-Z-Materialien besser als Wandmaterial geeignet zu sein. Graphit bietet sich dabei aufgrund seiner thermischen Eigenschaften (hoher Schmelzpunkt, hohe maximale Leistungsdeposition) besonders an. Der Nachteil von Graphit ist jedoch die in Abb. 1.13 gezeigte hohe Zerstäubungsausbeute ($\approx 10\%$), die auch zu niedrigen Temperaturen hin nur geringfügig abfällt. Ursache für die hohe Zerstäubungsausbeute bei niedrigen Temperaturen ist chemische Erosion, d. h. Bildung von Kohlenwasserstoffverbindungen (hauptsächlich Methan) an der Oberfläche [Roth1984b]. Durch Dotierung des Graphits mit Titan kann die Zerstäubung durch chemische Erosion verringert werden. Aufgrund der in Abb. 1.13 gezeigten Temperaturabhängigkeiten der Zerstäubungsausbeuten erscheinen Hoch-Z-Materialien (z. B. Wolfram) besser als Wandmaterial geeignet zu sein, sofern das mit der Wand in Kontakt tretende Plasma kalt genug ist. Um die etwa 3 Größenordnungen höhere Strahlungsleistung gegenüber Niedrig-Z-Materialien zu kompensieren, muß das Divertorrückhaltevermögen für Hoch-Z-Materialien sehr viel höher als für Niedrig-Z-Materialien sein (Werte für maximale Verunreinigungskonzentrationen werden im nächsten Abschnitt angegeben). *Prompte Redeposition*, die bei Wolfram bis zu 90% beträgt, ist hilfreich, um solch hohe Rückhaltevermögen zu erreichen. Sie tritt auf, sofern der Larmorradius der ionisierten Verunreinigung größer als die Ionisationslänge ist und ein Großteil der Verunreinigungen innerhalb der ersten Larmorumdrehung wieder auf die Wand trifft und dort absorbiert wird.

Bisher ist die Frage nach dem optimalen Wandmaterial für Fusionsreaktoren nicht befriedigend geklärt. Bei W7-AS, wie auch bei den meisten anderen Fusionsexperimenten, wird Graphit, aufgrund seiner guten thermischen und mechanischen Eigenschaften eingesetzt. Bei W7-AS sind nahezu alle Stellen, an denen Plasma mit dem Vakuumgefäß (Edelstahl) oder anderen Einbauten (z. B. Mikrowellenantennen) in Kontakt tritt, mit Graphitkacheln ausgekleidet.

1.4 Randschichtproblematik

Für einen stationären Reaktorbetrieb muß dessen Randschicht stark unterschiedliche Voraussetzungen, wie *Leistungsabfuhr* und *Teilchenkontrolle* von Wasserstoff, Helium und Verunreinigungen, erfüllen. Diese Anforderungen sind für die Randschicht eines Tokamaks und Stellarators identisch und werden im folgenden genauer ausgeführt, da alle Randschichtszszenarien, auch die speziell in dieser Arbeit untersuchten, vor dem Hintergrund dieser grundsätzlichen Kriterien bewertet werden müssen.

Leistungsabfuhr

Etwa 20% der freiwerdenden Fusionsleistung in einem Reaktor wird durch die α -Teilchen im Plasma deponiert (siehe Gl. 1.1). Diese Leistung gelangt kontinuierlich über den Rand des Plasmas auf die Wand. Die Leistungsdeposition kann dabei Werte erreichen, die die thermischen Belastbarkeitsgrenzen der verwendeten Wandmaterialien bei weitem übersteigen, wie die folgende Abschätzung zeigt. Bei dem geplanten Testreaktor ITER (**I**nternational-**T**okamak-**E**xperimental-**R**eactor) [Janeschitz1995a] mit einer Fusionsleistung von $P_{\text{fusion}} = 1.5 \text{ GW}$, wird das Plasma durch die α -Teilchen mit 300 MW und durch Zusatzheizung mit etwa 100 MW geheizt. Unter der Annahme einer 20-prozentigen Abstrahlung aus dem Kernplasma (typischer Wert heutiger Experimente) beträgt der Leistungsfluß in die Randschicht 320 MW. Die belastete Prallplattenfläche beträgt $A_{\text{target}} = 2 \cdot 2\pi \cdot R \cdot \Delta_{\text{pol}} \approx 12.6 \text{ m}^2$ bei einem großen Radius von $R = 10 \text{ m}$ und einer poloidalen Breite der belasteten Fläche von $\Delta_{\text{pol}} \approx 0.1 \text{ m}$. Die poloidale Breite Δ_{pol} ergibt sich aus der radialen Leistungsabfalllänge λ_q , die voraussichtlich 1-2 cm beträgt, multipliziert mit einem Faktor, der sich durch die Schrägstellung der Prallplatten ergibt. Unvermeidliche bauliche Toleranzen erfordern jedoch einen Mindesteinfallswinkel von $2\text{-}3^\circ$. Mit diesen Werten ergibt sich für ITER eine mittlere Leistungsdeposition⁴ von $20\text{-}30 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$. Die Lokalisation des abströmenden Plasmas durch die Feldlinien bewirkt eine radial inhomogene Leistungsdeposition, so daß die maximale Leistungsdeposition mindestens um einen Faktor 2 höher liegt. Dieser hohe Leistungsfluß ist nicht verträglich mit der Belastbarkeit heutiger Materialien, die auf $\approx 5 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$ im stationären Betrieb begrenzt ist [Behrisch1993]. Zusätzliche Energieverluste, deren Deposition nicht durch die Feldlinien auf bestimmte Wandbereiche konzentriert wird, sind notwendig. Volumenenergieverluste wie Strahlung oder Ladungsaustausch (CX), deren Deposition durch die geometrischen Raumwinkelverhältnisse gegeben ist, sollen die notwendige energetische Entlastung der Prallplatten bewirken. Wie später gezeigt wird, kann Ladungsaustausch nicht nennenswert zur Energieabfuhr beitragen, und die notwendigen Volumenenergieverluste müssen vollständig durch Strahlung erfolgen.

Teilchenkontrolle Wasserstoff

Der von der Wand rezyklierende Fluß von Wasserstoffneutralteilchen beträgt nahezu 100% (im stationären Zustand exakt 100%) des auftreffenden Ionenflusses. Bei Heizverfahren mit Neutralgasdeposition (Neutralinjektion) oder Brennstoffnachfüllung durch Pelletinjektion muß eine mindestens ebenso große Pumpleistung als Voraussetzung für eine Kontrolle der Wasserstoffdichte zur Verfügung stehen.

Teilchenkontrolle Helium

Eine Mindestanforderung an die Pumprate für Helium ergibt sich aus einem *verallgemeinerten Brennkriterium*, bei dem neben den Verlusten durch Bremsstrahlung auch die Abhängigkeit der Fusionsleistung von der He-Konzentration berücksichtigt wurde. Als Voraussetzung für stationäres Brennen wurde von verschiedenen Autoren [Reiter1990, Behrisch1990] ein Kriterium für das Verhältnis von globaler α -Teilcheneinschlußzeit zu Energieeinschlußzeit $\frac{\tau_{\alpha}^*}{\tau_E}$ angegeben. Die

⁴Die Leistungsdichte auf der Oberfläche der Sonne liegt in derselben Größenordnung

Einschlußzeiten sind dabei wie folgt definiert:

$$\tau_{\alpha}^* := \frac{N_{\alpha}}{\Phi_{\alpha,\text{out}} - \Phi_{\alpha,\text{rec}}} \quad \tau_E := \frac{W_{\text{pl}}}{P_{\alpha} - P_{\text{rad}}} \quad (1.8)$$

mit N_{α} Anzahl der α -Teilchen, $\Phi_{\alpha,\text{out}}$ α -Teilchenfluß auf die Wand, $\Phi_{\alpha,\text{rec}}$ rezyklierender α -Teilchenfluß, W_{pl} thermische Energie des Plasmas, P_{α} α -Teilchen Heizleistung und P_{rad} im Kernplasma abgestrahlte Leistung⁵. Unter idealen Bedingungen, d. h. neben Helium werden keine weiteren Verunreinigungen berücksichtigt, ist stationäres Brennen für Werte von $\frac{\tau_{\alpha}^*}{\tau_E} \leq 15$ möglich. Für eine realistische Verunreinigungskonzentration von 2% C ergibt sich ein strengeres Limit für das Verhältnis der Einschlußzeiten von $\frac{\tau_{\alpha}^*}{\tau_E} \leq 9$.

Dieses Limit gibt eine obere Grenze für die globale Heliumeinschlußzeit τ_{α}^* vor, die nur durch aktives Pumpen erreicht werden kann, da im Nenner von τ_{α}^* der Nettoverlust an α -Teilchen steht. Eine hohe Neutralgaskompression (das Helium muß gemeinsam mit dem Wasserstoff abgepumpt werden) ist daher notwendig, um die so geforderte He-Pumprate zu erreichen.

Teilchenkontrolle Verunreinigungen

In der ITER-Reaktorstudie [Janeschitz1995a] wird eine maximal tolerierbare relative Bremsstrahlung von $\frac{P_{\text{Brems}}}{P_{\text{fusion}}} \leq 35\%$ angegeben. Diese Grenze, oberhalb derer eine Zündung nicht mehr möglich ist, gibt einen Maximalwert für die effektive Kernladungszahl Z_{eff} ⁶ von $Z_{\text{eff}} \leq 1.6$ vor. Der Helium-Anteil in ITER beträgt voraussichtlich 10% und trägt mit $\Delta Z_{\text{eff}} \approx 0.2$ zum gesamten Z_{eff} bei. Für andere Verunreinigungen bleibt nur noch ein Spielraum von $\Delta Z_{\text{eff}} \approx 0.4$, der bei einer reinen Verunreinigung durch Kohlenstoff durch eine Konzentration⁷ von $C_C \approx 1.4\%$ ausgeschöpft wird. Für eine Verunreinigung allein mit Wolfram ergibt sich nur eine maximale zulässige Konzentration von $C_W \approx 0.008\%$. Aus einem Vergleich der beiden Konzentrationen C_C und C_W ($\frac{C_C}{C_W} \approx 180$) erkennt man die Notwendigkeit eines sehr viel höheren Divertorrückhaltevermögens für Hoch-Z-Materialien als für Niedrig-Z-Materialien.

Die besondere Schwierigkeit, ein geeignetes RandschichtszENARIO zu entwickeln, besteht in der Notwendigkeit, **alle** gerade genannten Anforderungen **gleichzeitig** zu erfüllen, ohne den Einschluß im Kernplasma zu beeinträchtigen.

1.5 Randkonzepte

Um die erwähnten Probleme bei der Plasmaabfuhr (Teilchen- und Energieabfuhr) zu lösen, versucht man, die unvermeidliche Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand auf speziell dafür präparierte Bereiche zu beschränken. Dafür gibt es im wesentlichen zwei Möglichkeiten, eine Limiter- und eine Divertorkonfiguration, die einander in Abb. 1.14 und Abb. 1.15 gegenüber gestellt sind. Bei der technisch weniger aufwendigen Limiterkonfiguration, die auch bereits in

⁵ τ_E bezeichnet die durch Transportvorgänge bedingte Energieeinschlußzeit, da die im Kernplasma abgestrahlte Leistung im Nenner abgezogen wird.

⁶ $Z_{\text{eff}} := \frac{\sum Z_a^2 n_a}{\sum Z_a n_a} = 1 + \sum Z_a (Z_a - 1) \frac{n_a}{n_e}$ mit Z_a Kernladungszahl und n_a Dichte der Ionensorte a

⁷Die Konzentration C_a einer Ionensorte a ist definiert als: $C_a := \frac{n_a}{n_e}$

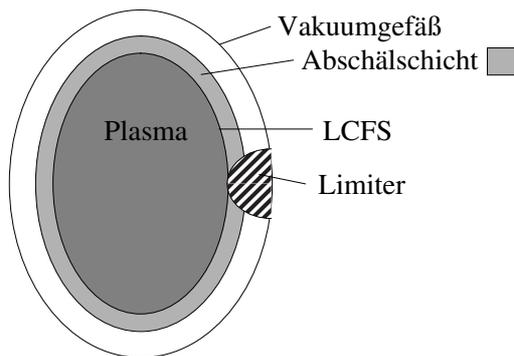


Abbildung 1.14: *Limiterkonfiguration: Direkte Limitierung des Plasmas durch einen materiellen Limiter.*

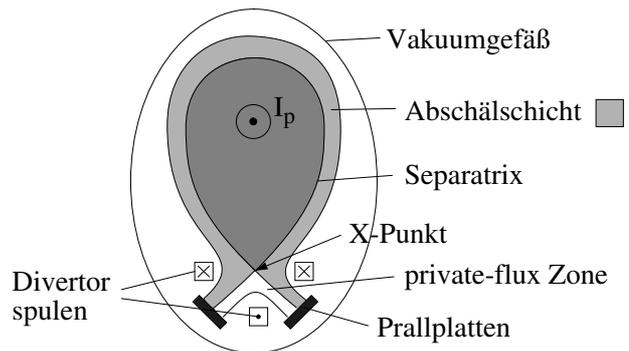


Abbildung 1.15: *Divertorkonfiguration: Limitierung des Plasmas durch eine magnetische Separatrix und Divertierung der Abschälsschicht auf räumlich vom Plasma getrennte Prallplatten.*

Abb. 1.7 zeigt war, wird ein materielles Hindernis direkt in den äußeren Bereich der geschlossenen Flußflächen eingeführt, das die parallel zum Magnetfeld fließenden Teilchen- und Energieflüsse aufnimmt. Für die Frontflächen wird in der Regel Niedrig-Z-Material verwendet, meistens Kohlenstoff (Graphit), der eine hohe Sublimationstemperatur sowie eine gute Wärmeleitfähigkeit und Thermoschockfestigkeit besitzt. Durch geeignete Formgebung (Auftreffen der Feldlinien unter einem möglichst flachen Winkel) kann die Leistungsdichte auf dem Limiter bis zu einem gewissen Grad homogenisiert und reduziert werden. Wesentlicher Nachteil der Limiter ist allerdings die enge räumliche Kopplung zwischen der Zone intensiver PWW und dem Hauptplasma. Der geringe räumliche Abstand ermöglicht ein nahezu ungehindertes Eindringen der Neutralteilchen und damit auch der schädlichen Verunreinigungen in das Hauptplasma.

Dieser Nachteil wird bei einer Divertorkonfiguration weitgehend vermieden. Das Hauptplasma wird durch eine magnetische Separatrix begrenzt, und Feldlinien außerhalb der Separatrix werden vom Hauptplasma weggeführt (divertiert) und treffen erst in einiger Entfernung auf ein materielles Hindernis (*Prallplatten*). Das Prinzip eines *Divertors* ist in Abb. 1.15 anhand eines poloidalen Tokamakdivertors gezeigt, bei dem die Separatrix durch die ebenfalls in der Abbildung gezeigten Divertorspulen erzeugt wird. Die durch die Divertierung der Feldlinien erreichte räumliche Entkopplung zwischen der PWW-Zone und dem Hauptplasma erlaubt die Ausbildung von Szenarien mit starken parallelen Temperaturgradienten und hoher Abstrahlung aus dem Bereich zwischen X-Punkt und Prallplatten. Bei ausreichend hohen Dichten wird der größte Teil des neutralen Wasserstoffs und auch der durch Zerstäubung entstandenen Verunreinigungen bereits im Divertorbereich ionisiert, und sowohl der Wasserstoff als auch die Verunreinigungen rezyklieren lokal, d. h. ohne in das Einschlußgebiet einzudringen. Das lokale, in Prallplattennähe stattfindende Recycling ermöglicht hohe Plasmadichten in diesem Bereich, und unterstützt durch geeignet positionierte Baffles läßt sich eine zum Abpumpen ausreichende Neutralgaskompression erreichen. Zwei der Hauptvorteile eines Divertors gegenüber einer Limiterkonfiguration sind der reduzierte Zufluß an Verunreinigungen in das Hauptplasma, um die stren-

gen Z_{eff} -Anforderungen zu erfüllen, und die hohe erreichbare Neutralteilchendichte, die ein aktives Pumpen als Voraussetzung zur Teilchenkontrolle ermöglicht. Aufgrund dieser Vorteile besitzen heute alle großen Tokamak-Experimente (poloidale) Divertoren. Dieses Konzept wird als einzig erfolgversprechend auch für künftige Reaktoren betrachtet, und Tokamak-Divertorstudien konzentrieren sich zur Zeit im wesentlichen auf die Optimierung der Divertorgeometrie.

Gegenwärtige Stellaratorexperimente sind noch nicht mit Divertoren ausgestattet. Die Konzentration der entsprechenden Programme auf die Untersuchung stellarator-spezifischer Einschlußeigenschaften einerseits, sowie die Auslegung der (bisher relativ kleinen) Experimente für moderate Heizleistungen und kurze Entladungsdauern andererseits ließen das Problem der Plasmaabfuhr noch nicht als gravierend erscheinen. Limiter oder der einfache Schutz der mit Teilchen und Energie belasteter Wandbereiche z. B. durch Graphitkacheln wurden als ausreichend angesehen. Mit der Erweiterung der Operationsbereiche durch höhere Heizleistungen (W7-AS: 4 MW (NI) + 1.5 MW (ECRH)) sowie der Entwicklung und Inbetriebnahme größerer Stellaratorexperimente (LHD, W7-X) und deren Auslegung für stationären Betrieb wird jedoch die Suche nach geeigneten Divertorlösungen auch für Stellaratoren unabdingbar.

1.5.1 Stellarator-Randkonzepte

Ein Stellarator unterscheidet sich bezüglich des Plasmarandes grundsätzlich von einem Tokamak, und zwar erstens geometrisch durch die inhärente Dreidimensionalität eines Stellarators und zweitens durch die Art der Erzeugung der Randstrukturen.

Bei einem poloidalen (single-null) Tokamakdivertor wird die Separatrix und damit die Flußdivertierung durch zusätzliche Divertorspulen (siehe Abb. 1.15), die für den Einschluß im Inneren nicht erforderlich sind, erzeugt. Durch Überlagerung des durch den Plasmastrom erzeugten Poloidalfeldes mit dem Feld der Divertorspulen entsteht ein toroidal (axialsymmetrisch) umlaufender X-Punkt, an dem das Poloidalfeld B_{Θ} verschwindet, und die *Verscherung*⁸ des Poloidalfeldes betragsmäßig ein Minimum besitzt. Die niedrige Verscherung bewirkt eine nur geringe radiale Variation der Verbindungslänge L_c in der Abschältschicht eines solchen poloidalen Tokamakdivertors.

Ein Stellarator dagegen besitzt bereits durch die außerhalb des Plasmas liegenden Poloidalfeldspulen eine **intrinsische** Separatrix, wie in Abb. 1.16 anhand einen klassischen $l=2$ Stellarators gezeigt ist. Die X-Punkte entstehen in diesem Fall nicht durch Verschwinden des Poloidalfeldes B_{Θ} , sondern durch „Resonanz“ der Rotationstransformation mit der Helizität der außen liegenden Leiter, und ihre Lage folgt dabei den helikalen Windungen. Ein Divertor, der die divertierende Wirkung der intrinsischen Separatrix ausnützt, wird *helikaler Divertor* genannt. In einem helikalen umlaufenden Koordinatensystem verschwindet die poloidale Feldkomponente an der Stelle des X-Punktes. Der Anstieg dieser Feldkomponente nach außen ist aber aufgrund der außenliegenden Spulen und des Fehlens des Plasmastromes sehr viel größer als beim Tokamak und führt zu einer starken Divertierung der Feldlinien und zu kurzen, radial nach außen stark abfallenden Verbindungslängen L_c in der Abschältschicht. Eine Ausbildung von ausrei-

⁸Verscherung: $\frac{d}{dr}$ bezeichnet die Ableitung nach dem kleinen Radius r .

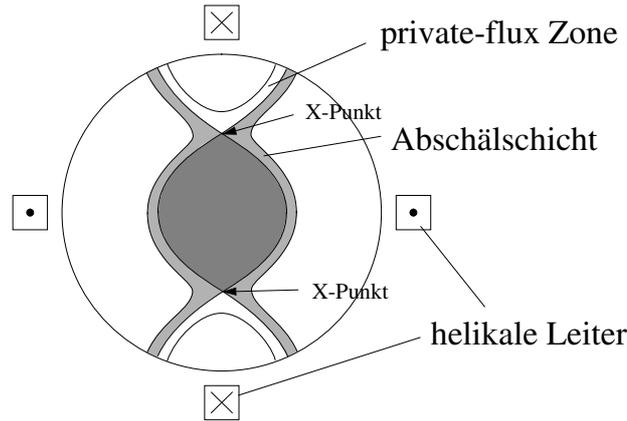


Abbildung 1.16: Divertorkonfiguration eines klassischen $l=2$ Stellarators.

chend großen parallelen Temperaturgradienten als Voraussetzung für divertorrelevante Plasmaszenarien ist bei den dadurch entstehenden kurzen Verbindungslängen kaum möglich. Ein helikaler Divertor ohne weitere Modifikation ist daher kein unmittelbar geeignetes Lösungskonzept für die in Abschnitt 1.4 dargestellten Probleme.

Andererseits wird der Bereich geschlossener magnetischer Flußflächen aber nur im idealisierten Fall eines unendlichen *Aspektverhältnisses*⁹ tatsächlich durch die intrinsische Separatrix begrenzt. Bei endlichem Aspektverhältnis entstehen durch toroidale Modenkopplung Nebenkomponenten im räumlichen Fourierspektrum des Magnetfeldes, die i. A. ein Aufbrechen der äußeren Flußflächen und damit divertierende Strukturen mit langen Verbindungslängen in diesem Bereich bewirken. Abhängig vom Spektrum der Nebenkomponenten, der Rotationstransformation \mathfrak{t} und der magnetischen Verscherung \mathfrak{t}' ¹⁰ können sich makroskopische *magnetische Inseln* und/oder Bereiche mit stochastisch laufenden Feldlinien bilden. Nebenkomponenten niedriger poloidaler Zähligkeit l und geringe magnetische Verscherung führen zur Bildung von makroskopischen Inseln, während Feldkomponenten höherer poloidaler Zähligkeit bei starker magnetischer Verscherung zu stochastischen Bereichen (durch räumliche Überlappung von Inseln verschiedener poloidaler Zähligkeit) führen. Beide Strukturen, magnetische Inseln oder stochastische Bereiche, können unter bestimmten Bedingungen die zur Etablierung der gewünschten Divertorszenarien erforderliche Flußdivertierung bewirken und werden *Inseldivertor* und *ergodischer Divertor* genannt.

Bei einem ergodischen Divertor bewirkt der stochastische Verlauf der Feldlinien abhängig vom Lyapunov-Exponenten¹¹ eine Beimischung des großen Paralleltransports zum senkrechten Transport. Sofern der Lyapunov-Exponent und auch die radiale Dicke der stochastischen Schicht groß genug ist, kann der stochastisch induzierte Senkrechttransport den anomalen Trans-

⁹Das Aspektverhältnis A bezeichnet den Quotienten aus großem und kleinem Radius: $A := \frac{R}{r}$

¹⁰magnetischen Verscherung = Verscherung der Rotationstransformation: $\mathfrak{t}' \propto \frac{d\mathfrak{t}}{dr}$. An dieser Stelle genügt die Proportionalität als Definition, da die Vorfaktoren (2π , r , R oder A) in der Literatur unterschiedlich gewählt werden.

¹¹Im stochastischen Fall wächst der Abstand d zweier Feldlinien exponentiell mit der Länge l entlang der Feldlinien: $d \propto e^{\lambda l}$, wobei λ als Lyapunov-Exponent bezeichnet wird.

port übersteigen und eine Verbreiterung der leistungsführenden Schicht bewirken. Zwei Varianten eines ergodischen Divertors, wie sie für LHD (**l**arge-**h**elical-**d**evice) geplant sind, sind in Abb. 1.17 und 1.18 (beide Abbildungen stammen aus [Ohyaby1998]) gezeigt.

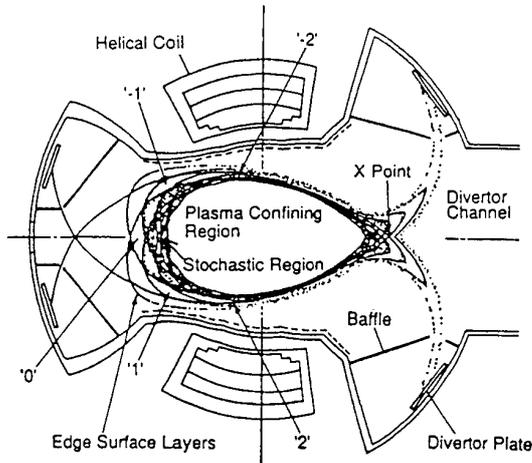


Abbildung 1.17: Option eines helikalen Divertors mit stochastischem Bereich in der Umgebung der Separatrix (LHD)

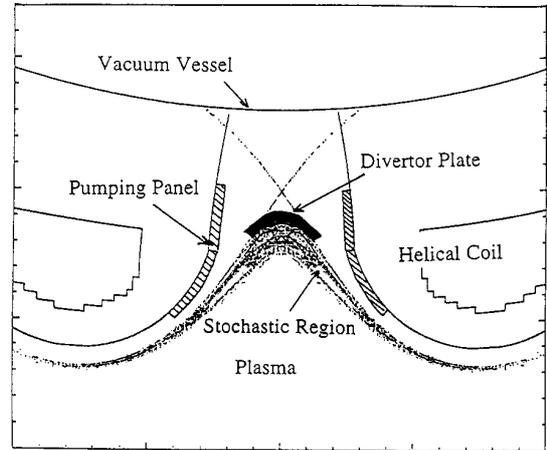


Abbildung 1.18: Option eines ergodischen Divertors (LHD)

Bei einem Inseldivertor wird die Flußdivertierung durch magnetische Inseln im Randbereich, die durch Prallplatten geschnitten werden, genutzt. Als Beispiele für diese Variante sind, die

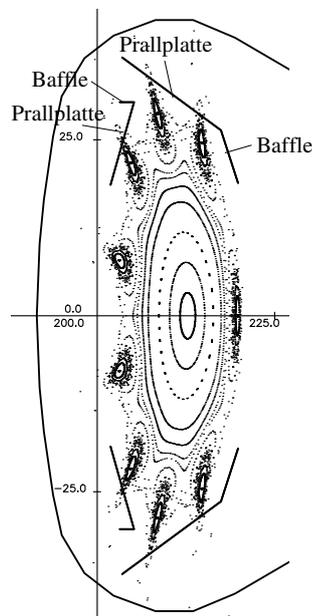


Abbildung 1.19: Geplante Inseldivertorkonfiguration für W7-AS

geplante, geometrisch offene Inseldivertorkonfiguration für W7-AS in Abb. 1.19 und der geplante **Local-Island-Divertor (LID)** für LHD in Abb. 1.20 gezeigt. Zur Erzeugung ausreichend großer Randinseln am W7-AS sind aufgrund der niedrigen magnetischen Verscherung nur geringe Störfeldkomponenten nötig. Bei einer Konfiguration mit hoher magnetischer Verscherung,

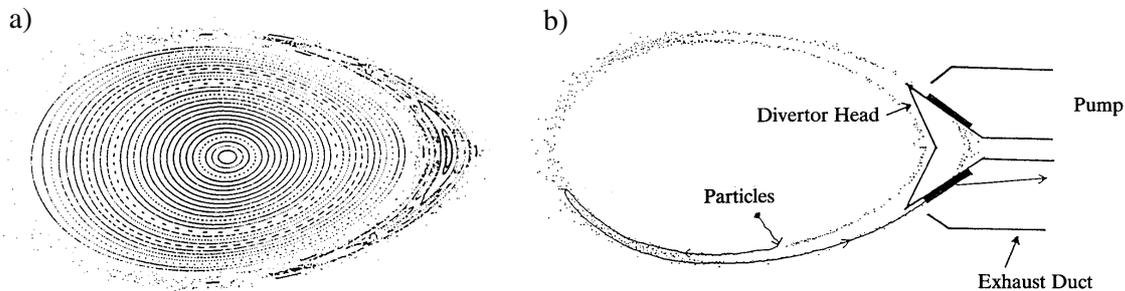


Abbildung 1.20: *Local-Island-Divertor Konfiguration für LHD mit $n/l = 1/1$ Insel, Abb. aus [Ohyaby1998]*

wie im Falle von LHD, (Torsatron) Abb. 1.20, sind deutlich größere Störfeldkomponenten notwendig, um makroskopische Inseln zu erzeugen.

Die genannten Divertoroptionen sind grundsätzlich kompatibel mit den stellarator-spezifischen Einschlußkonzepten. Es ist aber hervorzuheben, daß es sich bisher lediglich um Konzepte handelt, deren Eignung bzgl. der allgemeinen Ziele, die an die Randschicht eines Fusionsexperiments gestellt werden, bisher noch nicht im Detail untersucht bzw. erwiesen ist. Die divertierende Wirkung von magnetischen Inseln wurde bereits prinzipiell an W7-AS u. a. im Rahmen dieser Arbeit gezeigt. An CHS (**C**ompact-**H**elical-**S**ystem), einem Vorgängerexperiment zu LHD, konnte die Eignung eines Local-Island-Divertors zur Dichtekontrolle nachgewiesen werden [Komori1997].

Die Kenntnis über die Randschicht eines Tokamaks ist deutlich weiter fortgeschritten als die Kenntnis über die Stellaratorrandschicht. Dafür gibt es zahlreiche Gründe: Es gibt viel weniger Stellarator- als Tokamakexperimente, die noch dazu mit dem Ziel der Untersuchung des Einschlußverhaltens von Stellaratoren gebaut und betrieben wurden. Bei Tokamaks dagegen gibt es bereits Experimente, deren Hauptaufgabe die Untersuchung der Randschicht ist. Die inhärent dreidimensionale Konfiguration eines Stellarators erfordert darüber hinaus einen größeren diagnostischen Aufwand und trägt damit auch zu dem Kenntnisrückstand bei.

1.6 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist Teil eines weiterführenden Randschichtprogramms in W7-AS, das die Messung und modellmäßige Charakterisierung von Randplasma-Parametern in Limiterkonfigurationen (gegenwärtiger Standardbetrieb), Voruntersuchungen zum Inseldivertor sowie experimentelle Inseldivertorstudien (geplante Installation eines Inseldivertors 1999) und die Entwicklung und Implementierung eines adäquaten dreidimensionalen Randplasma-Transportcodes beinhaltet. Die Inseldivertorstudien sollen am W7-X fortgesetzt werden und so weit wie möglich Aufschluß über die Eignung des Konzeptes für künftige Stellarator-Reaktoren geben.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Beitrag zur Klärung wesentlicher Fragestellungen im Rahmen der beiden erstgenannten Programmpunkte zu leisten. Die Aufgabenstellung umfaßt dabei die folgende Untersuchungen:

- 1) Orientierende Messung von poloidalen Konturen konstanter Randschicht-Plasma-Parameter in Magnetfeldkonfigurationen mit glatten Flußflächen bzw. resonanten Strukturen (Inseln) am Rand und Vergleich mit berechneten Vakuumfeldstrukturen. Der Vergleich soll zeigen, ob die Plasmakonturen zumindest für nicht zu hohe Plasmadrücke in ausreichender Näherung konsistent mit den berechneten Flußflächen- bzw. Inselkonturen und Verbindungslängenverteilungen sind (Eignung des berechneten Vakuumfeldes als Bezugssystem), oder ob unter Betriebsbedingungen (volle Feldstärke) evtl. zusätzliche signifikante Störungen zu berücksichtigen sind.
- 2) Messung von Elektronendichte- und Temperaturverteilungen in der Randschicht in Abhängigkeit von den Betriebsparametern mittlere Dichte und Heizleistung für Entladungen mit niedriger bis moderater Dichte in Limiterkonfigurationen mit glatten Flußflächen am Rand. Klärung der Voraussetzungen für die Anwendbarkeit einfacher Randschichttransportmodelle und gegebenenfalls Interpretation der gefundenen Abhängigkeiten sowie Abschätzung radialer Transportkoeffizienten.
- 3) Implementierung des 2D-Multiflüssigkeits-Randschichttransportcodes B2 (Braams-Code) [Braams1986], [Braams1987] in Kombination mit dem Neutralgastransport-Code EIRENE [Reiter1984], [Reiter1992a] für eine exemplarische Inseldivertorkonfiguration des W7-AS und prediktive „proof of principle“ Rechnungen, ob und inwieweit sich günstige Divertorszenarien in dieser Geometrie einstellen lassen. Die Ergebnisse dieser Rechnungen, soviel sei vorweggenommen, stellen zusammen mit den Ergebnissen erster 3D-Simulationen (noch ohne selbstkonsistente Behandlung von Verunreinigungen) [Feng1997a] eine wesentliche Motivation für die geplante Installation eines Inseldivertors in W7-AS dar.

Weitere Details zu den Aufgabenstellungen werden soweit erforderlich am Anfang der entsprechenden Kapitel beschrieben. An diagnostischen Mitteln waren neben den Standarddiagnostiken für die Kernplasma-Parameter im wesentlichen ein bewegliches poloidales Langmuir-Sondenarray (siehe Abb. 3.1) sowie schnell reziprozierende Langmuirsonden an verschiedenen Positionen (siehe Abb. 5.3) verfügbar. Die Datenaufbereitung und -erfassung für die Sonden

wurden im Rahmen dieser Arbeit für „single mode“-Betrieb neu konzipiert und gebaut. Außerdem wurden die entsprechenden Auswerte-Programme erstellt. An Codes waren der GOURDON-Code für Magnetfeldrechnungen, der Kißlinger-Wobig (KW)-Gleichgewichtscodes [Kisslinger1985] sowie die für Tokamak-Geometrie ausgelegte B2-EIRENE-Code Kombination [Schneider1992a], [Reiter1992b] verfügbar.

Zum besseren Verständnis des weiteren wird in Kapitel 2 zunächst die Magnetfeldgeometrie des W7-AS etwas detaillierter beschrieben. Kapitel 3 beschreibt die orientierenden Untersuchungen zur Randschichttopologie entsprechend Punkt 1) der Aufgabenstellung für eine „glatte“ Konfiguration mit den zunächst verwendeten asymmetrischen- und den später installierten symmetrischen Limitern sowie für eine Konfigurationen mit magnetischen Inseln am Rand. In Kapitel 4 wird, ausgehend von den noch sehr allgemeinen Braginskii-Gleichungen durch Spezifikation der Plasma- und Randbedingungen sowie bestimmte Annahmen ein speziell für die Beschreibung des Randplasmas geeigneter Flüssigkeitsgleichungssatz hergeleitet, der die Grundlage für die weitere Argumentation und Modellierung bildet. Die Ergebnisse zu den Punkten 2) und 3) der Aufgabenstellung werden, nach steigender Komplexität der Randschicht angeordnet, in Kapitel 5 wiedergegeben. Im ersten Teil des Kapitels (5.1) sind die in Limiterentladungen mit niedriger bis moderater Dichte gemessenen Randparameter zusammengestellt. Es wird gezeigt, daß sich die gefundenen Abhängigkeiten im Rahmen eines physikalisch sehr transparenten 1D (radialen) Modells beschreiben lassen. Im zweiten Teil (5.2) werden die Ergebnisse der 2D Simulationen einer Inseldivertorkonfiguration entsprechend Punkt 3) der Aufgabenstellung dargestellt und diskutiert. Kapitel 6 gibt eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

Kapitel 2

Magnetfeldgeometrie des W7-AS

In diesem Kapitel werden die möglichen Randschichtgeometrien des Stellarators W7-AS vorgestellt. Von besonderem Interesse ist dabei die magnetische Konfiguration am Rand und die Lage der Limiter relativ zu den Flußflächen, da dies wichtige Voraussetzungen für eine detaillierte Analyse der Randschicht sind. Allgemeine Informationen über Stellaratoren findet man in den Arbeiten von Lyman Spitzer, Jr. [Spitzer1958a], in der das Konzept des Stellarators 1958 vorgestellt wurde, und von Shohet [Shohet1981a], die eine Übersicht über die verschiedenen Stellaratorotypen gibt.

2.1 Modularer Stellarator

Aufgrund der Transporteigenschaften im Einschlußgebiet ist es nicht möglich, auf Basis eines klassischen Stellarators einen „wasserstoff-brennenden“ Reaktor zu bauen. Mit Hilfe umfangreicher MHD-Gleichgewichtsrechnungen konnten optimierte Stellaratorkonfigurationen entwickelt werden, mit denen es gelingt, die Grenzen des klassischen Stellarators zu überwinden [Grieger1992a]. Besonders hohe β -Grenzen¹ lassen sich durch Konfigurationen erreichen, bei denen die poloidale Zähligkeit zwischen l und $l+1$ toroidal abwechselt [Anderson1981]. Solch optimierte Konfigurationen sind am besten durch einen modularen Aufbau des Spulensatzes zu realisieren. Man „verschmilzt“ die helikalen Leiter mit den planaren Toroidalfeldspulen zu einem einzigen Satz nicht-planarer Modulfeldspulen, der alleine die vollständige Stellaratorkonfiguration erzeugt. Der unterschiedliche Aufbau eines klassischen bzw. modularen Stellarators ist in Abb. 2.1 gezeigt. Neben den bereits angesprochenen physikalischen Optimierungsmöglichkeiten bietet der modulare Aufbau auch technische Vorteile. Ein modularer Spulensatz kann ohne eine nach innen gerichtete Nettokraft konzipiert werden. Abstützungen innerhalb des Spulensatzes, die bei helikalen Leitern unumgänglich sind, sind daher nicht notwendig. Außerdem ermöglicht der modulare Aufbau die gleichzeitige, unabhängige Fertigstellung einzelner Module.

¹ β bezeichnet das Verhältnis zwischen Plasmadruck und Magnetfelddruck

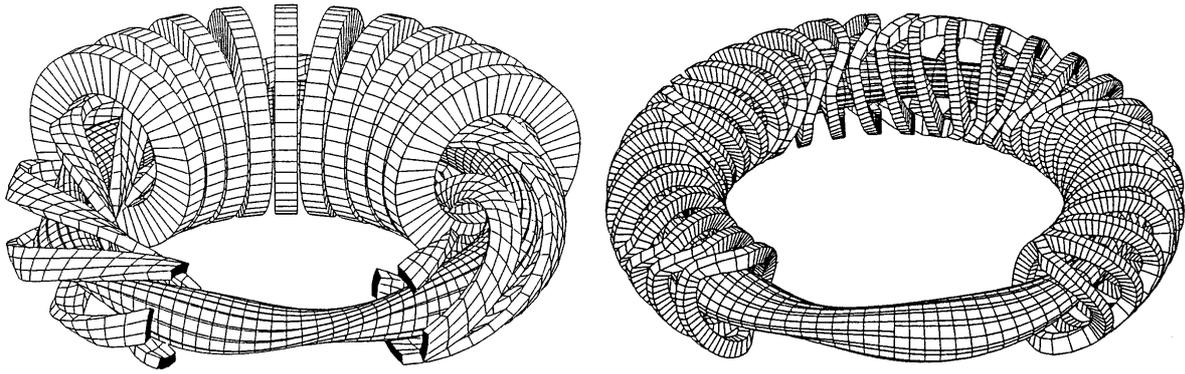


Abbildung 2.1: Bauweise eines konventionellen $l=2$ bzw. modularen Stellarators

2.2 Wendelstein 7-AS

S. Rehker und H. Wobig konnten durch numerische Feldlinienintegration die Erzeugung von geschlossenen Flußflächen durch einen Satz nicht-planarer (harmonisch verformter) Spulen zeigen [Rehker1973]. Auf Basis dieser Arbeit wurde durch Optimierung im Hinblick auf eine Reduktion der Pfirsch-Schlüter-Ströme und eine damit einhergehende Reduktion der Shafranov-Verschiebung sowie die Vermeidung von makroskopischen, magnetischen Inseln im Einschlußgebiet die Konfiguration des W7-AS entwickelt. Der Spulensatz und eine Flußfläche des teil-

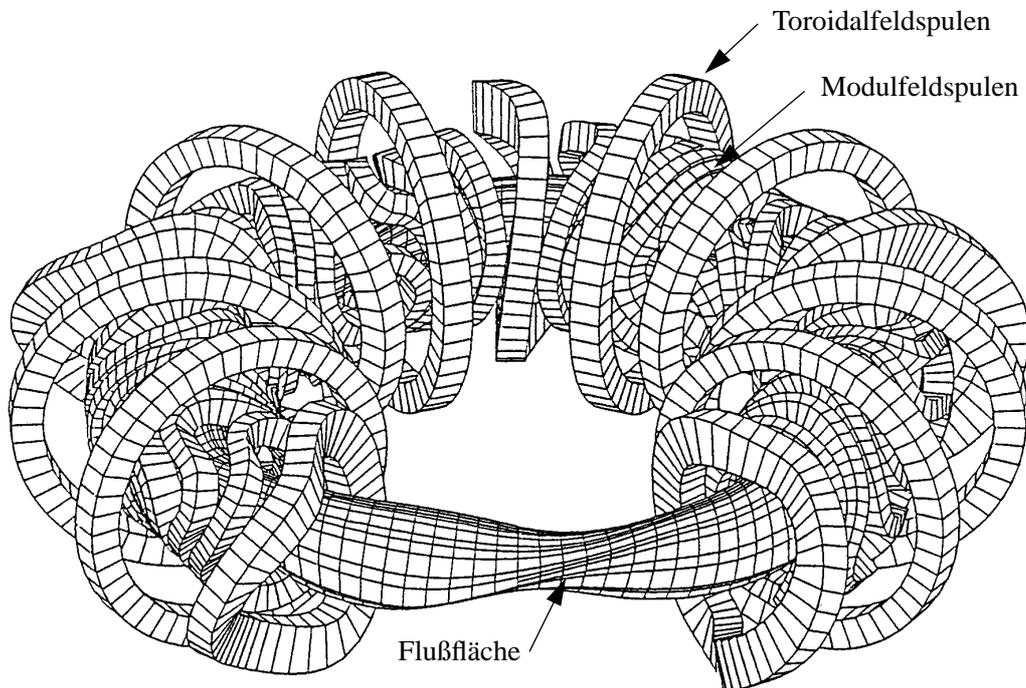


Abbildung 2.2: Spulensatz und eine magnetische Flußfläche des Stellarators W7-AS.

Die Vertikalfeld B_z -Spulen sowie der OH-Transformator sind nicht gezeigt.

Technische Daten: 5 Feldperioden, $R \approx 2$ m, $r \leq 18$ cm, $B_0 \leq 2.5$ T.

optimierten Stellarators W7-AS ist in Abb. 2.2 gezeigt. Er besitzt fünf ($n = 5$) Feldperioden, und der Plasmaschlauch ist, wie bei Stellaratoren üblich, relativ schlank und besitzt ein Aspektverhältnis von etwa $A \approx 12$. Neben den 45 Modulfeldspulen besitzt der W7-AS noch 10 Toroidalfeldspulen, einen Vertikalfeldspulensatz und OH-Transformator (beide in Abb. 2.2 nicht gezeigt), die eine Variation der Konfiguration (Lage der magnetischen Achse, Rotationstransformation ι , magnetische Verscherung ι') erlauben. Der OH-Transformator gestattet eine Regelung des Plasmastroms und damit Kontrolle über das radiale Profil der Rotationstransformation.

2.2.1 Magnetfeldgeometrie des W7-AS

Die Modulfeldspulen alleine erzeugen ein Stellaratorfeld mit einer Rotationstransformation von $\iota = 0.398$. Durch Überlagerung des Toroidalfeldes kann die Rotationstransformation innerhalb eines Bereichs $0.25 \leq \iota \leq 0.7$ variiert werden.

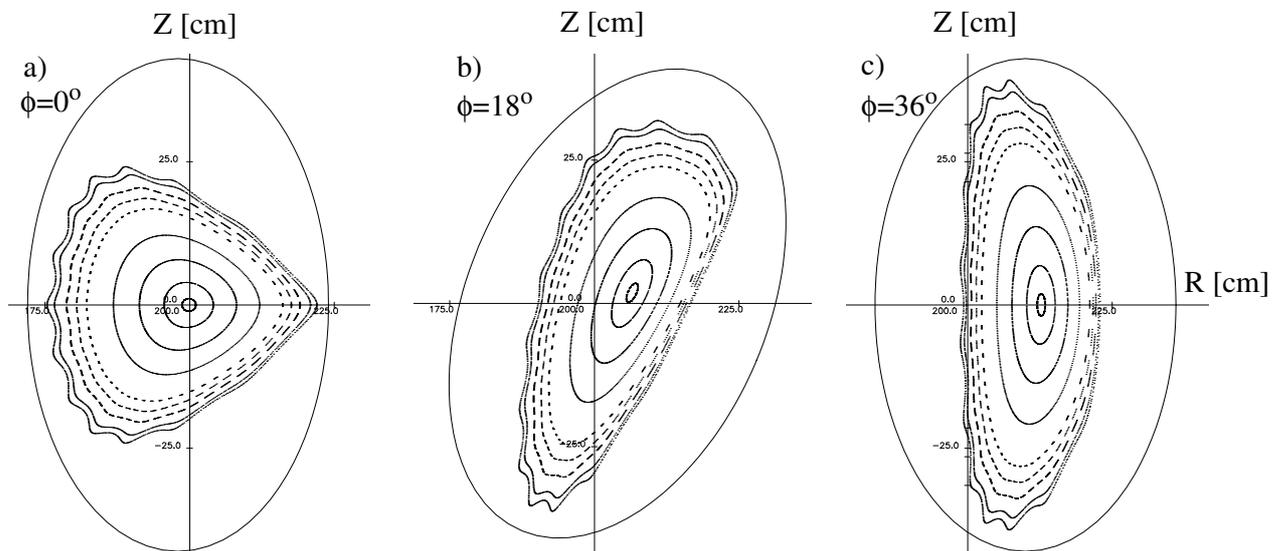


Abbildung 2.3: Poloidaler Flußflächenquerschnitt für einen Wert der Rotationstransformation auf der Achse von $\iota_0 = 0.354$ und drei verschiedene toroidale Positionen.

Die gezeigte Ellipse gibt den inneren Rand des Vakuumgefäßes wieder. Man erkennt auch die nicht-planare magnetische Achse die bei $\phi = 18.0^\circ$ leicht zu positiven Z -Werten verschoben ist.

Flußflächenquerschnitte für einen niedrigen Wert der Rotationstransformation $\iota_0 = 0.354$ sind in Abb. 2.3 zu sehen. Gezeigt sind durch Feldlinienintegration berechnete Durchstoßpunkte durch drei poloidale Ebenen. In der Mitte des Moduls ($\phi = 0^\circ$) besitzen die Flußflächen eine dreieckige ($l=3$) Struktur, die kontinuierlich in eine ellipsenförmige ($l=2$) Struktur am Ende des Moduls ($\phi = 36^\circ$) übergeht. In dem gesamten Modul wechselt die Konfiguration von einer elliptischen zu einer dreieckigen und zu einer elliptischen Struktur zurück. Die starke toroidale Variation der Flußflächenquerschnitte war bereits auch in Abb. 2.2 zu erkennen. Die gesamte Konfiguration besteht aus fünf identischen Modulen (siehe auch Aufsicht Abb. 2.7 a).

Für niedrige Werte der Rotationstransformation $\iota \leq 0.4$ existieren glatte, geschlossene Flußflächen fast bis zum Vakuumgefäß, wie in Abb. 2.3 zu sehen. Für höhere Werte der Rotations-

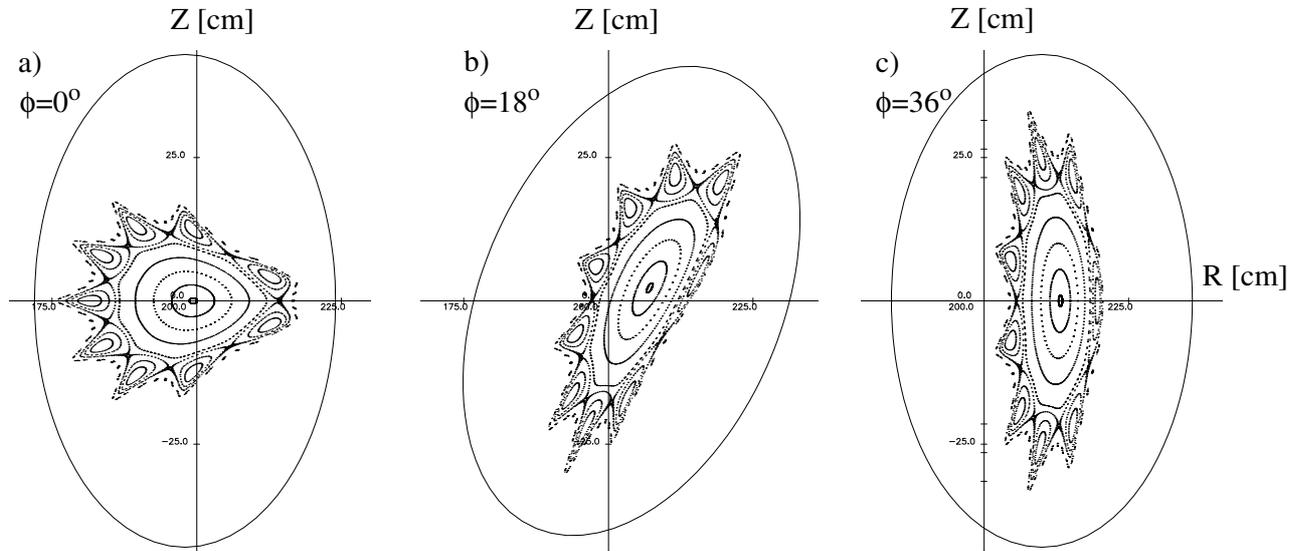


Abbildung 2.4: wie Abb. 2.3, nur für einen Wert der Rotationstransformation $\iota_0 = 0.542$

transformation verringert sich der Querschnitt des Einschlußgebietes, und für bestimmte Werte der Rotationstransformation bilden sich magnetische Inseln am Rand, wie in Abb. 2.4 für das Beispiel $\iota_0 = 0.542$ gezeigt. In diesem Fall ist die Separatrix stark gewellt und durch eine Kette von neun ($l = 9$) magnetischen Inseln bestimmt. Diese unterschiedlichen Eigenschaften, glatte, geschlossene Flußflächen fast bis zum Vakuumgefäß (Abb. 2.3) und Begrenzung des Einschlußgebietes durch eine gewellte magnetische Separatrix und Inselbildung am Rand können durch die später in Abb. 2.5 gezeigten radialen Profile der Rotationstransformation verstanden werden.

Die Existenz von Flußflächen kann analytisch nur unter der Voraussetzung einer axialen Symmetrie oder helikalen Symmetrie, die nur bei einem Stellarator mit unendlichem Aspektverhältnis gegeben ist, gezeigt werden. Zur Untersuchung der Flußflächen eines realen Stellarators mit endlichem Aspektverhältnis ist man auf numerische Feldlinienintegration angewiesen. In Abb. 2.3 und 2.4 sind die Durchstoßpunkte einiger Feldlinien durch drei poloidale Ebenen gezeigt, die durch solche „Feldlinienverfolgungsrechnungen“² erzeugt wurden.

Durch das endliche Aspektverhältnis und speziell bei W7-AS durch die Diskretisierung des Spulensatzes zu einem modularen Spulensatz entsteht in der räumlichen Fourierzerlegung des Magnetfelds ein breites Magnetfeldspektrum B_{nl} (n toroidale, l poloidale Modenzahl). Die stärksten Komponenten bestimmen die Grundform der Flußflächen, und die restlichen Komponenten, im folgenden *Störfeldkomponenten* genannt, bewirken leichte Korrekturen der Flußflächen. Die Störfeldkomponente B_{nl} bewirkt eine Störung der Flußfläche an der Stelle des resonanten Wertes der Rotationstransformation $\iota = \frac{n}{l}$. Abhängig von der Intensität der Komponente und der

²Die Ortskurve $\vec{R}(l)$ einer Feldlinie in Parameterdarstellung mit der Länge l entlang der Feldlinie als Parameter entsteht durch Integration der Feldliniengleichung: $d\vec{R} = \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|} dl$

magnetischen Verscherung ϵ' kann die „resonante“ Flußfläche aufbrechen und eine magnetische Insel entstehen. Für die mittlere Breite der magnetischen Inseln gilt die Faustformel [Cary1989]:

$$\Delta_{\text{Island}} = \frac{2R \cdot B_{nl}}{\pi B_0 l \epsilon'} \quad (2.1)$$

(B_0 :mittleres Magnetfeld).

Grundsätzlich nimmt die Intensität der Störfeldkomponenten mit dem Abstand von den Spulen zur magnetische Achse hin ab und mit der Bezeichnung \tilde{r} für den mittleren Abstand zu den Spulen gilt angenähert:

$$B_{nl} \propto \tilde{r}^{-(l-1)} \quad (2.2)$$

Der Spulensatz des W7-AS besitzt durch seine diskrete toroidale $n = 5$ -Symmetrie zahlreiche Störkomponenten der Form $B_{nl} = \frac{5}{l}$ mit $l = 1, 2, 3, \dots$

Magnetische Inseln stellen eine Verbindung zwischen ihrer Innen- und Außenseite parallel zum Magnetfeld her und bilden so einen thermischen Kurzschluß über ihre Inselbreite. Magnetische Inseln sind daher im Einschlußgebiet unerwünscht. Störfeldkomponenten mit hoher poloidaler Modenzahl l sind dabei für den Einschluß nicht schädlich, da ihre Intensität nach innen hin sehr stark abfällt (Gl. 2.2) und die durch sie verursachten Inseln außerdem ein geringere Breite Δ_{Island} (l steht im Nenner von Gl. 2.1) besitzen bzw. gar nicht auftreten.

Ein Ziel bei der Konzeption der magnetischen Konfiguration des W7-AS war die Vermeidung von Werten der Rotationstransformation $\epsilon = \frac{5}{l}$ mit kleinem l , um ein von Inseln ungestörtes Einschlußgebiet zu erreichen. Wie in Abb. 2.5 a gezeigt, konnten für einen niedrigen Wert der Rota-

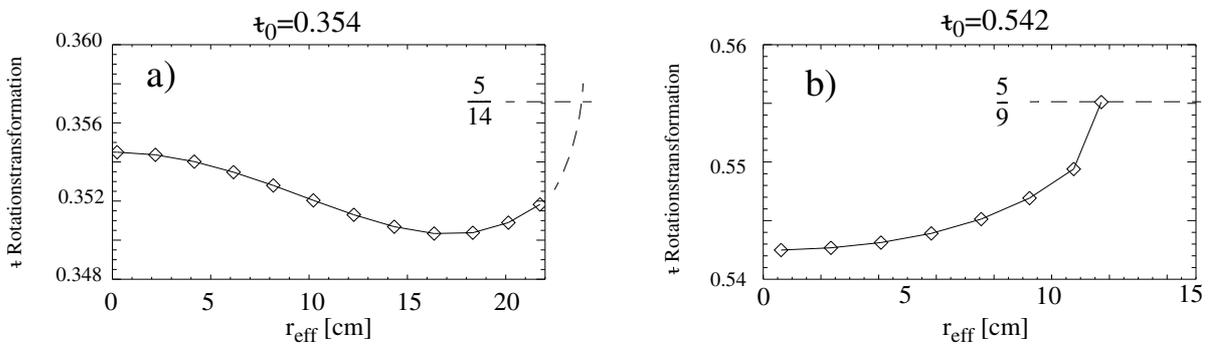


Abbildung 2.5: Radiale Profile der Rotationstransformation $\epsilon(r)$ für zwei Werte der Rotations- transformation auf der Achse: a) $\epsilon_0 = 0.354$ und b) $\epsilon_0 = 0.542$. Man beachte den unterschiedlichen Bereich der Abszissen in den beiden Abbildungen.

tionstransformation rationale ϵ -Werte bis zu einem effektiven Radius³ von $r_{\text{eff}} \approx 22$ cm vermieden werden. Außerhalb steigt die Rotationstransformation wie in Abb. 2.5 a skizziert steil an. Aufgrund dieses Profils der Rotationstransformation erwartet man geschlossene Flußflächen bis

³Unter dem effektiven Radius r_{eff} einer Flußfläche versteht man den Radius, den ein idealer Torus mit demselben Volumen und Aspektverhältnis wie die Flußfläche besitzt.

zu einem Radius $r_{\text{eff}} \approx 22$ cm und die Begrenzung des Plasma durch die $B_{5,14}$ -Störkomponente, wie bereits in Abb. 2.3 zu sehen war.

Für hohe Werte der Rotationstransformation $\tau \geq 0.4$ dagegen wird die magnetische Verschiebung stark positiv, wie in Abb. 2.5 b gezeigt. Rationale Werte der Rotationstransformation $\tau = \frac{5}{l}$ mit kleinem ganzzahligem l lassen sich daher nicht vermeiden. Im Beispiel $\tau_0 = 0.542$ ist das Einschlußgebiet bereits bei einem effektiven Radius $r_{\text{eff}} \approx 12$ cm durch die $B_{5,9}$ -Störkomponente begrenzt. Die magnetischen Inseln der Symmetrie $\frac{5}{9}$, die das Plasma in diesem Fall begrenzen, waren bereits in Abb. 2.4 zu sehen.

Vakuurfeldmessungen

Nach technischer Fertigstellung des W7-AS, vor dem ersten Betrieb mit Plasma, wurden Vakuurfeldmessungen mit der Elektronenstrahlmethode [Jaenicke1993] durchgeführt, um die Qualität der realen Flußflächen zu überprüfen. Dazu wurde eine Elektronenstrahlkanone im Vakuumgefäß installiert und die Auftreffpunkte des Elektronenstrahls mit schwenkbaren Leuchtstäben detektiert. Zwei mit dieser Methode gewonnene Bilder für unterschiedliche Werte der Rota-

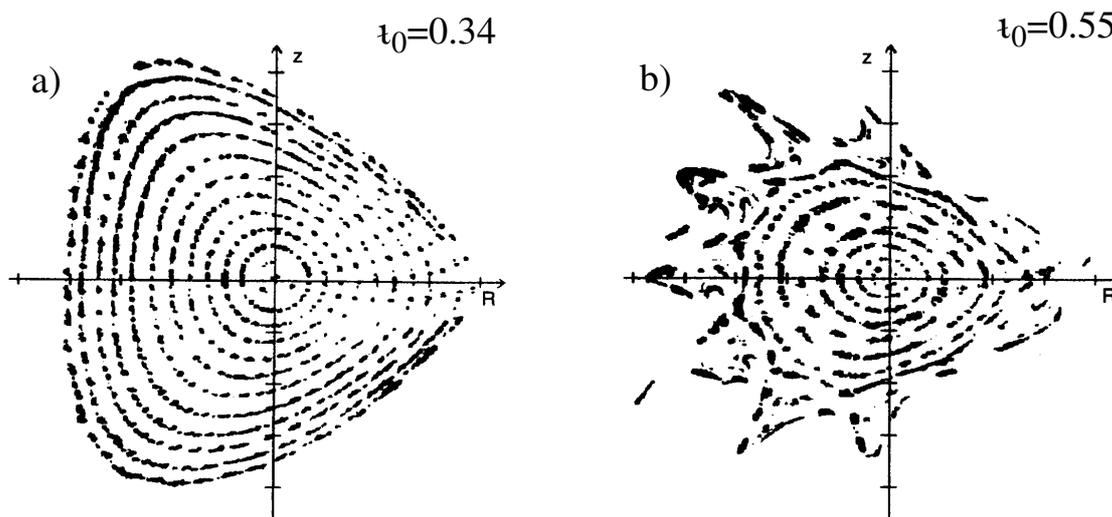


Abbildung 2.6: Elektronenstrahlmessung der Flußflächen bei $\frac{1}{10}$ der Betriebsfeldstärke, für zwei Werte der Rotationstransformation a) $\tau = 0.34$ und b) $\tau = 0.55$. Beide Abbildungen sind der Veröffentlichung [Jaenicke1993] entnommen.

tionstransformation sind in Abb. 2.6 gezeigt. Für den niedrigen Wert der Rotationstransformation Abb. 2.6 a) erkennt man glatte Flußflächen, die sich über einen großen radialen Bereich erstrecken, wie man auch aufgrund der in Abb. 2.3 gezeigten Feldlinienrechnungen erwartet. Die unterschiedliche Form der äußeren Flußflächen erklärt sich aus dem leicht abweichenden Wert der Rotationstransformation zwischen Elektronenstrahlmessung und berechneten Flußflächen. Bei dem hohen Wert der Rotationstransformation zeigt die Elektronenstrahlmessung Abb. 2.6 b) deutlich den geschrumpften Querschnitt des Einschlußgebietes und die starke Welligkeit der Separatrix, die man ebenfalls aufgrund der in Abb. 2.4 gezeigten Feldlinienrechnungen erwar-

tet. Der Rand der gemessenen Flußflächen ist eindeutig durch inselartige Strukturen bestimmt. Nach einer kleinen Korrektur der in der Rechnung verwendeten effektiven Stromfäden stimmen die mit der Elektronenstrahlmethode gemessenen Flußflächen im Rahmen der experimentellen Ungenauigkeiten mit den berechneten Flußflächen überein. Die Feldlinienrechnungen können daher als solide Basis für Konfigurationsuntersuchungen unter Plasmabedingungen verwendet werden.

2.2.2 Limiterkonfiguration des W7-AS

Das Verhalten der Randschicht ist neben der magnetischen Konfiguration maßgeblich durch die Limiteranordnung bestimmt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente mit unterschiedlichen Limiterkonfigurationen durchgeführt. Die Hauptunterschiede sind in Abb. 2.7 gezeigt. In einer frühen Experimentierperiode waren zwei Oben-Unten-Limiter der Größe 40×80 cm (Breite \times Länge) aus Borcarbid, elektrisch isoliert vom Vakuumgefäß, installiert. Die zwei Limiter waren asymmetrisch (bzgl. der toroidalen $n=5$ Symmetrie) an den Grenzen von Modul 3-4 oben sowie Modul 4-5 unten platziert. Die vertikale Position konnte in dem Bereich $21.5 \text{ cm} \leq |z| \leq 31.5 \text{ cm}$ eingestellt werden.

In einer späteren Experimentierperiode wurden die beiden Oben-Unten-Limiter durch zehn, symmetrisch an der Torusinnenseite angebrachte Innenlimiter, siehe Abb. 2.7 rechts, ersetzt. Die Innenlimiter sind aus Graphit, haben eine Größe von 23×11 cm (Höhe \times Breite) und sind elektrisch leitend mit dem Vakuumgefäß verbunden. In Abhängigkeit vom Wert der Rotationstransformation und der Plasmalage können mit den Innenlimitern limiterbegrenzte (Abb. 2.8 a) oder separatrixbegrenzte (Abb. 2.8 b) Konfigurationen eingestellt werden.

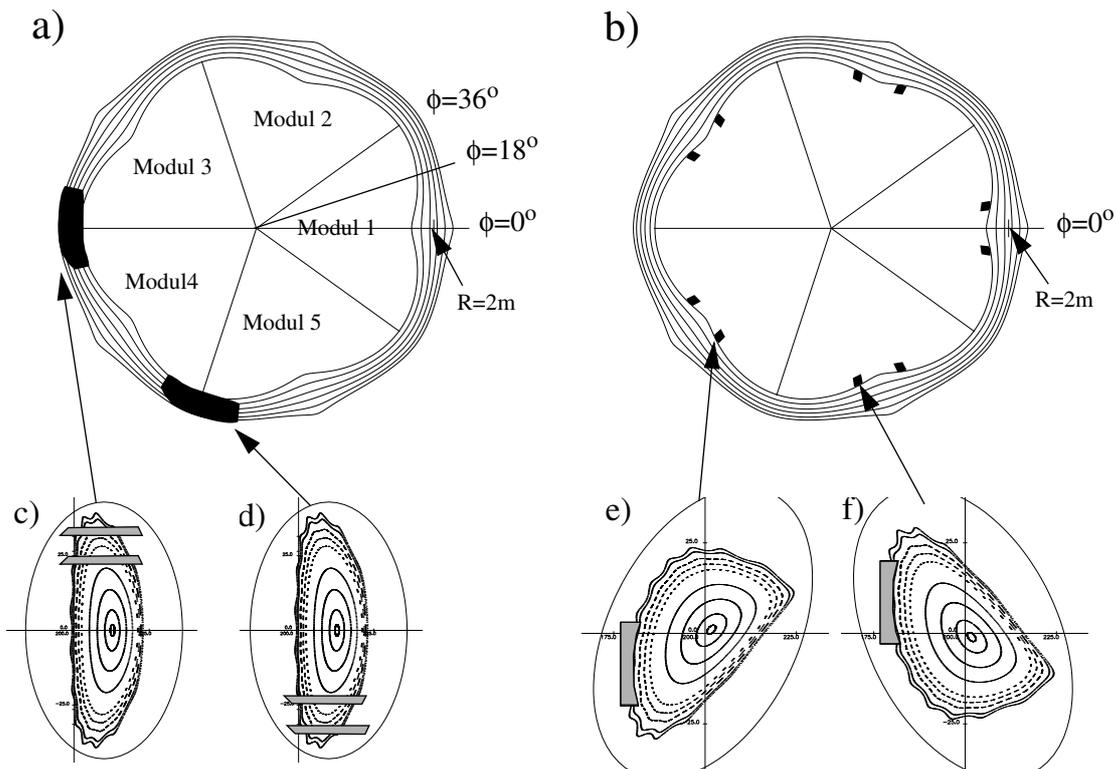


Abbildung 2.7: Links a), c) und d) ist die asymmetrische Konfiguration mit den zwei asymmetrischen Innenlimitern gezeigt.

Rechts b), e) und f) ist die symmetrische Innenlimiterkonfiguration zu sehen.

Die Limiter sind schwarz gefüllt gezeigt. Die beiden oberen Abbildungen a) und b) sind eine Aufsicht auf W7-AS und die Plasmaform ist durch den Querschnitt dreier Flussflächen mit der $z=0$ Ebene angedeutet. Poloidale Flussflächenquerschnitte für die jeweiligen Limiter Ebenen sind in c), d) bzw. e), f) gezeigt. In den Abb. c) und d) sind die beweglichen Innenlimitern sowohl in der maximal inneren ($z = \pm 21.5$ cm) als auch in der maximal äußeren ($z = \pm 31.5$ cm) Position gezeigt.

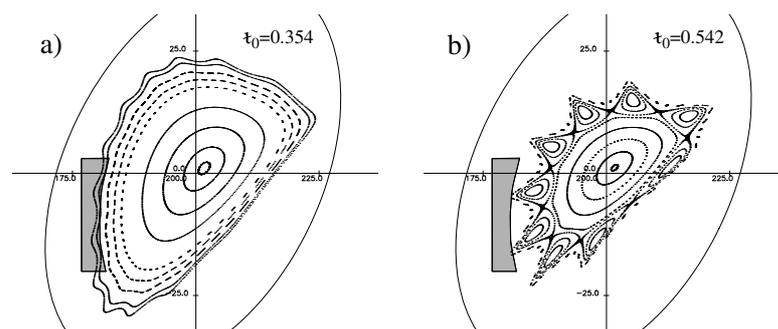


Abbildung 2.8: Links a) ist eine limiterbegrenzte Konfiguration für einen niedrigen Wert der Rotationstransformation τ und rechts b) eine separatrixbegrenzte Konfiguration für einen hohen Wert der Rotationstransformation τ zu sehen.

Kapitel 3

Experimentelle Untersuchungen zur Randschichttopologie

Nachdem, wie im vorigen Kapitel gezeigt, die Existenz von geschlossenen Flußflächen unter Vakuumbedingungen durch Elektronenstrahlungsmessungen bei $\frac{1}{10}$ der Betriebsfeldstärke [Jaenicke1993] nachgewiesen wurde, sollen jetzt die Auswirkungen der unterschiedlichen Konfigurationen und Limiteranordnungen auf die Plasmabedingungen am Rand unter Betriebsfeldstärke untersucht werden. Diese Untersuchungen sind aufgrund der komplexen dreidimensionalen Geometrie des Stellarators nicht-trivial und benötigen erheblichen experimentellen Aufwand. Speziell werden die zwei folgenden Punkte bearbeitet:

- Klärung des Einflusses unterschiedlicher Limiteranordnungen auf die Randschichttopologie und die plasmabegrenzende Wirkung in Magnetfeldkonfigurationen mit „glatten“ Flußflächen ($\epsilon \leq 0.4$). Im Vordergrund stand dabei die für den Maschinenbetrieb wichtige Vermeidung von Plasmakontakten mit nicht dafür speziell ausgelegten Einbauten, z. B. ungeschützte Gefäßwände, Hochfrequenzantennen u. a. Gleichzeitig wurde auch die Eignung der entsprechenden Topologien für Transportabschätzungen, unter Verwendung eines einfachen 1d-radialen SOL-Transportmodells untersucht.
- Untersuchung, inwieweit sich für Vakuumbedingungen berechnete, resonante Magnetfeldstrukturen am Rand (Inseln bzw. Inselnfragmente) in der Plasmarandkontur abbilden. Die Messungen sollen zeigen, ob diese Strukturen bei Betriebsfeldstärke existieren und vom Plasma „gesehen“ werden. Speziell wurden die gemessenen poloidalen Zähligkeiten der Inseln mit aus Feldlinienrechnungen, auf Basis der externen Spulenströme, erwarteten Zähligkeiten verglichen, sowie Hinweise auf Flußdivertierung gesucht.

Die wichtigste Diagnostik für diese Untersuchungen ist das in Abb. 3.1 gezeigte Langmuirsondenarray, mit dem radiale und poloidale Verteilungen des Ionensättigungsstroms I_s bzw. der Dichte n_e und Elektronentemperatur T_e in der Abschältschicht gemessen wurden. Die Beobachtungen wurden mit Erwartungen, die aus Vakuumfeldrechnungen (Flußflächenplots und Verbindungslängenverteilungen L_c) beruhen, verglichen. Die Entladungsbedingungen wurden dabei

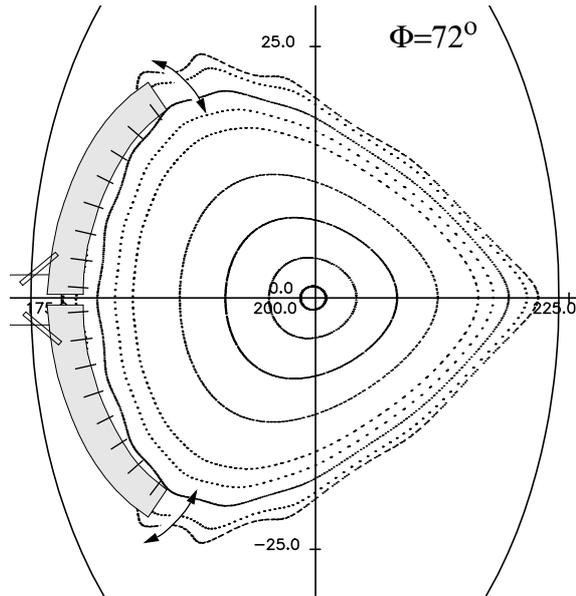


Abbildung 3.1: Langmuirsondenarray mit 16 Spitzen. Das Array ist radial beweglich und die Flügel sind schwenkbar, um eine Anpassung an die Plasmakontur zu ermöglichen. Mit dem Array können zweidimensionale Verteilungen (radial und poloidal) der Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e durch eine Serie von Entladungen (die Bewegung kann nur zwischen zwei Entladungen erfolgen) gemessen werden.

möglichst vakuumnah gewählt, damit Komplikationen infolge signifikanter paralleler Parametergradienten, Quellen durch Wechselwirkung mit Neutralteilchen und Modifikation der Konfiguration durch interne Ausgleichsströme bei endlichem Plasmadruck β vernachlässigbar sind.

3.1 Limiterbegrenzte Konfigurationen

Der Einfluß der unterschiedlichen Limiterkonfigurationen wurde durch Vergleich der gemessenen Dichte (n_e)- und Ionensättigungsstrom (I_s)-Verteilungen mit gerechneten Verbindungslängen analysiert. Die Verbindungslänge L_c ist die wichtigste geometrische Größe, die den radialen Abfall von Dichte und Temperatur bestimmt. Für die hier verwendeten „vakuumnahen“ experimentellen Bedingungen ergibt sich, wie später in Abschnitt 5.1.2 gezeigt, ein nahezu exponentieller radialer Abfall der Dichte mit einer Abfalllänge von:

$$\lambda_n = \sqrt{\frac{D_{\perp} L_c}{c_s}} \quad (3.1)$$

mit D_{\perp} senkrechter (anomaler) Diffusionskoeffizient und c_s Ionenschallgeschwindigkeit. Ziel des in diesem Kapitel durchgeführten Vergleichs war allerdings kein quantitativer Vergleich der gemessenen Abfallängen gemäß Gl. 3.1 mit den Verbindungslängen sondern ein Vergleich der **geometrischen** Position der Bereiche unterschiedlicher Verbindungslängen. Dazu wurden Isolinien der Dichte bzw. des Ionensättigungsstromes, deren Dichten ein direktes Maß für die Abfalllänge bieten, mit der Verbindungslänge verglichen.

3.1.1 Asymmetrische Limiterkonfiguration

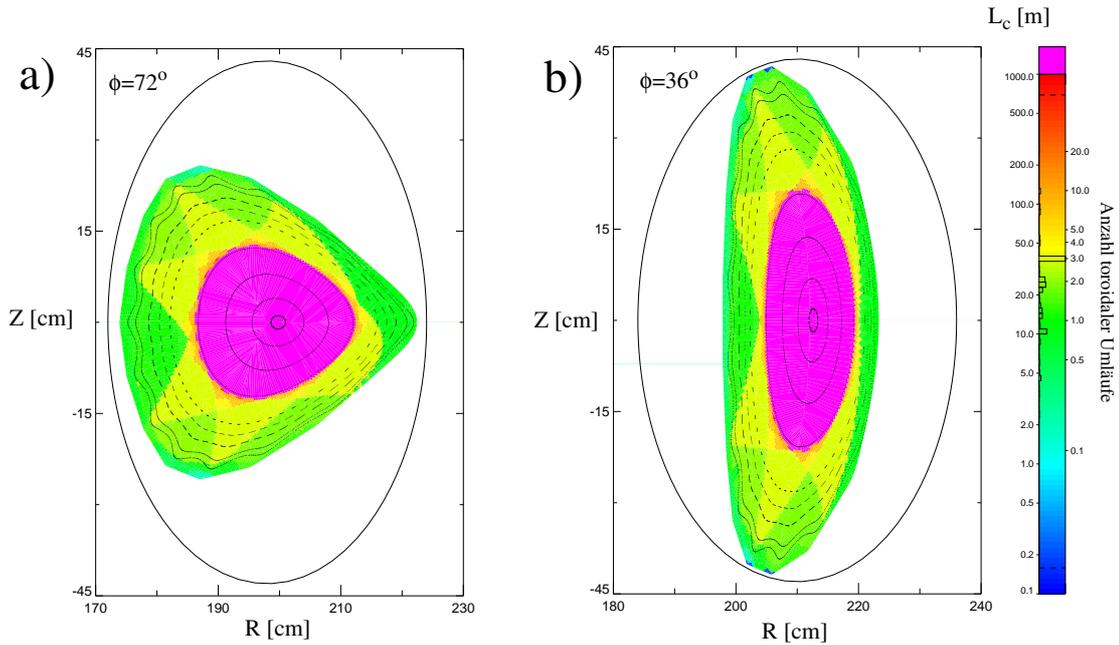


Abbildung 3.2: Verbindungsängenverteilung (farbcodiert) und Flußflächenkonturen für zwei poloidale Schnitte $\phi = 72^\circ$ und $\phi = 36^\circ$ bei einer Rotationstransformation von $\tau_0 = 0.354$ und für eine Position der **asymmetrischen** Oben-Unten Limitern von $Z_{\text{lim}} = \pm 21.5$ cm. Die Verbindungsängenverteilung in der Dreiecksebene ist für die Ebene dargestellt, in der sich das in Abb. 3.1 gezeigte Sondenarray befindet (aufgrund der symmetriebrechenden Limiter unterscheiden sich die L_c -Verteilungen in den fünf vom Magnetfeld her äquivalenten Dreiecksebenen).

Abb. 3.2 zeigt berechnete Verbindungsängenverteilungen für die in der frühen Phase verwendeten *symmetriebrechenden* Limiter (siehe auch Abb. 2.7 a) und eine magnetische Konfiguration ($\tau_0 = 0.354$), die glatte Flußflächen bis weit in den Limiterschatten besitzt. Die Abbildung zeigt eine komplexe, stark inhomogene Verbindungsängenverteilung, die zudem stark von den äußeren Feldparametern (τ , B_z , nicht gezeigt) abhängt. Direkt an das Einschlußgebiet (magenta $\cong L_c = \infty$) schließen sich 6 dreieckige, gelbgrüne Bereiche mit einer Verbindungslänge von $L_c \approx 36$ m ($\cong 3$ toroidale Umläufe) an. Außerhalb befinden sich 4 hellgrüne Bereiche mit $L_c \approx 24$ m und 2 dunkelgrüne Bereiche mit $L_c \approx 12$ m. Diese sechszählige Struktur, sowohl in Abb. 3.2 a als auch in Abb. 3.2 b erkennbar, entsteht durch eine „Resonanz“ der zwei Limiter mit der Rotationstransformation $\tau \approx \frac{1}{3}$. Abb. 3.3 zeigt den Vergleich zwischen gemessenen Ionensättigungsstrom Konturen und dem zugehörigen Ausschnitt der Verbindungsängenverteilung. Da in dieser Phase, aufgrund der Meßelektronik des Arrays, nur Sättigungsstrommessungen möglich waren, konnte der Vergleich nicht direkt mit der Dichte durchgeführt werden. Da der Ionensättigungsstrom aber direkt proportional der Dichte ist und nur wurzelartig von der Temperatur abhängt ($I_s \propto n_e \sqrt{T_e}$) und die Temperatur im allgemeinen eine größere Abfalllänge als die Dichte besitzt, kann der Ionensättigungsstrom in erster Näherung als Maß für die Dichte verwendet werden. In Abb. 3.3 erkennt man eine gute Übereinstimmung der geometrischen Position maxima-

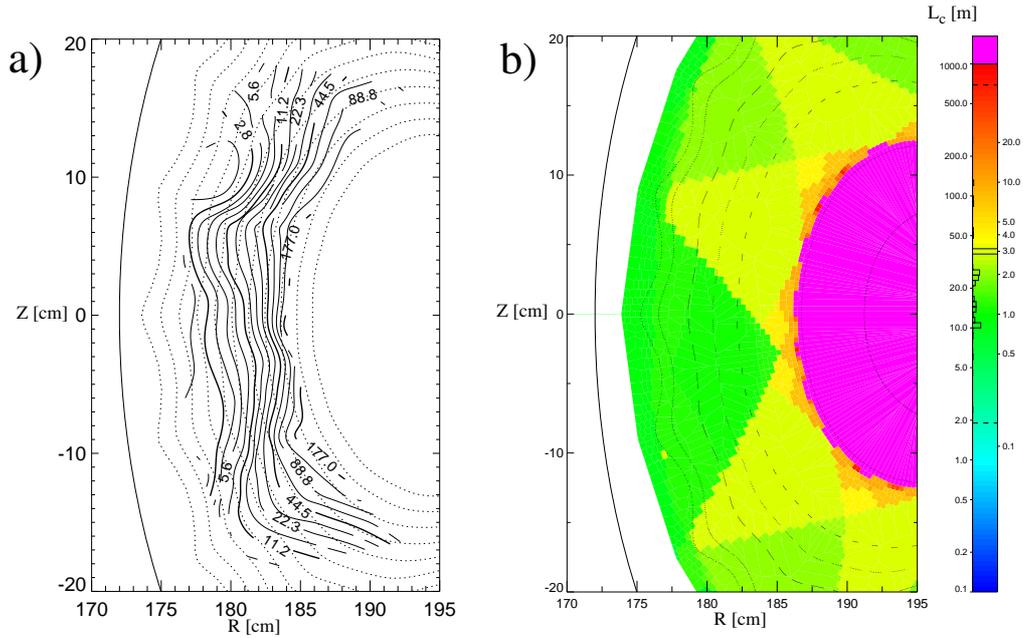


Abbildung 3.3: Vergleich von Konturlinien des gemessenen Ionensättigungsstroms I_s [mA] (a) mit berechneter Verbindungslängenverteilung (b).

ler ($z = 7$ cm, $z = -16$ cm) und minimaler ($z = -4$ cm) Abfallänge¹ des Ionensättigungsstroms mit den Bereichen längerer Verbindungslänge $L_c \approx 36$ m (gelbgrüner Bereich) und kürzerer Verbindungslänge $L_c \approx 12$ m (dunkelgrüner Bereich). Ein quantitativer Vergleich der Abfallänge, gemäß Gl. 3.1, wurde nicht durchgeführt, da erstens keine Dichten sondern nur Ionensättigungsströme gemessen wurden und zweitens der systematische Fehler, als Folge der zusätzlichen Abschattung durch das Array selbst, einen solchen Vergleich in Frage stellt. Das Hauptergebnis des in Abb. 3.3 gezeigten Vergleichs liegt in der Übereinstimmung der geometrischen Lage der Maxima und Minima von L_c und der radialen Abfallänge von I_s . Diese Übereinstimmung kann unter Berücksichtigung des poloidalen Abstands der Sondenspitzen, der grob ≈ 2 cm beträgt, als gut bezeichnet werden kann.

Die stark inhomogene Verbindungslängenverteilung führt zu einer ebenfalls stark inhomogenen Abschältschicht und Limitierung des Plasmas. Speziell bei zurückgezogenen Limitern $Z_{\text{lim}} = 31.5$ cm (nicht gezeigt) wurde verstärkte Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand und anderen Einbauten festgestellt (Verfärbungen und sogar Schäden durch erhöhte thermische Belastung), und die Limitierung des Plasmas war unzureichend. In der Folge dieser Untersuchungen wurden, wie bereits erwähnt, die beiden asymmetrischen Oben-Unten-Limiter durch zehn *symmetrisch* an der Torusinnenseite angeordnete, poloidale Graphitlimiter (siehe auch Abb. 2.7 b) ersetzt. Primäres Ziel war eine Homogenisierung der Verbindungslängen, da es verschiedene Hinweise auf radiale $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driften als Folge poloidaler Verbindungslängengradienten, die poloidale Temperaturgradienten und damit elektrische Felder verursachen, gab. Diese Homogenisierung sollte zu einem verbesserten Schutz der Einbauten und damit einer verringerten Freisetzung von Verunreinigungen beitragen.

¹Dichte der Isolinien gibt ein Maß für die Abfallänge, niedrige/hohe Dichte = lange/kurze Abfallänge

3.1.2 Symmetrische Limiterkonfiguration

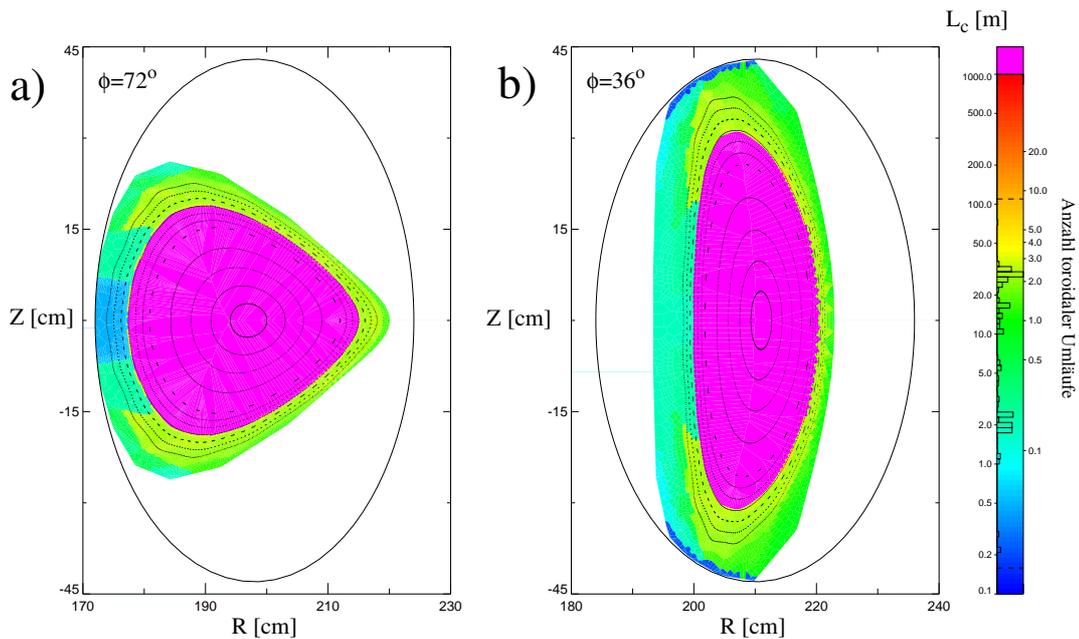


Abbildung 3.4: wie Abb. 3.2 nur für die **symmetrische** Innenlimiterkonfiguration bei $\tau_0 = 0.344$ und $B_z = 77$ G

Abb. 3.4 zeigt die durch die 10 Innenlimiter bei einem B_z -Feld von 77 G (das die Flußflächen um etwa 2.5 cm nach innen verschiebt) erreichte Homogenisierung der Verbindungslänge. Im Außenbereich beträgt die Verbindungslänge $L_c \approx 28$ m und nur auf der Innenseite treten durch Abschattung der Limiter kurze Verbindungslängen mit $L_c \approx 2.3$ m und zwischen den Innenlimitern (Abb. 3.4 a und vergrößert in Abb. 3.5 b, $z \approx -7..+7$ cm) sehr kurze Verbindungslängen mit $L_c \approx 0.5$ m auf. Die Konturlinien des Ionensättigungsstroms zeigen, für die symmetrische Limiteranordnung Abb. 3.5 a, deutlich geringere radiale Abweichungen von den magnetischen Flußflächen als für die asymmetrische Oben-Unten-Limiteranordnung (Abb. 3.3 a). Die Abfalllänge für die Dichte und damit auch den Ionensättigungsstrom sollte in dem Bereich sehr kurzer Verbindungslängen kleiner als in den benachbarten Bereichen sein, was sich in den dichter liegenden Isolinien in Abb. 3.5 a abzeichnet. Im Gegensatz zu früheren Messungen, bei denen nur die Messung des Ionensättigungsstroms technisch möglich war, wurde die Meßelektronik und auch die Auswertung der Langmuirsonden zwischenzeitlich auf „gesweepen“ *single-mode* Betrieb² umgestellt, so daß für diese Messungen Dichte und Temperatur einzeln verfügbar sind. Eine vergrößerte Abbildung der Dichtekonturen für diese Messung und für eine Messung mit invertiertem Magnetfeld, ansonsten aber nahezu identischen Parametern, ist in Abb. 3.6 gezeigt. Der genaue Vergleich der Dichtekonturen mit den Flußflächen zeigt, als Auswirkung der sehr kurz-

²Um mit einer Langmuirsonde sowohl die Elektronentemperatur als auch die Dichte zu messen ist entweder die Verwendung einer Triple-Sonde notwendig oder man verwendet eine Einfach-Sonde und durchläuft durch Anlegen einer Wechselspannung („sweepen“) periodisch die Sondenkennlinie, siehe auch [Swift1970a] und [Weinlich1995]. Um eine hohe räumliche Auflösung zu erreichen, konnte jedoch keine Triple-Sonde, die drei Spitzen benötigt, verwendet werden.

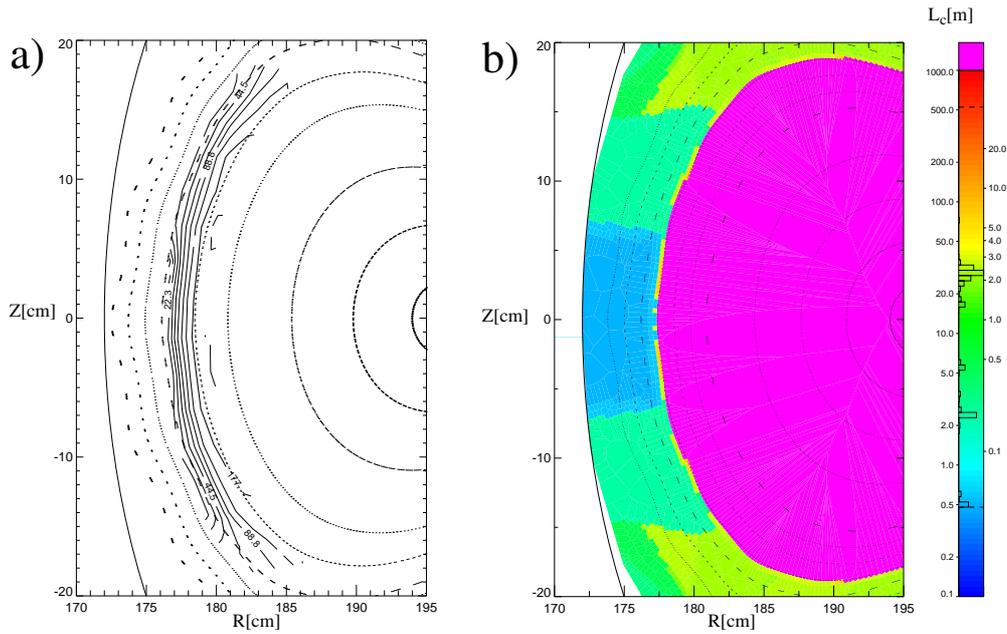


Abbildung 3.5: wie Abb. 3.3 nur für die **symmetrische** Innenlimiterkonfiguration bei $\tau_0 = 0.344$ und $B_z = 77$ G

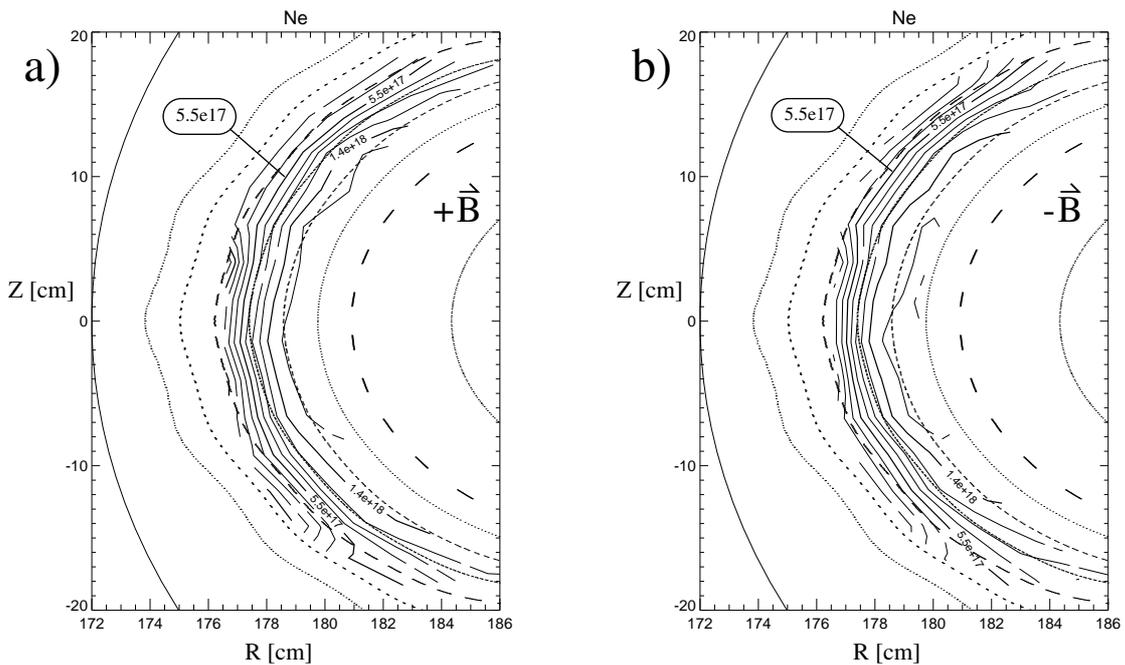


Abbildung 3.6: Isolinien der Elektronendichte n_e für symmetrische Innenlimiteranordnung, $\tau_0 = 0.344$, $B_z = 77$ G bei normaler ($+\vec{B}$ links) und invertierter ($-\vec{B}$ rechts) Feldrichtung, sowie dazugehörige Flußflächen.

en Verbindungslänge, in den beiden Abbildungen 3.6 a und 3.6 b eine radiale Abweichung der $5.5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ -Kontur gegenüber den Flußflächen bei $z = 0$ cm um etwa einen halben Zentimeter

nach innen. Da die poloidalen Limiterkonturen konstruktiv an das Vakuumfeld angepaßt wurden (Abb. 2.8 a), würden in der Rechnung nicht berücksichtigte Störfeldeinflüsse, z. B. infolge von Spulenverformung bei Betriebsfeldstärke, zu einer Modifikation der Verbindungslängenverteilung führen, die sich durch eine Deformation der Konturlinien abzeichnen sollte. Da dies in Abb. 3.6 nicht beobachtet wird kann auf eine gute Übereinstimmung der „Betriebskonfiguration“ mit dem berechneten Vakuumfeld schließen. Durch die Homogenisierung der Abschältschicht wurden auch die Voraussetzungen für Transportuntersuchungen mittels vereinfachender eindimensionaler Modelle (Kapitel 5.1) geschaffen.

3.2 Separatrixbegrenzte Konfigurationen mit Randinseln

Für hohe Werte der Rotationstransformation $\epsilon \geq 0.4$ ist die LCFS nicht durch die Limiterposition sondern durch die stark gewellte magnetische Separatrix bestimmt. Für bestimmte Werte der Rotationstransformation bilden sich außerhalb der LCFS geschlossene magnetische Inseln, wie in Abb. 3.7 für eine Rotationstransformation von $\epsilon_0 = 0.544$ gezeigt.

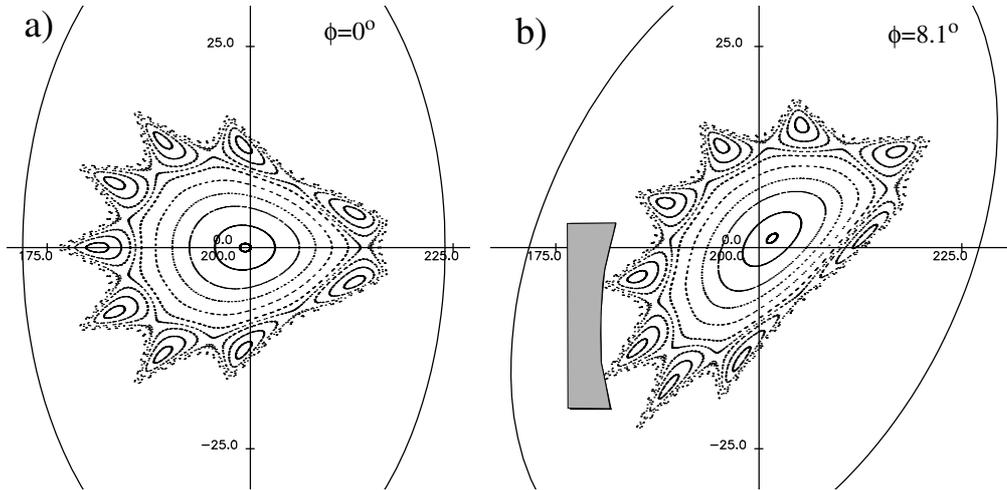


Abbildung 3.7: Flußflächenplot in der Dreiecks- (a) und Innenlimiterebene (b) für eine Rotationstransformation $\epsilon_0 = 0.544$ und $B_z = 77$ G. Der Plasmarand wird durch die Kette von neun miteinander verbundenen, magnetischen Inseln bestimmt.

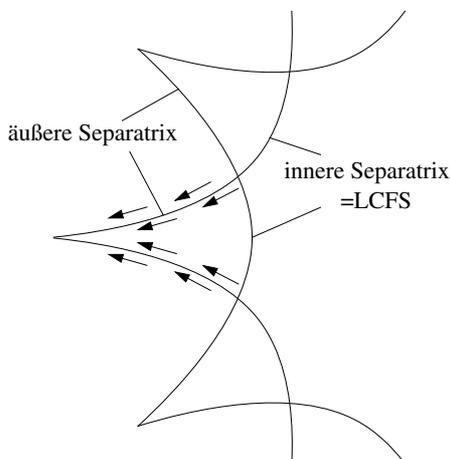


Abbildung 3.8: Divertierung entlang äußerer Inselseparatrix

Die Innenlimiter³ schneiden die Inseln nicht, sondern stehen leicht außerhalb der äußeren Inselseparatrix. Für eine Konfiguration mit geschlossenen Inseln am Rand wird eine Divertierung bzw. Fokussierung des Plasmas entlang der äußeren Separatrix zur Inselspitze hin (wie in Abb. 3.8 skizziert) erwartet. Messungen der Elektronendichte mit dem Langmuirsondenarray für eine solche Konfiguration sind in Abb. 3.9 gezeigt. Die poloidale Dichtemodulation spiegelt klar die poloidale Zähligkeit der Inseln und ihrer divertierenden Wirkung wieder. Die Dichteverteilung zeigt eine leichte Asymmetrie, die Dichtemaxima sind um etwa 2 cm nach unten (Abb. 3.9 a) bzw. nach oben (Abb. 3.9 b) verschoben. Da sich die Verschiebung mit Umkehr der Feldrichtung umdreht, kann eine asymmetrische Positionierung des Sondenarrays bzgl. der Konfiguration, z. B.

³Für eine solche Konfiguration besitzen die Innenlimiter nicht die Funktion eines Limiters, sondern die Funktion einer Prallplatte (vgl. Abb. 1.14, 1.15).

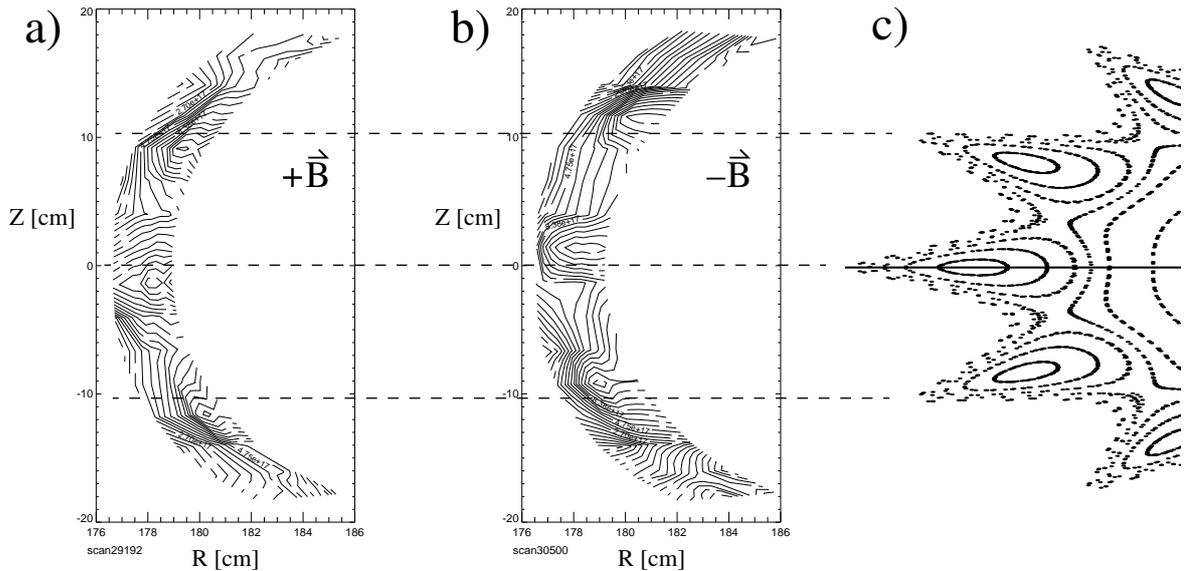


Abbildung 3.9: Konturlinien der mit dem Sondenarray gemessenen Elektronendichte n_e für normale (a) und invertierte (b) Feldrichtung, sowie der entsprechende Ausschnitt aus dem zugehörigen Flußflächenplot (c) für $\tau_0 = 0.544$. In allen drei Abb. a, b und c ist die Abszisse gegenüber der Ordinate um den Faktor 2 gestreckt; daher das ungewohnte Aussehen des Flußflächenplots.

durch schrägen Einbau, ausgeschlossen werden. Um eine solche Verschiebung durch ein radiales \vec{B} -Feld zu erreichen, ist, wie Feldlinienrechnungen ergaben, ein Feld der Größe $B_{\text{rad}} \approx 100\text{G}$, dessen Richtung sich mit dem Hauptfeld umdreht, notwendig. Magnetfeldmessungen ergaben jedoch nur um Größenordnungen kleinere radiale Feldkomponenten. Eine Feldstörung dieser Größenordnung hätte man auch bei der Vermessung der Flußflächen mit der Elektronenstrahlmethode (Abb. 2.6 b) finden müssen, und sie wird daher zur Erklärung der Verschiebung ausgeschlossen. Auch die $\vec{V}B$ -Drift und die Krümmungsdrift können aufgrund von guiding-center Diffusionsrechnungen als Ursache für die gemessene Asymmetrie ausgeschlossen werden.

Feng gelang die Erklärung der beobachteten Verschiebung durch Annahme einer, durch radiale Temperaturgradienten getriebenen, poloidalen $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift innerhalb der Insel [Feng1997b]. Die niedrigere Temperatur am Mittelpunkt der Insel (O-Punkt) gegenüber der Temperatur an der Separatrix bewirkt ein nach außen gerichtetes, radiales elektrisches Feld (Skizze 3.10). Die Drehrichtung der resultierenden $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift zeigt bei normaler Feldrichtung im Uhrzeigersinn und bewirkt eine Erhöhung der Plasmadichte unterhalb der Inselspitze, wie in der Messung (Abb. 3.9 a) gefunden. Als Folge dieser Erklärung der Asymmetrie durch die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift sollte die Asymmetrie bei höheren Dichten verschwinden, da bei hohen Dichten die Temperatur und damit auch der Temperaturgradient in der Insel stark abnimmt. Bei den experimentell verwend-

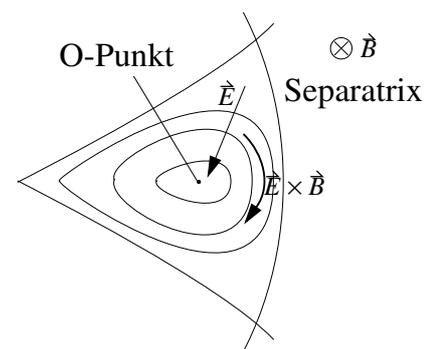


Abbildung 3.10: Asymmetrie durch $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift.

ten niedrigen Dichten sollte der Einfluß der diamagnetischen Drift ($-\vec{\nabla}p \times \vec{B}$) gering sein. Die Erklärung der gemessenen Asymmetrie durch die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift erscheint daher am wahrscheinlichsten.

Auch weitere, hier nicht gezeigte, Messungen, z. B. Limiterkalorimetrie und Beobachtungen im H_{α} -Licht [Das1995], zeigen eindeutige Hinweise auf Flußdivertierung, so daß die prinzipielle Eignung von „natürlichen“ Inseln als Inseldivertor gesichert ist. Um mit einem Inseldivertor alle, im einleitenden Kapitel erwähnten, Anforderungen an die Randschicht zu erfüllen, sind jedoch noch zahlreiche weitere Fragestellungen zu lösen. Neben den Auswirkungen unterschiedlicher Inselgeometrien und Platzierung der Prallplatten relativ zu den Inseln, muß auch noch das Verhalten bei endlichem Plasmadruck β und das Verunreinigungs- und Neutralgasverhalten analysiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird noch die relative Platzierung der Prallplatten (folgender Abschnitt), sowie das Verunreinigungs- und Neutralgasverhalten auch bei höherer Dichte mit einem vereinfachten zweidimensionalen Modell (Kapitel 5.2) behandelt.

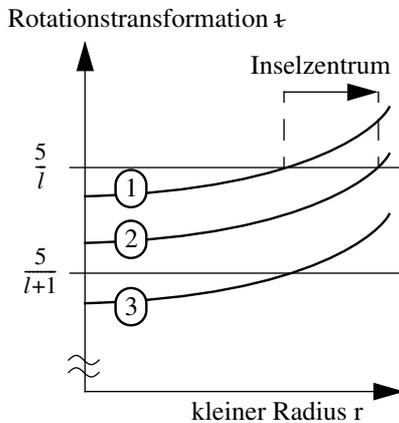


Abbildung 3.11: Positive magnetische Verscherung führt bei Absenkung der Rotations- ε -transformation (Kurve 1 \rightarrow Kurve 2) zu einer Auswärtsverschiebung der Lage des resonant- ε -Wertes und Inselzentrums. Bei einer weiteren ε -Absenkung (Kurve 3) bildet sich im Inneren die $(l+1)$ -Inselkette.

Inseln auf, d. h. es bilden sich nach außen offene Feldlinien oder Inselfragmente, deren innerer Rand dann die Separatrix bildet. Bei einer noch weiteren Absenkung der Rotations- ε -transformation (Kurve 3 in Skizze 3.11) beginnt im Inneren die Inselkette mit der nächst höheren poloidalen Modenzahl $(l+1)$ zu wachsen.

In Abb. 3.12 sind Flußflächenplots und Dichtemessungen n_e für drei Werte der Rotations- ε -transformation, bei denen geschlossene Inseln der Symmetrie $\frac{5}{11}$, $\frac{5}{10}$ und $\frac{5}{9}$ am Rand existieren, gezeigt. Bei den berechneten Flußflächenplots erkennt man einen „Phasensprung“ der poloidalen Lage der Inselzentren (O-Punkte) auf der Innenseite, wobei im Falle der $\frac{5}{11}$ und $\frac{5}{9}$ -Inseln (Abb. b und f) eine ungerade Symmetrie (O-Punkt bei $z=0$) und im Fall der $\frac{5}{10}$ -Inseln (Abb. d) eine gerade

Der Einfluß der relativen Positionierung von Insel zu Innenlimiter kann, da die Innenlimiter fest auf der Innenseite des Vakuumgefäßes montiert sind, nur durch eine Änderung der Inselposition untersucht werden. Die Existenz, Größe und Lage der Inseln hängt direkt vom Profil der Rotationstransformation ab und kann durch Variation der Spulenströme von außen beeinflusst werden. Der W7-AS besitzt für hohe Werte der Rotations- ε -transformation $\varepsilon \geq 0.4$ eine positive magnetische Verscherung, die eine Auswärtsverschiebung der Inselzentren bei geringfügiger Absenkung der Rotations- ε -transformation bewirkt, wie in Abb. 3.11 skizziert. Die radiale Abhängigkeit der Magnetfeldkomponenten B_{nl} (vgl. Gl. 2.1) bewirkt ein gleichzeitiges Wachstum der Inselgröße mit der Auswärtsverschiebung. Bei einer weiteren Absenkung der Rotations- ε -transformation und Auswärtsverschiebung der Inseln brechen die

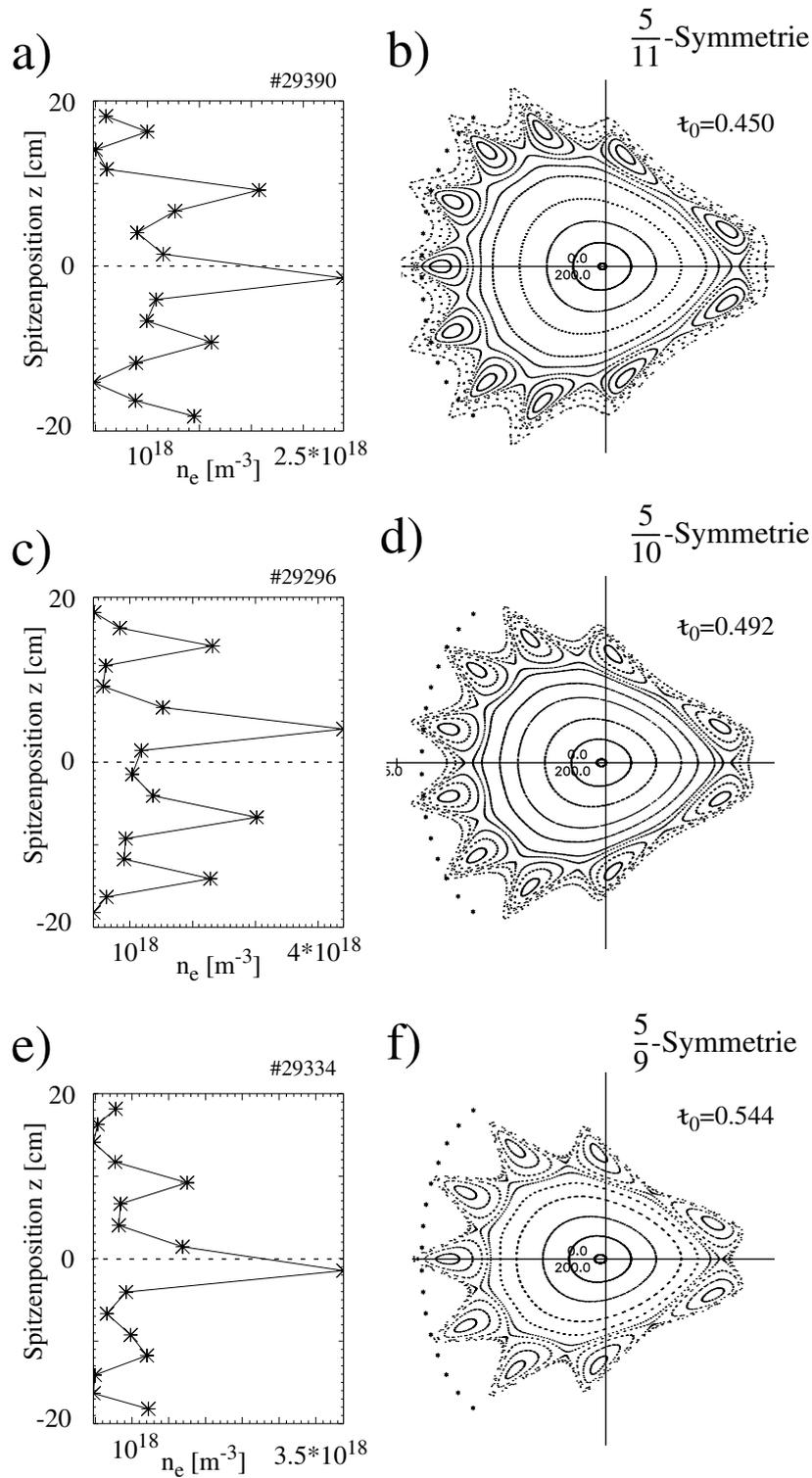


Abbildung 3.12: Dichtemessung n_e und Flußflächenplot für drei Werte der Rotationstransformation, bei denen geschlossene Inseln der Symmetrie $\frac{5}{11}$, $\frac{5}{10}$ und $\frac{5}{9}$ am Rand existieren. Die Positionen der Sondenspitzen sind als Sternchen * in den Flußflächenplots eingezeichnet. Auf der Innen(Array)seite der Flußflächen liegt auf der $z = 0$ -Achse in Abb. b) und f) ein O-Punkt, während in Abb. d) ein X-Punkt liegt. Die Lage des X-Punktes auf der Außenseite bleibt dagegen konstant.

Symmetrie (X-Punkt bei $z=0$) vorliegt. Dieser Phasensprung spiegelt sich eindeutig in den Messungen wieder. Im Fall der ungeraden Symmetrie (Abb. a und e) zeigt sich ein Dichtemaximum bei $z=0$, während im Fall der geraden Symmetrie (Abb. c) ein Dichteminimum bei $z=0$ gemessen wird. Als Auswirkung der bereits diskutierten $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift innerhalb der Insel, zeigt sich, für alle drei Werte der Rotationstransformation, experimentell eine deutliche Asymmetrie. Die Sondenspitzen, die die unteren Hälften der Inseln berühren, zeigen jeweils eine deutlich höhere Dichte verglichen mit den Spitzen, die die oberen Inselhälften berühren.

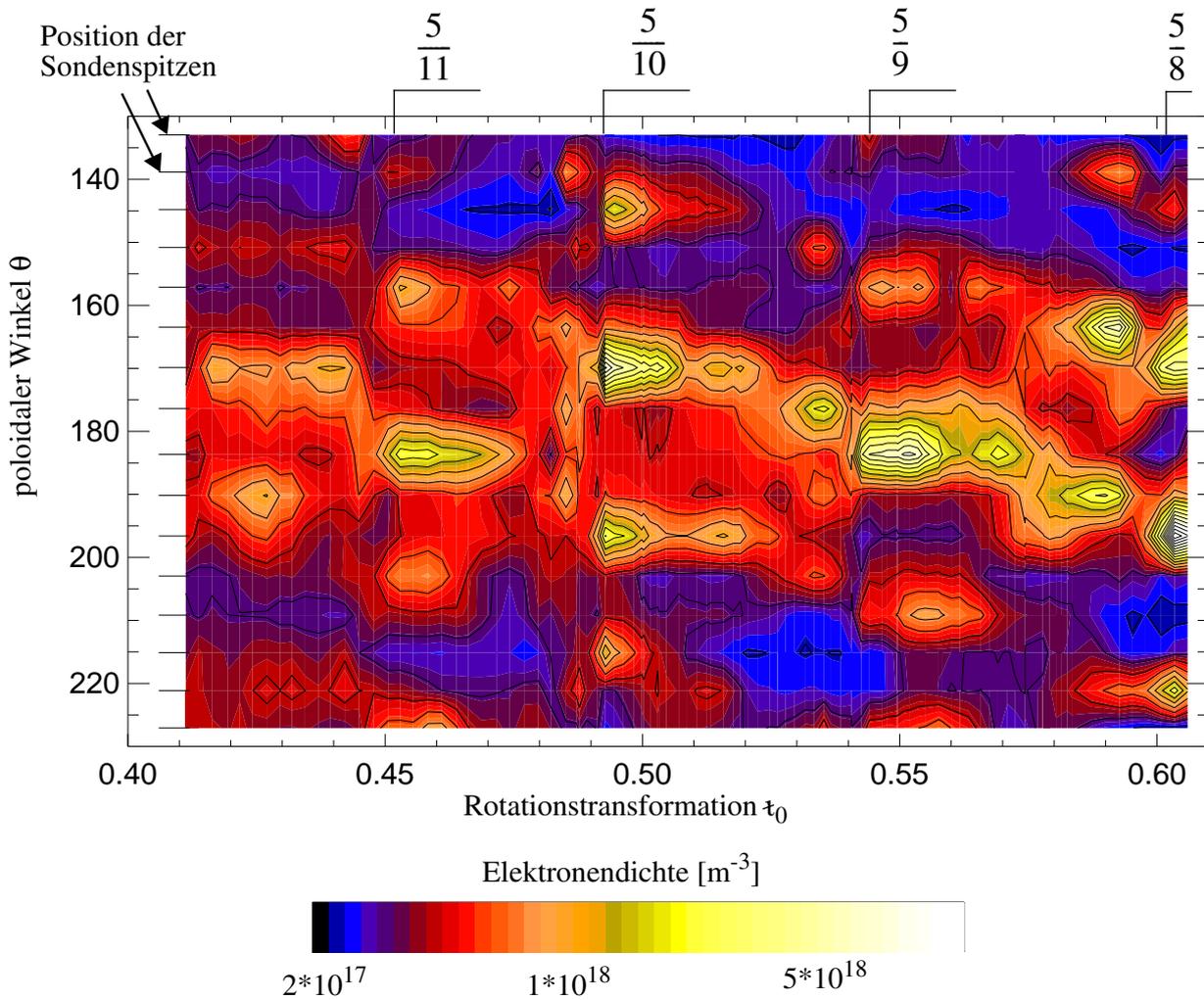


Abbildung 3.13: Mit dem Sondenarray (Abb. 3.1) gemessene Dichte n_e , farbkodiert und als Konturlinien, in Abhängigkeit der zentralen Rotationstransformation τ_0 und der poloidalen Spitzenposition θ

Insgesamt wurde die Rotationstransformation über den Bereich $\tau_0 = 0.41 - 0.61$, in feinen Schritten von $\Delta\tau \approx 0.002$, variiert. Ein kompletter Überblick über die mit dem Array gemessenen Dichten in Abhängigkeit von der zentralen Rotationstransformation und der poloidalen Lage der Sondenspitzen ist in Abb. 3.13 gegeben.

Die liniengemittelte Dichte sowie die ECRH-Heizleistung wurde bei allen ca. 100 Entladungen konstant gehalten. Das Sondenarray war knapp (einige Millimeter) hinter den Innenlimitern positioniert. Die Gebiete hoher Dichte (gelb-weiße Bereiche) spiegeln für vier Bereiche der Rotationstransformation ($\tau_0 = 0.45 - 0.46, 0.492 - 0.505, 0.544 - 0.555, 0.60 - 0.61$) die Flußdivertierung durch die Inseln der $\frac{5}{7}$ -Symmetrie wider und entsprechen jeweils dem geringsten Abstand geschlossener Inseln von den entsprechenden Sondenspitzen des Arrays. Wie man aufgrund der bereits in Abb. 3.12 gezeigten poloidalen Schnitte erwartet, zeigen die Hochdichtebereiche klar die Sprünge der poloidalen Modenzahl l und die leichte Asymmetrie, die sich bei dieser Auftragung in einer Verschiebung der mittleren Maxima und Minima zu $\theta = 184^\circ$ äußert. Ein Vergleich der drei Flußflächenplots Abb. 3.12 b, d, f zeigt eine Erhöhung der Modulations-tiefe der äußeren Inselseparatrix mit fallender Modenzahl, die sich in der Messung in Abb. 3.13 in einer erhöhten Dichteveriation der $\frac{5}{9}$ -Zone ($\tau_0 \approx 0.55$) gegenüber der $\frac{5}{11}$ -Zone ($\tau_0 \approx 0.455$) andeutet.

Neben den vier Bereichen, in denen die Dichteverteilung klar durch die $\frac{5}{7}$ -Symmetrie bestimmt wird, fällt zu kleineren Werten der Rotationstransformation ein abrupter Abbruch der $\frac{5}{7}$ -Struktur auf. Besonders beim $\frac{5}{10}$ -Bereich scheint eine „Frequenzverdopplung“ der poloidalen Modenzahl beim Übergang von $\tau_0 = 0.492$ zu $\tau_0 = 0.486$ stattzufinden.

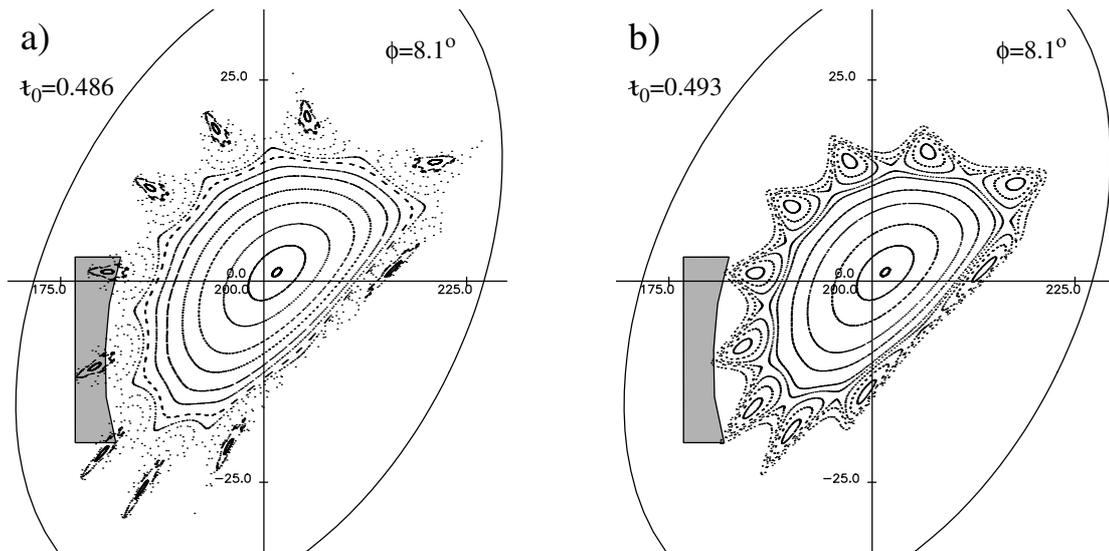


Abbildung 3.14: Flußflächenplot in der Innenlimiter Ebene für zwei Werte der Rotationstransformation knapp unterhalb a) und oberhalb b) des scharfen Abbruchs der $\frac{5}{10}$ -Struktur in Abb. 3.13

Die geringfügige Absenkung des Wertes der Rotationstransformation um nur 1.2% bewirkt eine Auswärtsverschiebung der Inseln (vgl. Abb. 3.11), sowie ein Anwachsen der Inselgröße in radialer Richtung (vgl. Gl. 2.1), wie in Abb. 3.14 beim Übergang von $\tau_0 = 0.493$ (rechte Abb.) zu $\tau_0 = 0.486$ (linke Abb.) anhand zweier Flußflächenplots gezeigt ist. Für den niedrigen Wert der Rotationstransformation (Abb. 3.14 a) bilden sich am Rand der Inseln offene Feldlinien, die aber

noch eine geordnete Struktur besitzen und aufgrund der endlichen Verbindungslänge sich in den divertierenden Eigenschaften nicht von geschlossenen Feldlinien unterscheiden. Die Verschiebung der Inseln zu den Innenlimitern hin bewirkt eine Unterbrechung der Inseln und ermöglicht einen direkten, parallelen Abfluß der über die LCFS strömenden Teilchen und Energie am Rand der Inseln entlang, wie in Skizze 3.15 gezeigt. Der senkrechte Energietransport innerhalb der Insel verliert dadurch an Bedeutung und führt zu einer Abkühlung des Inselzentrums.

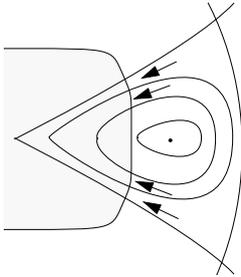


Abbildung 3.15: *Teilchen- und Energie können direkt entlang des Inselrandes zum Limiter abfließen.*

Auf dem Limiter entstehen zwei leistungsführende Bereiche an den Schnittpunkten der äußeren Inselseparatrix mit dem Limiter, die die Ursache für die beobachtete „Frequenzverdopplung“ darstellen. In den anderen Bereichen $\frac{5}{11}$, $\frac{5}{9}$ und $\frac{5}{8}$ in Abb. 3.13, finden sich nur Andeutungen der gerade beschriebenen „Frequenzverdopplung“, die aufgrund der geringen Anzahl von Sondenspitzen (Aliasing im Ortsraum) sowie der allgemein überlagerten Asymmetrie nicht eindeutig beobachtet werden kann.

Das grundsätzliche Verhalten beim Übergang von geschlossenen zu offenen Inseln kann bereits mit einem einfachen Feldliniendiffusionsmodell untersucht werden. Beim *Feldliniendiffusionsmodell* werden Feldlinien von einer Flußfläche innerhalb der LCFS gestartet und nach einem gegebenem parallelen Fortschritt senkrecht zum Magnetfeld, entsprechend dem gewählten Diffusionskoeffizienten, zufällig versetzt. Die Verfolgung einer Feldlinie wird gestoppt, sobald sie irgendein Hindernis (Innenlimiter, Wand, o.ä.) erreicht oder zu tief in das Kernplasma eindringt. In Abb. 3.16 sind Durchstoßpunkte von Feldlinien durch die Dreiecks- und Innenlimiter Ebenen von Rechnungen für die beiden in Abb. 3.14 gezeigten Konfigurationen zu sehen. In der Umgebung der magnetischen Achse sind keine Durchstoßpunkte zu sehen, da in das Kernplasma eindringende Feldlinien aus Rechenzeitgründen gestoppt wurden. Obwohl Feldliniendiffusionsrechnungen weder die Dichte- noch die Energiegleichung exakt lösen, kann die Verteilung der Feldlinien, zumindest für niedrige Dichten („vakuumnah“) als Maß für den Plasmaverlust zur Wand hin verwendet werden, da die dreidimensionale Geometrie vollständig berücksichtigt wird. Ein Vergleich der beiden rechten Abbildungen 3.16 b) und d) mit den beiden linken Abbildungen 3.16 a) und c) zeigt sehr schön die „Frequenzverdopplung“ der Plasmaspitzen.

Mit einem ähnlichen Verfahren, *guiding-center Diffusionsrechnungen*, wurde der Einfluß der $\vec{V}B$ -Drift und der Krümmungsdrift untersucht, wie auf Seite 37 erwähnt. Dabei wird anstelle der Feldliniengleichung die guiding-center Gleichung [Hazeltine1992] integriert und wie im Fall der Feldliniendiffusion der senkrechte Transport durch zufällige Versetzung senkrecht zu den Feldlinien simuliert.

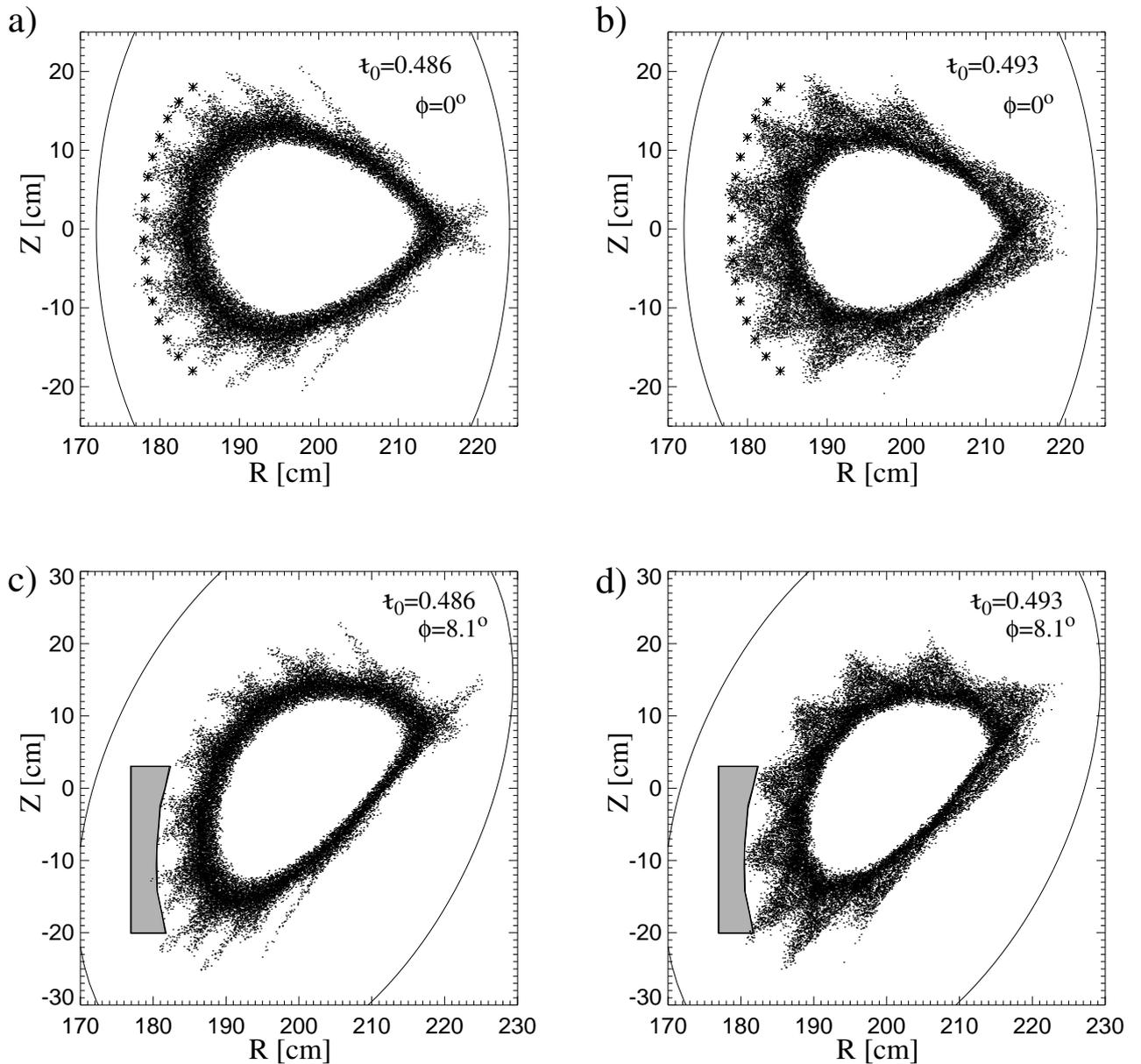


Abbildung 3.16: Durchstoßpunkte von Feldliniendiffusionsrechnungen für zwei Werte der Rotationstransformation jeweils in der Dreiecks ($\phi = 0^\circ$)- und Innenlimiter ($\phi = 8.1^\circ$)-Ebene. Für den Wert des Diffusionskoeffizienten wurde $D_\perp = 0.1 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ und für die Elektronentemperatur, die die Geschwindigkeit entlang der Feldlinie bestimmt, $T_e = 50 \text{ eV}$ verwendet. Der bei diesen Rechnungen verwendete Diffusionskoeffizient wurde um etwa den Faktor 5 kleiner als die gemessenen Diffusionskoeffizienten (vgl. Abb. 5.6) gewählt, da bei der Auftragung der Durchstoßpunkte nur sehr große Gradienten direkt mit dem Auge erkennbar sind. Um realistische Werte des Diffusionskoeffizienten zu verwenden, sind Konturlinienplots der Feldliniendichte nötig, die wenig zusätzliche Information gegenüber dieser Abbildung bieten, aber eine deutlich bessere Statistik (d. h. längere Rechenzeit) voraussetzen.

Wesentliches Ergebnis der Untersuchungen zur Randschichttopologie ist, daß die beschriebene Phänomenologie (insbesondere die jeweils scharf ausgeprägten Übergänge von geschlossenen zu offenen Inselkonfigurationen) für die verwendeten „vakuumnahen“ Bedingungen voll konsistent mit den berechneten Vakuumfeldern ist. Es müssen keine signifikanten Störfeldeinflüsse angenommen werden, die bei der Flußflächenmessung bei 10% der Betriebsfeldstärke eventuell nicht erfaßt und infolgedessen in der Rechnung nicht berücksichtigt wurden.

Die Stabilität der Konfiguration gegenüber endlichem Plasmadruck β wurde in der Arbeit [Sardei1996a] detailliert untersucht. Mit einem für magnetische Inseln geeigneten MHD-Code (KW-Code [Kisslinger1985]) berechnete Gleichgewichtskonfigurationen zeigen eine radiale Elongation der Inseln und eine Verdopplung des Feldlinienpitchs innerhalb der Inseln, für einen zentralen Plasmadruck von $\beta_0 = 1\%$ gegenüber der Vakuumkonfiguration. Die Lage der X-Punkte sowie die Wechselwirkungszonen des Plasmas mit den Limitern bleiben, wie auch experimentelle Ergebnisse zeigen, nahezu unverändert.

Diese Resultate zusammengenommen bestätigen in einem ersten, wichtigen Schritt die Relevanz der entsprechenden Magnetfeldrechnungen als geometrische Grundlage für die Konzipierung, Modellierung und Konstruktion eines künftigen Inseldivertors für W7-AS.

Kapitel 4

Vorgehensweise zur Modellierung der Randschicht

Das Verhalten des Randschichtplasmas ist, neben der Abhängigkeit von der magnetischen Konfiguration und Geometrie, gleichermaßen von den Transporteigenschaften und der Wechselwirkung mit den Neutralteilchen bestimmt. Nachdem im ersten Teil der Arbeit die Untersuchung der Konfiguration im Vordergrund stand, werden im folgenden Teil (dieses Kapitel und Kap. 5) die Transporteigenschaften und der Einfluß der Wechselwirkung mit den Neutralteilchen untersucht. Dazu wurde der Transport in der Randschicht experimentell hauptsächlich durch Langmuirsondenmessungen studiert (Abschnitt 5.1). Unter den vereinfachten Bedingungen der niedrigen Dichte genügt zur Interpretation dieser Messungen ein eindimensionales Flüssigkeitsmodell. Der zweite Abschnitt (5.2) des folgenden Kapitels beschäftigt sich mit dem Verhalten der Randschicht bei hoher Dichte in Inseldivertortopologie. Da experimentelle Ergebnisse für diesen Fall nur punktuell vorliegen, liegt der Schwerpunkt der Untersuchung bei hoher Dichte auf rechnerischen Vorhersagen, die mit einem komplexen Modell, welches insbesondere auch die Wechselwirkung mit den Neutralteilchen richtig beschreibt, gewonnen wurden. Die bereits vorgestellten Konfigurationsstudien bilden dabei die Grundlage für das bei einer Flüssigkeitsbeschreibung notwendige magnetische Koordinatensystem.

Als Grundlage für die Beschreibung der Randschicht mit einem Flüssigkeitsmodell werden in diesem Kapitel ein vollständiger, zur Beschreibung der Randschicht geeigneter Satz von Gleichungen angegeben, sowie physikalisch motivierte Randbedingungen vorgestellt. Am Ende dieses Kapitels können bereits einige wichtige Zusammenhänge zwischen Plasmametern in der Randschicht aus dem Zusammenspiel der Gleichungen mit den Randbedingungen gefolgert werden.

4.1 Kinetische Modellierung

Die zeitliche Entwicklung eines Plasmazustands ist vollständig durch die Boltzmann-Gleichung für geladene Teilchen (Gl. 4.1) gegeben. Die Boltzmann-Gleichung bestimmt die zeitliche Ände-

rung der Verteilungsfunktionen $f_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t)$ für jede im Plasma vorkommende Teilchensorte α mit der spezifischen Ladung $\frac{Z_\alpha e}{m_\alpha}$.

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{x}} + \frac{Z_\alpha e}{m_\alpha} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\delta f_\alpha}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} \quad (4.1)$$

Dabei bilden die Elektronen, Ionen unterschiedlicher Masse oder Ladung und verschiedene Neutralteilchen jeweils eine eigene Teilchensorte. Die in Gl. 4.1 auftretenden elektrischen (\vec{E}) und magnetischen (\vec{B}) Felder sind makroskopische Felder, die mit Hilfe der Maxwellgleichungen selbstkonsistent aus den Verteilungsfunktionen bestimmt werden müssen. Auch extern angelegte Felder können durch Superposition berücksichtigt werden. Der auf der rechten Seite von Gl. 4.1 auftretende Term $\left(\frac{\delta f_\alpha}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}}$ beschreibt alle Wechselwirkungen der Teilchen untereinander, die nicht durch die gemittelten, makroskopischen Felder \vec{E} , \vec{B} berücksichtigt werden. Sowohl elastische Stöße, die nur die Geschwindigkeitsverteilung ändern, als auch inelastische Stöße (Ionisation und Rekombination) sind in diesem Stoßterm zusammengefaßt. Da jede Teilchensorte mit allen anderen Sorten in Wechselwirkung steht, ergibt sich der Stoßterm für eine bestimmte Teilchensorte α als Summe (Gl. 4.2) der binären Stoßterme $f_{\alpha\beta}$ über alle im Plasma vorhandenen Teilchensorten β , wobei $f_{\alpha\beta}$ die Wechselwirkung zwischen den Teilchen der Sorte α und β beschreibt.

$$\left(\frac{\delta f_\alpha}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} = \sum_{\beta} \left(\frac{\delta f_{\alpha\beta}}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} \quad (4.2)$$

Für viele plasmaphysikalische Anwendungen ist jedoch eine vollständige kinetische Beschreibung im 6-dimensionalen Phasenraum nicht notwendig, sondern eine Beschreibung durch makroskopische Größen (Dichte, mittlere Geschwindigkeit, Temperatur u.a.) ist adäquat. Durch Bildung der Geschwindigkeitsmomente kann aus der Boltzmann-Gleichung ein Gleichungssatz (*Flüssigkeitsgleichungen*) abgeleitet werden, der die zeitliche Entwicklung der makroskopischen Größen beschreibt. Bei der Momentenbildung müssen jedoch Annahmen über die Geschwindigkeitsverteilungen gemacht werden, die den Anwendungsbereich der Flüssigkeitstheorie limitieren.

4.2 Flüssigkeitsmodell

4.2.1 Voraussetzungen für Flüssigkeitstheorie

Bei der Bildung der Geschwindigkeitsmomente (Integration über den Geschwindigkeitsraum) setzt man voraus, daß die Geschwindigkeitsverteilung nicht stark von einer lokalen maxwell-schen Geschwindigkeitsverteilung abweicht. Die Abweichung der Geschwindigkeitsverteilung von einer exakten Maxwellverteilung wird durch die Wechselwirkung mit benachbarten Plasmavolumina bewirkt, deren Verteilungsfunktionen zwar ebenfalls nahezu maxwellsch sind, die aber geringfügig unterschiedliche Mittelwerte (z. B. Dichte, Temperatur) besitzen. Diese Unterschiede in den Plasmaparametern bewirken Teilchen-, Impuls- oder Energieflüsse zwischen den

benachbarten Volumina. Man setzt eine nur geringe Störung der Geschwindigkeitsverteilung durch diese Flüsse voraus, um eine störungstheoretische Behandlung der Transportvorgänge zu ermöglichen. Um die Flüssigkeitstheorie anwenden zu dürfen, müssen daher mindestens die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

$$\lambda_{\text{mfp}} \ll \lambda_{\nabla_{\parallel}} \quad \text{und} \quad \lambda_{\text{mfp}} \ll L_c \quad (\parallel \vec{B}) \quad (4.3)$$

$$\lambda_{\text{gyro}} \ll \lambda_{\nabla_{\perp}} \quad (\perp \vec{B}) \quad (4.4)$$

Die mittlere freie Weglänge λ_{mfp} muß klein gegenüber der parallelen Gradientenlänge¹ $\lambda_{\nabla_{\parallel}}$ und auch gegenüber der Verbindungslänge L_c sein, damit die Teilchen während ihres parallelen Abströmens eine ausreichende Anzahl von Stößen ausführen. Für die Gradientenlänge senkrecht zum Magnetfeld gilt für ein stark magnetisiertes Plasma² ein abgeschwächtes Kriterium, bei dem der Gyroradius λ_{gyro} klein gegenüber der senkrechten Gradientenlänge $\lambda_{\nabla_{\perp}}$ sein muß. Weiterhin muß die zeitliche Variation der Plasmaparameter langsam gegenüber der Stoßzeit sein, damit sich eine nahe am Gleichgewicht liegende Verteilungsfunktion einstellen kann. Die mittlere freie Weglänge von Elektronen und Ionen ist durch Gl. 4.5 [Miyamoto1980a] gegeben und in Abb. 4.1 für Dichten und Temperaturen, die in der Randschicht von Fusionsexperimenten auftreten, gezeigt.

$$\lambda_{e,\text{mfp}} = \frac{25\pi\epsilon_0 T_e^2}{n_e e^4 \ln\Lambda} \quad (4.5)$$

Die typische Verbindungslänge ($L_c=30\text{m}$) für limiter-begrenzte Plasmen am W7-AS ist ebenfalls in Abb. 4.1 eingezeichnet und gibt eine obere Grenze für den Parameterbereich vor, in dem eine Flüssigkeitsbeschreibung sinnvoll ist. Oberhalb dieser Grenze ist die Stoßrate so gering, daß eine kinetische Beschreibung notwendig ist. In dem grau unterlegten Bereich ist eine Flüssigkeitsbeschreibung möglich; da aber die mittlere freie Weglänge noch in der Größenordnung der Verbindungslänge ist, können nur geringe parallele Gradienten auftreten. In diesem Randbereich des Anwendungsgebietes der Flüssigkeitstheorie kann man parallele Gradienten vernachlässigen und erhält dadurch einen stark vereinfachten Gleichungssatz zur Beschreibung dieser Plasmen, wie später in Kap. 5.1.7 näher gezeigt wird.

¹Die Gradientenlänge (scale length) einer Größe g ist definiert als: $\lambda_{\nabla} := \frac{g}{|\nabla g|}$

²Ein Plasma wird als stark magnetisiert bezeichnet, sofern die mittlere Stoßzeit groß gegenüber der Gyrationzeit ist, d.h. die Teilchen können etliche Gyrationen zwischen zwei Stößen ausführen.

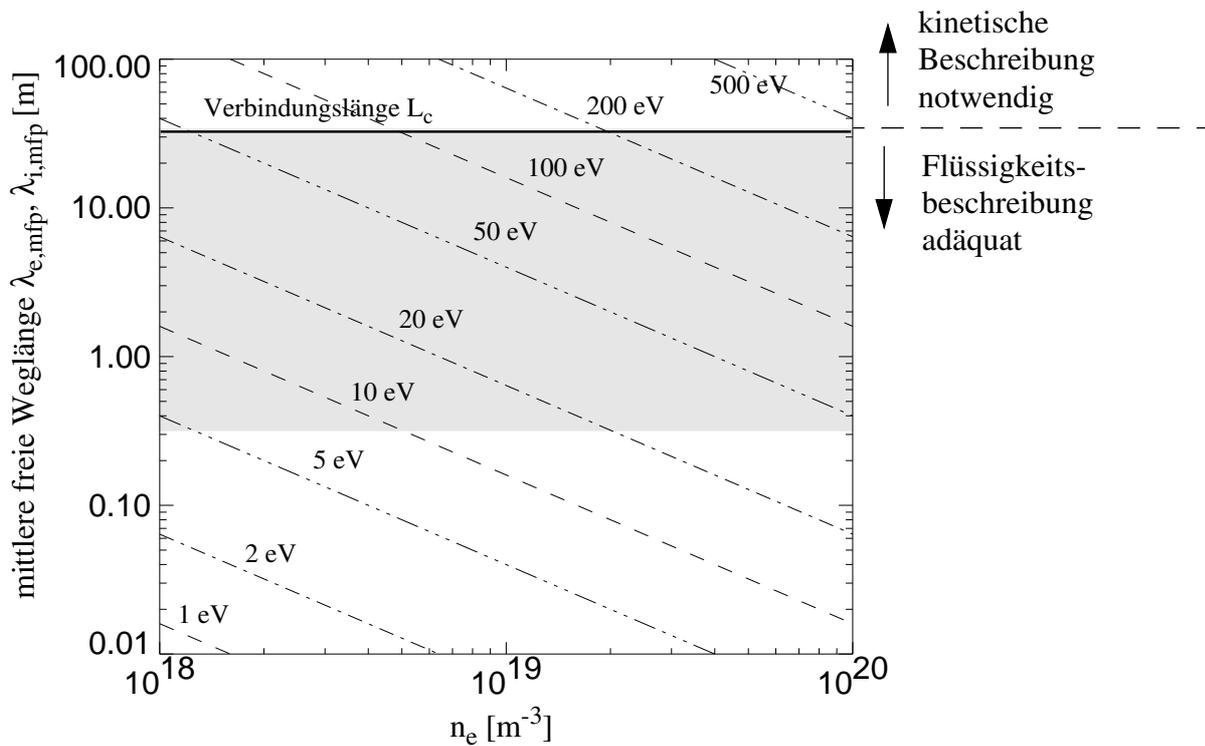


Abbildung 4.1: Mittlere freie Weglänge von Elektronen und Ionen in einem Wasserstoffplasma für kumulative 90° -Streuung als Funktion der Elektronendichte n_e und verschiedene Werte der Elektronentemperatur T_e . In einem Wasserstoffplasma ($Z = 1$) sind die freien Weglängen für Elektronen und Ionen nahezu identisch ($\lambda_{e,mfp} \approx \lambda_{i,mfp}$). Für den Coulomblogarithmus, der sich nur schwach mit den Plasmaparametern ändert, wurde ein mittlerer Wert von $\ln\Lambda = 15$ verwendet. Weiterhin eingezeichnet ist die typische Verbindungslänge für limiter-begrenzte Plasmen an W7-AS ($L_c = 30$ m). Grau unterlegt ist der Bereich, in dem parallele Temperaturgradienten mit maximal 50% Temperaturvariation auftreten (siehe Kap. 5.1.7).

4.2.2 Braginskii-Gleichungen

Braginskii hat durch Bildung der ersten drei Geschwindigkeitsmomente einen Satz von Gleichungen für Dichte-, Impuls- und Energietransport in einem Plasma abgeleitet [Braginskii 1965a]. Wie auch in seinem Originalartikel wird an dieser Stelle ein Plasma mit nur einer Ionensorte, in unserem Fall ein reines Wasserstoffplasma, vorausgesetzt. Die Verallgemeinerung auf ein Plasma mit mehreren Ionensorten wird zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt. Als Erweiterung gegenüber der originalen Formulierung von Braginskii werden bereits an dieser Stelle Quellterme³ für Teilchen, Impuls oder Energie eingeführt, die durch Wechselwirkung mit neutralen Teilchen (z. B. Ionisation oder Strahlungsanregung) entstehen, da das Verhalten der Randschicht unter bestimmten Bedingungen durch diese Terme dominiert wird. Durch die Momentenbildung ergibt sich der folgende Satz von Gleichungen, bei dem die zeitlichen Änderungen der makroskopischen Größen (Dichte, Impuls und Energie) durch die Divergenzen der entsprechenden Flüsse und explizite Quellen bilanziert werden.

- Kontinuitätsgleichung für Ionen und Elektronen:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{u}_i) = S_n^i \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{u}_e) = S_n^e \quad (4.7)$$

- Impulsgleichung für Ionen und Elektronen:

$$\frac{\partial}{\partial t} (m_i n_i \vec{u}_i) + \vec{\nabla} \cdot (m_i n_i \vec{u}_i \vec{u}_i) = -\vec{\nabla} p_i - \vec{\nabla} \cdot \vec{\Pi}_i + Z_i e n_i [\vec{E} + \vec{u}_i \times \vec{B}] + \vec{R}_{ie} + \vec{S}_m \quad (4.8)$$

$$-\vec{\nabla} p_e - e n_e [\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B}] + \vec{R}_{ei} = 0 \quad (4.9)$$

- Energiegleichung für Ionen und Elektronen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_i + \frac{m_i n_i}{2} \vec{u}_i^2 \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} p_i + \frac{m_i n_i}{2} \vec{u}_i^2 \right) \vec{u}_i + \vec{\Pi}_i \cdot \vec{u}_i + \vec{q}_i \right] \\ = Z_i e n_i \vec{E} \cdot \vec{u}_i + \vec{R}_{ie} \cdot \vec{u}_i + Q_{ie} + S_E^i \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_e \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\frac{5}{2} p_e \vec{u}_e + \vec{q}_e \right] = -e n_e \vec{E} \cdot \vec{u}_e + \vec{R}_{ei} \cdot \vec{u}_e + Q_{ei} + S_E^e \quad (4.11)$$

Diese Gleichungen bestimmen die zeitliche Entwicklung der Dichten (Gl. 4.6, 4.7) Impulse bzw. mittlerer Geschwindigkeiten (Gl. 4.8, 4.9) und Energien (Gl. 4.10, 4.11) jeweils für Elektronen und Ionen. Die Dichte n_α und mittlere Geschwindigkeit \vec{u}_α , auch Flüssigkeitgeschwindigkeit genannt, der Teilchensorte α sind definiert als⁴:

$$n_\alpha := \int f_\alpha d^3 \vec{v} \quad \text{und} \quad \vec{u}_\alpha := \langle \vec{v} \rangle_\alpha \quad (4.12)$$

³Quellterme können positiv oder negativ sein und ein Quellterm, der im allgemeinen negativ ist, wird auch als Senkenterm oder Senke bezeichnet.

⁴Der Ausdruck $\langle g \rangle_\alpha$ für eine physikalische Größe g ist dabei definiert als $\langle g \rangle_\alpha := \frac{1}{n_\alpha} \int g f_\alpha d^3 \vec{v}$

Der fluktuierende Anteil der Geschwindigkeit wird im folgenden mit \vec{v}_α bezeichnet:

$$\vec{v}_\alpha := \vec{v} - \vec{u}_\alpha \quad (4.13)$$

Der Spannungstensor P_{ij} in den Impuls- und Energiegleichungen wurde dabei in den isotropen Druck p

$$p_\alpha := \frac{1}{3} m_\alpha n_\alpha \langle \vec{v}_\alpha^2 \rangle_\alpha \quad (4.14)$$

und einen nicht isotropen Anteil Π_{ij} (Viskositätstensor) wie folgt zerlegt:

$$P_{ij} = p\delta_{ij} + \Pi_{ij} \quad \text{mit} \quad P_{ij} := mn \langle \tilde{v}_i \tilde{v}_j \rangle \quad (4.15)$$

i und j sind dabei Indizes der Koordinaten und δ_{ij} das Kronecker-Delta. Der Index α für die Teilchensorte wurde der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Trägheitsterme und Viskositätsterme, die aufgrund des geringen Massenverhältnisses $m_e/m_i \approx 1/1836$ keine Rolle spielen, wurden in Gl. 4.9 und 4.11 vernachlässigt. Der Wärmefluß \vec{q}_α in Gl. 4.10 ist wie folgt definiert:

$$\vec{q}_\alpha := \frac{m_\alpha n_\alpha}{2} \langle \vec{v}_\alpha^2 \vec{v}_\alpha \rangle_\alpha \quad (4.16)$$

Stoßterme

Die Terme \vec{R}_{ie} und Q_{ie} beschreiben Impuls- bzw. Energiequellen der Ionen durch Stöße mit den Elektronen:

$$\vec{R}_{ie} := \int m_i \vec{v}_i \left(\frac{\delta f_{ie}}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} d^3 \vec{v} \quad (4.17)$$

$$Q_{ie} := \int \frac{1}{2} m_i v_i^2 \left(\frac{\delta f_{ie}}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} d^3 \vec{v} \quad (4.18)$$

\vec{R}_{ei} und Q_{ei} bezeichnen die analogen Quellterme der Elektronen durch Stöße mit den Ionen, wobei als Folge der Symmetrieeigenschaften des Stoßoperators $\left(\frac{\delta f_{ie}}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}}$ gilt:

$$\vec{R}_{ei} = -\vec{R}_{ie} \quad \text{und} \quad Q_{ei} = -Q_{ie} + (\vec{u}_i - \vec{u}_e) \cdot \vec{R}_{ei}$$

Die Terme S_n^i , S_n^e , \vec{S}_m , S_E^i und S_E^e beschreiben die Quellen durch Stöße mit neutralen Teilchen und sind wie folgt definiert ⁵:

$$S_n^i := \int \left(\frac{\delta f_{in}}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} d^3 \vec{v} \quad \text{bzw.} \quad S_n^e := \int \left(\frac{\delta f_{en}}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} d^3 \vec{v} \quad (4.19)$$

$$\vec{S}_m := \int m_i \vec{v}_i \left(\frac{\delta f_{in}}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} d^3 \vec{v} \quad (4.20)$$

$$S_E^i := \int \frac{1}{2} m_i v_i^2 \left(\frac{\delta f_{in}}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} d^3 \vec{v} \quad \text{bzw.} \quad S_E^e := \int \frac{1}{2} m_e v_e^2 \left(\frac{\delta f_{en}}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} d^3 \vec{v} \quad (4.21)$$

⁵Im Gegensatz zu den Definitionen 4.17 und 4.18, in denen der fluktuierende Anteil \vec{v} steht, sind die Quellterme durch die Neutralteilchen mit der Geschwindigkeit \vec{v} definiert.

Die Stoßterme $\left(\frac{\delta f_{in}}{\delta t}\right)_{\text{Stoß}}$ und $\left(\frac{\delta f_{en}}{\delta t}\right)_{\text{Stoß}}$ beschreiben die Änderung der Verteilungsfunktionen für Ionen f_i und Elektronen f_e durch elastische und inelastische Stöße mit neutralen Teilchen. Diese Terme sind durch die Verteilungsfunktionen der geladenen und neutralen Teilchen sowie den Wirkungsquerschnitten der möglichen atomphysikalischen Prozesse gegeben. Die für die Randschicht wichtigen Prozesse wurden bereits in Abschnitt 1.3.2 erwähnt und sollen an dieser Stelle mit den Quelltermen in Beziehung gebracht werden.

Die Teilchenquellterme S_n^i und S_n^e sind durch die Ionisation von Wasserstoff und bei kalten Plasmen ($T_e < 5 \text{ eV}$) zusätzlich durch Rekombination bestimmt. Sofern Rekombination keine Rolle spielt, sind beide Terme positiv und bilden eine „echte“ Quelle für Ionen und Elektronen. Ladungsaustauschstöße (CX) zwischen Ionen und Neutralteilchen bestimmen den Term \vec{S}_m in der Ionenimpulsgleichung. Da die Iontemperatur im allgemeinen über der Temperatur der Wasserstoffatome von typ. 2 eV (eine Folge des Franck-Condon Prinzips) liegt, bilden Ladungsaustauschstöße eine Senke für den Ionenimpuls. Aufgrund des großen Massenunterschiedes zwischen Elektronen und Ionen gibt es in dem hier interessierenden Parameterbereich keine physikalischen Mechanismen, die nennenswerte Beiträge zur Elektronenimpulsbilanz liefern, so daß ein zu \vec{S}_m analoger Term in der Gl. 4.9 entfällt. Bei den in der Randschicht vorherrschenden Temperaturen ist der Energiequellterm für Ionen S_E^i ebenfalls durch Ladungsaustauschstöße bestimmt und bildet daher i. a. einen Verlustterm für Ionenenergie. Weitere Prozesse sind nur bei sehr hohen Temperaturen $T_e > 10 \text{ keV}$ (Ionenstoßionisation) oder sehr niedrigen Temperaturen $T_e < 1 \text{ eV}$ (elastische Stöße) wichtig und werden in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Der Energiequellterm für Elektronen S_E^e ist durch drei Prozesse, Elektronenstoßionisation, Strahlungsanregung und Bremsstrahlung bestimmt, d. h. $S_E^e = P_{\text{ion}} + P_{\text{rad}} + P_{\text{Brems}}$. Der Term S_E^e ist grundsätzlich negativ und bildet einen Energieverlust für Elektronen.

Eine Abschätzung des Energieverlusts durch Ladungsaustauschreaktionen für ITER-Parameter [Bosch1994b] ergibt für typische Randschichttemperaturen von etwa $T_e \approx 10 \text{ eV}$ einen Energieverlust von weniger als 1% der totalen Heizleistung. Der in der Randschicht notwendige Energieverlust, um die Wandbelastung auf einen technisch handhabbaren Wert herabzusetzen, muß daher durch Elektronenenergieverluste, insbesondere durch Strahlungsanregung P_{rad} , erbracht werden.

Schließen der Gleichungen

Mit dem Gleichungssatz 4.6-4.11 können noch keine Werte von Dichte n , Flüssigkeitsgeschwindigkeit \vec{u} und Temperatur T bestimmt werden. Dazu ist die Kenntnis der Abhängigkeit der Flüsse und Transportkoeffizienten von diesen Werten notwendig. Ein geeignetes Schließverfahren muß den Zusammenhang zwischen Dichte, Geschwindigkeit, Temperatur und den noch unbekanntem Größen p , $\vec{\Pi}$, \vec{q} , \vec{R} , Q jeweils für Elektronen und Ionen liefern.

Braginskii hat durch Anwendung eines störungstheoretischen (auch asymptotisch genanntes) Schließverfahrens von Enskog [Chapman1960] Beziehungen für diese Größen hergeleitet. Für den Stoßterm hat er den Fokker-Planck Stoßterm in der Form von Landau, der elastische Stöße zwischen geladenen Teilchen beschreibt, verwendet.

Die inelastischen Stöße mit dem Neutralgas können **nicht** mit einem Fokker-Planck Term beschrieben werden, die Behandlung der Quellterme S_n , \vec{S}_m und S_e wird daher zurückgestellt.

Um das störungstheoretische Verfahren anwenden zu dürfen, wird in jedem Flüssigkeitselement eine nur geringfügig gegenüber der Gleichgewichtsverteilung gestörte Verteilungsfunktion vorausgesetzt. Der Einfluß der benachbarten Flüssigkeitselemente, die leicht unterschiedliche Größen von Dichte n , Impuls $m\vec{u}$ und Temperatur T besitzen, verursacht eine geringe Störung der Verteilungsfunktion und bewirkt Flüsse, die proportional zu den Gradienten der entsprechenden Größen sind. Als Folge des Fokker-Planck Stoßterms stellt sich im thermodynamischen Gleichgewicht eine Maxwellverteilung ein, bei der für den Ionendruck p_i und Elektronendruck p_e gilt:

$$p_i = n_i T_i \quad \text{und} \quad p_e = n_e T_e \quad (4.22)$$

Die *Stoßzeiten* für Elektron-Elektron Stöße τ_e und Ionen-Ionen Stöße τ_i , die in den folgenden Ausdrücken der Transportkoeffizienten auftreten, betragen dabei:

$$\tau_e = \frac{\sqrt{3} 6\pi \epsilon_0^2 \sqrt{m_e} T_e^{\frac{3}{2}}}{e^4 \ln \Lambda n_e} \quad (4.23)$$

$$\tau_i = \frac{\sqrt{3} 6\pi \epsilon_0^2 \sqrt{m_i} T_i^{\frac{3}{2}}}{e^4 \ln \Lambda Z^4 n_i} \quad (4.24)$$

Diese Stoßzeiten sind definiert als Relaxationszeiten für Impulsaustausch zwischen den Elektronen bzw. zwischen den Ionen.

In dem hier betrachteten stark magnetisierten Plasma, siehe Fußnote auf S. 47, ist der Transport sehr stark anisotrop. Eine Aufspaltung der Geschwindigkeiten, Flüsse und auch der Transportkoeffizienten in einen Anteil entlang der Feldlinien und senkrecht dazu ist zweckmäßig. Die parallele \vec{v}_{\parallel} und senkrechte Komponente \vec{v}_{\perp} eines Vektors \vec{v} ist wie folgt gegeben:

$$\vec{v}_{\parallel} = (\vec{v} \cdot \vec{b}) \vec{b} \quad \text{und} \quad \vec{v}_{\perp} = \vec{b} \times (\vec{v} \times \vec{b}) \quad \text{mit dem Magnetfeldrichtungsvektor } \vec{b} := \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|}.$$

Für die folgenden von Braginskii mit Hilfe des störungstheoretischen Verfahrens ermittelten Zusammenhänge wurde das geringe Massenverhältnis zwischen Elektronen- und Ionenmasse $\frac{m_e}{m_i} \ll 1$ berücksichtigt und die Definitionen der Relativgeschwindigkeit $\vec{U} := \vec{u}_e - \vec{u}_i$ und der Zyklotronfrequenzen für Elektronen $\omega_e := \frac{eB}{m_e}$ und Ionen $\omega_i := \frac{ZeB}{m_i}$ verwendet. Für den Impulsaustauschterm \vec{R}_{ei} , der die Summe aus Reibungsterm \vec{R}_U und Thermokraft \vec{R}_T ist ($\vec{R}_{ei} = \vec{R}_U + \vec{R}_T$) und dem Energieaustauschterm Q_{ie} gilt:

$$\vec{R}_U = -\frac{m_e n_e}{\tau_e} (0.51 \cdot \vec{U}_{\parallel} + \vec{U}_{\perp}) \quad (4.25)$$

$$\vec{R}_T = -0.71 n_e \nabla_{\parallel} T_e - \frac{3}{2} \frac{n_e}{\omega_e \tau_e} (\vec{b} \times \vec{\nabla} T_e) \quad (4.26)$$

$$Q_{ie} = \frac{3m_e n_e}{m_i \tau_e} (T_e - T_i) \quad (4.27)$$

Die *Energieaustauschzeiten* zwischen den Elektronen τ_{ee}^E bzw. zwischen den Ionen τ_{ii}^E sind von derselben Größenordnung wie die Stoßzeiten (Impulsaustauschzeiten) τ_e und τ_i :

$$\tau_e \sim \tau_{ee}^E \quad \text{und} \quad \tau_i \sim \tau_{ii}^E \quad (4.28)$$

wobei die Zeiten für die Ionen etwa um den Faktor $\frac{1}{Z^3} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ größer als die der Elektronen sind. Schreibt man den Energieaustauschterm Q_{ie} in der „intuitiven“ Form mit einer Austauschzeit für den Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen τ_{ei}^E :

$$Q_{ie} = \frac{3}{2} \frac{n_i}{\tau_{ei}^E} (T_e - T_i) \quad (4.29)$$

ergibt sich durch Vergleich mit Gl. 4.27:

$$\tau_{ei}^E = \frac{1}{2Z} \frac{m_i}{m_e} \tau_e = \frac{Z^2}{2} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \tau_i \quad (4.30)$$

Die Energieaustauschzeit zwischen Elektronen und Ionen ist damit etwa um den Faktor $Z^2 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ größer als die Ionenaustauschzeit. Der langsamere Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen (gegenüber der Ionenaustauschzeit und auch der Elektronenaustauschzeit) ermöglicht die getrennte Einstellung eines thermischen Gleichgewichts innerhalb der Elektronen bzw. der Ionen und damit unterschiedliche Elektronen- und Iontemperatur innerhalb eines Plasmas. Der Energiefluß für Elektronen \vec{q}_e besteht wiederum aus zwei Anteilen $\vec{q}_e = \vec{q}_{e,U} + \vec{q}_{e,T}$, wobei der zweite Anteil für den Ionenenergiefluß q_i entfällt:

$$\vec{q}_{e,U} = -0.71 n_e T_e U_{\parallel} + \frac{3}{2} \frac{n_e T_e}{\omega_e \tau_e} (\vec{b} \times \vec{U}) \quad (4.31)$$

$$\vec{q}_{e,T} = -\kappa_{\parallel}^e \nabla_{\parallel} T_e - \kappa_{\perp}^e \nabla_{\perp} T_e - \frac{5}{2} \frac{n_e T_e}{eB} (\vec{b} \times \vec{\nabla} T_e) \quad (4.32)$$

$$\vec{q}_i = -\kappa_{\parallel}^i \nabla_{\parallel} T_i - \kappa_{\perp}^i \nabla_{\perp} T_i + \frac{5}{2} \frac{n_i T_i}{ZeB} (\vec{b} \times \vec{\nabla} T_i) \quad (4.33)$$

mit den Wärmeleitungskoeffizienten:

$$\kappa_{\parallel}^e = 3.16 \frac{n_e T_e \tau_e}{m_e} \quad (4.34)$$

$$\kappa_{\perp}^e = 4.66 \frac{n_e T_e}{m_e \omega_e^2 \tau_e} \quad (4.35)$$

$$\kappa_{\parallel}^i = 3.9 \frac{n_i T_i \tau_i}{m_i} \quad (4.36)$$

$$\kappa_{\perp}^i = 2 \cdot \frac{n_i T_i}{m_i \omega_i^2 \tau_i} \quad (4.37)$$

Die klassische Behandlung des Viskositätstensors $\overleftrightarrow{\Pi}$ ist nicht trivial, da die Gyrationbewegung eine Kopplung der verschiedenen Geschwindigkeitskomponenten bewirkt. Der Viskositätstensor läßt sich allgemein durch den Verscherungstensor und fünf skalare Parameter ausdrücken. Da in den folgenden Kapiteln nur der parallele Transport des Parallelimpulses klassisch, die anderen Komponenten jedoch anomal behandelt werden (siehe folgender Abschnitt), wird hier nur der Zusammenhang für Π_{zz} angegeben ⁶:

$$\Pi_{zz} = -\eta_{\parallel} \frac{\partial u_{\parallel}}{\partial z} \quad \text{für Elektronen und Ionen} \quad (4.38)$$

⁶Die Richtung entlang des Magnetfelds wird sowohl mit dem Index \parallel als auch mit dem Index z bezeichnet.

$$\eta_{\parallel}^e = 0.73 n_e T_e \tau_e \quad (4.39)$$

$$\eta_{\parallel}^i = 0.96 n_i T_i \tau_i \quad (4.40)$$

4.3 Beschreibung der Randschicht

Der bisher vorgestellte Gleichungssatz Gl. 4.6-4.11 sowie die Definitionen der Flüsse und Transportkoeffizienten bieten eine allgemeine Beschreibung (in Flüssigkeitsnäherung) von Transportphänomenen in Plasmen. Durch Verwendung einiger weiterer für die Randschicht zweckmäßiger Annahmen wird der Gleichungssatz im folgenden speziell zur Beschreibung der Randschicht angepaßt.

4.3.1 Transportkoeffizienten für die Randschichtmodellierung

Für den Energie- und Impulstransport entlang der Feldlinien werden die klassischen Koeffizienten κ_{\parallel}^e , κ_{\parallel}^i (Gl. 4.34, 4.36) und η_{\parallel}^e , η_{\parallel}^i (Gl. 4.39, 4.40) verwendet.

Der Transport senkrecht zu den Feldlinien kann jedoch nicht mit den klassischen Koeffizienten beschrieben werden, da die gemessenen Flüsse teilweise um Größenordnungen von den mit Hilfe der klassischen Koeffizienten erwarteten Flüssen abweichen. Der senkrechte Transport wird deswegen als *anomal* bezeichnet. Die gemessenen radialen Flüsse liegen i. a. deutlich über den nach der klassischen Theorie erwarteten Flüssen. Als Ursache für diesen erhöhten Transport ist Turbulenz allgemein anerkannt [Liewer1985a], [Wootton1990a]. Quantitative Vergleiche von aus Erhaltungsgleichungen bestimmten Flüssen mit aus Fluktuationmessungen bestimmten Flüssen, die an verschiedenen Experimenten (Caltech Tokamak [Zweben1985a], TEXT (Texas-Experimental Tokamak) [Rowan1987a] und ASDEX (axial-symmetric-divertor-experiment) [Rudyj1989a], [Endler1994b]) durchgeführt wurden, zeigen zumindest von der Größenordnung her eine Übereinstimmung der Werte der „bilanzartigen“ und „turbulenten“ Flüsse.

Bei der Modellierung wird der anomale Transport durch einen diffusionsartigen Ansatz für den senkrechten Teilchentransport sowie Verwendung von anomalen Transportkoeffizienten für senkrechten Impuls- und Energietransport berücksichtigt. Die senkrechten (radial und poloidal) Teilchenflüsse werden nicht mehr durch die vollständige Impulsgleichung sondern durch den folgenden Diffusionsansatz mit dem anomalen Diffusionskoeffizienten D_{\perp} bestimmt:

$$\Gamma_{n,r} = -D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \quad (4.41)$$

(analoger Ansatz für den poloidalen Fluß)

Die Koeffizienten für den senkrechten Impuls- und Energietransport werden durch anomale Koeffizienten ersetzt. Die Werte aller anomalen Koeffizienten können nicht aus der Flüssigkeitstheorie gewonnen werden und müssen experimentell oder mit Hilfe einer unabhängigen Theorie bestimmt werden. Für den Fall einer voll entwickelten Turbulenz, bei der der Transport senkrecht zum Magnetfeld durch turbulente Konvektion dominiert wird, gelten für diese Koeffizien-

ten die folgenden Zusammenhänge:

$$\eta_{\perp}^e = \sum_i m_i n_i D_{\perp} \quad (4.42)$$

$$\eta_{\perp}^i = m_i n_i D_{\perp} \quad (4.43)$$

$$\kappa_{\perp}^e = 3n_e D_{\perp} \quad (4.44)$$

$$\kappa_{\perp}^i = 3n_i D_{\perp} \quad (4.45)$$

die auch in der zweidimensionalen Modellierung in Kap. 5.2 verwendet werden. Aus praktischen Gründen wird häufig anstelle der anomalen Wärmeleitfähigkeit κ_{\perp} ein anomaler *Wärmeleitungskoeffizient* χ_{\perp} mit $\kappa_{\perp} = n\chi_{\perp}$ (für jede Teilchensorte) verwendet.

4.3.2 Plasmaphysikalische Annahmen

Quasineutralität ($n_e = \sum_i Z_i n_i$) wird vorausgesetzt und ist auf einer Längenskala von mehreren Debyelängen, die in unserem Fall in dem Bereich $\lambda_{\text{Debye}} \approx 1 - 100 \mu\text{m}$ liegt, gut erfüllt. Die elektrostatische (Debye)schicht, die sich direkt an der Wand bildet, kann allerdings nicht mit einem Flüssigkeitsmodell behandelt werden (vgl. Abschnitt 1.3.1). Die Randbedingungen für das Flüssigkeitsmodell müssen daher an der plasmaseitigen Grenze der Debyeschicht (siehe Abb. 1.9) vorgegeben werden.

In dem Bereich offener Feldlinien können ungehindert Kurzschlußströme zwischen unterschiedlichen Flußröhren über die Limiter oder die Wand fließen. *Ambipolarität* des Teilchenflusses ($\vec{u}_e = \frac{1}{n_e} \sum_i Z_i n_i \vec{u}_i$) ist daher in der Abschältschicht nicht grundsätzlich erfüllt. Selbst bei einem „floatenden“ Limiter muß nur der Gesamtstrom auf den Limiter verschwinden, nicht jedoch der Strom einer einzelnen Flußröhre, die auf dem Limiter endet. Diese Ströme modifizieren den Potentialabfall in der Debyeschicht und damit auch den Energieübertragungskoeffizienten γ_{se} . Die Auswirkung von Strömen in der Abschältschicht wird in der Arbeit [Baelmans1994] ausführlich diskutiert. Den größten Effekt bewirkt der poloidale Anteil des diamagnetischen Stroms, der im magneto-hydrodynamischen Gleichgewicht ($\vec{j} \times \vec{B} = \vec{\nabla} p$) den radialen Druckgradienten bilanziert. Die Berücksichtigung des diamagnetischen Stroms führt zu zusätzlichen radialen Energieaustauschtermen zwischen Elektronen- und Ionenenergie (siehe Anhang A), deren Energieflüsse in derselben Größenordnung wie die Divergenz des radialen Anteils des konduktiven Energieflusses, der durch anomale Transportkoeffizienten beschrieben wird, liegt. Bei der numerischen Simulation führt die Berücksichtigung der zusätzlichen Energieaustauschtermen zu geänderten radialen Elektronen- und Ionentemperaturprofilen, die wesentlich besser mit den experimentell ermittelten Profilen als ohne Berücksichtigung der Austauschtermen übereinstimmen (siehe Abb. 5.3 in [Heinrich1995]). Daher werden die Simulationen in dieser Arbeit mit den durch den diamagnetischen Strom modifizierten Energieaustauschtermen durchgeführt.

Weiterhin werden viskose Effekte in den Energiegleichungen vernachlässigt.

Da in dieser Arbeit keine zeitabhängigen Phänomene untersucht werden, kann *Stationarität* vorausgesetzt werden.

4.3.3 Stoßterme

Für eine vollständige Beschreibung müssen auch die Stoßterme S_n^i , S_n^e , \vec{S}_m , S_E^i und S_E^e bekannt sein. Die atomphysikalischen Wechselwirkungen zwischen geladenen und neutralen Teilchen (siehe Abschnitt 1.3.2), die die Ursache für die Terme bilden, weisen komplexe Abhängigkeiten von den Plasmabedingungen auf und lassen sich nur für Spezialfälle einfach parametrisieren. Bei niedrigen Dichten ist der Einfluß dieser Terme aber gering, und prinzipielle Zusammenhänge können unter Vernachlässigung dieser Terme erkannt werden. Bei hohen Dichten dagegen wird das Verhalten der Randschicht stark durch diese Terme bestimmt, und eine Bestimmung dieser Terme mit einem Modell, welches neben dem Plasmazustand die relevanten atomphysikalischen Prozesse sowie die Oberflächeneigenschaften der verwendeten Wandmaterialien berücksichtigt, ist notwendig. In der zweidimensionalen Modellierung in Kap. 5.2 werden diese Terme mit Hilfe des Monte-Carlo Neutralgastransportcodes EIRENE berechnet.

4.3.4 Gleichungssatz zur Randschichtmodellierung

Besonders bei einem Stellarator, dessen Flußflächen eine starke räumliche Variation besitzen, ist eine Modellierung nur in einem magnetischen Koordinatensystem (das i. a. nicht analytisch darstellbar ist) sinnvoll. Die prinzipiellen Zusammenhänge werden jedoch bereits in einem kartesischen Koordinatensystem verständlich. Durch Verwendung der in den drei vorhergehenden Abschnitten gemachten Voraussetzungen und Annahmen, vereinfachen sich die Braginskii-Gleichungen zu dem folgenden, speziell für die Beschreibung der Randschicht geeigneten, Satz von Gleichungen:

- Kontinuitätsgleichung

$$-\frac{\partial}{\partial r}(D_{\perp} \frac{\partial n_i}{\partial r}) + \frac{\partial(n_i u_z)}{\partial z} = S_n^i \quad (4.46)$$

- Impulsgleichung für den totalen Impuls

$$\frac{\partial}{\partial r}(-m_i u_z D_{\perp} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \eta_{\perp} \frac{\partial u_z}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z}(m_i n_e u_z^2 + p_e + p_i - \eta_{\parallel} \frac{\partial u_z}{\partial z}) = S_{m\parallel} \quad (4.47)$$

- Elektronenenergiegleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left[-\frac{5}{2} T_e D_{\perp} \frac{\partial n_e}{\partial r} - n_e \chi_{\perp}^e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{5}{2} T_e n_e u_z - \kappa_{\parallel}^e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] \\ = u_z \frac{\partial p_e}{\partial z} - u_r \frac{\partial p_i}{\partial r} - Q_{ie} + S_E^e \end{aligned} \quad (4.48)$$

- Ionenenergiegleichung

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left[-\frac{5}{2} T_i D_{\perp} \frac{\partial n_e}{\partial r} - n_i \chi_{\perp}^i \frac{\partial T_i}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{5}{2} T_i n_e u_z - \kappa_{\parallel}^i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right] \\ = -u_z \frac{\partial p_e}{\partial z} + u_r \frac{\partial p_i}{\partial r} + Q_{ie} + S_E^i \end{aligned} \quad (4.49)$$

Aufgrund der Annahme von Quasineutralität und Ambipolarität genügt es, eine Kontinuitätsgleichung und eine Impulsgleichung zu lösen. Der Übersichtlichkeit halber und da sie bei der folgenden Diskussion keine Rolle spielen, wurden Terme, die poloidale Flüsse beschreiben, in den Gln. 4.46-4.48 weggelassen. Formal sind sie identisch zu den Termen, die radiale Flüsse beschreiben. Anstelle der Ableitungen nach der radialen Koordinate r stehen jedoch Ableitungen nach der poloidalen Koordinate. Unter der Annahme einer vollständig turbulenten Randschicht sollten die radialen und poloidalen Transportkoeffizienten, beide anomal, denselben Wert besitzen. Die gegenüber den radialen Gradienten sehr viel kleineren poloidalen Gradienten verursachen auch nur sehr viel geringere poloidale Flüsse, die bei der folgenden grundlegenden Diskussion nicht berücksichtigt werden müssen.

4.3.5 Randbedingungen

Zur Lösung des Gleichungssystems Gl. 4.46, 4.47, 4.49 und 4.48 müssen an allen Rändern des Rechengebietes Randbedingungen vorgegeben werden. Da die Plasmaparameter in der Abschicht durch die Konkurrenz des radialen Transports mit dem parallelen Abströmen auf die Limiter bestimmt sind, kommt den Randbedingungen entlang der Feldlinien besondere Bedeutung zu. Die am Limiter entstehende Debyeschicht kann nicht mit einem Flüssigkeitsmodell beschrieben werden, die Randbedingungen werden daher an der plasmaseitigen Grenze der Schicht (vgl. Abb. 1.9) vorgegeben. Sofern die Feldlinien nicht senkrecht auf den Limiter auftreffen, bil-

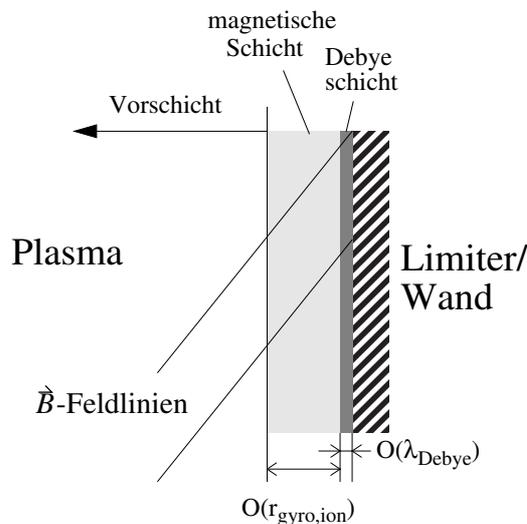


Abbildung 4.2: *Bildung einer magnetische Schicht vor der Debyeschicht bei schrägem Einfall des Magnetfelds. Größenverhältnisse sind nicht maßstabsgerecht*

det sich vor der Debyeschicht noch eine magnetische Schicht, in der die Ionen innerhalb eines Gyrationzyklus auf den Limiter treffen können (siehe Abb. 4.2). Die Abbremsung der Elektronen und der größte Teil des Potentialabfalls zur Wand hin (vgl. Abb. 1.9) findet in diesem Fall über den gesamten Bereich von magnetischer Schicht und Debyeschicht statt, der im folgenden kurz Schicht genannt wird. Die charakteristische Dicke der magnetischen Schicht ist

durch den Ionengyroradius gegeben und damit grob um den Faktor $\sqrt{m_i/m_e} \approx 60$ größer als die Dicke der Debyeschicht. Bei schrägen Einfall der Feldlinien muß die Beschleunigung auf mindestens Schallgeschwindigkeit $u_{z,d} \geq c_s$ (*Bohmkriterium*) bereits am Beginn der magnetischen Schicht⁷ erfolgt sein um die positive Raumladung innerhalb der gesamten Schicht aufrechtzuerhalten. Für die Schallgeschwindigkeit c_s gilt die Beziehung [Riemann1991a]:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{m_i}} \quad (4.50)$$

wobei die Adiabatenkoeffizienten für Elektronen γ_e und Ionen γ_i durch die Anzahl der Freiheitsgrade, die der jeweiligen Spezies in der Schicht zur Verfügung stehen, gegeben sind (siehe Tabelle 4.1). Da die Elektronen aufgrund der großen Wärmeleitfähigkeit nahezu isotherm durch

f	$\gamma = \frac{f+2}{f}$	Bemerkung
1	3	adiabatisch, eindimensional
3	$\frac{5}{3}$	adiabatisch, dreidimensional
	1	isothermisch

Tabelle 4.1: f : Anzahl der Freiheitsgrade, γ Adiabatenkoeffizient

die Schicht auf den Limiter strömen, wird für Elektronen der Adiabatenkoeffizient $\gamma_e = 1$ verwendet. Die viel kleinere Wärmeleitfähigkeit für Ionen bewirkt ein adiabatisches Abströmen der Ionen, wobei neuere kinetische Rechnungen [Chodura1998] den Wert $\gamma_i = 3$, in dieser Arbeit verwendet, für einen großen Bereich des Einfallwinkels $\Phi = 20^\circ - 88^\circ$ geben. Dieser Wert entspricht einem eindimensionalen adiabatischen Abströmen, d. h. die beiden Geschwindigkeitskomponenten parallel zum Limiter können nicht während des Durchgangs durch die Schicht thermalisieren. Ein Abströmen mit Überschallgeschwindigkeit wird nur unter bestimmten Konstellationen der Quellterme erreicht, so daß man im allgemeinen das Bohmkriterium als $u_{z,d} = c_s$, bzw. ausgedrückt mit der *Machzahl* $M := u_z/c_s$ als $M_d = 1$, in den Randbedingungen für die Gleichungen 4.46-4.49 verwenden kann. Für die Randbedingungen des parallelen Flusses von Teilchen ($\Gamma_{n\parallel}$), Elektronen- ($q_{e\parallel}$), Ionenenergie ($q_{i\parallel}$) am Eintritt in die Schicht wird daher verwendet:

$$\Gamma_{n\parallel} = n_{e,d} c_s \quad (4.51)$$

$$q_{e\parallel} = \gamma_s^e \Gamma_{n\parallel} T_{e,d} \quad (4.52)$$

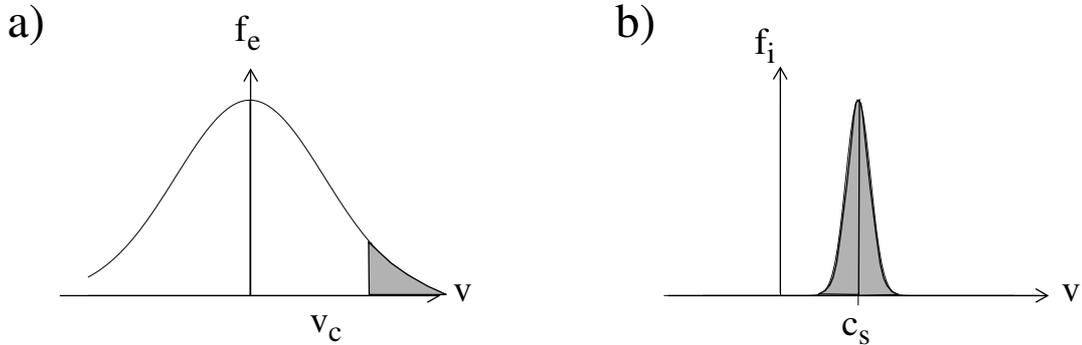
$$q_{i\parallel} = \gamma_s^i \Gamma_{n\parallel} T_{i,d} + \Gamma_{n\parallel} \epsilon_{ion} \quad (4.53)$$

$n_{e,d}$: Elektronendichte und $T_{e,d}$: Elektronentemperatur am Limiter

Die Bildung der Schicht führt sowohl für die Elektronen als auch für die Ionen zu einem gegenüber dem rein thermischen Fluß, im Falle der Ionen auch noch kinetischen Energiefluß und

⁷Ab dieser Stelle wird mit dem Index d (*downstream*) der Wert der entsprechenden Größe am Limiter, genauer gesagt an der plasmaseitigen Grenze der Schicht (magnetische und Debyeschicht), bezeichnet.

Volumenenergie, erhöhten Energieübertrag. Diese Erhöhung wird in den Randbedingungen Gl. 4.52 und 4.53 durch die Einführung der *Schichttransmissionsfaktoren* γ_s^e für Elektronen und γ_s^i für Ionen berücksichtigt.



Skizze 4.3: Verteilungsfunktion der Elektronen f_e und Ionen f_i am Eintritt in die Schicht. Schraffiert hervorgehoben ist der Teil der Elektronen und Ionen, die den Limiter erreichen.

Da nur Elektronen mit einer Geschwindigkeit größer als eine Mindestgeschwindigkeit v_c in Richtung des Limiters den Potentialberg überwinden können (siehe Skizze 4.3 b) und ihre Energie abgeben, entspricht der Energiefluß dem einer „halben“ Maxwellverteilung erhöht um das Schichtpotential:

$$\gamma_s^e T_{e,d} = 2T_{e,d} + e(\phi_d - \phi_{\text{limiter}}) \quad (4.54)$$

Der Faktor 2 beim ersten Term auf der rechten Seite resultiert aus dem allgemeinen Zusammenhang zwischen Teilchenfluß $\vec{\Gamma}_n := \int \vec{v} f(\vec{v}) d^3\vec{v}$ und Energiefluß $\vec{\Gamma}_E := \int \frac{1}{2} m v^2 \vec{v} f(\vec{v}) d^3\vec{v}$ für eine Maxwellverteilung f :

$$\vec{\Gamma}_E = 2T \vec{\Gamma}_n \quad (4.55)$$

Der Potentialabfall $\phi_d - \phi_{\text{limiter}}$ über der Schicht liegt in dem Bereich $2.5-3 \cdot T_e$, wodurch der Wert des Schichttransmissionsfaktors γ_s^e in dem Bereich $\gamma_s^e = 4.5 - 5$ liegt. Der genaue Wert des Potentialabfalls und damit des Faktors γ_s^e hängt von dem Verhältnis Ionen- zu Elektronentemperatur und dem Sekundärelektronemissionskoeffizienten des verwendeten Wandmaterials ab und muß durch kinetische Betrachtungen ermittelt werden (siehe auch Fig. 28 auf S. 1257 [Stangeby1990a]).

Für den Energieübertrag der Ionen kann man näherungsweise eine ungestörte Maxwellverteilung annehmen, die mit Schallgeschwindigkeit auf den Limiter driftet (siehe Skizze 4.3 b). Der gesamte Energieübertrag setzt sich aus der thermischen -, Volumen- und kinetischen Energie zusammen:

$$\gamma_s^i T_{i,d} = \frac{5}{2} T_{i,d} + \frac{m_i}{2} c_s^2 \quad (4.56)$$

Mit der Annahme $T_e = T_i$ und $\gamma_i = 3$ gilt für den Schichttransmissionsfaktor der Ionen γ_s^i die Abschätzung $\gamma_s^i \approx 4.5$. Bei der Randbedingung für den Energieübertrag der Ionen (Gl. 4.53) muß zusätzlich noch die Ionisationsenergie ϵ_{ion} , die bei der Rekombination am Limiter freigesetzt wird, berücksichtigt werden.

Die Dichte- und Temperaturabhängigkeit des Kopplungsterms zwischen Elektronen- und Ionenenergie ($Q_{ie} \propto \frac{n_e^2}{T_e^{1.5}}$) bewirkt bei höheren Dichten (grob etwa oberhalb 10^{19} m^{-3}) nahezu gleiche Elektronen- und Ionentemperatur. Unter diesen Bedingungen ist die Verwendung einer Gleichung für die Gesamtenergie, die durch Summation der Elektronenenergiegleichung 4.48 und Ionenenergiegleichung 4.49 entsteht, mit der Annahme $T_e = T_i$ angebracht. Die Randbedingung für den Gesamtenergiefluß auf den Limiter beträgt dabei $q_{\parallel} = q_{e\parallel} + q_{i\parallel}$ und mit Einführung des *totalen Schichttransmissionsfaktors* γ_s gilt:

$$q_{\parallel} = \gamma_s \Gamma_{n\parallel} T_{e,d} + \Gamma_{n\parallel} \epsilon_{ion} \quad \text{mit} \quad \gamma_s := \gamma_s^e + \gamma_s^i \quad (4.57)$$

4.4 Grundlegende parallele Parametervariationen

Bereits aus dem Zusammenspiel der Randbedingungen am Limiter Gl. 4.51-4.53 mit den Randschichtgleichungen Gl. 4.46-4.49 können einige grundlegende Eigenschaften über die Variation der Plasmaparameter entlang einer Feldlinie gewonnen werden.

4.4.1 Temperaturverhältnisse entlang einer Feldlinie

Die Debyeschicht bewirkt sowohl für die Elektronen als auch für die Ionen einen gegenüber dem rein thermischen und kinetischen Energiefluß erhöhten Energieübertrag auf den Limiter. Ein Großteil des parallelen Energietransports muß daher durch Elektronenwärmeleitung erfolgen. Die Ionenwärmeleitung ist um den Faktor $\sqrt{m_e/m_i}$ kleiner und vernachlässigbar. Die klassische parallele Elektronenwärmeleitfähigkeit ist wie bereits erwähnt durch die folgende Beziehung gegeben:

$$\kappa_{\parallel}^e = \kappa_0^e T_e^{\frac{5}{2}} \quad \text{mit} \quad \kappa_0^e = 103 \cdot \frac{\epsilon_0^2}{e^4} \frac{1}{\sqrt{m_e} \ln \Lambda} \approx 2.199 \cdot 10^{31} \frac{1}{(\text{eV})^{\frac{5}{2}} \text{ms}} \quad (4.58)$$

wobei für den Coulomlogarithmus, der nur schwach von der Dichte und Temperatur abhängt, der Wert $\ln \Lambda = 15$ verwendet wurde. Die starke Temperaturabhängigkeit der parallelen Wärmeleitfähigkeit $\kappa_{\parallel}^e \propto T_e^{\frac{5}{2}}$ ist eine Folge der quadratischen Temperaturabhängigkeit der freien Weglänge $\lambda_{e,mfp}$ (Gl. 4.5). Um einen bestimmten Energiefluß $q_{e\parallel}$ entlang des Magnetfeldes durch Elektronenwärmeleitung zu transportieren, muß sich ein Elektronentemperaturgradient einstellen, für dessen Gradientenlänge⁸ die folgende Abschätzung [Chodura1984a] gilt:

$$\Lambda_{e\parallel} \propto \frac{T_e^{\frac{7}{2}}}{q_{e\parallel}} \quad (4.59)$$

Diese extrem starke Temperaturabhängigkeit der Gradientenlänge $\Lambda_{e\parallel}$ resultiert aus der bereits starken Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit κ_{\parallel}^e und führt bei hohen Temperaturen

⁸Gradientenlänge $\Lambda_{e\parallel} := \left| \frac{T_e}{\nabla_{\parallel} T_e} \right|$

($T_e > 50 \text{ eV}$) zu einer Gradientenlänge, die in der Größenordnung der Verbindungslänge L_c oder sogar deutlich darüber liegen. Bei ausreichend hohen Temperaturen stellt sich demnach nur ein kleiner relativer Temperaturgradient entlang der Feldlinien, ein und man kann näherungsweise sogar eine konstante Temperatur voraussetzen.

4.4.2 Druckverhältnisse entlang einer Feldlinie

Die Druckverhältnisse entlang einer Feldlinie sind von grundsätzlicher Bedeutung für das Auftreten der im folgenden Kapitel behandelten Randschichtszenerien. Reduziert man die Impulsgleichung Gl. 4.47 auf die wesentlichen Terme durch Vernachlässigung von radialen Flüssen und Quellen durch Neutralteilchen, ergibt sich die Bernoulligleichung, die die Konstanz des totalen Drucks p^* entlang einer Feldlinie ausdrückt:

$$\frac{\partial}{\partial z} \underbrace{(m_i n_e u_z^2 + p_e + p_i)}_{p^*} = 0 \quad (4.60)$$

Der totale Druck p^* ist dabei die Summe aus dynamischen Druck und Plasmadruck⁹, der sich in dem hier betrachteten Zweiflüssigkeitssystem aus dem Elektronen- und Ionendruck $p = p_e + p_i$ zusammensetzt. Gl. 4.60 läßt sich mit Gl. 4.50 auch kompakt schreiben als:

$$p_e (1 + \bar{\gamma} M^2) = \text{const.} \quad \left(\text{const.} = \frac{p^*}{1 + \frac{T_i}{T_e}} \right) \quad (4.61)$$

$$\text{mit } \bar{\gamma} = \frac{1 + \gamma_i \frac{T_i}{T_e}}{1 + \frac{T_i}{T_e}} \quad \text{mittlerer Adiabatenkoeffizient} \quad (4.62)$$

In der Realität stellt sich natürlich das Verhältnis von Ionen- zu Elektronentemperatur entsprechend den tatsächlichen Adiabatenkoeffizienten ein, und die Schreibweise in Gl. 4.62 dient nur dazu, das experimentell mangelhaft bekannte Verhältnis $\frac{T_i}{T_e}$ günstig zu parametrisieren. Der Wert des mittleren Adiabatenkoeffizienten $\bar{\gamma}$ liegt in dem Bereich 1-2, wobei der Wert $\bar{\gamma} = 1$ einem sehr kleinen Verhältnis Ionen- zu Elektronentemperatur entspricht, während bei gleicher Ionen- und Elektronentemperatur der Wert $\bar{\gamma} = 2$ gilt. Aus der Schichtrandbedingung für die Impulsgleichung ($M_d = 1$) folgt damit im einfachsten Fall eine Halbierung bis Drittelung des Drucks zwischen Stagnationspunkt und Limiter:

$$n_{e,d} T_{e,d} = \frac{1}{1 + \bar{\gamma}} n_{e,u} T_{e,u} \quad (\text{siehe auch Abb. 4.4}) \quad (4.63)$$

Bei niedrigen Dichten und damit verbundenen hohen Temperaturen kann die Elektronentemperatur T_e entlang einer Feldlinie als nahezu konstant angesehen werden, und die Reduktion des Drucks um den Faktor $\frac{1}{1 + \bar{\gamma}}$ wird vollständig durch eine Reduktion der Dichte hervorgerufen.

⁹In der Hydrodynamik wird der Plasmadruck i. a. als statischer Druck bezeichnet.

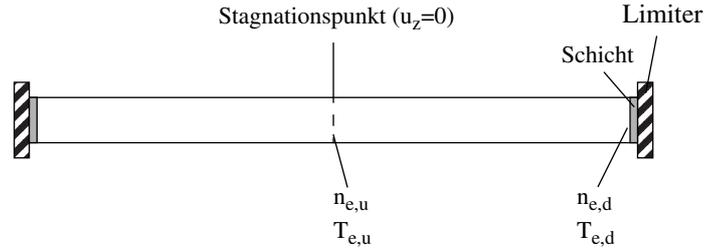


Abbildung 4.4: Werte am Stagnationspunkt bzw. Mittelebene werden mit dem Index *u* („upstream“) und Werte an der Schicht mit dem Index *d* („downstream“) bezeichnet.

In einer zweidimensionalen Betrachtung spielen auch Impulsverluste bzw. auch Quellen durch radiale Impulsaustauschsterme (Konvektion und Viskosität) eine Rolle, und bei hohen Dichten und niedriger Temperatur ($T_e \leq 10$ eV) werden weitere Impulsverluste durch Ladungsaustauschreaktionen CX wichtig. Diese zusätzliche Impulsverluste werden häufig durch einen *Impulsverlustfaktor* f_{mom} wie folgt charakterisiert:

$$n_{e,d}T_{e,d} = \frac{1}{1 + \bar{\gamma}} n_{e,u}T_{e,u}(1 - f_{\text{mom}}) \quad (4.64)$$

Nach Bereitstellung eines geeigneten Gleichungssatzes und entsprechenden Randbedingungen, können jetzt die unterschiedlichen Operationsbereiche der Randschicht, nach steigender Komplexität geordnet, auf der Basis von experimentellen Beobachtungen an W7-AS untersucht werden. Der am einfachsten zu beschreibende Operationsbereich (niedrige Dichte und hohe Elektronentemperatur) wurde dabei bereits in den letzten beiden Abschnitten kurz andiskutiert.

Kapitel 5

Untersuchung der Randschicht in unterschiedlichen Operationsbereichen

In diesem Kapitel werden die unterschiedlichen Operationsbereiche der Randbereiche nach steigender Komplexität geordnet behandelt.

Der erste Abschnitt (5.1) dieses Kapitels behandelt die Randschicht bei niedriger bis moderater Kollisionalität und hohen Temperaturen. In diesem Bereich treten nur vernachlässigbare parallele Temperaturgradienten auf, und auch die Quellen durch Neutralteilchen können in der Abschältschicht vernachlässigt werden. Weiterhin spielen in der Impulsbilanz die zusätzlichen Impulsverluste (siehe S. 62) keine Rolle ($f_{\text{mom}} = 0$) und müssen nicht berücksichtigt werden. Dieser Bereich wird daher *einfache Randschicht* genannt, und der Großteil der Experimente an W7-AS fand in diesem Parameterbereich statt. Die Beschreibung der einfachen Randschicht kann in guter Näherung mit einem eindimensionalen Modell erfolgen.

Der zweite Abschnitt (5.2) behandelt die Randschicht bei hoher Kollisionalität. In diesem Fall ist das Plasmaverhalten durch das Auftreten von parallelen Temperaturgradienten und die Wechselwirkung mit rezyklierenden Neutralteilchen bestimmt. Dieser Operationsbereich wird *komplexe Randschicht* genannt, da eine einfache eindimensionale Beschreibung nicht mehr möglich ist. Zur Beschreibung dieses Bereiches wurde ein zweidimensionales Modell (B2-Eirene), welches parallele Parametervariationen und Quellterme durch Neutrale berücksichtigt, für die Stellaratorgeometrie angepaßt. Um zu einer zweidimensionalen Beschreibung zu kommen, ist eine Mittelung über die helikale Symmetrie nötig, die nicht exakt erhalten ist. Die zweidimensionale Behandlung eines Stellarators bietet daher im Gegensatz zum Tokamak nur eine näherungsweise Beschreibung der realen Verhältnisse. Effekte, deren Ursache die nicht vorhandene helikale Symmetrie ist, z. B. inhomogene Neutralgasverteilung infolge diskontinuierlicher Limiter, können nur mit einem vollständigen dreidimensionalen Modell beschrieben werden. Auch zur Interpretation lokaler Meßdaten für den Fall einer komplexen Randschicht ist ein dreidimensionales Modell notwendig.

5.1 Szenarien mit niedriger bis moderater Kollisionalität und ausreichend hoher Temperatur

5.1.1 Einfache Randschicht

Dieser Abschnitt behandelt die Randschicht in dem am einfachsten zu beschreibenden Operationsbereich bei niedriger Dichte und ausreichend hohen Temperaturen. Bei niedrigen Dichten ($n_e < 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) ist die freie Weglänge der Wasserstoffatome (Abb. 1.11) größer als die radiale Ausdehnung der Abschältschicht. Der größte Teil des rezyklierenden Wasserstoffs wird erst im Einschlußgebiet ionisiert, und der Einfluß der Quellterme ($S_n^i, S_{m\parallel}, S_E^e, S_E^i$) auf die Bilanzgleichungen ist gering und vernachlässigbar. Auch die Strahlungsleistung durch Wechselwirkung mit Verunreinigungsatomen und -ionen ist vernachlässigbar. Sofern nur geringe poloidale Gradienten, verglichen mit radialen Gradienten, auftreten, sind nur geringe und damit vernachlässigbare poloidale Flüsse zu erwarten. Poloidal ausreichend homogene Verbindungslängen L_c sind für das Auftreten von geringen poloidalen Gradienten eine wichtige Voraussetzung, wie in Kap. 3 gezeigt wurde.

Bei hohen Temperaturen können sich aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit der Gradientenlänge $\Lambda_{e\parallel}$ (Gl. 4.59) nur geringe relative Gradienten entlang der Feldlinien ausbilden. Ein Kriterium für das Auftreten von parallelen T_e -Variation kleiner als δ ($\delta = \frac{T_{e,u} - T_{e,d}}{T_{e,u}}$) kann aus der Wärmeleitungsgleichung (s. Abschnitt 5.1.7) abgeleitet werden:

$$\frac{n_{e,d} L_c}{T_{e,d}^2} \leq \frac{8}{7} \frac{\kappa_0^e}{\gamma_s \tilde{c}_s} \left(\frac{1}{(1-\delta)^{\frac{7}{2}}} - 1 \right) \approx \left(\frac{1}{(1-\delta)^{\frac{7}{2}}} - 1 \right) 1.81 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{V}^2 \text{m}^2} \quad (5.1)$$

mit $\tilde{c}_s = \sqrt{\frac{1+\gamma_i \frac{T_e}{T_i}}{m_i}}$. Für die zahlenmäßige Abschätzung wurde $\gamma_i = 3$, $T_e = T_i$, $m_i = 2m_p$, $\gamma_s = 8$ sowie κ_0^e aus Gl. 4.58 verwendet. Wird eine relative Temperaturvariation von weniger als 50% ($\delta = 0.5$) als vernachlässigbar akzeptiert, ergibt sich:

$$\frac{n_{e,d} L_c}{T_{e,d}^2} \leq 1.87 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{V}^2 \text{m}^2} \quad (5.2)$$

Der durch die Ungleichung 5.2 begrenzte Parameterbereich war bereits in Abb. 4.1 grau unterlegt gezeigt.

Unter den beiden zuerst genannten Bedingungen (Vernachlässigung der Quellterme durch Neutrale und Vernachlässigung poloidaler Flüsse) ist der senkrechte (radiale) Transport die dominante Quelle, und der parallele Fluß auf den Limiter die dominante Senke für Teilchen und Energie in der Abschältschicht. Die nahezu konstante Temperatur entlang einer Feldlinie ermöglicht die analytische Integration der Randschichtgleichungen in paralleler Richtung, und es ergibt sich das im folgenden näher behandelte eindimensionale radiale Modell. Es wird gezeigt, daß die eindimensionale Modellierung eine konsistente Beschreibung der experimentellen Ergebnisse unter den Voraussetzungen der einfachen Randschicht bietet.

5.1.2 1d-radiales Modell

Mit den gerade angegebenen Voraussetzungen können die Gleichungen 4.46, 4.48 und 4.49 entlang einer Feldlinie vom Stagnationspunkt $z = 0$ bis zum Limiter $z = \frac{L_c}{2}$ (siehe Abb. 5.1) integriert werden. Bei der Integration werden die Divergenzen der parallelen Flüsse mit Hilfe des

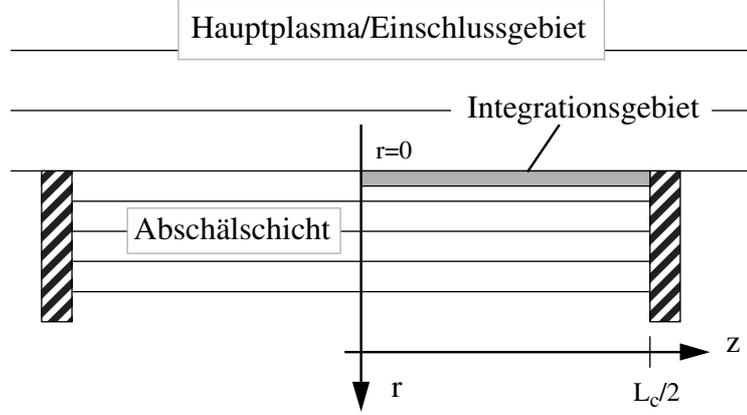


Abbildung 5.1: Integration der Gl. 4.46, 4.49, und 4.48 entlang einer Feldlinie, um die Divergenzen der parallelen Flüsse durch die Randbedingungen am Limiter zu ersetzen.

Gaußschen Satzes durch die Randbedingungen am Limiter (Gl. 4.51, 4.52, 4.53) ersetzt. Für ein reines Wasserstoffplasma erhält man den folgenden Gleichungssatz, der die radiale Abhängigkeit der Dichte, Elektronen- und Ionentemperatur in der Mittelebene ($z = 0$) bestimmt:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(D_{\perp} \frac{\partial n_{e,u}}{\partial r} \right) = n_{e,d} \frac{c_s}{L_c/2} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{5}{2} T_e D_{\perp} \frac{\partial n_{e,u}}{\partial r} + n_e \chi_{\perp}^e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) = n_{e,d} \frac{c_s}{L_c/2} \gamma_s^e T_{e,d} - u_r \frac{\partial p_i}{\partial r} - Q_{ie} \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{5}{2} T_i D_{\perp} \frac{\partial n_{e,u}}{\partial r} + n_e \chi_{\perp}^i \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) = n_{e,d} \frac{c_s}{L_c/2} \gamma_s^i T_{i,d} + u_r \frac{\partial p_i}{\partial r} + Q_{ie} \quad (5.5)$$

Aufgrund der hohen Temperatur gilt $\epsilon_{ion} \ll \gamma_s^i T_i$, wodurch der Term mit der Ionisationsenergie aus Gl. 4.53 vernachlässigt werden kann. Die in den ersten Termen auf der rechten Seite auftretenden Dichte- und Temperaturwerte am Limiter sind durch die stark vereinfachte Impulsgleichung $n_{e,d} T_{e,d} = \frac{1}{1+\bar{\gamma}} n_{e,u} T_{e,u}$ mit den Mittelebenwerten gekoppelt. Die Bedeutung der Senkenterme auf der rechten Seite dieser Gleichungen wird deutlich, wenn man das Verhältnis aus Abströmgeschwindigkeit und halber Verbindungslänge $\frac{c_s}{L_c/2}$ als mittlere Abströmrage bzw. das inverse davon als parallele Einschlußzeit τ_{\parallel} interpretiert:

$$\tau_{\parallel} = \frac{L_c/2}{c_s} \quad (5.6)$$

Die Gl. 5.3 erhält damit die Form:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(-D_{\perp} \frac{\partial n_{e,u}}{\partial r} \right) = -\frac{n_{e,d}}{\tau_{\parallel}} \quad (5.7)$$

Der Term auf der rechten Seite beschreibt somit die Wahrscheinlichkeit pro Zeit, ein Teilchen als Folge des Abströmens auf die Limiter zu verlieren. Die ersten Terme auf der rechten Seite von Gl. 5.4 und 5.5 beschreiben analog die Wahrscheinlichkeit, Elektronen- bzw. Ionenenergie durch Fluß auf den Limiter zu verlieren, wobei der durch die Schicht erhöhte Energieübertrag durch die Schichttransmissionsfaktoren γ_s^e, γ_s^i berücksichtigt wird. Die auftretenden anomalen Transportkoeffizienten D_{\perp}, χ_{\perp} sind freie Parameter in diesem Modell und müssen aus einer unabhängigen Theorie oder durch den Vergleich mit Meßdaten gewonnen werden. Im folgenden sollen Abschätzungen für D_{\perp} und χ_{\perp} aus Randschichtmessungen an W7-AS bestimmt werden.

5.1.3 Überblick über das experimentelle Verhalten bei niedrigen Dichten

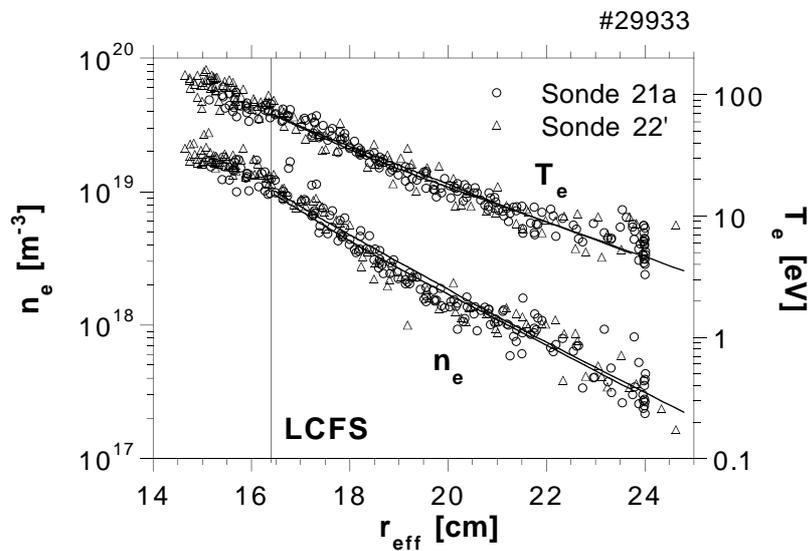


Abbildung 5.2: Gemessene radiale Dichte und Elektronentemperaturprofile von zwei Sonden (\circ und Δ), die an unterschiedlichen Stellen positioniert sind. Für die Transformation in magnetische Koordinaten r_{eff} wurde ein, mit dem KW-Code[Kisslinger1985] berechnetes endlich- β -Gleichgewicht verwendet. Die durchgezogenen Linien sind Fits, die für jede Sonde einzeln mit einem 1d-radialen flußröhrengemittelten Modell durch Variation der Transportkoeffizienten angepaßt wurden.

In Abb. 5.2 sind radiale Dichte- und Temperaturprofile, die mit zwei schnell-beweglichen Langmuirsonden an unterschiedlichen Positionen (\circ : Sonde 2/1A und Δ : Sonde 2/2') gemessen wurden, gezeigt. Der radiale Hub der Sondenspitze der beiden Sonden beträgt 10 cm und wird in etwa 250 ms (hin und zurück), pneumatisch angetrieben, durchlaufen. Dadurch ist die Messung eines vollständigen Profils während einer Entladung möglich. Die Positionen der beiden schnell-beweglichen Sonden sowie die entsprechenden Flußflächenquerschnitte sind in Abb. 5.3 gezeigt. Aufgrund der starken Variation der Flußflächen in W7-AS ist ein Vergleich der Profile beider Sonden nur nach der Transformation in magnetische Koordinaten sinnvoll. Bei Verwendung eines magnetischen Koordinatensystems, bei dem der Einfluß des endlichen Plasma-

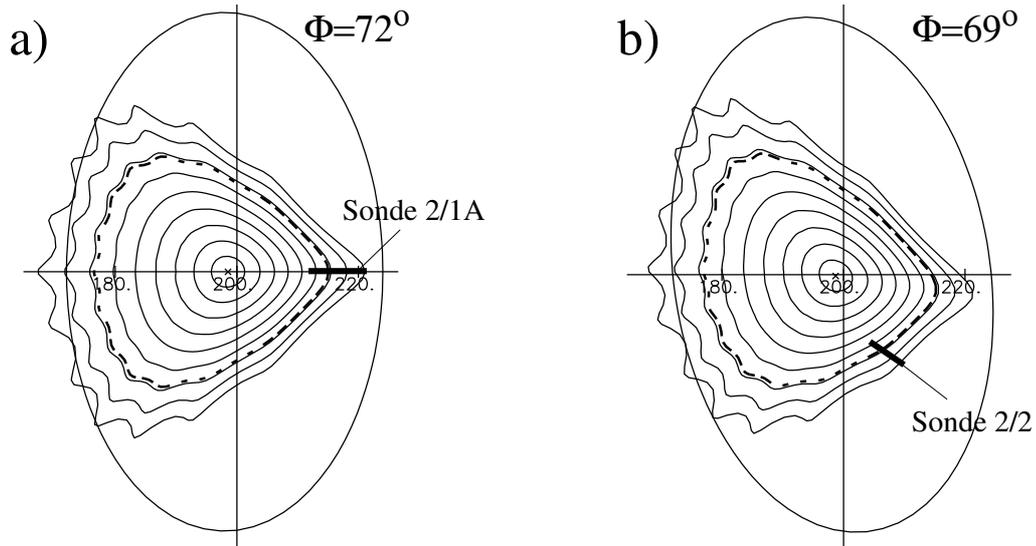


Abbildung 5.3: Position der Sonde 2/1A (links) und der Sonde 2/2' (rechts). Weiterhin sind poloidale Flußflächenquerschnitte, die mit dem KW-Code für die Entladung# 29933 berechnet wurden, für die entsprechenden Ebenen gezeigt. Der Bereich den die Spitzen während einer Entladung überstreichen ist dick hervorgehoben.

drucks β berücksichtigt wurde, ergibt sich eine gute Übereinstimmung der an den unterschiedlichen Positionen gemessenen Profile (Abb. 5.2). Wird der Einfluß des endlichen Plasmadrucks β bei der Transformation von geometrischen in magnetische Koordinaten nicht berücksichtigt (Vakuumbedingungen), ergibt sich eine radiale Abweichung der Profile beider Sonden um mehr als einen cm. Die weiterhin in Abb. 5.2 gezeigten Fitkurven entstanden durch „least-square fitting“ der Meßdaten mit einem numerischen 1d-radialen flußröhrengemittelten Modell von Sardei, Herre et. al. [Sardei1992a]. Dabei wurde der radiale Verlauf der Transportkoeffizienten solange variiert, bis die beste Übereinstimmung zwischen Fits und Meßdaten erreicht wurde. Bei diesem Modell wurde die Integration entlang einer Flußröhre in magnetischen Koordinaten durchgeführt, wodurch ein Korrekturfaktor vor den Transportkoeffizienten auftritt. Da für diese Messungen keine Ionentemperaturmessungen vorliegen, wurde anstelle der Einzelgleichungen für Elektronen- und Ionenenergie eine Gleichung für die Gesamtenergie mit der Annahme $T_e=T_i$ gelöst.

Sowohl die Temperaturen als auch die Dichten fallen außerhalb der LCFS annähernd exponentiell ab, so daß eine Charakterisierung der Meßwerte durch Abfallängen sinnvoll ist. In Abb. 5.4 und Abb. 5.5 sind experimentell bestimmte Abfallängen von Dichte λ_n und parallelem Leistungsfluß λ_q in Abhängigkeit von der Mittelebenendichte $n_{e,u}$ und der über die Separatrix fließenden Leistung P_{sep} , die durch die Heizleistung verringert um die Strahlungsleistung im Einschlußgebiet gegeben ist $P_{sep} := P_{heat} - P_{rad,core}$, gezeigt. In beiden Abbildungen sind die Abfallängen des parallelen Leistungsflusses λ_q anstelle der Temperaturabfallängen gezeigt, da die Abfallängen λ_q zusammen mit einem Geometriefaktor, wie bereits in der Einleitung (Abschnitt 1.4) erwähnt, die Breite der thermisch belasteten Limiterfläche bestimmt, die bei Fusionsexperimenten von besonderem Interesse ist. Dabei ist eine möglichst große Abfallänge wünschenswert, um ei-

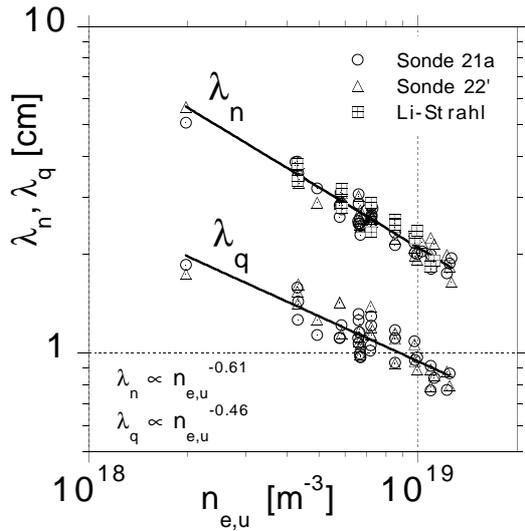


Abbildung 5.4: Gemessene Abfallängen für parallele Leistungsflußdichte und Dichte bei Variation der Plasmadichte. Durchgezogene Linien sind Fits an die Meßdaten.

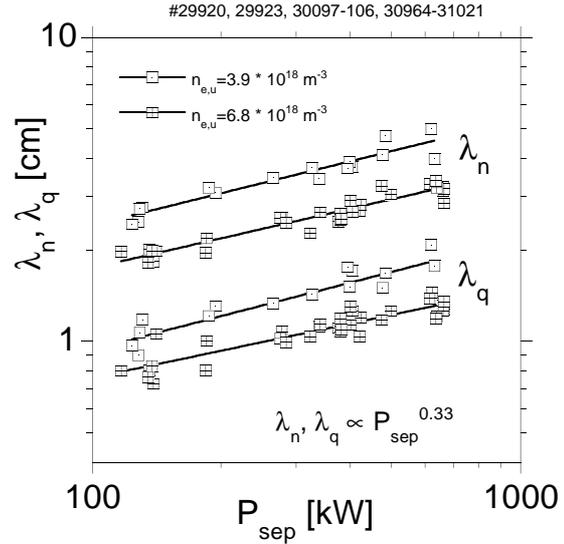


Abbildung 5.5: Gemessene Abfallängen in Abhängigkeit vom Leistungsfluß über die LCFS für zwei unterschiedlichen Dichten. Durchgezogene Linien sind Fits an die Meßdaten.

ne niedrige thermische Belastung der Limiter zu erreichen. Die Abfallänge λ_q ist durch die Schichtrandbedingung Gl. 4.52 mit der Temperaturabfallänge λ_{T_e} wie $\frac{1}{\lambda_q} = \frac{1}{\lambda_n} + \frac{3}{2\lambda_{T_e}}$ verknüpft. Die in den Abbn. 5.4 und 5.5 gezeigten Symbole (Kreise, Rechtecke) sind Meßwerte, die aus Langmuirsonden- bzw. Lithiumstrahlmessungen gewonnen wurden. Die Linien zeigen Fits von Potenzfunktionen an die Meßwerte. Die Abfallängen der Dichte als auch des parallelen Leistungsflusses nehmen mit steigender Dichte stark ab, wobei sich folgende Abhängigkeiten ergeben: $\lambda_n \propto n_{e,u}^{-0.61}$ und $\lambda_q \propto n_{e,u}^{-0.46}$. Mit steigendem Leistungsfluß über die LCFS hingegen nehmen die Abfallängen wie $\lambda_n, \lambda_q \propto P_{sep}^{0.33}$ zu. Der Abfall von λ_q mit steigender Dichte ist unerwünscht, wird jedoch teilweise durch den Anstieg mit zunehmenden Leistungsfluß über die Separatrix kompensiert.

5.1.4 Bestimmung des Diffusionskoeffizienten D_{\perp}

Vernachlässigt man die radiale Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten D_{\perp} , der Schallgeschwindigkeit c_s und verwendet eine über die erste Abfallänge gemittelte Verbindungslänge L_c ergibt sich als Lösung für die Kontinuitätsgleichung 5.3:

$$n(r) = n_0 e^{-\frac{r}{\lambda_n}} \quad (5.8)$$

die eine einfache Abschätzung des Diffusionskoeffizienten D_{\perp} aus der Abfallänge λ_n durch die folgende Beziehung gestattet:

$$\lambda_n = \sqrt{\frac{(1 + \bar{\gamma}) D_{\perp} \frac{L_c}{2}}{c_s}} \quad (5.9)$$

Eine detaillierte Fehlerabschätzung dieser recht weitgehenden Annahmen wird am Ende dieses Abschnitts (siehe Abb. 5.1) durchgeführt. Die mit steigender Dichte abnehmenden und mit stei-

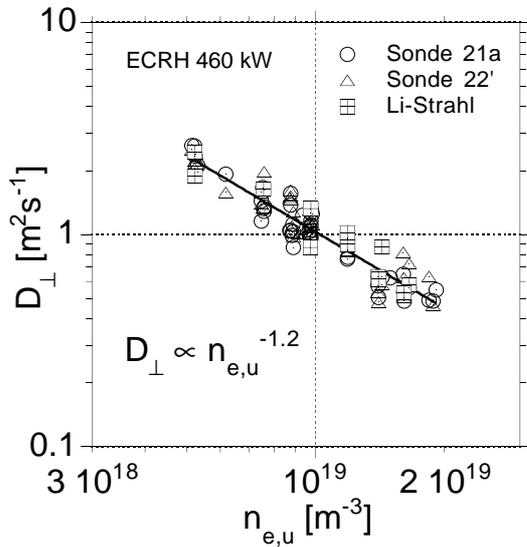


Abbildung 5.6: Radialer Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit von der Dichte

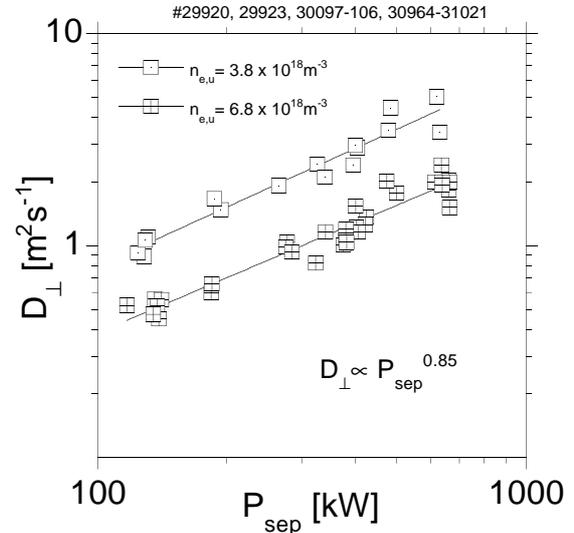


Abbildung 5.7: Radialer Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit von der über die LCFS fließenden Leistung, für zwei verschiedene Dichten

gendem Leistungsfluß zunehmenden Abfallängen deuten auf eine Verbesserung des Einschusses am Rand mit steigender Dichte und Verschlechterung mit höherer Heizleistung hin. Eine Abschätzung des radialen Diffusionskoeffizientens D_{\perp} durch Gl. 5.9 ist in den Abbildungen 5.6 und 5.7 gezeigt. Für Entladungen mit variiert Dichte und konstanter Heizleistung (Abb. 5.6) erkennt man einen deutlichen Abfall von D_{\perp} mit steigender Dichte. In Abb. 5.7 findet man den erwarteten Anstieg von D_{\perp} mit steigendem Leistungsfluß über die LCFS wieder.

Eine Regressionsanalyse liefert für die Abhängigkeit des radialen Diffusionskoeffizienten vom Leistungsfluß über die LCFS und der Dichte die Abhängigkeit:

$$D_{\perp} \propto P_{\text{sep}}^{0.85 \pm 0.05} n_{e,u}^{-1.19 \pm 0.04} \quad (5.10)$$

In Abb. 5.8 ist ein Vergleich der experimentellen aus Langmuirsondenmessungen mit Gl. 5.9 abgeschätzten Diffusionskoeffizienten mit denen, die aus der $D_{\perp}(P_{\text{sep}}, n_{e,u})$ -Skalierung gewonnen wurden, gezeigt. Im dem gesamten Parameterbereich, der zu dieser Transportstudie verwendet wurde und der grob durch $n_{e,u} = 5 \cdot 10^{18} - 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $T_{e,u} = 50 - 100 \text{ eV}$ abgegrenzt ist, kann die gefundene Skalierung die experimentellen Daten einheitlich beschreiben.

Eine Regressionsanalyse der experimentellen Diffusionskoeffizienten mit der globalen Temperatur $T_{e,u}$ ergibt eine sehr viel schlechtere Korrelation. Eine Bohm-artige Temperaturskalierung ($D_{\text{Bohm}} = \frac{1}{16} \frac{T_e}{eB}$ siehe [Miyamoto1980a]) erscheint eher unwahrscheinlich, kann aber nicht vollständig ausgeschlossen werden. Skalierungsversuche sowohl mit den lokalen Werten von

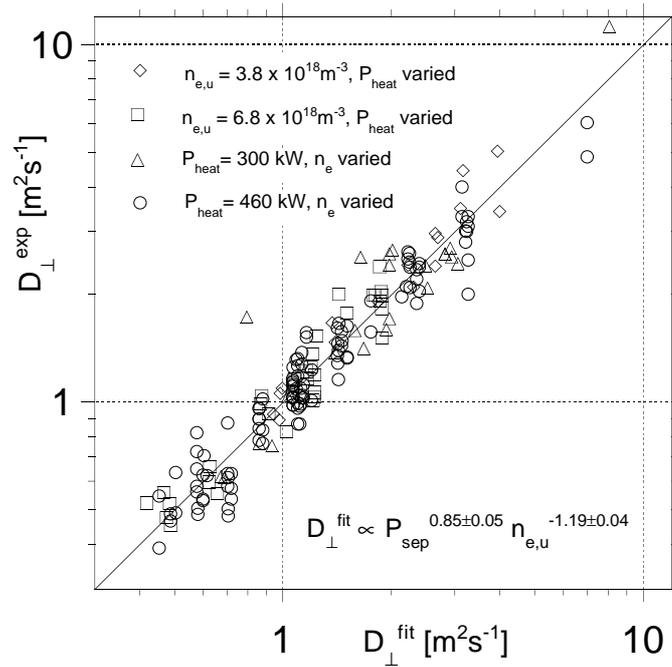


Abbildung 5.8: Experimentelle, mit Gl. 5.9 abgeschätzte Diffusionskoeffizienten gegenüber den Werten, die nach der in der Abbildung angegebenen Skalierung gewonnen wurden.

Dichte und Temperatur ($D_{\perp} = f(n(r), T_e(r))$) als auch mit radialen Abhängigkeiten des Diffusionskoeffizienten ($D_{\perp} = f(r)$) lieferten keine einheitlichen Ergebnisse und wurden daher alle wieder verworfen. Eine Abhängigkeit vom Betrag des Magnetfeldes, wie sie z. B. die Bohm-Skalierung vorgibt, wurde in dieser Transportuntersuchung nicht untersucht, da alle hier verwendeten Entladungen einen Wert des Magnetfeldes von $B_0 = 2.5 \text{ T}$ besaßen. Frühere Messungen, bei denen Entladungen mit $B_0 = 1.2 \text{ T}$ und $B_0 = 2.5 \text{ T}$ miteinander verglichen wurden, ergaben eine B -Abhängigkeit der Form: $D_{\perp} \propto \frac{1}{B^{1.2 \pm 0.4}}$.

Der große Fehlerbereich des Exponenten ergibt sich hauptsächlich aus der Tatsache, daß für diese Skalierung nur zwei diskrete Magnetfeldwerte zur Verfügung standen, da ein Zünden des Plasma durch resonante-ECRH nur bei den beiden genannten Magnetfeldwerten möglich ist.

Fehlerabschätzung bei der Bestimmung von D_{\perp}

Die in der Skalierung Gl. 5.10 angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler, die aus der Regressionsanalyse für ein 1σ -Konfidenzniveau resultieren. Der geringe statistische Fehler der Skalierung 5.10 und die gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (Abb. 5.8) darf nicht über den hohen Fehler des Absolutwerts von D_{\perp} , der auf einen Faktor ≈ 2 abgeschätzt wurde, wegtäuschen. Ursache für diesen großen Fehler sind systematische Fehler bei der Bestimmung der Abfalllänge λ_n durch Abweichungen der Profilform von einem rein exponentiellen Verlauf, Einfluß der toroidalen Variation der Flußröhrenquerschnitte, Unsicherheiten bei der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit c_s und Lage der Sondenposition nicht in der Mittelebene.

Diese Fehler sollen im folgenden abgeschätzt werden.

Zur Bestimmung der Abfalllänge λ_n wurden exponentielle Fits, beginnend bei der theoretischen Position der LCFS, an die Sondendaten angepaßt. Alle verwendeten Profile zeigten einen hinreichend exponentiellen Verlauf über mindestens zwei Abfallängen, und eine systematische Veränderung der Profilform, die eine scheinbare Dichteskalierung hervorrufen könnte, wurde nicht beobachtet. Prinzipielle Abweichungen von einem exponentiellen Verlauf (Schultern) wurden nur bei Konfigurationen mit poloidal inhomogenen Verbindungslängen (asymmetrische Oben-Unter-Limiterkonfiguration) gefunden. Bei allen zu der Skalierung verwendeten Entladungen war die LCFS durch die zehn symmetrischen Innenlimiter bestimmt, und das Plasma wurde durch ein B_z -Feld leicht nach innen (1-2 cm) verschoben, um den Einfluß von weiter außen liegenden Sekundärlimitern zu minimieren und homogene Verbindungslängen über einen großen radialen Bereich zu erhalten.

Bei der Integration entlang einer Flußröhre zur Herleitung der Gln. 5.3-5.5 wurde die toroidale Variation des Flußröhrenquerschnitts nicht berücksichtigt. Bei einer exakten (numerischen) Integration entlang einer Flußröhre (siehe Sardei, Herre et. al. [Sardei1992a]) ergibt sich ein Faktor $|\nabla r_{\text{eff}}|^2$, der durch die toroidale Variation der radialen Ausdehnung einer Flußröhre entsteht. Dieser Faktor tritt als Korrekturfaktor linear vor dem Diffusionskoeffizienten auf und für „niedrig“ Konfigurationen am W7-AS liegt sein Wert in dem Bereich 1.3-1.5. Die Diffusionskoeffizienten in den Abbn. 5.6, 5.7 und 5.8, die mit der einfachen Formel 5.9 ermittelt wurden, sind mit einem mittleren Flußröhren-Korrekturfaktor von 1.4 korrigiert. Der systematische Fehler bei dieser Vorgehensweise liegt also in der Größenordnung von 10%.

Bei der Abschätzung des Fehlers bei der Berechnung der Schallgeschwindigkeit c_s ist der Einfluß von Verunreinigungen sowie die ungenügend bekannte Iontemperatur zu berücksichtigen. Ein verallgemeinertes Bohm-Kriterium für die Bildung einer elektrostatischen Abschirmschicht in einem Plasma mit mehreren Ionensorten wurde von Riemann [Riemann1995a] angegeben:

$$\sum_i \frac{Z_i^2 n_i}{m_i u_{i,z,d}^2 - \gamma_i T_i} \leq \frac{n_e}{T_e^{\text{sh}}} \quad \text{mit} \quad n_e = \sum_i Z_i n_i \quad (5.11)$$

$u_{i,z,d}$ Geschwindigkeit der Ionensorte i am Beginn der Schicht.

Die Temperatur T_e^{sh} ist hierbei durch die Ableitung der Elektronendichte nach dem Potential gegeben, wodurch Abweichungen von der kinetischen Temperatur für nicht-maxwellsche Elektronenverteilungen auftreten. Für ein reines Wasserstoffplasma vereinfacht sich die Beziehung 5.11 zu dem bereits bekannten Bohm-Kriterium

$$m_i u_{i,z,d}^2 \geq T_e^{\text{sh}} + \gamma_i T_i \quad \text{für } Z_i = 1 \quad (5.12)$$

Das verallgemeinerte Bohm-Kriterium Gl. 5.11 könnte verletzt werden und damit eine Korrektur des Wasserstoffkriteriums erfordern, sofern Ionen mit einer hohen spezifischen Ladung $\frac{Z_i}{m_i}$ extrem langsam in die Schicht strömen. Die Reibungskräfte sorgen jedoch für eine ausreichende Beschleunigung der Verunreinigungen durch die Wasserstoffionen, so daß keine Korrektur der Schallgeschwindigkeit für Wasserstoff erforderlich ist. Die experimentell nur ungenügend bekannte Iontemperatur führt jedoch einen Fehler um den Faktor 2 für die Schallgeschwin-

digkeit zwischen den beiden Grenzfällen $T_e \ll T_i$ und $T_e \approx T_i$ ($\gamma_i = 3$) ein, der jedoch teilweise wieder durch den Term $(1 + \bar{\gamma})$ im Zähler von Gl. 5.9 kompensiert wird. Für das Verhältnis $\frac{1+\bar{\gamma}}{c_s}$ ergibt sich damit ein Fehler um den Faktor 1.5, der sich linear in einen Fehler des Diffusionskoeffizienten D_{\perp} umsetzt.

Zusätzlich wurde noch überprüft, inwieweit das einfache Auswerteverfahren durch exponentielles Fitten und Benutzung von Gl. 5.9 prinzipiell geeignet ist, eine Dichteskalierung zu bestimmen. Dazu wurden mit B2-EIRENE in rechtwinkliger Limitergeometrie zweidimensionale Dichte- und Temperaturverteilungen für vier verschiedene Werte der Dichte simuliert. Für den Wert des radialen Diffusionskoeffizienten wurde die empirische Skalierung Gl. 5.10 verwendet, und das Neutralgasverhalten wurde mit EIRENE selbstkonsistent berücksichtigt. Aus den si-

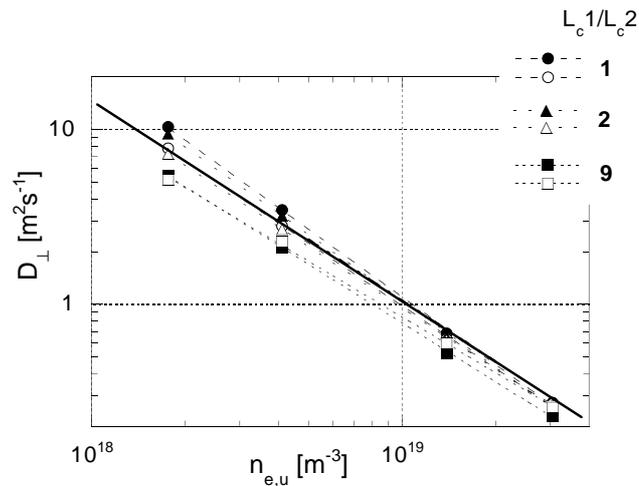


Abbildung 5.9: Dichteabhängigkeiten der durch einfache Auswertung aus der zweidimensionalen Simulationen gewonnene Diffusionskoeffizienten. Die Bedeutung der Symbole ist im Text erklärt. Die empirische Skalierung Gl. 5.10 ist als dicke Linie eingezeichnet.

		L_{c1}/L_{c2}		
		1.	2.	9.
radialer	2.5 cm (offene Symbole)	-1.28	-1.26	-1.11
Fitbereich	6 cm (gefüllte Symbole)	-1.18	-1.16	-1.06

Tabelle 5.1: Exponent α der Dichteabhängigkeit $D_{\perp} \propto n_{e,u}^{\alpha}$ der in Abb. 5.9 gezeigten Diffusionskoeffizienten

mulierten Daten wurden durch exponentielles Fitten der radialen Dichteprofile, Abfallängen und Diffusionskoeffizienten gewonnen, deren Dichteabhängigkeiten in Abb. 5.9 und Tab. 5.1 gezeigt ist. Der exponentielle Fit wurde dabei über zwei verschiedene radiale Bereiche (2.5 cm offene und 6 cm gefüllte Symbole) jeweils bei der LCFS beginnend angepaßt. Die Koeffizienten,

die über den größeren radialen Bereich gefittet wurden, (2. Zeile in Tab. 5.1) zeigen eine etwa 10% geringere Dichteabhängigkeit (bis auf den Wert mit $L_{c1}/L_{c2} = 9$), trotzdem kann man die gefundene Skalierung als robust gegen die willkürliche Wahl des radialen Fitbereichs bezeichnen. Weiterhin wurde der Einfluß einer asymmetrischen Positionierung der Sonde untersucht, da die Gln. 5.3-5.5 streng genommen nur für die Mittelebene gelten. Als Maß für die Abweichung der Position von der Mittelebene wird das Verhältnis der beiden Verbindungslängen (L_{c1} , L_{c2}) von der Auswerteposition zu beiden Limitern verwendet. Die Auswertung wurde an drei Positionen \circ $L_{c1}/L_{c2} = 1$ (Mittelebene), \triangle $L_{c1}/L_{c2} = 2$ und \square $L_{c1}/L_{c2} = 9$ durchgeführt. Die Verbindungsverhältnisse der beiden Langmuirsonden betragen $L_{c1}/L_{c2} = 1$ für die Sonde 2/1A (Mittelebene vgl. Abb. 5.3) und $L_{c1}/L_{c2} \approx 2$ für die Sonde 2/2'. Aus den in Tab. 5.1 gezeigten Daten erkennt man durch Vergleich der ersten beiden Spalten einen sehr geringen Einfluß der Lage der Auswerteposition und erst bei einer sehr stark asymmetrischen Lage $L_{c1}/L_{c2} = 9$ wird die Dichteskalisierung nur um etwa 10% geändert. Eine systematische Abweichung der Werte der beiden Sonden wird daher nicht erwartet und wurde experimentell auch nicht gefunden.

Die gute Übereinstimmung der durch die einfache Auswertung gefundenen Diffusionskoeffizienten (gestrichelte Linien in Abb. 5.9) mit der als Ausgangspunkt für die Simulation verwendeten empirischen Skalierung (dicke Linie in Abb. 5.9) bestätigt die Anwendbarkeit der einfachen Auswertung in diesem Parameterbereich. Durch den Vergleich mit einem zweidimensionalen Modell, bei dem auch die Wechselwirkung mit dem Neutralgas berücksichtigt wurde, konnte gleichzeitig die Gültigkeit der recht weitgehenden Annahmen, insbesondere die Vernachlässigung der Teilchenquellen durch Neutrale S_n^i und die Annahme einer radial konstanten Schallgeschwindigkeit c_s , überprüft werden. Die gefundene Dichteskalisierung des Diffusionskoeffizienten D_{\perp} (Gl. 5.10) kann damit für den Bereich niedriger Dichte als gesichert angesehen werden. Hauptsächlich die in der Randschicht mangelhaft bekannte Iontemperatur sowie systematische Fehler bei der Auswertung der Langmuirsondenkennlinie führen zu einem systematischen Fehler des Diffusionskoeffizienten von der Größe ≈ 2 .

5.1.5 Abschätzung der Verhältnisses $\frac{\chi_{\perp}^e}{D_{\perp}}$

Für eine Beschreibung der Randschicht muß neben dem senkrechten Teilchentransport auch der senkrechte Energietransport bekannt sein. Da nur Elektronentemperaturmessungen vorliegen, kann an dieser Stelle nur eine Abschätzung der Wärmeleitfähigkeit der Elektronen χ_{\perp}^e erfolgen.

Für die radiale Variation der Elektronentemperatur (Gl. 5.4) kann nur für den Fall $T_{e,d}^{\frac{7}{2}} \ll T_{e,u}^{\frac{7}{2}}$ (siehe Anhang ??) eine einfache analytische Lösung angegeben werden. Da in diesem Abschnitt aber der Fall $T_{e,d} \approx T_{e,u}$ vorliegt, ist eine exakte Behandlung der Gln. 5.4, 5.5 nur numerisch möglich. Eine Abschätzung der radialen Wärmeleitfähigkeit χ_{\perp}^e ist jedoch möglich, sofern der experimentell gefundene radiale Temperaturabfall annähernd exponentiell ist und den Ansatz $T_e(r) = T_e(0)e^{-\frac{r}{\lambda_T}}$ rechtfertigt. Das Einsetzen dieser Beziehung in Gl. 5.4 und Verwendung von Gl. 5.9 liefert:

$$\left(\frac{5}{2} + \frac{\chi_{\perp}^e \lambda_n}{D_{\perp} \lambda_T}\right) \left(1 + \frac{\lambda_n}{\lambda_T}\right) = \gamma_s^e \quad (5.13)$$

Mit Hilfe dieser Beziehung kann das Verhältnis der anomalen radialen Transportkoeffizienten für Elektronenenergie und Teilchen $\frac{\chi_{\perp}^e}{D_{\perp}}$ aus dem gemessenen Verhältnis der Abfallängen für Dichte und Temperatur $\frac{\lambda_n}{\lambda_T}$ abgeschätzt werden. Experimentell findet man für die Dichte einen exponentiellen Abfall über mehrere Abfallängen, typ. $3-5 \cdot \lambda_n$, während die Temperatur nach außen hin deutlich zu höheren Werten gegenüber einem rein exponentiellen Abfall abweicht wie in Abb. 5.2 zu sehen ist. Innerhalb der ersten Abfallänge des parallelen Wärmeflusses λ_q , d.h. innerhalb der leistungsführenden Schicht, ist die Annahme eines exponentiellen Abfalls und damit die Abschätzung der Transportkoeffizienten durch die Gl. 5.13 gerechtfertigt.

Der Faktor γ_s^e auf der rechten Seite von Gl. 5.13 ist nur zu verwenden, sofern die Elektronen von den Ionen in der Abschältschicht vollständig entkoppelt sind. Wenn aber ein Teil der von den Ionen auf den Limiter abgegebenen Energie durch parallele Wärmeleitung der Elektronen transportiert wird, muß für den Faktor auf der rechten Seite ein Wert zwischen γ_s^e und γ_s verwendet werden¹.

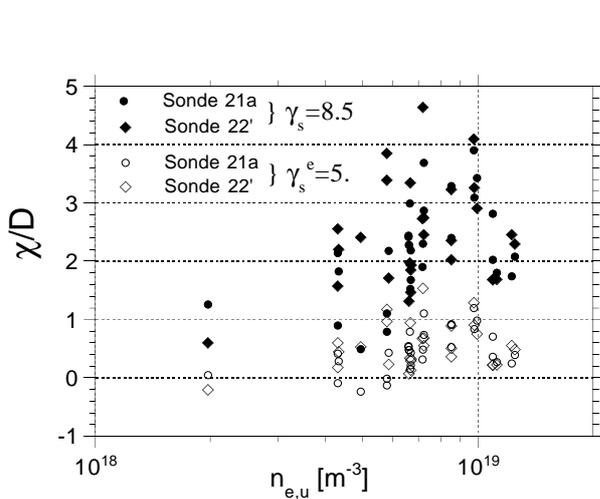


Abbildung 5.10: Experimentell, mit Gl. 5.13 abgeschätztes Verhältnis der radialen Wärmeleitfähigkeit zum radialen Teilchendiffusionskoeffizient in Abhängigkeit von der Dichte

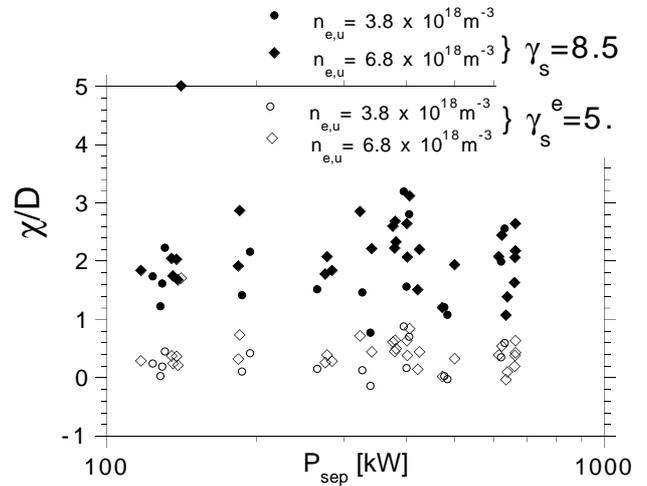


Abbildung 5.11: wie Abb. 5.10 nur in Abhängigkeit von der über die LCFS fließenden Leistung und für zwei verschiedene Werte der Dichte

Die Verhältnisse der radialen Wärmeleitfähigkeit und des Teilchendiffusionskoeffizienten wurden für alle Entladungen nach Gl. 5.13 abgeschätzt und sind in Abb. 5.10 für konstante Heizleistung und Variation der Dichte und Abb. 5.11 für variierte Heizleistung bei zwei unterschiedlichen Dichten gezeigt. Für den Energieübertragskoeffizienten wurde sowohl $\gamma_s^e = 5.5$ als auch $\gamma_s = 8.5$ verwendet. Aufgrund der großen Streuung der Daten läßt sich keine Dichte- oder Temperaturskalierung erkennen. Für den aufgrund der starken Kopplung von Elektronen- und Ionentemperatur favorisierten Wert von $\gamma_s = 8.5$ liegen die Werte des Verhältnisses $\frac{\chi_{\perp}^e}{D_{\perp}}$ in dem Bereich

¹Formal ergibt sich dieses Ergebnis durch Einsetzen des exponentiellen Temperaturabfalls in die Gleichung für die Gesamtenergie anstelle der Elektronenenergiegleichung.

1-4. Da in den beiden Abbildungen keine Dichte- oder Leistungsabhängigkeit zu erkennen ist, wurde für das bei der zweidimensionalen Modellierung im nächsten Kapitel als Eingangsgröße benötigte Verhältnis $\frac{\chi_{\perp}^c}{D_{\perp}}$ ein konstanter Wert verwendet.

5.1.6 Konsistenz der Sondendaten mit dem Leistungsfluß

Zum Abschluß dieses Abschnitts wird die Konsistenz der aus den Sondenmessungen ermittelten Temperaturen mit dem Leistungsfluß über die Separatrix überprüft. Der Leistungsfluß P_{sep} ist dabei mit der senkrechten - und parallelen Leistungsflußdichte q_{\perp} und q_{\parallel} wie folgt verknüpft:

$$P_{\text{sep}} = q_{\perp \text{sep}} A_p \quad (5.14)$$

$$P_{\text{sep}} = q_{\parallel \text{sep}} \lambda_q W \quad (5.15)$$

mit A_p Plasmaoberfläche und W poloidale Limiterbreite².

$q_{\perp \text{sep}}$ und $q_{\parallel \text{sep}}$ bezeichnen die Leistungsflüsse an der Separatrix, und auch die im folgenden auftretenden Dichte- und Temperaturwerte sind an der Separatrix gemeint. Die zweite Beziehung entsteht durch Integration des als exponentiell abfallend angenommenen Leistungsflusses $q_{\parallel} = q_{\parallel \text{sep}} e^{-\frac{r}{\lambda_q}}$ und Vernachlässigung von Strahlung in der Abschältschicht. Mit der Randbedingung für den gesamten Energieübertrag Gl. 4.57 (der Term mit der Ionisationsenergie ϵ_{ion} kann aufgrund der hohen Temperaturen vernachlässigt werden) gilt:

$$P_{\text{sep}} = n_{e,d} c_s \gamma_s T_{e,d} \lambda_q W \quad (5.16)$$

Durch Einsetzen der empirischen λ_q -Skalierung aus Abb. 5.5 und Verwendung von $T_e = T_i$ wird für konstante Dichte die folgende Skalierung erwartet:

$$P_{\text{sep}} \propto T_e^{\frac{3}{2}} P_{\text{sep}}^{0.33} \quad \Rightarrow \quad T_e \propto P_{\text{sep}}^{0.44} \quad (5.17)$$

Experimentell ergibt sich eine etwas schwächere Leistungsabhängigkeit $T_e \propto P_{\text{sep}}^{0.4}$, wie in Abb. 5.12 gezeigt. Trotzdem kann man von einer guten Konsistenz der gemessenen Temperaturen mit der aus der λ_q -Skalierung erwarteten Abhängigkeit sprechen.

Neben der Leistungsskalierung für konstante Dichte kann auch der Absolutwert der gemessenen Temperatur mit der über die Separatrix fließenden Leistung auf Konsistenz geprüft werden. Die auf den Limiter deponierte Leistung kann aus den gemessenen Dichte- und Temperaturwerten wie folgt gewonnen werden:

$$P_{\text{sonde}} = \frac{1}{1 + \bar{\gamma}} n_{e,u} c_s \gamma_s T_{e,u} \lambda_q W \quad (5.18)$$

Diese Gleichung folgt durch Benutzung von Gl. 4.63 aus Gl. 5.16. Ein Vergleich der aus Sondenmessungen ermittelten Leistung P_{sonde} mit der Leistung P_{sep} ist in Abb. 5.13 gezeigt. Dabei

²Mit der poloidalen Limiterbreite W ist die gesamte poloidale Limiterbreite, d. h. die Summe über alle Limiter in Feldrichtung **und** entgegengesetzt der Feldrichtung gemeint. Für die Plasmaoberfläche gilt mit dieser Definition der Zusammenhang $A_p = \frac{L_c}{2} \cdot W$

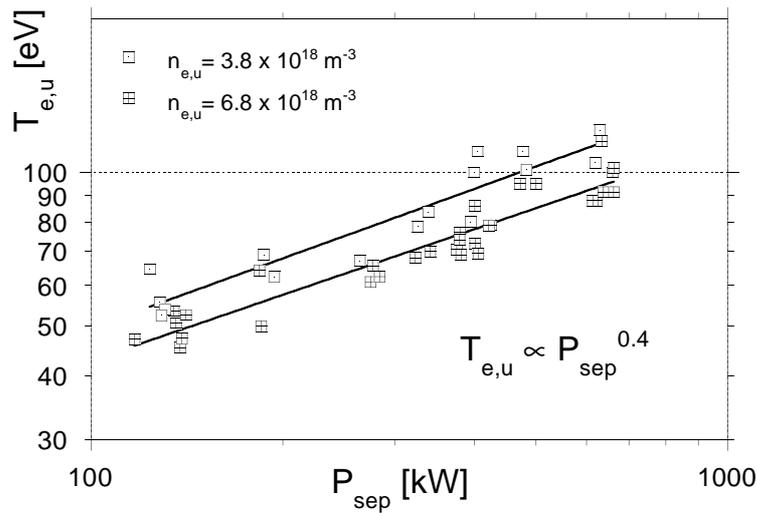


Abbildung 5.12: Gemessene Elektronentemperaturen an der LCFS in Abhängigkeit vom Leistungsfluß über die LCFS für zwei verschiedene Dichten. Die beiden Linien sind Fits durch die Meßpunkte wobei für beide Dichten eine einheitliche Skalierung gefunden wurde.

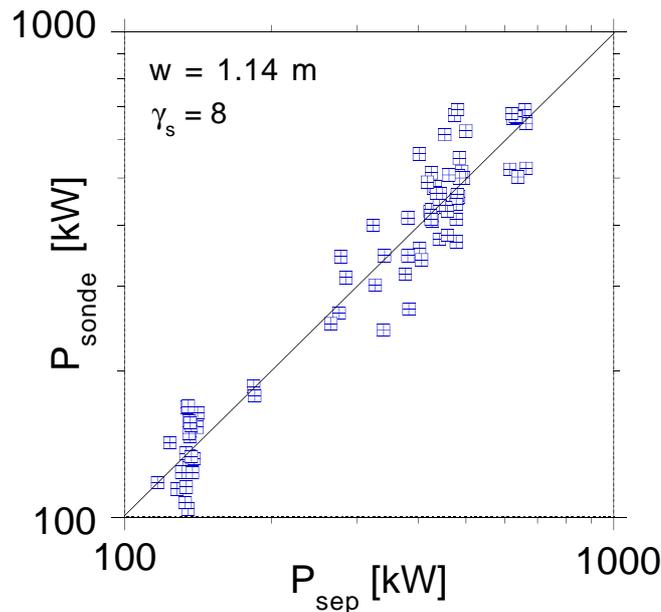


Abbildung 5.13: Aus Sondenmessungen nach Gl. 5.18 berechneter Leistungsfluß auf die Limiter in Abhängigkeit des Leistungsflusses über die LCFS

wurde $\gamma_s = 8$, $\bar{\gamma} = 3$, $\gamma_i = 3$ (c_s -Berechnung) und $m_i = 2m_p$ verwendet. Die belastete poloidale Limiterbreite wurde zu $W = 1.14 \text{ m}$ (5.7 cm pro Limiter \times 2 Seiten \times 10 Limiter) abgeschätzt. Die gute Übereinstimmung des aus den Sondenmessungen bestimmten Leistungsflusses mit dem Leistungsfluß über die LCFS gibt Vertrauen in die aus Sondenmessungen bestimmten Werte für Dichte, Temperatur einschließlich der Skalierung der Abfalllänge λ_q .

Am Anfang dieses Kapitels wurde die Druckkonstanz und der geringe parallele Temperaturgradient entlang einer Feldlinie, im Falle der einfachen Randschicht, benutzt um zu einer eindimensionalen radialen Beschreibung zu gelangen. Mit diesem 1d-radialen Modell können die radialen Parameterverläufe verstanden werden, die Absolutwerte von Dichte und Temperatur an der Separatrix sind im Rahmen dieses Modells jedoch nicht zu bestimmen. Die Vorhersage der Dichte ist nur mit einem Neutralgastransportmodell möglich. Eine Aussage über die Temperatur an der Separatrix läßt sich jedoch durch Verwendung der parallelen Wärmeleitungsgleichung, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, gewinnen.

5.1.7 1d-parallele Beschreibung

Die Reduktion des zweidimensionalen Problems auf die radiale Dimension durch Integration entlang der Feldlinie am Anfang dieses Kapitels war nur möglich, da unter den Voraussetzungen der „einfachen“ Randschicht nur geringe parallele Temperaturgradienten auftreten und die relativen Dichte- und Temperaturverteilung entlang der Feldlinie daher unabhängig von der radialen Dimension sind. An dieser Stelle werden die Verhältnisse entlang einer Feldlinie etwas genauer studiert. Da der parallele Energietransport durch die Elektronenwärmeleitung bestimmt ist, genügt es, die folgende vereinfachte Elektronenenergiegleichung zu betrachten:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\underbrace{-\frac{5}{2} T_e D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} - \kappa_{\perp}^e \frac{\partial T_e}{\partial r}}_{q_{\perp}} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[-\kappa_{\parallel}^e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] = 0 \quad (5.19)$$

Radiale Integration dieser Gleichung mit der Annahme eines exponentiellen Abfalls des Leistungsflusses und Einsetzen der klassischen parallelen Wärmeleitfähigkeit $\kappa_{\parallel}^e = \kappa_0^e T_e^{\frac{5}{2}}$ ergibt:

$$-\kappa_0^e \frac{\partial}{\partial z} \left(T_e^{\frac{5}{2}} \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) = \frac{q_{\perp \text{sep}}}{\lambda_q} \quad (5.20)$$

Wird der senkrechte Leistungsfluß homogen entlang der Feldlinie angenommen, ergibt sich der parallele Temperaturverlauf:

$$T_e^{\frac{7}{2}}(z) = T_{e,u}^{\frac{7}{2}} - \frac{7}{4} \frac{q_{\perp \text{sep}}}{\lambda_q \kappa_0} z^2 \quad (5.21)$$

Für die Stelle $z = \frac{L_c}{2}$ ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen der Temperatur an der Mittelebene und am Limiter, wobei beide Werte an der Separatrix gemeint sind:

$$T_{e,u}^{\frac{7}{2}} = T_{e,d}^{\frac{7}{2}} + \frac{7}{4} \frac{P_{\text{sep}}}{\lambda_q \kappa_0} \frac{A_p}{W^2} \quad (5.22)$$

$q_{\perp \text{sep}}$ wurde dabei durch Gl. 5.14 und $A_p = \frac{L_c}{2} \cdot W$ ersetzt.

Ersetzt man in Gl. 5.16 den Term $n_{e,d} T_{e,d}$ durch die Druckbilanz Gl. 4.63, benutzt $c_s = \tilde{c}_s \sqrt{T_{e,d}}$ und löst nach $T_{e,d}$ auf ergibt sich:

$$T_{e,d} = \left(\frac{(1 + \bar{\gamma})}{\gamma_s \tilde{c}_s \lambda_q W} \frac{P_{\text{sep}}}{n_{e,u} T_{e,u}} \right)^2 \quad (5.23)$$

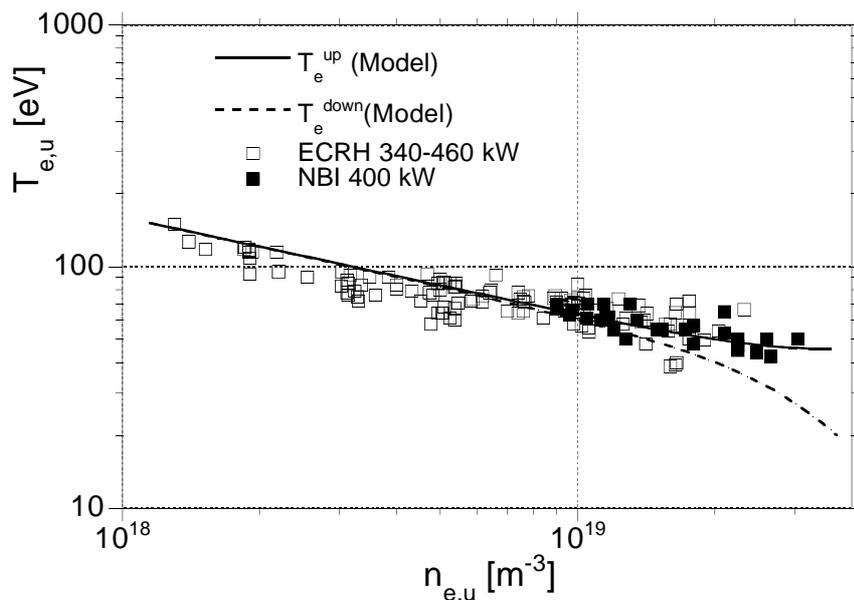


Abbildung 5.14: Experimentelle Elektronentemperatur am Stagnationspunkt $T_{e,u}$ (Rechtecke) als Funktion der Mittelebenendichte für Entladungen mit unterschiedlichen Heizarten (ECRH und NI) und Heizleistungen im Bereich 320 – 380 kW. Als Linien eingezeichnet sind Temperaturen, die mit dem 1d-parallelen Modell berechnet wurden, für $T_{e,u}$ nach Gl. 5.22 (durchgezogen) und $T_{e,d}$ nach Gl. 5.23 (gestrichelt).

Die Gln. 5.22 zusammen mit Gl. 5.23 bilden einen impliziten Zusammenhang zwischen Mittelebenentemperatur und -dichte und dem Leistungsfluß P_{sep} .

Ein Vergleich von experimentellen Temperaturwerten mit Werten, die aus den beiden impliziten Gln. 5.22 und 5.23 berechnet wurden, ist in Abb. 5.14 gezeigt. Für diesen Vergleich wurden Entladungen, die einen Leistungsfluß über die LCFS in dem Bereich $P_{sep} = 350 \pm 30$ kW besitzen, ausgewählt. Darunter sind sowohl Elektronencyclotronresonanz geheizte Entladungen (offene Quadrate), als auch durch Neutralinjektion geheizte Entladungen (gefüllte Quadrate). Für die Berechnung der Temperaturen wurde ein konstanter Leistungsfluß über die LCFS von $P_{sep} = 350$ kW verwendet. Für den Wert der belasteten poloidale Limiterbreite wurde, wie im vorigen Abschnitt, $W = 1.14$ m und für λ_q die experimentelle Skalierung aus Abb. 5.4 verwendet. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der experimentellen Werte (Rechtecke) mit der für den Stagnationspunkt berechneten Temperatur $T_{e,u}$ (durchgezogene Linie), über den gesamten Dichtebereich. Die Streuung der Meßdaten um den berechneten Wert ist aufgrund der experimentell nicht ganz konstanten Leistungsflüsse nicht verwunderlich.

Ein Vergleich der berechneten Temperatur an der Mittelebene $T_{e,u}$ (durchgezogene Linie) und am Limiter $T_{e,d}$ (gestrichelte Linie) zeigt identische Temperaturen $T_{e,u}$ und $T_{e,d}$ für Randdichten kleiner als $n_e < 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Für höhere Dichten stellen sich merkliche parallele Temperaturgradienten entlang der Feldlinie ein. Eine Abschätzung für das Auftreten von parallelen Temperaturgradienten kann problemlos aus Gl. 5.22 gewonnen werden. Mit Gl. 5.15, $A_p = \frac{L_c}{2} \cdot W$ und

Gl. 4.57 ergibt sich aus Gl. 5.22:

$$T_{e,u}^{\frac{7}{2}} = T_{e,d}^{\frac{7}{2}} + \frac{7}{8} \frac{\gamma_s \tilde{c}_s}{\kappa_0^e} L_c n_{e,d} T_{e,d}^{\frac{3}{2}} \quad (5.24)$$

Wird eine maximale relative Temperaturvariation entlang der Feldlinie um δ verlangt:

$$\frac{T_{e,u} - T_{e,d}}{T_{e,u}} \leq \delta \quad \Leftrightarrow \quad T_{e,u} \leq \frac{T_{e,d}}{1 - \delta} \quad (5.25)$$

Potenzieren der rechten Form der Ungleichung 5.25 mit $\frac{7}{2}$, Einsetzen von Gl. 5.24 und Umstellen liefert:

$$\frac{n_{e,d} L_c}{T_{e,d}^2} \leq \left(\frac{1}{(1 - \delta)^{\frac{7}{2}}} - 1 \right) \frac{8}{7} \frac{\kappa_0^e}{\gamma_s \tilde{c}_s} \quad (5.26)$$

mit $\tilde{c}_s = \sqrt{\frac{1 + \gamma_i \frac{T_e}{T_i}}{m_i}}$, $\gamma_i = 3$, $T_e = T_i$, $m_i = 2m_p$, $\gamma_s = 8$ sowie κ_0^e aus Gl. 4.58 gilt:

$$\frac{n_{e,d} L_c}{T_{e,d}^2} \leq \left(\frac{1}{(1 - \delta)^{\frac{7}{2}}} - 1 \right) \cdot 1.81 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{V}^2 \text{m}^2} \quad (5.27)$$

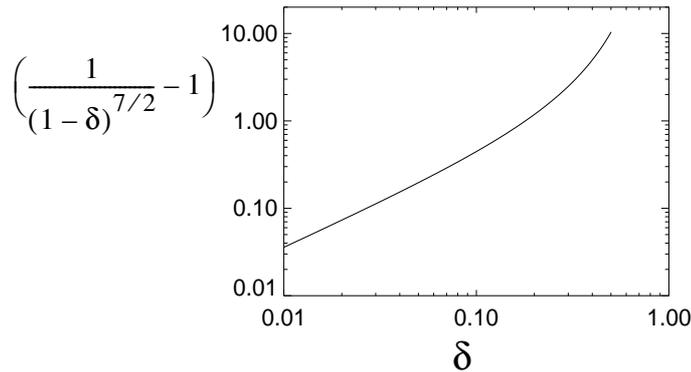


Abbildung 5.15: Vorfaktor für die Gln. 5.26 und 5.27

Der Vorfaktor der beiden Gln. 5.26 und 5.27 ist abb. 5.15 gezeigt. Schätzt man mit Gl. 5.27 den Bereich mit relativen Temperaturgradienten kleiner als 10% ab ($\delta = 0.1$) und verwendet $T_{e,d} = 50 \text{ eV}$, ergibt sich der Grenzwert der Dichte am Limiter zu $n_{e,d} = 0.45 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Dieser Wert stimmt mit der Abb. 5.14 überein, da die Mittelebenendichte $n_{e,u}$ um den Faktor 2-3 über der Dichte am Limiter liegt (vgl. Gl. 4.63).

5.2 Szenarien mit hoher Randschicht-Kollisionalität in Inseldivertorgeometrie

Zwei Hauptgründe verhindern den Betrieb eines Fusionsreaktors bei niedrigen Dichten am Rand. Erstens, um einen ausreichend hohen Energieüberschuß zu erzielen, ist eine hohe Dichte im Inneren des Reaktors notwendig, die wiederum auch eine hohe Dichte am Rand ($\approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$) erfordert. Zweitens, ist es nicht möglich die fusionsrelevanten Anforderungen an die Randschicht (Leistungsabfuhr und Teilchenkontrolle) bei einem Betrieb mit niedriger Dichte zu erfüllen, wie die Untersuchung des Randplasmas in dem vorhergehenden Abschnitt 5.1 zeigt. Bei niedriger Dichte stellt sich, wie in Abb. 5.16 a wiederholend skizziert, eine nahezu konstante Temperatur entlang der Feldlinie ein, die Dichte fällt um den Faktor 2-3 zwischen Mittelebene und Prallplatte ab und die Recyclingzone S_n ist über einen großen Bereich ausgedehnt. Die hohe Temperatur an der Prallplatte, die eine hohe Zerstäubung und schnelle Erosion der Prallplatten bewirkt (siehe Abb. 1.13), verbietet einen Betrieb bei niedriger Dichte.

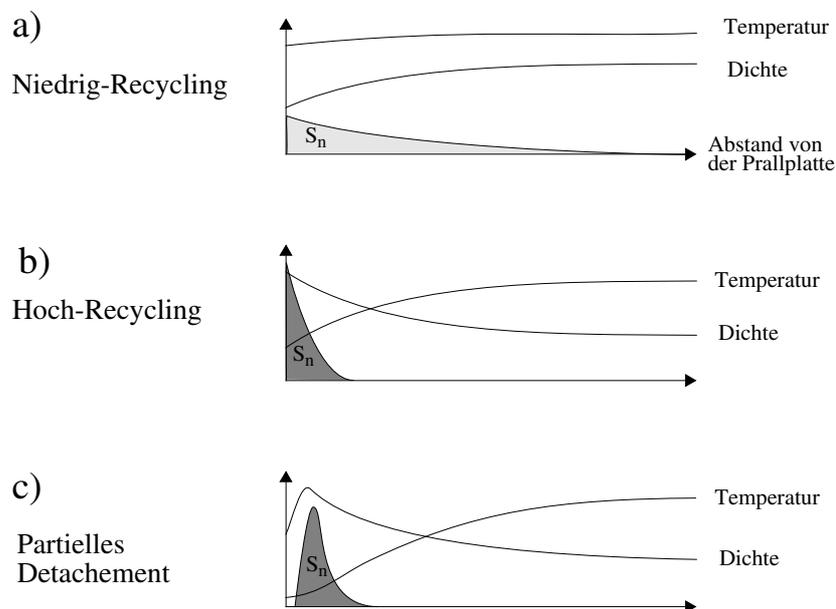


Abbildung 5.16: Schematische parallele Dichte- und Temperaturprofile und Quellenverteilung durch Ionisation für a) Niedrig-Recycling, b) Hoch-Recycling und c) Partielles Detachment

Daher ist es notwendig das Verhalten der Randschicht bei höheren Dichten als in dem vorhergehenden Abschnitt zu untersuchen. Da experimentelle Ergebnisse für den Hochdichte-Bereich nur punktuell vorliegen, werden Simulationsrechnungen, die unter anderem auch das komplexe Neutralgasverhalten berücksichtigen, den Schwerpunkt dieser Untersuchungen bilden. Diese Untersuchungen wurden speziell für eine Inseldivertorkonfiguration des W7-AS durchgeführt. Neben dem prinzipiellen Verhalten bei höheren Dichten ist eine detaillierte Analyse der Auswirkungen der Inselgeometrie auf die Randschicht Ziel dieser Untersuchung, um eine Bewertung der Fusionsrelevanz eines Inseldivertors zu ermöglichen. Die grundlegenden Mechanismen, die

bei höheren Dichten wirksam werden, sind, wie sich zeigen wird, identisch zu denen bei einem poloidalen Tokamakdivertor.

Wird die Dichte in der Randschicht auf Werte oberhalb einiger 10^{18} m^{-3} kommt die freie Weglänge der Wasserstoffneutralteilchen (Abb 1.11) in die Größe der geometrischen Ausdehnung der Randschicht (einige cm, im Falle eines Inseldivertors), und eine Verlagerung der Recyclingzone in Prallplattennähe findet statt. Diese Verlagerung der Recyclingzone in Prallplattennähe bewirkt einen gegenüber der Mittelebenendichte überproportional ansteigenden Teilchfluß Γ_n auf die Prallplatte. Die Kopplung des Teilchen- und Energieflusses durch die Schichtrandbedingung (Gl. 4.52) zusammen mit der Druckkonstanz führt, sofern der Energiefluß annähernd gleich bleibt, zu einem Absinken der Temperatur und Ansteigen der Dichte am Limiter, wie die folgende einfache Abschätzung zeigt. Setzt man einen konstanten Leistungsfluß voraus und verwendet die Druckbilanz (Gl. 4.63) die für Temperaturen oberhalb 10 eV gut erfüllt ist (siehe Abb. 5.19 später),

$$q_{\parallel} \propto n_{e,d} T_{e,d}^{\frac{3}{2}} = \text{const.} \quad \text{und} \quad n_{e,d} T_{e,d} \propto n_{e,u} T_{e,u} \quad (5.28)$$

berücksichtigt man, daß die Mittelebenentemperatur $T_{e,u}$ in einem gewissen Bereiche nur eine Funktion des Leistungsflusses ist (wird später gezeigt) und damit ebenfalls konstant ist, ergibt sich der folgende stark nichtlineare Anstieg der Dichte und Abfall der Temperatur an der Prallplatte:

$$n_{e,d} \propto n_{e,u}^3 \quad (5.29)$$

$$T_{e,d} \propto \frac{1}{n_{e,u}^2} \quad (5.30)$$

Dieser Bereich in dem die Dichte am Limiter stark nichtlinear mit der Mittelebenendichte zusammenhängt und der Teilchenfluß vollständig durch das lokale Recycling bestimmt ist, wird *Hoch-Recycling* Bereich bezeichnet. Der starke Temperaturabfall, der Anstieg der Dichte zur Prallplatte hin, sowie die vor der Prallplatte lokalisierte Recyclingzone S_n sind in Abb. 5.16.b skizziert.

Bei noch höheren Dichten sinkt die Temperatur an der Prallplatte noch weiter, bis keine Ionisation direkt an der Platte mehr möglich ist. Bei Temperaturen an der Prallplatte niedriger als 10 eV beginnt sich die Recyclingzone von der Prallplatte abzuheben. Eine Folge der Verlagerung der Teilchenquellen von der Prallplatte weg, ist ein mit steigender Dichte sinkender Teilchenfluß auf die Prallplatten. Dieser Dichtebereich, in dem das Plasma beginnt, sich vom Limiter abzukoppeln, wird *Detachment* genannt und die Verhältnisse sind in Abb. 5.16.c schematisch gezeigt.

Experimentell wird das soeben geschilderte prinzipielle Verhalten bei höheren Dichten an allen Fusionsexperimenten beobachtet. In Abb. 5.17 sind Werte für Dichte und Temperatur am Innenlimiter für Entladungen an W7-AS mit unterschiedlichen Mittelebenendichten gezeigt. Man erkennt einen deutlichen Temperaturabfall und das erwartete nichtlineare Anwachsen der Dichte am Limiter mit der Mittelebenendichte. Für den höchsten Wert der Dichte beginnt die Dichte am Limiter bereits wieder zu fallen; diese Entladung war jedoch nicht stationär d. h. die Dichte

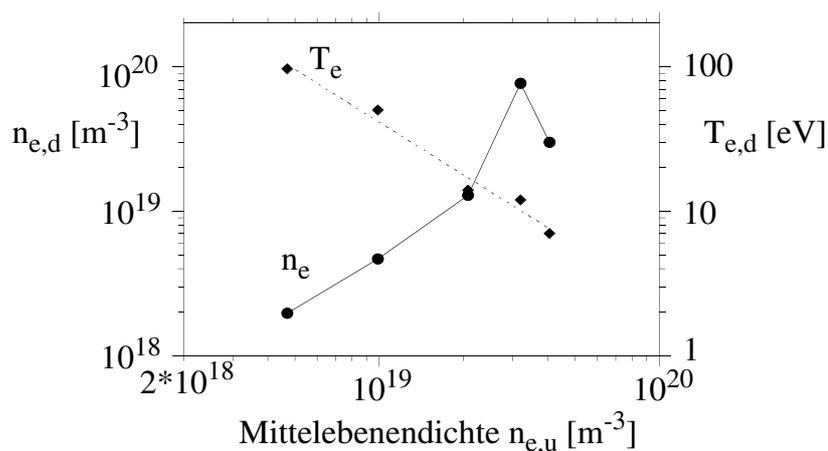


Abbildung 5.17: Mit Langmuirsonden gemessene Dichten und Temperaturen am Innenlimiter für Entladungen an W7-AS in Inseldivertorkonfiguration in Abhängigkeit von der Mittelebenendichte.

konnte nicht kontrolliert werden. Trotzdem ermutigen diese Experimente, den Betrieb bei hoher Dichte weiter sowohl theoretisch als auch experimentell zu untersuchen.

Um die Bedeutung der zahlreichen Effekte klar zu trennen, wird das Verhalten des Randschichtplasmas in drei Schritten beschrieben. Zuerst wird das grundsätzliche Verhalten des Randplasmas bei höheren Dichten anhand der Erhaltungsgleichungen für Dichte, Impuls und Temperatur entlang einer Feldlinie studiert. Da das grundsätzliche Verhalten zwischen Stellarator und Tokamak nicht unterschiedlich ist, wird dieser Punkt nur soweit wie für das Verständnis des folgenden nötig ausgeführt. Der folgende Teil befaßt sich mit den Auswirkungen der speziellen Inseldivertorkonfiguration. Zur Behandlung dieser Effekte mußte neben der radialen Dimension wie im vorigen Kapitel auch die parallele Dimension berücksichtigt werden. Simulationsrechnungen mit dem Randschichttransportcode B2-EIRENE waren hierfür das geeignete Werkzeug. Bei diesen Simulationen wurden zuerst keine Verunreinigungen berücksichtigt, um nur Effekte, die alleine durch die Inselgeometrie verursacht werden, herauszuarbeiten. Speziell den Impulsverlustmechanismen kommt dabei eine zentrale Bedeutung zu, da sie eine Vorhersage über das Strahlungsverhalten mit Verunreinigungen erlauben. Am Schluß dieses Abschnitts werden Simulationsrechnungen mit Kohlenstoff als dominanter Verunreinigung durchgeführt, um die Strahlungseigenschaften der Randschicht, die für eine Bewertung der Fusionsrelevanz benötigt werden, zu untersuchen.

5.2.1 Bilanzgleichungen entlang Feldlinien (2-Punkt Modell)

Ein etwas genauerer Überblick über das Verhalten bei höheren Dichten, läßt sich durch Studium der Verhältnisse entlang einer Feldlinie gewinnen. Berücksichtigt man nur die parallele Abhängigkeit ergeben sich aus dem Randschichtgleichungssatz Gl. 4.46-4.49 die folgenden

Gleichungen:

$$\frac{\partial}{\partial z}(n c_s M) = S_n^i \quad \text{Teilchenbilanz} \quad (5.31)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}[p_e(1 + \bar{\gamma} M^2)] = S_{m\parallel} \quad \text{Impulsbilanz} \quad (5.32)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(-\kappa_0 T_e^{\frac{5}{2}} \frac{\partial T_e}{\partial z}\right) = S_E^e \quad \text{Energiebilanz} \quad (5.33)$$

Die Vereinfachung der Impulsgleichung wurde bereits in Abschnitt 4.4.2 diskutiert. Da der parallele Energietransport hauptsächlich durch Elektronenwärmeleitung stattfindet, kann der Energietransport durch Ionen und durch Konvektion vernachlässigt werden.

Durch Integration dieser Gleichungen vom Stagnationspunkt bis zur Prallplatte unter Berücksichtigung der Randbedingungen ergeben sich die folgenden Beziehungen, die die Werte der Plasmaparameter an der Mittelebene und an der Prallplatte verknüpfen; daher 2-Punkt Modell genannt.

$$n_{e,d} T_{e,d} (1 + \bar{\gamma} M_d^2) = (1 - f_{\text{mom}}) n_{e,u} T_{e,u} \quad (5.34)$$

$$T_{e,u}^{\frac{7}{2}} - T_{e,d}^{\frac{7}{2}} = \frac{7 q_{\parallel u} L_c}{4 \kappa_0} \quad (5.35)$$

$$n_{e,d} c_s (\epsilon_{\text{ion,eff}} + \gamma_s T_{e,d}) = (1 - f_{\text{rad}}) q_{\parallel u} \quad (5.36)$$

Die Impulsverluste durch Wechselwirkung mit dem Neutralgas sind in dem Faktor $f_{\text{mom}} := \frac{\int S_{m\parallel} dz}{p_{e,u}}$ zusammengefaßt. $f_{\text{rad}} := \frac{P_{\text{imp}}}{q_{\parallel u}}$ bezeichnet die relative Abstrahlung durch Verunreinigungen. Die

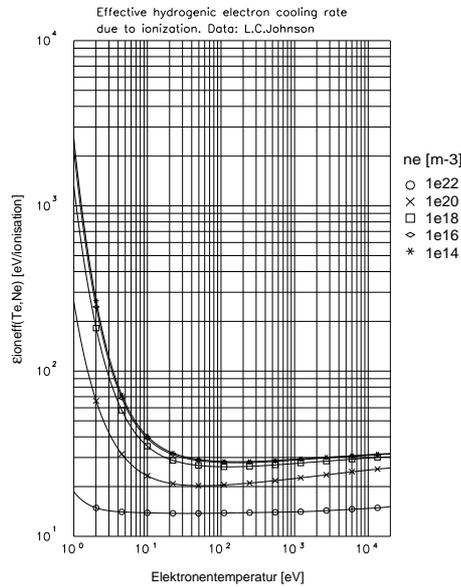


Abbildung 5.18: Effektiver Energieverlust von Wasserstoff pro Ionisationsereignis $\epsilon_{\text{ion,eff}}$ in Abhängigkeit von der Temperatur und Dichte (D. Reiter)

Abstrahlung durch Wasserstoff wurde durch Einführung eines effektiven Ionisationspotentials

$\epsilon_{\text{ion,eff}} := \frac{1}{\Gamma_n}(\epsilon_{\text{ion}}\Gamma_n + P_H)$ berücksichtigt. Da die durch Wasserstoff abgestrahlte Leistung eine Funktion der Temperatur ist, ist auch das effektive Ionisationspotential, wie in Abb. 5.18 gezeigt, temperaturabhängig.

In dem 2-Punkte Modell werden i. a. der parallele Leistungsfluß $q_{\parallel u}$ und die Mittelebenendichte $n_{e,u}$ als unabhängige Parameter verwendet, da beide Größen gut im Experiment zu bestimmen sind und sich die unterschiedlichen Operationsbereiche, die im folgenden näher diskutiert werden, alleine durch eine Variation der Dichte ergeben. Da das 2-Punkt Modell die Physik sehr stark vereinfacht, wird es nur verwendet, um prinzipielle Verkopplungen der physikalischen Parameter untereinander aufzeigen.

Niedrig-Recycling

Bei niedrigen Dichten und entsprechend hohen Temperaturen treten, wie bereits in Abschnitt 4.4.1 behandelt wurde, nur geringe parallele Temperaturgradienten $T_{e,u} \approx T_{e,d}$ auf und weiterhin gilt: $f_{\text{mom}} = 0$, $f_{\text{rad}} = 0$ und $\gamma_s T_{e,d} \gg \epsilon_{\text{ion,eff}}$. Damit folgt aus den 2-Punkt Gleichungen:

$$n_{e,d} \approx \frac{1}{1 + \bar{\gamma}} n_{e,u} \quad (5.37)$$

$$T_{e,d} \approx \left(\frac{1 + \bar{\gamma}}{\bar{c}_s} \frac{q_{\parallel u}}{\gamma_s n_{e,u}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (5.38)$$

Der Faktor $(1 + \bar{\gamma})$ liegt dabei je nach Verhältnis Elektronen- zu Iontemperatur in dem Bereich 2 – 3 (vgl. Gl. 4.62). Die experimentell gefundenen Dichtewerte am Limiter (Abb. 5.17) werden für Mittelebenendichten kleiner als $n_{e,u} < 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ gut durch Gl. 5.37 beschrieben.

Hoch-Recycling

Bei höheren Dichten und damit auch höherem Teilchenfluß auf die Prallplatten ist der parallele Leistungsfluß nicht durch die Schichtbedingung Gl. 5.36 wie bei Niedrig-Recycling begrenzt, sondern durch die parallele Wärmeleitung limitiert. Daher baut sich ein paralleler Temperaturgradient auf, und die Temperatur an der Prallplatte sinkt relativ zur Mittelebenentemperatur stark ab, d. h. $T_{e,d}^{\frac{7}{2}} \ll T_{e,u}^{\frac{7}{2}}$. Für Temperaturen oberhalb 5 – 10 eV ist der Impulsverlust durch Wechselwirkung mit Neutralteilchen vernachlässigbar, wie Messungen an Alcator C-Mod (Abb. 5.19) zeigen. Weiterhin gilt $\epsilon_{\text{ion,eff}} \ll \gamma_s T_{e,d}$. Damit ergeben sich die bereits aus Gl. 5.29 und 5.30 bekannten stark nicht-linearen Abhängigkeit für Dichte und Temperatur:

$$n_{e,d} \propto \frac{L_c^{\frac{6}{7}} \gamma_s^2 n_{e,u}^3}{\kappa_0^{\frac{6}{7}} q_{\parallel u}^{\frac{8}{7}}} \quad (5.39)$$

$$T_{e,d} \propto \frac{\kappa_0^{\frac{4}{7}} q_{\parallel u}^{\frac{10}{7}}}{L_c^{\frac{4}{7}} \gamma_s^2 n_{e,u}^2} \quad (5.40)$$

In den Meßwerten (Abb. 5.17) ist der stark nicht-lineare Anstieg der Dichte am Innenlimiter bei einer Dichte von $n_{e,u} = 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ gut zu erkennen.

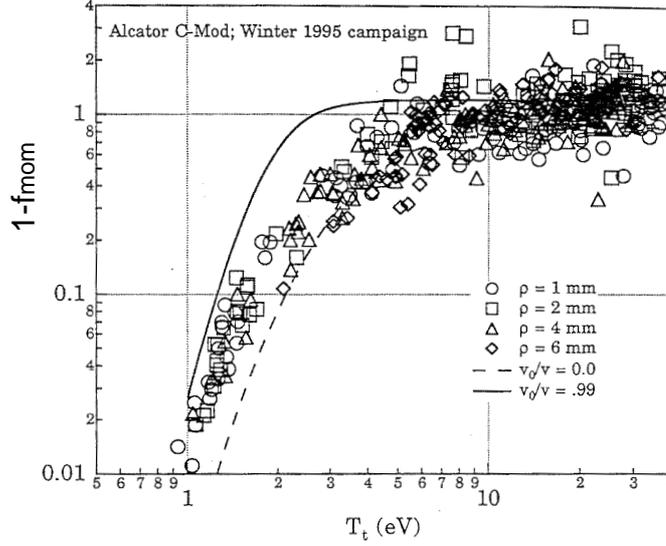


Abbildung 5.19: Experimentell an Alcator C-Mod bestimmter Impulsverlustfaktor f_{mom} im Vergleich mit Formeln, die von S. Pitcher unter der Annahme ruhender Neutraler (gepunktete Linie) oder Neutrale bewegen sich mit 0.99 der Plasmageschwindigkeit (durchgezogene Linie) ermittelt wurden. [Pitcher1997r]

Detachment

Für noch höhere Mittelebenendichten sinkt die Temperatur an der Prallplatte so stark ab, daß keine Ionisation von Wasserstoff direkt an der Prallplatte mehr möglich ist und die Recyclingzone beginnt sich von der Prallplatte abzuheben. Die Dichte $n_{e,d}$ steigt nicht mehr weiter an sondern zeigt eine Sättigung und der Teilchenfluß Γ_n nimmt mit steigender Dichte sogar wieder ab. Volumenrekombination, die für Temperaturen $T_e < 2\text{ eV}$ eine wichtige Rolle spielt, trägt maßgeblich zu der Sättigung der Dichte und der Abnahme des Teilchenflusses bei [Borrass1996a]. Impuls- und Energieverluste durch Wechselwirkung mit den Neutralteilchen bestimmen das Verhalten des Plasmas. Da die Abhängigkeit dieser Verluste von den Plasmaparametern durch atomphysikalische Prozesse bestimmt ist, kann für die Werte an der Prallplatte keine einfache analytische Formel angegeben werden. Allein aus der Annahme hoher Temperaturgradienten ($\mathbf{T}_{e,d}^{\frac{7}{2}} \ll \mathbf{T}_{e,u}^{\frac{7}{2}}$) ergibt sich aus den 2-Punkt Gleichungen folgender Zusammenhang:

$$n_{e,\text{up}} = \frac{(1 - f_{\text{rad}}) q_{\parallel\text{u}}^{\frac{5}{2}}}{(1 - f_{\text{mom}}) L_c^{\frac{2}{7}}} F(M_d, T_{e,d}) \quad (5.41)$$

$$\text{mit } F(M_d, T_{e,d}) = \frac{(1 + M_d^2) \sqrt{T_{e,d}}}{c_s (\epsilon_{\text{ion,eff}} + \gamma_s T_{e,d})} \left(\frac{4}{7} \kappa_0\right)^{\frac{2}{7}}$$

Diese Gleichung zeigt die allgemeine Verkopplung der Plasmaparameter mit den Impuls- und Strahlungsverlusten bei hohen Dichten. Die Beziehungen für Hoch-Recycling Gl. 5.39 und 5.40 können aus dieser Gleichung mit den Annahmen $f_{\text{mom}} = 0$, $f_{\text{rad}} = 0$ und $\epsilon_{\text{ion,eff}} \ll \gamma_s T_{e,d}$ abgeleitet werden.

Trotz der noch sehr komplexen Form der Gl. 5.41 ist es möglich einige Aussagen über das Verhalten bei hohen Dichte zu treffen. Der Faktor $F(M_d, T_{e,d})$ ist nach oben beschränkt und fällt für hohe und niedrige Temperaturen monoton ab, wie man aus den folgenden asymptotischen Darstellungen und auch aus Abb. 5.20 erkennt:

$$F(M_d, T_{e,d}) = \frac{(1 + M_d^2) \sqrt{T_{e,d}}}{c_s(\epsilon_{\text{ion,eff}} + \gamma_s T_{e,d})} \quad \left\{ \begin{array}{l} F \propto \frac{1}{\sqrt{T_{e,d}}} \quad \text{für } T_d > 5\text{eV high-recycling} \\ F \propto \frac{1}{\sqrt{T_{e,d}}} \quad \text{für } T_d < 5\text{eV detachment} \end{array} \right.$$

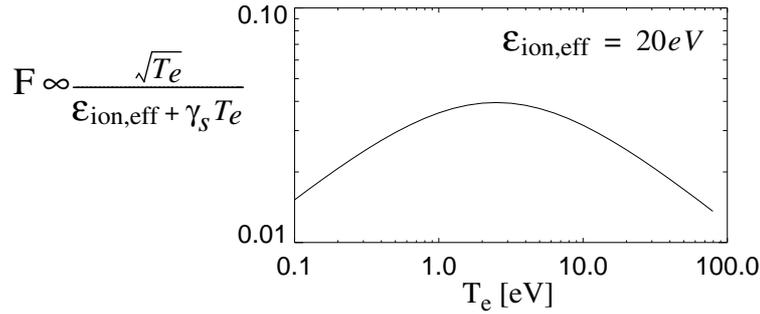


Abbildung 5.20: $F(M_d, T_d)$

In Abb. 5.20 wurde nicht der reale Verlauf der effektiven Ionisationsenergie $\epsilon_{\text{ion,eff}}$ aus Abb. 5.18 sondern ein fester Wert von $\epsilon_{\text{ion,eff}} = 20\text{eV}$ verwendet. Eine Berücksichtigung des realen Verlaufs ändert den Kurvenverlauf hauptsächlich zu niedrigen Temperaturen hin, wichtig in diesem Zusammenhang ist aber nur das Maximum des Faktors $F(M_d, T_{e,d})$ bei 2-3 eV und der Abfall zu niedrigeren und höheren Temperaturen hin.

Die maximal erreichbare Mittelebenendichte $n_{e,u}$ ist neben dem Faktor $F(M_d, T_{e,d})$ noch durch das Verhältnis $\frac{1-f_{\text{rad}}}{1-f_{\text{mom}}}$ bestimmt. Dieses Verhältnis ist durch atomphysikalische Prozesse bestimmt und daher ist es nicht möglich, einfache analytische Aussagen darüber zu machen. Wie sich später bei den Simulationen mit Kohlenstoff als Verunreinigung zeigen wird, ist der temperaturabhängige Verlauf von f_{rad} und f_{mom} prinzipiell ähnlich und das Verhältnis $\frac{1-f_{\text{rad}}}{1-f_{\text{mom}}}$ ebenfalls nach oben beschränkt. Diese Limitierung ist das Ergebnis von EIRENE-Rechnungen, bei denen alle wichtigen atomphysikalischen Prozesse berücksichtigt wurden. Zusammenfassend ergibt sich eine maximale Mittelebenendichte $n_{e,u}$ und eine Aufgabe der Optimierung der Randschicht besteht darin, dieses Randschicht-Dichtelimit zu erhöhen, um eine hohe Dichte im Inneren eines Reaktors zu ermöglichen.

Auch experimentell an W7-AS findet man ein Dichtelimit (Abb. 5.17). Die Messung bei der höchsten Mittelebenendichte von $n_{e,u} = 4 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ zeigt, als Hinweis auf ein detached-Szenario, eine deutlich reduzierte Dichte am Innenlimiter gegenüber der Messung bei niedriger Dichte. Auch die Temperatur ist weiter abgefallen, liegt mit einem Wert von $T_e = 7\text{eV}$ jedoch deutlich über den Werten, die für ein detached-Szenario erwartet werden. Die zu hohe gemessene Temperatur ist auch nicht weiter verwunderlich, da die aus Langmuirsondenmessungen bestimm-

te Temperatur durch den hochenergetischen Anteil an Elektronen bestimmt ist. Als Folge der großen freien Weglänge ist der hochenergetische Anteil stark von benachbarten heißeren Bereichen beeinflusst und speziell bei niedrigen Temperaturen mißt eine Langmuirsonde immer zu hohe Temperaturen.

Mit Hilfe des 2-Punkt Modells konnten die unterschiedlichen experimentell gefundenen Randschichtszszenarien qualitativ verstanden werden. Für eine genauere Analyse eines Inseidivertors bei höheren Dichten ist eine parallele Beschreibung wie im 2-Punkt Modell nicht ausreichend, sondern die radiale Richtung, in der starke Gradienten auftreten, muß ebenfalls berücksichtigt werden. Für diese Analyse konnte das Programmpaket B2-EIRENE verwendet werden, da es neben der Berücksichtigung des Neutralgasverhaltens insbesondere auch eine korrekte Beschreibung der speziellen Inseltopologie gestattet.

5.2.2 Inseidivertorsimulationen mit B2-EIRENE

Für die detaillierte Analyse der Inseltopologie wurde das Programmpaket B2-EIRENE verwendet. Der B2(Braams)-Code [Braams1986], [Braams1987] löst dabei die Flüssigkeitsgleichungen für beliebig viele Plasmaspezies in zwei Dimensionen mit den, bereits in Abschnitt 4.3 eingeführten, speziell zur Beschreibung der Randschicht geeigneten Annahmen, Transportkoeffizienten und Randbedingungen. Die genaue Form der verwendeten Gleichungen ist in Anhang B gezeigt. Der EIRENE-Code [Reiter1984], [Reiter1992a] löst mit einem Monte-Carlo Verfahren das Neutralgastransportproblem der rezyklierenden Neutralteilchen. EIRENE berücksichtigt alle wichtigen atomphysikalischen Prozesse (u. a. Ionisation, Ladungsaustausch, Strahlungsanregung, Rekombination) und auch Oberflächenreaktionen (Neutralisation, Reflexion, Zerstäubung u. a.). Als Eingangsdaten benötigt EIRENE die plasmaphysikalischen Daten (Dichte, Temperatur..), die geometrischen Daten sowie die Oberflächeneigenschaften der umgebenden Wände. Neben der Neutralgasverteilung berechnet EIRENE auch noch die Quellterme S_n , \vec{S}_m und S_E , jeweils für Elektronen und Ionen, die wiederum als Eingangsgrößen zur Lösung der Flüssigkeitsgleichungen mit Hilfe von B2 benötigt werden. Die Kopplung beider Codes zu dem B2-EIRENE Programmpaket [Schneider1992a], [Schneider1992b], [Reiter1992b], [Reiter1995] ermöglicht damit eine selbstkonsistente, zeitabhängige Beschreibung der Randschicht. Im Rahmen dieser Arbeit werden allerdings nur stationäre Zustände untersucht.

2D-Gitter für W7-AS, helikale Mittelung

B2 wurde für die Modellierung der axialsymmetrischen Tokamakrandschicht entwickelt und setzt daher eine ignorable Koordinate voraus. Um B2 für einen inhärent dreidimensionalen Stellarator anzuwenden, ist eine Reduktion auf zwei Dimensionen durch helikale Mittelung notwendig. Ausgehend von der in Abb. 5.21 gezeigten Konfiguration wurde ein dreidimensionales Gitter mit 8 poloidalen Schnitten pro Modul, siehe Abb. C.1 in Anhang C, konstruiert. Durch helikale Mittelung (Abstände) bzw. Integration (Flächen und Volumen) wurden die von B2 benötig-

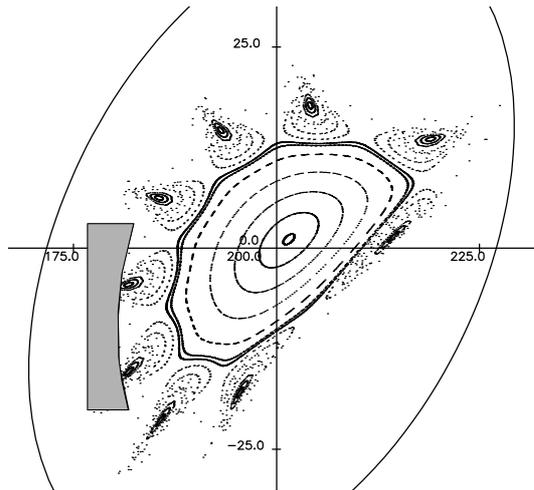


Abbildung 5.21: *Poincaré-Plot* für $\tau_0 = 0.544$

ten Geometriefaktoren gewonnen. Die spezielle Topologie der Insel wird in B2 durch drei Schnitte im Rechengitter, siehe Anhang D, berücksichtigt.

Mit dem Neutralgastransportcode EIRENE ist eine Berechnung des Neutralgasverhaltens in der realen 3D-Geometrie möglich, sofern die Plasmadaten in drei Dimensionen vorliegen. Da ein Mapping der 2D-Plasmadaten in die reale 3D-Geometrie einer Lösung des vollständigen dreidimensionalen Problems entspricht, wurde auch die Berechnung der Neutralgasverteilung in zwei Dimensionen durchgeführt. Dazu wurde das in Abb. 5.22 gezeigte geometrisch gemittelte Gitter erzeugt. Die Abschältschicht grenzt außerhalb des X-Punktes auf der einen Seite an den 'private flux' Bereich und an der anderen Seite an den Bereich geschlossener Flußflächen der Insel (Inselbereich). Im Unterschied zum poloidalen Tokamakdivertor liegen die Auftreffpunkt der Separatrix auf den Prallplatten (D2) dicht beieinander und sofern sich die Prallplatten außerhalb des Inselzentrums (O-Punkt) befinden, existieren geschlossene Flußflächen um den O-Punkt. Dadurch entsteht eine zweite äußere Stagnationsfläche, die Fläche zwischen den Punkten D3 und D4. Das Rechengebiet umfaßt auch einige cm des Einschlußgebietes (Bereich zwischen M1 und M2) um eine Beschreibung bei niedrigen Dichten, bei denen die Recyclingzone weit in das Einschlußgebiet ausgedehnt ist, als auch nahe am Dichtelimit, wenn die Strahlungszone in der Umgebung der Separatrix sitzt, zu ermöglichen. Das geometrisch gemittelte Gitter wurde nur für die Neutralgasrechnungen und zum Plotten der Daten in zwei Dimensionen verwendet. Die B2-Rechnungen wurden mit den „exakten“, durch helikale Mittelung bzw. Integration entstandenen Geometriefaktoren, durchgeführt.

Während beim Tokamak die Axialsymmetrie nur geringfügig, z. B. durch Einbauten außerhalb des Divertors, diskrete Gasventile u. a., gestört ist, besitzt ein Stellarator prinzipiell keine exakte helikale Symmetrie. Eine zweidimensionale Behandlung stellt daher beim Stellarator eine gröbere Näherung als beim Tokamak dar. Die weitreichendste Näherung ist durch die Verwendung eines gemittelten Neutralgashintergrunds gegeben, der durch die 10 diskreten Innenlimiter an W7-AS starke Asymmetrien aufweist.

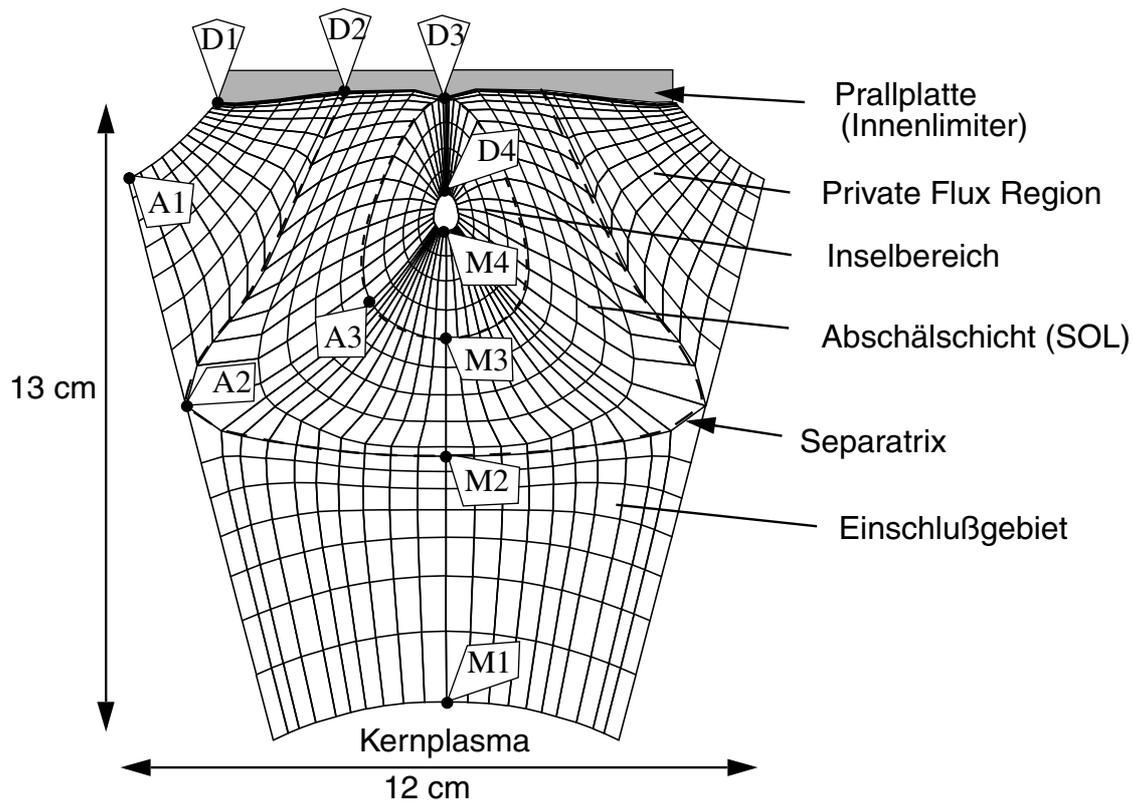


Abbildung 5.22: Gitter durch geometrische Mittelung über alle Inseln erzeugt. Profile entlang der Punkte M1-M4 werden Mittelebenenprofile und entlang D1-D4 Prallplattenprofile genannt. Der Abschnitt D3-D4 läuft allerdings nicht entlang den Prallplatten sondern befindet sich im Inselgebiet. Die Linie entlang A1-A2-A3 wird später als „Eingang in den Divertor“ bezeichnet. Die Dichten $n_{e,u}$ und $n_{e,d}$ bezeichnen Werte an den Stellen M2 bzw. D2.

Verwendete Randbedingungen

An der **Grenze zum Kernplasma** wird die Dichte und der Leistungsfluß in das Rechenggebiet vorgegeben. Neutralteilchen, die diese Grenze überschreiten, werden vom Kernplasma absorbiert. Experimentell wird die Dichte durch unterschiedlichen Gaszufluß (Gaspuff und/oder NI) eingestellt. Da sich die Dichte jedoch selbstkonsistent mit den Teilchenquellen (Recycling, Gaszufluß) einstellt ist es für die numerische Behandlung ausreichend die Dichte an der Grenze zum Kernplasma zu variieren. Außerdem ist die Messung der Dichte mit einem geringeren Fehler als die Messung des Teilchenflusses versehen.

An den **Prallplatten** werden die bereits bekannten Schichtrandbedingungen (Gl. 4.51-4.53) verwendet. Da der Graphit an den Prallplatten im stationären Fall mit Wasserstoff gesättigt ist wurde für den Recyclingkoeffizient für Wasserstoff der Wert 1. verwendet.

An der **Grenze zur Wand** hin (Linie zwischen U1 und T1 in Abb. 5.22) werden Abfallängen-Randbedingungen benutzt. Da experimentell über einen größeren Parameterbereich Abfallängen von wenigen cm beobachtet werden, werden für diese Rechnungen $\lambda_n = 2 \text{ cm}$ und $\lambda_{T_e} = \lambda_{T_i} =$

3 cm verwendet. Eine auch experimentell beobachtete Pumprate wurde durch einen Recyclingkoeffizient von 0.98 an der Grenze des 'private flux' Bereichs zur Wand (Linie U1-T1 in Abb. 5.22) hin simuliert.

In **poloidaler Richtung** werden periodische Randbedingungen, durch Einführung von numerischen Schnitten im Rechengitter, sowohl im Flüssigkeitscode B2 als auch im Neutralgastransportcode EIRENE, verwendet.

Aus numerischen Gründen müssen auch an der Grenze zu dem kleinen nicht vom Rechengitter umfassten **Gebiet um den O-Punkt** (Inselzentrum) Randbedingungen vorgegeben werden. Dabei wurde angenommen, daß der Energie- und Teilchenverlust in diesem Gebiet vernachlässigbar gegenüber den Quellen außerhalb dieses Gebiets ist. Als Randbedingung wurde ein verschwindender Nettoteilchen- und Nettoenergiefluß vorausgesetzt. Nur die totalen (Netto) Flüsse mußten verschwinden und lokale Teilchen- und Energieflüsse waren möglich. Da am O-Punkt ein Gradient der toroidalen Geschwindigkeit existiert, kann durch Impulsaustausch (Viskosität) des rechten Divertorfans mit dem linken Divertorfan ein Netto-Impulstransport durch den O-Punkt Bereich stattfinden. Daher wurde als Randbedingung für den Impuls kein verschwindender Nettofluß verlangt, wie für Teilchen- und Energie, sondern der Wert des Impulses wird zu Null gesetzt. Für Neutralteilchen ist die Grenze um das O-Punkt Gebiet (M4-T4-M4) transparent und sie können dieses Gebiet ungehindert durchfliegen.

Die Analyse der Inseltopologie wird in zwei Stufen durchgeführt. Zuerst wird das Plasmaverhalten **ohne** Verunreinigungen untersucht, um den Einfluß der Geometrie unter möglichst übersichtlichen Bedingungen, d. h. ohne den Einfluß von verunreinigungsgetriebenen Effekten, zu studieren. Ebenfalls ist das Detachment, welches als einziges Szenario eine konsistente Randschichtlösung ermöglicht, rein durch die Wasserstoffdynamik bestimmt. Gleichzeitig läßt sich aus der Analyse des Wasserstoffplasma bzgl. der Impulsverlustmechanismen auch auf eine Bewertung der Abstrahlungseigenschaften schließen. Weiterhin bestimmt die Wasserstoffdetachmentphysik über die Impulsbilanz entlang der Feldlinien auch die Mittelebenenprofile und damit eventuell vorhandene Randschichtdichtelimits. Zum Abschluß der Analyse wird das Plasmaverhalten **mit** Verunreinigungen untersucht, um die Erwartungen aus der Bewertung des reinen Wasserstoffplasma zu überprüfen. Als Verunreinigung wird dabei Kohlenstoff, der durch Zerstäubung an den Prallplatten entsteht, selbstkonsistent mitgerechnet.

5.2.3 Plasmaverhalten ohne Verunreinigungen

Das Plasmaverhalten ohne Verunreinigungen wird durch eine Dichtevariation bei konstanter Heizleistung und zusätzlich einer Variation des Pitches untersucht. Für den Leistungsfluß in das Rechengebiet wird ein konstanter Wert von 220 kW verwendet. Der Wert wurde aus experimentellen Daten, totale Heizleistung abzüglich der Strahlung im Kern- und Randbereich, für typische W7-AS Plasmen abgeschätzt. Bei einer realen Dichtevariation ist der Leistungsfluß in das Deuteriumplasma eine Funktion der Dichte, da die Verunreinigungskonzentration und damit die relative Abstrahlung stark von der Dichte abhängt. Da das Ziel dieser Dichtevariation eine Ana-

lyse der Inseltopologie ist, ist die Annahme eines konstanten Leistungsflusses gerechtfertigt. Die Dichte an der Grenze zum Kernplasma wurde über mehr als zwei Zehnerpotenzen variiert.

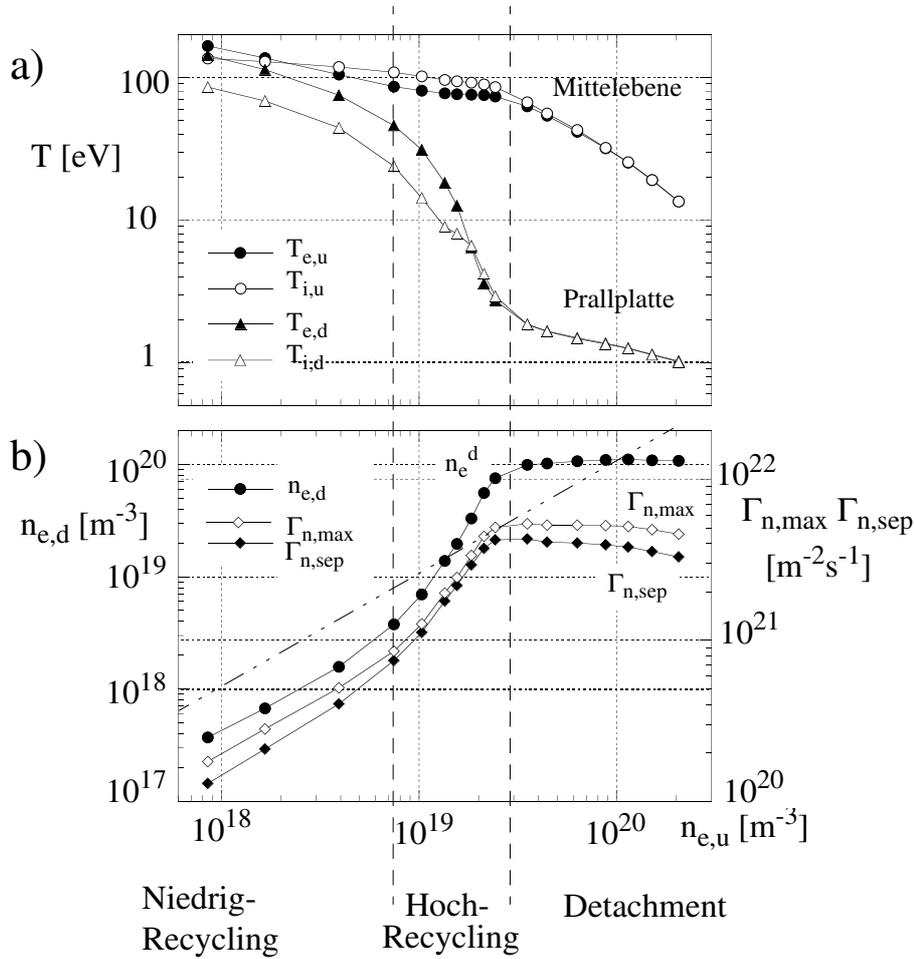


Abbildung 5.23: Gezeigt sind charakteristische Größen für eine Dichteveriation ohne Verunreinigungen und für konstante Heizleistung: a) Elektronen- und Ionentemperatur an der Mittelebene und an der Prallplatte, b) Dichte an der Prallplatte, Teilchenfluß auf die Prallplatte an der Separatrix und maximaler Teilchenfluß auf die Prallplatte

Ein Überblick über die Abhängigkeit verschiedener charakteristischer Größen von der Separatrix-Mittelebenendichte ist in Abb. 5.23 und 5.24 gezeigt. Jeder der gezeigten Punkte entstand durch eine vollständige B2-EIRENE Simulation, bis ein stationärer Zustand des gekoppelten Plasma-Neutralgas Problems erreicht wurde. In den Überblick erkennt man eindeutig die drei unterschiedlichen Szenarien, die aus den Vorüberlegungen mit dem 2-Punkt Modell erwartet werden.

Für eine Dichte ($n_{e,u} < 7 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$) stellt sich der **Niedrig-Recycling** Bereich ein, der durch hohe Absolutwerte der Temperatur und geringe Temperaturunterschiede zwischen Mittelebene und Prallplatte ($T_{e,u} \approx T_{e,d}$), sowie einem linearen Anwachsen der Dichte $n_{e,d}$ mit der Mittelebenendichte $n_{e,u}$ gekennzeichnet ist, wie durch Vergleich mit der strichpunktierten Linie $n_{e,d} = n_{e,u}$ in Abb. 5.23 deutlich wird. Als Folge der hohen Temperaturen und niedrigen Dichten und der

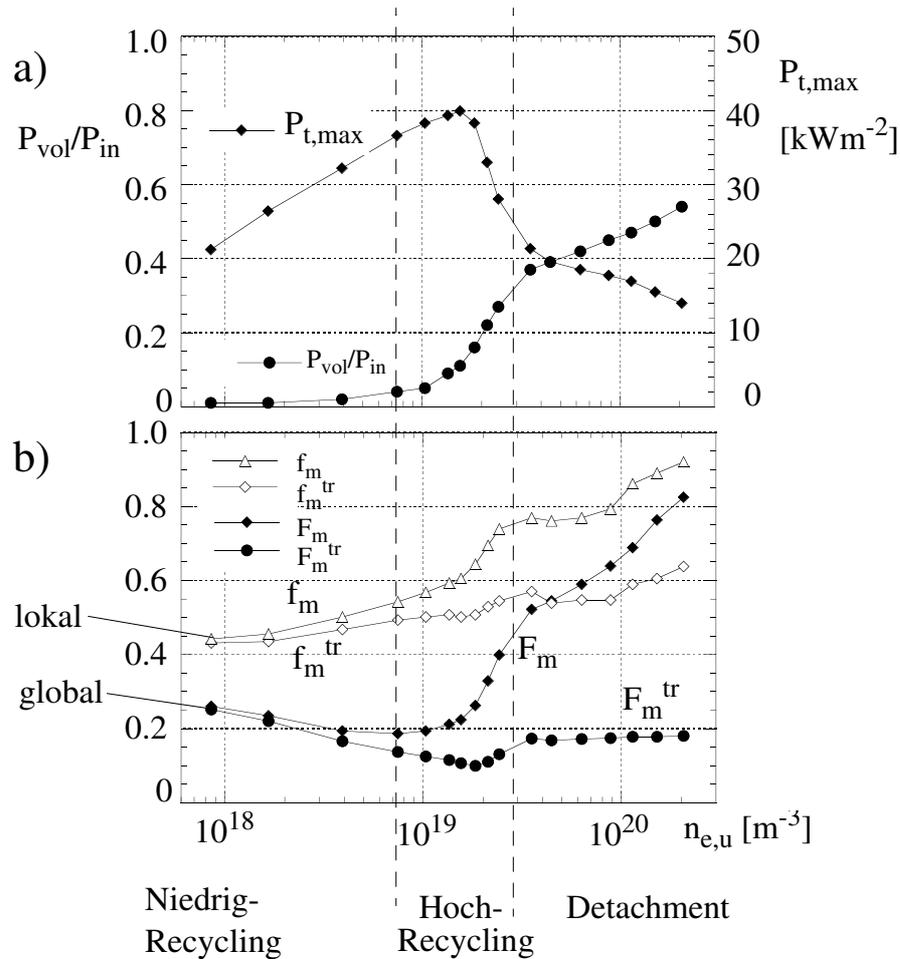


Abbildung 5.24: Maximale Prallplattenbelastung $P_{t,max}$, relative Volumenenergieverluste P_{vol}/P_{in} und lokale (f_m , f_m^{tr}) sowie globale (F_m , F_m^{tr}) Impulsverlustfaktoren (siehe Diskussion zu Gl. 5.45-5.48) als Funktion der Mittelebenendichte $n_{e,u}$

daraus resultierenden großen freien Weglängen der Neutralteilchen ist dieser Zustand gleichzeitig durch praktisch vernachlässigbare Volumenenergieverluste charakterisiert ($P_{vol}/P_{in} < 5\%$).

Der daran anschließende Operationsbereich (für eine Mittelebenendichte in dem Bereich $7 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3} < n_{e,u} < 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) ist der **Hoch-Recycling** Bereich. Dieser ist durch eine niedrige Temperatur an der Prallplatte gegenüber der Mittelebenentemperatur ($T_{e,d} \ll T_{e,u}$) und einem nicht-linearen Anwachsen der Dichte $n_{e,d}$ und der Teilchenflüsse $\Gamma_{n,max}$, $\Gamma_{n,sep}$ in Abhängigkeit von der Separatrix-Mittelebenendichte charakterisiert. Wie bereits früher diskutiert ist dies eine Folge der reduzierten freien Weglänge der Neutralteilchen. Damit einhergehend ist ein Anstieg der Volumenenergieverluste P_{vol}/P_{in} und gleichzeitig eine Reduktion des maximalen Leistungsflusses $P_{t,max}$ auf die Prallplatten.

Bei einer weiteren Erhöhung der Dichte ($n_{e,u} > 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) stellt sich das **Detachment** Regime mit sehr niedrigen Temperaturen an der Prallplatte ($T_{e,d} < 2 \text{ eV}$) ein. Bedingt durch die sehr niedrigen Temperaturen treten verstärkt Impulsverluste durch Stöße von Neutralteilchen mit Ionen auf, wie bereits in Abb.5.19 zu sehen war. Die Volumenenergieverluste, die durch die Ab-

strahlung durch Wasserstoff bestimmt sind, erreichen etwa 50% der in das Rechengelände strömenden Leistung und die Prallplattenbelastung wird minimiert. Ladungsaustauschreaktionen tragen bei den im Detachment Regime vorherrschenden niedrigen Temperaturen mit weniger als 5% zu den Volumenenergieverlusten bei. Bei der Dichte an der Prallplatte und den Teilchenflüssen auf die Prallplatte zeigt sich die erwartete Sättigung.

Eine Übersicht über die zweidimensionalen Dichte- und Teilchenquellenverteilungen für charakteristische Lösungen in jedem der drei Operationsbereiche ist in Abb. 5.25 zu sehen. Wie erwartet verstärken sich beim Übergang von Niedrig- zu Hoch-Recycling der Absolutwert und die räumliche Konzentration der Neutralteilchenquellen und damit auch der Dichte nahe der Prallplatte. Bei Erreichen des Detachments verbreitert sich sowohl die Zone hoher Dichte als auch der Teilchenquellen und verlagert sich gleichzeitig weg von der Prallplatte. Bei den im Detachment Regime auftretenden niedrigen Temperaturen an der Prallplatte wird Volumenrekombination wichtig, wie man aus den negativen Teilchenquellen (blau in Abb. 5.25 c rechts) direkt an der Prallplatte erkennt. In der Temperaturverteilung für den Niedrig-Recycling Bereich (Abb. 5.25 c links) erkennt man eine nahezu konstante Temperatur entlang der Separatrix von der Mittelebene zur Prallplatte. Bei dem Hoch-Recycling (mittlere Abb.) und Detachment Bereich (rechte Abb.) erkennt man dagegen einen starken Temperaturabfall zwischen Mittelebene und Prallplatte und flache Profile entlang der Prallplatte.

Deutlicher als in den zweidimensionalen Verteilungen, kann man die Abflachung der Temperaturprofile an der Prallplatte \circ im Falle von Hoch-Recycling und Detachment in Abb. 5.26 b erkennen. Als Folge dieser flachen Temperaturprofile ergibt sich ein relativ homogener paralleler Leistungsfluß q_{\parallel} auf die Prallplatte (\circ in Abb. 5.26 c). Durch Vergleich des parallelen Leistungsflusses am Eingang in den Divertorbereich (\times in Abb. 5.26 c) mit dem Leistungsfluß auf die Prallplatte \circ erkennt man eine starke Verbreiterung und Umverteilung des Leistungsflusses, die auch schon im Niedrig-Recycling Regime auftritt. Als Folge des radial ansteigenden Pitches, d. h. Anstieg des Pitches mit kleiner werdender Länge entlang der Prallplatte l_t , besitzt der Leistungsfluß auf die Prallplatte sein Maximum in der private-flux Zone. Die Verbreiterung des parallelen Leistungsflusses und die damit einhergehende Reduktion der Leistungsdeposition auf den Prallplatten ist ein wünschenswerter bzw. sogar notwendiger Effekt um die thermische Belastung der Prallplatten auf technisch handhabbare Werte zu reduzieren. Der Mechanismus dieser Umverteilung ist prinzipiell für Teilchen, Impuls und Energie gleich, wie genauere Studien zeigen, und soll im folgenden anhand des Impulsverlustmechanismus detailliert behandelt werden. Außerdem kommt den Impulsverlustmechanismen des Wasserstoffs aufgrund der Kopplung mit den Abstrahlungsverlusten der Verunreinigungen (2-Punkt Modell) eine besondere Bedeutung zu.

Für eine detaillierte Diskussion ist eine Unterscheidung in einen durch Transport (Konvektion+Viskosität) verursachten Impulsverlust f_m^{tr} und einem totalen Impulsverlust f_m sinnvoll. Definiert man den radialen Fluß des parallelen Impulses $\Gamma_{m\parallel}$ als:

$$\Gamma_{m\parallel} = -m_i u_z D_{\perp} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \eta_{\perp} \frac{\partial u_z}{\partial r} \quad (5.42)$$

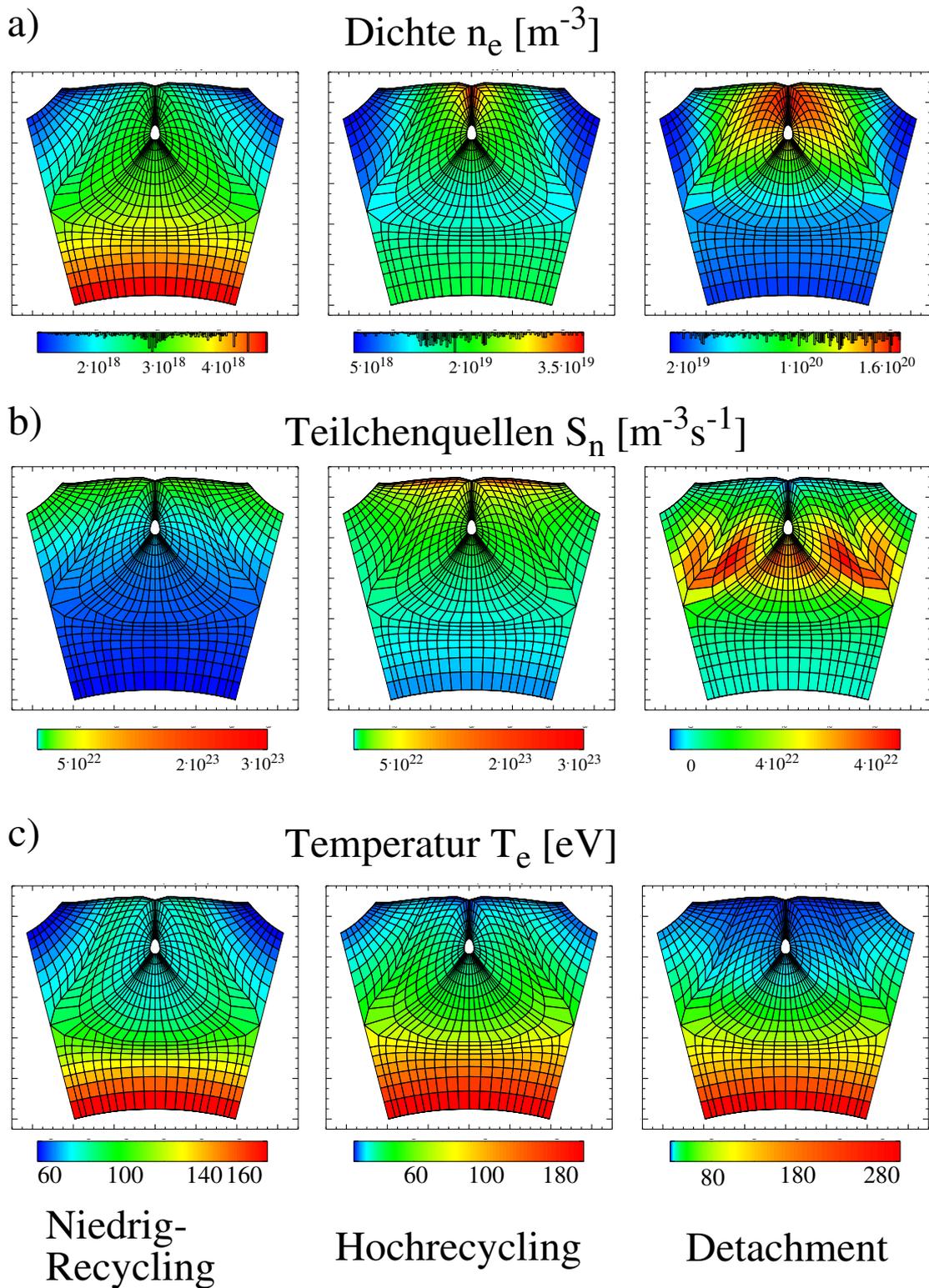


Abbildung 5.25: Zweidimensionale Dichte- (a) und Teilchenquellen- (b) und Elektronentemperaturverteilung (c) für den Niedrig-Recycling (links) Hoch-Recycling (mitte) und Detachment Bereich(rechts). Für die Darstellung der Teilchenquellen des Niedrig- und Hoch-Recycling Bereichs wurde dieselbe Farbtabelle verwendet.

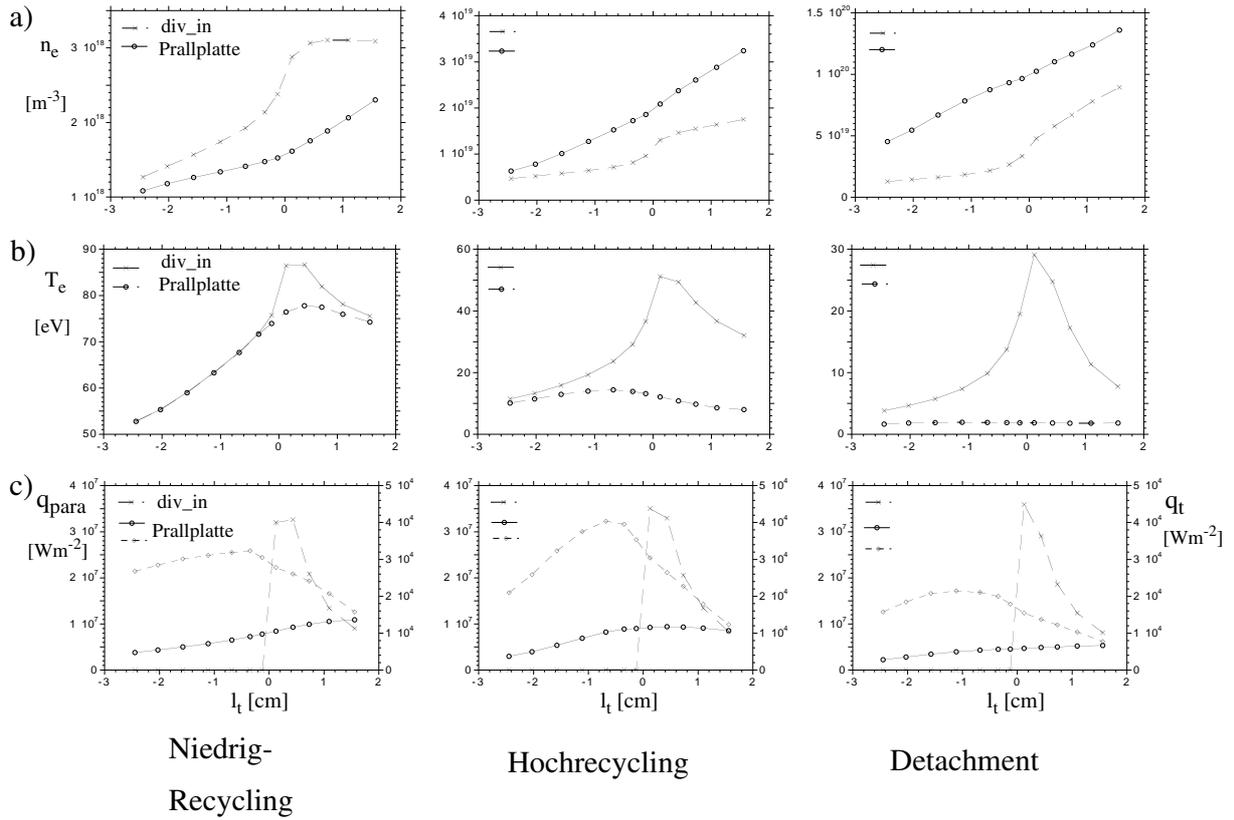


Abbildung 5.26: Radiale n_e (a), T_e (b) und $q_{||}$ (c) Profile, jeweils am Eingang in den Divertorbereich (Linie A1-A2-A3 in Abb. 5.22) und entlang der Prallplatte (D1-D2-D3). Als Abszisse wurde die geometrische Länge entlang der Prallplatte l_t gewählt. Punkte mit Werten $l_t < 0$ liegen dabei im private-flux Bereich und Punkte mit Werten $l_t > 0$ in der Abschältschicht. In Abb. c ist zusätzlich noch der senkrechte Leistungsfluß auf die Prallplatte q_t (mit dem Symbol \diamond gekennzeichnet) aufgetragen.

verwendet den totalen Druck p^* (siehe G. 4.60) und vernachlässigt die parallel Viskosität $\eta_{||}$ erhält Gl. 4.47 die kompakte Form:

$$\frac{\partial}{\partial r} \Gamma_{m||} + \frac{\partial}{\partial z} p^* = S_{m||} \quad (5.43)$$

Integration dieser Gleichung entlang einer Feldlinie von der Prallplatte bis zum Eingang des Divertors (mit Index a bezeichnet, siehe auch Abb. 5.22) ergibt sich:

$$p_a^* - p_d^* = \int_d^a \left(\frac{\partial \Gamma_{m||}}{\partial r} - S_{m||} \right) dz \quad (5.44)$$

Definiert man den totalen Impulsverlustfaktor f_m analog zu Gl. 5.34, an dieser Stelle allerdings zwischen Prallplatte und Eingang zum Divertor anstelle zwischen Prallplatte und Mittelebene wie in Gl. 5.34 ergibt sich:

$$f_m = \frac{\int_d^a \left(\frac{\partial \Gamma_{m||}}{\partial r} - S_{m||} \right) dz}{p_a^*} \quad (5.45)$$

Der Impulsverlust durch Transport wird ohne die Impulsquellen durch Wechselwirkung mit Neutralteilchen $S_{m\parallel}$ definiert:

$$f_m^{\text{tr}} = \frac{\int_d^a \frac{\partial \Gamma_{n\parallel}}{\partial r} dz}{P_a^*} \quad (5.46)$$

Neben diesen lokalen Faktoren f_m und f_m^{tr} , die den Impulsverlust entlang einer Flußröhre beschreiben, sind auch globale Impulsverlustfaktoren F_m und F_m^{tr} wichtig, die durch Integration der lokalen Faktoren über alle Flußröhren in der Abschältschicht (SOL) und private-flux Zone gegeben sind:

$$F_m = \int_{\text{SOL+private-flux}} f_m d\psi \quad (5.47)$$

$$F_m^{\text{tr}} = \int_{\text{SOL+private-flux}} f_m^{\text{tr}} d\psi \quad (5.48)$$

Die Dichteabhängigkeit der vier Impulsverlustfaktoren war bereits in Abb. 5.24, die lokalen Impulsverlustfaktoren sind dabei an der Stelle der Separatrix genommen, zu sehen. Bereits bei niedriger Dichte tritt ein deutlicher Impulsverlust, sowohl lokal ($f_m \approx 45\%$) als auch global ($F_m \approx 25\%$) auf. Bei dieser niedrigen Dichte sind die Impulsverluste vollständig durch Transport bestimmt ($f_m \approx f_m^{\text{tr}}$ und $F_m \approx F_m^{\text{tr}}$) und Verluste durch Stöße mit Neutralteilchen sind vernachlässigbar, wie man aufgrund der hohen Temperaturen auch erwartet.

Der globale Impulsverlust von $\approx 25\%$ wird etwa zur Hälfte durch Transport zur Wand hin (über die Fläche A1-D1 in Abb. 5.22) und zur anderen Hälfte durch Transport in den Bereich der geschlossenen Insel verursacht. Der Impulstransport über die Begrenzungsfläche zur Wand hin geschieht konvektiv und der Impuls wird außerhalb des Rechengebiets durch Stöße mit Neutralteilchen vernichtet. Der Impulsverlust in die Insel dagegen erfolgt durch senkrechte Viskosität η_{\perp} . Innerhalb der Insel wird dieser Impuls durch parallele Viskosität entlang der äußeren Staufläche (Fläche D3-D4 in Abb. 5.22) vernichtet. An dieser Fläche treffen zwei Flußbündel mit gegenläufiger Richtung der toroidalen Geschwindigkeit aufeinander (Verscherung der toroidalen Geschwindigkeit), wodurch ein Impulsverlust durch Viskosität möglich wird. Eine weitere Auswirkung dieses „Aufeinanderprallens“ war bereits in der Dichteverteilung bei Hoch-Recycling in Abb. 5.25 a (mitte) zu sehen. Die starke Dichteüberhöhung entlang der äußeren Staufläche ist nicht durch die Teilchenquellen S_n bedingt, sondern durch die gegenläufige Strömung an dieser Stelle verursacht.

Mit steigender Dichte steigt der lokale f_m^{tr} und globale F_m^{tr} durch Transport bedingte Impulsverlust nur mäßig an bzw. bleibt nahezu konstant (Abb. 5.24). Das gleichzeitige Absinken der Temperatur bewirkt ein Anwachsen der Impulsverluste durch Neutralteilchen, wodurch totale Impulsverlustfaktor sowohl lokal als auch global bis auf einen Wert von $f_m \approx 90\%$ bzw. $F_m \approx 80\%$ bei der höchsten Dichte steigt.

Die Besonderheit der Inselkonfiguration ist aber der bereits bei niedrigen Dichten auftretende merkliche Impulsverlust, der durch eine Umverteilung des Impulsflusses durch radialen Transport von der Separatrix weg erfolgt. Wie in Abb. 5.27 gezeigt, wird ein Großteil des totalen

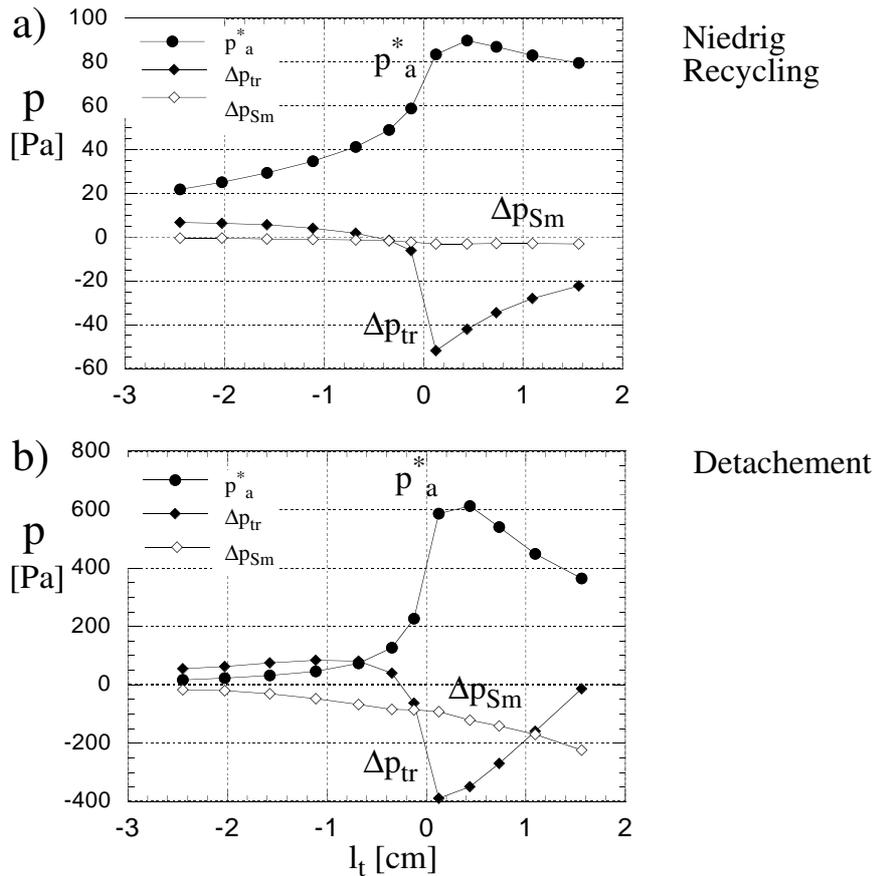


Abbildung 5.27: Radiale Profile des totalen Drucks am Eingang in den Divertor p_a^* , sowie der transport-bedingte Δp_{tr} und durch Stöße mit Neutralteilchen bedingte Δp_{Sm} Druckverlust. Die Wahl der Abszisse ist bei Abb. 5.26 genauer erklärt.

Drucks am Eingang in den Divertor p_a^* durch radialen Transport Δp_{tr} , sowohl bei niedrigen (Abb. a) als auch bei hohen (Abb. b) Dichten, bilanziert. Im Niedrig-Recycling Bereich (Abb. 5.27 a) ist der Impulsverlust durch Stöße mit Neutralteilchen Δp_{Sm} vernachlässigbar und trägt erst bei hohen Dichten (Detachment Abb. 5.27 b) merklich zum Impulsverlust bei. Der radiale Transport ist dabei durch Konvektion bestimmt, wie ein Vergleich des konvektiven Anteils (1. Term r. S. von Gl. 5.42) mit dem viskosen Anteil (2. Term r. S. von Gl. 5.42) des Impulsflusses $\Gamma_{m\parallel}$ ergibt. Die ebenfalls stattfindende konvektive Umverteilung der Teilchen- und Energieflüsse (nicht gezeigt) erzeugen gemeinsam die starke Homogenisierung der Leistungsdeposition auf der Prallplatte. Die Abflachung der Profile auf den Prallplatten ist damit ein Effekt, der durch das deutlich größere Verhältnis von radialen zu parallelem Transport, im Vergleich zu einem Tokamakdivertor, verursacht wird. Der Unterschied zwischen beiden Verhältnissen ist aber nicht durch einen unterschiedlichen radialen Transport sondern durch einen Unterschied des parallelen Transports bestimmt. Der sehr kleine Pitch und die damit verbundene lange Verbindungslänge L_c im Falle des Inseldivertors bewirkt einen kleineren parallelen Transport, wodurch die Bedeutung des radialen Transports wächst. Durch eine Variation des Pitches läßt sich das Verhältnis radialer zu senkrechtem Transport variieren, um den Einfluß dieses Verhältnisses genauer zu untersuchen.

Pitch-Variation

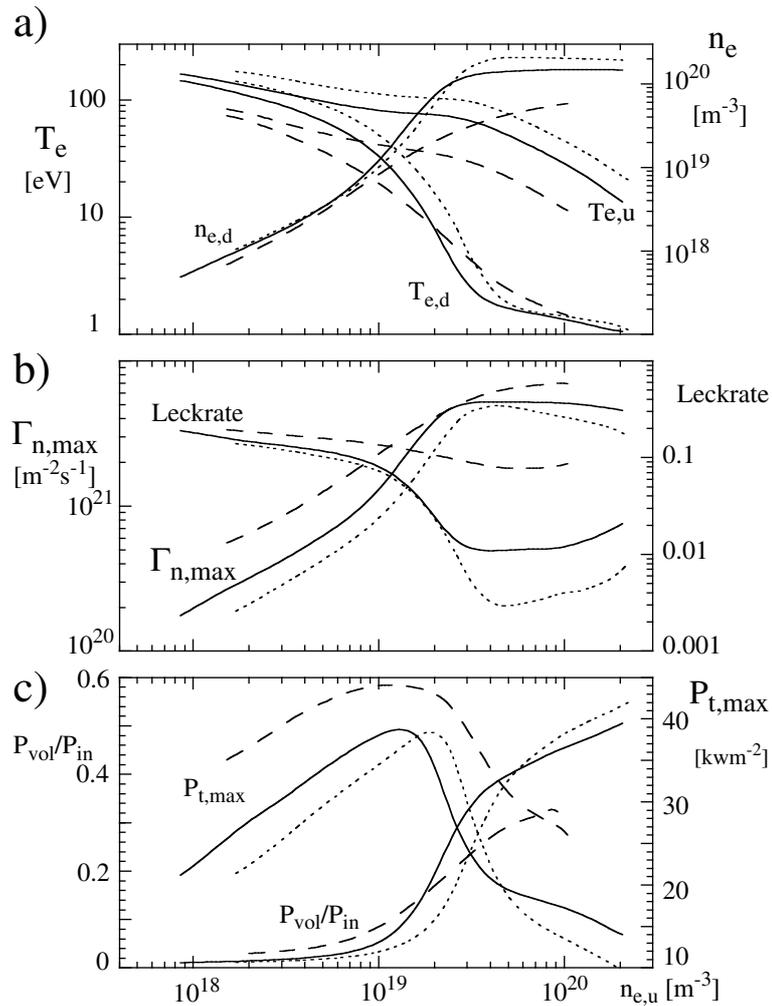


Abbildung 5.28: Charakteristische Größen in Abhängigkeit von der Mittelebenendichte $n_{e,u}$ für drei verschiedene Werte des Pitches, durchgezogene Linie = normaler Pitch, gestrichelte Linie = hoher Pitch, punktierte Linie = niedriger Pitch; Leckrate bezeichnet den Anteil von rezyklierenden Neutralteilchen, die über die Separatrix in das Einschlußgebiet eindringen; sonstige Bezeichnungen wie in Abb. 5.23 und 5.24

Dazu wurden zwei Dichteveränderungen simuliert, bei denen der Pitch um den Faktor 4 erhöht bzw. um den Faktor 2 erniedrigt wurde. Eine Übersicht über diese beiden Dichteveränderungen, sowie die bereits gezeigte Dichteveränderung bei normaler Pitch ist in Abb. 5.28 gegeben.

Bei dem erhöhten Wert des Pitches (gestrichelte Linie), d. h. um den Faktor 4 reduzierter Verbindungslänge L_c , verhindert die verkürzte Verbindungslänge das Einstellen von hohen parallelen T_e -Gradienten, wie sich an der kleineren Mittelebenentemperatur $T_{e,u}$ über den gesamten Dichtebereich zeigt. Der Hoch-Recycling Bereich, der große Temperaturgradienten voraussetzt, entfällt daher bei dem erhöhten Wert des Pitches, wie sich an dem linearen Anwachsen der Dichte $n_{e,d}$ und des Teilchenflusses $\Gamma_{n,max}$ zeigt.

Bei dem halbierten Wert des Pitches und im Detachment Regime kann sich dagegen ein geringfügig größerer paralleler T_e -Gradient einstellen, wie sich an der etwas höheren Dichteüberhöhung zwischen Mittelebene und Prallplatte zeigt (Vergleich der gestrichelten mit der durchgezogenen Linie in Abb. 5.28 a). Diese zwar nur geringfügig höhere Dichte an der Prallplatte, für den niedrigen Wert des Pitches, bewirkt aber eine deutliche Minimierung der minimalen Leckrate für Neutralteilchen (Abb. 5.28 b), von 1% für den normalen Wert des Pitches auf 0.3% für den halbierten Wert des Pitches. Frühere Untersuchungen an Tokamakdivertoren haben gezeigt, daß eine niedrige Leckrate für Neutralteilchen, eine wichtige Voraussetzung für einen gutes Einschlußverhalten im Kernplasma ist. Aufgrund dieser Tatsache ist sogar von einer „performance“-Verbesserung durch Erniedrigung des Pitches zu sprechen.

Obwohl eine Untersuchung des Randschichtdichtelimits nicht Ziel der hier vorgestellten Simulationen war, gibt die maximal gezeigte Dichte an, bis zu welcher Mittelebendichte stationäre Lösungen gefunden wurden. Dieses so bestimmte Randschichtdichtelimit ist bei der Rechnung mit dem erhöhten Pitch um den Faktor 2 gegenüber dem normalen und niedrigen Pitch reduziert. Um die Fusionsleistung bei einem Reaktor zu maximieren ist jedoch ein Betrieb bei hoher Dichte im Kernplasma und damit auch hoher Randdichte notwendig. Auch aus dieser Beobachtung heraus, erscheint der niedrigere Wert des Pitches vorteilhaft. Die bei diesen Rechnungen erreichten Randdichten sind höher als bei einem Tokamak vergleichbarer Heizleistung und liegen in der Größe der höchsten Tokamak-Randdichten, die bei Alcator C-Mod (Hochfeldmaschine) erreicht werden [Lipschultz1997].

5.2.4 Plasmaverhaltenvariation mit Verunreinigungen

Nach der Analyse des reinen Wasserstoffplasmas erwartet man aufgrund der Kopplung des Impulsverlustes von Wasserstoffs mit den Abstrahlungsverlusten durch Verunreinigungen ein analoges Verhalten für Szenarien mit Verunreinigungen. Eine Simulation, bei der wiederum die Dichte variiert wurde und Kohlenstoff als intrinsische Verunreinigung selbstkonsistent mitgerechnet wurde, sollte diese Erwartung bestätigen. Der Leistungsfluß in das Rechengebiet wurde in diesem Fall zu 600 kW gewählt. Die Quelle für Kohlenstoff ist physikalische und chemische Zerstäubung an der Prallplatte. Für die physikalische Zerstäubung wurde die TRIM-Datenbasis [Eckstein1998] verwendet und für die chemische Zerstäubungsausbeute wurde 2% des auf die Prallplatte einfallenden Ionenflusses verwendet. Sowohl Kontinuitäts- als auch parallele Impulsgleichung werden für alle Ionisationsstufen des Kohlenstoffs separat gelöst, wobei eine einheitliche Ionentemperatur angenommen wird (siehe Anhang B). Die Besetzung der unterschiedlichen Ionisationsstufen von Kohlenstoff wird durch ein Nichtgleichgewichts Stoßstrahlungsmodell [ADAS1994] berechnet. Für alle Ionisationsstufen des Kohlenstoff wird derselbe anomale Diffusionskoeffizient D_{\perp} wie für Wasserstoff angenommen. Der parallele Impuls- und Energietransport, sowie die Thermokräfte wird in diesem Fall mit Hilfe einer 21-Momenten Methode [Bergmann1996] behandelt.

Ein Überblick über das Plasmaverhalten mit Kohlenstoff als intrinsische Verunreinigung ist in Abb. 5.29 gegeben. Man erkennt auch in dieser Abbildung wieder die drei unterschiedli-

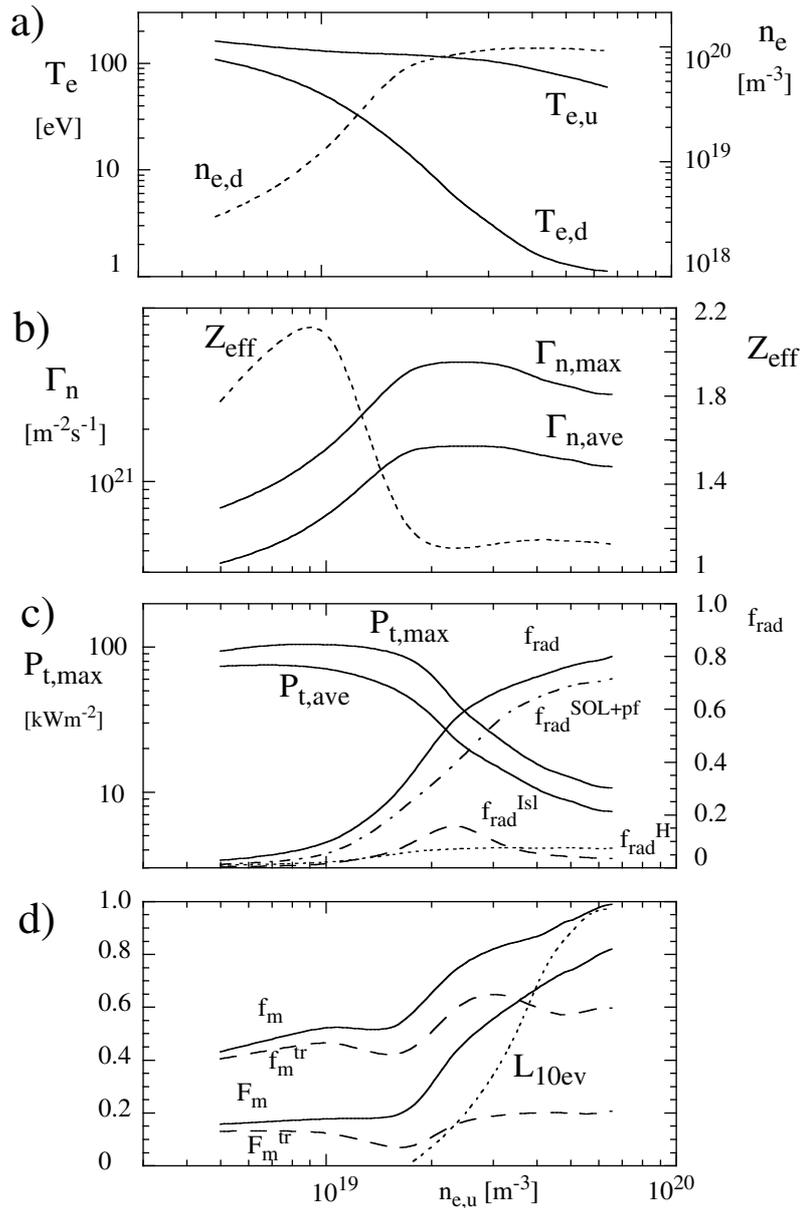


Abbildung 5.29: Charakteristische Größen in Abhängigkeit von der Mittelebenendichte $n_{e,u}$ mit Kohlenstoff als intrinsische Verunreinigung, $\Gamma_{n,max}$, $\Gamma_{n,ave}$ maximaler und mittlerer Teilchenfluß auf die Prallplatte, $P_{t,max}$, $P_{t,ave}$ maximale und mittlere Leistungsdichte auf der Prallplatte, f_{rad} Abstrahlung durch Verunreinigungen (Kohlenstoff), f_{rad}^{SOL+pf} Strahlung in der Abschälsschicht und private-flux Zone, f_{rad}^{Isl} Strahlung aus dem Bereich geschlossener Inseln, f_r^H Gesamtstrahlung von Wasserstoff, alle Strahlungsgrößen sind auf den Leistungsfluß in das Rechengebiet normiert.

chen Szenarien, Niedrig-Recycling für Dichten $n_{e,u} < 8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, Hoch-Recycling und Detachment für Dichten $n_{e,u} < 2 - 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Bei niedrigen Dichten ist das Divertorrückhaltevermögen für Kohlenstoff gering, was sich durch ein hohes $Z_{eff} \approx 2$ an der Separatrix zeigt (Abb. 5.29 b). Bei höheren Dichten sinkt die Leckrate für Kohlenstoff stark ab und besonders

im Detachment Regime stellt sich ein erfreulich niedriges Z_{eff} ein. Die Abstrahlung durch Kohlenstoff f_{rad} erreicht bei hohen Dichten etwa 80% der Eingangsleistung. Dieser sehr hohe Anteil an abgestrahlter Leistung führt bei vergleichbaren Szenarien bei Tokamaks normalerweise bereits zu Strahlungsinstabilitäten in Form einer Kondensationsinstabilität auf geschlossenen Feldlinien [Kastelewicz1994a]. Als Folge der hohen Abstrahlung beträgt der Leistungsfluß auf die Prallplatte bei hohen Dichten nur noch 10% seines Wertes bei niedrigen Dichten. Die Abstrahlung findet hauptsächlich in der Abschältschicht und der private-flux Zone statt, wie in Abb. 5.30 gezeigt. Die Strahlung aus dem Bereich geschlossener Inselflächen ist dabei gering. Die räumlichen Verteilungen der Kohlenstoffdichten der einzelnen Ionisationsstufen, ebenfalls in Abb. 5.30 gezeigt, spiegeln die Abfolge ihrer Ionisationsenergien in Form einer Schalenstruktur wieder. Jedoch sind natürlich auch Abweichungen gegenüber einem ungestörten Saha-Gleichgewicht durch Transport und endlicher Lebensdauer in der Nähe der Prallplatten von Bedeutung. Die Dichteabhängigkeit der Impulsverlustfaktoren (Abb. 5.29 d) ist nahezu identisch mit der Abhängigkeit, die für ein reines Wasserstoffplasma gefunden wurde (Abb. 5.24 b). Dies rechtfertigt nachträglich die ausführliche Beschäftigung mit den Impulsverlusten des reinen Wasserstoffplasmas. Als Indikator für die Position der Abstrahlungszone eignet sich die $T_e = 10\text{eV}$ -Kontour, da für Kohlenstoff das Maximum der Energieverluste durch Strahlung in diesem Temperaturbereich liegt. Zusätzlich zu den Impulsverlustfaktoren ist in Abb. 5.29 d die relative Position dieser 10eV-Kontour an der Stelle der Separatrix zwischen Prallplatte ($L_{10\text{eV}} = 0$) und X-Punkt ($L_{10\text{eV}} = 1$) eingezeichnet. Im Übergang vom Hoch-Recycling zum Detachment zeigt sich eine starke Dichteabhängigkeit dieser Größe, d. h. ein schnelles Ablösen der Strahlungszone von der Prallplatte. Aus diesem schnellen Ablösen ergibt sich die Anforderung an die Experimentführung nach hinreichender Kontrolle der Strahlungsfront, da mit Verlagerung der Zone in die Nähe geschlossener Feldlinien die Gefahr des Auftretens von Strahlungsinstabilitäten verstärkt wird.

Auch bei der Rechnung mit Kohlenstoff tritt eine starke Abflachung der Dichte-, Temperatur- und speziell der Leistungsfluß-Profile an der Prallplatte auf, wie in Abb. 5.31 für ein Detachment Szenario gezeigt ist. Weiterhin ist ein Vergleich der lokalen relativen Abstrahlung f_r mit dem lokalen Impulsverlustfaktor f_m gezeigt. Der Faktor f_r wurde dabei durch Integration der Strahlungsleistung von Kohlenstoff entlang einer Flußröhre zwischen Eingang des Divertors und Prallplatte normiert auf den Leistungsfluß in die entsprechende Flußröhre berechnet. Sowohl der Vergleich der globalen Strahlungsverlust- und Impulsverlustfaktoren (f_{rad} in Abb. 5.29 c mit F_m in Abb. 5.29 d) als auch der Vergleich der lokalen Faktoren (f_r in Abb. 5.31 mit f_m in Abb. 5.31) zeigt die erwartete Kopplung, die durch die Atomphysik bestimmt ist.

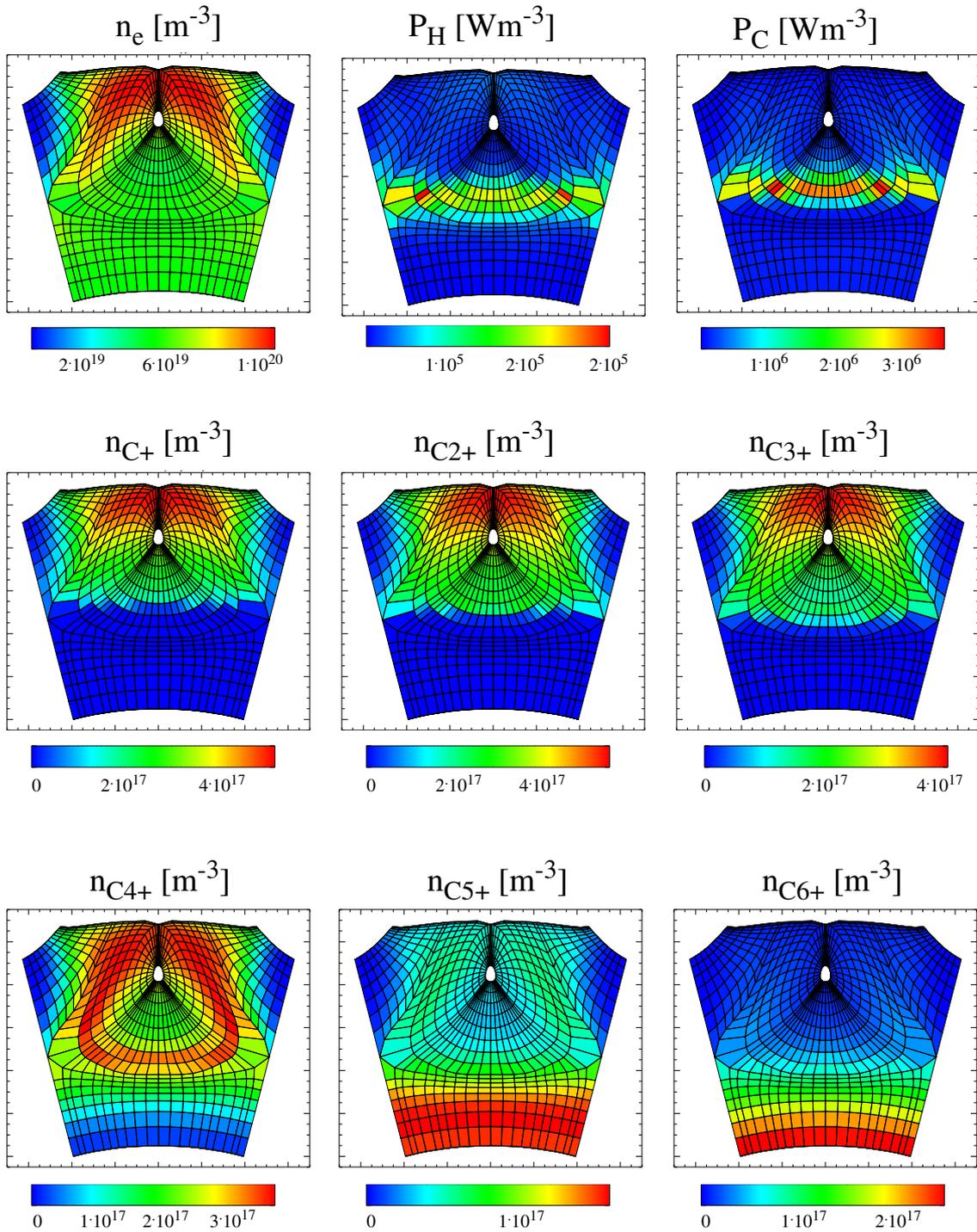


Abbildung 5.30: Verteilung der Dichte n_e , Strahlungsleistung von Wasserstoff P_H , Kohlenstoff P_C , Dichte der 6 Ionisationsstufen des Kohlenstoffs n_{eC+} bis n_{eC6+} für eine Mittelebendichte von $n_{e,d} = 5.6 \cdot 10^{19} m^{-3}$ (Detachment)

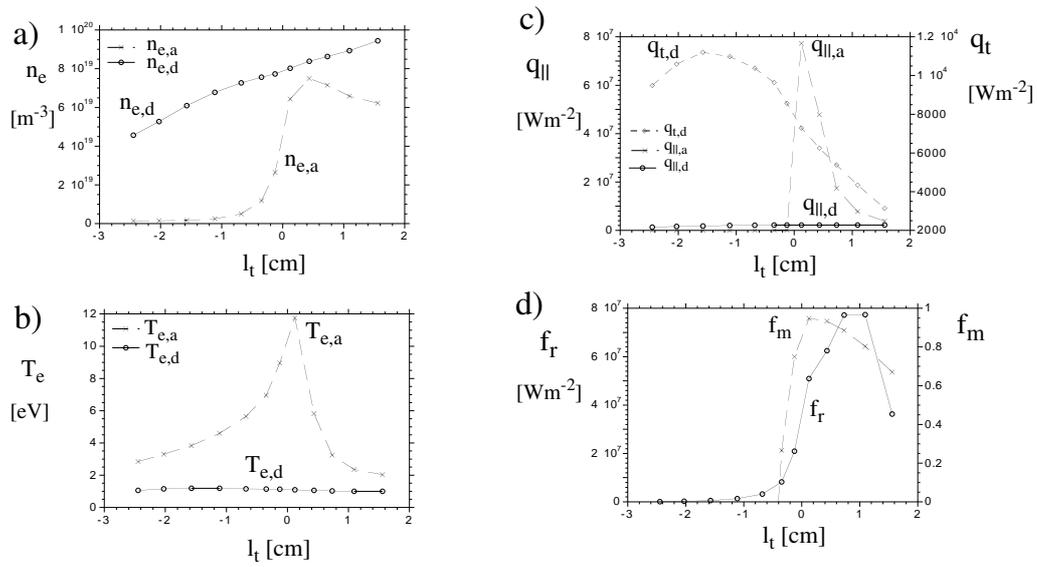


Abbildung 5.31: Radiale Profile von a) Dichte, b) Temperatur, c) Leistungsflüsse und d) relative lokale Abstrahlung durch Verunreinigungen f_r und lokaler Impulsverlustfaktor f_m für eine Rechnung mit Kohlenstoff als intrinsische Verunreinigung und einer Mittelebenendichte von $n_{e,d} = 5.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, Bezeichnungen wie in Abb. 5.26

5.2.5 Vergleich B2-EIRENE ↔ Experiment

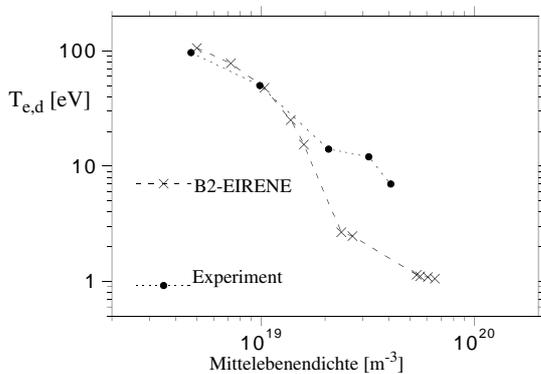


Abbildung 5.32: Vergleich der berechneten (B2-EIRENE) und gemessenen Temperaturen an der Prallplatte $T_{e,d}$ in Abhängigkeit von der Mittelebenendichte $n_{e,d}$

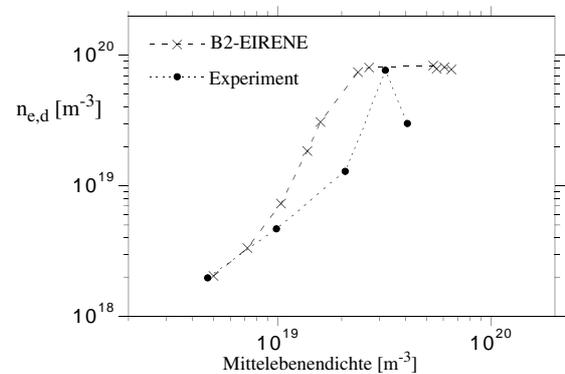


Abbildung 5.33: wie Abb. 5.32 nur Vergleich der Dichten an der Prallplatte $n_{e,d}$

Als Test der Anwendbarkeit des verwendeten Modells muß natürlich der quantitative Vergleich mit dem Experiment benutzt werden. Leider ist die experimentelle Datenbasis speziell für Hochdichteoperation noch extrem limitiert, so daß der Vergleich nur für einige Dichtewerte durchgeführt werden konnte. Der Vergleich der berechneten Temperatur- und Dichtewerte an der Prallplatte mit den gemessenen Werten ist in Abb. 5.32 und 5.33 gezeigt. Sowohl der Vergleich der Temperaturen als auch der Vergleich der Dichten zeigt für niedrige Dichten eine gute Übereinstimmung. Die Abweichung der experimentellen Temperaturwerte (●) zu höheren Dichten hin kann durch die experimentellen Schwierigkeiten bei der Auswertung einer Langmuirsondenkennlinie erklärt werden. Bei steilen Gradienten der Temperatur, wie sie bei hoher Dichte auftreten, kann die Auswertung zu einer Überschätzung der Temperatur führen, da die Temperatureauswertung durch die schnellsten Elektronen bestimmt ist, die auf die Sonde auftreffen [Chodura1996]. Auch beim Vergleich der Prallplatten dichte zeigt sich eine Abweichung zu höheren Dichten hin. Bei der Simulation finden sich noch stationäre Lösungen bei Dichten, die nicht experimentell erreicht werden. Der experimentelle Wert für die höchste Mittelebenendichte ist bereits instationär. Eine mögliche Ursache dieser Abweichung ist die Unterschätzung der Abstrahlung aus dem Kernplasma und folglich ein zu hoher Leistungsfluß in die Randschicht bei der Simulation. Auch die Dreidimensionalität der realen Neutralgasverteilung, d. h. stärkeres Recycling in der Nähe der Prallplatten, kommt als mögliche Ursache zur Erklärung dieser Diskrepanz in Frage. Zusammenfassend kann trotzdem von einer ermutigenden Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment gesprochen werden.

5.2.6 Abschließende Bemerkungen zu B2-EIRENE Rechnungen

Die Modellierung einer exemplarischen W7-AS Inseldivertorkonfiguration mit dem B2-EIRENE Programm Paket wurde erfolgreich durchgeführt. Die Divertoroperationsregime durchlaufen die gleiche Zustandssequenz von Niedrig-Recycling über Hoch-Recycling bis Detachment wie für einen Tokamakdivertor. Dies demonstriert die prinzipielle Eignung des Inseldivertorkonzepts zur Lösung der Randschichtproblematik.

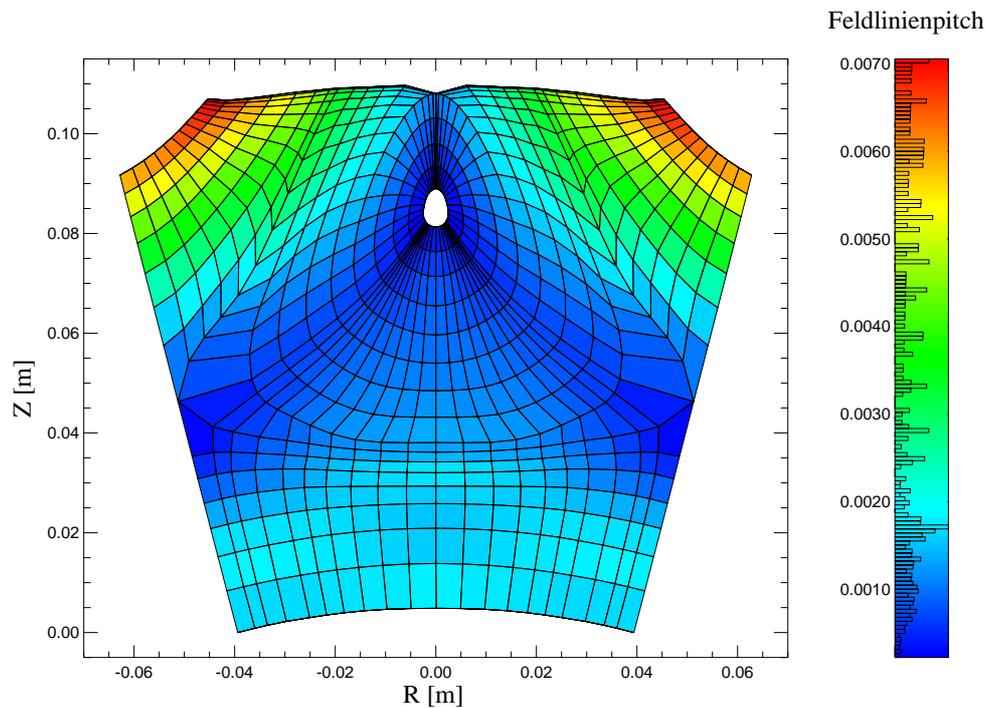


Abbildung 5.34: *Feldlinienpitch*

Die Leistungsabfuhereigenschaften und der Einsatz des Detachments kann durch die Wahl des Pitches günstig beeinflusst werden, durch Veränderung der Wirksamkeit von parallelem zu radialem Transport. Kleiner Pitch hat den Vorteil der verbesserten Abschirmung des Hauptplasmas gegen Neutralteilchen und der Erhöhung der starken Impulsverluste nahe der Inselfensternkonfiguration durch erhöhten radialen Transport, wodurch die maximale Prallplattenbelastung verringert und das Detachment unterstützt wird. Der größte Unterschied der hier gezeigten Inselfensternkonfiguration zu einem Tokamakdivertor ist neben den geometrischen Längenverhältnissen der Wert des Feldlinienpitchs der in Abb. 5.34 gezeigt ist. Typische Werte des Pitches bei einem Tokamakdivertor liegen in der Größe 0.05-0.15 und damit um ein bis zwei Größenordnungen über dem Wert für einen Inselfensternkonfiguration.

Das Detachment ist generell durch eine schichtartige Ablösung der Ionisations- und Strahlungszonen von der Prallplatte charakterisiert. Eine weitere Optimierung des Divertorverhaltens ist durch geneigte Prallplatten möglich, bei denen preferentielle Reflexion der Neutralteilchen zur Separatrix hin bereits bei niedriger Dichte ein lokales (partielles) Detachment der lei-

stungsführenden Schicht bewirken soll, wobei die äußeren Bereiche erst bei sehr viel höheren Dichten detachieren. Eine solche Operationsweise, Detachment nur im Separatrixbereich, bewirkt keine Reduktion des Randschichtdichtelimits, wie Untersuchungen an Tokamaks z. B. ASDEX-Upgrade und Alcator C-Mod [Lipschultz1997] zeigen.

Trotz der weitreichenden Annahmen die für eine Reduktion auf zwei Rechen dimensionen notwendig sind, werden die physikalisch dominanten Terme und speziell die Inseltopologie richtig erfaßt, wie sich durch Vergleich mit dem Experiment gezeigt hat. Vergleich mit neueren dreidimensionalen Rechnungen (EMC3 [Feng1997a]), die jedoch nur für reine Deuteriumplasmen und Niedrig- bis Hoch-Recycling verfügbar sind, zeigen ähnliche Ergebnisse und bestätigen das mit dem zweidimensionalen Modell gefundene grundsätzliche Verhalten.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit ist Teil eines Randschichtprogramms am Stellarator Wendelstein 7-AS, das erstmalig für Stellaratoren die systematische Untersuchung von Randplasmaszenarien sowie Inseldivertorstudien zum Inhalt hat und am künftigen Wendelstein 7-X fortgesetzt werden soll. Die Arbeit trägt zum Aufbau einer entsprechenden Datenbasis bei und umfaßt neben orientierenden Untersuchungen zur W7-AS Randschichttopologie die experimentelle und modellmäßige Charakterisierung von Limiterszenarien bei niedriger bis mittlerer Plasmadichte sowie die Implementierung der B2/EIRENE-Codekombination und „proof of principle“-Rechnungen zum Inseldivertorkonzept.

Orientierende Untersuchung zur Randschichttopologie

Mittels Langmuirsonden gemessene Isolinien von Randplasmaparametern in Konfigurationen mit zwei asymmetrischen, lokalen Limitern und glatten Flußflächen im Randbereich ($\iota < 0.4$) zeigen starke Abweichungen von den berechneten Flußflächenkonturen. Diese Inhomogenitäten sind zumindest im Sinne einer Abschätzung jedoch konsistent mit der komplexen, poloidal stark inhomogenen Verbindungslängenstruktur sowie dadurch bedingten Plasmadriften. Signifikante Hinweise auf Abweichungen der Flußflächenkonturen unter Betriebsbedingungen von den berechneten Vakuumfeld-Flußflächen etwa durch in der Rechnung nicht berücksichtigte, zusätzliche Störfelder ergeben sich nicht. Die unter diesen Bedingungen gefundenen radialen Exkursionen der Randplasmadicke führen zu unerwünschten Kontakten des Plasmas mit anderen Einbauten bzw. Gefäßwänden, d.h. die Limitierung ist unzureichend. Nach Ersatz der beiden asymmetrischen Limiter durch zehn symmetrisch an der Innenseite angeordnete, poloidale Limiter und der dadurch bedingten Homogenisierung der Verbindungslängenstruktur sind die Isolinien der Randplasmaparameter in guter Näherung kongruent zu den berechneten Flußflächen. Ein entsprechender Vergleich für Konfigurationen mit magnetischen Inseln der Symmetrie $5/1$ am Rand, die für Werte der Rotationstransformation $\iota > 0.4$ auftreten, weist deutlich auf eine Flußdivertierung durch die Inseln hin. Die Plasmakontur bildet in guter Näherung die berechnete Inselnsymmetrie ab. Eine schwache oben/unten Asymmetrie läßt sich als Drifteffekt verstehen. Hinweise auf zusätzliche signifikante Störfelder lassen sich auch in diesem Vergleich nicht ab-

leiten.

Limiterszenarien bei niedriger bis moderater Dichte

In einer durch die erwähnten symmetrischen Innenlimiter begrenzten Konfiguration mit glatten Flußflächen bis in den Limiterschatten ($\tau = 0.34$) wurden radiale Dichte- und Temperaturverteilungen in der Plasmarandschicht mit schnell beweglichen Langmuirsonden gemessen und analysiert. Der Netto-Leistungsfluß P_{sep} über die letzte geschlossene Flußfläche (LCFS) wurde (über die Heizleistung, vorwiegend ECRH) zwischen 120 kW und 700 kW und die Elektronendichte $n_{e,u}$ an der LCFS zwischen $2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und $1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ variiert. Die Elektronentemperatur $T_{e,u}$ an der LCFS ist wegen der kleinen projizierten Limiterfläche relativ hoch ($T_{e,u} = 50\text{-}150 \text{ eV}$) und skaliert wie $T_{e,u} \propto P_{\text{sep}}^{0.4}$ und schwach invers mit der Dichte. An zwei topologisch unterschiedlichen Positionen gemessene radiale Dichte- oder Temperaturprofile sind in Laborkoordinaten stark unterschiedlich, werden jedoch annähernd deckungsgleich und exponentiell bei Bezug auf Gleichgewichts-Flußkoordinaten. Die 1/e-Abfallängen für die Dichte und den parallelen Leistungsfluß skalieren im untersuchten Parameterbereich wie $\lambda_n \propto P_{\text{sep}}^{0.33} n_{e,u}^{-0.6}$ bzw. $\lambda_q \propto P_{\text{sep}}^{0.33} n_{e,u}^{-0.46}$. Es wurde gezeigt, daß sich diese Regimes mit nicht zu hoher Kollisionalität in der Randschicht und hohen Temperaturen (lineare Regimes) in ausreichender Näherung mit einem stark vereinfachten aber physikalisch sehr transparenten, eindimensionalen (radialen) Transportmodell beschreiben lassen, das wiederum die Abschätzung von Koeffizienten des anomalen, radialen Transportes aus den gemessenen radialen Abfallängen erlaubt. Für die Teilchentransportkoeffizienten wurde die Skalierung $D_{\perp} \propto P_{\text{sep}}^{0.85} n_{e,u}^{-1.2}$ gefunden, der Fehler in den Absolutwerten wird auf ca. einen Faktor zwei geschätzt. Eine Abschätzung des Wärmeleitungskoeffizienten χ_{\perp}^e aus dem Verhältnis der Abfallängen für Temperatur und Dichte ist wegen der starken Streuung von λ_T und nicht hinreichend gesicherten Modellannahmen sehr unsicher und läßt nur den Schluß zu, daß das Verhältnis χ_{\perp}^e/D_{\perp} wahrscheinlich zwischen eins und vier liegt, was grob konsistent mit den üblicherweise auch für Tokamak-Randplasmen gemachten Annahmen ist. Ein Vergleich der gefundenen Parameter und Skalierungen mit anderen Stellaratoren ist z. Zt. nicht möglich, da entsprechende Daten noch fehlen.

B2-EIRENE-Simulation eines Inseldivertors

Der zweidimensionale (Flüssigkeits-) Randtransportcode B2 wurde in Kombination mit dem Neutralgas-Transportcode EIRENE zwecks Simulation von Divertorszenarien in einer exemplarischen, geometrisch offenen Inseldivertorkonfiguration ($\tau = \frac{5}{9}$) implementiert. Das erforderliche zweidimensionale Rechengitter wurde durch helikale Mittelung von Längen sowie Aufintegration von Flächen und Volumina eines an die Randtopologie angepaßten dreidimensionalen (angenähert orthogonalen) Gitters erzeugt. Simuliert wurden Dichte-Scans in einem reinen Wasserstoffplasma mit einem Leistungsfluß über die Separatrix von $P_{\text{sep}} = 220 \text{ kW}$ und unterschiedlichem Feldlinien-Pitch sowie ein Dichte-Scan mit $P_{\text{sep}} = 600 \text{ kW}$ und selbstkonsistenter Behandlung von Kohlenstoff (abgestäubt von den Kohlenstoff-Prallplatten) als intrinsischer Verunreinigung. Die Rechnungen für reine Wasserstoffplasmen wurden durchgeführt, um den Einfluß

der Geometrie transparenter zu machen. Sie ergeben für mittleren Pitch ($5/9$ -Inseln ohne Zusatzfelder) stabiles Schicht- (layer-) Detachment für Dichten an der Separatrix-Mittelebene von $2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_{e,u} \leq 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Bei höheren Dichten existieren keine stationären Lösungen mehr. Bei hohen Dichten beträgt die im Divertor durch Wasserstoff abgestrahlte Leistung bis zu 50% von P_{sep} , und die Divertor-Leckrate für Neutralteilchen liegt bei ca. 1%. Eine Besonderheit bedingt durch den niedrigen Absolutwert des Feldlinien-Pitchs ist ein starker Beitrag des radialen Transports von Teilchen, Energie und Impuls in dieser Geometrie, der über den gesamten Dichtebereich zu einer günstigen Abflachung der Depositionsprofile am Target führt. Eine Pitch-Vergrößerung oder Verkleinerung (möglich durch zusätzliche Kontrollspulen im W7-AS) bewirkt eine Verschlechterung bzw. weitere Verbesserung der Detachment Eigenschaften. In Plasmen mit Kohlenstoff als intrinsischer Verunreinigung bilden sich analoge Szenarien aus, da sie weitgehend durch das Grundplasma und neutralen Wasserstoff bestimmt sind. Die Stabilitätsgrenze liegt für die gewählte Leistung bei einer Mittelebenendichte von $n_{e,u} \approx 7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Die durch Kohlenstoff im Divertor abstrahlbare Leistung erreicht bis zu 80% von P_{sep} , ohne daß Strahlungsinstabilitäten auftreten. Das Divertor-Rückhaltevermögen für Kohlenstoff und neutralen Wasserstoff ist hoch, und eine weitere Reduktion der Leckrate für Neutralteilchen durch Optimierung der Geometrie (speziell des Pitchs) sollte einen positiven Einfluß auf die Einschlusseigenschaften im Kernplasma zeigen. Eine weitere Optimierung des Divertorverhaltens ist durch geneigte Prallplatten möglich, bei denen preferentielle Reflexion der Neutralteilchen zur Separatrix hin bereits bei niedriger Dichte ein lokales (partielles) Detachment der leistungsführenden Schicht bewirken soll, wobei die äußeren Bereiche sich erst bei sehr viel höheren Dichten von der Prallplatte ablösen. Eine solche Operationsweise, Detachment nur im Separatrixbereich, bewirkt keine Reduktion des Randschichtdichtelimits, wie Untersuchungen an Tokamaks z. B. ASDEX-Upgrade und Alcator C-Mod zeigen.

Das Resultat dieser Simulationen stärkt die Erwartung, daß sich in Inseldivertoren trotz der unterschiedlichen Geometrie ähnlich positive Szenarien erreichen lassen wie in Tokamak-Divertoren. Es besteht die Hoffnung, daß die Grundelemente dieses Bildes nicht wesentlich durch 3D-Effekte wie variierende Flußröhrenquerschnitte und helikal diskrete Targets geändert werden. In Anbetracht der Komplexität der Verhältnisse ist das allerdings spekulativ. Mehr Aufschluß wird erwartet von den geplanten Inseldivertor-Experimenten in W7-AS und W7-X, die durch einen z.Zt. in der Entwicklung befindlichen 3D Transportcode unterstützt werden sollen.

Anhang A

Radiale Energieaustauschterme

Mit der Beziehung

$$Q_{ei} = -Q_{ie} + (\vec{u}_i - \vec{u}_e) \cdot \vec{R}_e + S_E^e \quad (\text{A.1})$$

kann man Gl. 4.10 und 4.11 schreiben als:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i + \frac{m_i n_i}{2} \vec{u}_i^2 \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_i T_i + \frac{m_i n_i}{2} \vec{u}_i^2 \right) \vec{u}_i + \vec{\Pi}_i \cdot \vec{u}_i + \vec{q}_i \right] \\ = Z_i e n_i \vec{E} \cdot \vec{u}_i + \vec{R}_i \cdot \vec{u}_i + Q_{ie} + S_E^i \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\frac{5}{2} n_e T_e \vec{u}_e + \vec{q}_e \right] = -e n_e \vec{E} \cdot \vec{u}_e + \vec{R}_e \cdot \vec{u}_i + -Q_{ie} + S_E^e \quad (\text{A.3})$$

Betrachtet man ein reines Wasserstoffplasma d. h. $n_e = n_i$, $Z_i = 1$, $\vec{R}_i = -\vec{R}_e$ und ersetzt die Reibungsterme durch die Elektronenimpulsleichung (4.9) ergibt sich mit $\vec{j} = e(Z_i n_i \vec{u}_i - n_e \vec{u}_e)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i + \frac{m_i n_i}{2} \vec{u}_i^2 \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_i T_i + \frac{m_i n_i}{2} \vec{u}_i^2 \right) \vec{u}_i + \vec{\Pi}_i \cdot \vec{u}_i + \vec{q}_i \right] \\ = \underbrace{-\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} p_e + \vec{u}_i \cdot (\vec{j} \times \vec{B})}_{\text{1. Term}} + Q_{ie} + S_E^i \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\frac{5}{2} n_e T_e \vec{u}_e + \vec{q}_e \right] = \underbrace{\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} p_e + \vec{j} \cdot \vec{E} - \vec{u}_i \cdot (\vec{j} \times \vec{B})}_{=2. \text{ Term}} - Q_{ie} + S_E^e \quad (\text{A.5})$$

Setzt man Ambipolarität voraus ($\vec{j} = 0$) kann man die Parallel- und Radialkomponente der beiden unterklammerten Terme schreiben als:

$$1. \text{ Term} = -u_z \frac{\partial p_e}{\partial z} - u_r \frac{\partial p_e}{\partial r} \quad (\text{A.6})$$

$$2. \text{ Term} = u_z \frac{\partial p_e}{\partial z} + u_r \frac{\partial p_e}{\partial r} \quad (\text{A.7})$$

Berücksichtigt man das MHD-Gleichgewicht in der Randschicht, d. h. der radiale Druckgradient $\nabla_r p$ muß durch einen poloidalen diamagnetische Strom d. h. $\nabla_r p = j_{\text{pol}} \times \vec{B}$ bilanziert werden, ergibt sich der zusätzliche radiale Energieaustauschterm $\pm u_r \frac{\partial p_e + p_i}{\partial r}$, der zu radialen Energieaustauschtermen mit umgedrehten Vorzeichen führt:

$$1. \text{ Term} = -u_z \frac{\partial p_e}{\partial z} + u_r \frac{\partial p_i}{\partial r} \quad (\text{A.8})$$

$$2. \text{ Term} = u_z \frac{\partial p_e}{\partial z} - u_r \frac{\partial p_i}{\partial r} \quad (\text{A.9})$$

Man beachte die Inversion des Vorzeichens der radialen Austauschsterme zwischen Gl. A.6, A.7 und Gl. A.8, A.9 durch Berücksichtigung des poloidalen diamagnetischen Stroms.

Das hier gezeigte Vorgehen ist allerdings rein klassisch und es besteht eine große Unklarheit, wie die Turbulenz richtig zu berücksichtigen ist [Baelmans1994].

Anhang B

B2

Der B2-Code [Braams1986, Braams1987] löst die Flüssigkeitsgleichungen für Dichte, Impuls, Elektronen- und Ionenenergie für verschiedene Ionenspezies in zwei Dimensionen parallel, radial. Die Gleichungen werden auf einem radial-poloidalen Gitter numerisch gelöst. Dabei wird die Parallelkomponente mit Hilfe des Pitches $\frac{B_\theta}{B_\phi}$ in die poloidale Rechenebene projiziert. Die Reduktion des 3D-Gleichungssystems auf 2 Dimensionen kann man formal wie folgt schreiben:

$$\Gamma_x = \frac{B_\theta}{B} \Gamma_{\parallel} + \Gamma_{poloidal} \quad (\text{B.1})$$

$$\Gamma_y = \Gamma_{radial} \quad (\text{B.2})$$

Γ steht hierbei stellvertretend für Teilchen-, Impuls- bzw. Elektron/Ionenenergiefluß. Es werden also sowohl parallele als auch poloidale Flüsse bei der Rechnung berücksichtigt. Aus der zweidimensionalen Lösung ist jedoch keine Aufspaltung in parallelen und poloidalen Anteil mehr möglich. Der Wert des Pitches entspricht außerdem dem Verhältnis aus Rotationstransformation zu Aspektverhältnis $\frac{r}{A}$. Folgende Gleichungen werden im B2-Code gelöst:

Kontinuitätsgleichung für jede Teilchensorte a ($1 \leq a \leq N$):

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} n_a (u_a + v_{p,a}) \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} n_a v_a \right) = S_n^a, \quad (\text{B.3})$$

Impulsgleichung für jede Teilchensorte a ($1 \leq a \leq N$):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (m_a n_a u_{\parallel a}) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} m_a n_a (u_a + v_{p,a}) u_{\parallel a} - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \eta_x^a \frac{\partial u_{\parallel a}}{\partial x} \right) \\ & + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} m_a n_a v_a u_{\parallel a} - \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \eta_y^a \frac{\partial u_{\parallel a}}{\partial y} \right) \\ & = \frac{B_\theta}{B} \frac{1}{h_x} \left[-\frac{\partial p_a}{\partial x} - \frac{Z_a n_a}{n_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} + c_e \left(\frac{Z_a}{Z_{eff}} - 1 \right) Z_a n_a \frac{\partial T_e}{\partial x} \right. \\ & \quad \left. + c_i \left(\frac{Z_a}{Z_{eff}} - 1 \right) Z_a n_a \frac{\partial T_i}{\partial x} \right] + \sum_{b=1}^N F_{ab} + S_{mu_{\parallel}}^a, \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Diffusionsgleichung für jede Teilchensorte a ($1 \leq a \leq N$):

$$v_a = -\frac{1}{h_y} \frac{D_n^a}{n_a} \frac{\partial n_a}{\partial y} - \frac{1}{h_y} \frac{D_p^a}{n_a} \frac{\partial p_a}{\partial y}, \quad (\text{B.5})$$

$$v_{p,a} = -\frac{1}{h_x} \frac{D_n^a}{n_a} \frac{\partial n_a}{\partial x} - \frac{1}{h_x} \frac{D_p^a}{n_a} \frac{\partial p_a}{\partial x}, \quad (\text{B.6})$$

Elektronenenergiegleichung:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} \frac{5}{2} n_e u_e T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \kappa_x^e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) \\ & + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} \frac{5}{2} n_e v_e T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \kappa_y^e \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) \\ & = \frac{u_e}{h_x} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \frac{v_e}{h_y} \frac{\partial p_e}{\partial y} - k(T_e - T_i) + S_E^e, \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Ionenenergiegleichung:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i + \sum_a \frac{1}{2} \rho_a u_{\parallel a}^2 \right) \\ & + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_x} \left(\sum_a \frac{5}{2} n_a (u_a + v_{p,a}) T_i + \sum_a \frac{1}{2} m_a n_a (u_a + v_{p,a}) u_{\parallel a}^2 \right) \right. \\ & \quad \left. - \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \left(\kappa_x^i \frac{\partial T_i}{\partial x} + \sum_a \frac{1}{2} \eta_x^a \frac{\partial u_{\parallel a}^2}{\partial x} \right) \right] \\ & + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_y} \left(\sum_a \frac{5}{2} n_a v_a T_i + \sum_a \frac{1}{2} m_a n_a v_a u_{\parallel a}^2 \right) \right. \\ & \quad \left. - \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \left(\kappa_y^i \frac{\partial T_i}{\partial y} + \sum_a \frac{1}{2} \eta_y^a \frac{\partial u_{\parallel a}^2}{\partial y} \right) \right] \\ & = -\frac{u_e}{h_x} \frac{\partial p_e}{\partial x} - \frac{v_e}{h_y} \frac{\partial p_e}{\partial y} + k(T_e - T_i) + S_E^i, \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

wobei die Variablen wie folgt definiert sind:

x, y	=	poloidale, radiale Koordinate
\sqrt{g}, h_x, h_y	=	metrische Gitterkoeffizienten
B_θ, B	=	poloidales und toroidales Magnetfeld
Z_a, m_a	=	Ladungszustand und Masse der Teilchensorte a
$S_n^a, S_{mu\parallel}^a$	=	Teilchen- und Impulsquellen durch Neutralteilchen
S_E^e, S_E^i	=	Elektronen- und Ionenenergiequelle durch Neutralteilchen
η_x^a, η_y^a	=	poloidaler und radialer Viskositätskoeffizient
F_{ab}	=	Reibungsterm zwischen Teilchensorte a und Teilchensorte b
c_e, c_i	=	Koeffizienten für die Thermokraft
D_n^a, D_p^a	=	Diffusionskoeffizienten
$\kappa_x^{e,i}, \kappa_y^{e,i}$	=	Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten
k	=	Energieaustauschkoeffizient

Abgeleitete Größen:

n_i	=	$\sum_a n_a$
n_e	=	$\sum_a Z_a n_a$
ρ_a	=	$m_a n_a$
p_a	=	$n_a T_i$
p_e	=	$n_e T_e$
u_a	=	$(B_\theta/B) u_{\parallel a}$
u_e	=	$(\sum_a Z_a n_a (u_a + v_{p,a})) / n_e$
v_e	=	$(\sum_a Z_a n_a v_a) / n_e$
Z_{eff}	=	$(\sum_a Z_a^2 n_a) / (\sum_a Z_a n_a)$

Anhang C

Gitterkonstruktion für W7-AS

C.1 Geometriefaktoren für B2-Rechnungen

Ausgehend von dem in Abb. 5.21 gezeigten Poincaré-Plot wurden ein magnetisches Koordinatensystem mit Hilfe von räumlichen Fourierkoeffizienten definiert. Mit diesem KO-System wurde ein dreidimensionales Gitter in 8 poloidalen Schnitten pro Modul, in Abb. C.1 gezeigt, erzeugt. Die Position der Innenlimiter wurde dabei helikal fortgesetzt. Die für den Flüssigkeitscode (B2) benötigten Geometriefaktoren wurden aus dem vollständigem 3D-Gitter durch helikale Mittelung der Abstände und Integration der Flächen- und Volumengrößen ermittelt. Auch der Feldlinienpitch und der Betrag des Magnetfeldes wurde durch helikale Mittelung berechnet.

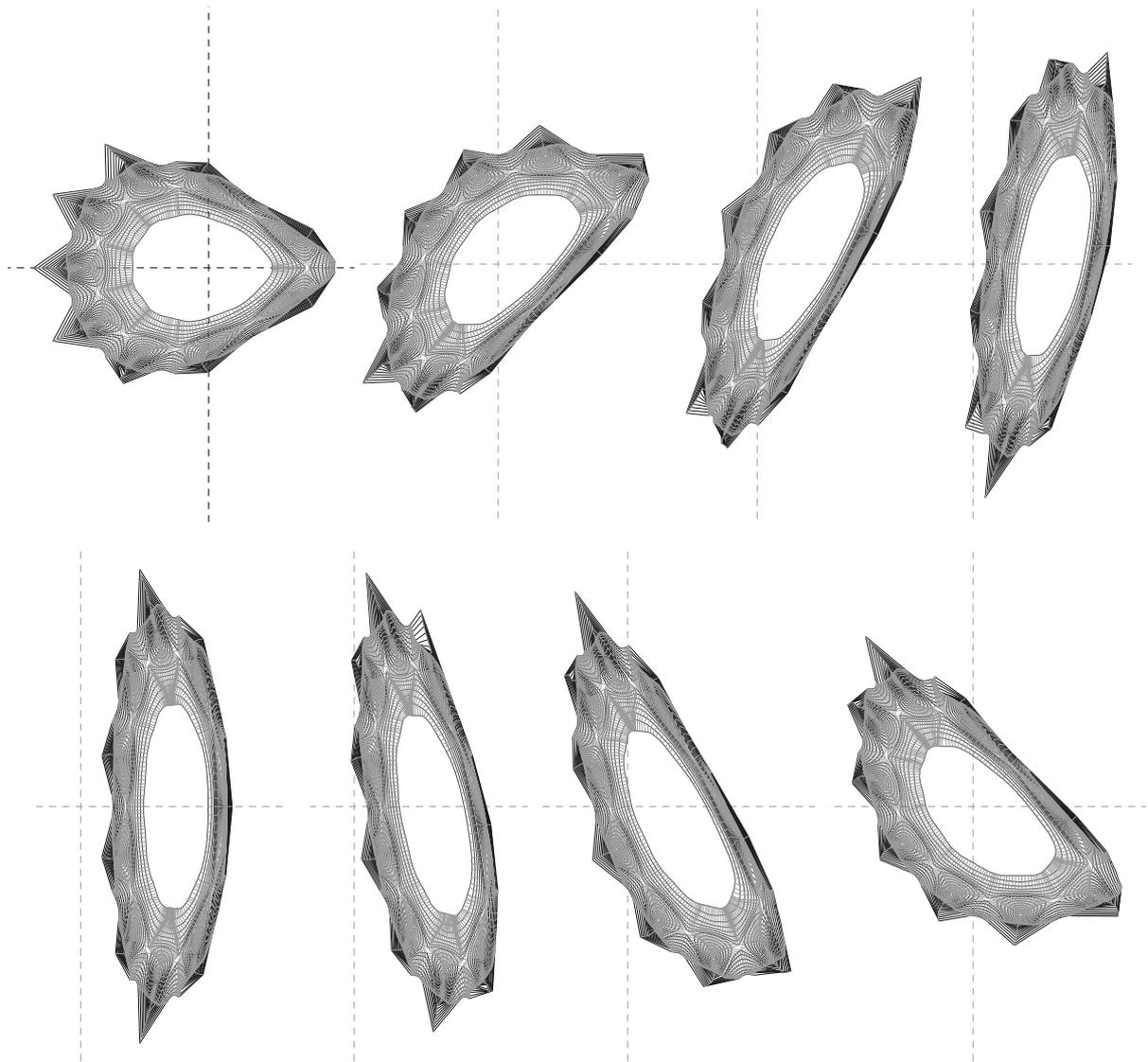


Abbildung C.1: 3D-Gitter für Inselkonfiguration, in 8 poloidalen Schnitten. Das Achsenkreuz ist bei $R=200$ cm und $Z=0$ cm zentriert.

C.2 Geometrisch gemitteltetes Gitter für EIRENE-Rechnungen

Für die Berechnung eines geometrisch gemittelten Gitters, wurde für jede der 72-Inseln (9 poloidale Inseln \times 8 Ebenen) ein lokales Koordinatensystem an der LCFS aufgespannt und alle Punkte dieser Insel in diesem lokalen Koordinatensystem ausgedrückt. Durch Mittelung der Koordinaten über alle 72 Inseln entstand das in Abb. C.2 gezeigte Gitter.

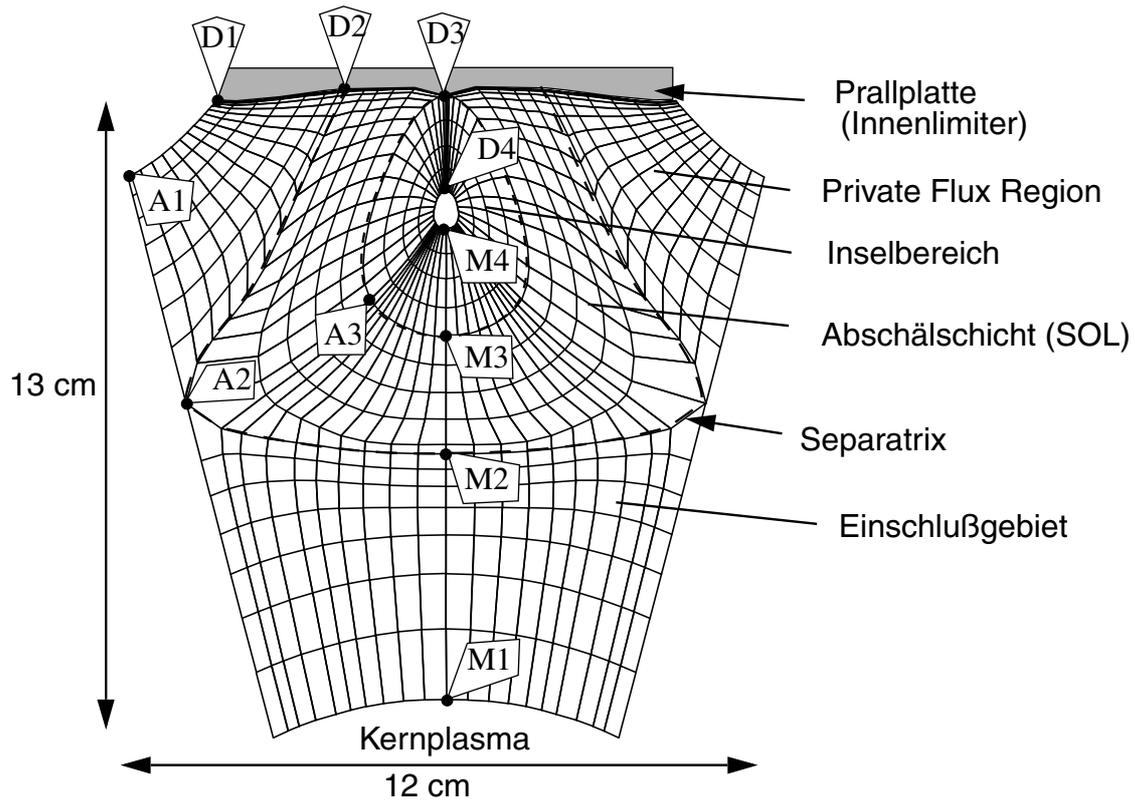


Abbildung C.2: Gitter durch geometrische Mittelung über alle Inseln erzeugt

Anhang D

Numerische Behandlung der Inseltopologie

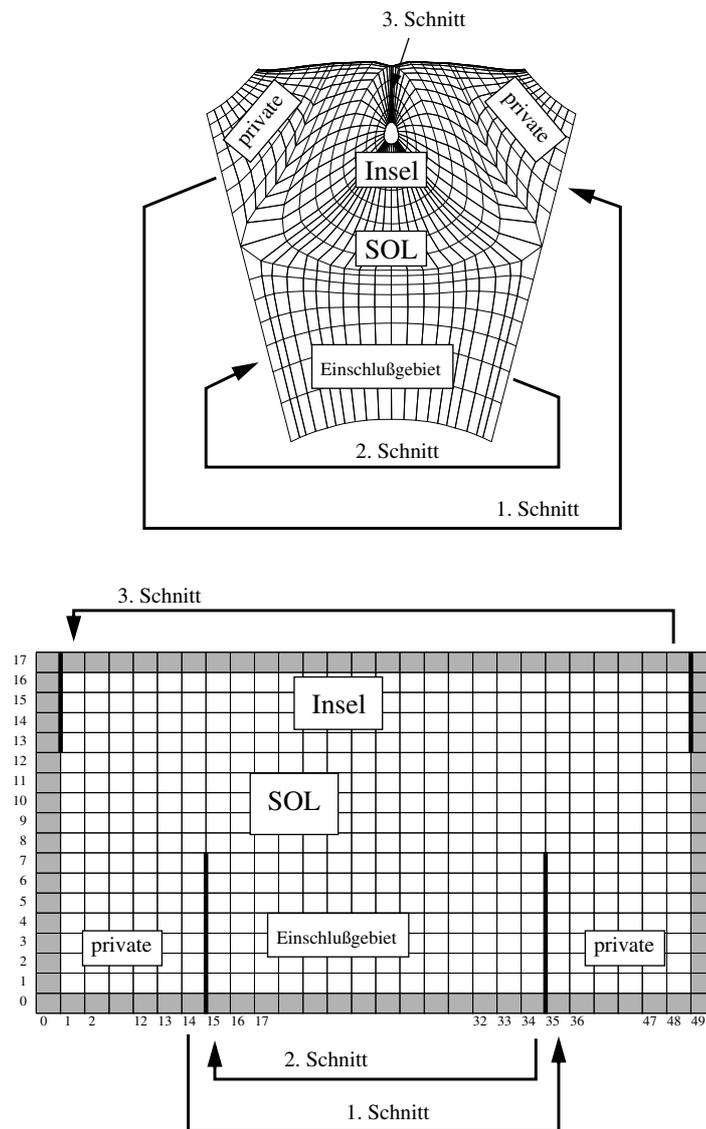


Abbildung D.1: Numerische Behandlung der Inseltopologie durch drei Schnitte im Rechengitter

Anhang E

Sonstiges

Debyelänge mit λ_d in [m], falls T_e in [eV] und n_e in [m^{-3}]

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{e^2 n_e}} \approx 7.43 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad (\text{E.1})$$

$\lambda_d [\mu\text{m}]$		$n_e [\text{m}^{-3}]$		
		$1 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{19}$	$1 \cdot 10^{20}$
$T_e [\text{eV}]$	1	7.4	2.3	0.7
	10	23.	7.4	2.3
	100	74.	23.	7.4

Tabelle E.1: Debyelängen in [μm]

Ionenschallgeschwindigkeit

$$c_s = \sqrt{\frac{T_e + \gamma_i T_i}{m_i}} \approx 9.787 \cdot 10^3 \frac{\text{m}}{\text{s}} \sqrt{T} \approx 10 \frac{\text{km}}{\text{s}} \sqrt{T} \quad (\text{E.2})$$

mit $T := T_e = T_i$, $\gamma_i = 1$ und für Deuterium $m_D = 2m_p$

$T [\text{eV}]$	1	10	100
$c_s [\frac{\text{m}}{\text{s}}]$	9.8e+03	3.1e+04	9.8e+04

Tabelle E.2: Ionenschallgeschwindigkeit in [$\frac{\text{m}}{\text{s}}$]

Zusammenhang zwischen Rotationstransformation τ und Sicherheitsfaktor q

„toroidal rate of winding“	$\frac{B_t}{R}$
„poloidal rate of winding“	$\frac{B_{\text{pol}}}{a}$
Sicherheitsfaktor	$q := \frac{B_t \cdot a}{B_{\text{pol}} \cdot R}$
Rotationstransformation	$\tau = \frac{1}{2\pi} := \frac{1}{q}$

Zusammenhang zwischen Stromdichteprofil und q -Profil

Falls $j = \text{const.}$ gilt $B_{\text{pol}} \propto r$ d. h. $q = \text{const.}$

Außerhalb des Plasmas gilt $j = 0$, $B_{\text{pol}} \propto \frac{1}{r}$ d. h. $q \propto r^2$

Literaturverzeichnis

- [ADAS1994] H. P. Summers, “Atomic Data and Analysis Structure”, Report No. JET-IR(94)06, JET Joint Undertaking, Culham, 1994.
- [Anderson1981] D.T. Anderson et al., “Recent Progress in Torsatron/Stellarator Research in the United States of America”, in *Proceedings of the 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Brüssel 1980)*, (IAEA, Wien, 1981), pp. 793–805.
- [Baelmans1994] M. Baelmans. *Code Improvements and Applications of a Two-dimensional Edge Plasma Model for Toroidal Devices*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, École Royale Militaire - Koninklijke Militaire School, Forschungszentrum Jülich, 1994. Berichte des Forschungszentrums Jülich, Nr. 2891.
- [Behrisch1984] R. Behrisch and W. Eckstein, “Ion Backscattering from Solid Surfaces”, in *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, D. E. Post and R. Behrisch, editors, (Plenum Press, New York, 1984), Vol. 131 of *NATO ASI series, Series B, Physics*, pp. 413–438.
- [Behrisch1990] R. Behrisch and V. Prozesky, “Particle and Power Exhaust for a Fusion Plasma”, *Nuclear Fusion*, **30**, 10, (1990), pp. 2166–2169.
- [Behrisch1993] R. Behrisch and G. Venus, “Heat Removal by the Divertor Plate and Limiter Materials in Fusion Reactors”, *Journal of Nuclear Materials*, **202**, (1993), pp. 1–9.
- [Bergmann1996] A. Bergmann, Yu. Igitkhanov, B. Braams, D.P. Coster, and R. Schneider, “Implementation into B2 of a 21-moment description for the parallel transport”, *Contributions to Plasma Physics*, **36**, 2/3, (1996), pp. 192–196.
- [Bohm1949a] D. Bohm, “The Use of Probes for Plasma Exploration in Strong Magnetic Fields”, in *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, A. Guthrie and R.K. Wakerling, editors, chapter 2, pp. 13–76. McGraw-Hill Book Company, New York, 1949.

- [Borrass1996a] K. Borrass, D. Coster, D. Reiter, and R. Schneider, “Study of Recombining Gas Targets”, *Journal of Nuclear Materials*, **241–243**, (1997), pp. 250–254.
- [Bosch1994b] H.-S. Bosch, D. Coster, S. Deschka, W. Engelhardt, C. García-Rosales, O. Gruber, M. Kaufmann, W. Köppendörfer, K. Lackner, J. Neuhauser, H. Salzmann, R. Schneider, S. Schweizer, B. Streibl, and M. Troppmann, “Extension of the ASDEX Upgrade Programme: Divertor II and Tungsten Target Plate Experiment”, Report No. 1/281a, IPP, Garching, Germany, December 1994.
- [Braams1986] B. J. Braams. *Computational Studies in Tokamak Equilibrium and Transport*. PhD thesis, Rijksuniversiteit, Utrecht, Nederland., 1986.
- [Braams1987] B. J. Braams, “A Multi Fluid Code for Simulation of the Edge Plasma in Tokamaks”, Report No. (NET) EUR-FU/XII-80/87/68, Comm. of the EC, Brussels, 1987.
- [Braginskii1965a] S. I. Braginskii, “Transport Processes in a Plasma”, *Reviews of Plasma Physics*, **1**, (1965), pp. 205–311.
- [Cary1989] J. R. Cary, J. D. Hanson, B. A. Carreras, and V. E. Lynch, “Simple Method for Calculating Island Widths”, in *Proceedings of the 7th International Workshop on Stellarators (Tennessee 1989)*, (IAEA, Wien, 1989), pp. 413–416.
- [Chapman1960] Chapman S. and Cowling T.G., *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, Cambridge University Press, (1960).
- [Chodura1984a] R. Chodura, “Plasma Flow in the Sheath and the Presheath of a Scrape-off Layer”, in *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, D. E. Post and R. Behrisch, editors, Vol. 131 of *NATO ASI series, Series B (Physics)*, pp. 99–134. Plenum Press, New York, London, 1984.
- [Chodura1996] R. Chodura, “Probe Diagnostic of Electron Temperature with Steep Gradient”, *Contributions to Plasma Physics*, **36/S**, (1996), pp. 61–66.
- [Chodura1998] R. Chodura. “private communication”, 1998.
- [Das1995] J. Das, “H α -Spectroscopy and Limiter Calorimetry in W7-AS”, IPP-Report No. III/204, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1995.
- [Eckstein1998] W. Eckstein, “Sputtering, Reflection and Range Values for Plasma Edge Codes”, IPP-Report No. 9/117, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1998.

- [Endler1994b] M. Endler, L. Giannone, E. Holzhauser, H. Niedermeyer, A. Rudyj, G. Theimer, N. Tsois, and ASDEX-Team, “Measurements and modeling of electrostatic fluctuations in the scrape-off layer of ASDEX”, *Nuclear Fusion*, **35**, 11, (1995), pp. 1307–1339.
- [Feng1997a] Y. Feng, F. Sardei, J. Kißlinger, and P. Grigull, “A 3D Monte Carlo code for plasma transport in island divertors”, *Journal of Nuclear Materials*, **241-243**, (1997), pp. 930–934. (presented on 12th PSI at St. Raphael).
- [Feng1997b] Y. Feng, G. Herre, P. Grigull, F. Sardei, and W7-AS Team, “The effects of field reversal on the W7-AS island divertor at low densities.”, in *Proceedings of the 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Berchtesgaden)*, (European Physical Society, 1997), Vol. 21A, part IV, pp. 1569–1572.
- [Grieger1992a] G. Grieger, W. Lotz, P. Merkel, J. Nührenberg, J. Sapper, E. Strumberger, H. Wobig, W7-X Team, R. Burhenn, V. Erckmann, U. Gasparino, L. Giannone, H. J. Hartfuß, R. Jaenicke, G. Kühner, H. Ringler, A. Weller, F. Wagner, and W7-AS Team, “Physics optimization of stellarators”, *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, **4**, 7, (1992), pp. 2081–2091.
- [Harrison1984] M. F. A. Harrison, “Atomic and Molecular Collisions in the Plasma Boundary”, in *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, D. E. Post and R. Behrisch, editors, (Plenum Press, New York, 1984), Vol. 131 of *NATO ASI series, Series B, Physics*, pp. 281–349.
- [Hazeltine1992] R. D. Hazeltine and J. D. Meiss, *Plasma Confinement*, Frontiers in Physics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., (1992).
- [Heifetz1984] D. B. Heifetz, “Neutral Particle Transport”, in *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, D. E. Post and R. Behrisch, editors, (Plenum Press, New York, 1984), Vol. 131 of *NATO ASI series, Series B, Physics*, pp. 695–771.
- [Heinrich1995] O. Heinrich. *CX-Ionentemperaturprofile am Plasmarand aus LENA-Messungen an ASDEX und Wendelstein 7-AS*. PhD thesis, Technische Universität München, 1995. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik report IPP III/207.
- [Jaenicke1993] R. Jaenicke, E. Ascasibar, P. Grigull, I. Lakicevic, A. Weller, M. Zippe, H. Hailer, and K. Schwörer, “Detailed Investigation of the Vacuum Magnetic Surfaces on the W7-AS Stellarator”, *Nuclear Fusion*, **33**, 5, (1993), pp. 687–704.
- [Janeschitz1995a] ITER JCT and Home Teams, “Status of ITER”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **37**, Suppl. 11A, (1995), pp. A19–A35.

- [Kastelewicz1994a] H. Kastelewicz et al., “Numerical Marfe Studies for a D-C Plasma at ASDEX Upgrade”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **37**, (1995), pp. 723–739.
- [Keishiro1989] Niu Keishiro, *Nuclear Fusion*, Cambridge University Press, (1989).
- [Kisslinger1985] J. Kisslinger and H. Wobig, “Stellarator Equilibrium by Low-Beta-Expansion”, in *Proceedings of the 12th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Budapest)*, (European Physical Society, 1985), Vol. 9F, part 1, pp. 453–456.
- [Komori1997] A. Komori, N. Ohyaby, S. Masuzaki, T. Morisaki, H. Suzuki, C. Takahasi, S. Sakakibara, K. Watanabe, T. Watanabe, T. Minami, S. Morita, K. Tanaka, S. Ohdachi, N. Inoue S. Kubo, H. Yamada, K. Nishimura, S. Okamura, K. Matsuoka, O. Motojima, M. Fujiwara, A. Iiyoshi, C.C. Klepper, J.F. Lyon, A.C. England, D.E. Greenwood, D.K. Lee, D.R. Overbey, J.A. Rome, D.E. Schechter, and C.T. Wilson, “Local island divertor experiment on CHS”, *Journal of Nuclear Materials*, **241-243**, (1997), pp. 967–971. (presented on 12th PSI at St. Raphael).
- [Liewer1985a] Paulett C. Liewer, “Measurements of Microturbulence in Tokamaks and Comparisons with Theories of Turbulence and Anomalous Transport”, *Nuclear Fusion*, **25**, 5, (1985), pp. 543–621.
- [Lipschultz1997] B. Lipschultz, J. Goetz, I.H. Hutchinson, B. LaBombard, G. McCracken, Y. Takase, J.L. Terry, P. Bonoli, et al., “Variation of the Divertor Geometry in Alcator C-Mod”, in *Proceedings of the 16th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1997)*, 1997.
- [McCormick1992a] K. McCormick, G. Kyriakakis, J. Neuhauser, E. Kakoulidis, J. Schweinzer, and N. Tsois, “Particle and energy transport scalings in the ASDEX scrape-off layer”, *Journal of Nuclear Materials*, **196-198**, (1992), pp. 264–270.
- [Miyamoto1980a] Kenro Miyamoto, *Plasma Physics for Nuclear Fusion*, The MIT Press, (1980).
- [Ohaby1998] N. Ohaby, A. Komori, H. Suzuki, T. Morisaki, S. Masuzaki, H. Funaba, N. Noda, Y. Nakamura, A. Sagara, N. Inoue, R. Sakamoto, S. Inagaki, S. Morita, Y. Takeiri, T. Watanabe, O. Motojima, M. Fujiwara, and A. Iiyoshi, “LHD Divertor Experimental Scenario”, in *Proceedings of Joint Conference of 11th International Stellarator Conference and 8th International Toki Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*, 1998, Vol. 1, pp. 135–138.
- [Pitcher1997r] C. S. Pitcher and P. C. Stangeby, “Experimental Divertor Physics”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **39**, (1997), pp. 779–930.

- [Post1977] D. E. Post, “Radiative cooling rates”, in *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 20, p. 397. , 1977.
- [Raeder1981a] Jürgen Raeder, Kurt Borraß, Rolf Bünde, Wolfgang Dänner, Rolf Klingelhöfer, Lajos Lengyel, Fritz Leuterer, and Matthias Söll, *Kontrollierte Kernfusion*, Teubner, (1981).
- [Rebhan1992a] Eckhard Rebhan, *Heißer als das Sonnenfeuer*, Piper, (1992).
- [Rehker1973] S. Rehker and H. Wobig, “Stellarator Fields with Twisted Coils”, IPP-Report No. 2/215, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1973.
- [Reiter1984] D. Reiter. *Randschicht-Konfiguration von Tokamaks: Entwicklung und Anwendung stochastischer Modelle zur Beschreibung des Neutralgasstransports*. PhD thesis, Universität Düsseldorf, 1984. Bericht der KFA-Jülich, Institut für Plasmaphysik, Nr 1947.
- [Reiter1990] D. Reiter, G.H. Wolf, and H. Kever, “Burn Condition, Helium Particle Confinement and Exhaust Efficiency”, *Nuclear Fusion*, **30**, 10, (1990), pp. 2141–2155.
- [Reiter1992a] D. Reiter, “The EIRENE Code, Version: Jan. 92, Users Manual”, Report No. 2599, Institut für Plasmaphysik, Association EURATOM-KFA, 1992.
- [Reiter1992b] D. Reiter, “Progress in Two-Dimensional Plasma Edge Modelling”, *Journal of Nuclear Materials*, **196-198**, (1992), pp. 80–89.
- [Reiter1995] D. Reiter and andere, “Time Dependent Neutral Gas Transport in Tokamak Edge Plasmas”, *Journal of Nuclear Materials*, **220-222**, (1995).
- [Riemann1991a] K.-U. Riemann, “The Bohm Criterion and Sheath Formation”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **24**, (1991), pp. 493–518.
- [Riemann1995a] K.-U. Riemann, “The Bohm criterion and boundary conditions for a multicomponent systems”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, **23**, (1995), pp. 709–716.
- [Roth1984b] J. Roth, “Chemical Sputtering and Radiation Enhanced Sublimation of Carbon”, in *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, D. E. Post and R. Behrisch, editors, (Plenum Press, New York, 1984), Vol. 131 of *NATO ASI series, Series B, Physics*, pp. 389–411.
- [Rowan1987a] W.L. Rowan, C.C. Klepper, Ch.P. Ritz, R.D. Bengtson, K.W. Gentle, P.E. Phillips, T.L. Rhodes, B. Richards, and A.J. Wootton, “Global Particle Confinement in the Texas Experimental Tokamak”, *Nuclear Fusion*, **27**, 7, (1987), pp. 1105–1118.

- [Rudyj1989a] A. Rudyj, Roger D. Bengtson, A. Carlson, L. Giannone, M. Krämer, H. Niedermeyer, Ch. P. Ritz, N. Tsois, and ASDEX-Team, “Investigation of Low-Frequency Fluctuations in the Edge Plasma of ASDEX”, in *16th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Venice)*, S. Segre, H. Knoepfel, and E. Sindoni, editors, (European Physical Society, 1989), Vol. 13B, part I, pp. 27–30.
- [Sardei1992a] F. Sardei, P. Grigull, G. Herre, D. Hildebrandt, P. Pech, U. Wenzel, H. Wolff, and W7-AS Team, “Transport study on the boundary plasma of the Wendelstein 7-AS stellarator”, *Journal of Nuclear Materials*, **196-198**, (1992), pp. 443–447.
- [Sardei1996a] F. Sardei, P. Grigull, R. Brakel, Y. Feng, S. Fiedler, G. Herre, D. Hildebrandt, J.V. Hofmann, J. Kißlinger, G. Kühner, H. Niedermeyer, H. Ringler, F. Wagner, W7-AS Team, and NBI Group, “Island divertor studies on W7-AS”, *Journal of Nuclear Materials*, **241-243**, (1997), pp. 135–148. (presented on 12th PSI at St. Raphael).
- [Schneider1992a] R. Schneider, D. Reiter, H.-P. Zehrfeld, B. Braams, M. Baelmans, J. Geiger, H. Kastelewicz, J. Neuhauser, and R. Wunderlich, “B2-EIRENE Simulation of ASDEX and ASDEX-UPGRADE Scrape-Off Layer Plasmas”, *Journal of Nuclear Materials*, **196-198**, (1992), pp. 810–815.
- [Schneider1992b] R. Schneider, B. Braams, D. Reiter, H.-P. Zehrfeld, J. Neuhauser, M. Baelmans, H. Kastelewicz, and R. Wunderlich, “Extensions of B2 for the Simulation of ASDEX-Upgrade Scrape-Off Layer Plasmas”, *Contributions to Plasma Physics*, **32**, 3/4, (1992), pp. 450–455.
- [Shohet1981a] J. L. Shohet, “Stellarators”, in *Fusion, Part A*, Edward Teller, editor, chapter 4, pp. 243–289. Academic Press, New York, London, Toronto, Sydney, San Francisco, 1981.
- [Spitzer1958a] Lyman Spitzer, Jr., “The Stellarator Concept”, *Physics of Fluids*, **1**, 4, (1958), pp. 253–264.
- [Spitzer1962] Lyman Spitzer, *Physics of fully ionized gases*, Interscience Publishers, New York, (1962).
- [Stangeby1990a] P.C. Stangeby and G.M. McCracken, “Plasma Boundary Phenomena in Tokamaks”, *Nuclear Fusion*, **30**, 7, (1990), pp. 1225–1379.
- [Swift1970a] J. D. Swift and M. J. R. Schwar, *Electrical Probes for Plasma Diagnostics*, Iliffe Books LTD, (1970).
- [Weinlich1995] M. Weinlich. *Elektrostatistische Sonden in starken Magnetfeldern*. PhD thesis, Technische Universität München, 1995. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik report IPP 5/64.

- [Wootton1990a] A. J. Wootton, B. A. Carreras, H. Matsumoto, K. McGuire, W. A. Peebles, Ch. P. Ritz, P. W. Terry, and S. J. Zweben, “Fluctuations and anomalous transport in tokamaks”, *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, **2**, 12, (1990), pp. 2879–2903.
- [Zweben1985a] S. J. Zweben and R. W. Gould, “Structure of Edge Plasma Turbulence in the Caltech Tokamak”, *Nuclear Fusion*, **25**, 2, (1985), pp. 171–183.

Index

- f_{mom} Impulsverlustfaktor, 62
- Abschälsschicht, 5
- Ambipolarität, 55
- anomal, 6
- anomaler Transport, 54
- Aspektverhältnis, 16

- Bohmkriterium, 7, 58

- Debyeschicht, 7
- Detachment, 82, 86, 93
- Divertor, 14

- einfache Randschicht, 64
- Einschlußgebiet, 5
- Energieaustauschzeiten, 52
- ergodischer Divertor, 16

- Feldliniendiffusion, 42
- Flüssigkeitsgleichungen, 46
- Flußflächen, 3

- guiding center Diffusion, 42

- helikaler Divertor, 15
- Hoch Recycling, 82, 85, 93

- Inseldivertor, 16

- Kernplasma, 6

- LCFS, 5

- Machzahl, 58
- magnetische Inseln, 16

- Niedrig Recycling, 85, 92

- Prallplatten, 14

- Prompte Redeposition, 11
- PWW, 7

- Quasineutralität, 55

- Recycling, 6
- Rotationstransformation, 3

- Schichttransmissionsfaktor, 59
- SOL, 5
- Störfeldkomponenten, 24
- Stellarator, 3
- Stoßzeiten, 52
- Strahlungszone, 6

- Tokamak, 3
- totaler Schichttransmissionsfaktor, 60

- Verbindungslänge, 6
- Verscherung, 15
- Vorschicht, 7

- W7-AS, 21
- Wärmeleitungskoeffizient, 55

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn PROF. DR. F. WAGNER, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit am Max-Planck Institut für Plasmaphysik, in der Stellaratorgruppe am Wendelstein 7-AS durchzuführen.

Ich möchte mich auch besonders bei den Herren P. Grigull und R. Schneider bedanken, die den größten Teil der Betreuungsarbeit geleistet haben.

Mein Dank gilt auch F. Sardei, Y. Feng, K. McCormick, J. Kißlinger und D. Coster und vielen anderen, die einer Diskussion über die Plasmarandschicht immer offen gegenüber standen und mir i. a. auch wertvolle Hinweise für meine eigene Arbeit geben konnten.

Vergessen möchte ich auch nicht die technische Unterstützung durch das Randschichtlabor, stellvertretend danke ich Hr. Böhm, Hr. Scholz, die die nötigen Um- und Anbauarbeiten der Langmuirsonden erledigten.

Die Messungen mit den Langmuirsonden wären nicht ohne die Unterstützung der Wendelstein EDV-Gruppe, Hr. Kroiss, Hr. Engelhardt, Hr. Neuner, Hr. Zimmermann möglich gewesen, die bei Problemen mit der Datenaufnahme bzw. des Zugriffs auf die Daten immer tatkräftig zur Seite standen.

Der theoretische Teil dieser Arbeit wurde durch etliche Mitarbeiter des Rechenzentrums Garching (RZG) unterstützt, wobei ich mich besonders bei Hr. Nagel und Hr. Lederer, die für einen zuverlässigen Rechenbetrieb gesorgt haben, und bei den „Graphikspezialisten“ Fr. Groß und Hr. Sengbusch bedanken möchte.

Zum Abschluß möchte ich mich auch bei meiner Frau Annette und meinen zahlreichen Freunden in und außerhalb des IPP für ihr Verständnis und ihre Unterstützung bedanken. Stellvertretend möchte ich nur M. Endler, O. Heinrich, L. Ledl und Alexander&Elisabeth, die mich alle durch allerhand Irrungen und Wirrungen begleitet haben, erwähnen.