

Institut für Energie- und Klimaforschung (IEK)
Plasmaphysik (IEK-4)

Verifikation und Anwendung des B2-EIRENE Codes (SOLPS-ITER) für magnetisierte Plasmen in zylindrischer Anordnung der PSI-2 Anlage

C. Salmagne, D. Reiter, M. Baelmans, W. Dekeyser

Verifikation und Anwendung des B2-EIRENE Codes (SOLPS-ITER) für magnetisierte Plasmen in zylindrischer Anordnung der PSI-2 Anlage

C. Salmagne, D. Reiter, M. Baelmans, W. Dekeyser**

Berichte des Forschungszentrums Jülich; 4350
ISSN 0944-2952
Institut für Energie- und Klimaforschung (IEK)
Plasmaphysik (IEK-4)
Jül-4350

Vollständig frei verfügbar im Internet auf dem Jülicher Open Access Server (JUWEL)
unter <http://www.fz-juelich.de/zb/juwel>

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek, Verlag
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461 61-5220 · Telefax: 02461 61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Abstract

In dieser Arbeit wird ein numerisches Simulationsmodell der linearen Plasmaanlage PSI-2, die im Forschungszentrum Jülich in Betrieb ist, angewendet und um einige wesentliche vorher im Modell nicht vorhandene physikalische Effekte erweitert.

Für die Simulationen wird das für das ITER-Divertor-Design aktuell genutzte Codepaket B2-EIRENE (Version SOLPS4.3) verwendet. Im Rahmen der Arbeit gelang es, experimentelle Ergebnisse und numerische Ergebnisse, die mit einem früheren Simulationsmodell (B2-EIRENE, ca. 1995) der Anlage gewonnen wurden, zu reproduzieren.

Es wird in einer Sensitivitätsstudie der ad hoc eingeführte kinetischen Flux-Limiters für die parallele Wärmeleitung untersucht und gezeigt, dass dieser die Plasmaparameter signifikant beeinflusst. Damit sind also experimentelle Messungen an PSI-2 immer an mindestens 2 axialen Positionen nötig, um das Rechenmodell festzulegen und dann zu validieren.

Durch Erweiterungen des Neutralteilchenmodells um dichteabhängige Ratenkoeffizienten (d.h.: Stoßstrahlungs-Gleichgewicht) und metastabile vibratorisch angeregte Zustände, konnte die Modellierung um wichtige physikalische Effekte erweitert werden. Es zeigt sich, dass die Wahl des Neutralteilchenmodells die Plasmaparameter, Wärme- und Teilchenflüsse, sowie die Volumen-Rekombinationsraten über MAR-Prozesse (Molecular Assisted Recombination) deutlich beeinflusst. Die Rekombination über H_2^+ -MAR-Prozesse ist in dem Modell der dominierende Rekombinationskanal. Die Wärmeflüsse der verschiedenen Modelle unterscheiden sich um bis zu 40 %. Es zeigt sich ferner, dass die sog. QSS-Approximation für die vibratorisch angeregten H_2 -Moleküle nicht gültig ist.

Ferner wurden parallele elektrische Ströme in das bisher explizit stromfreie Plasmamodell eingefügt. Damit wurde erstmals die Möglichkeit zur Modellierung von Biasing-Experimenten an PSI-2 mithilfe von B2-EIRENE geschaffen. In der Arbeit wird gezeigt, wie sich die elektrischen Ströme, sowie Teilchen- und Wärmeflüsse im Modell über das Wandpotential an der Neutralisatorplatte beeinflussen lassen. Während die Elektronentemperatur durch die fließenden Ströme beeinflusst wird, zeigen Ionentemperatur und Plasmadichte nur geringe Änderungen.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	II
Inhaltsverzeichnis	V
1 Einleitung	1
2 Der Plasmagenerator PSI-2	5
2.1 Aufbau und Funktionsweise von PSI-2	5
2.2 Experimente	7
2.3 Weitere lineare Plasmaanlagen	7
3 Modellierung des Plasmagenerators PSI-2	9
3.1 Aufbau der Simulation	10
3.1.1 Das Simulationsgebiet	10
3.1.2 Konzept der Modellierung	11
3.1.3 Das Plasmamodell	12
3.1.4 Das Neutralteilchenmodell	21
3.1.5 Kopplung von Plasma- und Neutralteilchenmodell	27
3.2 Ergebnisse	29
3.3 Einfluss eines Flux-Limiters der parallelen Wärmeleitung	31
3.4 Zusammenfassung	36

4	Erweiterung des verwendeten Neutralteilchenmodells	37
4.1	Grundlagen der Erweiterung des Neutralteilchenmodells	38
4.1.1	Berechnung der Reaktionswahrscheinlichkeiten	38
4.1.2	Anwendung eines Stoßstrahlungsmodells	39
4.1.3	Gültigkeit der QSS-Approximation	41
4.2	Die Erweiterung des Neutralteilchenmodells der Simulation	42
4.2.1	Integration der Erweiterungen in die Simulation	42
4.2.2	Auswirkung der Erweiterung auf die Ergebnisse der Simulation .	46
4.3	Zusammenfassung	57
5	Elektrische Ströme in der PSI-2-Anlage	59
5.1	Physikalische Grundlagen	60
5.1.1	Die elektrostatische Schicht bei ambipolarem Plasmafluss	60
5.1.2	Parallele elektrische Ströme im Plasma	64
5.1.3	Die elektrostatische Schicht bei Nettoströmen	65
5.1.4	Verschiedene Target-Konfigurationen	66
5.2	Ergebnisse der Modellierung	67
5.2.1	Elektrische Ströme	68
5.2.2	Plasmaparameter	79
5.2.3	Teilchen- und Wärmeflüsse	85
5.3	Zusammenfassung	88
6	Zusammenfassung und Ausblick	89
A	Orte aller durchgeführten Auswertungen	93
B	Rechenzeit	95
	Literaturverzeichnis	97

Kapitel 1

Einleitung

Bei der Kernfusion werden leichte Wasserstoff- oder Heliumkerne zu schwereren Kernen verschmolzen und dabei die Tatsache genutzt, dass die Bindungsenergie pro Nukleon bei schwereren Kernen wächst und damit Energie frei wird.

Um die Kernfusion technisch zu realisieren, muss ein Plasma so weit aufgeheizt werden, dass die sich abstoßenden Kerne genug Energie besitzen, um die Coulomb-Kraft zu überwinden. Um ein so heißes Plasma einzuschließen, werden starke magnetische Felder benutzt und um Endverluste zu vermeiden, wird ein Torus als Plasmagefäß verwendet. Trotz der magnetischen Felder treffen Teilchen- und Wärmeflüsse auf die das Plasma umgebenden Wände. Im so genannten Divertor, der unter anderem dazu dient die Helium-Asche und die nicht genutzte Fusionswärme, abzuführen, werden gezielt Teilchen auf die Divertor-Targets geleitet. Die Wärme- und Teilchenflüsse stellen eine enorme Belastung dar und das optimale Wandmaterial, das eine starke Wärmeleitung und gute Erosionseigenschaften verbindet, ist Gegenstand aktueller Forschung.

Da die Untersuchung der Wand- und Targetmaterialien in den großen toroidalen Maschinen sehr aufwändig ist, wurde eine Vielzahl von linearen Plasmamaschinen entwickelt. Diese ermöglichen eine ökonomischere und technisch weniger aufwändige Analyse der Plasma-Wand-Wechselwirkung. Eine solche lineare Plasmamaschine, die PSI-2-Anlage, wurde an der HU zu Berlin entwickelt (ursprünglich: MPI Plasmaphysik, Außenstelle Berlin) und betrieben, bevor sie im Jahr 2010 in das Forschungszentrum Jülich transferiert wurde. Details zum Aufbau, sowie eine kurze Übersicht über geplante und frühere Experimente an PSI-2 und über weitere lineare Anlagen findet sich in **Kapitel 2**.

Während der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen numerischen Untersuchungen fanden parallel erste experimentelle Arbeiten an PSI-2 in Jülich statt. Die Auswertung dieser Experimente ist bisher noch nicht abgeschlossen und ein eingehender Vergleich zwischen dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulationsmodell und den neuen Experimenten wird erst in einer kommenden Arbeit folgen.

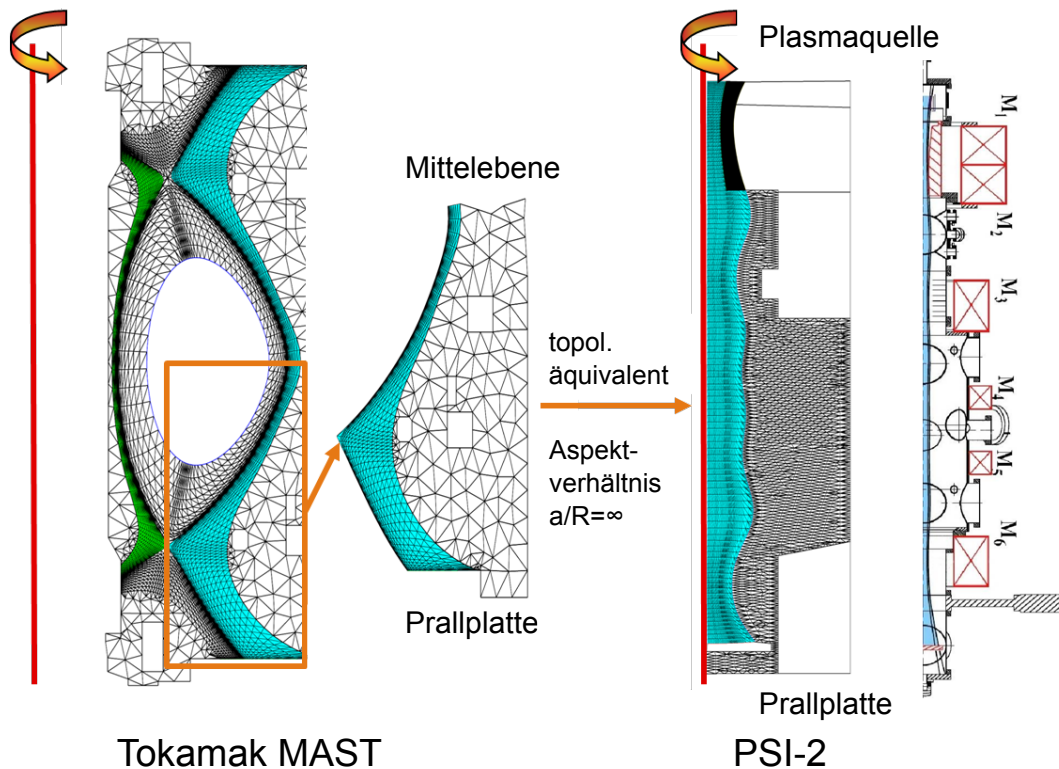


Abbildung 1.1: Transformation der Simulationsgeometrie des B2-EIRENE codes von 2D Tokamak Randschichten auf lineare Plasmaanlagen. Durch Interpretation der poloidalen Koordinate des Tokamaks als axiale Koordinate der linearen Plasmaanlage ist eine direkte Anwendung von 2D Tokamak-Randschichtcodes möglich. Die in 2D ignorierbare toroidale Koordinate des Tokamaks geht über in die azimutale Koordinate der zylindrischen Konfiguration

Während des Experimentierbetriebs in Berlin existierte bereits ein numerisches Modell für die PSI-2-Anlage. Informationen zu diesem finden sich in der Arbeit von H. Kastelewicz [1] und [2, Kap.5.3]. Das Modell wurde damals bereits mittels des Code Pakets B2-EIRENE aufgebaut, das heute, in einer allerdings wesentlich weiter entwickelten Version, unter anderem für Plasmasimulationen zur Optimierung des Divertor-Designs von ITER genutzt wird. Daher soll, mit der Inbetriebnahme von PSI-2 in Jülich, auch das numerische Modell mit der aktuellen Version des Codes wieder aufgebaut werden. Leider sind, wie oft in den Simulationswissenschaften, viele zur Reproduktion notwendige Details des in Berlin verwendeten Modells unwiederbringlich verloren. Lieven Vervecken hat deshalb in seiner Arbeit [3] den Grundstein für den Wiederaufbau gelegt und konnte einige grundlegende Ergebnisse reproduzieren.

In der vorliegenden Arbeit soll der Wiederaufbau fortgesetzt werden. Das numerische Modell soll ferner um weitere physikalische Sachverhalte erweitert werden, die während

der Modellierung in Berlin noch nicht verfügbar waren oder nicht aktiviert wurden. Die Auswirkungen dieser Erweiterungen sollen detailliert untersucht werden.

In **Kapitel 3** wird auf das numerische Modell im Detail eingegangen, sowie erste Simulationsergebnisse mit alten experimentellen und numerischen Ergebnissen verglichen. Die alten Ergebnisse konnten nach verschiedenen Anpassungen reproduziert werden. Außerdem wird das Konzept des kinetischen Flux-Limiters für die Elektronenwärmeleitung erläutert und dessen Einfluss auf das Plasmamodell untersucht. Es zeigt sich, dass der Flux-Limiter signifikanten Einfluss auf die Plasmatemperatur und die Plasmadichte hat.

Kapitel 4 beschreibt die Erweiterung des verwendeten Neutralteilchenmodells und dessen Einfluss auf die Ergebnisse. Durch die Erweiterungen werden die Reaktionen von Neutralteilchen mit dem Plasma genauer behandelt und das ändert die Plasmaparameter, sowie Teilchen und Wärmeflüsse um bis zu 50 %. Reaktionsraten für die wichtigen MAR-Prozesse unterscheiden sich um bis zu einer Größenordnung.

Im darauf folgenden **Kapitel 5** werden erstmals elektrische Ströme entlang der Magnetfeldlinien in das Modell eingeführt. Die im Plasma fließenden Ströme können experimentell durch Änderung des elektrischen Potentials an einer der Wände manipuliert werden. Durch Einführung der Ströme in das numerische Modell wird die Möglichkeit geschaffen, solche Experimente ebenfalls zu simulieren. Außerdem werden so auch Ströme untersucht, die sich durch die Plasmakonfiguration, ohne Eingriff von außen, bilden und die Plasmamodellierung damit um einen bisher vernachlässigten Effekt erweitert. Die Auswirkungen der elektrischen Ströme auf das Plasma und die Teilchen- und Wärmeflüsse werden detailliert untersucht und es zeigt sich, dass nur die Elektronentemperatur signifikant beeinflussen lässt, während Ionentemperatur und Plasmadichte sich nur wenig ändern. Teilchen- und Wärmeflüsse lassen sich durch das Wandpotential kontrollieren und ihre Veränderung mit dem Potential entspricht der theoretisch in diesem Kapitel hergeleiteten Änderung.

Abschließend findet in **Kapitel 6** eine Zusammenfassung sowie einen Ausblick auf weitere mögliche Erweiterungen des numerischen Modells statt.

Kapitel 2

Der Plasmagenerator PSI-2

Der Plasmagenerator PSI-1 wurde im April 1992 am Max-Planck-Institut für Plasma-physik - Bereich Berlin in Betrieb genommen. Nach einem Update im Jahr 1998 wurde er in PSI-2 umbenannt, bevor er im Jahr 2010 von Berlin ins Forschungszentrum Jülich transferiert wurde. Nach der erfolgreichen Montage vor Ort ging er dort in Betrieb und im Jahr 2011 konnten erste Experimente mit Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmen durchgeführt werden. In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Funktionsweise der Maschine, welche notwendig für das numerische Modell sind, dargestellt. Anschließend folgt eine kurze Zusammenstellung von durchgeführten bzw. geplanten Experimenten, sowie ein Vergleich mit anderen linearen Plasmaanlagen.

2.1 Aufbau und Funktionsweise von PSI-2

Zunächst soll eine kurze Übersicht über grundlegende Eigenschaften von PSI-2 gegeben werden. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau von PSI-2. Die Länge der Plasmakammer beträgt 2,79 m bei einem maximalen Durchmesser von 0,40 m. In der Kammer wird das Plasma durch ein von sechs Magnetfeldspulen erzeugtes, ungefähr 0,1 T starkes Magnetfeld eingeschlossen. Es bildet sich eine ca. 10 cm breite Plasmasäule entlang der Mittelachse der Plasmakammer. An einem Ende der Maschine befindet sich ein Gaseinlass, durch den das Arbeitsgas (für gewöhnlich Wasserstoff, Deuterium, Edelgase oder Mischungen dieser Gase) eingelassen wird. Eine Gleichstrom-Bogenentladung wird zwischen der LaB_6 -Kathode und der Mo-Anode erzeugt. Dabei kann zwischen der Anode und der Kathode ein Strom von bis zu 1000 A fließen. Diese hohen Ströme werden erreicht, indem die Kathode auf bis zu 1900 K geheizt wird. Die austretenden Elektronen werden von der anliegenden Spannung beschleunigt und stoßen mit den Neutralgasteilchen, wobei diese ionisiert werden. So entsteht im Anoden-Kathoden-Raum das Plasma. Der Neutralgasdruck nahe der Plasmaquelle beträgt etwa 10 Pa.

den. Außerdem besteht die Möglichkeit, zwischen Gehäuse und Neutralisatorplatte eine Spannung anzulegen, um so den Plasmafluss zu beeinflussen. Im Normalfall wird die Platte allerdings auf floating-Potential (siehe Kap. 5) gehalten damit das Plasma möglichst stromfrei bleibt. So werden mögliche, ungewollte Effekte des Stroms auf die Experimente vermieden.

2.2 Experimente

Während des Betriebs am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und an der HU Berlin sind unter anderem Experimente zu Plasmarotation [4], Plasmainstabilitäten, Teilchen- und Energietransport entlang und senkrecht zum Magnetfeld [5] oder zu Erosion von Kohlenstoff-Targets [6] durchgeführt worden. Auf der Website des Lehrstuhls für Experimentelle Plasmaphysik am Institut für Physik der Humboldt-Universität zu Berlin [7] findet sich eine Liste weiterer Publikationen.

Am Forschungszentrum Jülich wurde PSI-2 nun wieder in Betrieb genommen, um weitere Untersuchungen zur Plasma-Wand-Wechselwirkung durchzuführen. Dabei dient die Anlage auch als Pilot-Experiment. Es werden mittelfristig zwei baugleiche lineare Plasmaanlagen zur Verfügung stehen, von denen sich eine in einer heißen Zelle befindetet. Die Neutronenbestrahlung die während des Betriebes eines Fusionsreaktors kontinuierlich auf die Wand trifft verändert die Eigenschaften der Wand, wie zum Beispiel die Struktur des Kristallgitters. In der linearen Anlage in der heißen Zellen können erstmals Untersuchungen der Plasma-Wand-Wechselwirkung im Plasmadauerbetrieb bei zuvor Neutronenbestrahlung ausgesetzten Targets durchgeführt werden. Wegen der schlechten Zugänglichkeit der Anlage in der heißen Zelle müssen darüber hinaus bereits heute ferngesteuerte Diagnose- und Manipulationsmöglichkeiten getestet werden.

2.3 Weitere lineare Plasmaanlagen

Es werden weltweit weitere lineare Plasmamaschinen betrieben, bei denen der experimentelle Fokus unterschiedlich gewählt wurde. Eine Übersicht über die bekanntesten unter ihnen findet sich in [3] und wird hier nochmals kurz wiedergegeben. Aufgrund der unterschiedlichen experimentellen Ziele sind auch die Plasmaparameter in diesen Anlagen äußerst verschieden und variieren teilweise um mehrere Größenordnungen. Einen Überblick über die Parameter gibt Tabelle 2.1 [8–11].

Auffällig ist, dass bei der PSI-2 Anlage die Temperatur am Target, im Vergleich zu den anderen Maschinen, relativ hoch werden kann. Außerdem wird das Plasma durch ein vergleichbar geringes Magnetfeld eingeschlossen. Das Plasma trifft am Target mit einem großen Durchmesser und mittlerem Ionenfluss auf.

Tabelle 2.1: Parameter einiger ausgewählter linearer Anlagen

	PSI-2	PSI-1	NAGDIS-I	NAGDIS-II	PISCES-A	PISCES-B	Pilot-PSI	Magnum-PSI
T_i [eV]	<15	1-2	3	2	1-2	0,5-10	1-2	1-2
T_e [eV]	<30	1-5	5-15	2	3	4-40	1-2	2-4
Magnetfeld [T]	0,1	0,1	0,16	0,25	0,4	0,04	1,7	3,0
Plasmadurchmesser [m]	0,10	0,10	0,12	0,02	0,08	0,10	0,04	0,05
Länge bis zum Target [m]	2,5	1,8	2,0	2,8	1,5	1,5	0,55	1,0
Ionenfluss [$m^{-2}s^{-1}$]	10^{22}	10^{21}	10^{21}	10^{22}	10^{22}	10^{23}	10^{21}	10^{24}

Die PISCES¹-Anlagen werden an der University of California betrieben und dienen vorrangig zur Untersuchung der Mechanismen der Erosion von Kohlenstoff oder Wolfram. Mithilfe der NAGDIS²-Experimente wird die Wechselwirkung von Helium Plasmen mit Wolfram sowie sogenannte MAR³-Prozesse im Plasma untersucht. Die beiden anderen Experimente werden am FOM-Institute for Plasma Physics in Rijnhuizen,NL betrieben. Dort wird die Magnum-PSI-Anlage gerade entwickelt. Diese kombiniert ein starkes Magnetfeld mit hohen Drücken, um so einen sehr großen Ionenfluss am Target zu erzeugen. Das Plasma in dieser Anlage ist dem im ITER-Divertor sehr ähnlich und daher können die Auswirkungen des Plasmas auf die ITER-Komponenten untersucht werden. Pilot-PSI, ein kleineres Modell von Magnum-PSI, wurde bereits fertiggestellt und dient u.a. zur Optimierung der kommenden Anlage.

¹Plasma Interaction with Surface and Components Experimental Simulator

²Nagoya University Divertor Simulator

³Molecular Assisted Recombination

Kapitel 3

Modellierung des Plasmagenerators PSI-2

Die Gründe für die Verwendung eines numerischen Modells für PSI-2 sind vielfältig. Es kann so ein Beitrag bei der Interpretation von Experimenten geleistet werden, indem zum Beispiel Plasmaparameter an für die Diagnose nicht zugänglichen Positionen bestimmt, oder nur indirekt oder nicht messbare Plasmaeigenschaften im Modell quantifiziert werden. Ein Beispiel dafür ist der Wärmefluss auf die Neutralisatorplatte. Im Experiment kann nur die Summe aus dem Ionen- und Elektronenwärmefluss bestimmt werden. In der Simulation sind beide Werte zugänglich. Es können des Weiteren Parameter sehr leicht über große Bereiche variiert werden um interessante Vorhersagen zu treffen. Außerdem kann das PSI-2-Modell helfen, die Anwendungsbereiche des verwendeten Codes zu untersuchen und zu erweitern. Dieser dient gewöhnlich zur Berechnung von Plasmen in Tokamaks oder Stellaratoren, deren Eigenschaften sich von denen in PSI-2 unterscheiden können.

Ein numerisches Modell für PSI-2 wurde bereits während des Betriebs in Berlin aufgebaut und Ergebnisse wurden unter anderem von H. Kastelewicz [1] veröffentlicht. Da einerseits das damalige Modell nicht mehr verfügbar ist und sich andererseits viel an den verwendeten numerischen Werkzeugen (Berlin: Version SOLPS4.0¹, 1995) verändert hat, wurde am Forschungszentrum Jülich damit begonnen, die Modellierung zu reaktivieren bzw. wieder aufzubauen.

In diesem Kapitel wird dargelegt, welche Schritte auf dem Weg zum Wiederaufbau der Modellierung von PSI-2 bereits unternommen wurden. Es wird beschrieben, in welcher Art und Weise das Plasma modelliert wird und welche Werkzeuge dafür genutzt werden, um in einem ersten Schritt wichtige Ergebnisse aus [1] zu reproduzieren.

¹Scrape-Off Layer Plasma Simulator

3.1 Aufbau der Simulation

Die grundlegende Arbeit für das numerische Modell wurden von L. Vervecken [3] in Anlehnung an die noch vorhandene Beschreibung von Kastelewicz ausgeführt. Große Teile der Beschreibung des numerischen Modells basieren auf Verveckens Arbeit.

Wichtig für den Aufbau des Modells ist, zunächst alle Vereinfachungen, Annahmen sowie die numerische Herangehensweise klar darzulegen. Im folgenden Abschnitt werden daher das Simulationsgebiet, die beiden genutzten Computerprogramme sowie die dafür notwendigen Gitter und die verwendeten Randbedingungen beschrieben.

3.1.1 Das Simulationsgebiet

Weil die Einbeziehung aller geometrischen Details das Modell nur unnötig verkomplizierte wird die Geometrie der PSI-2-Plasmakammer erheblich vereinfacht. Beispielsweise wurde der Bereich hinter der Anode bei den Rechnungen ausgespart. Die, zumindest vom rechnerischen Aufwand her, größte Vereinfachung ist die Annahme von Rotations-symmetrie um die Zylinderachse. Damit wird das Rechengebiet auf zwei Dimensionen beschränkt. So können einige Effekte, wie zum Beispiel die Rotation des Plasmas, nicht abgebildet werden und die genaue experimentelle Untersuchung muss beweisen, dass die Annahme gerechtfertigt ist. Erfahrungen haben jedoch gezeigt, dass eine 2-dimensionale Rechnung ausreicht um das Plasma hinreichend genau zu beschreiben, da experimentelle Ergebnisse reproduziert werden können (siehe z.B. [1]).

Für das Modell wurde ein zylindrisches Koordinatensystem definiert, dessen Ursprung am Schnittpunkt der Neutralisatorplatte und der Symmetrieachse liegt. Zu sehen ist das Simulationsgebiet in Abbildung 3.1.

Hervorzuheben ist, dass in dem hier verwendeten Ansatz auch die Plasmaquelle modelliert wird. Bei anderen Arbeiten [9] wird der Bereich, in dem das Plasma erzeugt wird, nicht modelliert, sondern das Plasma erst jenseits des Anoden-Kathoden-Raums betrachtet. In dem Fall müssen Randbedingungen am Übergang vom Anoden-Kathoden-Raum zum weiteren Plasma definiert werden. Die Tatsache, dass diese nur schwer theoretisch bestimmbar sind führt dazu, dass sie häufig gemessen werden und das Modell dann das Experiment mit genau diesen Parametern reproduziert, wobei große Änderungen der Parameter im Modell jedoch unmöglich werden. Das Modell bietet jedoch den Vorteil, dass die komplizierten Verhältnisse in der Bogenentladung nicht modelliert werden müssen. Dennoch wird in dieser Arbeit, wie auch in [1], die Modellierung der Quellregion durchgeführt, um die Variabilität bei den Parametern zu wahren.

Die komplette Physik der Plasmaerzeugung durch die Bogenentladung kann mit den vorhandenen Möglichkeiten der verwendeten Programme allerdings nicht nachgebildet werden. Daher wird ein eher praktischer Ansatz verwendet und in dem Gebiet der

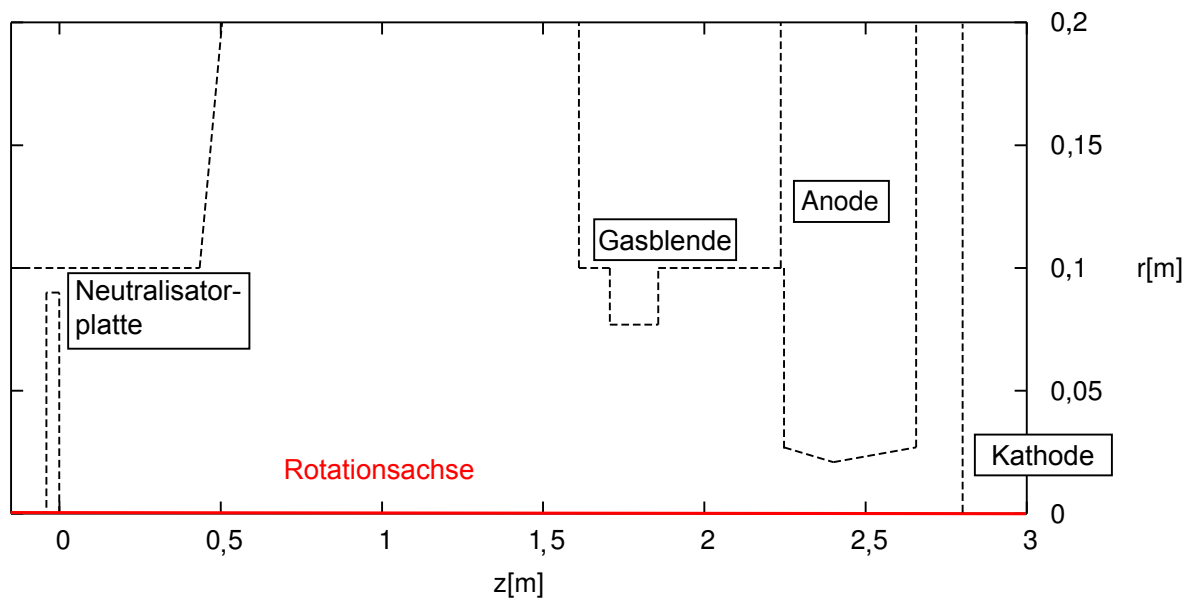


Abbildung 3.1: Simulationsgebiet für das numerische Modell. Zu sehen ist die Hälfte einer Schnittebene in der die Mittelachse verläuft.

Entladung die Plasmatemperatur gesetzt um so eine Energiezufuhr in das Plasma zu erreichen, die die Plasmaparameter in der Target-Kammer bestimmt. Dabei steht die Annahme zentral, dass das Plasma während des Flusses in Richtung Neutralisatorplatte lokale, durch eine eventuell fehlerhaft modellierte Energie- und Teilchenerzeugung verursachte, Effekte ausgeglichen hat.

3.1.2 Konzept der Modellierung

In jedem Plasmaexperiment befinden sich die positiven Ionen und negativen Elektronen des Plasmas einerseits, und neutrale Moleküle (und Atome) andererseits. Das Vorhandensein der Neutralteilchen beeinflusst das Plasma und insbesondere die Wechselwirkung mit der Wand massiv. Ionen, die auf eine Wand treffen, rekombinieren dort und die entstehenden Neutralteilchen werden von der Wand emittiert. So entwickelt sich ein Recycling-Mechanismus, der die Energie- und Teilchenflüsse auf die Wand signifikant verändert. Außerdem ist der Transportmechanismus der Neutralteilchen durch das Plasma wichtig für die Verteilung der Teilchen- und Energiequellen im Plasma.

Der Transport der geladenen und der ungeladenen Teilchen unterscheidet sich grundlegend. Während die geladenen Teilchen durch das externe Magnetfeld sowie durch im Plasma auftretende elektrische Felder beeinflusst werden, wird der Transport des Neutralgases lediglich durch Teilchenkollisionen verändert. Zwischen diesen bewegen sich die Teilchen auf geraden Trajektorien. Darüber hinaus unterscheiden sich Dichten und

Energien der verschiedenen Teilchen signifikant. Wegen der genannten Unterschiede ist eine gemeinsame Behandlung nicht, oder nur äußerst ineffizient, möglich und die Modellierung von Neutralteilchen und Plasma erfolgt getrennt, wobei der wechselseitig starken Beeinflussung Rechnung getragen wird, indem es einen Austausch zwischen beiden Modellen gibt. Weil im Modell sowohl die Neutralteilchen als auch das Plasma berechnet werden, und sich deren Physik auf völlig unterschiedlichen Skalen abspielt, spricht man auch von Multi-Skalen- oder Mikro-Makro-Modellen.

Die beiden verwendeten Codes B2 und EIRENE [12, 13] stehen im Programmpaket SOLPS4.3 inklusive eines Interfaces zur Kopplung der beiden Codes und weiterer Werkzeuge zur Verfügung. SOLPS4.3 wird aktuell zur Entwicklung und zum Design des ITER-Divertors genutzt [14].

3.1.3 Das Plasmamodell

Der Plasmatransport kann aufgrund der Dichten und der langreichweitigen Wechselwirkung als kollektives Problem betrachtet werden. Die mittleren freien Weglängen der Elektronen liegen im größten Teil des Plasmas im Bereich einiger cm und sind damit kleiner als die Systemlänge. Darum wird die Fluidapproximation verwendet. Der B2-Code ist ein finite-Volumen-Code, der, nach einigen Vereinfachungen und Näherungen, die Braginskii-Gleichungen [15] auf einem krummlinigen Gitter löst, das möglichst orthogonal sein sollte und dessen eine Koordinate entlang des Magnetfeldes ausgerichtet ist.

Eine verwendete Vereinfachung ist die Annahme eines ambipolaren Flusses. Das bedeutet, dass der Strom im Plasma zu $\mathbf{j} = 0$ gesetzt wird. In einer Erweiterung von B2 wird diese Annahme allerdings fallen gelassen, so dass parallelen Strömen (u. a. thermoelektrische Ströme in der Plasmarandschicht getrieben durch unterschiedliche Temperaturen an beiden Targets) sowie senkrechten Drift-Termen Rechnung getragen wird. In Kapitel 5 werden parallele Ströme aktiviert und deren Effekt bei einer Spannungsdifferenz zwischen Neutralisatorplatte und den übrigen Gefäßwänden untersucht. Bei den ersten Simulationen (Abschnitte 3.2, 3.3; Kapitel 4) wird die Annahme der Ambipolarität aber noch aufrecht erhalten.

Die Braginskii-Gleichungen

Die Braginskii-Gleichungen sind mehrerer gekoppelte, nicht lineare, partielle Differentialgleichungen, die das Plasma in der Flüssigkeits-Approximation beschreiben. Man kann sie als das plasmaphysikalische Äquivalent zu den Navier-Stokes-Gleichungen der Strömungsmechanik sehen. Es werden geladene statt neutraler Teilchen beschrieben

und daher ist die Wechselwirkung zwischen den Teilchen, bedingt durch die Coulomb-Wechselwirkung, komplizierter als bei den Navier-Stokes-Gleichungen. Die Braginskii-Gleichungen sind Gleichungen für die Plasmadichte, die Geschwindigkeit und die Temperatur bzw. die Energie des Plasmas.

Die Kontinuitätsgleichungen für die Ionen und Elektronen lauten

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i) + \nabla \cdot (n_i \mathbf{v}_i) = S_{n_i} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e) = S_{n_e}, \quad (3.2)$$

wobei $\mathbf{v}_{i/e}$ die makroskopische Ionen- bzw. Elektronengeschwindigkeit und $S_{n_{i/e}}$ Ionen- bzw. Elektronenquellterme bezeichnen. n_e und n_i sind Elektronen- und Ionendichte.

Die Ionenimpulsleichung ist:

$$\frac{\partial}{\partial t}(m_i n_i \mathbf{v}_i) + \nabla \cdot (m_i n_i \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i) = -\nabla p_i - \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_i + Z_i e n_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) + \mathbf{R}_i + \mathbf{S}_{m_i n_i \mathbf{v}_i}, \quad (3.3)$$

wobei \mathbf{E} und \mathbf{B} das elektrische Feld bzw. das Magnetfeld bezeichnen. m_i ist die Ionenmasse, Z_i , die Kernladungszahl der Ionen und $p_i = n_i T_i$ der Ionendruck. Des Weiteren treten der Viskositätstensor $\mathbf{\Pi}_i$ und der Impulsquellterm $\mathbf{S}_{m_i n_i \mathbf{v}_i}$ auf. Eine ähnliche Gleichung gilt für die Elektronen, jedoch wird die Elektronenmasse m_e vernachlässigt. Somit ergibt sich:

$$0 = -\nabla p_e - e n_e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) + \mathbf{R}_e. \quad (3.4)$$

$\mathbf{R} \equiv \mathbf{R}_e = -\mathbf{R}_i$ ist ein Impulsaustauschterm zwischen Ionen und Elektronen. Durch die Addition der beiden Gleichungen erhält man die Gleichung für den Gesamtimpuls (hier für eine Ionenspezies; wenn es mehrere Ionenspezies gibt muss über alle Gleichungen summiert werden)

$$\frac{\partial}{\partial t}(m_i n_i \mathbf{v}_i) + \nabla \cdot (m_i n_i \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i) = -\nabla p - \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_i + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{S}_{m_i n_i \mathbf{v}_i}. \quad (3.5)$$

$p = p_i + p_e$ ist der Gesamtdruck, $\mathbf{j} = e(Z_i n_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e)$ der elektrische Strom.

Schließlich gibt es noch zwei weitere Gleichungen für die Ionen- und die Elektronenenergie:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i + \frac{m_i n_i}{2} \mathbf{v}_i^2 \right) + \nabla \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_i T_i + \frac{m_i n_i}{2} \mathbf{v}_i^2 \right) \mathbf{v}_i + \mathbf{\Pi}_i \cdot \mathbf{v}_i + \mathbf{q}_i \right] \\ = (Z_i e n_i \mathbf{E} - \mathbf{R}) \cdot \mathbf{v}_i - Q_{ei} + S_E^i \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) \nabla \cdot \left(\frac{5}{2} n_e T_e \mathbf{v}_e + \mathbf{q}_e \right) = -e n_e \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_e + \mathbf{R} \cdot \mathbf{v}_i + Q_{ei} + S_E^e \quad (3.7)$$

Hier sind S_E^e und S_E^i Energie-Quellterme. q_i und q_e sind konduktive Wärmeflüsse, Q_{ei} beschreibt die Temperaturequilibration zwischen Ionen und Elektronen. Wiederum

wurden Terme proportional zur Elektronenmasse vernachlässigt. Die Herleitung dieser Gleichungen sowie die genauen Ausdrücke für Wärmeflüsse und Austauschsterme können in [15] gefunden werden. Die Abhängigkeiten in diesen Termen sind Annahmen, die es ermöglichen die Hierarchie der Momenten-Gleichungen abzuschließen und damit ein geschlossenes Gleichungssystem zu erhalten.

Radialer Transport

Da das Magnetfeld für eine starke Anisotropie sorgt, ist die Richtung entlang des Magnetfeldes ausgezeichnet. Der Einschluss des Plasmas führt dazu, dass, klassisch betrachtet, der Transport senkrecht zum Magnetfeld sehr klein wird. Durch anomale Effekte, wie Turbulenzen und Wechselwirkung der Teilchen mit den \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Feldern, ist dieser Transport jedoch größer als klassische Ergebnisse vermuten lassen, wobei er immer noch klein gegenüber dem parallelen Transport bleibt. Um dem anomalen Transport in B2 Rechnung zu tragen, wird die radiale Impulsgleichung, wie im vorigen Abschnitt erwähnt, durch eine Diffusionsgleichung mit Diffusionskoeffizienten D_n ersetzt.

Für die Teilchen- und Wärme-Diffusionskoeffizienten werden Werte aus [1] gewählt, die dort an experimentelle Ergebnisse angepasst wurden. In diesem Ansatz wird zwischen innerem und äußerem Plasma unterschieden. Die Trennung zwischen den beiden Bereichen ist durch die Flussfläche definiert, die sich an der zylinderförmigen Grenzfläche von Plasma und Anode befindet. Die radiale Viskosität der Ionen ist auf $\frac{\eta_r}{m_i n_i} = 0,2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gesetzt und für die Diffusionskoeffizienten ergibt sich:

$$\begin{aligned} D_{n,in} &= 3,0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ D_{n,out} &= 0,2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ \frac{\kappa_{r,in}^e}{n_e} &= 5,0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ \frac{\kappa_{r,out}^e}{n_e} &= 11,0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

Die Parameter κ und η tauchen in den Wärmeflüssen q_e bzw. im Viskositätstensor Π_i in den Braginskii Gleichungen auf. Sie werden hier gesetzt um dem anomalen Transport senkrecht zum Magnetfeld Rechnung zu tragen.

Paralleler Transport

Beim parallelen Transport wird die Bewegung der Teilchen nicht durch das Magnetfeld beschränkt und daher wird die parallele Wärmeleitung klassisch berechnet. Der in B2 verwendete Spitzer-Härm-Wärmeleitungskoeffizient [16] führt, wenn die Stößigkeit des Plasmas abnimmt, also die Fluidapproximation schlechter wird, oder wenn

steile Temperaturgradienten auftreten, zu zu starker Wärmeleitung. Daher besteht in B2 die Möglichkeit, den klassischen Wärmeleitungskoeffizienten für Elektronen $\kappa_{\parallel,cl}^e$ mittels eines „Flux-Limiters“ künstlich zu begrenzen. Durch die Einführung des freien Parameters F_L wird eine Art harmonischer Mittelwert aus dem klassischen Wärmeleitungskoeffizient und $F_L n T_e \sqrt{T_e/m_e} (\nabla T_e)^{-1}$ gebildet:

$$\kappa_{\parallel}^e = \kappa_{\parallel,cl}^e \left(1 + \left| \frac{\kappa_{\parallel,cl}^e \nabla T_e}{F_L n T_e \sqrt{T_e/m_e}} \right| \right)^{-1} \quad (3.8)$$

Anfangs wird der Parameter zu $F_L = 0,2$ gewählt. Genauere Betrachtungen zum Einfluss des Flux-Limiters folgen in Abschnitt 3.3.

Verwendete Fluid-Gleichungen

Unter Annahme von Quasineutralität, mit der Beschreibung des Transports senkrecht zu den magnetischen Feldlinien über eine Diffusionsgleichung und nach weiteren Vereinfachungen ergeben sich die folgenden Gleichungen, die dann mittels des B2-Codes gelöst werden, aus den allgemeinen Braginskii-Gleichungen [17]. Die starken Unterschiede in der Behandlung von parallelem und senkrechtem Transport liegen in der starken, durch das Magnetfeld verursachten Anisotropie.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_{\theta}} n v_{\theta} \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_r} n v_r \right) = S_n \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m_i n v_{\parallel}) &+ \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_{\theta}} m_i n v_{\theta} v_{\parallel} - \frac{\sqrt{g}}{h_{\theta}^2} 2\eta_{\theta} \left(\frac{2}{3} \frac{\partial v_{\parallel}}{\partial \theta} - \frac{1}{3} \frac{B_{\phi}}{B_{\theta}} \frac{\partial v_{\perp}}{\partial \theta} \right) \right] \\ &+ \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_r} m_i n v_r v_{\parallel} - \frac{\sqrt{g}}{h_r^2} \eta_r \frac{\partial v_{\parallel}}{\partial r} \right] = S_{m_i n_i v_{\parallel}} - \frac{B_{\theta}}{B} \frac{1}{h_{\theta}} \frac{\partial p}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$v_r = -\frac{D_n}{h_r} \frac{\partial}{\partial r} \ln(n) \quad (3.11)$$

Der Faktor 2 vor der poloidalen Viskosität η_{θ} der Ionen fehlt aufgrund eines Schreibfehlers in [17], war aber korrekt im Code implementiert.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n T_e \right) &+ \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_{\theta}} \frac{5}{2} \left(n v_{\theta} - \frac{j_{\theta}}{e} \right) T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_{\theta}^2} \kappa_{\theta}^e \frac{\partial T_e}{\partial \theta} - 0,71 \frac{T_e}{e} \frac{B_{\theta}}{B} \frac{\sqrt{g}}{h_{\theta}} j_{\parallel} \right] \\ &+ \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_r} \frac{5}{2} \left(n v_r - \frac{j_r}{e} \right) T_e - \frac{\sqrt{g}}{h_r^2} \kappa_r^e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right] \\ &= S_E^e - k (T_e - T_i) + \frac{v_{\theta}}{h_{\theta}} \frac{\partial p_e}{\partial \theta} - \frac{v_r}{h_r} \frac{\partial p_i}{\partial r} \\ &- j_{\theta} \frac{1}{h_{\theta}} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - j_r \frac{1}{h_r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + j_{\perp} v_r B - j_r v_{\perp} B \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n T_i + \frac{1}{2} m_i n v_{\parallel}^2 \right) \\
& + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_{\theta}} \left(\frac{5}{2} n v_{\theta} T_i + \frac{1}{2} m_i n v_{\theta} v_{\parallel}^2 \right) - \frac{\sqrt{g}}{h_{\theta}^2} \left(\kappa_{\theta}^i \frac{\partial T_i}{\partial \theta} + \frac{1}{2} \eta_{\theta} \frac{\partial v_{\parallel}^2}{\partial \theta} \right) \right] \\
& + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_r} \left(\frac{5}{2} n v_r T_i + \frac{1}{2} m_i n v_r v_{\parallel}^2 \right) - \frac{\sqrt{g}}{h_r^2} \left(\kappa_r^i \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{1}{2} \eta_r \frac{\partial v_{\parallel}^2}{\partial r} \right) \right] \\
& = S_E^i + k (T_e - T_i) - \frac{v_{\theta}}{h_{\theta}} \frac{\partial p_e}{\partial \theta} + \frac{v_r}{h_r} \frac{\partial p_i}{\partial r} - j_{\perp} v_r B + j_r v_{\perp} B
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Der letzte Term in der zweiten Zeile dieser Gleichung, der die poloidale Viskosität η_{θ} enthält, wurde in den in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen (und vermutlich auch in den älteren Rechnungen [1]) mit einem Koeffizienten $1 \times \eta_{\theta}$ anstatt, wie oft in den Gleichungen angegeben, $1/2 \times \eta_{\theta}$, durchgeführt. Um interne Konsistenz mit der Impulsbilanz, Gleichung (3.10), zu erreichen, sollte der numerische Vorfaktor $1/2 \times 4/3$ lauten.

Dabei sind η_{θ} und η_r die poloidale und die radiale Ionenviskosität, $\kappa_{\theta}^{i,e}$ und $\kappa_r^{i,e}$ sind die Wärmeleitungskoeffizienten. Außerdem treten die Jacobi-Determinante \sqrt{g} und die metrischen Koeffizienten h in den Gleichungen auf.

Die grau und rot markierten Terme sind in der gewöhnlichen Behandlung der Fluid-Gleichungen in B2 nicht vorhanden, werden aber bei der Behandlung von elektrischen Strömen hinzugefügt. In Kapitel 5 dieser Arbeit werden nur parallele elektrische Ströme aktiviert. Dabei werden die rot markierten Terme hinzugefügt, die grau markierten bleiben unberücksichtigt. Dies gilt ebenfalls für die weiteren Gleichungen. Bei der Erweiterung des B2-Codes um elektrische Ströme werden zusätzliche Gleichungen zur Bestimmung der neuen Variablen nötig. Details zu den Erweiterungen finden sich in [17]. Aus der Differenz der beiden Kontinuitätsgleichungen (je eine für Elektronen und Ionen) und weil es keine Netto-Ladungsquellen gibt, folgt

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\sqrt{g}}{h_{\theta}} j_{\theta} + \frac{\partial}{\partial r} \frac{\sqrt{g}}{h_r} j_r \right] = 0. \tag{3.14}$$

Aus der Elektronenimpulsgleichung folgt, nach Vernachlässigung des Trägheitsterms und mit geeigneten Ansätze für den Impulsaustausch zwischen Ionen und Elektronen durch Stöße, eine Gleichung für die elektrische Stromdichte j , deren Komponente in der in Richtung parallel zum B-Feld lautet:

$$j_{\parallel} = \frac{\sigma_{\parallel}}{en} \frac{B_{\theta}}{B} \frac{1}{h_{\theta}} \left[\frac{\partial p_e}{\partial \theta} - en \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + 0,71n \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right]. \tag{3.15}$$

Diesen beiden Gleichungen können zu einer partiellen Differentialgleichung 2. Ordnung

für das Potential Φ zusammengefasst werden.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\sqrt{g}}{h_\theta^2} \sigma_{\parallel} \frac{B_\theta^2}{B^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} &= \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\sqrt{g}}{h_\theta} \left[\frac{\sigma_{\parallel}}{en} \frac{B_\theta^2}{B^2} \frac{1}{h_\theta} \left(\frac{\partial p_e}{\partial \theta} + 0,71n \frac{\partial T_e}{\partial \theta} \right) + \frac{B_\phi}{B} j_{\perp} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_r} j_r \right) \end{aligned} \quad (3.16)$$

Außerdem werden noch eine Gleichung für die Ionengeschwindigkeit in diamagnetischer Richtung,

$$v_{\perp} = -\frac{1}{B} \left[\frac{1}{en h_r} \frac{\partial p_i}{\partial r} + \frac{1}{h_r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right], \quad (3.17)$$

eine weitere für die Stromdichte in dieser Richtung,

$$j_{\perp} = -\frac{1}{B} \frac{1}{h_r} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (3.18)$$

sowie eine Gleichung für die radiale Stromdichte,

$$\begin{aligned} j_r &= \frac{1}{B} \left[\frac{1}{\sqrt{g}} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_\theta} m_i n v_\theta v_{\perp} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_r} m_i n v_r v_{\perp} \right) \right] \right. \\ &\left. + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\sqrt{g}}{h_\theta^2} \eta_0 \left(\frac{2}{3} \frac{B_\theta B_\phi}{B^2} \frac{\partial v_{\parallel}}{\partial \theta} - \frac{1}{3} \frac{B_\phi^2}{B^2} \frac{\partial v_{\perp}}{\partial \theta} \right) \right] - S_{m_i n v_{\perp}} + \frac{B_\phi}{B} \frac{1}{h_\theta} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right], \end{aligned} \quad (3.19)$$

benötigt.

Die Gleichungen werden in dieser Form für toroidale Geometrien verwendet. ϕ ist dabei die toroidale Richtung, θ die poloidale und r die radiale. Zusätzlich treten noch Größen parallel zum Magnetfeld (\parallel) und senkrecht zu dieser Richtung und zu \mathbf{e}_r auf. Letztere Koordinate wird mit \perp bezeichnet.

In der linearen Geometrie wird die poloidale Koordinate θ mit der axialen Koordinate z identifiziert. Die radiale Koordinate entspricht ebenfalls der radialen und die toroidale Koordinate ϕ entspricht dem azimuthalen Winkel φ der Zylindergeometrie (siehe Abb. 1.1). In toroidalen Geometrien wird eine poloidale Schnittfläche betrachtet und die helikalen Feldlinien werden in diese Ebene projiziert. Daher treten wiederholt Terme der Form $\frac{B_{\theta/\phi}}{B}$ auf. In der linearen Maschine vereinfachen sich die Terme, weil die Magnetfeldlinien in der betrachteten Fläche liegen. Dann ist $(B_\phi =) B_\phi = 0$ und $B_\theta = B$ und die Koordinaten z bzw θ und \parallel fallen zusammen. Auch die Geschwindigkeitskomponenten v_{\parallel} und v_θ können demnach in obigen Gleichungen gleichgesetzt werden.

Gitter

Das für die B2-Rechnungen benötigte Gitter (Abb. 3.2) wurde mithilfe des Programms MAGNETO [3] erstellt. Da das Gitter mithilfe des im Vakuum herrschenden Magnetfeldes bestimmt wird, werden Effekte, die durch elektrische Ströme im Plasma verursacht

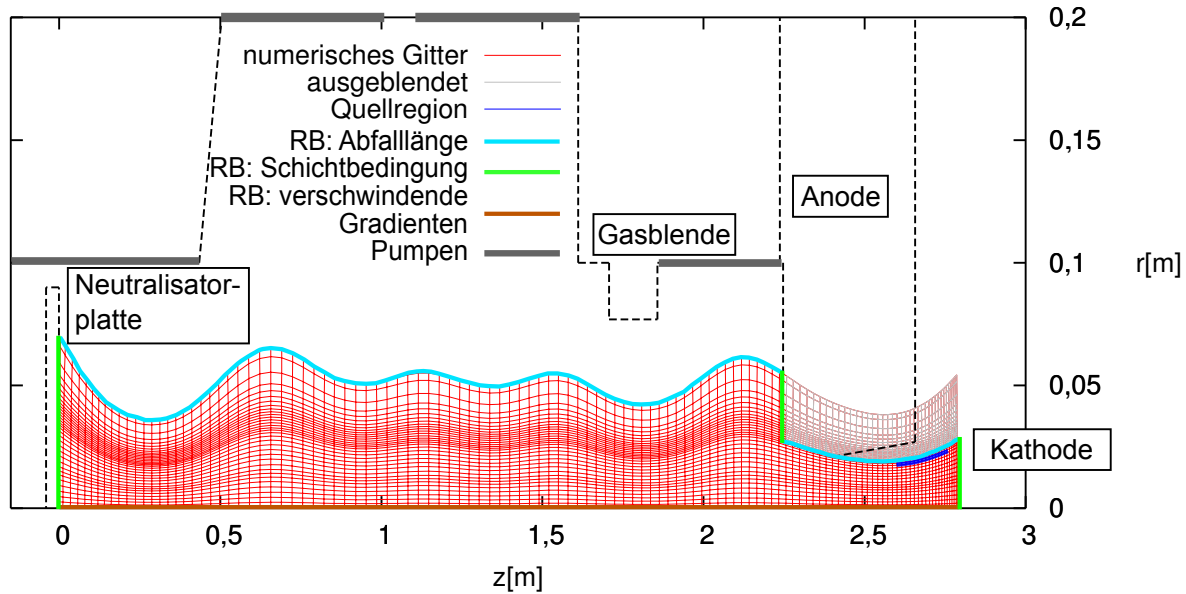


Abbildung 3.2: Das numerische Gitter und die Randbedingungen für den B2-Code

werden, bei der Berechnung des Gitters vernachlässigt. Dieser Effekt wird hier aber nicht weiter betrachtet. Wie in dieser Abbildung zu sehen ist, füllt das Gitter nicht die gesamte Vakuumkammer aus. Aufgrund des magnetischen Einschlusses sinkt die Plasmadichte sehr schnell mit steigendem Abstand von der Symmetrieachse, so dass außerhalb des Gitters nahezu kein Plasma vorhanden ist. Für Neutralteilchen gilt das nicht und das gesamte Volumen muss modelliert werden.

Wenn dieses Gitter um die Rotationsachse gedreht wird, ergibt sich eine Vielzahl ineinander geschachtelter Hohlzylinder. Wenn die Gitterzelle radial (i_r) und axial (j_z) indiziert werden, entspricht jedem radialen Index einer dieser Hohlzylinder. Diese werden im Rahmen dieser Arbeit als Flussröhren bezeichnet. Da im weiteren Verlauf der Arbeit immer wieder Bezug auf die Flussröhren und deren Positionen genommen wird, seien kurz die Indizes der wesentlichen Flussröhren gegeben. Der radiale Index läuft von $i_r = 1$ (äußerste Flussröhre) bis $i_r = 32$ (innerste Flussröhre an der Symmetrieachse). Der innere Plasmabereich liegt bei $i_r = 32$ bis $i_r = 16$, der äußere bei $i_r = 15$ bis $i_r = 1$. Die Flussröhre mit $i_r = 16$ ist die äußerste Flussröhre die die Kathode und die Neutralisatorplatte verbindet. Der Spannungsbogen befindet sich bei $i_r = 17, 18$. Die Flussröhre mit dem Index $i_r = 17$ definiert auch den später verwendeten Radius r_0 .

Randbedingungen und Input-Parameter

Randbedingungen stellen einen, wenn nicht den zentralen Aspekt bei der Computermodellierung dar. Da das erste Ziel dieser Arbeit die Reproduktion von Ergebnissen mit

dem alten Modell ist, werden die Randbedingungen soweit möglich gewählt wie in [1]. Falls dem nicht so ist, wird es explizit erwähnt. In Abbildung 3.2 sind die verschiedenen Ränder des Simulationsgebietes und die verwendeten Randbedingungen angedeutet. Im Folgenden werden diese Randbedingungen für den B2-Code näher beschrieben.

Symmetrieachse

Da das Plasma als rotationssymmetrisch angenommen wird, müssen die radialen Gradienten der berechneten Größen $(n, T_e, T_i, v_{\parallel})$ an der Symmetrieachse verschwinden. Daher werden diese auf null gesetzt.

Äußerer Plasmarand

In der Übergangszone vom Plasma zum Vakuum (im Plasmamodell als Vakuum behandelt, im Neutralteilchenmodell nicht, da Neutralteilchen in dem Gebiet vorkommen) wird ein exponentieller Abfall angenommen. Für die Plasmadichte, die Ionen- und Elektronentemperatur sowie die parallele Geschwindigkeit wird eine Abfalllänge von 1 cm gewählt. Dies ist ein eher pragmatischer Ansatz, da einerseits ein Abfall am Plasmarand offensichtlich, andererseits seine genaue Form aber nicht bekannt ist.

Senkrechte Wände

Die Randbedingungen an den senkrechten Wänden (Kathode, Anode und Neutralisatorplatte) gehen auf das so genannte Bohm-Kriterium [18] zurück. Beim Kontakt zwischen Plasma und einer Wand bildet sich eine elektromagnetische Schicht, die das Plasma und vor allem den Plasmafluss auf die Wand entscheidend verändert. Damit ergeben sich folgende Randbedingungen:

Der parallele Gradient der Plasmadichte muss verschwinden:

$$\frac{\partial n}{\partial z} = 0 \quad (3.20)$$

Die parallele Geschwindigkeit muss die Ionenschallgeschwindigkeit erreichen:

$$\mathbf{v}_{\parallel} = c_s \quad (3.21)$$

wobei für $Z_i = 1$ und unter der Annahme von Quasineutralität

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma_i T_i + T_e}{m_i}} \quad (3.22)$$

gilt. γ_i , der Adiabatenkoeffizient, wird auf 1 gesetzt. An dieser Stelle sei erwähnt, dass in dieser Arbeit, wie üblich in der Plasmaphysik, Temperaturen T immer in Einheiten der Energie angegeben sind. T entspricht daher eigentlich $k_B T$ mit der Boltzmann-Konstanten k_B .

Für die Modellierung des Energietransports durch die elektromagnetische Schicht werden Transmissionskoeffizienten, die den Wärmefluss in Relation zum Teilchenfluss setzen, verwendet. Diese werden als Randbedingungen für die Energiegleichungen genutzt.

$$\mathbf{q}_e = (\delta_e + \Phi_s) n \mathbf{v}_e T_e \quad (3.23)$$

und

$$\mathbf{q}_i = \delta_i n \mathbf{v}_i T_i + \eta_i \frac{m_i n_i \mathbf{v}_i^2 \mathbf{v}_i}{2} \quad (3.24)$$

sind die sich daraus ergebenden Elektronen- und Ionen-Wärmeflussdichten durch die Schicht. $\delta_{i/e}$ sowie Φ_s und η_i sind freie Parameter, die zu $\delta_i = 2,5$, $\eta_i = 1,0$, $\delta_e = 0,9$ und $\Phi_s = 3,1$ gewählt werden. Weitere Details zu den Transmissionskoeffizienten und deren Wahl, sowie detailliertere Betrachtungen zur Randschichtphysik folgen in Kapitel 5.

Eine besondere Rolle unter den senkrechten Wänden spielt der innere Teil der ringförmigen Kathode, wo der Gaseinlass lokalisiert ist. Formal werden hier ebenfalls Schicht-randbedingungen für T_i und \mathbf{v}_{\parallel} verwendet, allerdings mit angepassten Parametern. Diese werden anfangs aus [1] übernommen und auf folgende Werte gesetzt:

- Ionentemperatur: $\delta_i = 1,0$ und $\eta_i = 1,0$
- Elektronentemperatur: Die Temperatur wird auf 1,0 eV gesetzt.
- Geschwindigkeit: Die Geschwindigkeit muss, analog zu den gewöhnlichen Schicht-randbedingungen, die Ionenschallgeschwindigkeit erreichen.
- Dichte: Die Dichte wird auf $5,0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ gesetzt. Eine Abweichung von diesem Wert wird aber ermöglicht.

Da die Begründung der Wahl der Randbedingungen anhand von [1] nicht nachvollzogen werden kann, werden im weiteren Verlauf der Arbeit, in Kapitel 5, die Randbedingung an dieser Position geändert. Dann werden, wie zuvor beschrieben, gewöhnliche Schicht-randbedingungen gewählt.

Horizontale Anoden-Fläche

Das Magnetfeld und Anode sind nicht parallel ausgerichtet und es wird eine zum Magnetfeld parallele Komponente des Flusses auf diese Fläche geben. Daher müsste nach innen gerichteten Fläche der Anode als zum Magnetfeld geneigte Fläche betrachtet und angepasste Schicht-randbedingungen verwendet werden. Das Plasma wird im Modell aber so angepasst, dass es tangential an dieser Fläche vorbei fließt. Damit bildet sich keine elektromagnetische Schicht an dieser Wand, da nur durch senkrechten Transport Teilchen auf diese Fläche gelangen können. Aus diesem Grund wird hier ebenfalls eine Abfalllänge von 1,0 cm für alle Parameter definiert. Diese Fläche wird im Folgenden auch als Anodenboden bezeichnet.

Quellregion

In der Quellregion wird der Entladebogen modelliert, indem dort die Elektronentemperatur auf 15,0 eV und die Ionentemperatur auf 5,0 eV gesetzt wird. Die vergleichsweise hohen Temperaturen sorgen dafür, dass in diesem Bereich viele Ionisationsprozesse der aus dem Gaszufluss stammenden Neutralteilchen stattfinden und die Dichte des Plasmas sich auf hohem Niveau einstellt. Damit wird eine Energie- und Teilchenquelle für

das Plasma generiert. L. Vervecken geht in seiner Arbeit [3] noch weiter auf die Modellierung des Entladebogens ein und stellt mehrere verschiedene Möglichkeiten dazu dar. Hier wird allerdings dem Ansatz aus [1] gefolgt.

3.1.4 Das Neutralteilchenmodell

Es stellt sich die Frage, ob die Neutralteilchen auch in der Fluidapproximation behandelt werden können. Da diese nur anwendbar ist, wenn es zu vielen Stößen zwischen den Teilchen kommt, während sie eine charakteristische Strecke (z.B.: Gradientenlänge) im betrachteten Volumen zurücklegen, ist es sinnvoll, sich die Knudsenzahl für ein neutrales Gas vor Augen zu führen. Diese stellt das Verhältnis von mittlerer freier Weglänge λ zu einer für die Geometrie und das Hintergrundmedium (Plasma) charakteristischen Länge L dar.

$$Kn = \frac{\lambda}{L} = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma_{el}nL} \quad (3.25)$$

Dabei ist n die Gasdichte (in cm^{-3}) und σ_{el} ein typischer Wirkungsquerschnitt für elastische (allgemeiner: entropieproduzierende Stöße) Stöße (in cm^2)(allgemeiner: für entropieproduzierende Stöße, d.h. auch resonanter Ladungsaustausch in einem Plasma, dessen Ionen nahezu Maxwellverteilt sind). Um in der Fluidnäherung rechnen zu können, muss für die Knudsenzahl $Kn \lesssim 0,01$ gelten. Ausgehend von Stößen zwischen festen Kugeln mit einem Durchmesser $d = 4 \times 10^{-8}$ cm ergeben sich typische Wirkungsquerschnitte von $1 - 2 \times 10^{-15}$ cm^2 [19], was mit für PSI-2 typischen Neutralgasdichten ($\sim 5 \times 10^{12}$ cm^{-3}) und einer charakteristischen Länge von 20 cm zu $Kn \approx 5$ führt. Bei höheren Dichten können Korrektoreffekte zu der freien molekularen Strömung relevant werden, jedoch werden offenbar die Gasdichten nicht so groß, dass die Fluid Näherung auch für neutrale Teilchen gilt.

Aufgrund dieser Tatsache wird für die Modellierung der Neutralteilchen das Programm EIRENE verwendet [20]. EIRENE löst mittels des Monte-Carlo-Verfahrens die Boltzmann-Gleichung für die verschiedenen Neutralteilchen.

Die Boltzmann-Gleichung

In der kinetischen Theorie betrachtet man die Einteilchenverteilungsfunktion im 6-dimensionalen Phasenraum

$$f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3x d^3v. \quad (3.26)$$

Die Entwicklung dieser Größe kann mittels einer kinetischen Gleichung

$$\frac{d}{dt}f_i = \partial_t f_i + \mathbf{v} \cdot \partial_{\mathbf{x}} f_i + \frac{\mathbf{F}}{m_i} \cdot \partial_{\mathbf{v}} f_i = C_i \quad (3.27)$$

beschrieben werden. Die linke Seite der Gleichung beschreibt die Änderung von f durch freies Strömen und in einem Kraftfeld. Der Ausdruck C_i wird als Stoßterm bezeichnet. Der Stoßterm berücksichtigt die Änderung der Verteilungsfunktion durch Stöße, die auf der linken Seite (bei der kollektiven Bewegung) nicht berücksichtigt werden können. Die linke Seite ist allen kinetischen Beschreibungen gemein. Der Stoßterm hingegen kann mit verschiedenen Modellen hergeleitet werden, was zu verschiedenen Ausdrücken führt. Er enthält die komplette Chemie, z.B. Ionisation, Dissoziation, etc., des Multi-Spezies Systems.

Zum Beispiel ergibt sich für ein stoßfreies Plasma die *Vlasov-Gleichung* mit $C_i = 0$. Die Vlasov-Gleichung im Plasma ist allerdings nicht-linear, da im Plasma auch die Kraft \mathbf{F} durch die Verteilungsfunktion f selbst gegeben ist, nämlich durch die mittleren elektromagnetischen Felder.

Unter der Annahme von elastischen, lokalen, instantanen und binären Stößen lässt sich der Boltzmann-Stoßterm herleiten. Aus der allgemeinen kinetischen Gleichung ergibt sich die berühmte Boltzmann-Gleichung für verdünnte Gase [21].

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}f &= \partial_t f + \mathbf{v}_0 \cdot \partial_{\mathbf{x}_0} f + \frac{\mathbf{F}}{m_0} \cdot \partial_{\mathbf{v}_0} f \\ &= \int \int \int \sigma(\mathbf{v}'_0, \mathbf{v}'_b; \mathbf{v}_0, \mathbf{v}_b) |\mathbf{v}'_0 - \mathbf{v}'_b| f(\mathbf{v}'_0) f_b(\mathbf{v}'_b) d^3 v'_0 d^3 v_b d^3 v'_b \\ &\quad - \int \int \int \sigma(\mathbf{v}_0, \mathbf{v}_b; \mathbf{v}'_0, \mathbf{v}'_b) |\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_b| f(\mathbf{v}_0) f_b(\mathbf{v}_b) d^3 v'_0 d^3 v_b d^3 v'_b \end{aligned} \quad (3.28)$$

In diesem Fall wird die Änderung einer Spezies von Teilchen (Index „0“) vor einer Hintergrund-Spezies (Index „b“) beschrieben. Wenn es weitere mögliche Stoßpartner als „b“ gibt, wird aus dem Stoßterm eine Summe über Stoßintegrale für jede Spezies. Das erste Integral des Stoßterms auf der rechten Seite stellt den „Gewinn“ dar - Teilchen der Geschwindigkeit \mathbf{v}'_0 gehen nach dem Stoß zu \mathbf{v}_0 über. Es wird der Stoß ($\mathbf{v}'_0, \mathbf{v}'_b \rightarrow \mathbf{v}_0, \mathbf{v}_b$) beschrieben. Der zweite Term hingegen stellt einen „Verlust“ dar, bei dem Teilchen der Geschwindigkeit \mathbf{v}_0 nach dem Stoß ($\mathbf{v}_0, \mathbf{v}_b \rightarrow \mathbf{v}'_0, \mathbf{v}'_b$) eine andere Geschwindigkeit \mathbf{v}'_0 vorweisen.

Unter der Annahme ungestörter Bahnen ($\mathbf{F} = 0$), bei keiner expliziten Zeitabhängigkeit ($\partial_t = 0$), wenn die Verteilungsfunktion des Hintergrunds gegeben ist und mit Einführung einer externen Quelle Q wird daraus:

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{v}_0}{|\mathbf{v}_0|} \cdot \partial_{\mathbf{x}_0} \Phi(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0) + \Sigma_t(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0) \Phi(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0) = \\ Q(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0) + \int d^3 v'_0 \Phi(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}'_0) \cdot C(\mathbf{x}_0; \mathbf{v}'_0 \rightarrow \mathbf{v}_0) \end{aligned} \quad (3.29)$$

mit dem skalaren Transport-Fluss

$$\Phi(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0) = |\mathbf{v}_0| \cdot f(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0) \quad (3.30)$$

und den Stoßtermen die den Gewinn und den Verlust beschreiben

$$\left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{\text{Gewinn}} = \int d^3v'_0 C(\mathbf{x}_0; \mathbf{v}'_0 \rightarrow \mathbf{v}_0) |\mathbf{v}'_0| f(\mathbf{v}'_0) \quad (3.31)$$

$$\left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{\text{Verlust}} = \Sigma_t(\mathbf{x}_0, \mathbf{v}_0) |\mathbf{v}_0| f(\mathbf{v}_0). \quad (3.32)$$

Interessant an dieser Darstellung bei der Behandlung von Neutralteilchen im Plasma ist, dass in den Kollisionskernen $C(\mathbf{x}_0; \mathbf{v}'_0 \rightarrow \mathbf{v}_0)$ die Aufnahme anderer Prozesse leicht möglich ist. Zum Beispiel können mittels anderer Wirkungsquerschnitte σ chemische Reaktionen (auch multiplikative Prozesse mit mehreren Folgeteilchen) oder Absorption leicht einbezogen und das Verfahren so erweitert werden. Mathematisch drückt sich dieses dann dadurch aus, daß der Stosskern C , der die Übergangswahrscheinlichkeit im Phasenraum durch Stöße beschreibt, dann nicht mehr auf Eins normiert ist.

Das Monte-Carlo-Verfahren

Das Monte-Carlo-Verfahren kann immer als Integration einer bestimmten Funktion mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeitsverteilung gesehen werden. Zum Beispiel ist bei einem Transportproblem diese Wahrscheinlichkeitsverteilung die Einteilchenverteilungsfunktion. Das Problem, das sich allerdings ergibt, ist dass diese nicht explizit bekannt ist und daher nicht direkt eine Zufallszahl gemäß dieser Verteilung generiert werden kann. Die Lösung des Problems ist es, komplette „random walks“ für einen Markov-Prozess zu generieren [22]. Anschaulich wird dies am besten durch die Umformung der Gleichung (3.29). Diese kann umgeformt werden zu einer Fredholm-Integralgleichung zweiter Art für die Präkollisionsdichte $\Psi(x) = \Sigma_t(x)\Phi(x)$, anhand derer sich der Lösungsprozess mittels eines Monte-Carlo-Verfahrens illustrieren lässt [23].

$$\begin{aligned} \Psi(x) &= \int dx' Q(x') T(x' \rightarrow x) \\ &+ \int dx' \Psi(x') C(x' \rightarrow x) T(x' \rightarrow x) \\ &= S(x) + \int dx' \Psi(x') K(x' \rightarrow x) \end{aligned} \quad (3.33)$$

Der Übergangskern $K(\mathbf{x}', \mathbf{v}', i' \rightarrow \mathbf{x}, \mathbf{v}, i) = C(\mathbf{x}'; \mathbf{v}', i' \rightarrow \mathbf{v}, i) T(\mathbf{v}, i; \mathbf{x}' \rightarrow \mathbf{x})$ besteht aus einer Kollision am Ort \mathbf{x}' bei dem sich Geschwindigkeit und Teilchensorte ändern können und einem anschließenden Transport zum Ort \mathbf{x} . Das Monte-Carlo-Verfahren beginnt mit der „Geburt“ eines Teilchens, dessen Spezies, Ort und Geschwindigkeit gemäß der Verteilung Q generiert werden. Anschließend wird das Teilchen transportiert. Die Strecke bis zur folgenden Kollision wird Mittels einer Zufallszahl gemäß der Verteilung T erzeugt. Dann folgt eine Reihe von Kollisionen mit anschließendem Transport,

bis es zur Ionisation zu einem Plasma-Ion kommt oder das Teilchen abgepumpt wird. Von diesen Prozessketten $w_j, j = 1, 2, \dots, n$ wird eine große Anzahl n erzeugt.

Bei Monte-Carlo-Verfahren ist es gemeinhin nicht nötig, detaillierte Kenntnisse der Verteilungsfunktion zu haben. Stattdessen werden häufig so genannte Antwortfunktionen

$$R = \int dx \Psi(x) g_c(x) \quad (3.34)$$

mit Detektor-Funktionen $g_c(x)$ gesucht. Nun werden im Monte-Carlo-Verfahren die Antwortfunktionen als arithmetischer Mittelwert von Estimatoren $X(w_j)$ approximiert. Es kann gezeigt werden, dass dieser Mittelwert mit R übereinstimmt und mittels einer Reihe dargestellt werden kann, deren Terme genau den verschiedenen langen Markov-Ketten aus dem Monte-Carlo-Verfahren entsprechen. In [23] findet sich dazu eine Beweisskizze.

So können über eine geschickte Wahl von Estimatoren wichtige physikalische Eigenschaften der Neutralteilchen mittels der anschaulichen Simulation vieler einzelner Teilchen gewonnen werden.

In der Praxis wird in EIRENE eine gewisse Anzahl von Molekülen und Atomen im Grundzustand von den Wänden des Vakuumgefäßes, die im Kontakt mit dem Plasma sind, einzeln gestartet. Die Teilchen werden verfolgt, bis sie entweder in einer der Pumpen abgepumpt oder ionisiert werden. Beim Auftreffen auf eine der Wände werden Reflexions- und Sputtering-Datenbanken verwendet um, den Zustand des Teilchens nach der Reaktion mit der Wand zu bestimmen.

Die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Reaktionen werden mittels der Datenbanken HYDHEL [24] und AMJUEL [20], die Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten für die Reaktionen enthalten, bestimmt.

Gitter

Aufgrund der Neutralität der in EIRENE behandelten Teilchen sind diese nicht durch das Magnetfeld eingeschlossen. Das führt dazu, dass das in B2 verwendete Gitter erweitert werden muss, um auch die Vakuumregion außerhalb der Plasmasäule einzubeziehen und so ungestörte, geradlinige Bewegungen in der gesamten Vakuumkammer zu ermöglichen.

Da aus den EIRENE-Läufen lokale Quellterme in B2 berechnet werden, ist es sinnvoll, das B2-Gitter im Plasma zu übernehmen. Weil es außerhalb des B2-Gitters keine Quellterme für das Plasma gibt, kann der äußere Bereich als eine große Zelle behandelt werden. Das gilt nicht mehr, wenn (bei kleinen Knudsen Zahlen) Neutral-Neutral-Wechselwirkungen als Korrektur miteinbezogen werden, was im Rahmen dieser Arbeit aber noch nicht geschieht.

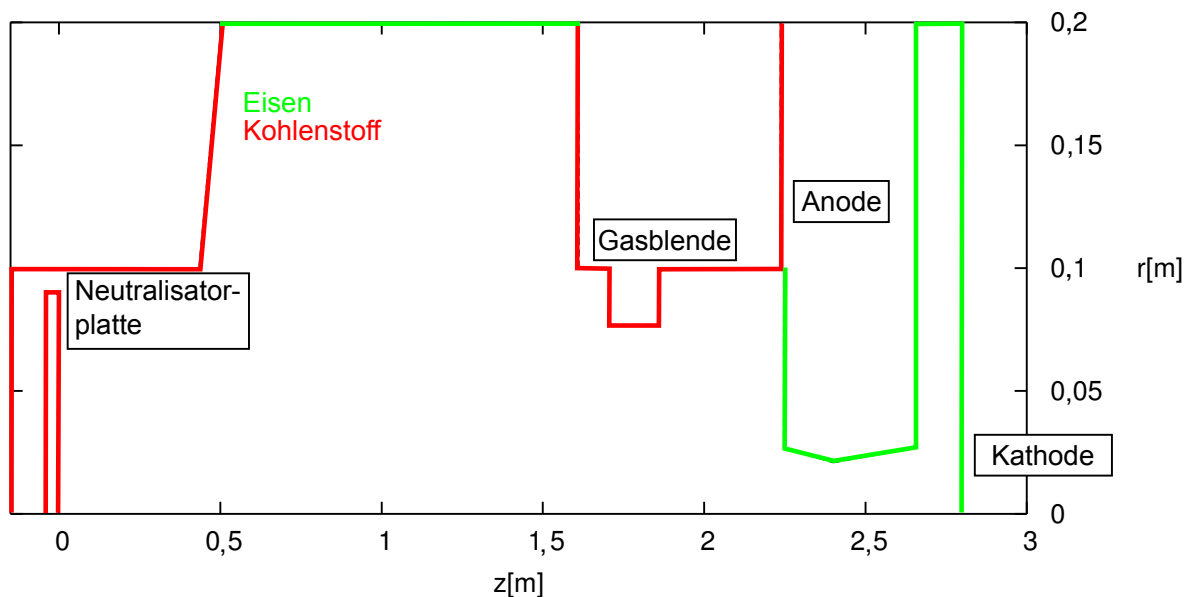


Abbildung 3.3: Die Geometrie für den EIRENE-Code. Rot skizzierte Wände sind aus Kohlenstoff, grüne aus Eisen.

Das aus Vakuumgefäß und B2-Gitter resultierende Gitter wird noch um die Mittelachse rotiert, um, wie von EIRENE benötigt, ein 3D-Gitter zu erhalten. Die Information, die durch die Winkelkoordinate gegeben und im 2D-Modell nicht notwendig ist, verschwindet bei der an einen Lauf anschließenden Projektion in die Ebene wieder.

Randbedingungen und Input-Parameter

Neutralgaszufluss

Der Gaseinlass befindet sich im inneren der ringförmigen Kathode. In der Computersimulation wird er als ausgedehnte Quelle modelliert und befindet sich in den inneren Flussröhren ($i_r = 32..25$) an der Kathode. Der Gasfluss ist auf $6,32 \times 10^{19} \frac{\text{D}_2\text{-Moleküle}}{\text{s}}$ gesetzt.

Gefäßwände

Die Reaktionen der Neutralteilchen an den Wänden sind abhängig von Temperatur und Material der Wand. Daher müssen diese beiden Parameter gesetzt werden. Wie in [1] sind alle Wände aus Kohlenstoff oder Eisen. Die Temperatur aller mit dem Plasma in Berührung stehenden Wände (Kathode, Anode, Neutralisatorplatte) ist auf 600 K, die der anderen auf 300 K gesetzt.

Teilchensorten und Reaktionen

In Tabelle 3.1 sind die verwendeten Reaktionen aufgelistet. Bei der Erweiterung des

Neutralteilchenmodells (Kapitel 4) werden diese noch geändert und erweitert. In dem Kapitel wird daher nochmal detaillierter auf die chemischen Reaktionen eingegangen. In der Tabelle und auch in den verwendeten Datenbanken stehen Wasserstoff-Reaktionen. Diese werden im vorhandenen Programm nachträglich so korrigiert, dass dem zusätzlichen Neutron im Deuterium Rechnung getragen wird. Die letzte aufgelistete Reaktion wird im Modell nicht ablaufen, weil kein Prozess betrachtet wird, in dem H^- -Ionen erzeugt werden.

Die von EIRENE behandelten Teilchen sind D, D_2, D_2^+, D^+, D^- und e . Dabei wird der zuvor beschriebene Prozess von alternierendem Transport und Kollision nur für die Neutralteilchen ausgeführt. D^+ - und e -Dichten werden als vom B2-Plasmodell gegeben angenommen und ändern sich nicht während eines EIRENE-Laufs. Die Ionen und molekularen Ionen werden, aufgrund der Abhängigkeit ihrer Bewegung von den elektromagnetischen Feldern, gesondert behandelt. Die Teilchen können in EIRENE verfolgt werden, wie auch den nicht geladenen Teilchen. Allerdings bewegen sich die geladenen Teilchen dabei entlang der magnetischen Feldlinien. Alternativ folgt man der Bewegung der geladenen Teilchen nicht, sondern lässt die Kollisionen direkt an dem Ort, an dem die Teilchen erzeugt wurden geschehen, so dass die Teilchen in ein Plasma-Ion übergehen oder ein Teilchen entsteht, das weiter verfolgt werden kann. Der Transportkern im Integral wird in dem Fall nicht ausgewertet, sondern die Kollision findet im Monte-Carlo-Verfahren direkt statt. Hier werden die Teilchen nicht verfolgt, wie auch in [1].

Eine sehr grobe Abschätzung ob diese Approximation gerechtfertigt ist, kann durch die Betrachtung der Reaktionsraten der H_2^+ -Moleküle erreicht werden. Wenn die Raten der Prozesse der Form $H_2^+ + e$ aufaddiert werden erhält man eine Art Reaktionsfrequenz für diese Reaktionen:

$$\sum n_e \langle \sigma v \rangle = \frac{1}{\tau} \quad (3.35)$$

Unter der Annahme, dass die H_2^+ -Ionen ihre Energie von den H_2 -Molekülen erhalten, die sich auf Wandtemperatur befinden (600 K), lässt sich mit der thermischen Geschwindigkeit eine freie Weglänge λ berechnen. Diese liegt, bei Parametern in PSI-2 bei $\lambda \lesssim 1$ cm, was klein gegen die Abmessungen der PSI-2 Plasmaanlage ist. Der durch die statische Approximation verursachte Fehler ist schlimmstenfalls im niedrigen Prozentbereich.

Pumpen

Die Pumpen können über einen Reflexionskoeffizienten eingestellt werden. Über die jeweilige Fläche der Pumpe, die von den Testteilchen im Modell gesehen wird und diesen Reflexionskoeffizienten kann eine Saugleistung berechnet werden. Diese Umrechnung

Tabelle 3.1: Die verwendeten Reaktionen für Neutralteilchen und Moleküle

Reaktion	Bezeichnung	Datenbankeintrag
$H + e \rightarrow H^+ + 2e$	Ionisation	AMJUEL H.4 2.1.5
$H + H^+ \rightarrow H^+ + H$	Ladungsaustausch	HYDHEL H.3 3.1.8, H.1 3.1.8
$H_2 + e \rightarrow 2H + e$	Dissoziation	HYDHEL H.2 2.2.5
$H_2 + e \rightarrow H_2^+ + 2e$	Ionisation	HYDHEL H.2 2.2.9
$H_2 + e \rightarrow H + H^+ + 2e$	Dissoziative Ionisation	HYDHEL H.2 2.2.10
$H_2 + H^+ \rightarrow H_2 + H^+$	Elastische Kollision	H.0 0.3T AMJUEL H.1 0.3T H.3 0.3T
$H_2(\nu) + H^+ \rightarrow H_2^+ + H$	Ladungsaustausch	AMJUEL H.2 3.2.3
$H_2^+ + e \rightarrow H + H^+ + e$	Dissoziation	HYDHEL H.2 2.2.12
$H_2^+ + e \rightarrow 2H^+ + 2e$	Dissoziative Ionisation	HYDHEL H.2 2.2.11
$H_2^+ + e \rightarrow H + H$	Dissoziative Rekombination	HYDHEL H.2 2.2.14
$H^+ + e \rightarrow H$	Rekombination	AMJUEL H.4 2.1.8
$(H^- + e \rightarrow H + 2e)$	Elektron Detachment	HYDHEL H.2 7.1.1

ist in [19] beschrieben. Saugleistungen sind, wenn nicht explizit genannt, wie folgt eingestellt:

- Pumpstufe: $0 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$
- Target-Raum: $3,5 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$
- Neutralisatorplatte: $0 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$

Das ist eine experimentell eher ungewöhnliche Konfiguration, die allerdings in dem zu reproduzierenden Fall gewählt wurde und daher auch hier die Standardkonfiguration darstellt.

3.1.5 Kopplung von Plasma- und Neutralteilchenmodell

Um die beiden Modelle zu einem Multi-Skalen-Modell zu koppeln, muss ein Austauschmechanismus genutzt werden. Dieses Kopplungsinterface existiert bereits im B2-EIRENE-Code und seine Funktion wird im Folgenden kurz beschrieben.

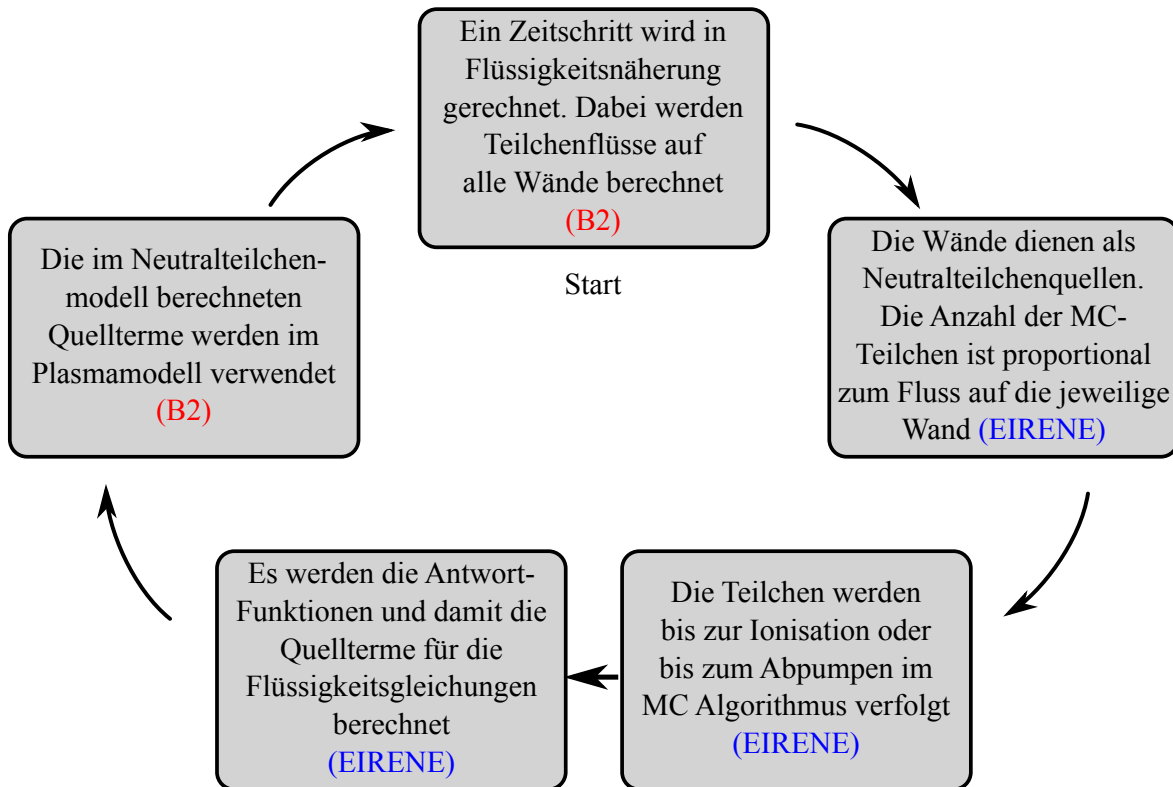


Abbildung 3.4: Anschauliche Darstellung des Programmablaufs

Im Plasmamodell werden Wärme- und Teilchenflüsse auf sämtliche mit dem Plasma in Kontakt stehende Wände berechnet. Wenn eine Iteration des Plasmamodells beendet ist, werden diese Werte dem EIRENE-Code zur Verfügung gestellt. Im daraufhin startenden Zeitschritt des Neutralteilchenmodells werden an jeder Wand, die mit dem Plasma in Kontakt steht, Neutralteilchen im Grundzustand gestartet. Die Anzahl der gestarteten Teilchen pro Wand ist dabei proportional zum Ionenfluss, der auf diese Wand fällt. Anschließend werden die Neutralteilchen, wie in Abschnitt 3.1.4 beschrieben, bis zu ihrer Ionisation oder dem Verlassen des Simulationsgebietes (Pumpe) verfolgt.

Neben den Wänden gibt es noch eine weitere Teilchenquelle, die Volumenrekombination. Die Stärke dieser Quelle wird aus den Plasmamparametern und den Wirkungsquerschnitten der Rekombination berechnet und in EIRENE wird diese Quelle genau so behandelt wie die Recyclingquellen an den Wänden.

Anhand der Markov-Ketten die so erzeugt werden, lassen sich örtlich aufgelöst Quellterme der Braginskii-Gleichungen (S_{n_i} , S_{m_i} , S_E^e , S_E^i) berechnen. Diese fließen im nächsten Schritt in das Plasmamodell ein und sorgen so für eine Änderung des Plasmazustandes, was wiederum für andere Flüsse auf die Wände sorgt. Durch Iteration dieser gekoppel-

ten Aufrufe von Plasma- und Neutralteilchen-Code wird eine Methode zur Verfügung gestellt, die korrekt und effizient das System Plasma-Neutralgas modelliert. In Abbildung 3.4 wird der Prozess nochmal anhand eines Schaubildes verdeutlicht.

3.2 Ergebnisse

Das erste Ziel bei der Rekonstruktion des numerischen Modells für die PSI-2 Plasmaanlage ist es, Ergebnisse des früheren Modells zufriedenstellend zu reproduzieren. Da nicht alle Parameter, Einstellungen und eventuelle Erweiterungen des Modells bekannt sind, wird die Reproduktion nur mit einigen Abweichungen möglich sein.

Abbildung 3.5 zeigt den Fall, anhand dessen das neue Modell geprüft wird. Die in [1] gegebenen Parameter für die damalige Simulation, mit deren Hilfe die gezeigten Ergebnisse berechnet wurden, werden auch in der vorliegenden Arbeit verwendet. Gegeben sind Elektronentemperatur an der Quelle, Pumpleistungen, der Neutralgaszufluss sowie die radialen Diffusions-Wärmeleitungskoeffizienten. Die Werte sind in den Abschnitten über die Randbedingungen in Abschnitt 3.1.3 und 3.1.4 gegeben.

Als alte Ergebnisse stehen nur radiale Profile an zwei verschiedenen (nicht exakt bekannten) axialen Positionen für Elektronentemperatur und Plasmadichte zur Verfügung. Die Elektronentemperatur besitzt ein Maximum an der radialen Position der Projektion der Quellregion entlang der Magnetfeldlinien. Daraus resultiert, bei Rotation um die Symmetrieachse, ein Hohlprofil, das auch experimentell beobachtet wird. Es lässt sich durch das ringförmige Anoden-Kathoden-System erklären.

Die Dichte zeigt ein Plateau mit einem geringen Anstieg von $r = 0$ cm bis zu einem Radius von etwa 3 cm. Darauf folgt ein steiler Abfall der Dichte, der in der Pumpstufe von $1,1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bis $3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ reicht. Das zweidimensionale Dichteprofil entspricht

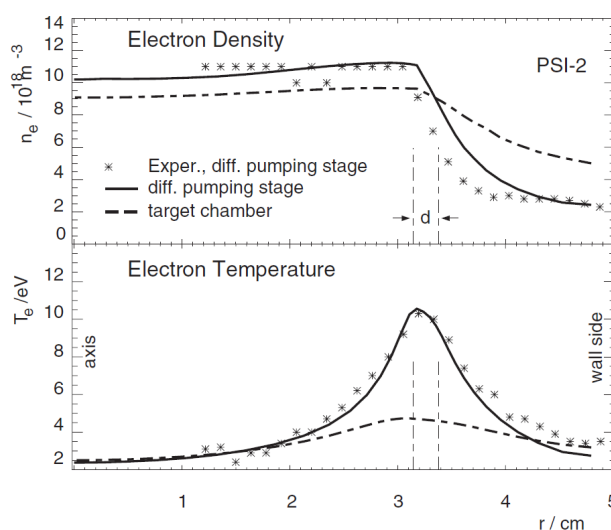


Abbildung 3.5: Ausschnitt aus [1]. Radiale Profile für Dichte und Elektronentemperatur an verschiedenen axialen Positionen. In der Pumpstufe sind auch experimentelle Werte gegeben.

einer Plasmasäule, mit großer Dichte bis zu einem bestimmtem Radius und einem steilen Abfall der Dichte bei größeren Radien.

Im Target-Raum ist sowohl der Abfall der Dichte, als auch das Maximum bei der Temperatur weniger ausgeprägt. Das Temperaturprofil ist eine Folge der lokalisierten Energiezufuhr in der Quellregion und des geringen senkrechten Transports. Das Dichteprofil ist bedingt durch die unterschiedlichen Diffusionskoeffizienten im Innen- und Außenbereich des Plasmas.

In Abbildung 3.6 sind die Ergebnisse der ersten Simulationen im direkten Vergleich mit den alten Ergebnissen zu sehen. Da das Magnetfeld neu berechnet wurde, weil die damalige Konfiguration nicht genau bekannt war, ist davon auszugehen, dass der Durchmesser der Plasmasäule in den neuen Rechnungen nicht exakt dem früheren entspricht. Des Weiteren ist dieser Durchmesser wegen der Ortsabhängigkeit des Magnetfeldes axialen Schwankungen unterworfen. Da die genaue axiale Position der Ergebnisse aus Berlin ebenfalls nicht bekannt ist, führt dies zu einer weiteren Ungenauigkeit in den radialen Positionen der Plasmparameter. Weil deshalb davon auszugehen war, dass die absolute radiale Position der Profile nicht übereinstimmt, wurde die x -Koordinate in beiden Fällen normiert. $r_0(z)$ ist die radiale Position bei der sich die Flussröhre $i_r = 17$ befindet.

In Anhang A wird die genaue Position aller Auswertungen dieser Arbeit der Übersicht wegen nochmal grafisch dargestellt.

Offensichtlich ist die Form der Profile gut reproduziert worden. Sowohl das Hohlprofil in der Temperatur als auch die konstante Dichte in der inneren Plasmasäule mit dem steilen Abfall zum Plasmarand hin sind in den neuen Rechnungen zu erkennen.

Allerdings fällt weiterhin sofort auf, dass die absoluten Werte bei beiden Parametern um teilweise 50 % abweichen. Außerdem ist das Hohlprofil der Elektronentemperatur

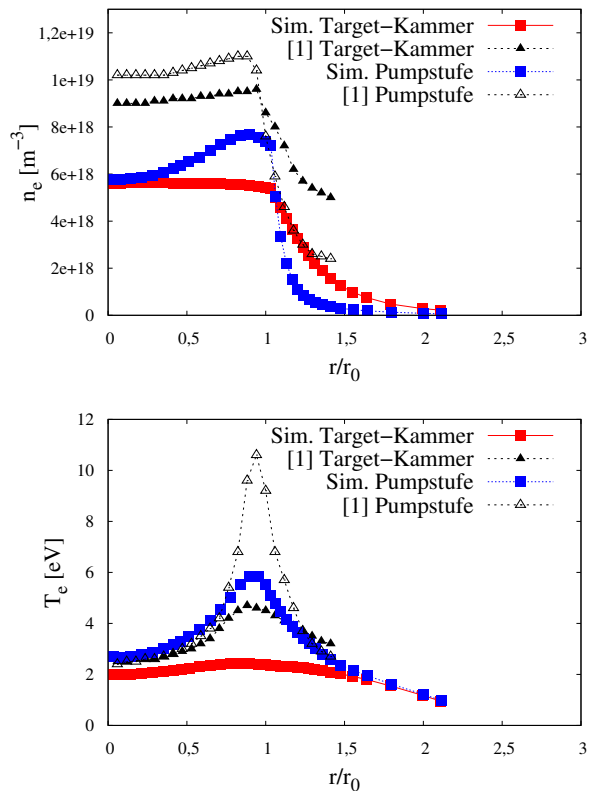


Abbildung 3.6: Elektronentemperatur und Plasmadichte im radialen Schnitt. Gezeigt sind die Werte aus der Simulation in dieser Arbeit (rot, blau) sowie die alten numerischen Ergebnisse (schwarz)

in der Target-Kammer bei der neuen Simulation nahezu vollständig verschwunden. Ein Maximum im radialen Schnitt ist kaum noch zu erkennen. Im Bereich nahe der Symmetrieachse und im Außenbereich des Plasmas stimmen die Temperaturprofile nahezu überein, während im Bereich des Maximums die besagte Abweichung auftritt. Bei der Dichte in der Pumpstufe gibt es darüber hinaus einen Anstieg um ca. 30 % von der Symmetrieachse bis zur radialen Position der Quellregion. Dieser Anstieg ist in den alten Rechnungen bei weitem nicht so stark.

Die möglichen Gründe für diese Abweichungen und die insgesamt nicht zufriedenstellende Reproduktion der Simulationen aus Berlin sind vielfältig. Zum Einen ist, wie bereits erwähnt, die zuvor verwendete Spulenkonfiguration und damit das Magnetfeld nicht bekannt und daher nur näherungsweise reproduzierbar. Das führt auch zu einer Abweichung im verwendeten Gitter. Zum Anderen sind die genauen axialen Positionen der gezeigten radialen Schnitte nicht bekannt. Die axiale Abhängigkeit aller Parameter sorgt daher für eine Unsicherheit in den gezeigten Vergleichen. Dies stellt allerdings kein grundsätzliches Problem für das Modell dar, sondern erschwert lediglich den Vergleich. Des Weiteren sind nicht alle für B2 nötigen Input-Parameter in [1] genannt, so dass dabei auf Standard Werte zurückgegriffen werden muss. Es gibt außerdem noch weitere kleine Abweichungen in der Modellierung der Quellregion. Zuletzt bleibt noch zu nennen, dass eventuelle Erweiterungen und Modifikationen, die in Berlin am B2-EIRENE-Code vorgenommen worden sein könnten, nicht vorliegen.

3.3 Einfluss eines Flux-Limiters der parallelen Wärmeleitung

Bei der Analyse der Abweichungen stellte sich heraus, dass in alten Input-Dateien der im Abschnitt über den parallelen Transport (3.1.3) eingeführte Parameter für den Flux-Limiter wiederholt geändert wurde. Es zeigt sich, dass dieser Parameter großen Einfluss auf den axialen Verlauf von Dichte und Temperatur hat. Deshalb und da bei dem zu reproduzierenden Fall der Wert für F_L nicht definitiv bekannt ist, wird im Folgenden untersucht, wie sich die Änderung dieses Parameters auf die Plasmadichte- und Elektronentemperaturprofile auswirkt.

Der parallele Transport wird in dem verwendeten Plasmamodell überschätzt, wenn die mittlere freie Weglänge der Elektronen groß gegen die charakteristische Länge des Elektronentemperaturgradienten wird. Aus diesem Grund wird der bereits beschriebene Flux-Limiter eingeführt. Diese künstliche Begrenzung der Wärmeleitung führt natürlich zu einem weiteren freien Parameter. Auch diese Tatsache macht die Untersuchung des Sachverhaltes interessant, da eine zu große Abhängigkeit von diesem freien Parameter dafür spräche, dass das Fluid Modell für die Anwendung für PSI-2 nur

bedingt oder nicht geeignet ist. In diesem Fall müsste entweder, sofern dies mit den vorhandenen Mitteln möglich ist (hoher numerischer Aufwand), das komplette Modell kinetisch behandelt werden, oder zumindest durch ausführliche Vergleiche mit Experimenten, bei denen an mehreren axialen Positionen das Plasma charakterisiert wurde, der Flux-Limiter für verschiedene Plasmaparameter bestimmt werden.

Der Effekt des Flux-Limiters auf die Elektronentemperatur wird in [1] beschrieben und hier nochmal zusammengefasst. Gleichung (3.8) gibt den Wert für den angepassten Wärmeleitkoeffizienten. Die parallele Elektronen-Wärmeflussdichte wird damit zu

$$q_{\parallel}^e = -\kappa_{\parallel}^e \nabla T_e = -\kappa_{\parallel,cl}^e \nabla T_e \left(1 + \left| \frac{\kappa_{\parallel,cl}^e \nabla T_e}{F_L n T_e \sqrt{T_e/m_e}} \right| \right)^{-1}. \quad (3.36)$$

$nT_e \sqrt{T_e/m_e} = nT_e |\mathbf{v}_{th}| = q_{FL}$ ist die Wärmeflussdichte, die sich ergäbe, wenn alle Elektronen mit v_{th} , einem Maß für die thermische Geschwindigkeit, in eine Richtung strömten. In einer Dimension kann ∇T_e als T_e' geschrieben werden. Die Ableitung der Elektronentemperatur und die Elektronen Wärmeflussdichte haben immer ein unterschiedliches Vorzeichen, so dass weiterhin $|T_e'| = -\frac{|q_{\parallel}^e|}{q_{\parallel}^e} T_e'$ gilt. Damit folgt für die Ableitung der Elektronentemperatur

$$T_e' = -\frac{q_{\parallel}^e}{\kappa_{\parallel,cl}^e \left(1 - \frac{|q_{\parallel}^e|}{F_L \cdot q_{FL}} \right)}. \quad (3.37)$$

Wenn also $|q_{\parallel}^e| \rightarrow F_L \cdot q_{FL}$ ergibt sich eine Singularität für T_e' , und damit ein steiler Abfall für die Elektronentemperatur. Abbildungen 3.7 und 3.8 lassen dieses Verhalten erkennen. Abbildung 3.7 stellt den Elektronenwärmefluss $Q_e = q_e A$ und Grenzwert $Q_{FL} = F_L q_{FL} A$ in der Flussröhre mit $i_r = 17$ dar. Die Flussdichten sind mit der Querschnittsfläche der Flussröhre A multipliziert um die Abhängigkeit der Flussbegrenzung vom Durchmesser der Plasmasäule zu zeigen. In Abbildung 3.8 sind die Temperaturprofile in der gleichen Flussröhre dargestellt. Für $F_L = 0,2$ kommt der Fluss dem Limit im Bereich am Ende des Anoden-Kathoden-Raums, bei $z \approx 2,4$, sehr nahe. Für $F_L = 0,8$ ist der Abstand größer. Dadurch bedingt zeigt sich im Temperaturprofil für $F_L = 0,2$ an gleicher Stelle ein steilerer Abfall.

In [1] wurde bereits gezeigt, dass der Flux-Limiter, besonders bei einer gewissen Magnetfeldkonfiguration, die hier aber nicht verwendet wird, signifikanten Einfluss auf die Plasmaparameter hat. Die Rechnungen dazu wurden allerdings für die PSI-1-Anlage durchgeführt. Dort wird der Vergleich zwischen einem Wert von $F_L = 0,2$ (in [25] liefert dieser Wert die beste Übereinstimmung zwischen einem Fluid-Code und einer Rechnung mit einem kinetischen Fokker-Planck-Ansatz in der Plasmarandschicht eines Tokamaks) und $F_L = 10$ (nahezu kein Fluß-begrenzender Effekt) angestellt. Da der

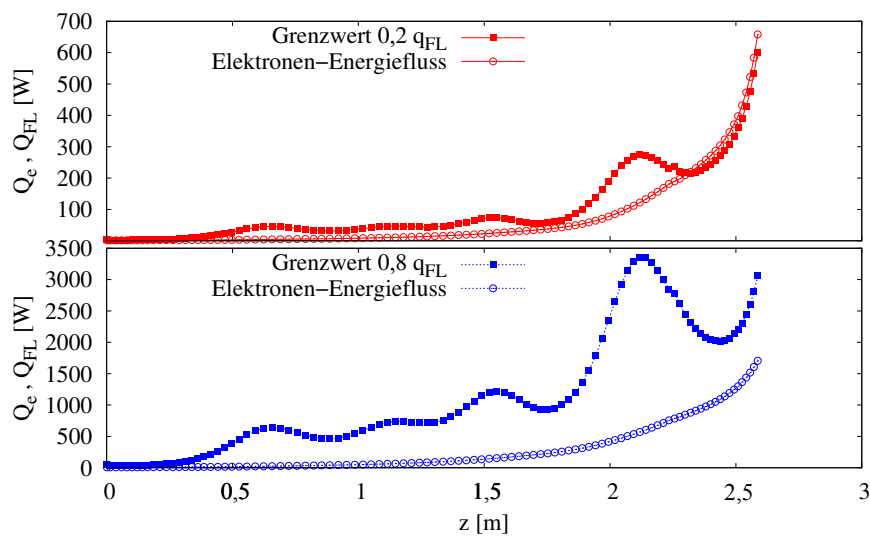


Abbildung 3.7: Elektronen-Wärmefluss Q_e und durch Flux Limiter bedingter Grenzwert Q_{FL} für $F_L = 0,2$ (oben) und $F_L = 0,8$ in der Flussröhre mit $i_r = 17$. Die Werte in und vor der Quelle ($z \gtrsim 2,6$) sind übersichtshalber nicht dargestellt.

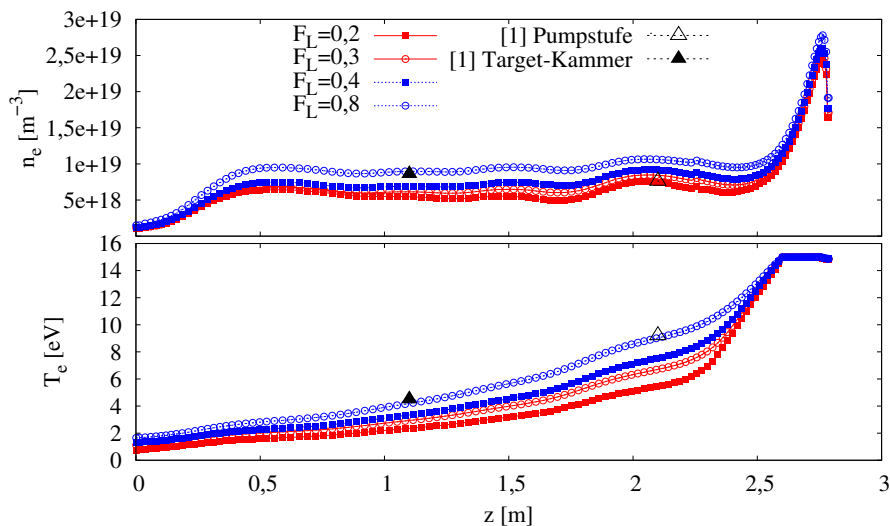


Abbildung 3.8: Axiale Profile der Plasmadichte und der Elektronentemperatur für die Simulation bei verschiedenen Werten für F_L bei $r/r_0 = 1$. Die alten Ergebnisse sind ebenfalls eingezeichnet.

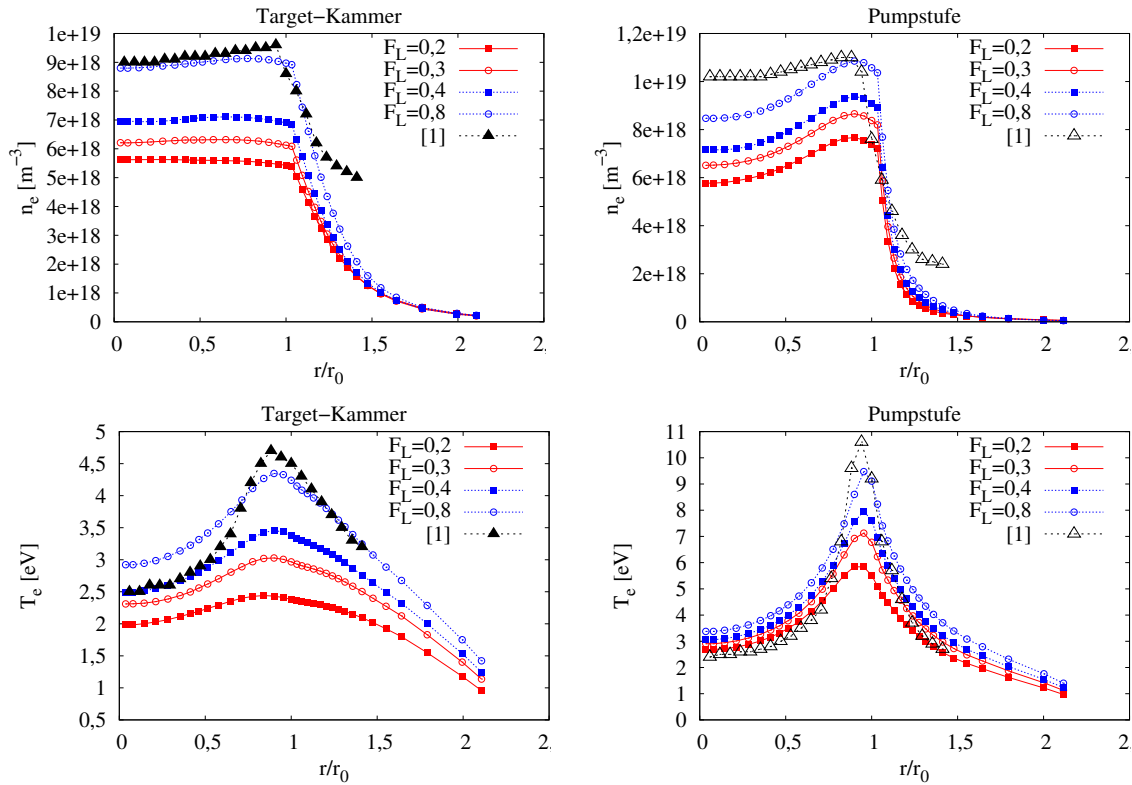


Abbildung 3.9: Radiale Profile für Plasmodichte und Elektronentemperatur im Target-Raum (links) und in der Pumpstufe. Die roten und blauen Kurven stellen die Ergebnisse der in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen mit den verschiedenen Werten von F_L dar. Die alten Ergebnisse aus [1] sind schwarz dargestellt.

Flux-Limiter eingeführt wird, um kinetische Effekte zu berücksichtigen ist nicht davon auszugehen, dass der Parameter F_L eine globale Größe ist, die dazu noch in allen Tokamaks gleich ist. Der Parameter sollte von den lokalen Plasmabedingungen abhängen und müsste im Vergleich mit kinetischen Rechnungen ermittelt werden. Dennoch wird hier ein fester Wert gewählt, weil bisher keine kinetische Berechnung des Plasmas in PSI-2 durchgeführt wurde und auch mit festem F_L experimentelle Ergebnisse zufriedenstellend reproduziert wurden,

Die in alten Input-Daten gefundenen Werte für F_L sind 0,2; 0,3; 0,4 und 0,8. Bei ansonsten völlig gleich bleibenden Bedingungen wurden vier Rechnungen mit diesen Werten durchgeführt. Die axialen Dichte- und Temperaturprofile dieser Rechnungen sind Abbildung 3.8 zu entnehmen. Die Übereinstimmung bei Dichte wie bei Temperatur ist für $F_L = 0,8$ weit besser als für $F_L = 0,2$. Bis auf der Wert der Dichte in der Pumpstufe werden alle Werte nahezu reproduziert. Ein Blick auf die radialen Profile an den beiden verschiedenen axialen Positionen (Abb. 3.9, oben) zeigt, dass auch die Dichte in der Pumpstufe besser reproduziert wird. Die in Abbildung 3.8 zu sehende Abweichung rührt lediglich daher, dass die radiale Position des Dichteabfalls nicht übereinstimmt.

Das legt die Annahme nahe, dass auch in den damaligen Rechnungen ein Wert von $F_L = 0,8$ genutzt wurde.

Die in [1] aufgezeigte Abhängigkeit des Plasmazustands von der Magnetfeldkonfiguration deutet darauf hin, dass auch die Tatsache, dass das Magnetfeld in den Simulationen in dieser Arbeit nicht das gleiche ist wie in [1], einen Einfluss auf die Untersuchung der Abhängigkeit vom Flux-Limiter hat. Da die Größe dieses Einflusses nicht bekannt ist, kann nicht mit Sicherheit bestimmt werden, ob in den damaligen Rechnungen $F_L = 0,8$ genutzt wurde. Für die weiteren Rechnungen in dieser Arbeit wird jedoch dieser Wert verwendet und ausgehend von dem so berechneten Plasmazustand werden Erweiterungen des Modells eingebaut und untersucht.

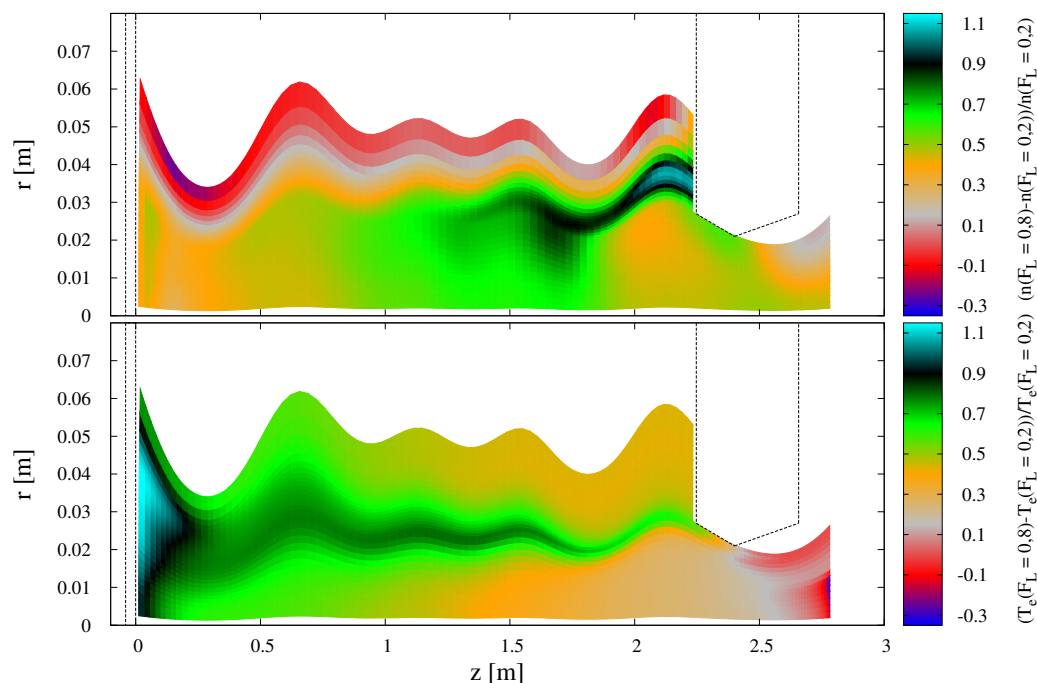


Abbildung 3.10: Relative Unterschiede zwischen den Fällen $F_L = 0,2$ und $F_L = 0,8$. Dargestellt sind die Werte $(n_{F_L=0,8} - n_{F_L=0,2})/n_{F_L=0,2}$ (oben) und $(T_{e,F_L=0,8} - T_{e,F_L=0,2})/T_{e,F_L=0,2}$ (unten).

In den beiden Konturplots in Abbildung 3.10 sind die relativen Änderungen der Elektronentemperatur und der Plasmadichte durch den Flux-Limiter im gesamten Simulationsgebiet gezeigt. Diese beiden Größen ändern sich lokal um bis zu mehr als 100%. Bei der Plasmadichte treten die größten Unterschiede nahe der senkrechten Anodenwand auf. Die Änderung an der Grenze des Plasmas zum Vakuum ist nicht sehr groß. Die Elektronentemperatur ändert sich am stärksten in der Flussröhre, die die Bogenentladung enthält ($i_r = 17$), erkennbar in dem Maximum nahe $r = 0,02...0,03$ zwischen $z \approx 1$ und $z \approx 2,5$, und nahe der Neutralisatorplatte. Obwohl der Flux-Limiter nur

in der Flussröhre, die die Quellregion, und damit das Maximum der Elektronentemperatur, enthält eine Rolle spielt, da dort die größten Energieflüsse und die steilsten Temperaturgradienten auftreten, beeinflusst er das Plasma auch massiv in anderen Bereichen.

Da die Dichte in dem hier betrachteten Fall recht groß ist, und damit die Flüssigkeits-Approximation besser als in Fällen niedrigerer Dichte ist, ist davon auszugehen, dass der hier gezeigte Effekt auf das Plasma in anderen experimentell realisierten Fällen noch größer ist.

3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden alle Informationen zum Aufbau des numerischen Modells gegeben und die verwendeten Verfahren erklärt. Im Folgenden wurde versucht Simulationen aus [1] zu reproduzieren. Die Ergebnisse wurden anhand von radialen Plasmaprofilen verglichen.

Die erzeugten radialen Profile für die Elektronentemperatur und die Plasmadichte zeigen sowohl in der Form als auch in den Absolutwerten hohe Übereinstimmungen zu den Profilen aus [1].

Trotz der besseren Ergebnisse ist die Reproduktion noch immer nicht exakt. Wie bereits erläutert, gibt es noch eine Vielzahl von Unsicherheiten, die sich wohl nicht mehr auflösen lassen. Aufgrund dieser Unsicherheiten wird die Reproduktion nicht genauer gelingen. Die Werte für Elektronentemperatur und Dichte stimmen aber trotz dieser Unsicherheiten nach den getätigten Anpassungen so gut überein, dass das Ziel der Reproduktion als erreicht angesehen werden kann.

Der eingeführte Flux-Limiter hat einen signifikanten Effekt auf die Plasmaparameter im Modell der PSI-2-Anlage. Die verbreitete Vorgehensweise, den Plasmatransport parallel zum Magnetfeld als in der Simulation als korrekt anzunehmen und die senkrechten Transportkoeffizienten durch Anpassungen an experimentelle Daten zu gewinnen sollte daher nur mit Vorsicht angewendet werden. Zumindest sollte bei Vergleichen mit Experimenten stets darauf geachtet werden, dass radiale Profile an mehreren axialen Positionen experimentell bestimmt werden. Als Alternative zu dem verwendeten Fluidmodell könnten kinetische Rechnungen der PSI-2 Anlage durchgeführt werden. Darüber könnten über einen Vergleich der Modelle auch Flux-Limiter gewonnen werden, die auf die gegebenen Plasmaparametern optimiert sind.

Kapitel 4

Erweiterung des verwendeten Neutralteilchenmodells

Es hat sich gezeigt, dass der Plasma-Kern in Tokamak- oder Stellarator-Experimenten und damit auch in späteren Fusionsreaktoren, sehr stark durch den kleinen Bereich der Plasmarandschicht beeinflusst wird. Der Transport von Verunreinigungen in den Kern, die dort zu großen Energieverlusten führen, ist maßgeblich durch das Randschicht-Plasma bestimmt. Das macht eine möglichst vollständige Beschreibung der Plasmarandschicht essentiell für die Modellierung der Experimente und von zukünftigen Reaktoren.

Wie bereits dargelegt wurde, ist die korrekte Behandlung der Neutralteilchen und der Ionen, die nicht in der Flüssigkeitsapproximation behandelt werden können, wesentlich für den Zustand des Plasmas in der Randschicht. Dabei sind ihr Transport und die Reaktionen mit den Plasmaionen und den Elektronen von großer Bedeutung.

Die Möglichkeiten zur Behandlung der Neutralteilchen wurden seit der Zeit, in der an der Modellierung in Berlin gearbeitet wurde, stetig verbessert. So bietet sich mittlerweile durch Erweiterungen der atomaren Datenbank die Möglichkeit, Stoßstrahlungsmodelle auch für Moleküle in EIRENE einzubeziehen oder vibratorisch angeregte Moleküle aus der quasistationären Näherung heraus zu nehmen. Es sei noch erwähnt, dass wenn in diesem Kapitel von Neutralteilchen die Rede ist, alle in EIRENE behandelten Monte-Carlo-Test-Teilchen gemeint sind, also zum Beispiel auch die H_2^+ -Ionen, obwohl diese natürlich nicht neutral sind.

In diesem Kapitel wird zunächst auf die verwendeten Erweiterungen bzgl. des Neutralteilchenmodells eingegangen und deren Grundlagen dargelegt. Anschließend erfolgt die Anwendung der verbesserten Neutralteilchenmodelle auf die in Kapitel 3 behandelten Fälle in zwei Schritten. Es wird ausgewertet, wie groß die hervorgerufenen Unterschiede der Simulationsergebnisse bei Verwendung der verschiedenen Modelle sind und inwie-

weit die Anwendung der verfeinerten Modelle für die korrekte Beschreibung des Plasmas in PSI-2 nötig ist.

4.1 Grundlagen der Erweiterung des Neutralteilchenmodells

Die Behandlung der Teilchen von ihrer Entstehung bis zur Ionisation zu einem Plasmai-
on oder bis sie abgepumpt werden wurde in Abschnitt 3.1.4 ausführlich beschrieben.
Im nun folgenden Abschnitt wird zunächst darauf eingegangen, wie bestimmt wird,
welche Reaktion stattfindet und woher die Daten dafür stammen. Danach wird auf
eine genauere Berechnung der Wahrscheinlichkeiten der Reaktionen mithilfe von Stoß-
strahlungsmodellen eingegangen.

4.1.1 Berechnung der Reaktionswahrscheinlichkeiten

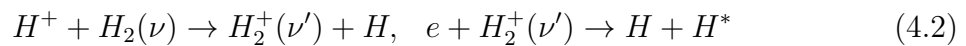
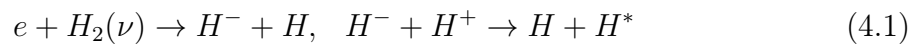
Bei jeder Kollision während der Lebensdauer eines Teilchens in EIRENE stellt sich die
Frage: „Welche Reaktion findet am Kollisionspunkt statt?“ Dazu werden Wahrschein-
lichkeiten für die verschiedenen Reaktionen benötigt. Diese werden über die Wirkungs-
querschnitte der jeweiligen Reaktionen berechnet. Die Reaktionen im von Kastelewicz
übernommenen Modell [1] finden sich in Tabelle 3.1. Dieses Modell wird im Weiteren
als Berliner Modell oder Ausgangsfall bezeichnet.

Die Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten der Reaktionen befinden sich in di-
versen Datenbanken, auf die EIRENE zurückgreift. Die hier verwendeten Datenbanken
heißen HYDHEL, AMJUEL und H2VIBR. HYDHEL ist eine elektronische Version
von [24], in der Wirkungsquerschnitte von Reaktionen in Wasserstoff- und Helium-
plasmen gegeben sind. (Ausnahme: Reaktion 2.2.5: Dissoziation von H_2 in $H + H$,
die in [24], offenbar durch einen redaktionellen Fehler, ca. drei mal zu klein ist). In
AMJUEL sind zusätzliche atomare Daten enthalten und die Ratenkoeffizienten können
unter Berücksichtigung von Stoßstrahlungsmodellen genauer berechnet und insbeson-
dere wegen impliziter Berücksichtigung elektronisch angeregter Zustände auch dichte-
teabhängig werden. Zuletzt enthält die Datenbank H2VIBR [20] vibrationsaufgelöste
Ratenkoeffizienten für Reaktionen mit $H_2(\nu)$ im elektronischen Grundzustand. Die vi-
bratorische Anregung beeinflusst die Reaktionswahrscheinlichkeiten, wie im Folgenden
erläutert wird, maßgeblich. Einige Prozesse in der Datenbank AMJUEL enthalten im-
plizit ebenfalls vibratorische Anregungen, die die Ratenkoeffizienten aber nur in der
quasistatischen Näherung (siehe unten: QSS) beeinflussen. Diese Näherung wird im
Folgenden noch genauer erläutert.

Die Ratenkoeffizienten für die verschiedenen Reaktionen werden aus den (energieabhängigen) Wirkungsquerschnitten σ durch eine Mittlung über die Maxwell-Verteilung der Plasmateilchen, je nach Reaktion Ionen oder Elektronen, berechnet. Die erhaltenen Ratenkoeffizienten $\langle\sigma v\rangle$ sind dann abhängig von der Temperatur des Plasmas, T_e oder T_i , aber im Fall von Reaktionen mit Elektronen unabhängig von der Energie des einfallenden Teilchens, wenn dessen Geschwindigkeit (so wie immer in dieser Arbeit) als klein gegenüber der Elektronengeschwindigkeit angesehen werden kann. Über die Ratenkoeffizienten wird die freie Weglänge einer Flugstrecke und die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Reaktion im Monte-Carlo-Verfahren bestimmt.

Wird, wie im Berliner Modell, die Datenbank HYDHEL genutzt, so werden sämtliche Wirkungsquerschnitte für Atome, Molekülonen und Moleküle im Grundzustand berechnet. Das bedeutet, dass elektronische oder vibratorische Anregungen vernachlässigt werden, und damit angenommen wird, dass sie keine Rolle im Plasma spielen.

Es zeigte sich jedoch zum Beispiel, dass vibratorisch angeregte Moleküle $H_2(\nu)$ einen Einfluss auf das Randschichtplasma haben und die Volumenrekombinationsrate über die folgenden Prozesse erhöhen [26, 27]:



ν ist die Vibrationsquantenzahl. Diese Prozesse werden als MAR¹-Prozesse bezeichnet. Auch elektronische Anregungen sowohl im Atom als auch im Molekül beeinflussen die Reaktionswahrscheinlichkeiten, werden aber im in Berlin verwendeten Modell nicht berücksichtigt.

4.1.2 Anwendung eines Stoßstrahlungsmodells

Da es also diese Effekte gibt, die mit der Näherung, dass alle Reaktionspartner im Grundzustand sind, nicht beschrieben werden können, werden im nächsten Schritt sowohl elektronische als auch vibratorische Anregungen in einem Stoßstrahlungsmodell [28] berücksichtigt. Die Erweiterung um das Stoßstrahlungsmodell wird als Modell I bezeichnet.

Ein Stoßstrahlungsmodell baut darauf auf, dass sich Ratengleichungen für die verschiedenen vorkommenden Zustände aufstellen lassen, wenn alle Prozesse, die zwischen diesen Zuständen einen Austausch bewirken, berücksichtigt werden. Damit ergibt sich

¹Molecular Assisted Recombination

beispielsweise für die Besetzung eines angeregten Molekülzustandes p :

$$\begin{aligned}
\frac{dn_{H_2(p)}}{dt} = & \sum_{q < p} C_{H_2}(q, p) n_e n_{H_2}(q) \\
& - \left[\left(\sum_{q < p} F_{H_2}(p, q) + \sum_{q > p} C_{H_2}(p, q) + S_{H_2}(p) + D_{H_2}(p) \right) n_e \right. \\
& \left. + \sum_{q < p} A_{H_2}(p, q) \right] n_{H_2}(p) \\
& + \left[\sum_{q > p} F_{H_2}(q, p) n_e + \sum_{q > p} A_{H_2}(q, p) \right] n_{H_2}(q) \\
& + [\alpha_{H_2}(p) n_e + \beta_{H_2}(p)] n_e n_{H_2^+}. \tag{4.3}
\end{aligned}$$

$C_{H_2}(q, p)$ und $F_{H_2}(q, p)$ sind die Ratenkoeffizienten für die Elektronen-Anregung bzw. Abregung aus Zustand q in den Zustand p . $A_{H_2}(q, p)$ ist der Koeffizient für die spontane Emission von q nach p , $S_{H_2}(p)$ ist die Ionisationsrate aus Zustand p heraus. $\alpha_{H_2}(p)$ und $\beta_{H_2}(p)$ sind die Raten für Dreikörper-Rekombination und Strahlungs-Rekombination. Der Term $D_{H_2}(p)$ ist der Koeffizient für die Dissoziation zu zwei H -Atomen. Die Dissoziation des H_2 -Moleküls erfolgt bei Anregung in den ungebundenen $b^3\Sigma_u^+$ -Zustand. Diese Gleichung ist gekoppelt an ähnliche Gleichungen für die Atome und Ionen.

Es wird davon ausgegangen, dass die angeregten Zustände eine kurze Lebensdauer haben und sich daher ein Gleichgewicht auf Zeitskalen einstellt, die klein sind gegen Zeitskalen, die für den Transport relevant sind. Das bedeutet, dass angeregte Zustände am Ort der Anregung direkt wieder umbesetzt, z. B. auch entvölkert werden. Transport findet nur bei Teilchen im Grundzustand oder sog. metastabilen Zuständen statt und man nimmt an, dass jedem dieser transportierten Zustände ein Schwarm von angeregten Spezies folgt, die damit instantan im Gleichgewicht sind. Man spricht von der Quasi-Steady-State (QSS) Approximation [29] für die Spezies, deren Transport nicht explizit gerechnet wird. Angewandt auf Gleichung (4.3) bedeutet das, dass die zeitlichen Änderungen der Besetzungen aller dieser angeregten Zustände verschwinden

$$\frac{dn_{H_2(p)}}{dt} = 0, \tag{4.4}$$

wenn p ein QSS Zustand ist. Aus den gekoppelten Differentialgleichungen werden gekoppelte lineare Gleichungen und es lassen sich relative Besetzungskoeffizienten berechnen, mit deren Hilfe aus der Dichte des (transportierten) Grundzustandes und der Metastabilen die Dichte der angeregten Zustände berechnet werden können.

Die eigentlich aus der Atomphysik stammende Bezeichnung „Metastabil“ darf nicht wörtlich genommen werden. Gemeint sind alle Spezies, für die der konvektive Teil in der Transportgleichung nicht vernachlässigt wird. In Monte Carlo Codes ist ein Übergang

von einer „metastabilen“ zu einer QSS Behandlung trivial: man braucht lediglich diejenige Spezies, die in QSS Näherung beschrieben werden soll, nicht bewegen. Die Monte Carlo Integration konstruiert dann intrinsisch und automatisch das entsprechende Stoss-Strahlungsmodell.

Viel effizienter ist es aber, die QSS Spezies gar nicht erst in der Rechnung zu behandeln und vielmehr vorab Tabellen mit effektiven Ratenkoeffizienten zwischen allen „Metastabilen“ zu erstellen.

Standardmäßig sind in EIRENE immer der H-Grundzustand, H₂-Grundzustand und die Ionen H⁺ und H₂⁺ im Grundzustand „metastabil“, erfüllen also ihre jeweilige Transportgleichung, alle anderen Wasserstoffspezies werden in QSS Näherung behandelt.

Die Besetzung der angeregten Zustände wird dann a posteriori mittels der vorher aus dem Stoßstrahlungsmodell berechneten Besetzungskoeffizienten und der Dichte der „Metastabilen“ (inkl. Grundzustand) berechnet. Die Anwendung des Stoßstrahlungsmodells hat zur Folge, dass die Ratenkoeffizienten für die Reaktionen zwischen den „Metastabilen“ abhängig von der Plasmadichte werden, allerdings wird die Anzahl der im Monte Carlo Code zu behandelnden unterschiedlichen Spezies viel geringer.

4.1.3 Gültigkeit der QSS-Approximation

Wie beschrieben, beruht die QSS-Approximation auf der Annahme, dass die Lebensdauern der angeregten Zustände kurz sind. Relevant ist das Verhältnis der Lebensdauern zu der Zeit, in der sich die angeregten Teilchen im betrachteten Gebiet, zum Beispiel dem Bereich in der Plasmarandschicht, in dem das Recycling stattfindet, befinden.

Wenn die Relaxation zwischen den angeregten Zuständen viel schneller geschieht, ist die QSS-Approximation gerechtfertigt. Wenn die Zeiten vergleichbar, oder die Relaxation sogar langsamer ist, muss die QSS-Approximation fallen gelassen werden.

Es hat sich gezeigt, dass die elektronischen Anregungen der Wasserstoffmoleküle und -atome sich auf hinreichend kleinen Zeiten abspielen. Anders ist dies jedoch bei vibratorischen Anregungen des elektronischen Grundzustandes von H₂. In verschiedenen Veröffentlichungen [30–33] wurde dieses Thema behandelt und es hat sich gezeigt, dass, abhängig von den Plasmaparametern, der Transport der Teilchen in vibratorisch angeregten Zuständen in der Plasmarandschicht relevant werden kann und in diesen Fällen Übereinstimmungen von Simulation und Experiment nur erreicht werden können, wenn der Transport dieser Teilchen berücksichtigt wird, die vibratorisch angeregten Zustände also als metastabil betrachtet werden. Die Betrachtung der vibratorisch angeregten Zustände als metastabil geschieht in Modell II.

4.2 Die Erweiterung des Neutralteilchenmodells der Simulation

Die beschriebenen Erweiterungen des Neutralteilchenmodells verbessern die Behandlung der Neutralteilchen, indem einige vereinfachende Annahmen aufgegeben werden. Im ersten Schritt wird nicht weiter davon ausgegangen, dass alle Reaktionspartner im Grundzustand sind und das Stoßstrahlungsmodell wird eingeführt. Im zweiten Schritt wird dann die QSS-Approximation für die vibratorisch angeregten Zustände aufgegeben.

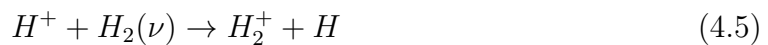
In diesem Abschnitt wird der Effekt der beiden Änderungen untersucht. Dazu werden einerseits die Plasmaparameter ausgewertet, wie dies auch in Kapitel 3 getan wurde. Andererseits wird auch auf die Rate der Volumenrekombination eingegangen, die sich durch die korrektere Beschreibung der MAR-Prozesse ändern sollte.

4.2.1 Integration der Erweiterungen in die Simulation

Modell I

Im ersten Schritt wird in der Simulation das Stoßstrahlungsmodell verwendet, indem für bestimmte Reaktionen die Ratenkoeffizienten aus der Datenbank AMJUEL benutzt werden. Die Ratenkoeffizienten mit der Bezeichnung H.4 in dieser Datenbank sind mithilfe des Stoßstrahlungsmodells berechnet und enthalten daher die angesprochene Abhängigkeit von der Dichte des Plasmas. Die aus der HYDHEL Datenbank stammenden Ratenkoeffizienten stimmen im Grenzfall niedriger Plasmadichte mit den über das Stoßstrahlungsmodell berechneten Koeffizienten überein.

Die Reaktion



wird im Ausgangsfall (Berliner Modell) und in Modell I gleich behandelt. Dabei wird die Vibrationsverteilung der $H_2(\nu)$ Moleküle vorab (in QSS Näherung) als Funktion der lokalen Elektronentemperatur berechnet und in die Reaktionsrate hineingefaltet. Der Einfluss von Schwerteilchenstößen auf diese Vibrationsverteilung wird in der vorliegenden Arbeit noch durchweg vernachlässigt. Die Ratenkoeffizienten der Folgereaktionen der H_2^+ -Ionen werden allerdings in Modell I anders als im Berliner Modell mit dem Stoßstrahlungsmodell berechnet. Ob der gesamte Prozess zu effektiver Rekombination, also einer Plasmasenke, oder zu effektiver Ionisation, also einer Plasmaquelle, führt, ist abhängig von der Plasmatemperatur. Durch Einführung der Reaktionen aus der AMJUEL-Datenbank werden die sechs geänderten, in Tabelle 4.1 gezeigten Prozesse genau so behandelt, wie es auch bei aktuellen Berechnungen für das ITER-Divertor-Design der Fall ist [14].

Tabelle 4.1: Reaktionen bei aktiviertem Stoßstrahlungsmodell. Die nicht aufgeführten Reaktionen sind gegenüber dem Berliner Modell (Tabelle 3.1) nicht verändert worden.

	Reaktion	DB Berliner Modell	DB Modell I
(a)	$H_2 + e \rightarrow 2H + e$	HYDHEL H.2 2.2.5	AMJUEL H.4 2.2.5g
(b)	$H_2 + e \rightarrow H_2^+ + 2e$	HYDHEL H.2 2.2.9	AMJUEL H.4 2.2.9
(c)	$H_2 + e \rightarrow H + H^+ + 2e$	HYDHEL H.2 2.2.10	AMJUEL H.4 2.2.10
(d)	$H_2^+ + e \rightarrow H + H^+ + e$	HYDHEL H.2 2.2.12	AMJUEL H.4 2.2.12
(e)	$H_2^+ + e \rightarrow 2H^+ + 2e$	HYDHEL H.2 2.2.11	AMJUEL H.4 2.2.11
(f)	$H_2^+ + e \rightarrow H + H$	HYDHEL H.2 2.2.14	AMJUEL H.4 2.2.14

Der MAR-Prozess (4.2) erzeugt aus einem Proton, einem Elektron und einem H_2 -Molekül insgesamt drei Wasserstoffatome und verringert damit die Anzahl an H^+ -Ionen und Elektronen, bei gleichzeitiger Erhöhung des Dissoziationsgrades des Neutralgases. Reaktion (4.5) gefolgt von Reaktion (d), wird als MAD²-Prozess bezeichnet und hält die Anzahl an Plasmaionen konstant, führt aber auch zur Dissoziation des H_2 Moleküls. Wenn nach Reaktion (4.5) die Reaktion (e) folgt, bezeichnet man das als MAI³-Prozess. Es entstehen dabei zwei H^+ -Ionen und ein Wasserstoffatom, so dass der Ionisationsgrad im Plasma steigt.

In Abbildung 4.1 wird deutlich, warum die Plasmatemperatur eine so entscheidende Rolle spielt. Die Ratenkoeffizienten der Reaktionen (d) bis (f) sind in dieser Abbildung zu sehen. Bei niedrigen Elektronentemperaturen ist die dissoziative Rekombination (f) am wichtigsten, während die Ratenkoeffizienten der beiden anderen Reaktionen sehr klein sind. Wenn die Elektronentemperatur ungefähr 10 eV beträgt, wird der Ratenkoeffizient der dissoziativen Ionisation (e) größer als der von Reaktion (f). Bei hohen Temperaturen ergibt sich durch die MAI-Prozesse eine Teilchenquelle (H^+ -Quelle) und bei kleinen Temperaturen durch MAR-

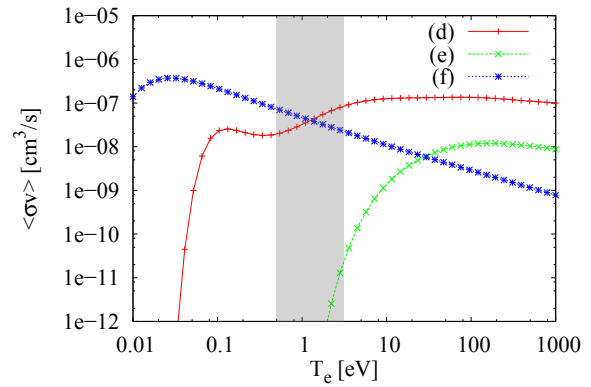


Abbildung 4.1: Ratenkoeffizienten der verschiedenen Reaktionen (d) bis (f) der H_2^+ Moleküle bei einer typischen Dichte $n_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Die graue Markierung deutet die Temperatur nahe der Neutralisatorplatte in PSI-2 an.

²Molecular Assisted Dissociation

³Molecular Assisted Ionisation

Prozesse eine Senke. Der markierte Temperaturbereich deutet die Temperaturen nahe der Neutralisatorplatte in PSI-2 an. Auch bei Temperaturen um 1 eV sind die MAR-Prozesse um einige Größenordnungen wichtiger als die MAI-Prozesse und sollten daher zu einer Plasmasenke führen. Für die Energiebilanz spielen auch die MAD-Prozesse eine Rolle. Deren Ratenkoeffizient ist vergleichbar mit dem der MAR-Prozesse.

Diese Interpretation könnte zu dem Schluss führen, daß die MAR Kette ein wichtiger Rekombinationkanal auch bei kleinen Plasmadichten (anders als Dreikörper - Rekombination) und noch bei einigen eV (anders als Strahlungsrekombination) darstellt. Allerdings ist eines der Atome am Ende der Kette in der Regel elektronisch angeregt. Ob es zunächst in den Grundzustand fällt, oder aber ionisiert wird, hängt stark von der Plasmadichte ab. In Tokamaks, mit deutlich höheren Plasmadichten am Rand, führt das dazu, daß MAR praktisch immer irrelevant als Rekombinationskanal bleibt.

Die MAR-Prozesse, die über die Reaktion (4.1) ablaufen, also über ein H^- Ion, sind generell langsamer und werden im zunächst noch nicht in der Simulation betrachtet.

Modell II

Dass die korrekte Behandlung der vibratorisch angeregten Zustände sehr wichtig ist, macht Abbildung 4.2 deutlich. Dargestellt sind die Ratenkoeffizienten für die Reaktion (4.5) für verschiedene Vibrationsquantenzahlen ν . Die Ratenkoeffizienten unterscheiden sich um bis zu zwei Größenordnungen. Die Reaktion besitzt eine Resonanz bei $\nu = 4$. Bei den großen Unterschieden in den Raten ist die richtige Besetzung der einzelnen Niveaus essentiell für die korrekte Behandlung der Neutralteilchen. Zu sehen sind die Raten für H_2 -Moleküle. Die Ratenkoeffizienten für Deuterium oder andere Isotopomere sind nicht in der Datenbank enthalten. Wenn die Population verschiedener vibratorischer Zustände von D_2 und H_2 verglichen werden, sehen diese, wenn sie über ν aufgetragen werden, sehr unterschiedlich aus. Das ist schon klar wegen der unterschiedlichen Anzahl an gebundenen Vibrationsniveaus im elektronischen Grundzustand ($\nu =$

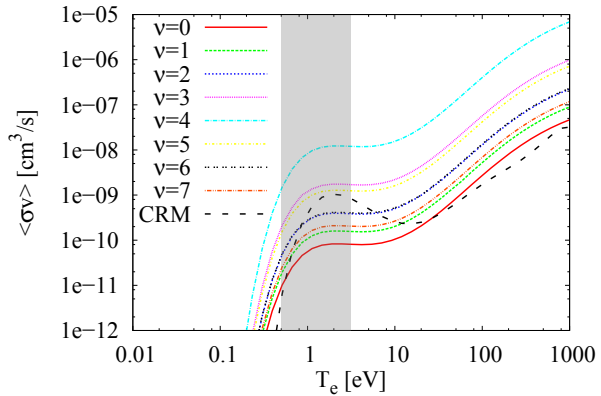


Abbildung 4.2: Die Ratenkoeffizienten für die Reaktion (4.5) für verschiedene ν und der effektive Ratenkoeffizient CRM , der mit den Ratengleichungen für ein Gleichgewicht aus Be- und Entvölkerung der Vibrationsniveaus bestimmt wurde. Dabei wurden Anregungen bis $\nu = 14$ einbezogen. Die graue Markierung deutet die Temperatur nahe der Neutralisatorplatte in PSI-2 an.

0–14, $\nu = 0–17$ bzw. $\nu = 0–21$ für H_2 , HD, bzw. D_2). Sieht man sich diese Population aber über die vibratorische Anregungsenergie aufgetragen an, so sind die Verteilungen in der Regel sehr ähnlich. Daher wird für alle Wasserstoff Isotopomere ein effektive Vibrationsquantenzahl eingeführt und die Ratenkoeffizienten für $H_2(\nu)$ werden genutzt. Wenn also z.B. für ein D_2 Molekül von einer Vibrationsanregung ν gesprochen wird, ist damit ein vibratorisches Anregungsniveau gemeint, dessen Energie dem Vibrationsniveau im $H_2(\nu)$ Zustand entspricht. Im Folgenden wird nur noch diese effektive Vibrationsquantenzahl verwendet.

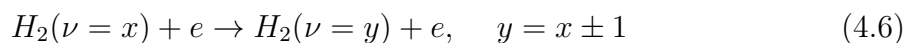
In der Abbildung ist zusätzlich zu den einzelnen vibrationsaufgelösten Ratenkoeffizienten der Ratenkoeffizient von Reaktion (4.5), der mit dem Stoßstrahlungsmodell berechnet wurde, zu sehen. In dieser Berechnung wurden die vibratorischen Anregungen bis $\nu = 14$ berücksichtigt. Wenn die QSS-Approximation nicht gültig ist, der Transport von Teilchen in diesen Zuständen also wichtig wird, wird die mit dem Stoßstrahlungsmodell berechnete Besetzung und damit der Ratenkoeffizient inkonsistent. Das wiederum hat Auswirkungen auf die MAR-, MAD- und MAI-Prozesse, was zu weniger genauen Plasma- und Neutralteilchendichten führt und damit schlussendlich zum Beispiel Auswirkungen auf die Interpretation von plasmaspektroskopischen Untersuchungen, aber ganz global möglicherweise auch auf die Wärmelasten hat, die die Gefäßwände tragen müssen.

Da die Gültigkeit der QSS-Approximation nicht gesichert ist, wird im zweiten Schritt der Erweiterung des Modells die Behandlung der vibratorisch angeregten H_2 -Moleküle als einzelne („metastabile“) Teilchenspezies im Neutralteilchenmodell eingeführt. Dann findet Teilchentransport nicht mehr nur für die H_2 -Moleküle im Grundzustand statt, sondern es werden explizit auch alle relevanten vibratorischen Niveaus als eigene Spezies mit voller Transportgleichung berechnet.

Im EIRENE Code ist vom Benutzer frei wählbar, welche und wie viele Spezies in einer speziellen Anwendung als „metastabil“ und welche in QSS Näherung behandelt werden sollen.

In der vorliegenden Arbeit werden die H_2 -Moleküle mit $\nu = 0..7$ im EIRENE-Code als einzelne Spezies betrachtet. Für diese werden Reaktionen eingeführt, deren Wahrscheinlichkeit sich nach der Vibrationsquantenzahl richtet. Die Reaktion (4.5) wird jetzt nicht mehr im Stoßstrahlungsmodell behandelt, sondern explizit für die verschiedenen ν . Die Dissoziation des H_2 -Moleküls, (a) in Tabelle 4.1, wird ebenfalls abhängig vom Wert von ν .

Um die vibratorisch angeregten Molekülzustände zu besetzen, werden Reaktionen mit den Elektronen vom Typ



eingeführt. Die Vibrationsquantenzahl ändert sich bei einem Stoß mit einem Elektron um ± 1 . Es gibt noch weitere Reaktionen, die die Vibrationsquantenzahl der Moleküle ändern, wie zum Beispiel Stöße zwischen zwei vibratorisch angeregten H_2 -Molekülen. Diese werden hier nicht betrachtet. Baeva [31] hat gezeigt, dass die Besetzung der Vibrationszustände im Recyclinggebiet bei Magnum-PSI bereits mit dem hier verwendeten Prozess korrekt berechnet wird und die anderen Prozesse nur bei größeren Vibrationsquantenzahlen, die hier in EIRENE nicht betrachtet werden, da sie kaum besetzt sind, relevant werden.

Außerdem wird in Modell II noch der H^- -Kanal (4.1) der MAR-Prozesse eingeführt. Die Erzeugung der H^- -Ionen geschieht durch die Reaktion



Die Ratenkoeffizienten dieser Reaktion sind ebenfalls von der Vibrationsquantenzahl ν abhängig. Zusätzlich zu der bereits vorhandenen H^- -Reaktion



die im Ausgangsfall eigentlich überflüssig war, da die H^- -Produktion nicht aktiviert war, wird noch eine weitere Reaktion eingefügt:



ist der zweite Teil der H^- -MAR-Reaktion. Das angeregte Wasserstoffatom H^* geht dabei entweder über in ein H -Atom im Grundzustand, oder es wird ionisiert, nach H^+ . Das Verzweigungsverhältnis ergibt sich, wie auch schon beim MAR, MAD, MAI Reaktionskanal via H_2^+ , aus dem Stoss-Strahlungsmodell für das H-Atom.

Eine Übersicht über alle in Modell II veränderten oder neu eingeführten Reaktionen findet sich in Tabelle 4.2. Dort sind die Unterschiede zum Berliner Modell und zu Modell I dargestellt.

4.2.2 Auswirkung der Erweiterung auf die Ergebnisse der Simulation

Nachdem die Änderungen durch die Erweiterung des Neutralteilchenmodells im vorigen Abschnitt dargestellt wurden, folgt an dieser Stelle die Betrachtung der Simulationsergebnisse der erweiterten Modelle.

Dazu werden zunächst wie bereits in Kapitel 3 radiale Schnitte durch das Simulationsgebiet gelegt und die Profile der Elektronen- und Iontemperatur sowie der Plasmadichte an diesen Positionen ausgewertet.

Tabelle 4.2: Reaktionen in Modell II. Die nicht aufgeführten Reaktionen sind gegenüber dem Berliner Modell (Tabelle 3.1) nicht verändert worden. Rot markierte Prozesse wurden gegenüber Modell I verändert oder hinzugefügt.

	Reaktion	DB Berliner Modell	DB Modell II
(a)	$H_2(\nu) + e \rightarrow 2H + e$	HYDHEL H.2 2.2.5	H2VIBR H.2 2.ν11
(b)	$H_2 + e \rightarrow H_2^+ + 2e$	HYDHEL H.2 2.2.9	AMJUEL H.4 2.2.9
(c)	$H_2 + e \rightarrow H + H^+ + 2e$	HYDHEL H.2 2.2.10	AMJUEL H.4 2.2.10
(d)	$H_2^+ + e \rightarrow H + H^+ + e$	HYDHEL H.2 2.2.12	AMJUEL H.4 2.2.12
(e)	$H_2^+ + e \rightarrow 2H^+ + 2e$	HYDHEL H.2 2.2.11	AMJUEL H.4 2.2.11
(f)	$H_2^+ + e \rightarrow H + H$	HYDHEL H.2 2.2.14	AMJUEL H.4 2.2.14
	$H^+ + H_2(\nu) \rightarrow H_2^+ + H$	AMJUEL H.2 3.2.3	H2VIBR H.2 2.ν12
	$H_2(\nu) + e \rightarrow H_2(\omega) + e$	-	H2VIBR H.2 2.ννω
	$H_2(\nu) + e \rightarrow H + H^-$	-	H2VIBR H.2 2.ν13
	$H^+ + H^- \rightarrow H^*(n=2) + H(1s)$	-	HYDHEL H.3 7.2.3 HYDHEL H.1 7.2.2
	$H^+ + H^- \rightarrow H^*(n=3) + H(1s)$	-	HYDHEL H.3 7.2.3 HYDHEL H.1 7.2.3

Außerdem werden die Reaktionsraten in den verschiedenen Reaktionskanälen betrachtet, um den Effekt des H^- -MAR-Kanals (4.1) im Vergleich zum H_2^+ -MAR-Kanal abschätzen zu können. Das erlaubt, wenn der H^- -Kanal eine untergeordnete Rolle spielt, die Relevanz der Behandlung der Vibrationsanregungen zu untersuchen, obwohl beide Erweiterungen gleichzeitig in Modell II hinzugefügt wurden. Dies geschieht durch den Vergleich der H_2^+ -MAR-Reaktionsraten in beiden Modellen.

Plasmaparameter in Abhängigkeit vom Neutralteilchenmodell

Um einen Eindruck darüber zu gewinnen, wie sich die Änderungen auf das Plasma auswirken und ob sie wichtig für die Simulation sind, wird im Folgenden zunächst ein Blick auf die Elektronentemperatur, die Ionentemperatur und die Plasmadichte geworfen.

In Abbildung 4.3 finden sich die radialen Profile der Elektronentemperatur in der Pumpstufe (oben), in der Target-Kammer (mitte) und unmittelbar vor der Neutralisatorplatte (unten). Zur Orientierung sei an dieser Stelle nochmal auf die Darstellung der Positionen, an denen die Profile ausgewertet wurden, in Anhang A verwiesen.

In der Pumpstufe zeigt sich nur im Bereich nahe des Vakuums ($r/r_0 \gtrsim 1,5$) ein Unterschied in der Elektronentemperatur. Dieser beträgt nur einige Prozent.

Im Bereich der Target-Kammer ist der Unterschied deutlicher. Bei beiden erweiterten Modellen zeigt sich, dass die Elektronentemperatur sinkt. Der Unterschied zum Ausgangsfall beträgt bis zu zehn Prozent.

Die Abweichungen werden zur Neutralisatorplatte hin noch größer. Zwischen dem Ausgangsfall und der Behandlung mit dem Stoßstrahlungsmodell (Modell I) beträgt der Unterschied über den radialen Verlauf nahezu konstant 0,5 eV, was einer Abweichung von bis zu 50 % entspricht.

Die Temperatur bei Behandlung der vibrationsangeregten H_2 -Moleküle als einzelne Spezies (Modell II) liegt zwischen den beiden anderen Fällen. Der Unterschied zwischen den Ergebnissen von Modell II und Modell I beträgt bis zu 20 %.

Ein ähnliches Bild ergibt sich in Abbildung 4.4, für die Iontemperatur und die Plasmadichte. Auch hier sind die Unterschiede in der Pumpstufe klein, werden in der Target-Kammer etwas größer und wachsen zur Neutralisatorplatte noch weiter an.

Die mit den verschiedenen Modellen berechneten Iontemperaturen weisen in der Target-Kammer allerdings etwas kleinere Abweichungen als die Dichte und die Elektronentemperatur auf. An der Neutralisatorplatte ist die Iontemperatur nach dem erweiterten Modell I auf ungefähr $2/3$ des Wertes, der mit dem Berliner Modell berechnet wurde, gefallen. Die mit Modell II der Erweiterung gewonnenen Werte liegen wieder höher und nur um einige Zehntel eV unter dem Ausgangswert. Das entspricht in etwa 10 % Abweichung.

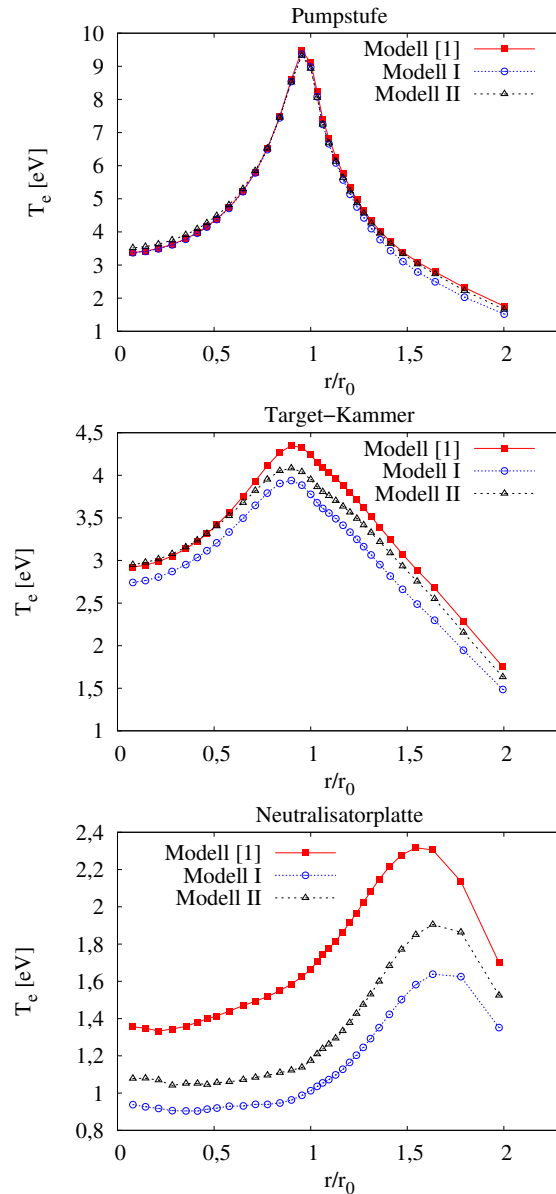


Abbildung 4.3: Elektronentemperatur im radialen Schnitt

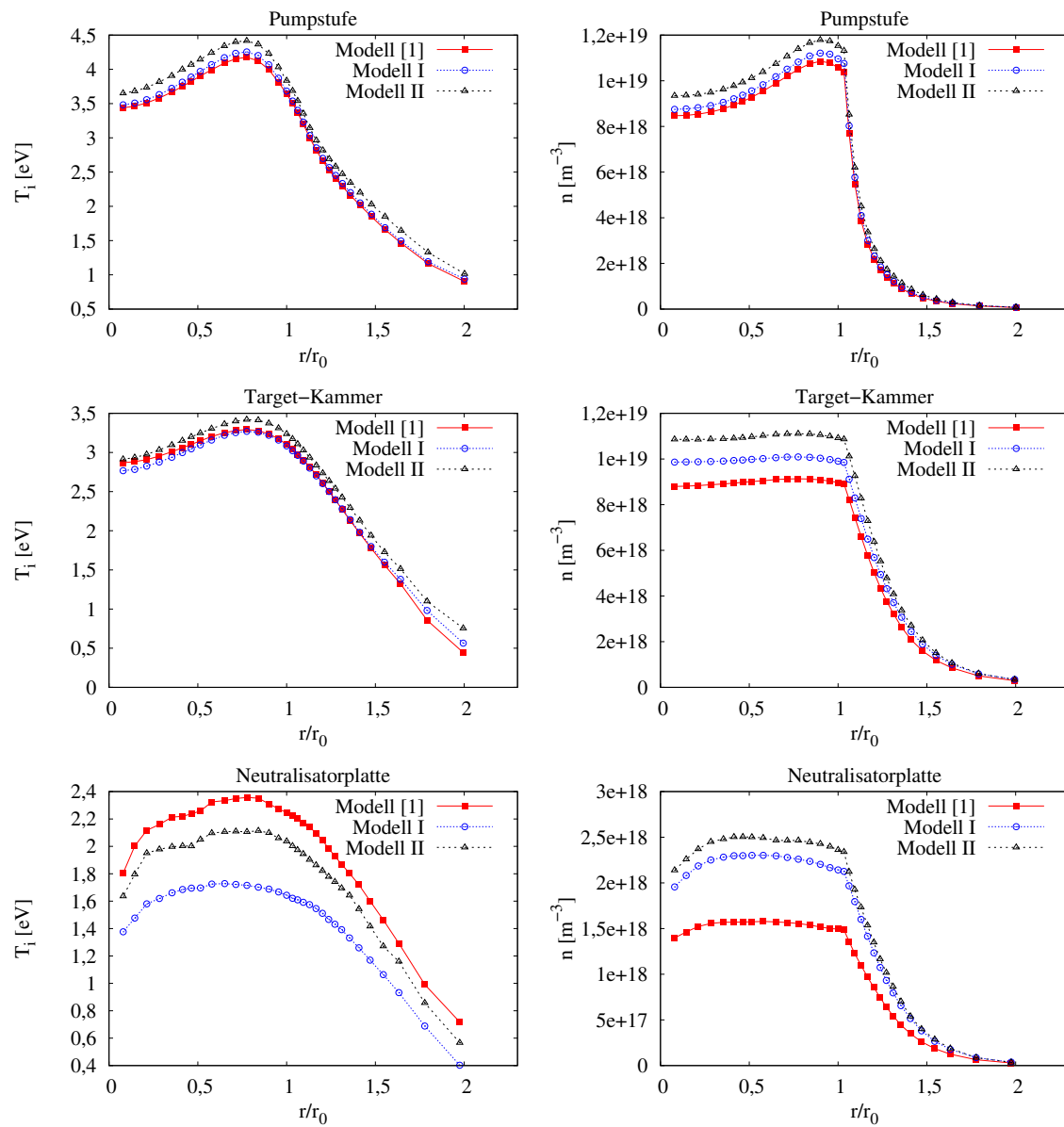


Abbildung 4.4: Ionentemperatur (links) und Plasmadichte (rechts) im radialen Schnitt bei $z = 2,1$ m (oben), $z = 1,1$ m (mitte) und $z = 0,01$ m (unten)

Die Dichteänderung beträgt bereits in der Pumpstufe 10 % oder mehr und wächst in Richtung der Neutralisatorplatte noch weiter. Dort ist der Unterschied zwischen dem Ausgangsfall und dem Stoßstrahlungsmodell etwas weniger als 50 %, was ungefähr einem Dichteunterschied von $7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ entspricht. Bei der Dichte wird der Unterschied in Modell II zum Ausgangsfall noch größer.

Die größten Unterschiede zwischen den mit den verschiedenen Modellen gewonnenen Ergebnissen treten direkt vor der Neutralisatorplatte auf. Das ist nicht weiter verwunderlich, da das Plasma dort stärker als an anderen Positionen durch das Recycling und damit durch die Behandlung der Neutralteilchen bestimmt ist.

Da die korrekte Behandlung der Neutralteilchen besonders in dem Gebiet, in dem das Recycling vorwiegend abläuft, wichtig ist und nur so die akkurate Berechnung der Wärme- und Teilchenflüsse auf die Wände möglich ist, soll hier noch ein Blick auf die Flüsse auf die Neutralisatorplatte geworfen werden.

Tabelle 4.3: Wärme- und Teilchenflüsse auf die Neutralisatorplatte

	Wärmefluss [W]	Teilchenfluss [s^{-1}]
Ausgangsfall	274,8	$1,21 \times 10^{20}$
Modell I	224,2	$1,45 \times 10^{20}$
Modell II	318,9	$1,73 \times 10^{20}$

Tabelle 4.3 zeigt die Flüsse auf die Neutralisatorplatte für alle drei Neutralteilchenmodelle. Ausgehend vom Ausgangsfall, sinkt der Wärmefluss bei Modell I um 50 W oder fast ein Fünftel. Der Teilchenfluss steigt gleichzeitig um annähernd 20 %. Dieses Verhalten konnte nach der Betrachtung der radialen Plasmaprofile auch erwartet werden, da die Temperatur gesunken ist, während die Dichte vor der Neutralisatorplatte angewachsen ist.

Bei Modell II erhöht sich der Teilchenfluss, wie auch die Dichte, noch weiter. Er liegt um fast die Hälfte höher als im Ausgangsfall. Der Wärmefluss erhöht sich allerdings auch stark. Mit 318,9 W liegt er ungefähr 15 % höher als im Ausgangsfall und 40 % höher als im Modell I.

Die Änderung der Plasmaparameter im Bereich vor der Neutralisatorplatte und die Flüsse auf die Wand hängen damit stark von dem gewählten Modell ab. Zwischen dem Ausgangsfall, in dem Anregungen bei den Reaktionen nicht beachtet werden, und den anderen beiden Modellen sind deutliche Unterschiede erkennbar. Aber auch zwischen dem Modell mit dem Stoßstrahlungsmodell und dem mit der expliziten Betrachtung der vibratorisch angeregten Teilchen als eigene Spezies gibt es starke Unterschiede. Vor

allem der Wärmefluss auf die Neutralisatorplatte steigt im vermeindlich genauesten Modell II gegenüber dem Berliner Referenzmodell stark an.

Reaktionsraten in Abhängigkeit vom Neutralteilchenmodell

In Modell II wurde, wie zuvor erwähnt, auch der H^- -MAR-Kanal (4.1) aktiviert. Um einzuschätzen, inwieweit das die Ergebnisse verändert und wie groß der Anteil der Unterschiede zu Modell I ist, der auf die andere Behandlung der Vibrationsanregungen zurückzuführen ist, wird im Folgenden die Häufigkeit der Reaktionen (4.1) und (4.2) untersucht. Wenn die H_2^+ -Reaktionen signifikant häufiger als die H^- -Reaktionen stattfinden, ist die Einführung der H^- -Reaktion irrelevant für die MAR-Prozesse. Damit wäre gezeigt, dass die Unterschiede zwischen Modell I und Modell II durch die unterschiedliche Behandlung der Vibrationsanregungen verursacht werden. Zusätzlich wird noch die gewöhnliche Rekombination eines Protons und eines Elektrons betrachtet, um die absolute Relevanz der MAR-Kanäle abschätzen zu können.

Um ein Maß für die Stärke der Reaktionen zu haben, anhand dessen die Reaktionen verglichen werden können, wird die Reaktionsrate R eingeführt. Wenn es sich um einen einstufigen Prozess



wie beispielsweise die Rekombination, handelt, so gilt für die Reaktionsrate

$$R = n_X n_Y \langle \sigma_{(X+Y \rightarrow A+B)} v \rangle. \quad (4.11)$$

Die Dimension der Reaktionsrate ist $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$. Wenn die Prozesse zweistufig sind, wie die beiden MAR-Prozesse, wird die Reaktionsrate des ersten Teils des Prozesses ausgewertet und mit der Wahrscheinlichkeit

$$p = \frac{\langle \sigma_{(\text{relevante Folgereaktion})} v \rangle}{\sum \langle \sigma_{(\text{mögliche Folgereaktion})} v \rangle} \quad (4.12)$$

multipliziert. Summiert wird über alle möglichen Folgereaktionen. Beispielsweise ergäbe sich für den H_2^+ -MAR-Prozess dementsprechend

$$R = n_{H^+} \cdot n_{H_2} \langle \sigma_{(H^++H_2 \rightarrow H+H_2^+)} v \rangle \times \frac{\langle \sigma_{(e+H_2^+ \rightarrow H+H)} v \rangle}{\langle \sigma_{(e+H_2^+ \rightarrow H+H)} v \rangle + \langle \sigma_{(e+H_2^+ \rightarrow 2H^++2e)} v \rangle + \langle \sigma_{(e+H_2^+ \rightarrow H+H^++e)} v \rangle}. \quad (4.13)$$

Abbildung 4.5 zeigt die Reaktionsraten der drei verschiedenen Rekombinationsarten in einer Simulation mit Modell II. Die Reaktionsrate des H_2^+ -MAR-Prozesses (mittlere Grafik) ist vor der Neutralisatorplatte und vor der Kathode, an den Wänden, auf die die größten Teilchenflüsse treffen und an denen das Recycling am stärksten wird,

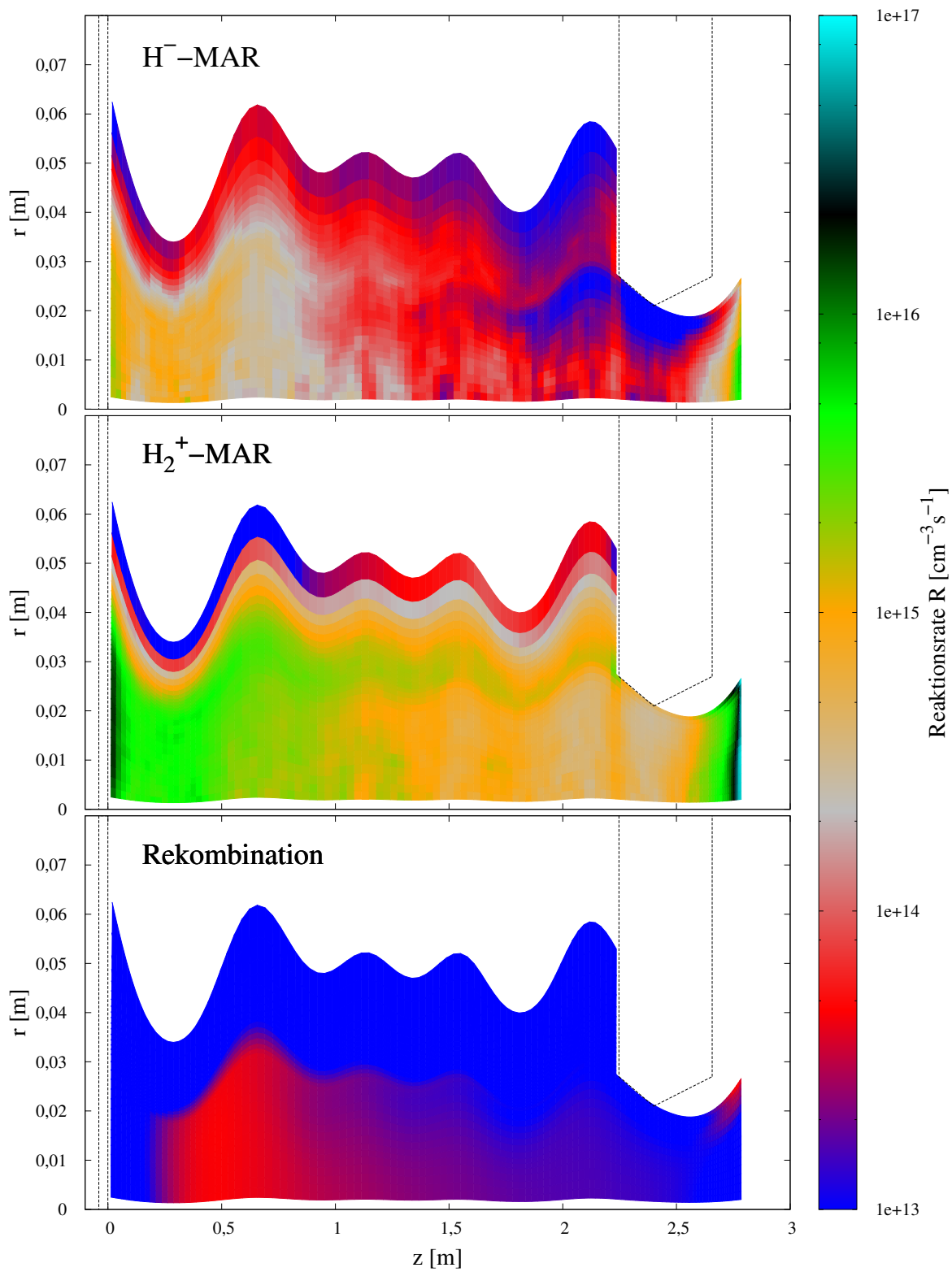


Abbildung 4.5: Reaktionsraten der drei verschiedenen Rekombinationsarten im Modell II

am höchsten. Das liegt begründet darin, dass an den Wänden durch das Recycling die Dichte des molekularen Wasserstoffes sehr hoch ist und der Ratenkoeffizient der dissoziativen Rekombination, Reaktion (f) aus Tabelle 4.1, bei den kleinen Temperaturen an den Wänden steigt, während die Ratenkoeffizienten der anderen beiden H_2^+ Reaktionen sinken.

Die Reaktionsrate des H^- -MAR-Prozesses (obere Grafik) hat die größten Werte ebenfalls nahe an den Wänden. Die Werte sind allerdings um mehr als eine Größenordnung kleiner als die der H_2^+ -Reaktionsraten. Das bedeutet, dass der H^- -Prozess nur einen Bruchteil der Rekombinationsrate im Plasma ausmacht, und die Unterschiede zwischen den Modellen I und II nicht durch die Einführung der H^- -Reaktionen verursacht wurde, sondern durch die geänderte Behandlung der vibratorisch angeregten Wasserstoffmoleküle.

Die Reaktionsrate der gewöhnlichen Rekombination (Strahlungsrekombination plus Dreierstoßrekombination) $H^+ + e \rightarrow H + \dots$ (untere Grafik) ist ungefähr zwei Größenordnungen kleiner als die des H_2^+ -Kanals. Diese Rate ist eine effektive Rate, die die Dreikörperrekombination und die Strahlungsrekombination auch in angeregte Zustände hinein und dann deren nachfolgende Abregung beinhaltet. Die gewöhnliche Rekombination spielt im Modell keine Rolle für die Umwandlung von Wasserstoffionen in Wasserstoffatome.

Da der H_2^+ -MAR-Prozess (4.2) für die Rekombination im Plasma die größte Relevanz hat, werden seine Reaktionsrate und deren räumliche Verteilung in den drei verschiedenen Modellen im Folgenden diskutiert.

Abbildung 4.6 zeigt die Reaktionsraten (4.13) des H_2^+ -MAR-Prozesses für die drei betrachteten Neutralteilchenmodelle. Die Reaktionsraten des Ausgangsfalls sind etwas größer als die mit Modell I berechneten. Die Verteilung der Raten im Plasma ist aber sehr ähnlich. Nahe der Anode ist im Modell I die Reaktionsrate niedriger als im Ausgangsfall. Auch nahe der Neutralisatorplatte gibt es leichte Unterschiede. Vom Ausgangsfall zum Modell I hat sich nur der zweite Teil des Prozesses geändert. Die Reaktion (4.5) wird in beiden Modellen gleich behandelt. Die Ratenkoeffizienten der H_2^+ -Reaktionen mit einem Elektron, (d) – (f) aus Tabelle 4.1, werden bei Modell I aus der AMJUEL-Datenbank entnommen, sind also mit einem Stoßstrahlungsmodell berechnet. Bei den Prozessen entstehen im ersten Schritt teilweise elektronisch angeregte H -Atome. Durch das Stoßstrahlungsmodell wird auch die Wahrscheinlichkeit der Ionisation oder des Übergangs in den Grundzustand dieses Atoms korrekt beschrieben. Unterschiede zwischen den H_2^+ -MAR-Reaktionsraten beider Modelle werden also hauptsächlich durch eine Änderung in p (4.12) verursacht werden. Damit ist die Änderung der Reaktionsraten durch die unterschiedliche Berechnung der Ratenkoeffizienten der H_2^+ -Reaktionen für den betrachteten Fall in PSI-2 klein.

Zwischen den Modellen I und II ist der Unterschied in den Reaktionsraten größer. Es

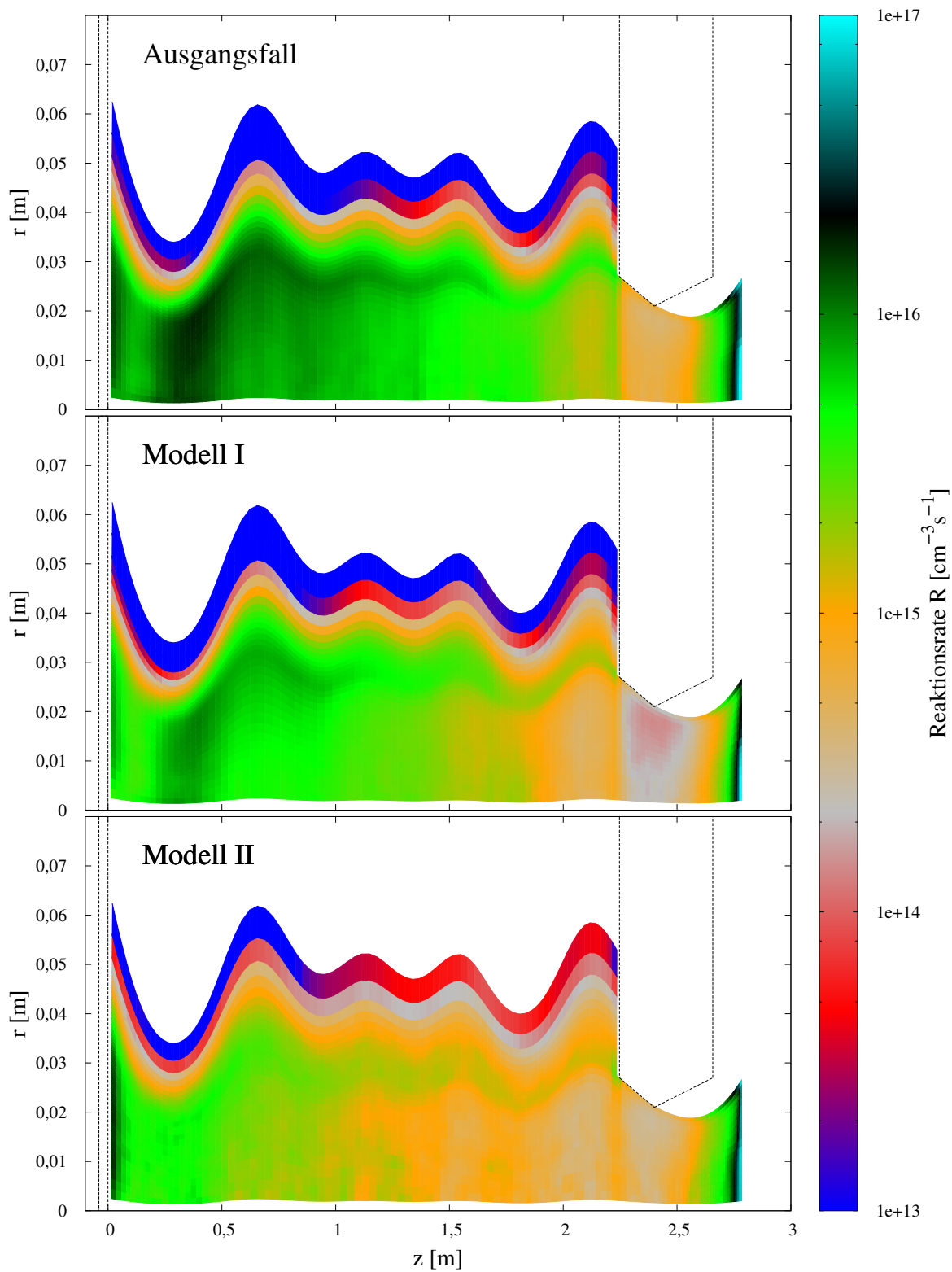


Abbildung 4.6: Reaktionsraten des H_2^+ -MAR-Prozesses (4.2) in den drei verschiedenen Modellen

gibt auch Unterschiede in der räumlichen Verteilung der Reaktionen. Während die Raten in Modell I in der Target-Kammer größer sind als in Modell II, sind die Raten in Modell II an der Anode und unmittelbar vor der Neutralisatorplatte größer als in Modell I. In Modell II werden die Folgereaktionen genauso behandelt wie in Modell I. Unterschiede in den Reaktionsraten zwischen Modell I und II können daher nicht durch unterschiedliche p , also die H_2^+ -Reaktionen, verursacht werden. Genau genommen kann indirekt, über geänderte Plasmaparameter, p doch verändert werden, diese Unterschiede sind aber vernachlässigbar. Das bedeutet, die Unterschiede werden durch unterschiedliche Behandlung der Reaktion (4.5) verursacht. Um die Unterschiede deutlicher herauszustellen ist in Abbildung 4.7 der Quotient der H_2^+ -MAR-Reaktionsraten von Modell I und II dargestellt. In dieser Abbildung wird deutlich, dass die MAR-

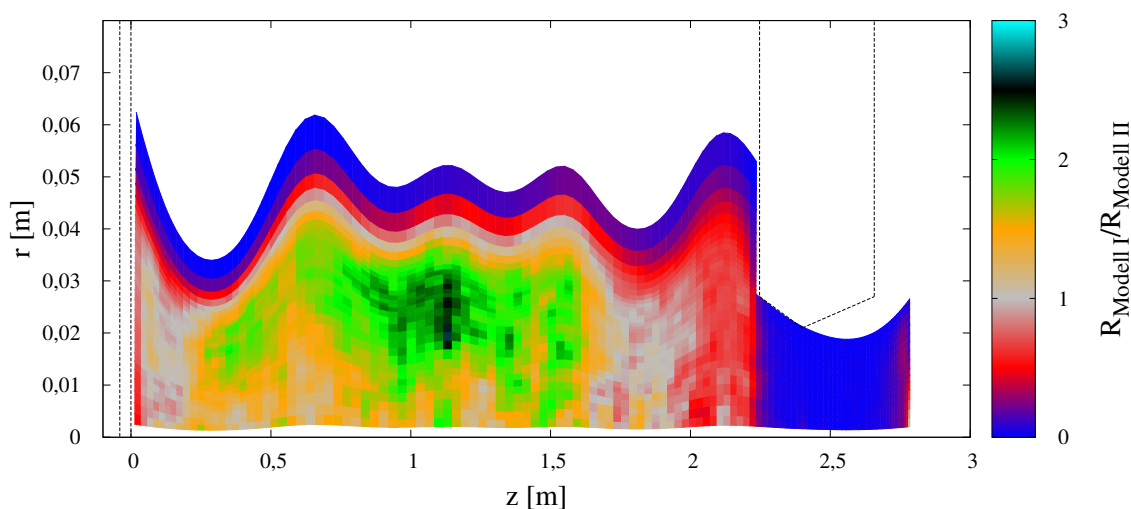


Abbildung 4.7: Quotient der Reaktionsraten des H_2^+ -MAR-Prozesses (4.2) von Modell I und II Modellen

Reaktionsraten in Modell I vor allem in der Target-Kammer größer sind als in Modell II, während sie an der Anode kleiner sind. In der Arbeit von Baeva [31] wurden für Plasmabedingungen, wie sie in Magnum-PSI erwartet werden, Berechnungen der Relaxationszeiten der vibratorisch angeregten Moleküle durchgeführt. Es zeigte sich, dass die Relaxationszeiten ähnlich groß waren wie die Verweildauern in den Recyclinggebieten, woraus geschlossen werden kann, dass die Beachtung des Transports der vibratorisch angeregten Moleküle wichtig ist. Simulationen für Magnum-PSI haben gezeigt, dass die H_2^+ -MAR-Rate, die mit dem Stoßstrahlungsmodell und der QSS-Approximation berechnet wurde, bis zu einem Faktor ~ 5 über der lag, die mit der expliziten Behandlung der Vibrationszustände als metastabile Zustände berechnet wurde. Hier ist die MAR-Rate in Modell I in der Target-Kammer um einen Faktor ~ 3 größer als nach Modell II. Das hier gefundene Ergebnis für PSI-2 Bedingungen liegt also in etwa in dem von Baeva für MAGNUM-PSI gefundenen Bereich [31].

Um zu verstehen, woher die Abweichungen zwischen Modell I und II kommen, wird im Folgenden die Besetzung der Vibrationszustände untersucht. Im Modell II sind diese bis $\nu = 7$ direkt zugänglich, da sie als eigene Spezies im Monte-Carlo-Code behandelt werden. In Modell I werden sie aus der Dichte des Grundzustands und aus lokalen Plasmamparametern (hier: nur aus T_e , und der sicher noch zu untersuchenden Annahme: $T_i = T_e$) mit dem Stoßstrahlungsmodell berechnet.

Abbildung 4.8 zeigt die Dichten der verschiedenen vibratorischen Niveaus in Modell I und II sowie die gesamte H_2 -Dichte im Target-Raum und nahe der Anode. Die genauen Positionen dieser Auswertungen finden sich in Anhang A. Die gesamte H_2 -Dichte unterscheidet sich in beiden Modellen nur minimal. Bei den Besetzungen der angeregten Niveaus zeigen sich Unterschiede.

Im Target-Raum ist der vibratorische Grundzustand ($\nu = 0$) stärker besetzt als Modell I. die angeregten Niveaus ($\nu = 2$ bis $\nu = 7$) sind aber schwächer besetzt. Das Niveau mit $\nu = 1$ ist in etwa gleich stark besetzt. Da die Wirkungsquerschnitte der Reaktion (4.5) und damit die MAR-Raten bei $\nu = 4$ ein Maximum annehmen, lässt sich nach dem hier gezeigten Verlauf der Besetzungszahlen erwarten, dass die MAR-Raten in Modell I überschätzt werden. Dieses Verhalten zeigt Abbildung 4.7 im Target-Raum.

Nahe der Anode verhält sich die Besetzungsverteilung anders. Die mit Modell II erhaltene Verteilung zeigt bei $\nu = 3$ ein Maximum. Der Grundzustand sowie der erste angeregte Zustand sind schwächer besetzt, als in Modell I. In Modell I zeigt sich kein Maximum. Die Besetzungen der Vibrationsquantenzahlen, in der Reaktion (4.5) besonders große Ratenkoeffizienten aufweist sind in Modell II stärker besetzt. Dementsprechend sollte die Reaktionsrate in Modell I niedriger liegen als in Modell II. Dieses

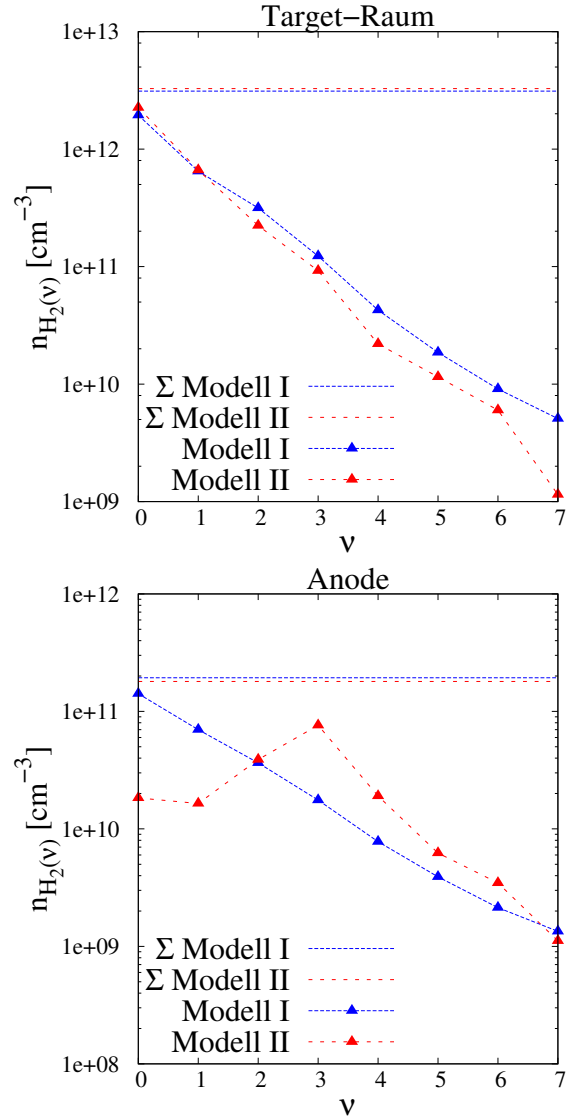


Abbildung 4.8: Dichten der verschiedenen vibratorisch angeregten Niveaus im Target-Raum und nahe der Anode.

Verhalten zeigt sich nahe der Anode ebenfalls in Abbildung 4.7.

Wenn die vibratorische angeregten Zustände als metastabil betrachtet werden, wird die Verteilung der Vibrationsquantenzahl bei Molekülen die an den Wänden durch Recycling entstehen relevant. Es gibt eine Vielzahl von Modellen, die diese Verteilung beschreiben. In [34] wurde gezeigt, dass dort diese Wandmodelle in Simulationen von ASDEX-Upgrade keinen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse haben. In linearen Plasmaanlagen könnte das, bei kleineren Abmessungen und Elektronendichten, prinzipiell anders sein. In der vorliegenden Arbeit wird ein Modell verwendet, bei dem alle H_2 -Moleküle mit $\nu = 3$ gestartet werden. Im Anoden-Kathoden Raum scheint diese Randbedingung einen Einfluss auf die Verteilung der Besetzung zu haben und das Maximum bei $\nu = 3$ zu verursachen. In der Target-Kammer ist der Einfluss nicht zu sehen. Weil der Abstand zu den Wänden, an denen Recycling stattfindet größer ist, ist die Verteilung schon wieder in ein Gleichgewicht übergegangen. Es sollten weitere Untersuchungen zu den Wandmodellen in EIRENE für die PSI-2-Anlage durchgeführt werden um zu zeigen inwieweit das Wandmodell für Vibrationszustand im PSI-2-Modell relevant ist.

4.3 Zusammenfassung

Die erweiterte Behandlung der Neutralteilchen wurde erfolgreich in zwei Schritten in das Numerische Modell für PSI-2 eingebaut. Im ersten Schritt (Modell I) wurden mit einem Stoßstrahlungsmodell berechnete Ratenkoeffizienten für die Reaktionen eingeführt. In Modell II folgte die Behandlung von vibratorisch angeregten Molekülzuständen als quasi metastabil, deren Transport im Plasma wird also explizit und vibrationsaufgelöst mitgerechnet.

Bei der Modellierung in Berlin wurde noch kein Stoßstrahlungsmodell für die Berechnung der effektiven Ratenkoeffizienten der H_2^+ - und H_2 -Reaktionen genutzt und damit angenommen, alle Reaktionspartner seien im Grundzustand. Durch Einführung des Stoßstrahlungsmodells zeigte sich eine Änderung der Plasmaparameter und der Teilchen- und Wärmeflüsse auf die Neutralisatorplatte. Auch die MAR-Reaktionsraten zeigten Unterschiede.

Im zweiten Schritt wurde auch das Stoßstrahlungsmodell teilweise ersetzt und die H_2 -Moleküle wurden vibrationsaufgelöst betrachtet. Es konnte anhand der Plasmaparameter und der MAR-Raten gezeigt werden, dass auch das zu Unterschieden führt. Um das Plasma in PSI-2 korrekt zu modellieren, müssen die vibratorisch angeregten Zustände als metastabil angesehen werden.

Nahe der Anode wurde bei der Besetzung der vibratorischen Zustände ein Effekt beobachtet, der möglicherweise durch das Modell an den Wänden in EIRENE verursacht

wurde. Daher sollten in Zukunft weitere Untersuchungen zum Einfluss des Wandmodells auf die Ergebnisse der Modellierung durchgeführt werden. Experimentelle Ergebnisse müssen dabei in Betracht gezogen werden, um das Wandmodell zu optimieren.

Es gibt große Unterschied zwischen den drei betrachteten Modellen. Durch die Einbeziehung einer genaueren Wasserstoffchemie konnte das Neutralteilchenmodell um weitere physikalische Effekte erweitert und grundlegend verbessert werden. In einem naheliegenden nächsten Schritt wäre nun, wegen der hier nachgewiesenen Sensitivität des Modells, die Vollständigkeit und Korrektheit der vibrationsaufgelösten Querschnitte für die Molekülprozesse zu überprüfen. Die hier verwendeten Daten (EIRENE Datenfile H2VIBR) stammen aus den späten neunziger Jahren und sind sicher inzwischen durch die Existenz umfangreicher neuer molekülphysikalischer Berechnungen und Messungen zumindest in einigen Teilen als obsolet anzusehen.

Kapitel 5

Elektrische Ströme in der PSI-2-Anlage

Die Annahme eines ambipolaren Flusses und damit eines stromlosen Plasmas in der Randschicht eines Tokamaks wird seit langer Zeit in der Modellierung verwendet. Auch beim aktuellen ITER-Design wird diese Annahme gemacht [14].

Bereits 1993 wurde der B2-Code von Baelmans [17] allerdings dahingehend erweitert, dass elektrische Ströme, das Plasmapotential und die diamagnetische Ionengeschwindigkeit (über eine weitere Komponente der Impulsbilanzgleichung) einbezogen werden können. Siehe dazu auch [35, 36]. Darüber hinaus wurde Anfang der 90er Jahre eine Vielzahl von Experimenten mit elektrisch vorgespanntem Divertor oder Limiter (gegenüber der restlichen Gefäßwand) durchgeführt [37, 38]. Dies wird auch als (Target-) Biasing bezeichnet. Die Targets werden auf ein frei wählbares Potential gegenüber den anderen Gefäßkomponenten gesetzt. Für die Modellierung dieser Experimente ist die Einbeziehung von elektrischen Strömen natürlich unerlässlich. Von Biasing verspricht man sich eine bessere Kontrolle über die Plasmarandschicht, um so zum Beispiel Asymmetrien in den Plasmaflüssen zwischen den Targets abzubauen, Wärmeflüsse zu steuern oder um, durch Manipulation der $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift über die Veränderung der zugehörigen Felder die Verunreinigungen zu beeinflussen [37]. Des Weiteren sind auch ohne Biasing thermoelektrische Ströme, verursacht durch Temperaturunterschiede an beiden Targets an den Enden einer magnetischen Flussröhre, relevant für die Plasmarandschicht. Diese Ströme wurden zuerst in JET beobachtet [39]. Harbour liefert in der Arbeit bereits eine theoretische Begründung für diese parallel zum Magnetfeld fließenden Ströme.

Die Möglichkeit, mittels B2 die elektrischen Ströme im Plasma korrekt zu beschreiben wurde dann ab 1995 in der Fusionsforschung kaum mehr genutzt, weil die Einbeziehung von elektrischen Strömen die numerische Lösung der Fluidgleichungen erschwert. In der Arbeit von Verweken [3] wurde für den B2 Code die Behandlung von parallelen

elektrischen Strömen wieder aktiviert und noch etwas erweitert, insb. von den Randbedingungen her flexibler gestaltet. In der hier vorliegenden Arbeit werden parallele Ströme in der Simulation ebenfalls aktiviert und deren Einfluss bei verschiedenen Werten des Potentials an der Neutralisatorplatte von PSI-2 detailliert untersucht. Damit soll die Möglichkeit, elektrische Ströme in PSI-2 mit B2 zu behandeln, die bei Kastelewicz [1] noch nicht gegeben war, erstmals untersucht werden. Klassische Driften senkrecht zum Magnetfeld werden in dieser Arbeit noch nicht aktiviert. Auch elektrische Ströme in senkrechte (radiale) Richtung werden im betrachteten Modell noch nicht aktiviert. Die Einführung der zusätzlichen Variablen \mathbf{j}_{\parallel} und \mathbf{E}_{\parallel} ist aber ohne Kenntnis der anderen Variablen möglich. Die Erweiterung um senkrechte Ströme und Driften erfolgt derzeit in einer weiterführenden Arbeit an der K.U. Leuven.

Im folgenden Kapitel wird zuerst auf die Theorie von elektrischen Strömen und der Bildung der elektrostatischen Schicht an Wänden im Kontakt zum Plasma eingegangen. Im anschließenden Abschnitt 5.2 werden Ergebnisse zum Einfluss von Strömen und Target-Biasing präsentiert.

5.1 Physikalische Grundlagen

Die Bildung einer elektrostatischen Schicht an Wänden im Kontakt mit dem Plasma und deren Einfluss auf die Randbedingungen der Fluidgleichungen kann mittels der Sondentheorie hergeleitet werden [18, 40]. Dies wird im Folgenden im Fall eines sog. „floating-Targets“ durchgeführt. Anschließend wird noch auf parallele Ströme im Plasma eingegangen, bevor die elektrostatische Schicht nochmal, im Fall auftretender Nettoströme, betrachtet wird. Außerdem wird auf verschiedene elektrische Konfigurationen von Divertor-Targets eingegangen.

5.1.1 Die elektrostatische Schicht bei ambipolarem Plasmafluss

Eine Wand oder auch eine Sonde, die im Kontakt mit einem Plasma steht wird als floating bezeichnet, wenn sie elektrisch isoliert gegen andere Wände ist und sich so das Potential dieser Wand/Sonde bezogen auf das Potential des Plasmas frei einstellen kann. Dabei tritt eine Potentialdifferenz zwischen Plasma und dieser Wand auf. Diese wird als floating-Potential bezeichnet.

In den ersten Mikrosekunden nach der Ionisation eines Gases zu einem Plasma und noch bevor die Prozesse des Recyclings begonnen haben, fließen die aufgrund ihrer kleinen Masse beweglicheren Elektronen auf die Wand zu und treffen auf diese, bevor die Ionen sie erreichen. Damit wird die Wand negativ geladen. Das negative Potential der Wand

wirkt abstoßend auf weitere Elektronen und anziehend auf die Ionen. Damit sorgt es für eine Verringerung des Elektronenflusses und eine Erhöhung des Ionenflusses, bis es zu einem Gleichgewicht kommt. In diesem Gleichgewicht herrscht der ambipolare Plasmafluss vor, das heißt es trifft kein elektrischer Nettostrom auf die Wand, weil Ionen- und Elektronenstrom gleich groß sind.

Das negative Wandpotential wird durch die davor liegende positive sog. „elektrostatische Schicht“ abgeschirmt, wobei diese Abschirmung nicht vollständig ist. Da die magnetischen Felder in der linearen Anlage nahezu senkrecht auf die Neutralisatorplatte treffen, werden Effekte, die durch gegen das Magnetfeld geneigte Targets und die damit verbundene magnetische Vorschicht entstehen hier nicht berücksichtigt. In [40] wird gezeigt, dass am Übergang zur Schicht die Ionen durch die nicht perfekte Abschirmung bereits auf

$$|\mathbf{v}_i| \geq c_s = \sqrt{\frac{T_i + T_e}{m_i}} \quad (5.1)$$

beschleunigt wurden. c_s ist die Schallgeschwindigkeit der Ionen. Das ist das berühmte Bohm-Kriterium, das im Jahr 1940 von David Bohm hergeleitet wurde [41]. Dieses Ergebnis folgt aus einer Betrachtung der Maxwell-Gleichungen in der Schicht. Ausgehend von den Plasmagleichungen kann wiederum unter recht allgemeinen Voraussetzungen gezeigt werden, dass $|\mathbf{v}_i| \leq c_s$ [18]. Damit muss unter diesen Voraussetzungen die Gleichheit gelten. Ausgehend von $|\mathbf{v}_i| = c_s$ kann das floating-Potential durch Annahme eines verschwindenden Nettostroms auf die Oberfläche hergeleitet werden. Aufgrund der geringen Dicke der Schicht, können darin Teilchenquellen vernachlässigt werden. Daher ist der Ionenstrom erhalten und am Schichteingang und an der Wand gleich. Die Ionenstromdichte an der Wand ergibt sich zu

$$j^+ = en|\mathbf{v}_i| = enc_s. \quad (5.2)$$

Der Strom der Elektronen in die Schicht folgt aus der Teilchenflussdichte der Maxwell-Verteilung der Elektronen zu

$$j_{se}^- = \frac{1}{4}en\bar{c}_e, \quad (5.3)$$

wobei

$$\bar{c}_e = \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}. \quad (5.4)$$

und „se“ für die plasmaseitige „sheath edge“ steht. In der Schicht spüren die Elektronen ein abstoßendes elektrisches Feld. Damit wird ihre Dichte mit dem Boltzmann-Faktor sinken, so dass sich an der Kontaktfläche mit der Wand

$$j^- = \frac{1}{4}en\bar{c}_e \exp\left(\frac{-e(\Phi_p - \Phi_w)}{T_e}\right) \quad (5.5)$$

ergibt. Φ_p ist das Plasmapotential am Übergang vom Plasma zur Schicht, Φ_w das der Wand (Target). Dabei wurde angenommen, dass sich die Elektronentemperatur und

damit \bar{c}_e in der Schicht nicht ändert, was wegen der geringen Dicke der Schicht als gerechtfertigt angesehen werden kann. Aus der Ambipolarität folgt dann $j^+ = j^-$ und damit für die Potentialdifferenz zwischen Target („Wand“) und Plasma

$$\Phi_p - \Phi_w = -\frac{T_e}{e} \ln \left(\sqrt{\frac{2\pi m_e T_e + T_i}{m_i T_e}} \right). \quad (5.6)$$

Dabei wurde eine mögliche Emission von Sekundärelektronen aus der Wand, die den Elektronenstrom beeinflusst, vernachlässigt. Die Gleichung führt bei Verwendung von Deuterium, $m_i \approx 2m_p$, zu einem Potentialabfall von $\Phi_p - \Phi_w = 3,1 T_e/e$ für $T_i = 0$ und von $\Phi_p - \Phi_w = 2,8 T_e/e$ für $T_i \approx T_e$. Im Folgenden gilt bei sämtlichen Rechnungen $m_i \approx 2m_p$. Im verwendeten Modell wird der Zahlenwert auf 3,1 gesetzt.

Die Dicke der elektrostatischen Schicht wird in [40] mit einigen Debye-Längen λ_D angegeben. $\lambda_D = (\epsilon_0 T_e / ne^2)^{1/2} \approx 0,001$ cm für typische Plasmaparameter in PSI-2. Die typische Länge einer Zelle in paralleler Richtung im verwendeten Gitter beträgt einige cm. Das zeigt, dass die Schicht im verwendeten Fluidmodell nicht aufgelöst werden kann. Darüber hinaus gilt die Annahme der Quasineutralität in der Schicht nicht mehr, so dass die Behandlung mit den gewählten Mitteln ohnehin nicht mehr möglich ist.

Deshalb wird nicht die Randbedingung an der Wand, sondern am Schichteingang „se“ benötigt. Für die parallele Geschwindigkeit gilt, wie bereits gesagt, dass sie die Ionenschallgeschwindigkeit erreicht haben muss. Das Auftreten der Schicht beeinflusst des Weiteren den Teilchen- und damit auch den Wärmefluss auf die Wand und es lassen sich Transmissionskoeffizienten

$$\gamma_e = \frac{q_e^{se}}{T_e \Gamma_e^{se}}; \quad \gamma_i = \frac{q_i^{se}}{T_i \Gamma_i^{se}} \quad (5.7)$$

definieren. $\Gamma_{e/i} = nv_{e/i}$ sind die Elektronen- bzw. Ionenflussdichten und $\Gamma_e = \Gamma_i$ gilt wegen der Ambipolarität. $q_{e/i}$ sind die jeweiligen Wärmeflussdichten. Diese Koeffizienten lassen sich unter Annahme geeigneter Verteilungsfunktionen (z.b. Maxwell) berechnen und können zur Formulierung von Randbedingung für die Energiegleichungen am Schichteingang verwendet werden. So umgeht man das Problem, die Schicht örtlich auflösen zu müssen.

Transmissionskoeffizient für Elektronen

Bei einer perfekten Maxwell-Verteilung gilt für die Wärmeflussdichte in eine Richtung $q = 2T\Gamma$. Für die Elektronen direkt vor der Oberfläche lässt sich zeigen, dass die Maxwell-Verteilung in Vorwärtsrichtung noch (bis auf einen cut-off bei hohen Energien) weitgehend intakt ist [18]. Für den vorwärts gerichteten Fluss auf die Wand gilt deshalb

$$q_e^{wand} = 2T_e \Gamma_e^{wand} = 2T_e \Gamma_e^{se}, \quad (5.8)$$

wie für eine perfekte Maxwell-Verteilung. $\Gamma_e^{se} = \Gamma_e^{wand}$ gilt, weil in der schmalen Schicht Teilchenquellen vernachlässigt werden. Nur Elektronen mit einer Energie, die groß genug ist um das Potential zu überwinden, verlassen das Plasma und erreichen die Wand.

Alle anderen tragen weder zu Teilchen- noch zu Wärmeflüssen an Wand oder Schicht-
eingang bei. Daher gilt für die Wärmeflussdichte am Beginn der Schicht

$$\begin{aligned} q_e^{se} &= (2T_e + |e(\Phi_p - \Phi_w)|) \Gamma_e^{se} \\ &= \left(\delta_e T_e + \tilde{\Phi}_s T_e \right) \Gamma_e^{se}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Der Term nach dem letzten Gleichheitszeichen stellt die verwendete Randbedingung in B2 dar. δ_e und $\tilde{\Phi}_s$ (im Fall ausgeschalteter Ströme) sind freie Parameter und sollten zu $\delta_e = 2,0$ und $\tilde{\Phi}_s \approx 2,8$ gewählt werden, da an der Neutralisatorplatte in PSI-2 $T_e \approx T_i$ gilt. Die Werte (siehe Randbedingungen für B2, Abschnitt 3.1.3) sind hier, entsprechend der früheren Berliner Studie [1], allerdings auf $\delta_e = 0,9$ und $\tilde{\Phi}_s = 3,1$ gesetzt, um eine möglichst nahe Reproduktion der früheren Ergebnisse zu erhalten.

Der Transmissionskoeffizient der Elektronen ergibt sich zu

$$\gamma_e = 2 + \frac{|e(\Phi_p - \Phi_w)|}{T_e}. \quad (5.10)$$

Transmissionskoeffizient für Ionen

Die Behandlung des Problems für Ionen ist ungleich komplizierter, da diese am Übergang vom Plasma zur Schicht bereits die Ionenschallgeschwindigkeit erreicht haben müssen. Damit folgt ihre Geschwindigkeit mit Sicherheit nicht mehr einer Maxwell-Verteilung und man müsste über die Geschwindigkeitsverteilung integrieren, um den richtigen Teilchen-, Impuls- und Wärmefluss zu bestimmen.

Häufig wird die vereinfachende Annahme einer mit c_s driftenden Maxwell-Verteilung am Übergang vom Plasma zur Schicht gemacht. Das führt zu einer Wärmeflussdichte von

$$\begin{aligned} q_i^{se} &= \left(\frac{5}{2} T_i + \frac{1}{2} m_i c_s^2 \right) \Gamma_i^{se} \\ &= \left(\delta_i T_i + \eta_i \frac{m_i c_s^2}{2} \right) \Gamma_i^{se}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Wiederum stellt der Term nach dem letzten Gleichheitszeichen den Zusammenhang in B2 dar. δ_i wird in dieser Arbeit zu 2,5 gewählt. Der zweite Term kann mit dem Faktor η gewichtet werden (hier 1,0). Damit entsprechen die verwendeten Parameter bei den Ionen den theoretischen Werten einer driftenden Maxwellverteilung.

Der Transmissionskoeffizient der Ionen ist gegeben durch

$$\gamma_i = \frac{5}{2} + \frac{m_i c_s^2}{2T_i}. \quad (5.12)$$

Anders als die Elektronen werden die Ionen in der Schicht beschleunigt, was die Wärmelast der Wand um $|e(\Phi_p - \Phi_w)|$ pro Ion erhöht. Diese ist

$$q_i^{wand} = \left(\frac{5}{2} T_i + \frac{1}{2} m_i c_s^2 + |e(\Phi_p - \Phi_w)| \right) \Gamma_i^{se}. \quad (5.13)$$

Für die gesamte Wärmeflussdichte auf die Wand ergibt sich damit

$$\frac{q_i^{wand} + q_e^{wand}}{T_e \Gamma_i^{se}} = \frac{5T_i}{2T_e} + \frac{m_i c_s^2}{2T_e} + \frac{|e(\Phi_p - \Phi_w)|}{T_e} + 2. \quad (5.14)$$

Streng genommen ist die Behandlung der Ionen mithilfe einer driftenden Maxwell-Verteilung am Übergang vom Plasma zur elektrostatischen Schicht falsch, da sie Teilchen mit einer rückwärts gerichteten Geschwindigkeit enthält. Es zeigt sich jedoch, dass die numerischen Werte für den Wärmefluss nahe an den mit detaillierteren Behandlungen erzielten liegen. Für eine genauere Behandlung der Ionen in der Schicht sei auf [18] verwiesen.

Der gesamte Wärmefluss auf die Wand ändert sich durch die Beschleunigung/Verzögerung der Ionen und Elektronen innerhalb der Schicht im Fall eines ambipolaren Flusses nicht und entspricht dem Wärmefluss am Schichteingang. Die Energie wird innerhalb der Schicht von den Elektronen zu den Ionen transferiert. Wenn Nettoströme fließen, wird der Einfluss der Beschleunigung in der Schicht jedoch signifikant für den Wärmefluss auf die Wand.

5.1.2 Parallele elektrische Ströme im Plasma

Die partielle Differentialgleichung für das Plasmapotential (3.16) wird, mit der weiter unten im Abschnitt 5.1.3 hergeleiteten Randbedingung, gelöst. Die numerischen Methoden zur Lösung der Potentialgleichung im B2 Code werden im fünften Kapitel von [17] beschrieben. Dort finden sich auch die wegen der Ströme erweiterten Fluidgleichungen, (3.9) - (3.13), sowie die zusätzlich benötigten Gleichungen (3.14) - (3.19). Die Stromdichte in radialer Richtung j_r , sowie die Stromdichte und die Ionengeschwindigkeit in diamagnetischer Richtung, j_\perp und v_\perp , und deren Ableitungen werden in B2 vor der Lösung von (3.16) einzeln explizit berechnet und als gegebene (explizite) inhomogene Terme in (3.16) eingefügt. Durch dieses Operator-Splitting muß die Differentialgleichung für das Potential Φ dann nur in poloidaler Richtung gelöst werden. Sie wird damit zu einer gewöhnlichen Differentialgleichung. Im hier verwendeten Modell werden die besagten Größen nicht verwendet ($j_r, j_\perp, v_\perp = 0$) und die Differentialgleichung (3.16) reduziert sich somit auf eine echte gewöhnliche DGL nur entlang der Feldlinien.

Die im Plasma fließenden parallelen elektrischen Ströme beeinflussen das Potential direkt und über die Randbedingung der Potentialgleichung. Sie sorgen außerdem für die Ohm'sche Heizung der Elektronen und haben einen Einfluss auf den Elektronenenergiefluss. Der parallele Strom in einer Flussröhre ist erhalten, weil die Stromdichte divergenzfrei ist. Da sich aber die Elektronen und die Ionen bei den verwendeten Randbedingungen an beiden Enden des Plasmas auf die Wände zu bewegen müssen, müssen die elektronisch und ionisch getragenen Anteile des Stroms irgendwo ihr Vorzeichen

ändern. Auch die Stromdichte wird entlang der axialen Koordinate variieren, da die Querschnittsfläche des Plasmas mit dem Magnetfeld variiert.

5.1.3 Die elektrostatische Schicht bei Nettoströmen

Um die Randbedingung für das Potential zu bestimmen, wenn elektrische Ströme fließen, werden hier Wände betrachtet, die nicht auf dem floating-Potential liegen, sondern deren Potential bezüglich der anderen Wände auf einen beliebigen Wert eingestellt werden kann. Wir gehen davon aus, dass die Wand bezüglich des angrenzenden Plasmas jedoch weiterhin auf negativem Potential liegt, also dass $e(\Phi_p - \Phi_w) > 0$. In einer solchen Situation bildet sich, analog zum vorher betrachteten Fall, eine elektrostatische Schicht vor der Oberfläche aus, die Elektronen abbremst und Ionen beschleunigt. Die Abschirmung der negativen Ladung auf der Wand bleibt bestehen. Lediglich die Dicke der Schicht ändert sich, bleibt aber klein im Vergleich zu den in der Simulation betrachteten Abmessungen der Zellen des Gitters [40].

Damit gelten auch weiterhin die Gleichungen (5.2) und (5.5) für die Ionen- und Elektronenstromdichte. Es wird jetzt allerdings nicht mehr angenommen, dass diese beiden Ströme gleich groß sind und sich die Potentialdifferenz dementsprechend einstellt, sondern dass die Potentialdifferenz vorgegeben wird und sich dementsprechend der Strom einstellt. Es folgt aus der Differenz der beiden Gleichungen die Gesamtstromdichte

$$j^{tot} = enc_s - \frac{1}{4}en\bar{c}_e \exp\left(\frac{-e(\Phi_p - \Phi_w)}{T_e}\right), \quad (5.15)$$

oder, normiert auf die Ionenstromdichte,

$$\hat{j} = \frac{j^{tot}}{enc_s} = 1 - \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e} \frac{T_e}{T_e + T_i}} \exp\left(\frac{-e(\Phi_p - \Phi_w)}{T_e}\right). \quad (5.16)$$

Abbildung 5.1 zeigt links die normierte Stromdichte \hat{j} für verschiedenen Potentialdifferenzen und verschiedenen Temperaturen. Wenn die Oberfläche auf viel niedrigerem Potential liegt als das Plasma, dann erreicht der auf die Wand treffende Strom eine Sättigung bei $j = enc_s$, in diesem Zusammenhang Ionensättigungsstrom genannt. Wenn die Potentialdifferenz gegen 0 geht, steigt der negative Elektronenstrom exponentiell an und kann sehr große Werte erreichen.

Wird Gleichung (5.16) nach dem Potential aufgelöst, so ergibt sich die gesuchte Randbedingung für die Potentialgleichung

$$\Phi_p - \Phi_w = -\frac{T_e}{e} \ln\left(\sqrt{\frac{2\pi m_e}{m_i} \frac{T_e + T_i}{T_e}} \left(1 - \frac{j^{tot}}{enc_s}\right)\right). \quad (5.17)$$

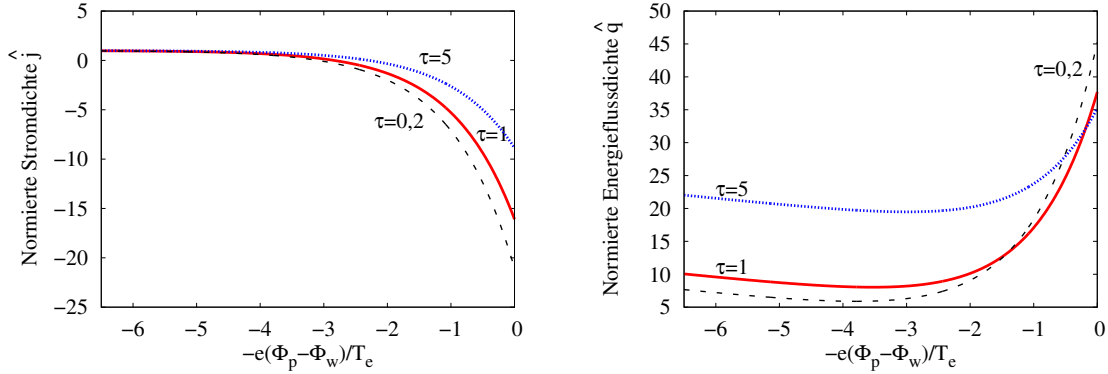


Abbildung 5.1: Normierte Stromdichte und normierte Energieflussdichte für Deuterium bei verschiedenen Temperaturverhältnissen $\tau = \frac{T_i}{T_e}$

Die Potentialdifferenz in der Schicht wird damit abhängig vom auf die Wand treffenden Strom. Details zur numerischen Implementierung von Randbedingung und Potentialgleichung sind in [17] ausführlich beschrieben.

Da die Schichtphysik sich im wesentlichen nicht gegenüber dem Fall ohne angelegte Spannung unterscheidet, behalten die zuvor berechneten Transmissionskoeffizienten ihre Gültigkeit. In B2 wird nun der Parameter $\tilde{\Phi}_s$ (5.9) allerdings nicht mehr gesetzt, sondern er wird konsistent mittels des Potentials (5.17) berechnet, so dass er auch räumlichen Variationen unterworfen ist.

Wenn Nettoströme zugelassen werden, wird auch der Energiefluss auf das Target abhängig von der Potentialdifferenz. Im rechten Teil der Abbildung 5.1 wird die Abhängigkeit des gesamten Wärmeflusses auf eine Wand von der Potentialdifferenz in der Schicht dargestellt. Zu sehen ist die normierte Wärmeflussdichte

$$\hat{q} = \frac{q_i^{wand} + q_e^{wand}}{T_e \Gamma_i^{se}} = \frac{5T_i}{2T_e} + \frac{m_i c_s^2}{2T_e} + e \frac{|\Phi_p - \Phi_w|}{T_e} + \frac{\bar{c}_e}{2c_s} \exp\left(\frac{-e(\Phi_p - \Phi_w)}{T_e}\right). \quad (5.18)$$

Der Wärmefluss besitzt ein Minimum im Bereich um $-e(\Phi_p - \Phi_w) \approx -3 T_e$, genau dem Bereich in dem das floating-Potential liegt. Im Fall einer vom Plasma selbst eingestellten Spannungsdifferenz im Schichtbereich wird der Wärmefluss also minimiert.

5.1.4 Verschiedene Target-Konfigurationen

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, einen Limiter oder ein Divertor-Target in einem Tokamak zu gestalten. Ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal, gerade in Hinblick auf die Modellierung von Strömen, ist die elektrische Konfiguration des Targets.

Es besteht die Möglichkeit, ein Target fein zu segmentieren und die einzelnen Segmente elektrisch voneinander zu isolieren. So kann sich in jedem Teil ein individuelles Potential

einstellen. Jedes Segment liegt auf dem floating-Potential und es fließt im Gleichgewicht kein Strom auf die einzelnen Teile des Targets.

Eine weitere Möglichkeit ist es, ein kontinuierliches Target aus einem elektrischen Leiter zu konstruieren. Dann können in diesem Leiter Ströme fließen. Bei einem Target aus einem elektrischen Leiter gibt es die Möglichkeit, dieses gegen alle anderen Gefäßkomponenten zu isolieren. Das Potential des Targets ist konstant, da es sich um einen elektrischen Leiter handelt. Es stellt sich so ein, dass im Gleichgewicht der gesamte Strom auf das Target verschwindet. Lokal können aber sehr wohl Ströme auf das Target fließen. Im Ganzen handelt es sich um ein floating-Target. Wird das Target mit den anderen Gefäßkomponenten verbunden, z.b. mit dem längs der Feldlinie gegenüberliegenden zweiten Target, kann ein Nettostrom auf dieses Target im Plasma fließen. Durch eine Spannungsquelle kann dann eine beliebige Potentialdifferenz zwischen Target und dem restlichen Gefäß eingestellt und der Nettostrom so beeinflusst werden.

Zuletzt können noch gemischte Konfigurationen realisiert werden, indem beispielsweise die einzelnen Segmente über Ohm'sche Widerstände verbunden werden und das Potential auf dem Target damit nicht konstant, aber auch nicht völlig unabhängig ist. Dieser Fall wird hier aber nicht untersucht.

Durch die Aktivierung und Deaktivierung der parallelen Ströme in B2 wird automatisch auch zwischen den verschiedenen Konfigurationen gewechselt. Weitere Betrachtungen dazu, welche Target-Konfiguration welcher Einstellung in der Simulation entspricht und zu den Einflüssen auf das Plasma werden in Abschnitt 5.2.1 präsentiert.

5.2 Ergebnisse der Modellierung

Nach der Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen folgen hier Ergebnisse der Simulation mit aktivierten Strömen. Es werden Vergleiche zwischen den Fällen ohne und mit Strom angestellt und dabei die fließenden Ströme, mehrere Plasmaparameter (Dichte, Temperatur, Potential) sowie die Teilchen- und Wärmeflüsse auf die Wände untersucht. Weiterhin werden die Ergebnisse mit den im vorigen Abschnitt gezeigten theoretischen Betrachtungen verglichen.

Bei aktivierten Strömen im B2-Transportmodell wird das Potential an der Neutralisatorplatte von -15 V bis $+5\text{ V}$ variiert, während an den anderen, das Plasma kontaktierenden Wänden das Potential konstant auf dem Wert $\Phi = 0$ bleibt. Es erfolgt also eine Vorspannung der Neutralisatorplatte gegen die anderen Gefäßwände, wie sie experimentell mit einer externen Spannungsquelle in einem Stromkreis realisiert werden könnte. Der Stromkreis würde dann über das Plasma geschlossen werden. Experimentelle Untersuchungen in beschriebener Weise fanden an PSI-2 in Jülich bisher noch nicht statt.

Als Referenz für die Betrachtung des Einflusses der Ströme dient der im Kapitel 4 betrachtete Fall nach Stufe II des erweiterten Modells, also derjenige, in dem die vibratorisch angeregten Zustände der H_2 -Moleküle im Neutralteilchenmodell als separate Spezies behandelt werden. Lediglich die Randbedingung der Fluidgleichungen für B2 am Gaseinlass wurden geändert. Hier sind jetzt gewöhnliche Schichtrandbedingungen für alle Parameter angenommen. Dieser Referenzfall ohne Ströme wird als $j = 0$ bezeichnet. Alle weiteren hier behandelten Fälle sind, bis auf die Aktivierung des Stromes und das Potential der Neutralisatorplatte, identisch mit dem Referenzfall. Sie werden nach dem Potential der Neutralisatorplatte $\Phi_w = \dots V$ benannt.

5.2.1 Elektrische Ströme

Bevor in Abschnitt 5.2.2 gezeigt wird, wie sich der Strom auf die Plasmaparameter auswirkt, sollen hier zuerst die im Plasma fließenden Ströme und deren Abhängigkeit vom Potential der Neutralisatorplatte beschrieben werden. Es wird außerdem verglichen, ob die Stromdichte aus der Simulation mit der aus Gleichung (5.16) übereinstimmt.

Verschiedene Target-Konfigurationen in der Simulation

Die möglichen Target-Konfigurationen sind essentiell für die Modellierung. Die Deaktivierung der parallelen Ströme, also die Annahme, dass nirgendwo ein Strom auf die Targets trifft, entspricht der Annahme eines segmentierten, isolierten Targets. In diesem Fall fließt kein Strom im Plasma. In allen Flussröhren ist der Plasmafluss ambipolar. Eine weitere Möglichkeit, dass kein Strom fließt, ist ein vollkommen gleichförmiges Plasma. Wenn an beiden gegenüberliegenden Targets die Plasmaparameter vollkommen identisch sind und sie sich auch entlang der jeweiligen Targets nicht ändern, gibt es im Modell keinen Grund, warum ein Strom von einer Seite zur anderen fließen sollte. In diesem Fall wäre die Target-Konfiguration egal.

Das modellierte Plasma kann analog zu einem stark asymmetrischen Plasma in einem Tokamak mit Divertor aufgefasst werden. Die Kathode und im äußeren Plasma die senkrechte Anodenwand können als eines der beiden Divertor-Targets betrachtet werden, die Neutralisatorplatte als das andere. Beide Targets sind entlang der Feldlinien durch die durch die Flussröhren miteinander verbunden. Im inneren Plasma ist die Teilchen- und Energiequelle, modelliert über den Spannungsbogen, sehr nah an der Kathode lokalisiert. Im äußeren Plasma ergeben sich die Quellen nur über das Recycling und den radialen Transport aus dem inneren Plasma.

Wie in Kapitel 3 und 4 gezeigt, unterscheidet sich das Plasma an beiden Seiten der Maschine deutlich. Damit ist nicht davon auszugehen, dass sich bei einer leitenden Neutralisatorplatte und bei der verwendeten Kathode und Anode ein ambipolarer Plasmafluss

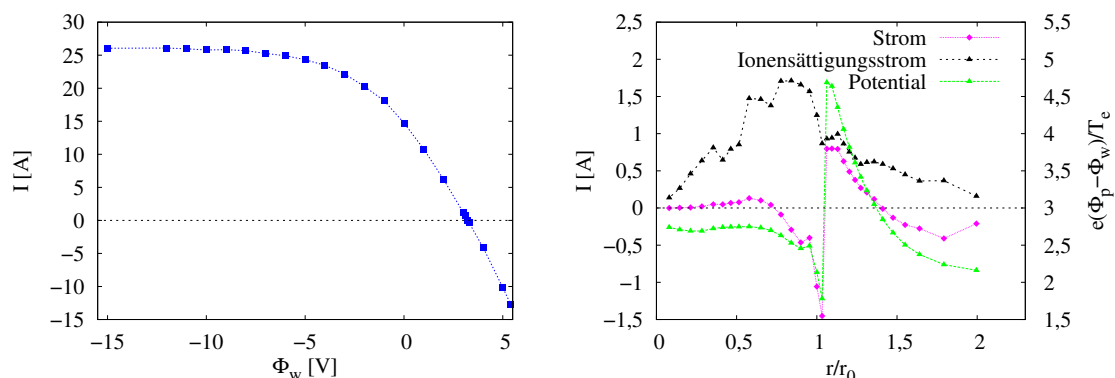


Abbildung 5.2: Absoluter Strom auf die Neutralisatorplatte bei variierendem Potential (links) sowie das radiale Profil des Stroms und des Potentials auf die Platte wenn der Strom insgesamt verschwindet ($\Phi_w = 3,2$ V; rechts)

an allen radialen Positionen einstellt. Also entspricht der Fall mit deaktivierten Strömen einem Experiment, bei dem an der Neutralisatorplatte eine feine Segmentierung vorgenommen wurde, sich überall das lokale floating-Potential einstellt und dadurch keine Ströme fließen.

Die Simulationen mit aktivierten parallelen Strömen entsprechen den Experimenten mit Target-Biasing. Ein elektrisch leitendes Target wird über eine Spannungsquelle mit den anderen Komponenten verbunden. Es kann ein elektrischer Strom fließen und über die Spannungsquelle lässt sich das Potential des Targets und damit der parallele Strom steuern.

Abbildung 5.2 zeigt die Summe der Ströme in allen Flussröhren, also den gesamten Strom, der auf die Neutralisatorplatte fließt. Dieser ist gegen das Potential Φ_w an der Neutralisatorplatte aufgetragen. Für niedrige Potentiale zeigt sich eindeutig ein Sättigungsstrom, wie er auch in Abbildung 5.1 zu sehen ist. Qualitativ zeigt sich das erwartete Verhalten, eine Sättigung bei kleinen Wandpotentialen und ein exponentielles Anwachsen bei steigendem Φ_w . Der Verlauf entspricht nicht genau dem aus Abbildung 5.1, da in jeder Flussröhre eine unterschiedliche Temperatur herrscht und sich diese noch unterschiedlich mit steigendem Strom ändern. Des Weiteren ist die Potentialdifferenz in der Schicht abhängig von der radialen Position.

Für die Betrachtung der verschiedenen möglichen Target-Konfigurationen ist der Punkt interessant, an dem die Kurve die x-Achse schneidet. Hier verschwindet, trotz aktivierter Ströme, der Strom auf die Neutralisatorplatte. Das Target als Ganzes ist damit ein floating-Target, während es dennoch lokale Nettoströme gibt. Das wird im rechten Teil der Abbildung 5.2 deutlich. Ausschläge mit positivem wie negativem Nettostrom sind zu erkennen. Der Strom fließt also in einigen Flussröhren auf die Neutralisatorplatte zu, in anderen von ihr weg. So ergibt sich lokal eine höhere Last durch Elektronen oder

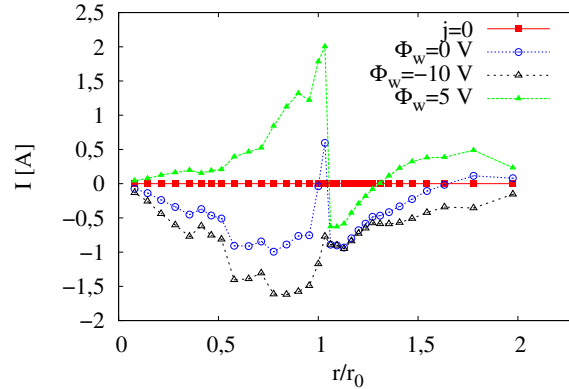


Abbildung 5.3: Paralleler Strom pro Gitterzelle im radialen Schnitt

durch Ionen. Der Fall, dass der Strom verschwindet, tritt bei $\Phi_w = 3,2 \text{ V}$ auf.

Obwohl die Target-Konfiguration mit dem Target, das elektrisch mit dem Gefäß verbunden ist, berechnet wird, ist das betrachtete Plasma in diesem Fall identisch zu dem, das sich bei einem gegen das Gefäß isolierten, leitenden Target ergibt. In dem Fall hätte sich das Potential der Neutralisatorplatte so eingestellt, dass der Strom Null wird. Jetzt wird das Wandpotential von außen so eingestellt, dass er verschwindet.

In Abbildung 5.2 ist auf der rechten Seite ebenfalls der Potentialabfall in der elektrostatischen Schicht gezeigt. Im Fall mit deaktivierten Strömen wurde der Potentialabfall auf $\Phi_p - \Phi_w = 3,1 T_e/e$ gesetzt. Im hier betrachteten Fall des elektrischen Leiters als floating-Target lässt sich erkennen, dass der Potentialabfall in Bereichen mit kleinen Strömen, vor allem im inneren Bereich des Plasmas, eher bei $\Phi_p - \Phi_w \approx 2,8 T_e/e$ liegt. Negative Ströme, wie sie bei $r \approx r_0$ vorkommen, verkleinern den Potentialunterschied. Wenn der Strom sich dem Ionensättigungsstrom annähert, wie bei $r \gtrsim r_0$, führt das zu einem großen Potentialunterschied. Das Verhalten entspricht genau dem nach Gleichung (5.17) erwarteten.

Der Vergleich der Fälle mit deaktivierten Strömen und mit aktivierten Strömen bei verschwindendem Gesamtstrom entspricht also den Vergleich zwischen einem segmentierten Target und einem leitenden, aber isolierten Target. Wenn der Gesamtstrom nicht verschwindet, wird ein leitendes, elektrisch mit dem Gefäß verbundenes Target modelliert.

Radiale Stromprofile

Da der Strom in einer Flussröhre konstant ist, unterscheiden sich die radialen Stromprofile in der Pumpstufe und der Target-Kammer nicht. Abbildung 5.3 zeigt die radiale

Abhängigkeit des parallelen Stroms für verschiedene Werte des Potentials Φ_w der Neutralisatorplatte. Negative Werte von I entsprechen einem positiven Nettostrom auf die Neutralisatorplatte, also dem Fall, dass mehr Ionen als Elektronen diese treffen.

Die Betrachtung der Werte für die Simulation mit $\Phi_w = 0$ zeigt, dass auch ohne Target-Biasing ein Strom im Plasma fließt. Dieser wird dann getrieben durch Temperatur- und Druckunterschiede an den beiden Enden des Plasmas. Es ergibt sich in diesem Fall an fast allen radialen Positionen ein positiver Nettostrom in Richtung der Neutralisatorplatte, was aufgrund der höheren Temperaturen im Anoden-Kathoden-Raum auch den Erwartungen entspricht. Harbour hat in [39] gezeigt, dass in einem Tokamak ein thermoelektrischer Strom in der Plasmarandschicht vom heißeren zum kälteren Target fließt. Am äußeren Plasmarand sowie bei $r \approx r_0$ fließt ein negativer Nettostrom auf die Neutralisatorplatte.

Am Übergang vom inneren zum äußeren Plasma gibt es einen Sprung im parallelen Strom. Dieser ist bedingt dadurch, dass die senkrechte Anodenwand eine Plasmasenke darstellt. Das bedeutet, dass ein Teilchenfluss auf diese Wand fließt. In Flussröhre $i_r = 16$, die Kathode und Neutralisatorplatte verbindet, fließen die Teilchen von der Plasmaquelle weg auf die Neutralisatorplatte zu. In den Flussröhren, die die Anodenwand mit der Neutralisatorplatte verbinden, ist der Fluss nahe der Anodenwand auf diese gerichtet. Der Teilchenfluss dreht sich also in einem sehr kleinen Bereich um. Da der parallele Transport im Plasma viel stärker ist als der senkrechte, wird das äußere Plasma durch die Anode von der Quellregion abgeschirmt und der Strom im inneren und äußeren Bereich kann sich stark unterscheiden. Durch senkrechten Transport und Recycling an der Anodenwand, das zu Plasmaquellen im inneren und äußeren Plasma führt, sind die Plasmabereiche aber nicht unabhängig voneinander. Das hat Auswirkungen auf die Plasmaparameter, die durch das Recycling an der Anodenwand beeinflusst werden und auf den im Plasma fließenden parallelen Strom, der über die drei Gradienten in Gleichung (3.15) getrieben wird.

Offensichtlich treffen bei negativen Werten von Φ_w mehr Ionen auf die Neutralisatorplatte, bei positiven mehr Elektronen, was der Erwartung entspricht. Die radiale Struktur, die sich in dem Fall $\Phi_w = 0$ zeigte bleibt erkennbar. Mit negativen Werten für das Wandpotential lässt sich an allen radialen Positionen ein positiver Nettostrom auf die Neutralisatorplatte lenken. Mit positiven Werten für Φ_w gilt die Umkehrung allerdings nicht. Auch wenn die Platte stark positiv geladen wird, verbleibt im radialen Bereich $r/r_0 = 1 - 1,3$ ein positiver Nettostrom, der die Platte erreicht. Wie bereits erwähnt liegt das an der Situation an der Stelle, an der die senkrechte Anodenwand und der Anodenboden zusammentreffen.

Die Tatsache, dass sich der parallele Strom im Bereich $r/r_0 = 1 - 1,3$ zwischen $\Phi_w = 0$ und $\Phi_w = -10$ nicht ändert, lässt darauf schließen, dass auch im Fall $\Phi_w = 0$ der Strom schon den Ionensättigungsstrom erreicht hat. Abbildung (5.4) bestätigt diesen Schluss.

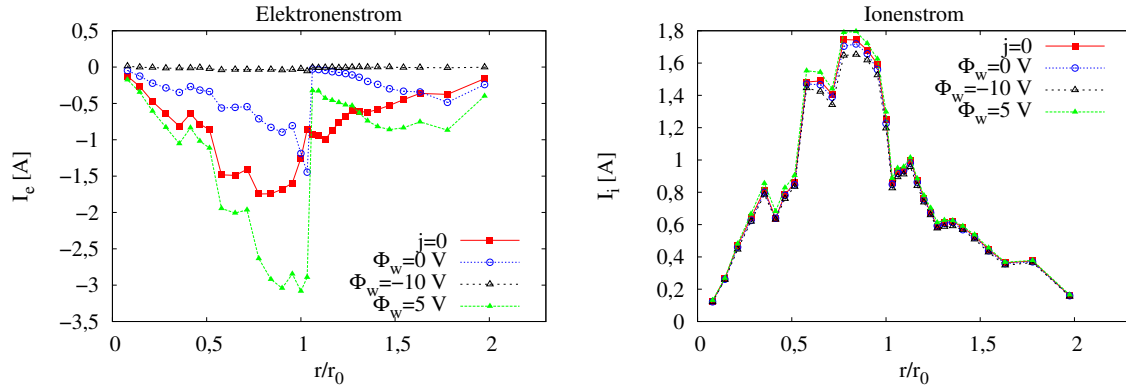


Abbildung 5.4: Elektronenstrom (links) und Ionenstrom auf die Neutralisatorplatte. Da der Strom auf die Platte dargestellt ist, kehrt sich das Vorzeichen gegenüber Abbildung (5.3) um.

Dort ist zu erkennen, dass, während der Ionenstrom sich kaum ändert, der Elektronenstrom stark mit Φ_w variiert. Im Fall $\Phi_w = -10$ V treffen nahezu keine Elektronen mehr auf die Platte. Im Bereich $r/r_0 = 1 - 1,3$ trifft das auch schon im Fall $\Phi_w = 0$ V zu.

Das bedeutet, dass ohne Änderung des Potentials der Neutralisatorplatte der Ionensättigungsstrom auf die Neutralisatorplatte fließt. Wenn das Potential der Platte verändert wird, hat das nur einen geringen Einfluss auf das Potential des Plasmas direkt vor der Neutralisatorplatte, weil der Potentialabfall in der Schicht bei Strömen nahe des Ionensättigungsstroms sehr sensitiv ist und den Potentialunterschied fast vollständig auffängt. Deshalb ändert sich der Potentialverlauf nur geringfügig und der Strom bleibt ebenfalls nahezu konstant. Auch der Elektronendruck und die Elektronentemperatur, deren Gradienten neben dem des Potentials den Strom beeinflussen ändern sich mit dem Wandpotential nur geringfügig. Wenn der Strom nicht im Bereich des Ionensättigungsstroms ist, dann fängt die Schicht den Potentialunterschied nicht komplett auf und das Potential des Plasmas sinkt mit sinkendem Wandpotential. Dies führt dazu, dass sich der parallele Strom wegen des sich ändernden Potentialgradienten verändert, wie es zum Beispiel bei $r = r_0$ der Fall ist.

Das beschriebene Verhalten zeigt sich auch in Abbildung 5.5. Dort ist die normierte Stromdichte in zwei verschiedenen Flussröhren aufgetragen. Kurve (a) zeigt den Verlauf von \hat{j} in der Flussröhre mit $i_r = 16$. Das ist die Flussröhre die parallel zum waagerechten Anodenboden verläuft und an diesen grenzt. Kurve (b) stellt den Verlauf von \hat{j} in Flussröhre $i_r = 15$ dar. Dies ist eine der Flussröhren, in denen der Strom negativ bleibt, wenn Φ_w variiert wird.

Die Stromdichte geht in Fall (b) schon bei größeren Φ_w gegen die Sättigungsstromdichte. In der anderen Flussröhre, Fall (a), variiert die Stromdichte über einen größeren Bereich mit Φ_w .

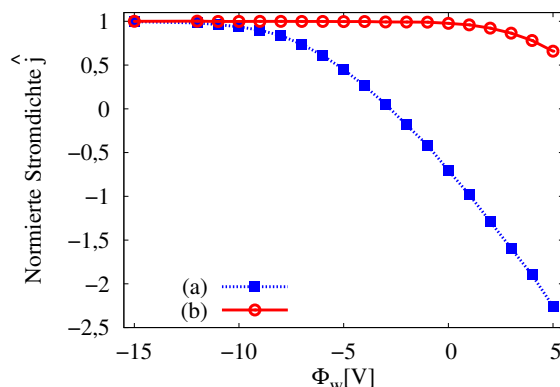


Abbildung 5.5: Strom in der Flussröhre $i_r = 16$ zwischen Kathode und Neutralisatorplatte (a) und in der innersten Flussröhre von Anodenwand bis zur Neutralisatorplatte $i_r = 15$ (b)

Parallele Stromprofile

Nach der Beschreibung des radialen Verlaufs soll nun auf die Änderung des Stroms entlang der axialen Koordinate eingegangen werden. Wie beschrieben, ist der Nettostrom, die Summe aus ionisch und elektronisch getragenen Strom, in einer Flussröhre konstant. Die einzelnen Terme dieser Summe werden aber axial variieren, was schon aus der Tatsache folgt, dass an beiden Seiten des Plasmas die Ionen mit der Schallgeschwindigkeit c_s auf die Wand zuströmen. In einem symmetrischen Plasma würde sich also die Richtung des Ionen- und Elektronenstroms am Symmetriepunkt, in der Mitte des Plasmas, umkehren. Das hier betrachtete Plasma ist nicht symmetrisch. Dennoch muss es einen Punkt geben, an dem sich die Komponenten des Stroms umkehren. Über die parallelen Profile kann der Verlauf der Ströme ausgewertet und die physikalischen Gegebenheiten der Simulation besser verstanden werden.

Um einen Stromverlauf zu betrachten, der möglichst ungestört von Quelleffekten und dem Übergang zwischen den beiden Plasmazonen ist, wird die äußere Flussröhre, die Anodenwand und Neutralisatorplatte verbindet ($i_r = 1$), betrachtet. In Anhang A ist die Position dieser Flussröhre und aller anderen Messpunkte grafisch dargestellt. Diese Position im Plasma bietet für die Auswertung weiterhin den Vorteil, dass die Temperaturen und Dichten an beiden Enden der Flussröhre sehr ähnlich sind und der Verlauf des Stroms daher einfacher zu verstehen und mit theoretischen Vorhersagen vergleichbar ist. In Abbildung 5.6 sind der Ionen- und der Elektronenstrom in der äußeren Flussröhre für die vier bekannten Fälle dargestellt. Die Änderung des Ionenstroms durch das Wandpotential Φ_w ist, wie auch im radialen Profil zu sehen, sehr klein. Die nicht mehr erzwungene lokale Ambipolarität wirkt sich nur indirekt, nämlich durch veränderte Plasmatemperaturen und -dichten, auf den Ionenstrom aus. Des Weiteren ist zu sehen, dass das Ionenstromprofil nahezu symmetrisch ist. Die Richtung des Ionenstroms ändert sich bei $z \approx 0,8$ m und die Ströme auf beide Wände liegen bei

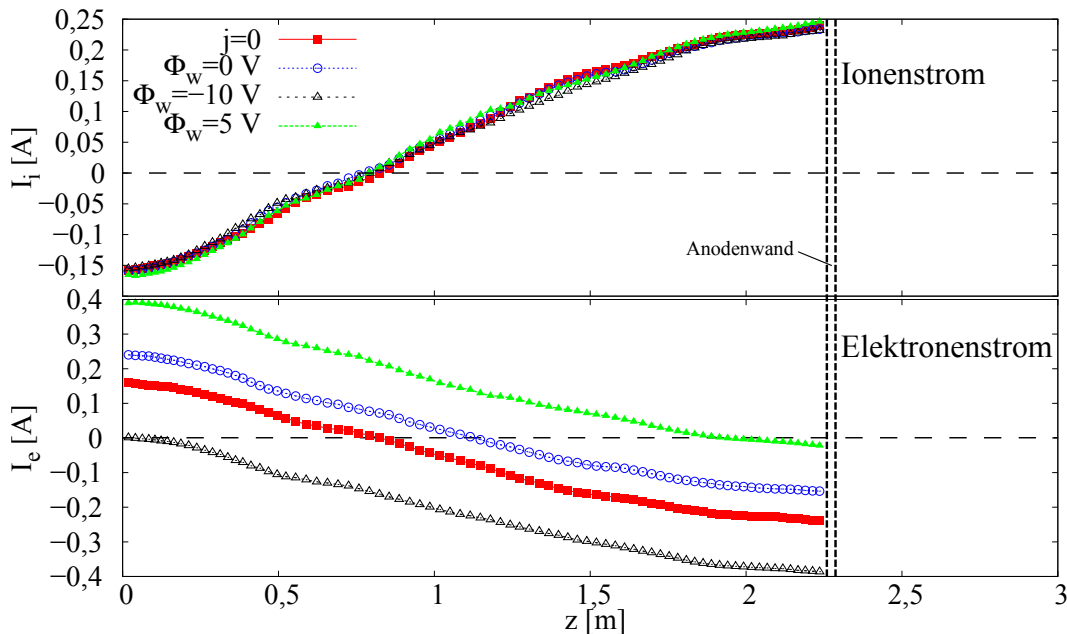


Abbildung 5.6: Ionen- und Elektronenstrom in Flussröhre $i_r = 1$. Die Werte sind nur bis zur Anodenwand dargestellt, da dahinter liegende Zellen ausgeblendet sind (vgl. Abb. 3.2) und die Plasmagleichungen dort nicht gelöst werden.

ungefähr 0,2 A.

Ein anderes Bild ergibt sich beim Elektronenstrom. Im Fall $j = 0$ gilt überall $I_e = -I_i$ und die Eigenschaften des Ionenstromprofils lassen sich auf den Elektronenstrom übertragen. Wird die Ambipolarität aber nicht mehr erzwungen, steigt der Elektronenstrom bei $\Phi_w = 0$ an. Bei den Ionen bedeutet ein positiver Wert von I_i , dass Ionen in Richtung positiver z -Werte, auf die senkrechte Anodenwand zu fliegen. Bei den Elektronen ist es umgekehrt. Die Erhöhung des Elektronenstroms I_e bedeutet daher, dass mehr Elektronen auf die Neutralisatorplatte treffen.

Im Fall $\Phi = -10$ V ist das Potential an der Wand so niedrig, dass fast keine Elektronen mehr die Neutralisatorplatte erreichen und der Grenzfall des Ionensättigungsstroms (vgl. Abb. 5.1) ist erreicht. Der die Platte treffende Strom ist durch die Ionen getragen. Wird Φ_w auf +5 V erhöht, so ergibt sich der Grenzfall an der anderen Seite des Plasmas, an der Anodenwand. Der Elektronenstrom an der Wand geht gegen null. Die Potentialdifferenz in der Schicht vor der Anodenwand ist in dem Fall so groß, dass die Elektronen diese nicht mehr erreichen. Nur der Ionensättigungsstrom an der Anodenwand, dessen Wert sich von dem an der Neutralisatorplatte wegen der Temperatur- und Dichteverhältnisse leicht unterscheidet, fließt auf die Wand. Die beiden Grenzfälle verdeutlichen, wie die Ströme im Plasma fließen und dass die Änderung des fließenden Stroms fast ausschließlich durch die Elektronen gegeben ist.

Durch die Änderung des Potentials Φ_w können die Elektronen so beeinflusst werden, dass sie im Extremfall nur noch in eine durch, das externe Potential bestimmbare Richtung fließen. Eine weitere Absenkung des Potentials auf $\Phi_w < -10$ V hätte keinen weiteren Effekt auf die Ströme, da die Ionen nicht beeinflusst werden und der Elektronenstrom ohnehin schon von der Neutralisatorplatte weg gerichtet ist. Der Energiefluss auf die Wand ist allerdings wegen der Beschleunigung der Ionen in der elektrostatischen Schicht noch abhängig von weiteren Veränderungen von Φ_w .

Im inneren Plasma sind die Stromprofile sehr stark durch die Quellregion beeinflusst. Im Spannungsbogen, nahe der Kathode, wird ein Großteil der Neutralteilchen ionisiert, was zu sehr hohen Flüssen auf die Kathode führt. Der Grenzfall, dass keine Elektronen die Neutralisatorplatte treffen wird auch im inneren Plasma, wie in Abbildung 5.4 zu sehen, bei $\Phi_w = -10$ V erreicht. Durch Erhöhung des Potentials an der Neutralisatorplatte wird der Grenzfall des verschwindenden Elektronenstroms auf der anderen Seite jedoch nicht erreicht, da die Plasmaquelle, die sich unmittelbar vor der Kathode befindet für sehr große Elektronenströme sorgt.

Durch die parallelen Stromprofile wird veranschaulicht, wie die Ströme in einer Flussröhre sich durch das Potential an einer Wand steuern lassen. In der Simulation zeigt sich der erwartete Grenzfall, in dem keine Elektronen auf die Wand treffen. Wegen der Erhaltung des Stroms innerhalb einer Flussröhre ist der Elektronenstrom darüber hinaus auch nach oben begrenzt. Diese Grenze wird erreicht, wenn keine Elektronen mehr auf die gegenüber liegende Anodenwand treffen, sondern alle auf die Neutralisatorplatte gezogen werden.

Stromdichteprofile

Um den gesamten Verlauf des Stroms im Plasma zu verdeutlichen ist in Abbildung 5.7 die Stromdichte in Konturplots für die Fälle mit $\Phi_w = 0$ V, 5 V und -10 V dargestellt. Da der Strom entlang einer Flussröhre konstant ist und daher der Verlauf des Stroms parallel zu den Magnetfeldlinien keine Information enthält, ist hier die Stromdichte zu sehen. Die Stromdichte tritt auch in den Flüssigkeitsgleichungen auf und ist daher zum Beispiel relevant für die Ohm'sche Heizung der Elektronen.

Den drei Grafiken ist die Variation der Stromdichte in z-Richtung gemein. Wegen der Erhaltung des Stroms entlang der Flussröhren, muss die Stromdichte umgekehrt proportional zur Querschnittsfläche der Plasmasäule verhalten. Die Querschnittsfläche des Plasmas ist abhängig von der Magnetfeldstärke an der jeweiligen axialen Position. Die Variation der Stromdichte ist bei allen drei Werten von Φ_w deutlich zu erkennen. Die Stromdichte erreicht bei $z \approx 0,3$ m, 1,8 m und 2,8 m große Werte. Auch die Variation mit den kleineren Änderung des Radius der Plasmasäule in der Target-Kammer ist deutlich zu sehen.

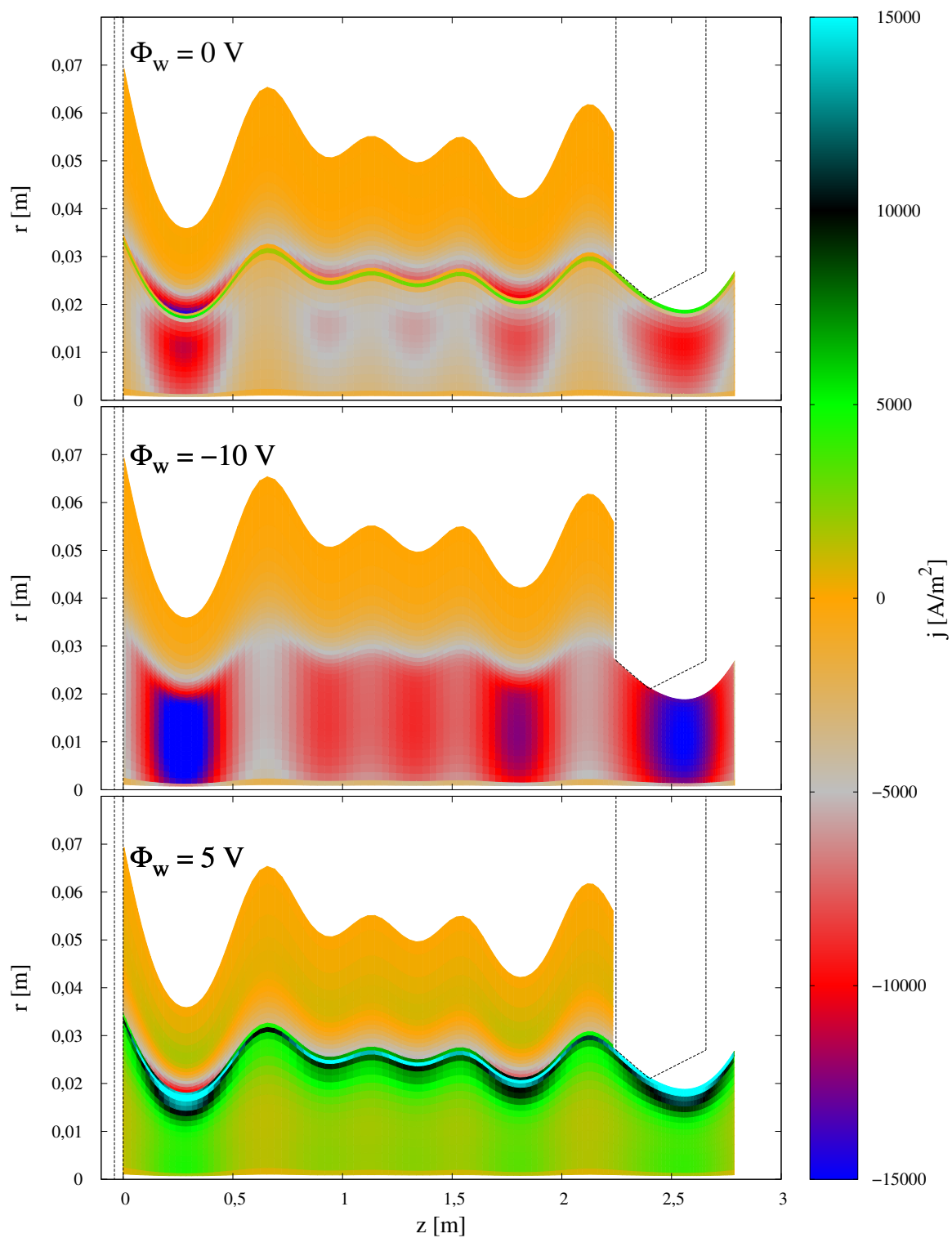


Abbildung 5.7: Stromdichte im Plasma bei $\Phi_w = 0$ V, 5 V und -10 V

Die Stromdichte ist im äußeren Bereich des Plasmas viel kleiner als im inneren Bereich. Dies war in den Darstellungen der radialen Stromprofile nicht zu sehen, da die äußeren Gitterzellen eine größere radiale Ausdehnung haben.

Im ersten Fall, wenn die Neutralisatorplatte auf dem gleichen Potential wie die anderen Wände liegt, fließt der Strom, an verschiedenen radialen Positionen in verschiedene Richtungen. Ganz außen ist die Stromdichte positiv, was wegen der kleinen Werte in der gewählten Darstellung kaum zu sehen ist. Mit sinkendem Radius ändert sich ihr Vorzeichen und die Stromdichte nimmt in den innersten verkürzten Flussröhren, die von senkrechter Anodenwand bis zur Neutralisatorplatte reichen, ihr Minimum an. In der Flussröhre $i_r = 16$ von Kathode bis zur Neutralisatorplatte ist die Stromdichte positiv, macht also einen Sprung. Bei kleineren Radien ist die Stromdichte wieder negativ.

Durch Variation des Potentials der Neutralisatorplatte lässt sich die Richtung des parallelen Stroms kontrollieren. Im zweiten Fall, wenn das Potential den Wert $\Phi_w = -10\text{ V}$ annimmt, fließt der Strom überall auf die Neutralisatorplatte zu. Genau genommen erreichen keine Elektronen mehr die Platte, was dazu führt, dass ein positiver Nettostrom auf sie trifft. Der Betrag der Stromdichte nimmt im inneren Plasma im Maximum des Magnetfeldes, ca. 30 cm vor der Neutralisatorplatte, sehr große Werte an. Diese Tatsache wird auch in den Elektronentemperaturprofilen (Abb. 5.10) deutlich. Bei kleinen Radien ist die Elektronentemperatur an der Neutralisatorplatte deutlich erhöht.

Durch positive Werte des Wandpotentials, wie im Fall $\Phi_w = 5\text{ V}$ dreht sich der Strom in nahezu allen Flussröhren um und die Stromdichte wird positiv. Lediglich in den inneren Flussröhren zwischen Anodenwand und Neutralisatorplatte ist sie noch negativ, was auch bei den radialen Stromprofilen schon zu sehen war. Auffällig ist die sehr große Stromdichte in den äußeren Flussröhren von Kathode bis zur Neutralisatorplatte. Diese Enthalten auch die Plasmaquelle. Die große Stromdichte führt zu Effekten bei der Elektronentemperatur (Abb. 5.10). Dort lässt sich vor der Neutralisatorplatte ein deutliches Maximum an dieser radialen Position erkennen, das auf die Ohm'sche Heizung der Elektronen zurückzuführen ist.

Variation des Stroms mit dem Potential der Neutralisatorplatte

Im Folgenden wird die Abhängigkeit des Nettostroms vom vorgegebenen Potential Φ_w der Neutralisatorplatte untersucht. Dazu wird an zwei verschiedenen Positionen die normierte Stromdichte (5.16) betrachtet und die Ergebnisse der Simulation mit den mit dieser Gleichung gemachten Voraussagen verglichen. Die Entwicklung der Temperaturen durch das veränderte Potential an den betreffenden Positionen wurde untersucht und konstante, repräsentative Werte wurden in Gleichung (5.16) eingesetzt. Daraus resultieren die in Abbildung 5.8 gezeigten Werte für $\tau = \frac{T_i}{T_e}$.

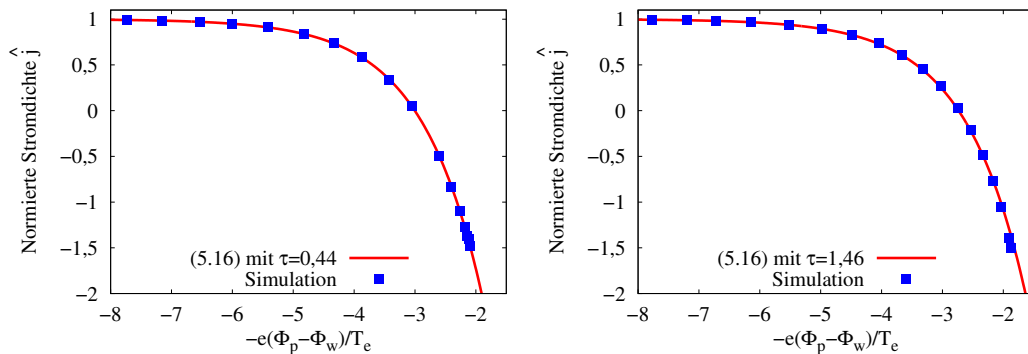


Abbildung 5.8: Normierte Stromdichte auf die Neutralisatorplatte in der Flussröhre $i_r = 1$ (links) und bei $i_r = 17$ (rechts). Gleichung (5.16) (rot) sowie die Werte aus der Simulation (blau) zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. $\tau = \frac{T_i}{T_e}$ wurde durch aus der Simulation entnommene, mittlere Temperaturen bestimmt.

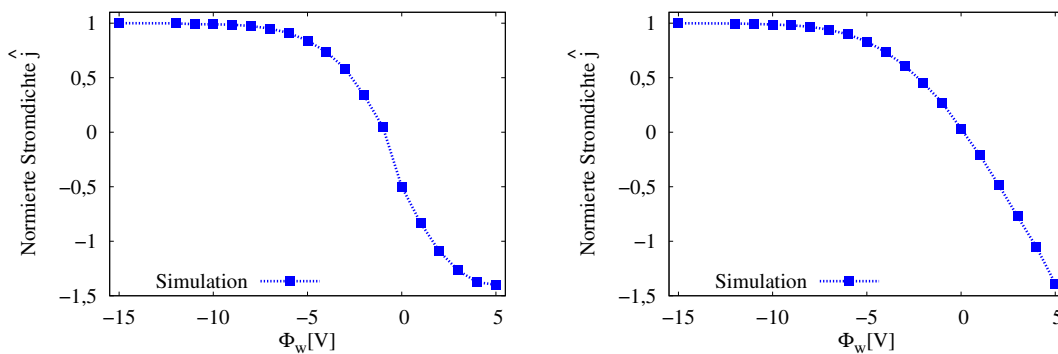


Abbildung 5.9: Normierte Stromdichte aufgetragen über das Potential Φ_w in der äußeren Flussröhre mit $i_r = 1$ (links) sowie bei $i_r = 17$ (rechts)

In dieser Abbildung sind links die berechneten Werte, sowie die Werte aus der Simulation für die normierte Stromdichte in Flussröhre $i_r = 1$, vor der Neutralisatorplatte, zu sehen. Rechts sind die Werte an der Position dargestellt, die sich direkt vor der Neutralisatorplatte, in der Flussröhre $i_r = 17$, befindet.

An beiden Positionen zeigt sich das in Abschnitt 5.1.2 beschriebene Verhalten. Der Strom geht bei großen Potentialdifferenzen gegen den Ionensättigungsstrom und steigt, wenn die Potentialdifferenz auf Null zugeht, exponentiell an. Die Werte aus der Simulation stimmen mit den berechneten Werten überein.

Der in Abbildung 5.6 beobachtete Grenzwert des Stroms bei großen, positiven Werten von Φ_w ist in der verwendeten Darstellung nicht zu sehen. Die Variation der Stromdichte mit dem Potential an der Neutralisatorplatte ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Trägt man die normierte Stromdichte direkt über das Potential Φ_w auf, so sieht man in der

äußersten Flussröhre, dass sich sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Werten von Φ_w ein Grenzwert ergibt, wie es nach der vorherigen Betrachtung zu erwarten war. Bei wachsendem Wandpotential vergrößert sich das Plasmapotential aber ebenfalls, so dass die Differenz $\Phi_p - \Phi_w$ sich nicht in dem Maße wie Φ_w ändert und ein Grenzwert des Stroms in Abbildung 5.8 nicht zu erkennen ist.

Der Sättigungsstrom, der daraus resultiert, dass am gegenüberliegenden Ende des Plasmas alle Elektronen eine von der Wand weg gerichtete Geschwindigkeit besitzen, führt also zu einer Begrenzung der Potentialdifferenz $(\Phi_p - \Phi_w)/T_e$ an der Neutralisatorplatte. In der Flussröhre mit $i_r = 17$ ist der Grenzwert des Stroms nicht erkennbar. Da das Plasma an der Kathode dichter und heißer ist, ist der Ionensättigungsstrom dort auch höher und wird bei dem eingestellten Wandpotential noch nicht erreicht. Es werden in dieser Flussröhre auch kleinere Potentialdifferenzen $(\Phi_p - \Phi_w)/T_e$ erreicht, was auf den größeren Ström zurückzuführen ist.

Eine weitere Erhöhung von Φ_w ist nicht möglich, da dies zu numerischen Problemen führt, bedingt dadurch, dass in Randbedingung der Potentialgleichung (5.17) eine Divergenz bei $j \rightarrow enc_s$ auftritt und der Strom in einigen Gitterzellen bereits diesen Wert erreicht. In anderen Flussröhren, wie zum Beispiel der die Quelle beinhaltet, ist der Grenzwert aber noch nicht erreicht.

5.2.2 Plasmaparameter

Nachdem die Ströme, ihre Verteilung und ihre Änderung untersucht wurden, stellt sich die Frage: „Wie ändert sich das Plasma durch die Ströme?“ Um dieser Frage auf den Grund zu gehen, wird zunächst ein Blick auf die wichtigsten Plasmaparameter und deren Abhängigkeit vom Potential der Neutralisatorplatte geworfen.

Wenn sich Temperaturen oder Dichten bei Aktivierung der Ströme, aber noch ohne ein externes Potential an der Neutralisatorplatte, bereits gravierend ändern, bedeutet das, dass durch die in PSI-2 herrschenden Plasmabedingungen Ströme getrieben werden, die das Plasma beeinflussen und auf jeden Fall in Simulationen beachtet werden müssen. Die Annahme, dass der Plasmafluss ambipolar ist muss dann fallen gelassen werden, um das Plasma korrekt zu beschreiben.

Daher wird in diesem Abschnitt der Einfluss der Ströme auf die Elektronen- und die Iontemperatur, auf die Plasmadichte und auf das Potential untersucht, indem radiale und parallele Profile ausgewertet werden. Es werden neben dem Fall mit deaktiviertem Strom noch der Fall ohne anliegende Spannung sowie mit sehr hohem und niedrigem Wandpotential betrachtet. Damit kann die maximale Abweichung vom Ausgangsfall abgeschätzt werden.

Es wird außerdem untersucht, ob durch Steuerung der elektrischen Ströme über das Wandpotential gezielt die Plasmatemperatur beeinflusst werden kann.

Radiale Profile

Wie in den vorherigen Kapiteln wird die Untersuchung des radialen Verlaufs der Plasmaparameter mittels Schnitten an verschiedenen axialen Positionen durchgeführt. Diese wurden erneut in der differentiellen Pumpstufe ($z = 2,1$ m), in der Target-Kammer ($z = 1,1$ m) und zusätzlich direkt vor der Neutralisatorplatte ($z = 0,01$ m) ausgeführt.

Abbildung 5.10 zeigt die Verläufe der Elektronentemperatur an diesen Positionen für $j = 0$ und für Potentiale $\Phi_w = 0$ V, -10 V und $+5$ V.

In der Pumpstufe sieht man kaum einen Unterschied in den Profilen. Diese sind stark durch das Maximum bei $r/r_0 = 1$ geprägt und die Änderung des Wandpotentials hat nur einen sehr geringen Effekt im äußeren Plasma.

In der Target-Kammer ist der Unterschied auch sehr klein, aber in Nähe der Symmetrieachse werden Temperaturunterschiede sichtbar. Die Aktivierung der Ströme lässt T_e dort leicht absinken, bei $\Phi_w = -10$ V ist die Elektronentemperatur im Vergleich zu $\Phi_w = 0$ V nicht verändert und für $\Phi_w = 5$ V ist sie am größten.

Der größte Effekt wird an der Neutralisatorplatte sichtbar. Zwischen $j = 0$ und $\Phi_w = 0$ V gibt es einen leichten Unterschied um $r/r_0 \approx 1$. Die beiden anderen Fälle weisen eine um fast 20% erhöhte Temperatur nahe der Achse auf. Bei $\Phi_w = 5$ V ist außerdem ein Maximum zu erkennen. Dies ist dadurch bedingt, dass hier hohe Ströme fließen, die durch Ohm'sche Verluste die Elektronen heizen. An dieser Position werden die Stromdichten durch den Einfluss der Plasmaerzeugung im Spannungsbogen sehr groß, was auch bei der Stromdichte in Abbildung 5.7 zu sehen ist.

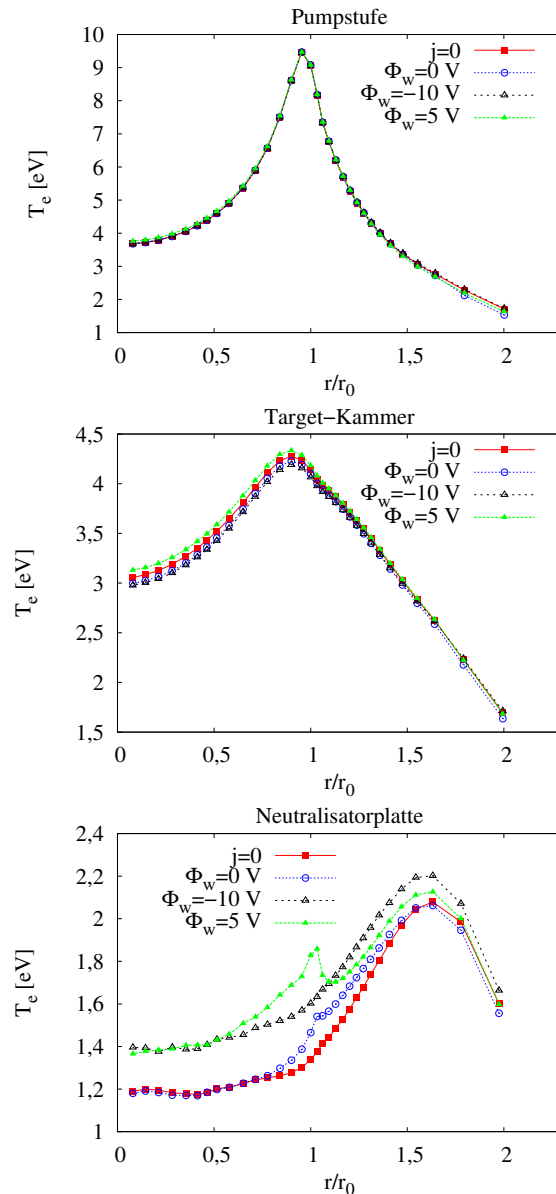


Abbildung 5.10: Elektronentemperatur im radialen Schnitt bei $z = 2,1$ m (Pumpstufe), $z = 1,1$ m (Target-Kammer) und $z = 0,01$ m (Neutralisatorplatte)

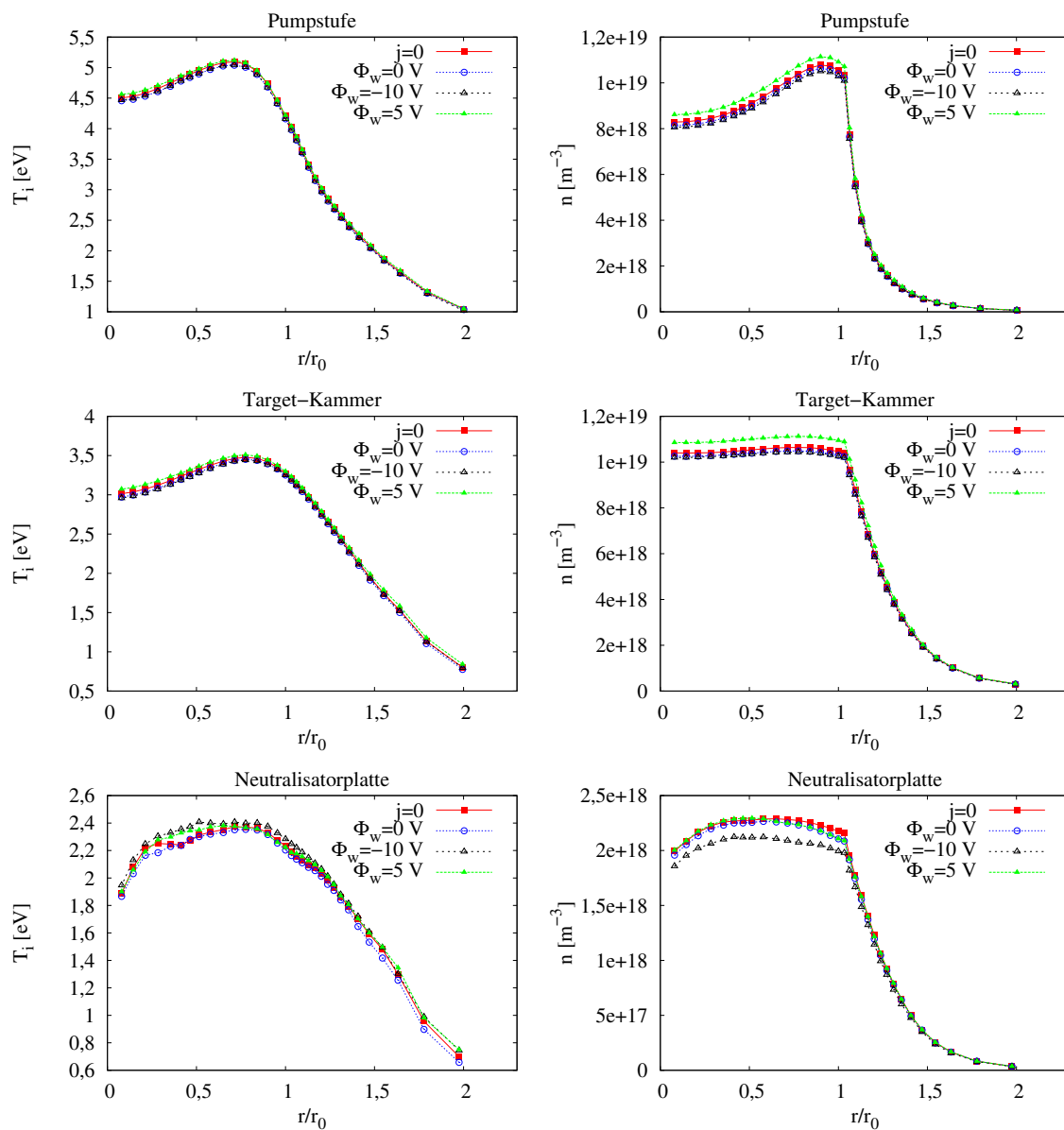


Abbildung 5.11: Iontemperatur (links) und Plasmadichte (rechts) im radialen Schnitt bei $z = 2,1$ m (oben), $z = 1,1$ m (mitte) und $z = 0,01$ m (unten)

Beim Blick auf die Iontemperatur T_i (Abb. 5.11, links) fällt auf, dass der Effekt auf diese noch kleiner ist. In der Pumpstufe sowie in der Target-Kammer gibt es keine relevanten Unterschiede zwischen den vier Fällen. Sehr kleine Abweichungen treten, wie bei T_e , im Bereich nahe der Symmetrieachse auf. Direkt vor der Neutralisatorplatte ist der Effekt der fließenden Ströme auf T_i etwas größer. Die Abweichungen liegen allerdings auch hier nur bei wenigen Prozent.

Ein ähnliches Bild ergibt sich bei der Plasmadichte (Abb. 5.11, rechts). Es zeigen sich die bekannten Dichteplateaus. In Pumpstufe und Target-Kammer ist die Dichte vom Fall mit $\Phi_w = 5$ V leicht gegenüber der der anderen Fälle erhöht. Vor der Neutralisatorplatte ist dieser Effekt allerdings wieder verschwunden. An dieser Stelle ist die Dichte im Fall $\Phi_w = -10$ V niedriger als in den anderen drei Fällen.

Alles in allem sind Änderungen von mehr als wenigen Prozent nur bei der Elektronentemperatur im Bereich direkt vor der Neutralisatorplatte zu sehen. Dort ergeben sich lokal Unterschiede für T_e zwischen den verschiedenen Fällen von bis zu 30%. Die Aktivierung von Strömen, ohne ein Potential an der Neutralisatorplatte zu setzen, hat keinen Effekt auf die radialen Profile von Dichte, Elektronen- und Iontemperatur. Durch Target-Biasing lässt sich die Elektronentemperatur durch die Ohm'schen Heizung in geringem Maße erhöhen.

Der Verlauf des Potentials ist in Abbildung 5.12 zu sehen. Beim Potential findet kein Vergleich mit dem Fall $j = 0$ statt, da das Potential bei deaktivierten Strömen nicht berechnet wird. Beim Potential wird selbstverständlich eine Änderung erzielt, wenn

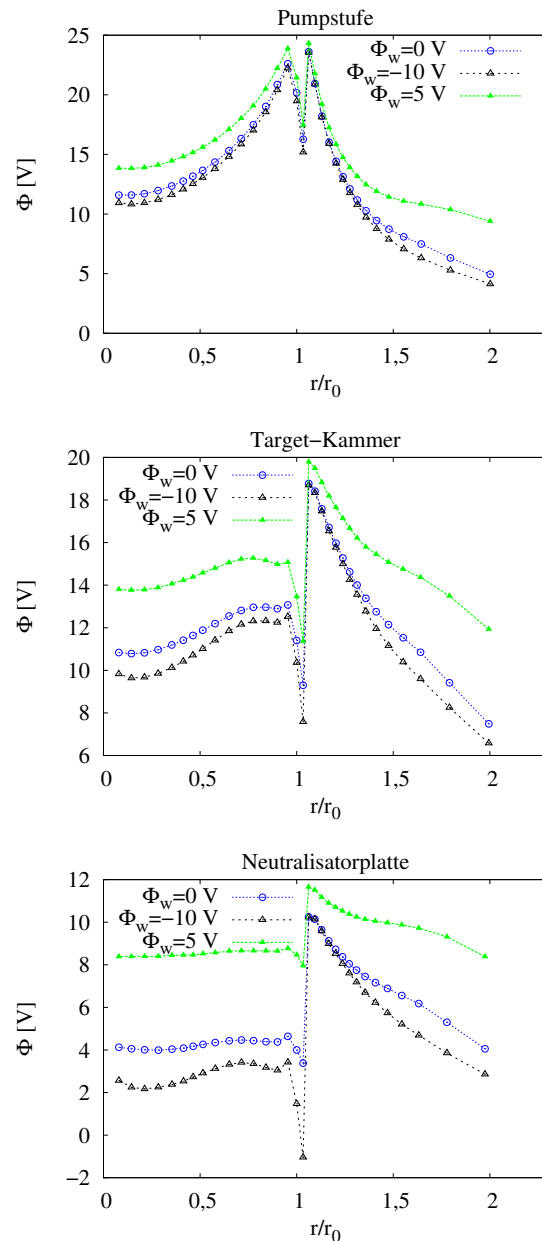


Abbildung 5.12: Plasmapotential im radialen Schnitt bei $z = 2,1$ m (oben), $z = 1,1$ m (mitte) und $z = 0,01$ m (unten)

das Potential Φ_w geändert wird, da es direkt in die Randbedingung der Potentialgleichung einfließt. An der Neutralisatorplatte sieht man den Effekt am deutlichsten. Das Potential nimmt im Fall $\Phi_w = 5 \text{ V}$ die höchsten Werte an.

Die Potentialdifferenz der Wand beträgt zwischen dem dritten und dem vierten Fall 15 V. Die Differenz des Plasmapotentials unmittelbar vor der Platte beträgt allerdings nur rund 6 V. Das bedeutet, dass der Potentialunterschied in der Schicht aufgefangen werden muss, $\Phi_p - \Phi_w$ sich also massiv ändert. Da die Temperaturen sich, wie gezeigt, nicht stark ändern und darüber hinaus $\Phi_p - \Phi_w$ nur logarithmisch von den Temperaturen abhängt, muss der Unterschied nach Gleichung (5.17) durch den Strom hervorgerufen werden.

Da keine radialen Ströme fließen, was der Annahme einer verschwindenden senkrechten Leitfähigkeit im Plasma entspricht, wird keine Bedingung an den radialen Verlauf des Plasmapotentials gestellt. Das Plasma verhält sich in dieser Richtung wie ein Isolator. In jeder Flussröhre wird die Potentialgleichung unabhängig von den anderen gelöst und das Plasmapotential kann daher Sprünge aufweisen. Da das Potential von den anderen Plasmametern abhängt und deren radiale Profile nahezu glatt sind, ist der radiale Verlauf des Potentials auch glatt. Allerdings zeigt das Potential in der Region um $r = r_0$ einen Sprung. Das liegt zum einen an dem Einfluss der Quellregion in diesem Bereich, zum anderen daran, dass sich hier die Grenzregion von innerem zum äußerem Plasma befindet, die anderen Plasmametern also stark variieren.

Parallele Profile

Um den Verlauf der Plasmametern von der Quelle bis zur Neutralisatorplatte noch deutlicher darzustellen, finden sich in Abbildung 5.13 Profile der Plasmametern entlang der parallelen Koordinate für $r/r_0 = 1$. Aufgrund der kleinen Unterschiede in den Profilen sind die relativen Änderungen zu Fall $j = 0$ von T_e, T_i und n dargestellt. Außerdem ist jeweils noch der Verlauf der Absolutwerte für den stromlosen Fall gegeben. Für das Potential sind nur Absolutwerte zu sehen.

Wie bereits durch die radialen Profile erkennbar, steigt die Elektronentemperatur in der Nähe der Neutralisatorplatte steil an. In Fall $\Phi_w = 5 \text{ V}$ steigt der Wert um mehr als 35 % im Vergleich zum stromlosen Fall. Der Grund für den Anstieg der Elektronentemperatur ist größere Strom und die damit verbundene Ohm'sche Heizung. Da das Plasma an der Neutralisatorplatte kälter ist, steigt der Widerstand und somit auch die Heizleistung. Das führt wiederum zu dem beobachteten Temperaturanstieg gegenüber dem stromlosen Fall. Wenn das Potential der Neutralisatorplatte nicht geändert wird, bei $\Phi_w = 0 \text{ V}$, beträgt der Unterschied in der Elektronentemperatur maximal 10 %.

Die Unterschiede der Iontemperatur sind, selbst bei starkem Target-Biasing, nicht so groß wie bei der Elektronentemperatur. Im Fall $\Phi_w = 0 \text{ V}$ beträgt der Unterschied

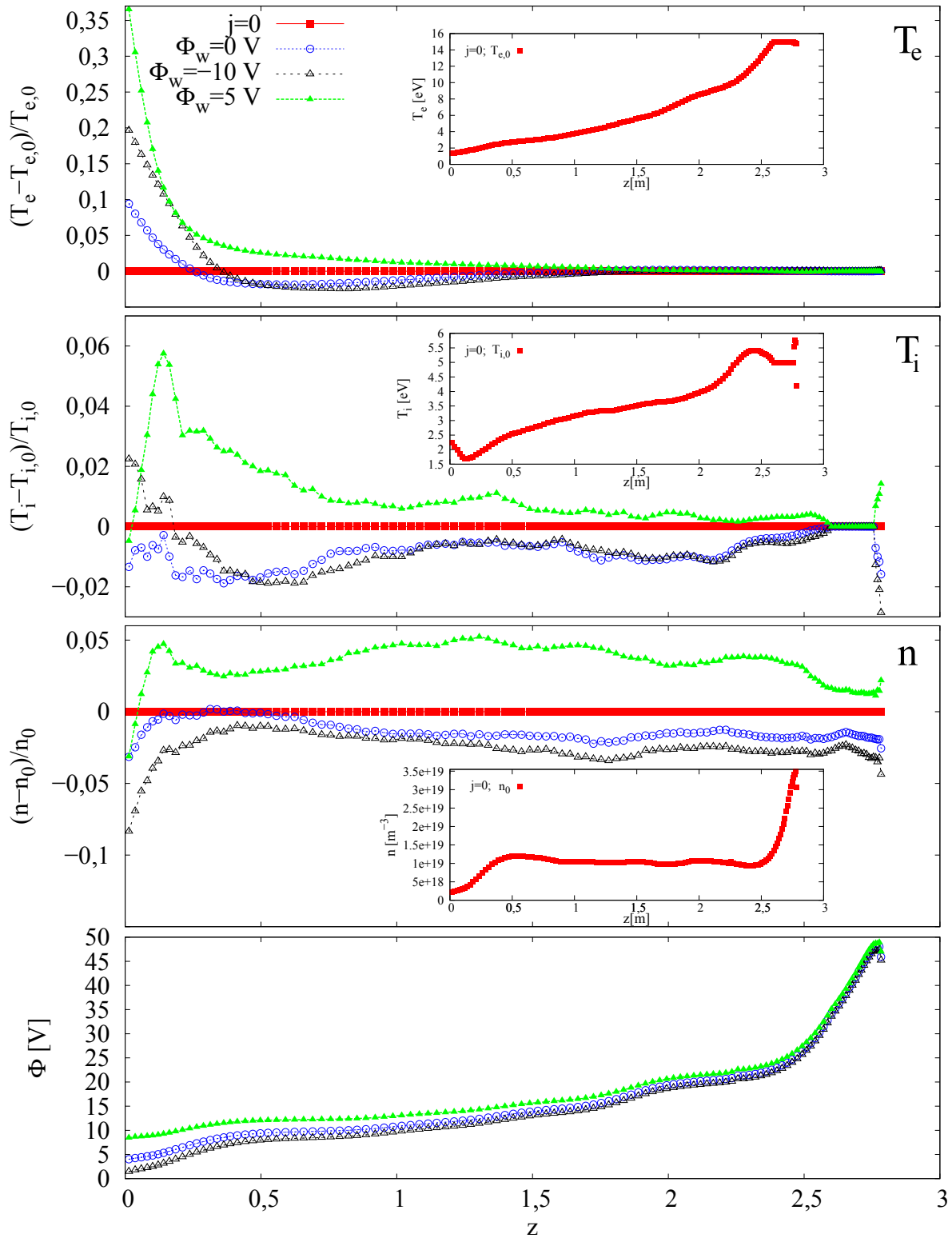


Abbildung 5.13: Axiale Profile für die Temperaturen, die Dichte und das Potential bei $r = r_0$. Bei den Temperaturen und der Dichte sind die relativen Änderungen zum stromlosen Fall gezeigt. Der Verlauf der Absolutwerte für diesen Fall ist in den kleinen Graphen dargestellt.

sogar nur ungefähr zwei Prozent. Bei positivem Wandpotential ist die Ionentemperatur tendenziell erhöht, bei negativem, abgesehen von den Werten nahe an der Neutralisatorplatte, erniedrigt. Die Ionentemperatur für bei einem Wandpotential von +5 V sinkt jedoch direkt vor der Prallplatte wieder.

Ein ähnliches Bild ergibt sich bei der Plasmadichte. Die Änderungen sind klein im Vergleich zu denen der Elektronentemperatur. Für den Fall $\Phi_w = 5 \text{ V}$ ist die Dichte leicht erhöht, für die Fälle $\Phi_w = 0 \text{ V}$ und -10 V leicht verringert. Am Target sinken alle Dichten im Vergleich zum stromlosen Fall.

Beim Plasmapotential findet wieder kein Vergleich zum Ausgangsfall statt, weil in diesem Fall das Potential nicht berechnet wird. Schon bei den absoluten Werten fällt auf, dass es Unterschiede des Potentials gibt. Diese treten vor allem nahe der vorgepannten Neutralisatorplatte auf und werden zur Kathode hin kleiner. Das liegt darin begründet, dass der Strom an der Kathode noch klein gegenüber dem lokalen Ionensättigungsstrom enc_s ist. Deshalb trägt der Term $\ln(1 - \frac{j^{tot}}{enc_s})$ weniger zum Plasmapotential an der Kathode bei, als an der Neutralisatorplatte. Der Potentialabfall im Plasma von der Kathode bis zum anderen Ende des Plasmas ist daher abhängig von der angelegten Spannung.

5.2.3 Teilchen- und Wärmeflüsse

Ein zentraler Punkt bei der Betrachtung von Strömen ist deren Einfluss auf die Wärmelast, die auf die Wände trifft. Wie bereits in Abschnitt 5.1.3 gezeigt, ergibt sich bei der Wärmelast ein Minimum in der Nähe des floating-Potentials. Wenn also thermoelektrische Ströme zwischen den beiden Divertor-Targets in einem Tokamak fließen und damit die Wärmelast steigt, könnte mit einem richtig gewählten Potential an den Targets die Wärmelast verringert werden. Im folgenden Abschnitt wird die Wärmelast der Neutralisatorplatte bei variierendem Potential untersucht und mit dem Ergebnissen aus Abschnitt 5.1.3 verglichen.

In Abbildung 5.14 ist die normierte Wärmeflussdichte auf die Neutralisatorplatte \hat{q} , definiert über Gleichung (5.18), am Plasmarand und bei $r = r_0$ dargestellt. Die rote, durchgezogene Linie zeigt die Berechnung der Wärmeflussdichte mittels Gleichung (5.18) bei festen Temperaturen T_e und T_i . Die schwarze, gestrichelte Linie zeigt ebenfalls Gleichung (5.18), aber mit den jeweiligen Temperaturen der betrachteten Gitterzelle in der zugrunde liegenden Simulation. Diese Temperaturen ändern sich mit Φ_w . Die blauen Symbole beschreiben schließlich die aus der Simulation erhaltenen Werte.

An beiden Positionen fällt die Simulation nicht mit den durch Gleichung (5.18) vorausgesagten Werten zusammen. Bei $r = r_0$ ist nicht einmal das erwartete Minimum zu sehen. Bei genauer Betrachtung wird deutlich, dass die Abweichung vor allem bei betragsmäßig kleinen Potentialdifferenzen auftritt, also wenn der Wärmefluss primär

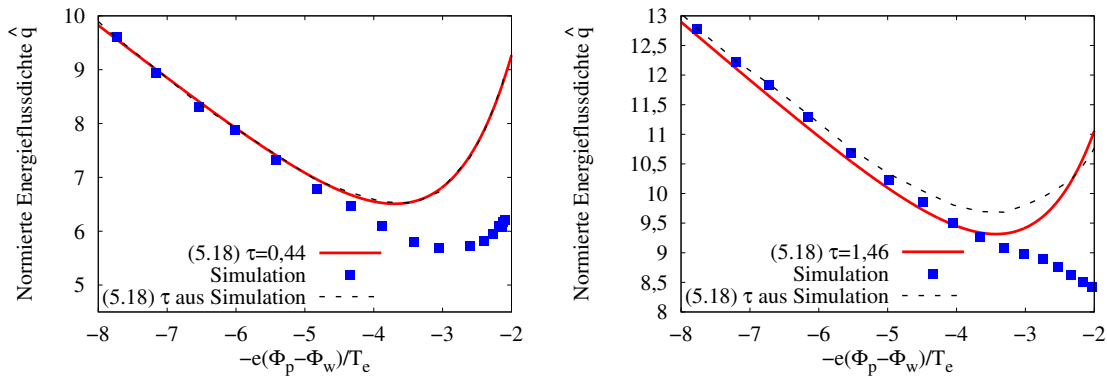


Abbildung 5.14: Normierte Wärmeflussdichte auf die Neutralisatorplatte bei $i_r = 1$ (links) und bei $i_r = 17$ (rechts). Dargestellt sind Werte aus der Simulation (blau), sowie mit Gleichung (5.18) bestimmte Werte für die Wärmeflussdichte bei konstanten, mittleren Werten für $\tau = \frac{T_i}{T_e}$ (rot), sowie diese Gleichung für die Temperaturen aus der Simulation (schwarz).

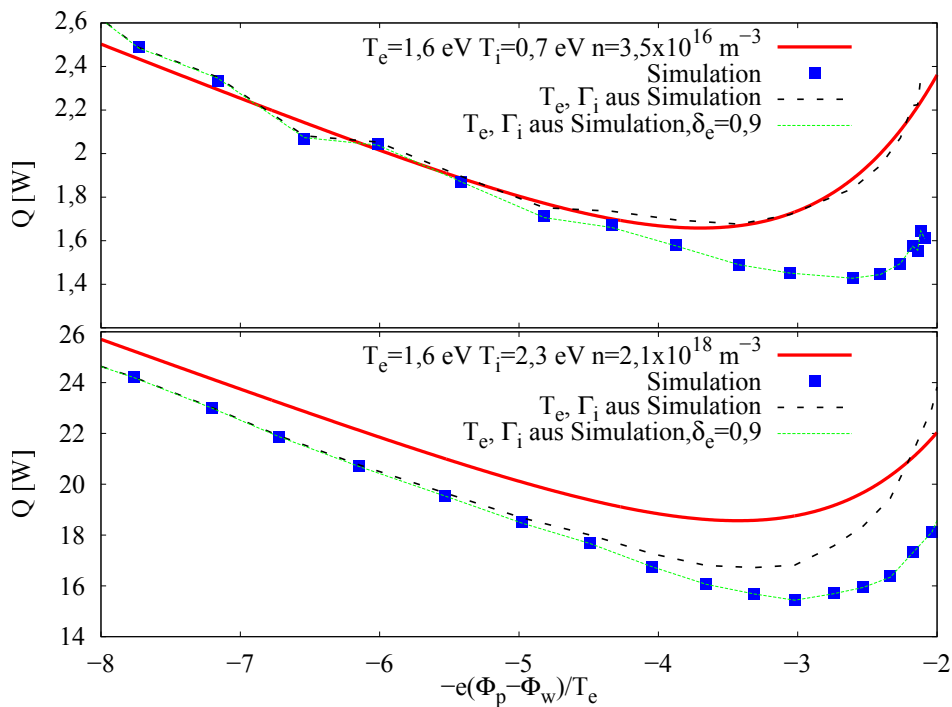


Abbildung 5.15: Der totale Wärmefluss am Plasmarand (oben) und bei $r = r_0$ (unten). Wie in Abb. 5.14 sind Simulation und Berechnungen mittels (5.18) für konstante Parameter bzw. für variable, aus der Simulation gewonnenen Parameter dargestellt.

durch die Elektronen getragen wird. Wenn die Potentialdifferenz wächst, die Wärmelast also größtenteils ionisch ist, wird die Übereinstimmung besser.

Da die Abweichungen nur für $\Phi_w \rightarrow \Phi_p$ auftreten, ist anzunehmen, dass der Parameter $\delta_e = 0,9$, der nur die elektronisch getragene Wärmeleitung beeinflusst eine wichtige Rolle bei den Abweichungen spielt.

Abbildung 5.15 zeigt den totalen Wärmefluss auf die gleichen Bereiche der Wand. Das heißt, es wurde mit der Fläche der Flussröhre sowie mit der Elektronentemperatur und der Ionenflussdichte multipliziert. In dieser Abbildung ist auch eine Berechnung gezeigt, bei der der in B2 verwendete Wert für den Parameter δ_e in Gleichung (5.18) eingesetzt wird und die lokalen Temperaturen verwendet werden. An beiden Positionen entspricht der Wärmefluss aus der Simulation damit dem berechneten Wärmefluss.

Die Simulation liefert den Wärmefluss in den einzelnen Zellen entsprechend der Erwartungen nach Gleichung (5.18). Abbildung 5.16 zeigt den Wärmefluss auf die gesamte Neutralisatorplatte. Wie auch schon beim elektrischen Strom auf die Platte (Abb. 5.2) ist der direkte Vergleich mit den Graphen in Abbildung 5.1 nicht möglich, da sowohl die Temperaturen und Dichten, als auch die Potentialdifferenz von der radialen Position abhängen.

Der Verlauf des Wärmeflusses ist aber wie erwartet. Es ergibt sich ein Minimum, wenn Φ_w zwischen 1 V und 2 V liegt. Bei kleineren oder größeren Potentialen steigt der Wärmefluss wieder an. Interessant ist, dass der Wärmefluss sein Minimum aber nicht dort annimmt, wo der Gesamtstrom auf die Platte verschwindet, was bei $\Phi_w = 3,2$ V der Fall ist. Der kleinste Strom hat also nicht automatisch den kleinsten Wärmefluss zur Folge. Damit lässt sich durch das Anlegen eines Potentials die Wärmelast gegenüber dem Fall eines floating-Targets aus einem elektrischen Leiter absenken.

Außerdem sieht man, dass der Wärmefluss, wenn das Potential Φ_w an der Neutralisatorplatte gesetzt wird und parallele Ströme aktiviert werden, immer größer ist, als im Fall deaktivierter Ströme. Wie bereits dargelegt ist der Wärmefluss minimal, wenn überall ein ambipolarer Plasmafluss herrscht.

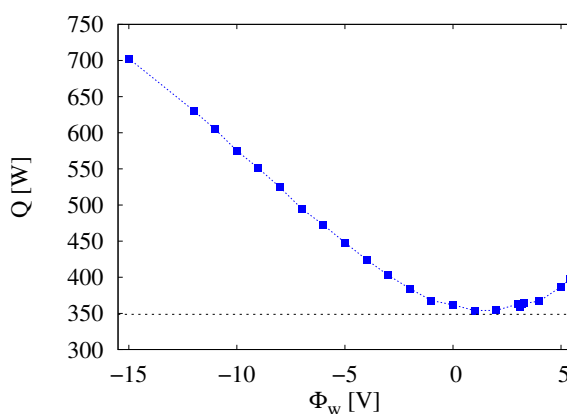


Abbildung 5.16: Gesamter Wärmefluss auf die Neutralisatorplatte in Abhängigkeit von Φ_w . Die gestrichelte Linie markiert den Wert im stromlosen Fall $j = 0$.

5.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass mithilfe von B2-EIRENE die parallelen Plasmaströme, die sich bei angewendetem Target-Biasing ergeben, berechnet werden können. In allen untersuchten Punkten stimmen die aus der Simulation gewonnenen Werte und deren Änderung mit dem Wandpotential mit den Vorhersagen überein. In Bereichen, wie zum Beispiel der entlang der Feldlinien projizierten Quellregion, die zu komplex für einfache Vergleiche mit den Erwartungen sind, ist es nötig das Modell zu prüfen. Dazu wären Biasing-Experimente an der PSI-2 geeignet.

Schon bei der Aktivierung von Strömen, ohne dass das Potential der Neutralisatorplatte verändert wird fließen Ströme in der Anlage. Das bedeutet, dass, wenn die Plasmaanlage mit einer leitenden Neutralisatorplatte beschrieben werden soll, die Ströme aktiviert werden müssen.

Die Plasmaparameter ändern sich durch die Aktivierung der Ströme. Allerdings ist die Änderung nur bei der Elektronentemperatur nahe der Neutralisatorplatte größer als einige Prozent. Sie lässt sich dort durch Ströme gezielt erhöhen. Dichte und Ionentemperatur sind nicht sehr sensitiv auf die fließenden Ströme.

Auch der auf die Wand treffende Wärmefluss bei aktivierten Strömen wird in der Simulation erwartungsgemäß beschrieben. Dieser ist, im Gegensatz zu den Plasmaparametern, stark von den fließenden Strömen abhängig und hat bei kleinen Strömen sein Minimum.

Ob die getroffenen Vorhersagen für die Biasing-Experimente korrekt sind, müssen Experimente an der Anlage zeigen. Gerade wegen der getroffenen Vereinfachungen, wie die Vernachlässigung radialer und senkrechter Ströme, sollte überprüft werden, inwieweit die Experimente mit der Simulation übereinstimmen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Um dediziert Plasma-Wand-Wechselwirkungen unter Bedingungen zu untersuchen, die auch für magnetisch eingeschlossenen Plasmen relevant sind, wird im Forschungszentrum Jülich die lineare Plasmaanlage PSI-2 betrieben. Sowohl Interpretation experimenteller Ergebnisse als auch deren Übersetzung für Tokamaks oder Stellaratoren erfordern detaillierte numerische Simulation, um die spezifischen physikalischen Bedingungen der linearen Plasmaanlage von den eigentlich zu untersuchenden generischen Prozessen der Plasma Wand Wechselwirkung rechnerisch zu separieren. Das ursprünglich an der Humboldt Universität zu Berlin eingesetzte numerische Modell (ca. 1995 - 2001) dieser Anlage, das in der Arbeit von H. Kastelewicz [1] präsentiert und mit experimentellen Ergebnissen verglichen wird, wurde 2010 von Vervecken [3] mit dem aktuellen ITER-Divertor-Code B2-EIRENE (Version SOLPS4.3) wieder aufgebaut.

Nachdem in der Arbeit von Vervecken die Reproduktion von numerischen und experimentellen Ergebnissen aus Berlin bereits partiell gelang, wurde das Modell in der vorliegenden Arbeit weiter vervollständigt und verfeinert, so dass nun eine zufriedenstellende Reproduktion der alten Simulationsrechnungen ermöglicht wurde. Unterschiede zu alten Ergebnissen bestehen weiterhin, sind aber der Tatsache geschuldet, dass in den früheren Publikationen nicht alle Parameter vollständig spezifiziert sind und es damit einige Unsicherheiten gibt.

In der vorliegenden Arbeit wurde insbesondere der Einfluss eines kinetischen Flux-Limiters für die parallele Elektronenwärmeleitung untersucht und durch Änderung des damit verbundenen Modellparameters, der bei den zu reproduzierenden Simulationen nicht eindeutig bekannt war, konnte die Reproduktion der früheren Ergebnisse erheblich verbessert werden. Außerdem wurde gezeigt, dass dieser Parameter einen signifikanten Einfluss auf die aus der Simulation gewonnenen Plasmamaparameter hat. Durch die Sensitivität zu diesem klassischen kinetischen Aspekt ist die Vorhersagekraft des Fluid-Plasmamodells nur eingeschränkt gegeben und bei Simulationen von

Experimenten müssen die experimentellen radialen Profile immer an mehreren (mindestens zwei) axialen Positionen bekannt sein, um das Simulationsmodell festzulegen. Kinetische Rechnungen für das PSI-2-Plasma könnten ein nächster Schritt sein, um das Problem des parallelen Wärmeflusses genauer zu behandeln. Bisher ist das für eine komplette lineare Plasmaanlage offenbar aber noch nicht durchgeführt worden.

Da die Reproduktion der alten Ergebnisse ermöglicht wurde, können in einem weiteren Schritt die Randbedingungen der Fluidgleichungen nochmals näher untersucht werden. Experimentelle Parameter wie Gasflüsse, Teilchen und Wärmeflüsse auf die Neutralisatorplatte oder die ins Plasma eingekoppelte Leistung sollten verwendet werden um das Modell an Experimente anzupassen. Vor allem bei den Transmissionskoeffizienten der Schichtrandbedingungen und bei den Randbedingungen am Gaseinlass ist eine weiterführende Untersuchung nötig.

Die hier benutzten Input-Parameter beruhen auf der Reproduktion experimenteller Ergebnisse. Deshalb wird das Plasma im Ausgangsfall korrekt beschrieben und es können weitere physikalische Effekte in das Modell einbezogen und deren inkrementeller Einfluss kann untersucht werden. In diesem Rahmen wurde das verwendete Neutralteilchenmodell erweitert. Im ersten Schritt wurden die Ratenkoeffizienten von Reaktionsgleichungen mit einem Stoßstrahlungsmodell berechnet, in dessen Rahmen elektronische und vibratorische Anregungen der Wasserstoffmoleküle Beachtung finden, während in den früheren Arbeiten nur die angeregten Zustände des atomaren Wasserstoffs innerhalb der Stoss-Strahlungs-Näherung berücksichtigt war. In einem weiteren Schritt wurden dann vibratorische Anregungen der H_2 -Moleküle im elektronischen Grundzustand nicht mehr mit dem Stoßstrahlungsmodell in quasistatischer Näherung berechnet. Stattdessen wurden nun, wie schon in früheren Anwendungen bei Tokamaks, diese Zustände als metastabil betrachtet und in EIRENE als eigene Teilchenspezies behandelt, für die auch ein Transport im Plasma stattfindet. Es hat sich gezeigt, dass die erweiterten Modelle die Plasmaparameter, Teilchen- und Wärmeflüsse sowie Reaktionsraten verschiedener Prozesse stark beeinflussen. Die Erweiterungen sind daher im PSI-2-Modell notwendig und eine erhebliche Verbesserung der Behandlung der Neutralteilchen konnte im Rahmen dieser Arbeit erreicht werden. Damit verbunden wird dann, in Kombination mit experimentellen Daten, eine bessere rechnerische Isolation des unbekanntes Plasmatransportverhaltens erwartet.

Die Auswirkung weiterer Erweiterungen des Neutralteilchenmodells sollte in Zukunft untersucht werden. So könnten Stöße zwischen H_2 -Molekülen die Besetzungszahlen der vibratorischen Niveaus ändern. Bei hohen Neutralgasdichten, wie sie nahe der Neutralisatorplatte im Modell erreicht werden, werden auch viskose Effekte im Gas relevant. Experimente müssen zeigen, ob Dichten dieser Größe auch experimentell gesehen werden und ob dieser Effekt bei der Modellierung relevant ist.


Das bisher explizit stromfreie Plasmamodell wurde außerdem um parallele elektrische



Ströme erweitert. Diese wurden im B2-Code aktiviert und die Ergebnisse der Simulation stimmen in allen untersuchten Punkten, wie den Strömen und den Teilchen- und Wärmeflüssen auf die Wände, mit idealisierten theoretischen Betrachtungen überein. Die Erweiterung um parallele elektrische Ströme ermöglicht eine detailliertere Simulation des Plasmas, das durch thermoelektrische Ströme beeinflusst wird. Die Relevanz dieser Ströme ist auch im Divertor-Plasma von Fusionsexperimenten Gegenstand aktueller Forschung. Des Weiteren wurde die Möglichkeit geschaffen, Target-Biasing-Experimente an PSI-2 zu modellieren. Inwieweit die Modellierung qualitativ mit Target-Biasing-Experimenten übereinstimmt könnten zukünftige Untersuchungen mit einer vorgespannten Neutralisatorplatte in PSI-2 zeigen.

Der Effekt von elektrischen Strömen in diamagnetischer und radialer Richtung, der in dieser Arbeit nicht betrachtet wird, wird derzeit in einer weiterführenden Masterarbeit an der K.U. Leuven untersucht.

Anhang A

Lokalisierung aller durchgeführten Auswertungen im B2-Gitter

Auf der nächsten Seite folgt eine Übersicht der verschiedenen Abbildungen dieser Arbeit, die Werte der Simulation enthalten. Anhand einer Darstellung des verwendeten Gitters erfolgt die Einordnung, welche Auswertung an welcher Position stattgefunden hat. Der ausgeblendete Teil des Gitters im Bereich der Anode ist gräulich vom restlichen Gitter abgesetzt. Außerdem ist die Position des Entladebogens durch das Symbol  gekennzeichnet.

Die Flussröhre die mit  gekennzeichnet ist ($i_r = 17$), enthält den Entladebogen. Die äußerste vollständige Flussröhre zwischen Kathode und Neutralisatorplatte ($i_r = 16$) ist mit dem Symbol  markiert.

[1] Pumpstufe:



[1] Target-Kammer:



Abbildung 3.6:



Abbildung 3.7:



Abbildung 3.8:



Abbildung 3.9:



Abbildung 3.10:

Gesamtes Gitter

Abbildung 4.3:



Abbildung 4.4:



Abbildung 4.5:

Gesamtes Gitter

Abbildung 4.6:

Gesamtes Gitter

Abbildung 4.7:

Gesamtes Gitter

Abbildung 4.8:



Abbildung 5.2:



Abbildung 5.3:



Abbildung 5.4:



Abbildung 5.5 (a), (b):



Abbildung 5.6:



Abbildung 5.8:



Abbildung 5.9:



Abbildung 5.10:



Abbildung 5.11:



Abbildung 5.12:



Abbildung 5.13:



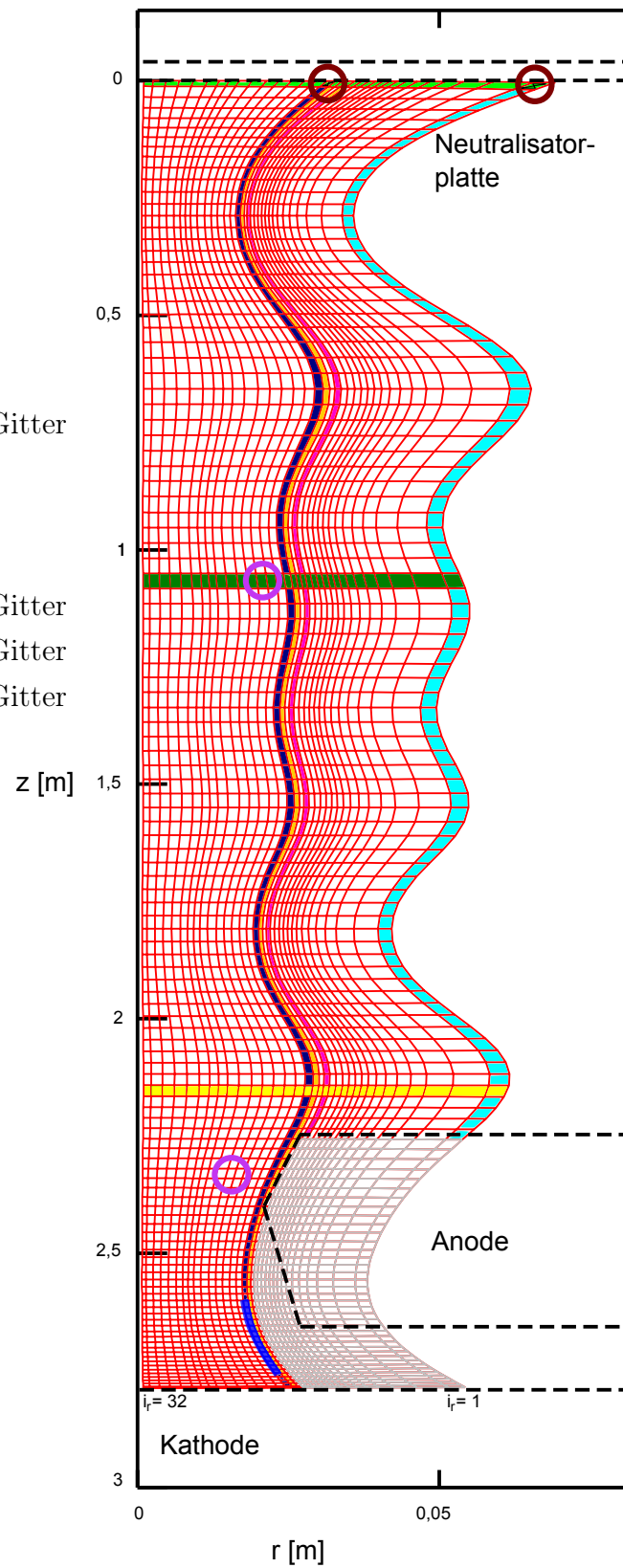
Abbildung 5.14:



Abbildung 5.15:



Abbildung 5.16:



Anhang B

Rechenzeit

Alle in dieser Arbeit angefertigten Rechnungen wurden auf einem openSUSE 11.3 (x86_64) System mit einem Intel®Core™2 Quad CPU Q9400 @ 2.66GHz CPU und 8GB RAM durchgeführt.

Die Konvergenz der Läufe wurden anhand der zeitlichen Änderung lokaler Plasmaparameter und des globalen Teilchen- und Energiegehaltes, sowie der normierten Residuen der Kontinuitätsgleichung, der Gleichung für die parallele Geschwindigkeit und der Energiegleichungen überprüft.

Aufbauend auf bis zur Maschinengenauigkeit konvergierten B2-Standalone-Rechnungen (Laufzeit abhängig vom Fall ca. 5 Min.) wurde mit dem gekoppelten B2-EIRENE-Code gerechnet. Für die Rechnungen wurden 1200 Zeitschritte von jeweils 5×10^{-6} s gerechnet. Die Länge eines Monte-Carlo Laufs betrug dabei 30 s. Anschließend wurden 100 Zeitschritte von jeweils 1×10^{-6} s gerechnet, wobei die Laufzeit eines EIRENE Laufs 1200 s betrug.

Literaturverzeichnis

- [1] Kastelewicz, H. and Fussmann, G. *Contributions to Plasma Physics* **44**(4), 352–360 (2004).
- [2] R. Schneider, X. Bonnin, K. Borrass, D.P. Coster, H. Kastelewicz, D. Reiter, V. A. Rozhansky, and B. J. Braams, *Contrib. Plasma Phys.* **46**(1-2), 3 - 191 (2006).
- [3] Vervecken, L. *Extended Plasma Modelling for the PSI-2 Device*. Master Thesis, K.U. Leuven, (2010).
- [4] Meyer, H. *Analyse der Plasmarotation in einer linearen Magnetfeldkonfiguration*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, (1998).
- [5] Waldmann, O., Meyer, H. and Fussmann, G. *Contributions to Plasma Physics* **47**(10), 691–702 (2007).
- [6] Roth, J., Preuss, R. et al. *Nuclear Fusion* **44**(11), L21–L25 (2004).
- [7] <http://plasma.physik.hu-berlin.de/psi/psi.html>, *The PSI-2 linear plasma generator*(2005), Aufgerufen: 28. Juli 2011.
- [8] Veremiyenko, V. P. *An ITER-relevant Magnetised Hydrogen Plasma Jet*. PhD Thesis, Technische Universiteit Eindhoven, (2006).
- [9] Baeva, M., Goedheer, W. J. et al. *Journal of Nuclear Materials* **363-365** 330–334 (2007).
- [10] Ohno, N., Ezumi, N. et al. *Czechoslovak Journal of Physics* **48**(S2), 127–136 (1998).
- [11] Grossman, A., Schmitz, L. et al. *Journal of Nuclear Materials* **220-222** 274–278 (1995).
- [12] Braams, B. J. *Computational studies in tokamak equilibrium and transport*. Rijksuniversiteit Utrecht, (1986).

- [13] Reiter, D., Baelmans, M. and Börner, P. *Fusion Science and Technology* **47**(2), 172–186 (2005).
- [14] Kukushkin, A. S., Pacher, H. D. et al. *Nuclear Fusion* **45**(7), 608–616 (2005).
- [15] Braginskii, S. I. *Reviews of Plasma Physics Vol.1.* ed Leontovich, M. A., 205–311. (1965, New York: Consultants Bureau).
- [16] Spitzer, L., Härm, R. and Phenomena, T. *Physical Review* **89**(5), 977–981 (1953).
- [17] Baelmans, M. *Code Improvements and Applications of a two-dimensional Edge Plasma Model for toroidal Fusion Devices.* Katholieke Universiteit Leuven, (1993).
- [18] Stangeby, P. C. *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices (Series in Plasma Physics).* (2000, Bristol: Institute of Physics).
- [19] Reiter, D., *The EIRENE Code User Manual Version : 11 / 2009*(2009).
- [20] <http://www.eirene.de>, *EIRENE - A Monte Carlo linear transport solver*, Aufgerufen: 3. August 2011.
- [21] Babovsky, H. *Die Boltzmann-Gleichung: Modellbildung - Numerik - Anwendungen.* (1998, Stuttgart: Teubner).
- [22] Spanier, J. and Gelbard, E. *Monte Carlo principles and neutron transport problems.* (1969, Reading, Mass.: Addison Wesley).
- [23] Reiter, D. *Computational Many-Particle Physics.* ed Fehske, H. , 141–158. Kapitel 5. (2008, Berlin, Heidelberg: Springer).
- [24] Janev, R., Langer, W. et al. *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas.* (1987, Berlin, Heidelberg: Springer).
- [25] Abou-Assaleh, Z., Matte, J. P. et al. *Contributions to Plasma Physics* **32**(3-4), 268–272 (1992).
- [26] Janev, R., Post, D. E. et al. *Journal of Nuclear Materials* **121** 10–16 (1984).
- [27] Pigarov, A. Y. and Krasheninnikov, S. I. *Physics Letters A* **222**(4), 251–257 (1996).
- [28] Sawada, K. and Fujimoto, T. *Journal of Applied Physics* **78**(5), 2913 (1995).
- [29] Bates, D. R., Kingston, A. E. and McWhirter, R. W. P. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **267**(1330), 297–312 (1962).

-
- [30] Miyamoto, K., Ishii, Y. and Hatayama, A. *Journal of Applied Physics* **93**(2), 845 (2003).
- [31] Baeva, M., Goedheer, W. J. and Lopes Cardozo, N. J. *Plasma Science and Technology* **10**(2), 162–169 (2008).
- [32] Greenland, P. T. and Reiter, D. *Journal of Applied Physics* **83**(12), 7496 (1998).
- [33] Fantz, U., Reiter, D. et al. *Journal of Nuclear Materials* **290-293** 367–373 (2001).
- [34] Fantz, U., Behringer, K. et al. *Europhys. Conf. Abstracts* (Abstr. 23J), 1549 (1999).
- [35] Baelmans, M., Reiter, D. and Börner, P. *Europhys. Conf. Abstracts* (Abstr. 18B, Part II), 676-679 (1994).
- [36] Baelmans, M., Reiter, D. et al. *Journal of Nuclear Materials* **220** 982–986 (1995).
- [37] Staebler, G. *Journal of nuclear materials* **220** 158–170 (1995).
- [38] Weynants, R. R. and Oost, G. van *Plasma Physics and Controlled Fusion* **35**(SB), B177–B189 (1993).
- [39] Harbour, P. J. *Contributions to Plasma Physics* **28**(4-5), 417–419 (1988).
- [40] Stangeby, P. C. *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*. ed Post, D. E. and Behrisch, R., 41–97. (1984, New York: Plenum Press).
- [41] Bohm, D. *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*. ed Guthrie, A. and Wakerling, R. K., Kapitel 3. (1949, New York: McGraw Hill).

JüI-4350
April 2012
ISSN 0944-2952

