

# **Entwicklung eines Werkzeugs zur Modellierung der Nettoerosion im Hauptraum der Brennkammer eines Tokamaks und Studium der Plasma-Wand-Wechselwirkung an DEMO1**

**Der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Heinrich-Heine Universität Düsseldorf  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Dr. rer. nat.**

**eingereichte Dissertation**

von  
Herr Dipl. Phys. Mitja Beckers  
aus  
Bonn

Datum der Einreichung: xx.09.2017

Referent: Prof. Dr. Ulrich Samm  
Koreferent: Prof. Dr. Georg Pretzler

Tag der mündlichen Prüfung: xx.yy.2017





This work is dedicated to all the colleagues investing incredible efforts in order to make controlled nuclear fusion a reality for electricity production on earth.

## Danksagung

Ich möchte all jenen danken, die sich auf politischer und höherer wissenschaftlicher Ebene massiv für den zukünftigen Erfolg der Kernfusions-Forschung einsetzen, sowie auch alljenigen, welche dies in den vergangenen Jahrzehnten taten. Zudem danke ich den Wissenschaftlern, die immer wieder Landesgrenzen überwinden und eine enge weltweite Zusammenarbeit ermöglichen, dabei internationale Großexperimente koordinieren, sowie internationale Konferenzen organisieren.

Ich möchte mich für die mir gegebene Möglichkeit bedanken, die Dissertation im Rahmen meiner Tätigkeit beim *Institut für Energie- und Klimaforschung 4 - Plasmaphysik* (IEK-4) im *Forschungszentrum Jülich* anzufertigen und mich darüber hinaus an internationalen Forschungsprojekten zu beteiligen. Dies verhalf mir tiefe Einblicke in die internationale Kernfusions-Forschung zu erlangen.

Dazu gehört die Beteiligung im Projekt *WPPMI: Consultancy and Erosion Model for System Codes* des europäischen Konsortiums *EUROfusion* (Task-Nr. PMI-5.1.0-T006), sowie meine frühzeitige Eingliederung in die Expertengruppe und die turnusmäßigen Treffen der *deutschen DEMO Arbeitsgruppe*, in der die Expertise aller deutschen Fusionslaboratorien zusammengeführt wird. Ich bedanke mich ferner für die Aufnahme in die *PROCESS User Group* des System-Codes *PROCESS*, mit dem das europäische *Baseline Design* eines gepulsten Demonstrations-Kraftwerks (DEMO1) auf Basis von Kernfusions-Technologie erstellt wurde. Mein Dank gilt zum Einen dem *WPPMI*-Projektleiter Dr. Francesco Maviglia, den Reviewern Dr. Ronald Wenninger sowie Prof. Dr. Wolfgang Biel, und Herrn Dr. Gianfranco Federici für die Begleitung dieses Projekts. Im Rahmen der deutschen *DEMO Arbeitsgruppe* möchte ich mich vor Allem bei Prof. Dr. Hartmut Zohm für seine eingebrachte Expertise und Initiative bedanken, sowie bei allen weiteren an den Meetings teilhabenden Kollegen.

Ich möchte mich bei der Institutsleitung des IEK-4 für die Möglichkeit bedanken, im Namen des Forschungszentrum Jülich, an internationalen Workshops und Konferenzen teilgenommen zu haben, darunter der

- *21st European Physics Workshop* (EFPW), in Ringsted (Dänemark),
- *2nd IAEA DEMO Programm Workshop*, in Wien (Österreich),
- *15th International Conference on Plasma-Facing Materials and Components for Fusion Applications* (PFMC), in Aix-en-Provence (Frankreich),
- *22nd International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices* (PSI), in Rom (Italien).

Weiterhin bedanke ich mich für die Möglichkeit der Teilnahme an der *Carolus Magnus Sommerschule über Plasmaphysik* in Bad Honnef, sowie an den *DPG Frühjahrs-Tagungen* im Bereich Plasmaphysik in Berlin (2014), Bochum (2015) und Hannover (2016), sowie am abschließenden Treffen des Graduiertenkollegs *GRK1203* im Schloß Mickeln in Düsseldorf.

Ich bedanke mich für die Möglichkeit an den Programmen der Graduiertenschulen *iGrad*

und *HiTech* teilzunehmen. Letztere ermöglichte mir neben der Vernetzung mit anderen Doktoranden des IEK, sowie der interdisziplinären Schulung von Fähigkeiten und Methoden, die Finanzierung eines mehrwöchigen Aufenthalts in der Power *Plant and Technology Unit* des *Culham Centre for Fusion Energy* (CCFE) in Culham (vereinigtes Königreich), im Rahmen einer geförderten Forschungsreise. In jener Arbeitsgruppe wird der Systemcode PROCESS entwickelt und für integrierte Kraftwerks-Systemstudien, insbesondere für die Auslegung eines gepulsten europäischen Demonstrations-Kraftwerks auf Basis von Kernfusions-Technologie, angewandt. Der Besuch ermöglichte mir eine Einschätzung von Stärken und Schwächen der damaligen System-Modellierung, und verhalf mir und Herrn Prof. Dr. Wolfgang Biel, dabei, die wissenschaftliche Fragestellung dieser Dissertation gezielt neu zu formulieren. Ferner ermöglichte mir diese Forschungsreise Besuche der Tokamaks *MAST Upgrade* sowie des *Joint European Torus* (JET) im Rahmen der *Culham Summer School on Plasma Physics*.

Weiterhin bedanke ich mich bei der Institutsleitung, Herrn Prof. Dr. Ulrich Samm sowie Herrn Prof. Dr. Christian Linsmeier, für die Möglichkeit, im Auftrag der Unternehmens-Kommunikation des Forschungszentrum Jülich, Besuchergruppen als Gästeführer - teilweise mehrstündig - über den Campus zu führen. Im Rahmen dieser Nebentätigkeit konnte ich eine Vielzahl an Einblicken in die interdisziplinäre Forschungsarbeit im Forschungszentrum Jülich gewinnen, sowie lernen gänzlich verschiedene und komplexe Forschungsthemen den unterschiedlichsten Gruppen von Menschen vorzustellen.

Ich möchte weiterhin meinem Betreuer, Prof. Dr. Wolfgang Biel, für die enge Zusammenarbeit danken, sowie für die Art und Weise, mit der er mir und Anderen eine hohe Professionalität und wissenschaftliche Integrität vorgelebt hat.

Weiterer Dank gilt meinem Doktorvater, Prof. Dr. Ulrich Samm, dessen Unterstützung und ratgebende Führung mir immer wieder geholfen hat. Ich möchte ferner Herrn Prof. Dr. Georg Pretzler von der HHU Düsseldorf dafür danken, dass er sich bereit erklärt hat, die Rolle des Zweitgutachters einzunehmen und Zeit in die Bewertung dieser Arbeit zu investieren.

Ich möchte auch den Kollegen in Jülich danken, die für Diskussionen Zeit fanden, oder mit mir schöne Zeiten abseits der Projekte verbrachten. Insbesondere danke ich Herrn Prof. Dr. Detlev Reiter für die enge Zusammenarbeit im Rahmen der Vergleichs-Rechnungen des von mir geschriebenen CELLSOR Codes mit dem EIRENE Code, sowie für zahlreiche konstruktive Diskussionen, welche im Zuge dessen geführt wurden.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Mikhail Tokar für hilfreiche Gespräche und Rechnungen zur analytischen Lösung der Teilchenbilanz-Gleichungen in der Abschälsschicht (SOL), sowie Dr. Dirk Reiser und Dr. Vlad Kotov für Hilfestellungen bezüglich des Schreibens eines Monte Carlo Codes. Weiterer Dank gilt Dr. Timo Dittmar für seine Empfehlung und Einführung in die Programmiersprache Python, sowie meiner Büro-Kollegin M. Sc. Petra Dollase für diverse auflockernde Gespräche und Diskussionen.

Ich möchte dem mittlerweile alleinigen Institutsleiter Prof. Dr. Ch. Linsmeier für sein Vertrauen und seine Unterstützung danken, sowie Frau Marlene Hoffmann aus der Verwaltung und Frau Judith Schönbrenner, Sybille Beyer und Angelika Hallmanns für Hilfe bei Dienstreise-Abrechnungen, sowie allgemeinen Themen und den Zeitnachweisen.

Ich möchte einem Kollegen insbesondere Danken, M. Sc. Michael Hubeny, da er für meh-

rere Jahre eine Wohngemeinschaft in Aachen mit mir bildete, und mich in dieser Zeit auch persönlich prägte. Er wurde ein sehr guter Freund und ich wünsche ihm alles Gute für seine kurz bevorstehende Disputation.

Ich möchte meiner Familie und meinen Freunden dafür danken, dass sie auch in Zeiten höchster körperlicher und seelischer Belastung, immer zu mir gestanden haben. Ich denke, dass ich ihnen einiges schuldig bin, insbesondere was meine in schwierigen Zeiten etwas kantige Persönlichkeit betrifft.

Zu guter letzt möchte ich meiner Ehefrau Dipl.-Betr.-Wirtin Jennifer Beckers geb. Bayer danken. Mein Schatz, du hast mich so sehr unterstützt, ich kann mir nur vorstellen wie es sich angefühlt haben muss, meine Priorisierung auf mich selbst und mein Ziel zu ertragen. Ich gelobe da Besserung und ich verspreche dir in der anstehenden Vaterrolle vieles besser zu machen!

## Abstract

Thermonuclear fusion is a promising concept for safe, sustainable, environmental friendly and expandable electricity production on earth. DEMO1 is the working title of a european demonstration power plant, which is being developed and foreseen to be operated by the year 2050. The early design phase lasts until 2021. According to the current baseline scenario, DEMO1 will be a tokamak with two hours of pulse duration, and five hundred megawatts of electrical output power.

Design points, i.e. an optimized set of machine and plasma parameters, are obtained by fast 0.5d reactor systems codes that constrain the parametric space by physics- and technology-limits. Aspects of plasma-wall-interaction (PWI) in the main chamber have not yet been included into such codes. Well established and sophisticated codes for plasma edge modeling such as EIRENE (neutral particle kinetics), B2 (plasma dynamics) and ERO (eroded wall material), have so far been unavailable and incompatible with system modeling.

One major scientific goal of this thesis was the development of a tool for a description of the stationary global net erosion of a tungsten-armored first-wall, in the main chamber of a fusion reactor, that allows inclusion in system modeling. Another goal was the identification of plasma edge parameters, which yield acceptable erosion rates, for the current DEMO1 baseline scenario.

For feasibility it was demanded, that at least ninety percent of the plasma-facing protective pure-tungsten layer, must persist the erosion by impinging ions and atoms, during the scheduled time-of-operation of the starter- and follow-up blanket.

For a calculation of the neutral particle kinetics and the wall-sputtering by fuel neutrals, the 1d monte carlo code CELLSOR was developed and benchmarked with the EIRENE code, i.e. the european tool for modeling of the ITER divertor. CELLSOR solves kinetic equations in a 7d phase space, with a 1d plasma description and physical interaction rate coefficients for atomic and molecular processes. CELLSOR calculates the angle- and energy-dependent sputter yields at wall-incidence. For modelling of plasma fuelling, a new pellet ablation model was developed. The CELLSOR ERO extension was developed for calculations of prompt re-deposition and self-sputtering of eroded tungsten atoms.

Particle balance within the scrape-off-layer-region (SOL), was calculated by an analytic solution of the continuity equation in a 1.5d fluid description, with an iterative coupling-algorithm to the results of the kinetic solution. The required external fuelling flux from the wall, was calculated from flux balance euqations at the boundary of the confined core and the SOL-region.

For calculations of the damage by ions, i.e. fuel (D,T), ash (He), seeding gas (N) and eroded surface material (W), a 0d sheath-approximation model was developed.

With these tools, the global net erosion was calculated for distinguished test-cases, for variations of the size of the wall clearance and for both, diffusive and convective transport perpendicular to the magnetic field lines. The test-cases were mainly differing in the pedestal pressure, i.e. density and temperature, and the separatrix density levels.

It was shown, that - other than on present tokamaks - on DEMO1, due to the strong external fuelling of the core edge plasma, the damage of the first-wall was almost com-

pletely due to light fuel neutrals, which were released towards the first-wall by charge exchange (CX) collisions in the hot pedestal region. On the contrary, the ion damage was sufficiently reduced by a wall clearance of a few centimetres.

The pedestal-densities were limited by the upper greenwald-limit at the top and by a minimum requirement for divertor detachment at the separatrix. Divertor detachment is the key for a feasible power exhaust scenario.

It was shown, that the erosion rate of the first-wall was most sensitive to the pedestal density and -temeprature, i.e. the energy-distribution of released pedestal-neutrals.

It was further shown, within the defined range of testcases, that the (back-)screening capability of the SOL was insufficient for a protection against neutrals with energies of at least kilo electronvolts, except for a special stellarator-like testcase, i.e. without presence of an upper density-limit.

In order to reduce the global net erosion below acceptable levels, even for the follow-up blanket of DEMO1, it was shown, that operation with pedestal-densities above or at the greenwald-density was necessary, allowing reduced pedestal temperatures and increasing the screening capability of the pedestal itself.

However, for plasma diagnostic and control purposes, a lower density with a fifteen percent margin to the density limit would be favourable for DEMO1. Further analysis revealed, that such a case was showing tolerable erosion rates of less or equal than forty mycrometers of tungsten per full-power year, if the energy confinement and thus the pedestal pressure in the core edge was reduced by thirtyone percent compared to the current baseline scenario. Therefore, a different set of plasma shaping parameters with reduced elongation and triangularity was suggested.

## Kurzzusammenfassung

Kontrollierte thermonukleare Kernfusion stellt eine vielversprechende Option zur sicheren, nachhaltigen, umweltfreundlichen und skalierbaren irdischen Stromerzeugung dar. DEMO1 bezeichnet das europäische Konzept eines Demonstrationskraftwerks, welches planmäßig im Jahr 2050 in Betrieb genommen werden soll. Die frühe Designphase endet im Jahr 2021. Das aktuelle *Baseline Scenario* sieht für DEMO1 einen Tokamak mit einer Plasma-Pulsdauer von zwei Stunden sowie fünfhundert Megawatt elektrischer Ausgangsleistung vor.

Designpunkte, i.e. optimierte Sätze von Maschinen- und Plasmaparametern, werden mit Hilfe von schnellen 0,5d Reaktor-Systemcodes berechnet. Diese beschränken den Parameterraum durch physikalische und technologische Randbedingungen. Aspekte der Plasma-Wand-Wechselwirkung (PW) im Hauptaum der Brennkammer wurden dabei bisher ausgeklammert. Etablierten und detaillierten Codes zur Modellierung der Plasmarandschicht, wie EIRENE (Neutralteilchen-Kinetik), B2 (Plasmadynamik) und ERO (erodiertes Wandmaterial), mangelt es an Verfügbarkeit und Kompatibilität zur System-Modellierung.

Ein Haupt-Ziel dieser Arbeit stellte die Entwicklung eines zu System-Codes kompatiblen Werkzeuges dar, zur Modellierung der stationären globalen Netto-Erosion einer mit Wolfram beschichteten ersten Wand im Hauptaum eines Tokamaks. Ein weiteres Ziel umfasste das Auffinden von Parametern der Plasma-Randschicht, die zu akzeptablen Erosions-Raten der ersten Wand für das Baseline Scenario von DEMO1 führen.

Als Kriterium für eine hinreichende Lebensdauer wurde gefordert, dass höchstens zehn Prozent der potentiellen Wolfram-Schicht der ersten Wand durch Zerstäubung durch aufprallende Ionen und Atome, innerhalb der für das Start- und Nachfolge-Blanket vorgesehenen Betriebsdauer, abgetragen werden.

Zur Berechnung der Neutralteilchen-Kinetik und der Zerstäubung durch Brennstoff-Neutrale, wurde der 1d Monte Carlo Code CELLSOR entwickelt und mit dem EIRENE Code gebenchmarked. EIRENE ist das Standard-Werkzeug zur Auslegung des Divertors an ITER. CELLSOR löst kinetische Gleichungen im 7d Phasenraum. Die Plasma Beschreibung erfolgt über 1d Profile der Dichte und Temperatur und die Reaktionsraten werden in 1d für atomare und molekulare Interaktionen dargestellt. CELLSOR berechnet die Winkel- und Energie-abhängigen Zerstäubungs-Ausbeuten beim Wandaufprall. Zur Modellierung der Brennstoffzufuhr, wurde ein neues Ablations-Modell für gefrorene injizierte Pellets entwickelt. Die Erweiterung CELLSOR ERO wurde entwickelt für Berechnungen der prompten re-Deposition und Selbst-Zerstäubung durch zuvor erodierte Wolfram-Atome.

Die Teilchen-Bilanz in der Abschälschicht (SOL) wurde durch eine analytische Lösung der Kontinuitäts-Gleichung in einer 1,5d Fluid-Beschreibung gewährleistet. Ferner wurde ein Algorithmus zur iterativen Kopplung der Lösungen der Fluid- und Kinetik-Beschreibung entwickelt. Der notwendige wandseitige Zufluss an externem Brennstoff wurde durch Flussbilanzgleichungen an der Grenzfläche zwischen Kernplasma und SOL berechnet.

Zur Berechnung der Schädigung durch Ionen, i.e. Brennstoff (D,T), Asche (He), Setz-Gas

(N) und erodiertes Wandmaterial (W), wurde ein 0d Schicht-Approximations-Modell entwickelt.

Mit diesen Werkzeugen wurde die globale Netto-Erosion für unterschiedliche Testfälle berechnet. Dabei wurde der mittlere *Wandabstand* der Separatrix variiert, sowie zwischen Transport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien durch Diffusion bzw. Konvektion unterschieden. Unterschiede lagen für die Testfälle im Pedestal-Druck, d.h. Dichte und Temperatur, sowie der Separatrix-Dichte.

Es konnte gezeigt werden, dass der Schaden der ersten Wand an DEMO1, anders als bei heutigen Tokamaks, fast ausschließlich durch leichte Brennstoff-Atome hervorgerufen wurde. Diese wurden mit sehr hohen Raten durch Ladungsaustauschstöße (CX) mit Atomen der externen Brennstoffzufuhr im heißen Randschicht-Pedestal freigesetzt. Die Schadensbeiträge durch Ionen konnten bereits durch Wandabstände von einigen Zentimetern hinreichend reduziert werden.

Die Pedestal-Dichten wurden an der Spitze durch die obere Greenwald-Grenze beschränkt, sowie an der Separatrix durch eine Mindest-Anforderung zum Erreichen des Divertor-*Detachments*. Dieses ist der Schlüssel für eine optimierte Leistungsauffuhr.

Die Erosions-Rate der ersten Wand zeigte eine hohe Sensitivität zur Pedestal-Dichte und -Temperatur, i.e. der Energie-Verteilung der aus dem Pedestal freigesetzten Neutralen. Die Studien zeigten ferner, dass im Parameterbereich der Testfälle keine ausreichende (re-)Abschirmung des SOL gegen Pedestal-Neutrale mit Energien oberhalb von Kilo Elektronenvolt stattfand, mit Ausnahme eines Stellarator-ähnlichem Testfalls, i.e. ohne Existenz einer Greenwald-Dichtegrenze.

Zur notwendigen Reduktion der globalen Netto-Erosion konnte für den Betrieb des Nachfolge-Blankets gezeigt werden, dass Pedestal-Dichten von mindestens der Greenwald-Dichte nötig waren. Diese führten zu reduzierten Pedestal-Temperaturen sowie einer verbesserten Eigen-Abschirmung des Pedestals gegen hochenergetische CX-Neutrale.

Aus Gründen der Plasma Diagnostik und Kontrolle, wäre für DEMO1 jedoch eine Marge von Fünfzehn Prozent zur Greenwald-Dichte zu favorisieren. Es konnte gezeigt werden, dass auch mit einem solchen Fall akzeptable Erosions-Raten erreichbar waren. Dazu war eine Reduktion der Einschlussgüte im Kernplasma und folglich des Pedestal-Drucks um Einunddreißig Prozent, verglichen mit dem Baseline Scenario, von Nöten. Konsequenter Weise wurde ein neuer Satz von Steuer-Parametern, mit reduzierter Elongation und Triangularität, für das Plasma-*Shaping* vorgeschlagen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Codes zur Randschichtmodellierung in Kernfusionsplasmen</b>	<b>9</b>
2.1. Integrierte Systemmodellierung . . . . .	11
2.2. Entwicklung des CELSOR-Codes zur dedizierten Erweiterung der Systemmodellierung . . . . .	11
2.2.1. Schnittstellen zwischen CELSOR und Systemcodes . . . . .	12
2.2.2. Entwicklungsschritte . . . . .	12
2.3. CELSOR-Studien zur Analyse der PWW an DEMO1 . . . . .	13
<b>3. Grundlagen</b>	<b>15</b>
3.1. Kernfusion . . . . .	15
3.1.1. Deuterium-Tritium-Reaktion . . . . .	16
3.2. Plasmaphysik . . . . .	17
3.2.1. Die Debye-Länge . . . . .	17
3.2.2. Formierung der Debye-Schicht . . . . .	17
3.2.3. Die magnetische Vorschicht . . . . .	18
3.2.4. Das Bohm-Kriterium . . . . .	18
3.2.5. Die Mach-Zahl . . . . .	19
3.2.6. Stoßprozesse . . . . .	19
3.2.7. Transport . . . . .	21
3.2.8. Betriebsmodi und -grenzen in Tokamak-Plasmen . . . . .	23
3.3. Tokamak . . . . .	26
3.3.1. Geometrisches Prinzip . . . . .	27
3.3.2. Flussflächengeometrie . . . . .	28
3.3.3. Divertor . . . . .	31
3.3.4. Radialer Aufbau . . . . .	33
3.3.5. Tritium-Brutrate . . . . .	33
3.4. Plasma-Wand-Wechselwirkung . . . . .	34
3.4.1. Zerstäubung . . . . .	35
3.4.2. Einfallswinkel beim Wandaufprall . . . . .	36
3.4.3. Co- und Re-Deposition . . . . .	36
3.4.4. Die erste Wand im Hauptaum der Brennkammer . . . . .	37
3.5. Design Parameter des gepulsten europäischen DEMO1 Konzepts . . . . .	39
3.5.1. Betriebsfenster . . . . .	41
<b>4. Modellierung der Plasma-Wand-Wechselwirkung im Hauptaum</b>	<b>45</b>

## Inhaltsverzeichnis

4.1.	Plasmabeschreibung . . . . .	46
4.2.	Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR . . . . .	47
4.2.1.	Geometrie . . . . .	47
4.2.2.	Wechselwirkungen zwischen Testteilchen und Hintergrundplasma . .	56
4.2.3.	Molekül-Plasma-Wechselwirkungen . . . . .	57
4.2.4.	Atom-Plasma-Wechselwirkungen . . . . .	58
4.2.5.	Gewichtung von Testteilchen . . . . .	60
4.2.6.	Konstruktion der Testteilchenquelle . . . . .	60
4.2.7.	Neutralteilchendichte . . . . .	65
4.2.8.	Zerstäubungsausbeuten . . . . .	65
4.2.9.	Statistik . . . . .	65
4.2.10.	Neutralen-Abschirmung . . . . .	66
4.2.11.	Zusammenfassung . . . . .	67
4.3.	Schädigung durch Ionen . . . . .	67
4.3.1.	Beschleunigung im elektrischen Feld der Debye-Schicht . . . . .	68
4.3.2.	Ionisationsgrad und Konzentration verschiedener Ionensorten . . .	69
4.3.3.	Flüsse der Brennstoffionen und Verunreinigungselementen senkrecht zu den magnetischen Feldlinien . . . . .	70
4.3.4.	Zerstäubungsausbeuten . . . . .	70
4.4.	Die Trajektorien von erodierten Wolframatom: der Monte Carlo Code CELLSOR ERO . . . . .	71
4.4.1.	Konstruktion der Testteilchenquelle . . . . .	72
4.4.2.	Wechselwirkungen zwischen Testteilchen und Hintergrundplasma .	74
4.4.3.	Berechnung der prompten re-Deposition . . . . .	74
4.4.4.	Neutrale Wolframdichte . . . . .	75
4.4.5.	Abschätzung der Selbstzerstäubung . . . . .	75
4.5.	Die Teilchenbilanz in der Abschälschicht . . . . .	76
4.5.1.	Analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung in der Abschälschicht	77
4.5.2.	Iterationsschema und Konvergenzkriterium . . . . .	78
4.5.3.	Berechnung des Ionenflusses auf die erste Wand . . . . .	79
4.6.	Teilchenbilanz zwischen Hauptplasma und Abschälschicht . . . . .	80
4.6.1.	Bestimmung der stationären Helium Konzentration im Kernplasma	80
4.6.2.	Bestimmung des Teilchenflusses der externen Brennstoffzufuhr . .	82
<b>5.</b>	<b>Benchmark-Rechnungen des Codes CELLSOR</b>	<b>83</b>
5.1.	Vergleichsrechnungen mit dem validierten Monte Carlo Code EIRENE . .	84
5.1.1.	Modellspezifikationen für EIRENE- und CELLSOR-Rechnungen . .	84
5.1.2.	Referenzfälle in Anlehnung an ITER und DEMO . . . . .	85
5.1.3.	Dichteprofil des Neutralgases . . . . .	86
5.2.	Plausibilität der Energie- und Winkelverteilung beim Wandaufprall . .	92
5.2.1.	Winkelverteilung . . . . .	92
5.2.2.	Energieverteilung . . . . .	94
5.3.	Zusammenfassung und Fazit . . . . .	96

<b>6. PWW-Studien für den Hauptaum der Brennkammer</b>	<b>99</b>
6.1. Bedeutsame Randschicht-Parameter . . . . .	99
6.2. Mechanismen der Wandschädigung durch PWW . . . . .	100
6.3. Externe Brennstoffzufuhr durch Gaseinlass bzw. Pellet-Injektion . . . . .	100
6.3.1. Im SOL abgepumpter Tritium-Beipass . . . . .	102
6.3.2. Auswirkungen auf die Tritium-Brutrate . . . . .	103
6.3.3. Fazit . . . . .	104
6.4. Auswahl der Randschicht- und SOL-Parameter . . . . .	105
6.4.1. Abschätzung der konvektiven Transportstärke . . . . .	108
6.4.2. Profil der Elektronentemperatur . . . . .	108
6.5. Routine zur Durchführung der Erosionsstudien . . . . .	110
6.5.1. CELLSOR-Rechnung ohne Ionisationsquellen . . . . .	110
6.5.2. CELLSOR-Rechnungen mit Ionisationsquellen . . . . .	110
6.5.3. Aufstellung der Teilchenbilanz im SOL . . . . .	111
6.5.4. Ermittlung der Rate an externer Brennstoffzufuhr . . . . .	111
6.5.5. Annahmen für Parameter im Modell der Brennstoffzufuhr . . . . .	112
6.5.6. Rechnung der prompten Re-Deposition von erodiertem Wolfram mit CELLSOR ERO . . . . .	113
6.6. Diskussion der Ergebnisse der PWW-Studien . . . . .	113
6.6.1. Ionendichte im SOL . . . . .	114
6.6.2. Variationen des mittleren Wandabstandes der Separatrix . . . . .	117
6.6.3. Variation der Pellet-Größe im Niedrigdichtefall . . . . .	130
6.6.4. Reduktion der Pedestal-Temperatur im Niedrigdichtefall . . . . .	132
6.6.5. Analyse der Abschirmung gegen Neutrale des Wandrecyclings . . . . .	135
6.7. Schlussfolgerungen für DEMO1 . . . . .	139
6.7.1. Druck im Randschicht-Pedestal bestimmt die Stärke der Wand-Zerstörung . . . . .	139
6.7.2. Verunreinigungen und Wandrecycling mit schwachen Beiträgen zur Erosion . . . . .	140
6.7.3. Hauptbeitrag induziert durch die externe Brennstoffzufuhr . . . . .	140
6.7.4. Natur des Senkrecht-Transports im SOL mit schwacher Erosionswirkung . . . . .	141
6.7.5. Fähigkeit zur re-Abschirmung des SOL gegen zurückkehrende Pedestal-Neutrale . . . . .	141
6.7.6. Selbstheilung der ersten Wand durch prompte re-Deposition von erodiertem Wolfram . . . . .	142
6.7.7. Netto-Erosionsrate Vs. Pedestal-Temperatur und -Dichte . . . . .	142
6.7.8. Bewertung der Testfälle verschiedener Randschicht-Parameter . . . . .	143
6.7.9. Optimierung des Niedrigdichtefalls durch Reduktion der Einschlussgüte im Kernplasma . . . . .	143
6.7.10. Notwendigkeit eines Pellet-Injektionssystems für DEMO1 . . . . .	144
<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>147</b>

## Inhaltsverzeichnis

<b>A. Tritium-Bedarf eines Kernfusionskraftwerks</b>	<b>XIII</b>
<b>B. Zeitliche Entwicklung des Fusionsprodukts</b>	<b>XV</b>
<b>C. Ergänzungen zu den PWW-Studien</b>	<b>XVII</b>
C.1. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Brennstoffionisation . . . . .	XVII
C.2. Ionendichteprofil im SOL bei konvektivem Senkrecht-Transport . . . . .	XVIII
C.3. Re-Opazität des SOL für Pedestal-Neutrale . . . . .	XX
C.4. Anteil an Pedestal-Neutralen mit Energien im keV-Bereich . . . . .	XX
<b>D. Erweiterungen des IPB98(y,2) Skalierungsgesetzes</b>	<b>XXI</b>
D.1. Stark abstrahlende Kernplasmen . . . . .	XXI
D.2. Dichte-Roll-Over und Einschlussverbesserung für gespitzte Dichteprofile .	XXI
D.3. Ungelöste Probleme der IPB98(y,2)-Skalierung . . . . .	XXII
<b>E. Zerstäubungskurve für Wolfram auf Wolfram nach Eckstein</b>	<b>XXV</b>
<b>F. Schätzung der Transportkoeffizienten an der Separatrix</b>	<b>XXVII</b>
<b>G. Ergänzungen zu den Codes CELLSOR und CELLSOR ERO</b>	<b>XXIX</b>
G.1. Numerischer Fehler der Rückrotationsmethode . . . . .	XXIX
G.2. Analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung im SOL durch Variation der Konstanten . . . . .	XXX
G.2.1. Lösungen der homogenen Gleichung . . . . .	XXXI
G.2.2. Lösungen der inhomogenen Gleichung . . . . .	XXXI
G.3. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Thompson-Verteilung . . . . .	XXXIV
G.4. Zuweisung von Zellnummern . . . . .	XXXV
G.5. Test der Rejection Sampling Methode nach Cupini et al. . . . .	XXXV
G.6. CELLSOR-Rechnung des Ablationsprofils bei Pellet-Injektion . . . . .	XXXVI
G.6.1. Quellprofil der Kontinuitätsgleichung . . . . .	XXXVII

# Kapitel 1.

## Einleitung

Die Bedingungen für Leben auf der Erde, in der uns bekannten Form, hängen sehr stark mit der Seltenheit des Prozesses der Kernfusion von Wasserstoff in der Sonne<sup>1</sup> zusammen.

Auch die Bodenschätzungen auf der Erde verdanken wir der ganz speziellen Historie der Nukleosynthese<sup>2</sup> innerhalb der Milchstraße, welche durch stellare Kernfusion (exotherm, bis  $A = 60$ ), sowie Kernfusion nach Supernovae-Explosionen<sup>3</sup> (endotherm, auch  $A > 60$ ), mit zahlreichen Elementen angereichert wurde, welche bis zu den Transuranen (Kernladungszahl  $Z > 92$ ), noch heute natürlich auf der Erde vorkommen.

Diese spezielle Geschichte der Entstehung sowie Lage der Erde im Universum, verhalf der Menschheit zu Ressourcen, welche es erlaubten, den zivilisatorischen und technologischen Fortschritt bis ins heutige, digitale Zeitalter, voranzutragen. Und eben jene Ressourcen könnten es erlauben, schon in einigen Jahrzehnten, den weltweit wachsenden Strombedarf<sup>4</sup> der Menschheit, unter Anderem durch kommerziell verfügbare Kernfusionstechnologie zu decken.

---

<sup>1</sup>Damit es zur Fusion zweier Kerne kommt, müssen jene eine hinreichend starke zueinander gerichtete kinetische Relativenergie aufbringen, um das abstoßende Coulomb-Potential der elektromagnetischen Wechselwirkung zu überwinden bzw. quantenmechanisch zu durchtunneln. Die Wahrscheinlichkeit dafür wird durch den Gamow-Faktor  $P_g$  beschrieben [50]. Im Inneren der Sonne, in deren Kern eine Temperatur von 15,6 Millionen Kelvin sowie ein Druck von 247,7 Milliarden Bar herrscht, gilt für die Kernfusion des Wasserstoffs  $P_g \approx 10^{-10}$ . Diese Seltenheit der Kernfusion ist die Ursache dafür, dass die Sonne bereits seit 4,57 Milliarden Jahren brennt, und dies noch für ca. weitere 5 Milliarden Jahre tun wird.

<sup>2</sup>Neben dem Vorkommen schwerer Elemente im kosmischen Staub der Galaxie [23] wurden im Laufe der Entstehungsgeschichte der Erde, zusätzlich schwere Elemente durch Asteroideneinschläge und Supernovae-Explosionen auf die Erde gebracht. Ort und Zeitpunkt erdnaher Supernovae Explosionen können von Geologen und Astronomen durch Rechen-Modelle, basierend auf Satellitendaten [21] und Staubaufnahmen von Meeresedimenten [150], abgeschätzt werden. Auf diese Weise wurden im Umkreis von 300 Lichtjahren 16 Sterne gefunden, welche innerhalb von nur hunderttausend Jahren explodierten und nachweisbare Mengen Eisen-60 in tiefe Sedimentschichten der irdischen Meere eintrugen.

<sup>3</sup>Helle und massereiche Sterne, mit mehr als etwa acht Sonnenmassen, können - nachdem der Brennstoff im Kern aufgebraucht wurde - durch Supernovae-Explosionen ableben, wodurch sehr günstige Bedingungen für Nukleosynthese schwerer Elemente geschaffen werden. Diese werden in Form kosmischen Staubs durch den Raum geschleudert und bis zu mehrere hundert Lichtjahre transportiert [119].

<sup>4</sup>Der globale Primärenergieverbrauch wird nach einer Projektion, dem *New Policy Scenario* der *International Energy Agency* (IEA) aus dem Jahr 2015, bis zum Jahr 2040 um ca. 34% ansteigen, i.e. von 14,05 (2014) auf 18,8 Gigatonnen Öl-Äquivalent [3].

## Kapitel 1. Einleitung

Eine derartige oder vergleichbar *saubere* Energiequelle wird mit Sicherheit benötigt<sup>5</sup>. Das zeigt bereits ein Blick auf die statische Reichweite<sup>6</sup> von fossilen Energieträgern. Allein bei Braun- und Steinkohle lag der Primärenergieverbrauch im Jahr 2014 bei 3,9 Gigatonnen Öl-Äquivalent (165 Exajoule), während die Reserve auf 705 Gigatonnen Steinkohleeinheit (2070 Exajoule) geschätzt wurde, i.e. eine statische Reichweite von ca. 125 Jahren [3]; die tatsächliche Reichweite dürfte deutlich geringer sein. Bei Erdgas und Erdöl liegt jene bei 58 bzw. 53 Jahren für konventionelle und nicht-konventionelle Reserven, und auch die ökonomisch förderbaren Uranreserven könnten nach 38 Jahren<sup>7</sup> erschöpft sein [3].

Zusätzlich zur Reichweite lassen sich weitere limitierende Parameter hinzuziehen, wie etwa die geschätzten kumulativen Emissionen potenzieller Energiequellen an Treibhausgasen in Kohlenstoff-Dioxid (CO<sub>2</sub>)-Äquivalenten. Die Klimavorhersagen des *Intergovernmental Panel on Climate Change* (IPCC) zeigen - trotz der hohen Unsicherheiten - eindeutig den Mechanismus der anthropogenen herbeigeführten bzw. beschleunigten globalen Erderwärmung auf, welche nur durch den Wechsel auf emissionsschwächere Energiequellen zu verringern sein dürften. Selbst bei einer schwachen Reduktion der Emissionen der sog. *Annex-I* Staaten<sup>8</sup> bis zum Jahr 2100, würde eine globale Erderwärmung um 1,1 – 2,3 K - je nach Klimasensitivität<sup>9</sup> ( $1,5 \leq \Delta T_{2x} \leq 4,5$  K) - vorhergesagt (Abb. 8 in [67]).

Dieser Aspekt soll an dieser Stelle nicht vertieft werden, aber er deutet an, innerhalb welcher Kriterien sich eine potenzielle Energiequelle wie die irdische, thermonukleare Kernfusion, gegen weitere Technologien durchsetzen oder an deren Seite etablieren müsste. Wichtig sind dabei die Faktoren Ökonomie (Verfügbarkeit, Preis), Ökologie (kumulierte Emissionen, Rohstoffbedarf), Sicherheit (Unfallscenarien) sowie Kompatibilität (Netzbedarf).

Die Kernfusionstechnologie (Tokamaks, Stellaratoren) vereint Teilespekte der drei Punkte Ökonomie, Ökologie, sowie Sicherheit, in vielversprechender Weise miteinander:

1. Sie ist Rohstoffarm betreibbar, d.h. sie nutzt das enorme Potenzial der Kernbindungsenergie (MeV) gegenüber der atomaren bzw. chemischen Bindungsenergien

<sup>5</sup>Der Energiemarkt befindet sich im Wandel, hin zu dezentraler Stromerzeugung und autonomen Haushalten. Zukünftig könnte parallel dazu, alleine durch den Standort bezogenen Strombedarf von Großkonzernen oder Geheimdiensten, eine zusätzliche industrielle Nachfrage nach Kernfusionskraftwerken mit einigen hundert Millionen Watt elektrischer Ausgangsleistung entstehen. Das Rechenzentrum von Google benötigt bereits heute eine elektrische Leistung von ca. 200 Megawatt - Tendenz steigend.

<sup>6</sup>Reichweite der globalen Reserven bei aktuellem Verbrauch.

<sup>7</sup>Für *Reasonably Assured Resources* (RAR), für Uran definiert als gewinnbar bis 80 USD pro Kilogramm Uran; errechnet aus Daten des Jahres 2014 [3].

<sup>8</sup>Als *Annex-1* Staaten werden Industrienationen bezeichnet, die im Jahr 1992 Mitglieder der *Organisation for Economic Co-operation and Development* (OECD) wurden, sowie Länder mit im Übergang befindlichen Wirtschaftssystemen, sog. *economies in transition* (EIT), darunter die russische Föderation, die baltischen Staaten, und diverse mittel- und osteuropäische Staaten. Für diese gilt das *NL-2%* Scenario, i.e. eine 2 prozentige Reduktion der jährlichen zusammengesetzten CO<sub>2</sub> Emissionen ab dem Jahr 2000 [67]. Für die übrigen Staaten gilt das *IS92a*, i.e. ein Scenario ohne jährliche Begrenzung der CO<sub>2</sub>-Emissionen [67].

<sup>9</sup>Klimasensitivität  $\Delta T_{2x}$ : Differenz  $\Delta T$  der globalen Jahresmitteltemperatur der Erdoberfläche unter Verdopplung der atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Konzentration.

(eV), welche bei Verbrennungsprozessen freigesetzt werden können. Dadurch hat sie Reichweiten, die wir nach irdischen Maßstäben als *unendlich* betrachten [19]. Neutronen sorgen auf Grund ihrer Ladungsneutralität und der damit einhergehenden Resistenz gegen magn. Kräfte, für eine rasche Energieauskopplung aus dem Kernplasma, d.h. zu einem schnellen Energieübertrag auf die Wandkomponenten der Brennkammer. Die Stromerzeugung geschieht konventionell über ein Kühlmittel, welches die dabei entstehende Wärme von der ersten Wand aufnimmt und in einem Dampferzeuger-Kreislauf in Elektrizität überführt. Der *Verbrennungsprozess* kommt bei der Kernfusion, anders als bei Kohle-, Öl- oder Gasverbrennung, ohne primäre Emission von Treibhausgasen aus. Die primären Rohstoffe Deuterium<sup>10</sup> und Lithium<sup>11</sup> sind leicht förderbar und sicher in der Handhabung. Tritium, welches durch Brüten aus Lithium im Reaktor selbst erzeugt werden muss, ist zwar radioaktiv<sup>12</sup>, wird aber bei Kernfusionsprozessen zu stabilem Helium umgewandelt. Mit dem *International Thermonuclear Experimental Reactor* (ITER) befindet sich aktuell ein gigantischer Tokamak in Cardarache (Frankreich) im Bau. Dieser soll im Jahr 2027 in Betrieb gehen. An ITER sollen diverse Brut-Blanket-Systeme zur Demonstration der Tritium-Selbstversorgung erprobt werden. Weiterhin soll demonstriert werden, dass die Einschlussgüte der beim Verbrennungsprozess entstehenden Helium-Kerne, zur Selbst-Heizung des Plasmas ausreicht. In Tokamaks und Stellaratoren kommt es zur Aktivierung vorwiegend des Strukturmaterials, jedoch ohne Verursachung direkten radioaktiven Abfalls, i.e. ohne der Notwendigkeit einerendlagerung. Die vorgesehene Höchstdauer einer Zwischenlagerung von Reaktor-Komponenten beträgt hundert Jahre [99]. Für den Betrieb eines Kernfusionsreaktors mit zwei Gigawatt Fusionsleistung im Plasma reichen gerade einmal 150-200 Gramm an Tritium pro Betriebstag aus, wenn man von zusätzlichen Mengen in der Aufbereitungsanlage des Tritium-Kreislaufs absieht.

2. Die Kernfusionstechnologie wird mit hohen Sicherheitsanforderungen weiterentwickelt, d.h. es wird an Lösungen geforscht, dass auch größte vorstellbare Unfallscenarien mit Kühlmittelverlust (*Loss of Coolant Accidents*) unter Aufspaltung des Vakuumgefäßes sowie der äusseren Gebäudestrukturen, - ohne aktive Systeme [99] - nicht zur Freisetzung Grenzwert überschreitender Mengen an tritiertem Wasser<sup>13</sup>, sowie Wolfram-Trioxid<sup>14</sup> führen würden.

---

<sup>10</sup>Schwerer Wasserstoff (D) kommt auf der Erde im Anteil von etwa  $1,58 \cdot 10^{-4}$  des gesamten Wasserstoffs vor [27]. Im Meerwasser ( $\approx 1,34 \cdot 10^{21}$  Liter [54]) sind  $1,4 \cdot 10^{43}$  D-Atome enthalten. Daraus ergibt sich eine rechnerische Reichweite für Fusion von ca. 30 Milliarden Jahren bei einer Dauer-Leistung pro Mensch von einer Kilowattstunde elektrisch.

<sup>11</sup>Enthalten im Gestein mit etwa 5 – 8 Megatonnen [149] sowie im Meerwasser bei einer mittleren Konzentration von  $1.7 \cdot 10^{-7}$  [57], i.e. eine Reserve von < 30 Megatonnen [149]. Aus dem Gestein wurde eine Reichweite für Fusion von 250-600 Jahren gefolgert [42] sowie aus dem Meerwasser von mehr als 14 Millionen Jahren [19].

<sup>12</sup>Tritium hat eine Halbwertszeit von 12,3 Jahren ( $\beta^-$ -Zerfall).

<sup>13</sup>Entwicklung von Tritium-Permeationsbarrieren [80].

<sup>14</sup>Entwicklung von Smart-Alloy Wandkomponenten (Y-Cr-W Legierungen), die bei Sauerstoffkontakt und Kühlmittelverlust selbst-passivierende Oxidschichten ausbilden [153].

## Kapitel 1. Einleitung

3. Für Investoren am Energiemarkt bleibt aufzuzeigen, dass Kernfusion mit einer zuverlässigen und ökonomisch betreibbaren Technologie, zur irdischen Stromerzeugung nutzbar gemacht werden kann. In aktuellen Kraftwerks-Systemstudien zur Auslegung eines Demonstrationskraftwerks (DEMO) auf der Basis von Kernfusions-Technologie, variierten die geschätzten Gesamtkosten, i.e. Bau- sowie Betriebs- und Wartungskosten, gerechnet auf vierzig Jahre Betriebszeit, für Strom aus Kernfusion - je nach Reaktordesign - zwischen 23 und 32 Cent pro Kilowattstunde elektrischer Ausgangsleistung [13].

Die Frühdesignphase für ein gepulstes europäisches *Demonstrationskraftwerk* mit dem Arbeitstitel DEMO1 läuft bis 2021. Die Bauentscheidung soll im Jahr 2035 fallen. Der erste Plasmabetrieb ist für das Jahr 2050 vorgesehen [128].

DEMO1 bezeichnet das europäische Konzept<sup>15</sup> eines gepulsten Tokamak Reaktors, mit einem großen Maschinenradius von neun Metern, einer elektrischen Ausgangsleistung von fünfhundert Megawatt und einer Plasma-Pulsdauer von zwei Stunden [128, 44].

Integrierte Kraftwerksstudien, welche im Parameterraum optimierte Design Punkte für spezielle Gewichtungen von Kriterien aus Technologie, Plasmaphysik sowie Ökonomie finden, werden mit sogenannten 0,5-dimensionalen System-Codes durchgeführt. Das europäische *Baseline Design* [45] wurde im Jahr 2015 durch Studien mit dem Code PROCESS [83] erstellt.

Fragestellungen der *Plasma-Wand-Wechselwirkung* (PWW) im Hauptraum der Brennkammer, und damit der Lebensdauer der ersten Wand - sowie implizit deren Rück-Kopplung auf die Reaktorverfügbarkeit und Ökonomie -, fehlen bisher in derartigen Studien.

Die etabliertesten System-Codes sind PROCESS [83, 84] sowie SYCOMORE [125] in Europa, und HELIOS [72] in den USA. Diese Codes berechnen die Strahlungsverluste im Kernplasma in 1d, aufgeteilt nach Liniенstrahlung der Plasma-Verunreinigungen sowie Synchrotron- und Bremsstrahlung. Zudem existieren Abschätzungen der Neutronen-Lasten der Wandkomponenten im Hauptraum der Brennkammer. Für die Leistungsabfuhr im Divertor wird entweder ein Kriterium verwendet, welches das Verhältnis der Leistung, die über die Separatrix strömt zum großen Maschinen-Radius auf höchstens siebzehn Megawatt pro Meter beschränkt [44], oder es wird die radiale Abfall-Länge der Leistung in der *Abschälschicht*<sup>16</sup> (SOL) über ein Multi-Maschinen-Skalierungsgesetz von Eich *et al.* [41] abgeschätzt. Aus der Abfall-Länge der Leistung wird die benetzte Oberfläche des Divertors abgeleitet, und für einen Abstrahlungs-Anteil derjenigen Leistung, die über die Separatrix strömt, wird die Wärmeflussdichte, die auf die Target-Platten des Divertors strömt, berechnet. Auch für die Wärme-Lasten der ersten Wand existieren in PROCESS Gleichungen. Dabei wird jedoch keine Modellierung der Plasma-Verhältnisse

---

<sup>15</sup>DEMO2 bezeichnet Konzepte eines technologisch weiterentwickelten Reaktors, der entweder durch einen hohen nicht-induktiven Stromtrieb, dem sog. *Bootstrap*-Strom beim Tokamak (Physikalische Grundlagen des *Advanced Tokamaks* in [140]), oder durch die andersartige und komplexere Spulen-anordnung des Stellarators, im Dauerbetrieb, dem sog. *steady state*-Betrieb, Strom erzeugen soll.

<sup>16</sup>Die *Abschälschicht* bezeichnet den Bereich offener magnetischer Feldlinien, welcher den Raum zwischen der letzten geschlossenen magnetischen Flussfläche (Separatrix) und der ersten Wand der Brennkammer einnimmt.

innerhalb des SOL vorgenommen. Die Erosion im Hauptaum der Brennkammer durch aufprallende Ionen und Atome wird in keinem dieser System-Codes modelliert oder durch vereinfachte Gleichungen abgeschätzt.

Für eine solche Modellierung stehen grundsätzlich mehrere am Experiment validierte Codes zur Verfügung:

1. Zur Modellierung der Neutralgas-Kinetik in der Plasma-Randschicht sowie der Zerstäubung von Wandkomponenten durch Neutralteilchen, wurde der 3d Monte Carlo Code EIRENE [120] entwickelt. Dieser stellt das Standard-Werkzeug zur Modellierung des Divertors an ITER dar.
2. Für Modellierungen der Plasma-Dynamik in 2d / 2,5d wurden die Codes B2 [16, 17] / B2.5 [18] entwickelt.
3. Für eine detaillierte Modellierung der Trajektorien von erodiertem Wand-Material wurden die Codes ERO [109, 77] bzw. ERO2.0 [5] entwickelt. Diese erlauben eine Abschätzung der re-Deposition von erodierten Wand-Atomen, sowie der Selbstzerstäubung durch im SOL ionisierte und nach einer Beschleunigung im elektrischen Feld der Debye-Schicht auf die Wand zurückkehrende erodierte Oberflächen-Atome.

Für eine integrale Modellierung der Netto-Erosion durch Atome und Ionen, welche durch eine Zusammenführung der bestehenden Randschicht-Codes gewährleistet werden könnte, mangelt es zur Integration in die System-Modellierung an Verfügbarkeit sowie Kompatibilität.

Jedoch wurden mit diesen Werkzeugen gezielte Studien zur Beantwortung komplexer Fragestellungen der PWW vorgenommen. Für ITER wurde von Behrisch *et al.* durch Studien der Wand-Erosion mit B2-EIRENE vorhergesagt, dass die Erosion durch umgeladene Neutralteilchen ein ebenso wichtiger Mechanismus werden könnte, wie die Erosion durch auftreffende Ionen. Die Gesamterosion wurde auf etwa 5 Kilogramm Wolfram pro Betriebstag, sowie einer Tonne Wolfram pro *Vollbetriebsjahr* (fpy) geschätzt [10].

Die verstärkte Wandschädigung durch Neutral-Teilchen an ITER ist logisch, denn die Evolution von Tokamaks führt zu immer größeren Reaktoren mit stärkerem äußeren Magnetfeld sowie getriebenem Plasma-Strom, einem verbesserten Energie- und Teilchen-Einschluss, sowie verlängerten Plasma-Pulsen. Lange Plasma-Pulse und hohe Güten des Energie- und Teilcheneinschlusses sind der Schlüssel für eine optimierte Leistungsbilanz, i.e. ein möglichst kleines Verhältnis aus investierter Betriebsleistung zur erzeugten elektrischen Ausgangsleistung. Hohe Einschluss-Güten führen jedoch dazu, dass der Teilchen-Transport aus dem Kernplasma in den SOL abgeschwächt wird. Dadurch werden die Ionen-Flüsse<sup>17</sup>, die schädigend auf die Wand prallen reduziert. Gleichzeitig wird

---

<sup>17</sup>In DEMO1-relevanten Fusionsplasmen werden folgende Ionen-Spezies erwartet: Deuterium und Tritium (Brennstoff), Helium (Fusions-Asche), Stickstoff / Krypton / Xenon (*Seeding Gas*) sowie Wolfram (erodiertes Wandmaterial). In aktuellen Tokamak-Experimenten werden diese Edelgase gezielt ins Divertor-Plasma eingebracht (*Seeding Gas*), um die abgeführte Leistung von den sehr lokalisier-ten *strike points* an den Target-Platten, durch die angeregte Linien-Abstrahlung ins Volumen zu

## Kapitel 1. Einleitung

in der Plasma-Randschicht eine große thermische Energie gespeichert. Die hohen Temperaturen im sog. Randschicht-Pedestal führen dazu, dass durch Ladungsaustausch-Stöße zwischen *heißen* Plasma-Ionen und typischer Weise *kalten* Neutralteilchen, hochenergetische Neutralteilchen aus dem magnetisch eingeschlossenen Kernplasma heraustragen und auf die erste Wand im Hauptraum der Brennkammer prallen. Auf Grund der kontinuierlichen großen externen Zufuhr an Brennstoff-Neutral-Teilchen, dem sog. externen *Fuelling* des Kernplasmas, ereignen sich an Tokamaks mit einer hohen Leistung wie ITER, i.e. fünf hundert Megawatt Fusions-Leistung, solche Umladungsstöße in heißen Plasma-Bereichen mit sehr hohen Stoßraten.

Für DEMO1, i.e. einem Kraftwerk mit zwei Gigawatt Fusions-Leistung, kann daher erwartet werden, dass die Zerstäubung der ersten Wand vorwiegend durch in heißen Plasma-Bereichen umgeladene Neutralteilchen hervorgerufen wird. Explizit für DEMO liegen keine veröffentlichten Studien auf diesem Gebiet vor. Tokar *et al.* veröffentlichten im Jahr 2017 Ergebnisse einer gezielten Modellierung der Zerstäubung an *Port Plugs* in der Brennkammer, i.e. den Öffnungen von Plasma-Diagnostiken bzw. Aktuatoren, durch heiße Atome [143]. Dabei wurde als wandseitige Neutralen-Quelle das Wand-Recycling und nicht die externe Brennstoff-Zufuhr modelliert.

Das Ziel dieser Arbeit stellt die Entwicklung eines Werkzeugs dar, welches die Abschätzung der stationären globalen Netto-Erosion im Hauptraum der Brennkammer eines Tokamaks erlaubt. Dabei steht insbesondere die Modellierung der Kinetik von Neutralteilchen sowie der durch diese verursachten Zerstäubung einer Wolfram-Wand im Fokus. Die Modellierung sollte in zur System-Modellierung kompatibler Weise erfolgen und an spezielle Erfordernisse der Modellierung von DEMO1 angepasst werden. Die Modellierung der wandseitigen Neutralen-Quelle sollte sowohl das Wand-Recycling als auch die externe Brennstoff-Zufuhr beinhalten. Ferner sollte das erstellte Werkzeug verifiziert werden.

Neben der Wärmelasten, sowie der Zerstäubung der obersten protektiven Wolfram-Schicht der ersten Wand an DEMO1, kommt es auf Grund des Mechanismus der Energieauskopplung aus einem Deuterium-Tritium-Plasma zur Schädigung des Strukturmaterials im Reaktor-*Blanket*. Die Brenn-Reaktion im Kernplasma, i.e.



führt zur Freisetzung von Neutronen mit einer kinetischen Energie von 14,1-Millionen Elektronenvolt. Diese fliegen durch die erste Wand tief ins Reaktor-Blanket und werden durch inelastische Stoßkaskaden moderiert. Beim Durchdringen der ersten 10 Zentimeter des Blankets werden etwa neunzig Prozent<sup>18</sup> der kinetischen Energie der Neutronen in Wärme<sup>19</sup> umgewandelt. Die moderierten Neutronen erzeugen anschließend hohe Reakti-

---

verteilen. Mit Stickstoff konnten am *Joint European Torus* (JET) neunzig Prozent der über die Separatrix strömenden Leistung im Divertor abgestrahlt werden; an ASDEX Upgrade (AUG) wurde ein vergleichbarer Wert mit Krypton erreicht [12].

<sup>18</sup>Einige Monate vor der Aufnahme der Arbeiten an dieser Dissertation wurde mir die Aufgabe aufgetragen, ein vereinfachtes Modell des Tritium-Kreislaufs sowie der Neutronenschädigung im Reaktor-Blanket zu entwerfen. Die Angabe bezieht sich auf die Ergebnisse dieser Modellierung, welche an das Modell aus dem Buch von J. Freidberg [47] angelehnt war.

<sup>19</sup>Der konventionelle Mechanismus der Energieauskopplung und Stromerzeugung ist genau die Wärme-Aufnahme des Kühlmittels, sowie der dadurch bedingte Antrieb der Generator-Turbine zur elektri-

onsraten für die zur Selbst-Versorgung benötigte Tritium-Brut-Reaktion mit dem in den Brut-Zonen befindlichen Lithium<sup>20</sup>. Im Struktur-Material kommt es auf Grund der Stoßkaskaden zwischen Gitteratomen des Festkörpers und den Neutronen zu Schädigungen. Diese werden in *Verrückungen pro Atom* (engl.: *displacements per atom* (dpa)) gemessen. Die durch die Verrückungen im Festkörper-Gitter induzierte Versprödung des Materials führt zwangsläufig zum Austausch der Komponente. Für DEMO1 wurde die Neutronen-Schädigung im Blanket mit MCNP-Rechnungen modelliert. Ferner wurde in der europäischen *Roadmap Horizon 2020* für Stromerzeugung aus Kernfusions-Technologie festgelegt, dass es nach einer Schädigung von zwanzig bzw. fünfzig Verrückungen pro Atom zum Austausch des Start- bzw. Nachfolge-Blankets an DEMO1 kommen werde [128].

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit umfasst das systematische Studium der Netto-Erosion der ersten Wand im Hauptraum der Brennkammer zur Identifikation von *akzeptablen* Parameter-Bereichen der Randschicht für das aktuelle Baseline Design von DEMO1. Dazu soll ein Kriterium für - in Anbetracht der Neutronen-Schädigung des Blankets - *akzeptable* Netto-Erosionsraten, welche durch Plasma-Wand-Wechselwirkung verursacht werden, erarbeitet werden.

---

schen Umwandlung in Strom.

<sup>20</sup>Auf Grund des parasitären Neutronen-Einfangs beim Durchdringen der Plasma-seitigen Wolfram-Schicht, ist die Dicke dieser Schicht auf höchstens zwei bis drei Millimeter begrenzt [15]. Weitere Neutronen-Verluste entstehen für das Tritium-Brüten durch mit Diagnostik-*Port Plugs* bedeckte Oberflächen-Bereiche der Brennkammer. Zur Kompensation werden die Brut-Zonen bei den europäischen Blanket-Konzepten für ITER, mit Materialien wie Beryllium oder Blei zur Neutronen-Verfielfachung angereichert [14].

*Kapitel 1. Einleitung*

## Kapitel 2.

# Codes zur Randschichtmodellierung in Kernfusionsplasmen

Die Bedeutung von Neutralteilchen-Effekten für die Plasmadynamik in der Randschicht von Kernfusions-Plasmen, war in der Kernfusions-Forschung bereits zum Ende der 1970er Jahre bekannt. Insbesondere die Rolle des Recyclings an aus der Wandebene herausragenden *Limitern*<sup>1</sup> sollte mithilfe von Neutralgas-Transportcodes modelliert werden.

Die erste Veröffentlichung eines Neutralgas Monte Carlo Codes, geht auf M.H. Hughes und D.H. Post und den Code AURORA im Jahr 1978 zurück [68]. In AURORA wurde der Tokamak als unendlicher Kreiszylinder<sup>2</sup> behandelt. Die Plasmaparameter wurden als Funktionale der Radius-Koordinate vorgegeben. Der Code wurde zur Abschätzung der Wandreflexion, der Oberflächenzerstörung, sowie der radialen Neutralgasverteilung verwendet.

Aus AURORA ging unter anderem der 3-dimensionale kinetische Monte Carlo Code EIRENE hervor, der seit den frühen 1990er Jahren eines der Standardwerkzeuge zur Modellierung von ITER<sup>3</sup> darstellt [123].

EIRENE ersetzt Anfang der 1980er Jahre<sup>4</sup> geometrisch den unendlichen Zylinder durch eine poloidal gesehene kreissymmetrische Tokamak-Anordnung, welche durch eine Anordnung zweidimensionaler poloidaler Gitternetze an verschiedenen toroidalen Positionen approximiert wurde [120]. Die Gitterfeinheit war variabel, und insbesondere in der Umgebung des angrenzenden Limiters besonders fein. EIRENE wurde in der Planungsphase von TEXTOR (damals KFA Jülich) zum Studium von Recycling-Effekten möglicher Limiter- bzw. Divertor-Konfigurationen an TEXTOR entwickelt.

Im Jahr 1986, wurde mit B2 ein umfangreicher 2-dimensionaler Multi-Fluid-Code im Rahmen der Dissertation [16] und eines NET-Reports [17] von B.J. Braams veröffentlicht,

---

<sup>1</sup>Mit *Limiter* wird eine materielle Barriere zur äußeren Begrenzung des Plasmas in der Brennkammer bezeichnet. Zur Teilchen- und Leistungsabfuhr wird an heutigen Tokamaks typischerweise eine *Divertor*-Konfiguration bevorzugt.

<sup>2</sup>Der reduzierten Rechenkapazität damaliger Computersysteme war geschuldet, dass im Vergleich zu heutigen Codes stark vereinfachende Annahmen getätigten wurden, etwa die eines mono-energetischen initialen Ionenflusses auf die erste Wand, sowie monoenergetischer Neutralteilchen, welche nach Ladungsaustausch-Stößen, anstelle einer Energieverteilung, die mittlere Energie eines Ions des lokalen Plasma-Hintergrunds trugen.

<sup>3</sup>International Thermonuclear Experimental Reactor; wird derzeit in Cardarache (Frankreich) gebaut [107].

<sup>4</sup>Mit DEGAS (Princeton Plasma Physics Laboratory) [62] und NIMBUS (Vorabstudien zum JET-Tokamak) [30] wurden in etwa zeitgleich zwei weitere „Ableger“ von AURORA entwickelt [123].

welcher es erlaubte, die Plasmadynamik in der Randschicht von Tokamaks zu berechnen. B2 löste die klassischen Braaginskii-Gleichungen [20] (Transport-Prozesse im Plasma) in 2 Dimensionen. Der parallele Transport wurde klassisch (Braginskii) und der senkrechte Transport *anomalous* beschrieben.

Zur Berechnung des Transports von erodiertem Wandmaterial, wurden die Codes ERO<sup>5</sup> (1993) und dessen Weiterentwicklung ERO2.0 (2016) entwickelt. ERO wurde zunächst zur Abschätzung der Erosions- und Depositionsraten von Limiter-ähnlichen Kohlenstoff-Proben, welche dem SOL-Plasma von JET-Entladungen ausgesetzt wurden, entwickelt. Aktuelle Studien beziehen sich typischerweise auf Beryllium- sowie Wolfram- Divertor- und Wandkomponenten. ERO2.0 erweiterte ERO um eine verbesserte Beschreibung der Magnetfeld- sowie Oberflächentopologie der Komponenten mit Plasmakontakt.

Ab den späten 1980er Jahren kam es zur iterativen und nicht-linearen Kopplung<sup>6</sup> von kinetischen Neutralgas- sowie Fluidodynamikcodes (z.B. B2-EIRENE / SOLPS). SOLPS<sup>7</sup> wurde verwendet, um den ITER-Divertor sowie die Anforderungen an das System der Brennstoffzu- und abfuhr zu Modellieren.

Parallel wurden fortan die Codes (z.B. B2 → B2.5) zu neueren Versionen erweitert und mit stets detaillierteren Beschreibungen der physikalischen Wechselwirkungen und geometrischen Detaillierung und Anordnung versehen.

In B2.5 (ab 1996) wurden sämtliche Gleichungen separat für Elektronen sowie sämtliche Ladungszustände der verschiedenen Ionenspezies gelöst<sup>8</sup>. Die Gleichungen umfassten die Kontinuitäts- sowie Impulsbilanzgleichungen diverser Ionenspezies sowie deren Koppelungsterme durch Ionisation, Rekombination und Reibung, sowie eine Elektronen- sowie Ionen- und Neutralteilchentemperaturgleichung, und eine Gleichung für das elektrische Potenzial [18]. Diese Codes erlauben es heute - in kombinierter Anwendung - zeitabhängige und lokale sowie komplexe Fragestellungen zu beantworten. Selbst auf heutigen Computersystemen können dazu - je nach Detailgrad und wissenschaftlicher Fragestellung - für einen Parametersatz, einige Sekunden bis hin zu vielen hundert Stunden an Rechenzeit nötig sein [8]. In der konkreten Planung eines Kernfusionsreaktors (Tokamak / Stellarator) bzw. Experiments, können dynamische Lösungen für sehr spezifische und lokale Fragestellungen gefunden werden.

---

<sup>5</sup>Im Jahr 1993 wurde eine erste Beschreibung des Codes ERO publiziert [109]. Eine detaillierte Beschreibung von ERO kann in [77] gefunden werden.

<sup>6</sup>Die Kopplung geschah zunächst mit erheblichen Schwierigkeiten im Konvergenzverhalten, insbesondere im Falle starken Wandrecyclings, welche in den 1990er Jahren gelöst werden konnten [123].

<sup>7</sup>Bis zur Version SOLPS4.0 war nicht die neuere Version des Multifluidcodes B2.5, sondern die ursprüngliche Version B2, enthalten. Zu Beginn des Jahres 2015 wurde ein neues dediziertes Kombi-Paket, bestehend aus der umfangreichsten Version von EIRENE sowie des aktualisierten Fluidcodes B2.5 [18], sowie eines verbesserten numerischen Kopplungsalgorithmus, als SOLPS-ITER eingeführt [158].

<sup>8</sup>Zusätzliche Weiter-Entwicklungen waren eine verbesserte räumliche Diskretisierung und der dazugehörige Lösungsalgorithmus [78].

## 2.1. Integrierte Systemmodellierung

Im Rahmen der Frühdesignphase eines gepulsten kommerziellen europäischen Demonstartionskraftwerks - mit dem Arbeitstitel DEMO1 - werden mit Hilfe von 0,5d Systemcodes, physikalische, technologische und ökonomische Wechselwirkungen durch Skalierungsgesetze und vereinfachte Modelle, sowie Parameterabhängigkeiten approximiert, sodass für eine spezielle Gewichtung / Fragestellung (der Figure of Merit) innerhalb von Sekunden bis Minuten ein lokales Optimum (Design Punkt) innerhalb dieses Parameterraums gefunden werden kann.

Die Frage der Wandflüsse sowie -erosion im Hauptraum der Brennkammer, ist mit den bestehenden Codes nicht ohne erheblichen Aufwand in die Systemmodellierung integrierbar. Dies würde eine aufwändige Ankopplung von nur bedingt kompatiblen Codes wie B2.5, EIRENE sowie ERO2.0 erfordern. Diese Codes müssten dazu in reduzierter Kapazität mit einem kongruenten Parametersatz unter einer vereinheitlichten Geometrie in einer übergeordneten Programmroutine initialisiert werden.

Um Aspekte der Plasma-Wand-Wechselwirkung (PWV) in die Frühdesignphase der DEMO1-Modellierung, sowie in globale Systemstudien einzubringen, wird vielmehr ein dediziertes kompatibles und geschlossenes Werkzeug benötigt. Dieses sollte in der Lage sein, eine vereinfachte Fragestellung unter Verwendung von wenigen Parametern, zu beantworten.

Eine solche Fragestellung stellt eine Abschätzung der globalen stationären Nettoerosion durch Neutralteilchen und Ionen dar.

Modellierungs-Parameter, welche kompatibel zu Systemcodes wie PROCESS [83] sind, könnten jene für

- die Beschaffenheit und Stärke des Transports innerhalb des SOL (senkrecht zu magn. Feldlinien:  $D_{\perp}$ ,  $v_{\perp}$ ; parallel dazu:  $\tau_{\parallel}$ ),
- den mittleren Wandabstand der Separatrix ( $\Delta_{SOL}$ ),
- die Beschaffenheit des Randschicht-Pedestals (an der Spitze: Druck  $p_{ped}$ , Dichte  $n_{ped}$  und Temperatur  $T_{ped}$ ; an der Separatrix: Dichte  $n_{sep}$  und Temperatur  $T_{sep}$ ; dazu: Breite  $\Delta_{ped}$ )
- sowie Parameter der externen Brennstoffzufuhr (Frequenz  $\nu_{pel}$  und Geschwindigkeit  $v_{pel}$  injizierter gefrorener Pellets; Bedarf an wandseitigem Zufluss  $\Gamma_{ext}$ ),

sein.

## 2.2. Entwicklung des CELLSOR-Codes zur dedizierten Erweiterung der Systemmodellierung

Mit CELLSOR [9] wurde im Rahmen dieser Arbeit ein solches dediziertes Werkzeug entwickelt. CELLSOR ermöglicht vereinfachte globale Fragestellungen der Plasma-Wand-Wechselwirkung, in einheitlicher und prinzipiell zu Systemcodes kompatibler Weise zu

beanworten.

Für die Modellierung wurden in CELLSOR teilweise analoge Ansätze wie bei den Codes EIRENE, B2 und ERO verwendet und im Rahmen einer geschlossenen 1.5-dimensionalen Behandlung zusammengeführt. Ferner wurden dedizierte Erweiterungen, wie ein Pellet-Ablationsmodell zur Teilchenbilanzierung zwischen Kernplasma und dem SOL, in den Code integriert. Der Code wurde in den Sprachen Python2.7 und Cython unter Verwendung der Pakete *Numerical Python* und *Scientific Python* geschrieben.

### 2.2.1. Schnittstellen zwischen CELLSOR und Systemcodes

System Codes lösen - wenn auch in 0,5d - ein gekoppeltes System nicht-linearer Gleichungen und selektieren teilweise noch ein globales Maximum an Hand einer vorgegebenen Figure of Merit (FoM). Fragen der PWW durch direkte Ankopplung von CELLSOR in diesen Optimierungsprozess, mit einzubeziehen, ist aus Rechenzeitgründen nicht sinnvoll<sup>9</sup>. Dennoch bieten sich mehrere Möglichkeiten:

- Für ein mit einem System Code gefundenen Design Punkt könnte hinsichtlich der Erfüllung einer durch die globale Erosion vorgegebenen Randbedingung, abschließend bewertet werden, für welchen Wandabstand dieser als gültig bzw. ungültig erklärt würde. Dazu könnten einige Parameter vom Systemcode an CELLSOR übergeben und jener in einer mehrstündigen Raster-Routine gestartet werden.
- Aus den, mit Hilfe systematischer Studien, durch CELLSOR-Rechnungen gefundenen Ergebnissen, könnten Skalierungsgesetze abgeleitet und in bestehende Systemcodes implementiert werden. Auf diese Weise könnten Systemcodes ohne Rechenzeiteinbussen, bereits während der Optimierungsroutine, um eine Abschätzung der globalen mittleren Netto-Erosion, erweitert werden<sup>10</sup>.

### 2.2.2. Entwicklungsschritte

Entwickelt wurde zunächst der 1d Monte Carlo Code CELLSOR (s. Kap. 4). Dieser löst eindimensionale kinetische Gleichungen<sup>11</sup> in einem 7-dimensionalen Phasenraum<sup>12</sup> innerhalb eines dreidimensionalen Torus, über den poloidal und toroidal gemittelt wird, i.e.

---

<sup>9</sup>Eine iterative CELLSOR-Rechnung, bei der - vergleichbar zu SOLPS - kinetische und Fluidgleichungen mit gegenseitigem *Feedback* gelöst werden, benötigen bei einer Zellauflösung im Millimeter-Bereich wenigstens mehrere Minuten [9].

<sup>10</sup>Sollten im *Baseline*-Scenario für das Skalierungsgesetz vorausgesetzte Zahlenwerte des DEMO1-Referenzdesigns verändert werden, etwa für das Temperaturpedestal oder die Separatrixdichte, so könnte mit Hilfe von CELLSOR einmalig und zügig eine neue Skalierung gewonnen und in die System Code Gleichungen eingebaut werden.

<sup>11</sup>Die Profile des Plasmahintergrunds sowie der Ratenkoeffizienten für Wechselwirkungsprozesse zwischen Testteilchen und Plasmahintergrund, werden als Funktionen der Radiuskoordinate  $\rho$  vorgegeben (Ionisation, Dissoziation) bzw. berechnet (Ladungsaustausch).

<sup>12</sup>Der 7-dimensionale Phasenraum wird aufgespannt aus 3-dimensionalen karthesischen Vektoren des Impulses ( $\vec{p}$ ) sowie der Position ( $\vec{\rho}$ ) und des Testteilchenzustands (Molekül- bzw. Atomspezies D/T/D<sub>2</sub>/T<sub>2</sub>/DT).

### 2.3. CELLSOR-Studien zur Analyse der PWW an DEMO1

Zellen entsprechen den geometrischen Zwischenräumen von Flussflächen. Diese spezielle Anordnung erlaubt es zügig in 1d die mittleren Eindringtiefen für Atom- sowie Molekül-Plasma Wechselwirkungen und das resultierende Neutralgasprofil zu berechnen, dabei aber - auf Grund der Isotropie von Ladungsaustausch-Stößen - die exakten räumlichen Winkel zur Oberflächennormalen beim Wandaufprall zu erhalten<sup>13</sup>.

Weiterhin wurde eine analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung in 1.5d innerhalb des SOL formuliert, welche eine schnell-konvergierende und vollkompatible Kopplung von kinetischer (CELLSOR) und Fluidbeschreibung erlaubt<sup>14</sup>. Zur Abschätzung der Zersäubung durch Ionen wurde - für die gefundenen konvergenten Lösungsflüsse - ein vereinfachtes analytisches 0d Modell, welches die Beschleunigung innerhalb der Debye-Schicht anhand des Plasmatemperaturprofils approximiert, entwickelt.

Die Erweiterung CELLSOR ERO wurde schließlich entwickelt, um das Neutralgasprofil von erodiertem Wolfram, sowie die Ionisationsverteilung und dadurch den Anteil prompt re-deponierender Wolfram-Atome, sowie den Anteil der Selbstzerstörung durch prompt zurückkehrende Wolframionen, abzuschätzen.

Weiterhin erlaubt das in CELLSOR integrierte Ablationsmodell, zwischen der Brennstoffzufuhr durch Gaseinlass sowie Pellet-Injektion, zu unterscheiden. Die zusätzliche Teilchenbilanzierung zwischen Kernplasma und SOL erlaubt ferner, den benötigten Fluss der externen Zufuhrsysteme abzuschätzen<sup>15</sup>.

## 2.3. CELLSOR-Studien zur Analyse der PWW an DEMO1

Die Kompatibilität zur Systemmodellierung war eine wichtige Motivation zur Entwicklung des CELLSOR-Codes. Darüber hinaus wurden systematische Studien allein mit CELLSOR und CELLSOR ERO durchgeführt, um Erkenntnisse der Prozesse und der Rolle der Parameter der Plasmarandschicht, im Kontext der PWW im Hauptraum der Brennkammer von DEMO1, zu gewinnen.

Diese Studien stellen den Kern dieser Arbeit dar. Sie wurden mit einem typischen Parametersatz, welcher an das aktuelle *Baseline*-Design für DEMO1 angelehnt wurde, durchgeführt. Die aus der Auswertung der Ergebnisse dieser Studien gewonnenen Erkenntnisse, ermöglichen eine Bewertung der Signifikanz von Randschichtparametern für die PWW. Ferner konnte mit Hilfe dieser Studien, wichtige Aspekte einer Antwort auf die wissenschaftliche Fragestellung, wie ein auf die PWW im Hauptraum der Brennkammer von DEMO1 optimiertes Plasma-Scenario aussehen könnte, erarbeitet werden. Solche Erkenntnisse könnten ein wichtiger Baustein zur Anpassung der Strategie zum Auffinden

<sup>13</sup>Dies ist eine positive Besonderheit von CELLSOR, denn: die Zerstörungskurven nach Eckstein zeigen starke Winkelabhängigkeiten für den Beschuss  $D/T \rightarrow W$ .

<sup>14</sup>Dabei wird jedoch - anders als bei B2 - nicht die Energiebilanzgleichung innerhalb des SOL gelöst.

<sup>15</sup>Insbesondere im Falle eines hochdichten SOL mit geringer Neutralen-Opazität, können - für große Wandabstände der Separatrix - Fälle auftreten, bei denen nur wenige zehn Prozent der am Gasventil startenden Brennstoffneutralen ( $D,T$ ), das Kernplasma erreichen, um dort nach Ionisationsstößen, als Brennstoffquelle zu wirken. Bei der Injektion gefrorener Pellets wurden dagegen in sämtlichen modellierten Testfällen mehr als 95 % des Brennstoff ins Kernplasma transportiert, ablatiert und anschließend ionisiert.

*Kapitel 2. Codes zur Randschichtmodellierung in Kernfusionsplasmen*

zukünftiger DEMO-Designs werden.

# Kapitel 3.

## Grundlagen

### 3.1. Kernfusion

Bei der Verschmelzung zweier leichter Kerne, i.e. zweier Kerne mit  $Z < 26$ , kann Kernbindungsenergie im Bereich mehrerer Millionen Elektronenvolt<sup>1</sup> freigesetzt werden.

Die Bedingungen von Kernfusionsreaktionen werden durch das konkurrierende Verhältnis zwischen der anziehenden starken Kraft<sup>2</sup> und der abstossenden elektromagnetischen Kraft, welche schwächer werdend auf unendlich grosse Distanzen  $r$  zwischen zwei Ladungen  $q_1$  und  $q_2$  wirkt, bestimmt:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (3.1)$$

Die starke Kraft wirkt degegen extrem stark auf sehr kleinen Skalen direkt benachbarter Kernbausteine. Die Kopplungsstärke der Quantenchromodynamik wird durch

$$\alpha(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (3.2)$$

beschrieben, d.h. sie fällt mit dem Kehrwert von  $\ln \Lambda$  ab, wobei  $\Lambda$  ein experimentell bestimmbarer Skalenparameter ist [118].

Damit es also zur Fusion zweier Kerne kommen kann, muss zunächst das abstossende Coulomb-Potenzial, welches aufgrund der Protonen beider Kerne besteht, überwunden werden. Durch den quantenmechanischen Tunneleffekt geschieht dies auch bei thermischen Energien hinreichend oft. Die Tunnelwahrscheinlichkeit wird durch

$$W_T = \exp \left\{ -\frac{\pi q_1 q_2 e^2}{\epsilon_0 h \nu} \right\} \quad (3.3)$$

beschrieben, und wächst folglich mit der Relativenergie  $E = h\nu$  zweier Stosspartner an.

---

<sup>1</sup>Ganz im Gegensatz zu chemischen Verbrennungsprozessen, bei denen die Bindungsenergien der Elektronen im Bereich von einigen Elektronenvolt liegen.

<sup>2</sup>Die starke Wechselwirkung ist bei 2,5 fm in etwa gleich stark wie die elektromagnetische Wechselwirkung. Innerhalb ist sie deutlich stärker, wirkt bis 0,5 fm abstossend und oberhalb davon anziehend.

### 3.1.1. Deuterium-Tritium-Reaktion

Die Reaktionswahrscheinlichkeit lässt sich energieabhängig durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma(E)$  angeben. Energien bzw. Temperaturen oberhalb von 20 keV<sup>3</sup> lassen sich in einem thermischen System wie einem Plasma, aufgrund von Abstrahlungsprozessen und Transportverlusten, nur schwer erreichen. Bevorzugt sind also Reaktionen, die bei kleineren Energien einen Wirkungsquerschnitt im Bereich von einigen Barn (bn) aufweisen und zudem Kernbindungsenergie von mehreren Millionen Elektronenvolt freisetzen. Zusätzlich sollte die Reaktion in einem thermischen System einen Mechanismus für den Energieeinschluss, sowie die gezielte Energieauskopplung ermöglichen, d.h. nutzbar machend für die elektrische Umwandlung. Die vielversprechendste Reaktion ist dabei die Reaktion eines Deuterium- und eines Tritiumkerns,



bei der die Energieauskopplung über das Neutron geschehen kann, welches 80 % der freiwerdenden Energie trägt<sup>4</sup>.

### Tritium-Brutreaktion

Der Massenbedarf an Tritium für ein Kernfusionskraftwerk beträgt 56 kg T pro Gigawatt Fusionsleistung und Betriebsjahr (s. A). Auf Grund der kurzen Halbwertszeit (12,3 Jahre) des radioaktiven Tritiums, sowie dem geringen natürlichen Vorkommen (wenige Kilogramm), muss das benötigte Tritium auf der Anlage selbstversorgend erbrütet werden<sup>5</sup>.

Brutreaktionen treten an beiden Lithium-Isotopen, dem selteneren <sup>6</sup>Li (7,5 %) und dem häufigeren <sup>7</sup>Li (92,5 %) auf, jedoch ist nur Erstere exotherm und mit stark abgebremsten Neutronen möglich:



Das Brüten geschieht im sogenannten Reaktorblanket (Kap. 3.3.4) mit bis auf 90 % angereichertem <sup>6</sup>Li.

Das Prinzip ist folgendermaßen: in der Brennkammer werden bei Fusionsreaktionen Neutronen *geboren*, mit einer kinetischen Energie von  $E_{kin} = 14,1 \text{ MeV}$ . Diese treffen auf die erste Wand und werden dort durch Stöße mit Atomen des Festkörpergitters moderiert<sup>6</sup>. Einerseits soll auf diese Weise die konventionelle Stromerzeugung erfolgen, indem die im

---

<sup>3</sup>In der Plasmaphysik werden Temperaturen typischerweise in Elektronenvolt angegeben. Dabei gilt: 1 eV  $\equiv 11604 \text{ K}$ .

<sup>4</sup>Die restliche Energie, die der Helium-Kern trägt, kann zur Heizung des thermischen Systems genutzt werden, falls die Teilcheneinschlusszeit im System die Zeit zur Thermalisierung durch Stoßprozesse überschreitet.

<sup>5</sup>Noch besteht zudem die Möglichkeit, Tritium, welches bei Schwerwasser moderierten Kernkraftwerken wie CANDU durch Neutroneneinfang gebildet wird, einzukaufen. Die Kosten liegen einerseits bei einigen 100k Dollar / Gramm T [159], und andererseits werden dort jährlich nur etwa 4 Kilogramm produziert.

<sup>6</sup>Mehr als 90 Prozent der kinetischen Energie wird beim Durchdringen der ersten 10-15 Zentimeter der Wandoberfläche an deren Gitteratome abgegeben.

Blanket entstehende Wärme von einem Kühlmittel aufgenommen wird, welches dann eine Verdampferturbine betreiben soll. Gleichzeitig werden die nun moderierten Neutronen für die Tritium-Brutreaktion (Gl. 3.5) verwendet.

## 3.2. Plasmaphysik

Ein Plasma bezeichnet ein hoch-ionisiertes, *quasineutrales* Gas, für das gilt

$$\frac{n_e - Z_i n_i}{n_e} \ll 1. \quad (3.6)$$

Aufgrund des hohen Anteils an geladenen Teilchen, lassen sich Plasmateilchen von magnetischen Feldern führen und einschliessen.

### 3.2.1. Die Debye-Länge

Elektrostatische Potenziale von Testladungen im Plasma werden ausserhalb der sogenannten Debye-Länge

$$\lambda_D = 7437 \frac{T_e \text{ [eV]}}{n_e \text{ [m}^{-3}\text{]}} \quad (3.7)$$

durch das umgebende Plasma abgeschirmt, d.h. das Coulomb-Potenzial fällt - anders als im Vakuum - für  $r \geq \lambda_D$  rascher ab.

### 3.2.2. Formierung der Debye-Schicht

Als Debye-Schicht wird eine elektrostatische Raumladungszone bezeichnet, welche eine Übergangszone zwischen einem Plasma und einer leitenden Wand, ausbildet.

Bei der Formierung der Debye-Schicht<sup>7</sup>, nimmt diese eine positive Netto-Raumladung ein, während die mit Plasma *benetzte* Wand eine negative Oberflächenladung einnimmt. Ursache dafür ist die niedrigere Masse und erhöhte Mobilität der Elektronen gegenüber den Ionen, welche zu einem früheren Erreichen und einer negativen Aufladung der leitenden Wand, unmittelbar ( $\approx \mu\text{s}$ ) nach der Formierung eines ionisierten Plasmas, erfolgt. Die unmittelbar resultierende elektrische Potenzialdifferenz wirkt in der Folge für die Elektronen abbremsend und für die Ionen beschleunigend, und stellt sich derart ein, dass die Teilchenflüsse der Ionen und Elektronen auf die Wand, identisch werden (stationäre Verhältnisse). Dies geschieht beim sog. *Floating*-Potenzial  $V_{wall} = -3k_B T_e/e$  der Wand, welches relativ zum Plasmapotenzial besteht. Das *Floating*-Potenzial wird wiederum durch die Debye-Schicht vom angrenzenden Plasma abgeschirmt, d.h. das quasineutrale Plasma wird durch die positive Raumladung innerhalb der Schicht, vom Wandpotenzial annähernd abgeschirmt.

---

<sup>7</sup>Die Debye-Schicht wird ferner auch als Schicht, oder engl.: *Sheath* bezeichnet.

### 3.2.3. Die magnetische Vorschicht

Die Abschirmung des negativen elektrischen Wandpotenzials vom quasineutralen Plasma ist ausserhalb der Debye-Schicht nicht exakt Null, da es sich ja lediglich um ein deutlich steiler abfallendes Coulomb-Potenzial handelt, im Vergleich zur Ladung im Vakuum.

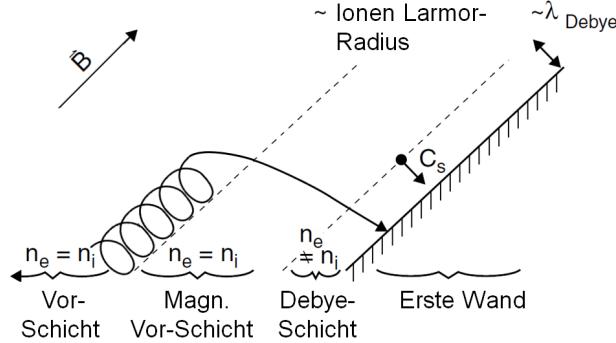


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der wandnahen Plasmabereiche Vorschicht, magnetische Vorschicht sowie Debye-Schicht mit quasi-parallel zur Wand verlaufenden magnetischen Feldlinien; nachbearbeitete Grafik aus [134].

Dies bedeutet, dass es eine Zone ausserhalb der Debye-Schicht gibt, die sog. magnetische Vorschicht<sup>8</sup> (engl.: *magnetic presheath*), deren negatives elektrisches Feld

$$E \approx \frac{k_B T_e}{2eL} \quad (3.8)$$

mit wachsendem Wandabstand  $L$  abnimmt, und innerhalb der magn. Vorschicht zu einer Beschleunigung der Ionen hin zur Wand führt (s. Abb 3.1).

### 3.2.4. Das Bohm-Kriterium

Das Bohm-Kriterium besagt, dass sich einerseits zwischen einem Plasma und einer leitenden Wand eine Debye-Schicht mitsamt magnetischer Vorschicht formiert, und dass andererseits geladene Teilchen, welche die magnetische Vorschicht erreichen, auf die lokale Ionenschallgeschwindigkeit

$$c_s \approx \sqrt{\frac{k_B (\gamma_i T_i + T_e)}{m_i}} \quad (3.9)$$

beschleunigt wurden, mit  $\gamma_i$ : polytroper Koeffizient (= Adiabatenkoeffizient; Näherung für kalte Ionen) [86]. Die Ursache dafür ist der Druckgradient des Plasmas zwischen Quelle (Zentrum) und Senke (leitende Wand), welcher das Plasma zur Wand „fliessen“ lässt.

---

<sup>8</sup>Die magnetische Vorschicht erstreckt sich ca. über die Breite einiger Larmor-Radien. Bei einer Temperatur von 10 Elektronenvolt, einer Dichte von  $3,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{s}^{-1}$  und einer magnetischen Flußdichte von 6 T, beträgt das Verhältnis von Larmor-Radius zu Debye-Länge etwa  $\rho_{DT}/\lambda_D \approx 100$ .

### 3.2.5. Die Mach-Zahl

Das erreichen der Schallgeschwindigkeit wird gemeinhin mit *Mach-1* bezeichnet. Im Falle der Ionen beträgt die lokale Schallgeschwindigkeit in paralleler Richtung<sup>9</sup> also

$$c_s(z) \approx M(z) \sqrt{\frac{k_B (\gamma(z) T_i + T_e)}{m_i}}, \quad (3.10)$$

beschrieben durch die Mach-Zahl  $0 \leq M(z) \leq 1$ .

In vereinfachten 0,5d Modellierungen des parallelen Plasmatransports, wird die mittlere Mach-Zahl als ein lokales Maß der erreichten Ionenschallgeschwindigkeit beim Eintritt in die Debye-Schicht<sup>10</sup> verwendet<sup>11</sup>.

### 3.2.6. Stoßprozesse

Die Wahrscheinlichkeit für Stoßprozesse zweier Teilchen, wird über den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  angegeben<sup>12</sup>. Dieser beschreibt die effektive Zielfläche in Barn ( $1\text{bn} = 10^{-28}\text{m}^2$ ), die das Target-Teilchen dem Projektil-Teilchen für Streuprozesse bietet.

Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und mittlerer relativer Teilchengeschwindigkeit  $v_{rel}$  wird als Reaktionsratenkoeffizient  $\langle \sigma v_{rel} \rangle$  bezeichnet, welcher die Einheit Kubikmeter pro Sekunde trägt und die Reaktionszahl pro Sekunde angibt, sofern mit der Dichte  $n$  möglicher Stoßpartner multipliziert wird.

#### Mittlere freie Weglänge

In Vielteilchensystemen kann in der Fluidbeschreibung für ein Test-Teilchen der relativen Projektilgeschwindigkeit  $v_{rel}$ , über die Dichte  $n$  möglicher Stoßpartner, sowie den Reaktionsratenkoeffizienten  $\langle \sigma v_{rel} \rangle$ , die mittlere freie Wegstrecke  $\lambda_{mfp}$  angegeben werden.

---

<sup>9</sup>Die Targetplatten des Divertors befinden sich bei  $z = L_{||}$  mit  $L_{||} \approx 2\pi R_0$ . Das heisst zur Abschätzung der Ionenschallgeschwindigkeit in paralleler Richtung, wird eine Annahme über das Profil der Machzahl  $M(z)$  sowie der Elektronen- und Ionentemperatur am Rande der magnetischen Vorschicht der Divertor-Targetplatten benötigt. Die lokale Temperatur, welche für den Übergang zum sogenannten Divertor-*Detachment* ausreicht, liegt typischerweise im Bereich von  $T_e, T_i \approx 1 - 2 \text{ eV}$ .

<sup>10</sup>Im Jahr 1949 etablierte Bohm im Rahmen der kompressiblen Fluidtheorie, dass Ionen auf Grund der Kraftfelder im Plasma beim erreichen der Grenzfläche zwischen Plasma und Debye-Schicht, auf die Ionenschallgeschwindigkeit  $c_s \propto \sqrt{k_B T/m}$  beschleunigt sein müssen. Stangeby und Allen postulierten für kalte-Ionen-Plasmen, dass dies ferner unabhängig der Geschwindigkeit in tangentialer Richtung, d.h. entlang der Plasma-Debyeschicht-Grenzfläche der Fall ist, i.e. jene einer geschlossenen *Mach-1-Fläche* entspricht [136]. Neuere Arbeiten konnten das Bohm-Kriterium zur Formierung einer Debye-Schicht für warme-Ionen Plasmen mit kinetischen Modellen, unter Verwendung eines globalen polytropen Koeffizienten  $\gamma_i$  [126, 127] bzw. einer lokalen Funktion von  $\gamma_i$  [86, 71], lösen, dessen Werte für *Fusionsplasmen* gegen  $\gamma_i \rightarrow 1,5$  konvergieren [71]. Unter Verwendung desselben polytropen Koeffizienten  $\gamma_i$  gelang es, dass kinetische- und das Fluidmodell zu einem vereinten Bohm-Kriterium zusammenzuführen [81].

<sup>11</sup>Im konkreten Fall der CELLSOR-Modellierung (Kap. 4) wurde eine mittlere Mach-Zahl  $\bar{M}$  verwendet, welche die Beschleunigungsstärke angibt von Ionen auf die lokale Schallgeschwindigkeit angibt, gemittelt über die Verbindungsstrecke entlang der  $z$ -Koordinate.

<sup>12</sup>Eine ausführlichere Behandlung der Grundlagen von Stoßprozessen kann in [47] gefunden werden.

### Kapitel 3. Grundlagen

Diese bezeichnet diejenige Wegstrecke  $x$ , die ein Teilchen einer Spezies  $i$  eines Flusses  $\Gamma_0$  vor einem Stoßprozess, in einem Medium mit Stoßpartnern der Spezies  $j$ , durchschnittlich im Plasma zurücklegen würde, bis der  $(1 - e^{-1})$ -fache Teil des Ursprungflusses  $\Gamma_0$  einen Stoß begangen hätte:

$$\lambda_{mfp} = \frac{v_{rel}}{n\langle\sigma v_{rel}\rangle}; \quad \Gamma(x) = \Gamma_0 e^{\left(-\frac{x}{\lambda_{mfp}}\right)}. \quad (3.11)$$

#### Ladungsaustausch

Ein für die Plasma-Wand-Wechselwirkung relevanter Stoßprozess ist der Ladungsaustauschstoss zwischen Neutralteilchen und Ionen



bei dem ein Elektron vom Neutralteilchen  $X_1^0$  an ein Ion  $X_2^+$  abgegeben wird, sodass es für beide Stosspartner zum Zustandswechsel zwischen elektrisch neutral und geladen kommt<sup>13</sup>.

#### Ionisation

Neutralteilchen  $X^0$  können durch Elektronenstoßionisation<sup>14</sup>



in den Ionenhintergrund des Plasmas übergehen. Bei diesem Stoßprozess wird einem im Atom gebundenen Elektron genügend Energie übertragen, um in einen ungebundenen Zustand überzugehen.

#### Neutralen-Abschirmung des SOL

Im Ergebniskapitel dieser Arbeit wird zur Bewertung der Güte eines Plasmascenarios hinsichtlich der PWW, die Fähigkeit des SOL,

1. kalte Neutralteilchen, welche durch das Wandrecycling ins Plasma gelangen, vom Eindringen in heiße Plasmabereiche innerhalb der Separatrix abzuschirmen,
2. heiße Neutralteilchen, welche in heißen Plazmazenen wie dem Randschichtpedestal durch Ladungsaustauschstöße freigesetzt werden, von der Wand abzuschirmen,

---

<sup>13</sup>Durch Umladungsstöße kalter Neutralteilchen mit heißen Ionen, können auf diese Weise hochenergetische Neutralteilchen entstehen. Diese lassen sich nicht magnetisch führen und können dadurch zu einer Gefahr für plasma-seitige Wandkomponenten werden. Andererseits wird bei der Plasmaheizung durch hochenergetische Neutralteilcheninjektion, dem Ionenhintergrund des Kernplasmas durch Ladungsaustauschstöße Energie zugeführt.

<sup>14</sup>Der Prozess der Protonenstoßionisation wird typischerweise erst bei Relativenergien im Bereich hunderter Kiloelektronenvolt relevant. Selbst im Zentrum heißer Tokamak-Plasmen, herrschen typischerweise Temperaturen von weniger als 30 Kiloelektronenvolt.

gesprochen<sup>15</sup>.

Dabei wird in Ersterem Fall von Neutralen-Abschirmung  $Scr_{rec}$  und in zweiterem Fall von Neutralen-re-Abschirmung  $Scr_b$  gesprochen.

Mathematisch lässt sich die Abschirmung  $Scr$  über die Breite des Wandabstandes der Separatrix, sowie die mittleren freien Weglängen für Ionisations- und Ladungsaustauschstöße, formulieren:

$$Scr = \Delta_{SOL} \cdot \left( \frac{\lambda_{mfp,iz} + \lambda_{mfp,CX}}{\lambda_{mfp,iz} \cdot \lambda_{mfp,CX}} \right) \quad (3.14)$$

Diese Formulierung, insbesondere die re-Abschirmung  $Scr_b$  wurde spezifisch zur verbesserten Auswertung der globalen Erosionsstudien während dieser Arbeit eingeführt.

Im Falle  $Scr \geq 1$  wird im positiven Sinne von einer Neutralen-Abschirmung gesprochen, wobei gilt, je stärker  $Scr >> 1$ , desto besser die Abschirmung. Die relative Opazität an unabgeschirmten Neutralteilchen, d.h. der Anteil des Startflusses, der den SOL ohne Stoßprozesse (Ionisation, Ladungsaustausch) passiert, wird durch

$$op = \exp(-Scr) \quad (3.15)$$

ermittelt. Die Durchlässigkeit von aus dem Pedestal in Richtung Wand zurückkehrende Neutralteilchen, wird analog mit re-Opazität  $op_b$  (des SOL) bezeichnet.

### 3.2.7. Transport

Die Bewegung von Plasmateilchen wird entweder kinetisch im 7-dimensionalen Phasenraum<sup>16</sup> anhand von Verteilungsfunktionen  $f(\vec{p}, \vec{v}, t)$  (Geschwindigkeit  $\vec{v}$ , Ort  $\vec{p}$ , Zeit  $t$ ) oder kollektiv als Fluid im 4-dimensionalen Raum über die Dichte  $n(\vec{p}, t)$ , die Fluidgeschwindigkeit  $v(\vec{p}, t)$  und den Druck  $p(\vec{p}, t)$  beschrieben. In der Magnetohydrodynamik (MHD) wird das Plasma zudem als Einzelfluid beschrieben, i.e. ohne Unterscheidung zwischen Elektronen und Ionen. Der stoßbehaftete klassische Transport geschieht durch Diffusion<sup>17</sup> entgegen des Dichtegradienten.

Die toroidale Geometrie von Tokamaks führt jedoch zu zusätzlichen Teilchendriften und Spiegeleffekten. Werden diese berücksichtigt, wird vom neoklassischen Transport gesprochen. In der Plasmarandschicht kommt es im H-Moden-Betrieb zudem zu verstärkt *anomalem* Transport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien, dessen Ursprung im Zusammenhang mit starken Turbulenzen und deren Einfluss auf die Magnetfeldstruktur

<sup>15</sup>In der Kernfusionsforschung wird typischerweise bei Verunreinigungen von Abschirmung (engl.: *screening*) gesprochen; dabei wird das Kernplasma gegen das Eindringen von Verunreinigungen abgeschirmt. Dies ist von Bedeutung, da Verunreinigungen, insbesondere mit hoher Kernladungszahl  $Z$ , das Kernplasma bereits bei geringen Konzentrationen, durch Linienabstrahlung abkühlen ( $\propto Z^4$ ). Dies kann zu sogenannten Disruptionen führen. Weiterhin wird bei Neutralteilchen typischerweise bei der Brennstoffzufuhr von Opazität (engl.: opacity) gesprochen. Dies bezeichnet die Intransparenz des Plasmas gegenüber Neutralen, i.e. die Wahrscheinlichkeit, mit der Neutralteilchen am Vordringen ins Kernplasma gehindert werden. Für die spezifischen Randschichtphänomene dieser Arbeit wurde der Begriff der Neutralen-Abschirmung nach Abstimmung mit Kollegen der Randschichtmodellierung wie in Gl. 3.15 dargestellt, eingeführt.

<sup>16</sup>In Gyro-gemittelten Näherungen lässt sich die Dimension des Phasenraums um eins reduzieren.

<sup>17</sup>Dieser liegt typischerweise bei  $D_{\parallel} \approx 10^7$  bzw.  $D_{\perp} \approx 10^{-2} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$  entlang bzw. senkrecht zu den magnetischen Feldlinien [137].

### Kapitel 3. Grundlagen

erklärt wird. Im äussersten Plasma und dem SOL führen Turbulenzen sowie der zyklische Einbruch des Pedestals zu periodischen Plasmaauswürfen (Blobs) und sog. ELMs<sup>18</sup>. Der intermittente Transport der Blobs ist konvektiver Natur<sup>19</sup> [79, 24, 106].

#### Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Entlang einer magnetischen Flussfläche, verhält sich ein Plasma - in erster Näherung - wie ein heißes Gas der Temperatur  $T$ , wenn Teilchen-Driftbewegungen sowie Transportprozesse klein genug zum Erreichen eines thermischen Gleichgewichtszustands sind. Die Plasmateilchen übertragen untereinander durch Stöße Impuls und Energie. Im thermischen System wird - abgesehen von Abstrahlungsverlusten<sup>20</sup>, die Energie vorwiegend durch Kleinwinkelstöße zwischen schnellen und langsamen Teilchen umverteilt. Im thermischen Gleichgewicht folgen die Teilchengeschwindigkeiten einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung, deren Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$f(v) = \left( \frac{2\pi T}{m} \right)^{-3/2} \exp \left\{ -\frac{mv^2}{2T} \right\} \quad (3.16)$$

die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Teilchen der Masse  $m$  im Plasma der Temperatur  $T$ , mit der Geschindigkeit  $v$  anzutreffen.

#### Larmor Orbits

Ionen und Elektronen werden durch die Lorentz-Kraft, welche geladene Teilchen in der Anwesenheit magnetischer Felder spüren, auf Kreisbahnen senkrecht zu ihrer Bewegung entlang magnetischer Feldlinien gezwungen. Die sog. Gyrbewegung erfolgt entsprechend der Teilchenmasse mit einer charakteristischen Gyrbfrequenz

$$\omega_{cj} = \frac{e_j B}{m_j}, \quad (3.17)$$

sowie einem charakteristischen Larmor-Radius

$$\rho_j = \frac{v_\perp}{\omega_{cj}} = \frac{m_j v_\perp}{e_j B}, \quad (3.18)$$

der beschriebenen Kreisbahn [157].

---

<sup>18</sup>Die mit der H-Mode assoziierte Transportbarriere in der Randschicht, das Pedestal, zerberstet periodisch analog zu einer relaxierenden Oszillation. Diese Instabilität von Moden der Plasmarandschicht (ELM: Edge Localized Modes) führt zum zyklischen Einbruch und Wiederaufbau des Energieeinschlusses sowie zu intermittenten Wärmepulsen zum Divertor und auf die erste Wand.

<sup>19</sup>In vereinfachten Modellierungen wird dieser durch die effektive Transportgeschwindigkeit  $v_\perp$  senkrecht zu den magnetischen Feldlinien angegeben.

<sup>20</sup>In Tokamak-Plasmen kommt es zu Verlusten durch Synchrotron-Strahlung  $P_{synch} \propto \bar{n}_2 0^{0,38} T_{e0}^{2,1}$  [6], durch Bremsstrahlung  $P_{brems} \propto Z_{eff} \langle n_e \rangle^2 \langle T_e \rangle^{0,5}$  [72], sowie Linienstrahlung der Plasmaverunreinigungen  $P_{line} \propto c_i n_e^2$  [72].

## Driften

Die zuvor beschriebene Gyrbewegung geschieht für geladene Plasmateilchen um das Führungszentrum der Bewegung, welches durch Driften<sup>21</sup> verschoben werden kann. Driften treten durch die Anwesenheit zeitlich veränderlicher oder senkrecht zu magnetischen Feldlinien verlaufender elektrischer Felder auf ( $E \times B$  Drift), sowie auf Grund der Krümmung der magnetischen Bahnen (Krümmungsdrift) oder auf Grund des radialen Magnetfeldgradienten ( $\nabla B$  Drift).

## Diffusion

Auf Grund von vorwiegend Kleinwinkelstößen, sowie den vom Plasmazentrum auswärts gerichteten Driften, kommt es Netto zu einem typischerweise auswärts gerichteten Teilchentransport<sup>22</sup> senkrecht zu den magnetischen Feldlinien. Dieser Transport ist in klassischer sowie neoklassischer Näherung diffusiver Natur, allerdings im Zusammenspiel mit Turbulenzen stark anomal<sup>23</sup>, sodass typischerweise zur Modellierung effektive Diffusionskonstanten  $D_{\perp,eff}$  verwendet werden, welche stark vom neoklassischen Fall abweichen.

### 3.2.8. Betriebsmodi und -grenzen in Tokamak-Plasmen

Die Betriebsmodi und -grenzen von Tokamaks basieren auf plasmaphysikalischen Prozessen, die im spezifischen Zusammenhang mit der Tokamak-Anordnung stehen. Für einen kommerziellen DEMO1-Tokamak sind der Betriebsmodus der H-Mode sowie Stabilitätsgrenzen wie das Greenwald-Dichtelimit des Randkernplasmas von Bedeutung.

#### H-Moden Einschluss

Werden magnetisch eingeschlossene Plasmen stark erhitzt, i.e. über einen empirischen Schwellwert der Heizleistung<sup>24</sup>, dann kann es von einem Zustand niedrigen Energieeinschlusses (L-Mode) in einen Zustand hohen Energieeinschlusses (H-Mode), übergehen. Im Regime der H-Mode werden typischerweise, im Vergleich zur L-Mode, mehr als doppelt so große Energieeinschlusszeiten (s. Gl. 3.19) beobachtet [75]. Die Zugrunde liegende

---

<sup>21</sup>Details zu den Driften können in [134] gefunden werden.

<sup>22</sup>In der kinetischen Theorie wird die Änderung der Verteilungsfunktion durch Kleinwinkelstöße über die Fokker-Planck Gleichung [129] beschrieben. Im Fluidansatz wird der Transport über die Braginskii Gleichungen beschrieben [20].

<sup>23</sup>Der anomale Transport wurde bereits zu Beginn der 1990er Jahre beobachtet. Eine frühe Theorie zum Ursprung der Transportbarriere wurde in [69] publiziert. Eine ausführliche Zusammenfassung über Turbulenzen und anomalen Transport kann in der ITER Physics Basis aus dem Jahr 2007 gefunden werden [34]. Mikro- und Makro-Instabilitäten, die durch Inhomogenitäten der Dichte (Zonal Flows), Temperatur (ITG: Ion Temperature Gradient) sowie des Magnetfeldes (TEM: Trapped Electron Mode) auf verschiedenen Skalen entstehen, führen zu Drift-Wellen und Turbulenzen.

<sup>24</sup>Die benötigte Heizleistung zum Übergang von der L- zur H-Mode wurde von Martin et al. anhand von Daten der ITPA CDBM Datenbank im Hinblick auf das Design von ITER untersucht. Dabei wurde die empirische Relation  $P_{LH} \approx 2,15 \cdot e^{0,107} \bar{n}_{20}^{0,782} B_T^{0,772} a^{0,975} R^{0,999}$  der erforderlichen Heizleistung  $P_{LH}$  zum Übergang in die H-Mode abgeleitet [100].

Bifurkation des Plasmatransports in der Randschicht, wird durch nicht-lineare Turbulenzen getriebenen [34].

### Multi-Maschinen-Skalierungsgesetz für den H-Moden Einschluss

Das am weitesten verbreitete Skalierungsgesetz, ausgedrückt in Ingenieurs-Parametern, basierend auf H-Moden Plasmen mit ELMs, ist die IPB98(y,2) Skalierung<sup>25</sup> [39, 34]

$$\tau_{E_{IPB98(y,2)}} = 0.1445 H_H I_M^{0.93} R_0^{1.39} a^{0.58} \kappa_x^{0.78} n_{20}^{0.41} B_0^{0.15} M_{eff}^{0.19} P_L^{-0.69}, \quad (3.19)$$

mit  $H_H$ : H-Faktor (Faktor der Einschlussgüte einer H-Mode gegenüber einer Standard-L-Mode),  $I_M$ : Plasma Strom in MA,  $R_0 / a$ : großer / kleiner Radius in m,  $\kappa_x$ : Vertikale Elongation des Plasmas an der X-Punkt Flussflächenkoordinate,  $n_{20}$ : Linien-gemittelte Dichte in  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $B_0$ : toroidales magnetisches Feld auf der Plasmaachse in T,  $M_{eff}$ : effektive Massenzahl der Ionen sowie  $P_L$ : Verlustleistung in MW.

### Randschicht-Pedestal

Die Transportbarriere der Randschicht führt zu einem periodischen Auf- und Abbau eines Randschicht-Pedestals sowie zum verbesserten Energieeinschluss der H-Mode, und trägt dadurch erheblich zum eingeschlossenen Energieinhalt<sup>26</sup> des Kernplasmas bei.

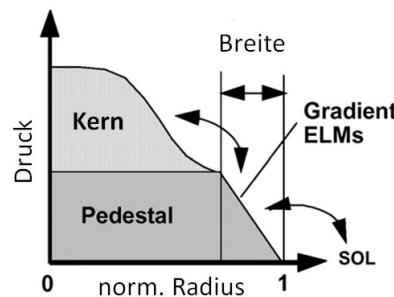


Abbildung 3.2.: Schematisches radiales Profil des Pedestal-Drucks; Original (bearbeitet) aus [34].

Abb. 3.2 zeigt schematisch das radiale Profil des Plasma- und Pedestaldrucks. Der Temperaturgradient im Pedestal kann - radial betrachtet - minus einige hundert Elek-

<sup>25</sup>In der Frühdesign-Phase für DEMO1 sind empirische Multi-Maschinen-Skalierungsgesetze ein erster praktikabler Ansatz zur Abschätzung des Energieeinschlusses, unter Verzicht auf komplexe Transportrechnungen im Kernplasma. Die Extrapolierbarkeit der Datenpunkte vieler der kleineren Tokamaks verglichen mit DEMO1, ist nicht zwingend gegeben, da es sich vorwiegend um schwach abstrahlende, kurz-pulsige Niedrigdichteplasmen handelte. Erweiterungen dieses Skalierungsgesetzes um abweichende Effekte, welche empirisch bei stark gespitztem Dichteprofil im Hauptplasma (*density peaking enhancement*) sowie bei hohen Dichtepiegeln (*density roll-over*) gefunden wurden, werden im D thematisiert.

<sup>26</sup>Für ITER wird in einer Arbeit von Cordey [26] geschätzt, dass, je nach Verlustmechanismus, i.e. dominiert durch ELMs (MHD-Limit) bzw. thermische Wärmeleitung, vorraussichtlich zwischen 28 und 50 % der im Plasma gespeicherten Energie, im Pedestal gespeichert werden.

tronenvolt pro Zentimeter betragen (DEMO1), d.h. von der Separatrix bis zur Pedestalspitze mehrere tausend Elektronenvolt heißer werden [156, 155].

### Skalierung des Drucks des Randschichtpedestals

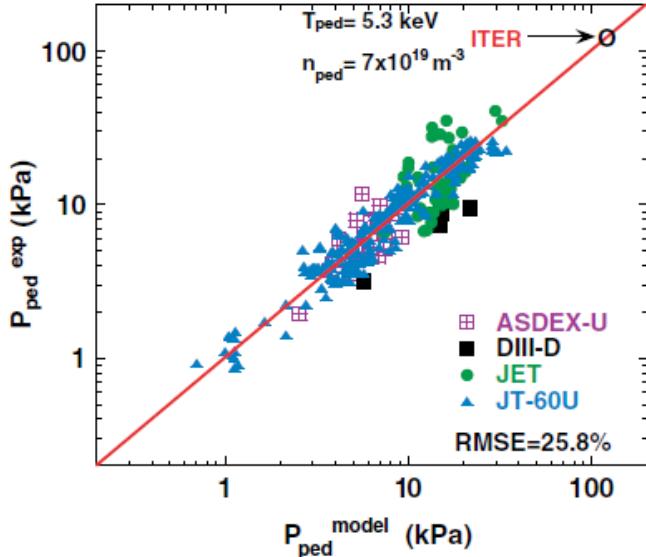


Abbildung 3.3.: Vergleich zwischen Werten des Pedestal-Drucks innerhalb der PDB3V2 Datenbank unter Verwendung des Modells nach Gl. 3.20.

Zur Extrapolation des Drucks an der Pedestal-Spitze, wurde aus Datenpunkten der PDB3V2 Datenbank [34] ein Skalierungsgesetz<sup>27</sup> ermittelt:

$$p_{ped} = 2.41 \cdot 10^3 \left( \frac{M}{n_{ped,20}} \right)^{1/3} \frac{R^{4/3}}{a^4} \frac{I_{p,MA}^2}{\left( \frac{1+\kappa^2}{2} \right)^{7/3}} (1 + \delta)^{3.2} \kappa^{3.62} A^{-2.94} \left( \frac{P_{tot}}{P_{LH}} \right)^{0.06}. \quad (3.20)$$

### Greenwald Dichtegrenze

Eine hohe Plasmadichte im Kernplasma ist ein entscheidender Parameter, da sie sowohl - über die Anzahl und mittlere Distanz möglicher Stoßpartner - die Reaktionsrate für Kernfusion bestimmt ( $P_{Fus} \propto \bar{n}^2$ ), als auch den verbesserten Energieeinschluss begünstigt ( $H_H \propto \bar{n}^{0,41}$  [34]), sowie das für die nachhaltige Leistungsabfuhr benötigte Regime des Divertor-Detachments begünstigt ( $T_t \propto n_{sep}^2$  [134]).

<sup>27</sup>Für ITER wird für das Scenario mit  $Q = 10$  und  $I_{p,MA} = 15$  MA und  $n_{ped} = 0,7 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  an Hand von Gl. 3.20 ein Druck an der Pedestal-Spitze von 105 kPa gefolgert. Daraus resultiert ein Wert für die Temperatur von  $T_{ped} = 5,3 \text{ keV}$  [34].

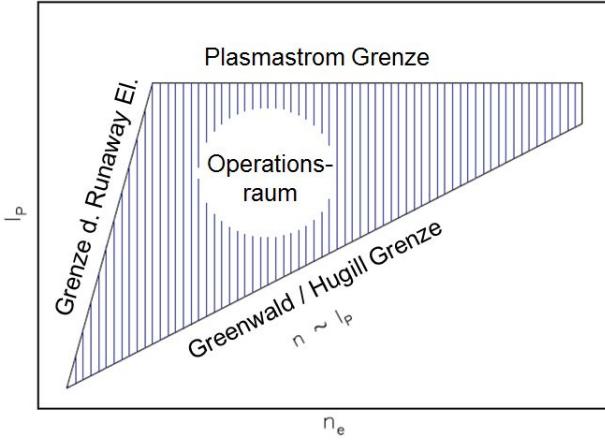


Abbildung 3.4.: Operationsraum für Tokamaks für die Kernplasma-Parameter Plasmastrom und Elektronendichte; Original (bearbeitet) aus [55].

Neben technischen Begrenzungen (Brennstoffzufuhr, magnetischer Druck), existieren auch physikalische Begrenzungen wie das Greenwald-Dichte-Limit [55],

$$n_G = \frac{I_p}{\pi a^2} \quad (3.21)$$

welches eine empirisch entdeckte, weiche Randbedingung an die Linien-gemittelte Plasmadichte<sup>28</sup> - abhängig von Plasmastrom  $I_p$  und Plasmaraudius  $a$  - stellt (s. Abb. 3.4) [55], oberhalb derer es zu kritischen Instabilitäten kommen kann<sup>29</sup>.

Beim Greenwald-Dichtelimit wird vermutet, dass die lokale Brennbedingung in der Randschicht durch einen lokalen Strahlungskollaps erlischt, was eine Disruption<sup>30</sup> zur Folge hat.

### 3.3. Tokamak

Mit Tokamak wird ein Reaktorkonzept bezeichnet, bei dem im gepulsten Betrieb durch eine Überlagerung aus poloidalem und toroidalem magnetischem Feld, ein heißes nicht-ideales Plasma, zum Erreichen kontrollierter thermonuklearer Kernfusion, eingeschlossen wird. Das Plasma ist typischerweise ein Gemisch aus den beiden Wasserstoffisotopen Deuterium (D) und Tritium (T). Für Reaktoren muss die Brennbedingung

$$n_0 T_0 \tau_E > 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV} \quad (3.22)$$

<sup>28</sup>Analog wird auch davon ausgegangen, dass das Greenwald-Limit die Dichte an der Pedestal-Spitze beschränkt.

<sup>29</sup>Eine weitere empirisch gefundene Betriebsgrenze im Tokamak beschreibt den kritischen normalisierten Plasmadruck  $\beta_N = \beta a B_T I_p^{-1}$  (Troyon-Limit), dessen Wert von F. Troyon et al. zu  $\beta_N \approx 0,028$  bestimmt wurde [144].

<sup>30</sup>Mit Disruption wird ein Ereignis bezeichnet, welches den magnetischen Plasmaeinschluss abrupt beendet, typischerweise durch rapide anwachsende MHD-Instabilitäten. Ein Survey über 2309 Disruptionen, welche in einer Dekade des Plasma Betriebs am JET-Tokamak auftraten, wurde von de Vries et al. publiziert [33].

erfüllt sein, d.h. der Brennprozess des Plasmas muss selbstständig während eines Plasmapulses aufrecht erhalten werden können<sup>31</sup> [157].

Dies bedeutet ferner, dass nur zu Beginn eines Plasmapulses das in die Brennkammer strömende Gas durch externe Heizmethoden<sup>32</sup> zum Brennen gebracht werden muss.

### 3.3.1. Geometrisches Prinzip

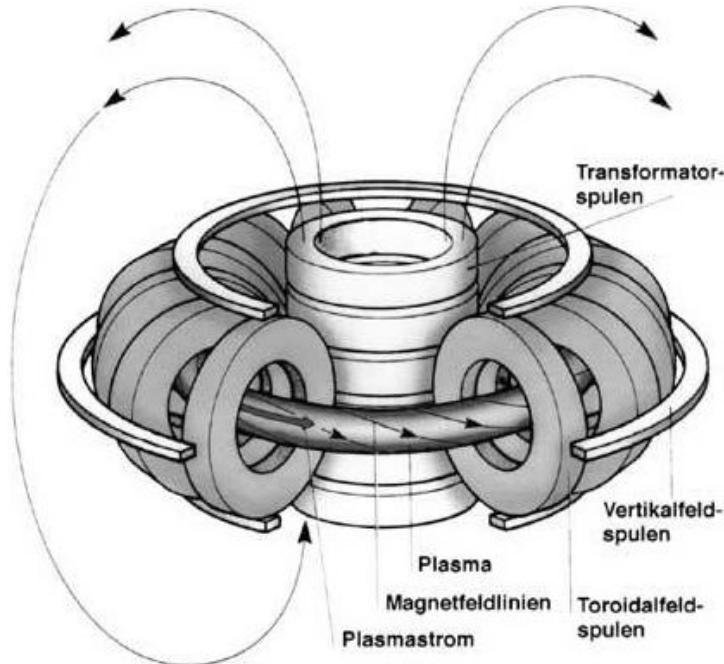


Abbildung 3.5.: Skizze des Tokamak-Prinzips; Abb. aus [1].

Abb. 3.5 zeigt eine Skizze des Tokamak-Prinzips. Geladene Plasmateilchen, i.e. Elektronen und Ionen, werden im Tokamak durch ein magnetisches Feld, bestehend aus toroidaler und poloidaler Komponente, für die Dauer  $\tau_p$  (Teilcheneinschlusszeit) in der

<sup>31</sup>Abb. B.1 in B zeigt die Entwicklung des erreichten Tripelprodukts  $nT\tau_E$  verschiedener Tokamaks im Vergleich mit der Entwicklung der Rechenleistung von Computerchips von 1965 bis 2000.

<sup>32</sup>Die externen Heizmethoden bestehen aus der Ohm'schen Heizung, sowie der Heizung durch äußere resonante elektromagnetische Wellen, und der Heizung durch injizierte Neutralteilchenstrahlen. Die Ohm'sche Heizung geschieht durch Widerstandsverluste des in der Plamasäule induzierten Stroms. Dieser Mechanismus ist etwa bis 11k Kelvin effizient. Bei der Einkopplung resonanter Wellen durch äußere Gyrotrons, wird zwischen ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating) und ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating) unterschieden. Bei der Neutralteilcheninjektion (NBI: Neutral Beam Injection) wird ein Ionenstrahl im elektrischen Feld beschleunigt und vor dem Eintritt in die Brennkammer neutralisiert. Dieser wird auf ein Segment der Plamasäule gerichtet, sodass er eine möglichst lange tangentielle Wegstrecke durchläuft, bei der Energie durch Reibung und Stöße auf Plasmateilchen übertragen wird. Eine Beschreibung des Status sowie Bedarfs an Forschung und Entwicklung für Kraftwerkstaugliche Systeme bietet Franzen et al. [46].

Plasmasäule eingeschlossen. Das toroidale Magnetfeld wird über fest angeordnete Toroidalfeldspulen, welche den Schlauch des Torus umschließen, vorgegeben. Das poloidale Magnetfeld wird durch einen im Plasma getriebenen Starkstrom erzeugt (Ampere'sches Gesetz  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \dot{\vec{E}}$ ), welcher durch eine Zentraltransformatorspule im Plasma induziert (Induktionsgesetz  $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$ ) wird und die Ursache für den gepulsten Betrieb des Tokamaks ist.

### 3.3.2. Flussflächengeometrie

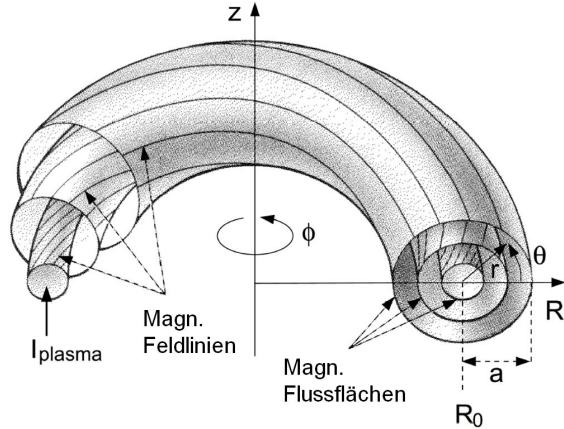


Abbildung 3.6.: Tokamak-Koordinatensystem und Darstellung der magnetischen Flussflächen; Abb. (bearbeitet) aus [61]. Die abgebildete Querschnittsfläche mehrerer Flussflächen entspricht der Poloidalebene (Poloidalwinkel  $\theta$ ). Das Plasmazentrum bildet einen Ring in der Toroidalebene (Toroidalwinkel  $\phi$ ).

Der Tokamak besteht aus ineinander geschachtelten Flussflächen (s. Gl. 3.26), i.e.  $\vec{j}$  und  $\vec{B}$  liegen auf Flächen mit konstantem Druck  $p$  sowie Durchfluss  $\Gamma$  (Abb. 3.6). Die letzte geschlossene magnetische Flussfläche wird als Separatrix bezeichnet. Diese wird durch einen aus der Wandebene herausragenden Limiter begrenzt.

### Grad-Shafranov-Gleichung

Die exakte Ausbildung der magnetischen Flussflächen in der Poloidalebene wird im Rahmen der Magnetohydrodynamik<sup>33</sup> (MHD) beschrieben. Im Gleichgewichtszustand gilt Kräftefreiheit auf das Plasma an jedem Ort:

$$\vec{\nabla} p = \vec{j} \times \vec{B}. \quad (3.23)$$

---

<sup>33</sup>Die Magnetohydrodynamik beschreibt das Verhalten von elektrisch leitenden Fluiden, die von magnetischen (und elektrischen) Feldern durchdrungen werden.

### 3.3. Tokamak

Für axialsymmetrische<sup>34</sup> Gleichgewichte in Tokamaks wird in Zylinderkoordinaten eine Funktion  $\Psi$  des poloidalen magnetischen Flusses definiert, für den gilt

$$B \cdot \nabla \Psi = 0, \quad (3.24)$$

i.e. konstanter Durchfluss an jedem Ort einer Flussfläche. Unter Verwendung des Amper'schen Gesetzes lässt sich eine Funktion für den Stromdurchfluss definieren zu

$$f = \frac{RB_\phi}{\mu_0}, \quad (3.25)$$

welche den Zusammenhang mit dem toroidalen Magnetfeld  $B_\phi$  beschreibt. Das toroidale Magnetfeld  $B_\phi$  ist am inneren Bein der Toroidalfeldspulen maximal ( $B_{\phi_{max}}$ ) und fällt zum Plasmazentrum und nach außen hin ab [47] (s. Abb. 3.7), gemäß

$$B_\phi(R) = B_{\phi_0} \left( \frac{R_0}{R} \right), \quad \text{mit} \quad B_{\phi_{max}} = B_\phi(R = R_0 - a - b), \quad (3.26)$$

mit  $B_{\phi_0}$ : toroidales Magnetfeld auf der Plasma-Achse,  $R$ : Radius-Koordinate (s. Abb. 3.6),  $a$ : Plasmaradius,  $b$ : Dicke des Blankets zwischen der Toroidalfeldspule und der Brennkammer.

Der radiale Magnetfeldgradient führt zu einem Versatz der magnetischen Flussflächen hin zur Niedrigfeldseite, dem sogenannten Shafranov-Shift (s. Abb. 3.7). Für die Grad-Shafranov-Gleichung in Zylinderkoordinaten [132]

$$R \frac{\partial}{\partial R} \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} = -\mu_0 R^2 p'(\Psi) - \mu_0^2 f(\Psi) f'(\Psi), \quad (3.27)$$

existieren exakte analytische Lösungen im axialsymmetrischen Tokamak (für beliebiges Aspektverhältnis  $A = R_0/a$  in [101]).

---

<sup>34</sup>Gleichgewichtszustände, die unabhängig vom Toroidalwinkel  $\phi$  (entlang des Torus) sind.

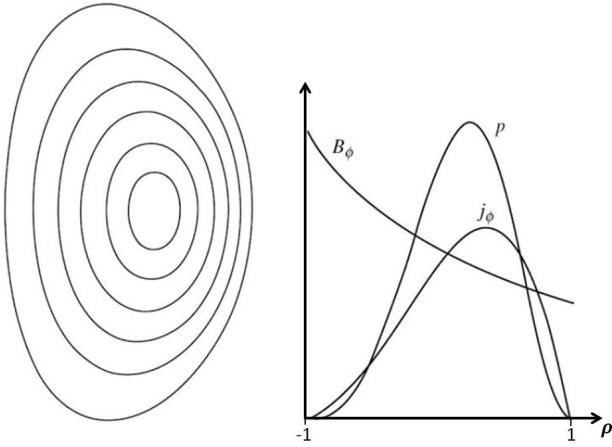


Abbildung 3.7.: Exakte Flussflächen (links) und Darstellung der toroidalen Stromdichte  $j_\phi$ , des Plasma Drucks  $p$  sowie des toroidalen magnetischen Feldes entlang der oberen Mittelbene; Original (bearbeitet) aus [157]. Die äußere und letzte geschlossene magnetische Flussfläche wird als Separatrix bezeichnet. Der Radius  $\rho$  ist auf Flussflächen normalisiert und entspricht nur dann dem norm. Radius  $\rho = r/a$ , wenn im axialsymmetrischen Fall der Shafranov-Shift vernachlässigt wird.

### Elongation und Vertikalinstabilität

Moderne Divertor-Tokamaks sind typischerweise nicht axialsymmetrisch in der Poloidal-ebene (s. Abb. 3.7), sondern - Ellipsoid-ähnlich - vertikal elongiert. In der Realität ist das Plasma zu keiner Zeit ideal stationär. Vielmehr kommt es beim rotierenden und schwingenden Kernplasma zu Mikroinstabilitäten und Schwerpunksverlagerungen. Zur Korrektur vertikaler Versatze, werden die Poloidalfeldspulen gezielt angesteuert. Die Zeit, die ein solches Diagnostik- und Aktuatorsystem zur Lagekorrektur benötigt, beschränkt die maximal stabil betreibbare Elongation  $\kappa_{95}$  der 95%-Flussfläche der *Plasmasäule* zu [162]

$$\kappa_{95} = 1,5 + \frac{0,5}{(A-1)}, \quad (3.28)$$

bevor es zur Vertikalinstabilität kommt.

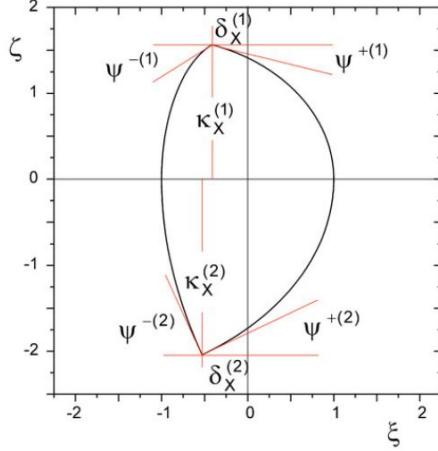


Abbildung 3.8.: Poloidal Plasmaquerschnitt des Codes HELIOS [72].

Abb. 3.8 zeigt exemplarisch den Plasmaquerschnitt des Codes HELIOS [72]. Das Ellipsoid ist typischerweise unsymmetrisch, d.h. vertikal gesehen aus zwei Halbellipsen mit unterschiedlichen Halbachsen zusammengesetzt. In erster Näherung wird das Plasma durch die mittlere Elongation  $\kappa_X$  sowie Triangularität  $\delta_X$  beschrieben.

Zwischen Wand und Separatrix existiert ein Bereich offener Feldlinien, die Abschälschicht (engl.: scrape-off-layer; kurz: SOL), entlang derer Teilchen (und Leistung) gezielt abgeführt werden.

### 3.3.3. Divertor

Zur verbesserten Teilchen- und Leistungsabfuhr werden moderne Kernfusionsreaktoren mit Divertoren ausgestattet. Der Name röhrt dabei daher, dass die magnetische Konfiguration im Boden der Brennkammer durch zusätzliche Divertor-Spulen so verändert (engl.: diverted) wird, dass geladene Teilchen entlang offener magnetischer Feldlinien, gezielt auf zwei Targetplatten *umgeleitet* werden (siehe Abbildung 3.9).

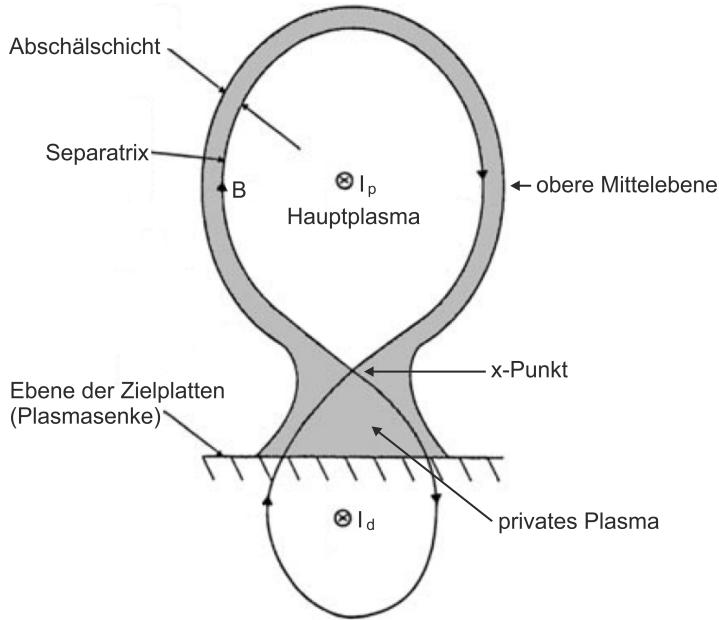


Abbildung 3.9.: Poloidalquerschnitt eines Divertor-Plasmas; nachbearbeitete Skizze aus [135].

Zwischen Haupt- und Divertorplasma wird durch Überschneidung der offenen Feldlinien der x-Punkt ausgebildet. Teilchen werden durch die magnetische Konfiguration scharf und sehr lokal auf die Zielplatten geführt. Dabei wird von benetzter Fläche oder von *Strike Points* gesprochen. Die hier abgeführten Leistungsflussdichten liegen im Bereich einiger Millionen Watt pro Quadratmeter.

### Divertor-Detachment

Zum Schutz des Divertors, ist es nötig, in ein physikalisches Regime zu gelangen, welches als Divertor-*Detachment* bezeichnet wird. Das Bohm Kriterium besagt, dass Ionen im SOL über den Druckgradienten entlang der magnetischen Feldlinien bis zum Eintritt in die Debye-Schicht vor der leitenden Wand des Divertors, auf lokale Ionenschallgeschwindigkeit beschleunigt werden.

Da Druck das Produkt aus Temperatur und Teilchendichte ist, kann der Druckgradient auch erreicht werden, indem die Temperaturen am Divertor ( $z = L_{\parallel}$ ) erheblich kleiner sind, als an der oberen Mittelebene ( $z = 0$ ), während die Dichten entlang  $z$  zwar zunehmen, aber derart, dass der Druck entlang  $z$  abfällt.

Das Detachment zeichnet sich dadurch aus, dass auf Grund der hohen Dichten, gute Bedingungen für volumetrische Rekombination, für Leistungsabstrahlung durch Stoßanregung, sowie für Wärme“verluste“ durch Reibung zwischen Ionen und Neutralen vorherrschen. Experimentell wurde am JET-Tokamak beobachtet, dass die Temperatur  $T_t$  im Divertor-Plasma, an den Targetplatten, über die Dichte  $n_u$  an der oberen Mitte-

lebene eingestellt werden kann, d.h.  $T_t \propto n_u^{-2}$  [134].

### 3.3.4. Radialer Aufbau

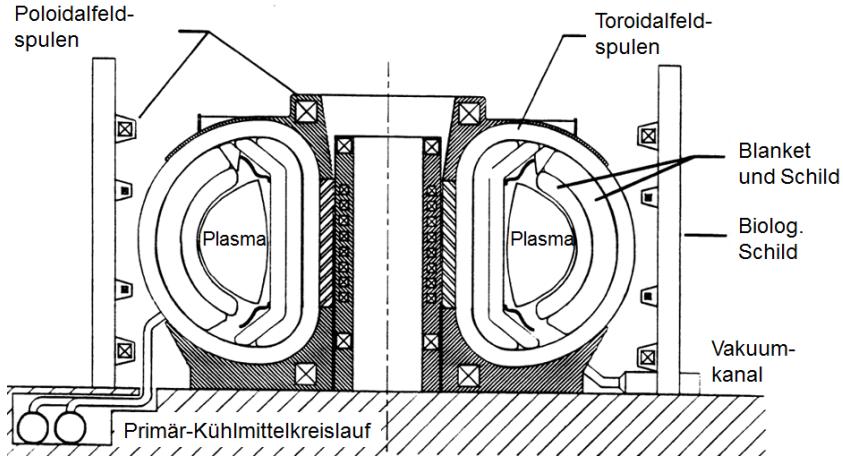


Abbildung 3.10.: Querschnitt eines möglichen radialen Aufbaus eines Tokamak Reaktors; bearbeitet, Original aus den ARIES-I Tokamak Reaktor Studien [108].

Abb. 3.10 zeigt den radialen Aufbau eines Tokamak-Reaktors (am Beispiel von ARIES-I). Vom Plasma aus gesehen grenzt radial auswärts gesehen zunächst das Reaktorblanket an, welches aus der ersten Wand besteht, die plasmaseitig typischerweise mit ca. 2 mm Wolfram beschichtet ist.

Dahinter liegt eine Zone aus Neutronenvervielfacher ( $n,2n$ ), z.B. Blei oder Beryllium in flüssiger oder fester Form, sowie des mit Lithium-6 angereicherten Brutmaterials.

Die erste Wand (dient auch als Moderator für Brut-Neutronen) sowie die Brutzone, sind mit Kühlleitungen zur Wärmeabfuhr durchzogen.

Weiter außen besteht das Blanket noch aus einem Schild aus Strukturmaterial, typischerweise EUROFER oder P-97 Stahl. Das Schild dient zur Abschirmung der dahinterliegenden Toroidalfeldspulen, vor Neutronen sowie Strahlung. Hinter dem Schild grenzt die Wand des Vakuumgefäßes an, hinter der die umschließenden Toroidalfeldspulen lokalisiert sind.

### 3.3.5. Tritium-Brutrate

Die zum Erbrüten des primären Brennstoffs Tritium bevorzugte Brutreaktion  ${}^6\text{Li} + \text{n} \rightarrow {}^4\text{He} + 4,8 \text{ MeV}$  (Gl. 3.5) wird in Abschn. 3.1.1 diskutiert. Diese geschieht in dafür vorgesehenen Brutzonen des Reaktor-Blankets (Kap. 3.3.4).

In Europa werden mehrere Varianten von Brut-Blanket systeme untersucht<sup>35</sup>, die sich

<sup>35</sup>Helium gekühlt, mit flüssigem Blei-Lithium-Brüter: Helium Cooled Lithium Led (HCLL); Beschreibungen in [73, 74], sowie mit keramischem Lithium-Brüter: Helium Cooled Pebble Bed (HCPB); Konzept in [115]. Wasser gekühlt, mit flüssigem Blei-Lithium-Brüter: Water Cooled Lithium Lead

### Kapitel 3. Grundlagen

entweder im Kühlmittel unterscheiden, i.e. Wasser oder Helium, oder aber in der Form des eingebrachten Lithiums unterscheiden, i.e. entweder in Form eines flüssiges Gemischs aus Blei und Lithium, oder aber durch geschüttete Feststoffkugeln aus Lithium und Beryllium. In beiden Fällen dient Blei bzw. Beryllium als Neutronenverfielfacher ( $n,2n$ ) [14].

Die Tritium-Brutrate eines Kernfusionsreaktors ist definiert als

$$TBR = \frac{T \text{ Generierungsrate im Brutblanket}}{T \text{ Verbrauchsrate im Plasma}}. \quad (3.29)$$

weiterhin wird für ein Kraftwerk stets die tatsächlich benötigte Brutrate  $TBR_{req} > 1$  angegeben.

Aufgrund der Beschaffenheit der ersten Wand, kommt es beim Durchdringen zu Verlusten aufgrund von parasitärem Neutroneneinfang. Die für Transmutationsreaktionen verbrauchten Neutronen stehen der dahinter liegenden Brutzone des Blankets anschließend nicht mehr zum Brüten zur Verfügung.

Weiterhin können Öffnungen (sog. *Port Plugs*) für Plasmadiagnostiken dazu führen, dass es Anteile der Wandoberfläche gibt, hinter denen keine Zonen mit Brutmaterial vorgesehen sind. Neutronen, die Port Plugs passieren, werden nicht zum Brüten von Tritium genutzt.

Zusätzlich wird typischerweise der Bereich des Divertors nicht zum Brüten verwendet, aufgrund der dort prioritären Notwendigkeit technologische Lösungen für die enorme Leistungsabfuhr bereitzustellen. Der Divertor bedeckt typischerweise einige Prozent der Oberfläche der ersten Wand der Brennkammer im Hauptaum.

Die für ein gepulstes Demonstrationskraftwerk (DEMO1, Kap. 3.5) benötigte Brutrate wurde bereits in dedizierten Studien abgeschätzt. Dabei wurde mit dem 3-dimensionalen<sup>36</sup> (also mit Details der Oberflächenbeschaffenheit) kinetischen Monte Carlo Code *MCNP*, die benötigte Brutrate auf  $TBR_{req} > 1,15$  abgeschätzt.

#### **Tritium Startinventar eines Kernfusionskraftwerks**

Kernfusionskraftwerke benötigen ein Startinventar an Tritium, welches mit einer Halbwertszeit von 12,3 Jahren zerfällt. Für ITER wird das benötigte Startinventar auf  $\approx 3 \text{ kg T}$  geschätzt [28], für DEMO auf  $\approx 4 - 10 \text{ kg T}$  [139].

### **3.4. Plasma-Wand-Wechselwirkung**

Die Plasma-Wand-Wechselwirkung (PWW) in Tokamaks wird durch physikalische und chemische Erosion<sup>37</sup> der Wandoberfläche, welche durch aufprallende Ionen und Neutralteilchen verursacht wird, bestimmt.

(WCLL); Status des EU-Konzepts von 2015 in [110]. Doppelt gekühlt: Dual-Coolant Lithium Lead (DCLL); Konzept in [112]. Allgemeiner Status der EUROfusion DEMO Blanket-Systeme in [14].

<sup>36</sup>Die Unterschiede zwischen 1- und 3-dimensionalen Rechnungen liegen etwa bei 15-20 Prozent.

<sup>37</sup>Die chemische Zerstäubung ist für Wolfram - im Gegensatz zu Kohlenstoff - vernachlässigbar. Da die Erosionsstudien dieser Arbeit sich auf eine Wolfram-beschichtete erste Wand beziehen, wird ausschließlich der Mechanismus der physikalischen Zerstäubung modelliert.

### 3.4.1. Zerstäubung

Als Zerstäubung wird der Abtrag von Festkörpermaterial bezeichnet, welcher aufgrund von Kontaktprozessen mit einem angrenzenden Medium geschieht. Im Falle der ersten Wand in der Brennkammer eines Tokamaks, ist das angrenzende Medium sowohl das Plasma, als auch das kühlere Gas in der Plasmarandschicht.

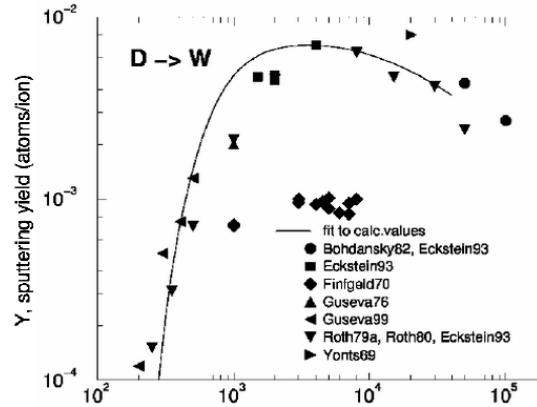


Abbildung 3.11.: Zerstäubungsausbeute (Atome / Ion) aus [37] für  $D \rightarrow W$  im Energieraum.

In [37] wurden diverse experimentelle und modellierte Zerstäubungsausbeuten für verschiedene Projektil-Target Kombinationen untersucht. Die Zerstäubungsausbeuten, gemessen in von dem Targetmaterial erodierten Atomen pro Beschuss durch ein Ionenprojektil, hängen dabei von der Beschaffenheit und dem Material des Targets ab, sowie von der Energie und dem Aufprallwinkel der Projektilionen.

Stoßkaskaden im Festkörpergitter führen aufgrund des Impulsübertrags beim Aufprall eines Projektils, zur Freisetzung eines oder mehrerer gebundener Oberflächenatome, falls dabei mindestens die Bindungsenergie, die das Atom im Gitter hält, aufgebracht wird. Folglich benötigen leichte Projektile wie Deuterium oder Tritium, beim Aufprall auf schwermetallische Targets - wie etwa einer Wolfram-beschichteten ersten Wand im Hauptraum der Brennkammer - höhere Energien zur Zerstäubung, als schwerere. Der beim Stoß übertragene Energieanteil ( $1 - f_E$ ) eines Projektils der Masse  $m_1$ , ist beim elastischen Stoß mit einem ruhenden schweren Target der Masse  $m_2$ , definiert durch

$$1 - f_E = 1 - \frac{\left(\frac{m_1}{m_2} - 1\right)^2}{\left(\frac{m_1}{m_2} + 1\right)^2}. \quad (3.30)$$

Der übertragene Energieanteil ( $1 - f_E$ ) ist daher bei gleichen Massen  $m_1 = m_2$  exakt eins, allerdings bei Deuterium ( $m_1 = 2 u$ ) auf Wolfram ( $m_2 = 184 u$ ) etwa  $(1 - f_E) = 0,043$ . Es existiert daher für jede Projektil-Target Kombination eine charakteristische Zerstäubungsschwelle, d.h. einen Wert der Projektilenergie, unterhalb dessen es nicht zur

Zerstäubung kommt. Abb. 3.11 zeigt, dass diese Schwelle für  $D \rightarrow W$  bei einer Projektilenergie von etwa 250 Elektronenvolt liegt.

Zerstäubung wird anhand der Zerstäubungsausbeute  $Y$ , d.h. Anzahl erodierter Atome pro Projektil, quantifiziert. Dabei ist  $Y(E, \theta)$  eine stark energie- sowie winkelabhängige Funktion.

### 3.4.2. Einfallsinkel beim Wandaufprall

Die Winkel der Ionen beim Wandaufprall sind auf der ersten Wandoberfläche im Hauptraum nicht homogen verteilt, da teilweise magnetische Feldlinien bereits im Hauptraum die Oberfläche mit sehr flachen Inklinationswinkeln von  $\alpha_B = 3 - 6^\circ$  berühren, diese großflächig jedoch quasi-parrallel zur Wand verlaufen.

Folglich wird ein sehr großer Teil der Ionen im Hauptraum nicht direkt auf die erste Wand geführt. Vielmehr gyrieren die Ionen beim quasi-parrallelen Anflug um die magnetischen Feldlinien, wodurch sie in den Wirkungsbereich des magnetischen und elektrischen Feldes der magnetischen Vorschicht bzw. Debye-Schicht gelangen. Innerhalb der Debye-Schicht werden die Ionen zur Oberflächennormalen hin beschleunigt.

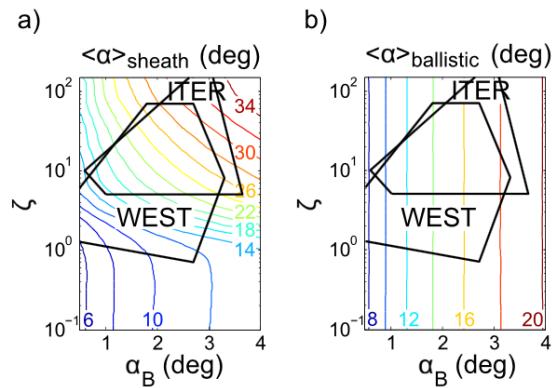


Abbildung 3.12.: Mittlerer Aufprallwinkel von  $\text{Ne}^{4+}$  mit a) magnetischer Schicht b) einem ballistischen Modell [103].

Typischerweise ergeben sich dadurch Einfallsinkel von ca.  $20^\circ - 30^\circ$  (WEST, ITER, s. Abbildung 3.12) [103].

### 3.4.3. Co- und Re-Deposition

Neben dem schädigenden Mechanismus der Zerstäubung, können auf die Wand auftreffende Ionen auch auf der Wandoberfläche deponiert werden. Handelt es sich dabei um zuvor erodiertes Wandmaterial, so wird von Re-Deposition gesprochen, wobei zwischen prompter und nicht-prompter re-Deposition unterschieden wird [43].

Bei der prompten re-Deposition wird der Mechanismus von prompt nach der Erosion

auf die Wand zurückkehrendem sowie deponierendem Material bezeichnet. Die prompte re-Deposition wird zum Einen über das Verhältnis aus Ionisationsweglänge  $\lambda_{iz}$  und Gyroradius  $\rho_i$  festgelegt<sup>38</sup>, zum Anderen aber auch über das Verhältnis aus Impuls in Richtung Plasmazentrum und Feldbeschleunigung auf die Wand in der *magnetischen Vorschicht*<sup>39</sup>.

Eine erste Abschätzung, ohne die Berücksichtigung der Rolle magnetischen Vorschicht für höher ionisiertes Wolfram, wurde in [49] publiziert. Neuere Erkenntnisse [146, 103] deuten darauf hin, dass die Vernachlässigung der Felder zum signifikanten Unterschätzen der prompten re-Deposition führen kann. Anhand eines Vergleichs zwischen PIC-Simulationen mit dem BIT1-Code<sup>40</sup> und Entladungen der Tokamaks C-MOD und JET, wurde in guter Approximation die folgende Fitformel gefunden:

$$f_{prompt} \approx \left( \alpha \frac{\lambda_{iz}}{\rho_i} \frac{T_i}{T_e} \right)^{-1}, \quad (3.31)$$

mit dem Fitparameter  $\alpha = 0.01$  sowie dem Larmor-Radius  $\rho_i$  nach Gl. 3.18 und der mittleren freien Weglänge für Elektronenstoßionisation nach Gl. 3.11.

Die Gültigkeitsbedingung für obige Fitformel (Gl. 3.31) ist, dass die Kraft des elektrischen Schicht-Potenzials auf die wandnah ionisierten Atome größer ist, als die auf Grund des Magnetfeldes wirkende Lorentz-Kraft.

Von Co-Deposition wird gesprochen, wenn - zusätzlich zum zuvor erodierten Wandmaterial - Wasserstoff oder Helium mit in der obersten Schicht der Wandoberfläche eingebunden werden bzw. deponieren.

### Selbst-Zerstörung

Insbesondere - aber nicht nur - stark ionisiertes Wandmaterial, welches aus tieferen Plasmazonen zurück auf die Wand transportiert, und in der Debye-Schicht beschleunigt wird, kann neben der Möglichkeit zu re-Deponieren, auch durch den hohen Impulsübertrag beim Wandaufprall, zur weiteren Zerstörung, der sog. Selbst-Zerstörung, führen.

#### 3.4.4. Die erste Wand im Hauptaum der Brennkammer

Stand Frühjahr 2017 wird die passende Beschaffenheit der ersten Wand für DEMO intensiv diskutiert. Einigkeit herrscht zumindest darüber, dass in weiten Teilen der Ge-

---

<sup>38</sup>Dies geschieht typischerweise durch einfach ionisierte Wandteilchen, welche nach der Erosion als Neutrale wandnah ionisiert werden. Wandnah bedeutet in diesem Zusammenhang innerhalb des Larmor-Radius. Das prompt geborene Ion wird dann im Zuge der Gyration um eine wandnahe magnetische Feldlinie auf die Wand zurückgeführt und dort re-deponiert.

Durch Transport- und Driftbewegungen kann auch höher ionisiertes Wandmaterial zurückkehren und re-deponieren.

<sup>39</sup>Die mittlere Ionisationsweglänge  $\lambda_{iz}$  wird durch die Plasmaparameter im äußeren SOL bestimmt, i.e. Elektronentemperatur und -dichte. Der Gyroradius wird wiederum durch die Stärke des magnetischen Feldes dicht vor der Wand, welches von den Toroidalfeldspulen vorgegebenen wird, sowie durch die Masse bestimmt.

<sup>40</sup>PIC: Particle in Cell (Monte Carlo); BIT1: quasi-2D elektrostatischer PIC/MC Code für Neutrale, Elektronen und Ionen, Details in [145].

### Kapitel 3. Grundlagen

samtobерfläche, die Wand mit Wolfram bedeckt sein wird. Zum Einen, aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit von Wolfram gegenüber Stahl, und zum Anderen aufgrund des hohen Schmelzpunktes, sowie der vergleichsweise niedrigen Zerstäubungsausbeuten.

#### Begrenzung der Wolfram-Schichtdicke

Neben den positiven Eigenschaften des Wolframs, besitzt dieses als parasitäre Eigenschaft einen hohen Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang. Für ein Fusionskraftwerk ist dies eine parasitäre Eigenschaft, da die Notwendigkeit gibt, das für den Plasmabetrieb benötigte Tritium, während des Betriebs selbst zu erzeugen<sup>41</sup>. Damit die benötigte Tritium-Brutrate  $TBR_{req} > 1$  erreicht werden kann, ist die Schichtdicke der Wolframzone der ersten Wand auf 2-3 Millimeter beschränkt [15]. Eine Unterschranke bildet hier die mittlere Eindringtiefe eines Wärmepulses, die bei etwa 50 µm liegt.

Für die im Rahmen dieser Arbeit getätigten PWW-Studien wurde eine erste Wand gewählt, welche aus 2 mm Wolfram geschichtet auf einem typischen Strukturmateriale, wie EUROFER oder P97-Stahl, besteht. Zwischen der reinen Wolfram- und Stahlschicht wurde noch eine 1 mm Dicke linear graduierte Übergangsschicht angenommen (FGMs: *Functionally Graded Materials*) [151, 152]. Weitere Legierungen, etwa zur Bildung selbst-passivierender Oxidschichten<sup>42</sup> [153] oder zur Funktion einer Tritium-Permeationsbarriere [116], wurden für diese Studien vernachlässigt.

In sogenannten *Smart-Alloys* wird angepeilt, dass sich Oxidschichten erst im Unfallszenario ausbilden, und dass das Plasma im Normalbetrieb aufgrund präferentieller Zerstäubung leichterer Legierungselemente, eine hochangereicherte Wolframoberfläche „sieht“<sup>43</sup>.

#### Die Lebensdauer der ersten Wand

Die Lebensdauer der ersten Wand wird im folgenden definiert.

Ein Schädigungs-Mechanismus ist die Schädigung durch den Energieeintrag von hochenergetischen Neutronen, welcher zu Versetzungen von Gitteratomen führt. Dieser wird gängiger Weise in dpa, i.e. *displacements per atom*, ausgedrückt. Dieser Mechanismus wird im Folgenden als Neutronenschädigung bezeichnet.

Weiterhin wird die erste Wand durch aufprasselnde Neutralteilchen und Ionen aus dem Plasma zerstäubt. Diese Art der Schädigung wird im Rahmen dieser Arbeit modelliert und als Schädigung durch Plasma-Wand-Wechselwirkung (PWW) bezeichnet.

<sup>41</sup>Die Tritiummasse, welche für ein volles Betriebsjahr eines Kernfusionskraftwerks benötigt wird, wurde im Kapitel A berechnet.

<sup>42</sup>Schichten aus W-Cr-Y sind hier sehr verheissungsvolle Kandidaten zum Schutz für Unfallszenarien mit Kühlmittelverlust (*LOA: loss of coolant accident*), um die Oxidationsraten von radioaktivem Wolfram-Trioxid  $WO_3$  zu unterdrücken. Massenateile solcher Komponenten dürften in etwa ähnlich zu W-12Cr-0,6Y sein.

<sup>43</sup>In [96] heisst es dazu: *During regular operation, the preferential sputtering of alloying elements by plasma ions should leave almost pure tungsten surface facing the plasma. Under accidental conditions, the alloying elements in the bulk will form an oxide layer protecting tungsten from mobilization.*

### 3.5. Design Parameter des gepulsten europäischen DEMO1 Konzepts

#### Beschränkung durch Neutronenschädigung

Die Berechnung der Neutronenschädigung der ersten Wand von DEMO1 ist nicht Teil dieser Arbeit. In der europäischen *Roadmap* hin zu einem Demonstrationskraftwerk, wird der Betrieb des Start- bzw. Nachfolgeblankets bis zu einer Neutronenschädigung von 20 bzw. 50 dpa vorgesehen [44].

1 dpa entspricht in etwa  $1,5 \cdot 10^{24} \text{ n/m}^2$  [105], wobei die Neutronen die Energie  $E_n = 14,1 \text{ MeV}$  tragen. Daraus ergeben sich  $\approx 10 \text{ dpa / fpy}$  für ein typisches DEMO1 mit 2 GW Fusionsleistung.

Die Lebensdauer des Blankets durch Neutronenschädigung ist gleich der Zeit  $t_{op}$  von Inbetriebnahme bis zum Austausch des Starter- bzw. Nachfolgeblankets, also

$$t_{op} = 2 \text{ fpy} \quad \text{bzw.} \quad 5 \text{ fpy}. \quad (3.32)$$

#### Beschränkung durch Plasma-Wand-Wechselwirkung

Für die Lebensdauer  $t_{FW,PWW}$  der ersten Wand, die durch die PWW beschränkt ist, wird nicht die vollständige Zerstäubung der äusseren Wolframschicht, sondern der Verlust der thermomechanischen Eigenschaften, zu grunde gelegt.

Dies wurde im Rahmen der Modellierung dieser Arbeit durch ein 10 Prozent-Limit approximiert, i.e. die Lebensdauer wird nach einem 10 %-igen Abtrag der plasma-seitigen Wolframschicht erreicht, was einem Abtrag einer mittleren Schichtdicke von  $200 \mu\text{m}$  W entspricht.

#### Eignungskriterium

Als Eignungskriterium für Plasmaparameter und damit die Zerstäubung der ersten Wand, wird angenommen, dass die Lebensdauer aufgrund von PWW, die Zeitspanne der Austauschintervalle für das Starterblanket, welche sich aufgrund der Neutronenschädigung ergeben, überschreitet, also

$$t_{FW,PWW} \geq t_{op}. \quad (3.33)$$

## 3.5. Design Parameter des gepulsten europäischen DEMO1 Konzepts

Mit *EUROfusion* wird ein europäisches Konsortium<sup>44</sup> zur Entwicklung von Fusionsenergie bezeichnet, welches 30 Forschungseinrichtungen zur Repräsentierung der 26 europäischen Mitgliedsstaaten plus die Ukraine und die Schweiz, umfasst.

*EUROfusion* verteilt Gelder an europäische Forschungsprojekte, welche im Rahmen der *Roadmap to the realisation of fusion energy* (EU Fusion Roadmap Horizon 2020) [128] durchgeführt werden.

---

<sup>44</sup>Zuvor wurde bereits im Jahr 1999 der Vorläufer *EFDA* (European Fusion Development Agreement) ins Leben gerufen. In den 1970er Jahren schlossen sich führende Einrichtungen der europäischen Fusionsforschung zusammen, um den Tokamak *JET* (Joint European Torus) zu realisieren.

### Kapitel 3. Grundlagen

DEMO1 ist der Arbeitstitel des von EFDA PPPT (*Power Plant Physics and Technology*) für Europa<sup>45</sup> erstellten Designs eines gepulsten Tokamak-Demonstrationskraftwerks, welches zum Ziel hat, in sämtlichen notwendigen technologischen sowie physikalischen Aspekten, zu demonstrieren, dass sich ein vollumfängliches Kraftwerk mithilfe dieser Technologie realisieren und sicher betreiben lässt.

Das europäische Baseline Design<sup>46</sup> von DEMO1 wird vorgestellt, ohne eine Bewertung vorzunehmen, ob dieses das tatsächlich bestmögliche Konzept darstellt<sup>47</sup>. Wesentliche Teile der Studien und Auswertungen, welche im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen wurden, beziehen sich einheitlich<sup>48</sup> auf eine Standard-Referenz für DEMO1, welche nicht zwingend dem aktuellsten diskutierten Baseline Design entspricht. In den letzten Jahren wurden diverse leicht variierende Designs für einen gepulsten Tokamak DEMO1 publiziert [128, 125, 45, 155, 13]. Tab. 3.1 zeigt publizierte Design-Parameter für DEMO1 für Reaktoren einer ähnlichen Größe ( $R_0 = 9 - 9,5$  m) mit variierendem Aspektverhältnis und einer Fusionsleistung  $P_{Fus} = 1794 - 2074$  MW. Die für diese Arbeit abgeleiteten Referenzwerte sind an das europäische Baseline Design des Jahres 2015 angelehnt.

---

<sup>45</sup> Anders als bei ITER, welches als erster Meilenstein-artiger großer Zwischenschritt zu einem kernfusionskraftwerk, noch weltweit gemeinschaftlich umgesetzt wird, existieren verschiedene Pläne von DEMO-Kraftwerken. In Korea, China und Japan werden eigene Versionen angestrebt. Russland plant gar einen Kernfusion- Kernspaltungs-Hybrid als DEMO-Variante, und auch in Europa wird nochmal zwischen DEMO1 und DEMO2 unterschieden. Das Baseline Design für DEMO1 wurde im Jahr 2015 von PPPT mithilfe des europäischen Codes PROCESS erarbeitet, welcher in der Power Plant and Technology Unit beim CCFE in Culham (UK) unter der Führung von Dr. Richard Kemp (und zuvor von Prof. Dr. David Ward) verwaltet wird.

<sup>46</sup> Die Frühdesign-Phase des europäischen DEMO1 läuft bis 2020, eine Bauentscheidung soll im Jahr 2035 gefällt werden und der Plasmabetrieb wird bis 2050 angepeilt [128, 44].

<sup>47</sup> 1-2 mal jährlich diskutieren rund 40 Wissenschaftler aus den Max-Planck-Instituten in Garching und Greifswald, dem KIT Karlsruhe sowie dem Forschungszentrum Jülich über den neuesten Forschungsstand von DEMO Physik und Technologie. Möglich erscheinen auch DEMO-Designs mit deutlich längeren Plasmapulsen als zwei Stunden [13], möglich durch bis zu 25% grösserem Maschinenradius  $R_0$  und dem damit einhergehenden Platz für die Zentraltransformatorspule. Für die Studien der Plasma-Wand-Wechselwirkung, d.h. vorwiegend der Physik der Randschicht, spielen diese Variationen aber nur eine Untergeordnete Rolle, ebenso wie unterschiedliche Profilformen von Dichte und Temperatur im Kernplasma. Vielmehr sind in der Randschicht der Plasmatransport, die Beschaffenheit des Randschicht-Pedestals im H-Moden Betrieb, sowie der mittlere Wandabstand der Separatrix und die Dichte und Temperatur ab dem Randschichtpedestal auswärts, von erheblicher Bedeutung.

<sup>48</sup> Eine Ausnahme bildet der DEMO-Fall der Benchmark-Rechnungen zwischen EIRENE und CELLSOR.

### 3.5. Design Parameter des gepulsten europäischen DEMO1 Konzepts

Tabelle 3.1.: Variationen in den wesentlichen Designparametern, die in [128, 125, 45, 130, 155, 13] publiziert wurden.

Parameter	Wertebereich (publiziert)	Referenzwert	Einheit
$R_0$	9 – 9,5	9	m
$a$	2,25 – 3,65	2,643	m
$A$	2,6 – 4	3,4	-
$P_{Fus}$	1794 – 2074	2000	MW
$P_{SOL}$	150 – 154	150	MW
$I_p$	17 – 20	19,6	MA
$q_{95}$	3 – 3,25	3	-
$H_H$	1,1	1,1	-
$B_0$	5,24 – 7,36	5,7	T
$\kappa_{95}$	1,59	1,59	-
$\delta_{95}$	0,33	0,33	-
$\langle n \rangle$	0,77 – 1,43	0,83	$10^{20} \text{ m}^{-3}$
$T_{sep}$	300 – 330	300	eV

#### 3.5.1. Betriebsfenster

Neben den in Tab. 3.1 dargestellten Referenzwerten, welche vorwiegend ein möglichst ökonomisches DEMO1 Design darstellen, gibt es für das Plasma-Scenario noch Betriebsgrenzen (s. Abschn. 3.2.8: Betriebsmodi und -grenzen in Tokamak-Plasmen), aus denen sich ein Fenster für mögliche Werte des Plasma-Scenarios ableiten lässt.

Die momentan verfügbaren Skalierungsgesetze für den Pedestal-Druck sind für die für DEMO1 relevanten Parameterbereiche eher qualitativer Natur, d.h. die Dichte und Temperatur des Pedestals können dadurch sehr grob abgeschätzt werden. Die Dichte kann allerdings über das Greenwald-Limit sowie die Bedingung des Divertor-Detachments an der Pedestal-Spitze nach oben und an der Separatrix nach unten beschränkt werden. Dadurch lässt sich ein Fenster für mögliche Dichte-Werte des Pedestals ableiten. Gleichzeitig kann mit Hilfe der Skalierung des Pedestal-Drucks, die passende Temperatur abgeleitet werden.

Für das in Tab. 3.1 dargestellte DEMO1 Referenz-Design ergibt sich nach Gl. 3.21 die Greenwald-Dichtegrenze zu  $n_G \approx 9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . In der ursprünglichen Publikation ging M. Greenwald von einer Obergrenze der Linien gemittelten Dichte des Kernplasmas aus. Mittlerweile wird die bei hohen Dichten getriggerte Instabilität eher Effekten im Rand-schichtplasma zugeordnet, daher findet man in vielen Publikationen zu DEMO1 Designs Dichten, die das Greenwald-Limit um 10 – 20 % überschreiten, basierend auf der Annahme, dass dies für sehr gespitzte Dichte-Profilen im Kernplasma geschieht, was wiederum durch ein Brennstoffzufuhr-System, welches gefrorene Pellets tiefer ins Plasma injiziert, als dies durch wandseitigen Gaseinlass möglich wäre, realisiert werden konnte.

Momentan (Stand April 2017) werden unter verstärkter Berücksichtigung der Diagnostik und Kontrolle des DEMO1-Plasmas, auch wieder kleinere Werte diskutiert, welche als Obergrenze der lokalen Dichte an der Pedestal-Spitze  $n_{ped,max} = 0,85 \cdot n_G \approx 7,6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$

### *Kapitel 3. Grundlagen*

nicht überschreiten sollten. Ein analoges Vorgehen wird auch aus Gründen der ELM-Unterdrückung für die H-Moden Einschlussgüte (Faktor  $H_H$ ) diskutiert.

Die Untergrenze für die Dichte an der Separatrix  $n_{sep,min}$  wird über das im H-Moden-Betrieb benötigte Regime des Divertor-Detachments, welches für eine zuverlässige Leistungsabfuhr unabdingbar sein dürfte, festgelegt.

Abschätzungen durch ein vereinfachtes 2-Punkt-Modell (Gl. 5.118 in [135]) zwischen den Verhältnissen an der oberen Mittelebene sowie an den Divertor-Targets, ergeben eine wei- che Untergrenze der Separatrix-Dichte von  $n_{sep,min} \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (für Referenzwerte aus Tab. 3.1).

**Teil I.**

**Hauptteil**



## Kapitel 4.

# Modellierung der Plasma-Wand-Wechselwirkung im Hauptraum

Im Kapitel Grundlagen (Kap. 3) wurden die verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen zwischen einem metallischen Festkörper (Wand) und einem angrenzenden Plasma beschrieben. Die Wandkomponenten der Brennkammer werden sowohl durch auftreffende Ionen, als auch durch Neutralteilchen beschädigt.

Schädigende Ionenspezies sind jene des Brennstoffs (D, T), der Fusionsasche (He), der *Seeding Gase*<sup>1</sup> (N, Ne, Ar, Kr, Xe) und jene, welche durch Wanderosion das Plasma verunreinigen (Fe, W).

Bei den Neutralen schädigen primär Brennstoffatome (D, T) die Wand, welche durch Umladungsstöße kalter Atome mit Ionen in heißen Plasmabereichen entstehen. Diese können anschließend mit kinetischen Energien im Bereich tausender Elektronenvolt auf die erste Wand zurückkehren<sup>2</sup> (s. ITER-Studien von Behrisch et al. [10]).

Die Entstehungsrate und auch die exakte Energieverteilung schädigender Neutralteilchen hängt wiederum stark von Parametern der Plasmarandschicht ab. Die Temperatur ist dabei für die Energie sowie die Ionisationswahrscheinlichkeit der Neutralen verantwortlich, während die Dichte deren Abbremsung, d.h. konkret die Wahrscheinlichkeit weiterer Umladungsstöße innerhalb des einige 10 Elektronenvolt kalten SOL festlegt.

Eines der Ziele von globalen Studien im Gleichgewichtsfall - in diesem Fall in 1,5 Dimensionen<sup>3</sup> - ist es, Kombinationen aus Transportstärke senkrecht zu den Magnetfeldlinien,

---

<sup>1</sup>Die Leistung wird im SOL sehr scharf (auf wenige Millimeter) entlang der magnetischen Feldlinien auf die Divertor-Targets - sog. *Strike Points* - abgeführt. Dabei werden Leistungsflussdichten im Bereich mehrerer Millionen Elektronenvolt pro Quadratmeter erreicht. Zur Reduktion der Wärmeflussdichten werden an Divertor-Tokamaks wie JET und AUG gezielt Verunreinigungsgase ins Divertor-Plasma eingeblasen, welche durch stoßangeregte Linienstrahlung, die abgeführte Leistung ins Volumen abstrahlen und so helfen, die Wärmeflussdichten an den Target-Platten erheblich zu reduzieren. Dabei gelang es bereits, mehr als 80 % der abgeführten Leistung abzustrahlen.

<sup>2</sup>Neutralteilchen lassen sich nicht im Magnetfeld einsperren, sie *fliegen* nahezu unabgebremst auf die erste Wand und führen dort zur Zerstäubung, obwohl das Massenverhältnis im Falle von Deuterium (Projektil) zu Wolfram (Ziel) 1 zu 92 beträgt.

<sup>3</sup>Die Reaktionsraten, sowie Plasmabeschreibung in CELLSOR erfolgt zwar in 1d, der Dichteverlauf des 1d Plasmahintergrunds im SOL wird jedoch iterativ durch Lösung der Kontinuitätsgleichung in 1,5d bestimmt. Die halbe Dimension entspricht einer effektiven Zeitkonstante, welche den Ionentransport im SOL entlang der offenen Feldlinien zum Divertor beschreibt. Die Profile sind stetige Funktionen in der Radiuskoordinate senkrecht zu den magnetischen Feldlinien.

sowie aus Randschichttemperatur und -dichte sowie des Wandabstands zu finden, die für DEMO eine hinreichende Lebensdauer der ersten Wand im Dauerbetrieb<sup>4</sup> erlauben. Die Transportstärken legen dabei den radialen Dichteverlauf im SOL fest.

## 4.1. Plasmabeschreibung

Zur vereinfachten Modellierung des Plasmas, wird jenes axialsymmetrisch (poloidal sowie toroidal) und im thermischen Gleichgewicht betrachtet. Ein Plasma im thermischen Gleichgewicht lässt sich im analog zu einem Fluid bereits anhand der Dichte  $n$  und der Temperatur  $T$  der Elektronen und Ionen, in Abhängigkeit der Radiuskoordinate  $r$ , beschreiben.

In magnetisch eingeschlossenen Plasmen verlaufen Dichte sowie Temperatur typischerweise von einem Maximalwert im Zentrum des eingeschlossenen Bereichs, radial nach aussen hin abfallend. Dabei werden zwei Zonen Unterschieden. Eine vom Zentrum ausgehend breite Zone, bei der der Verlauf parabolisch abfallend ist, sowie einen linear abfallenden Randbereich, welcher in sehr gut eingeschlossenen Plasmen (H-Mode) beobachtet wird, und als *Randschichtpedestal* bezeichnet wird.

Im SOL fallen Dichte und Temperatur in radialer Richtung in etwa exponentiell ab. Die Stärke des Abfalls wird durch die Abfallängen  $\lambda_{T_{1,2}}$  und  $\lambda_n$  vorgegeben.

Zur eindimensionalen Modellierung wird die Temperatur folgendermassen beschrieben:

$$T(r) = \begin{cases} T_{ped} + (T_0 - T_{ped}) \left(1 - \left(\frac{r}{r_{ped}}\right)^2\right)^{\alpha_T} & \text{falls } r \leq r_{ped} \\ mr + b & \text{falls } r_{ped} < r \leq a \\ \max \left\{ T_{sep} e^{\left(\frac{-(r-a)}{\lambda_{T_1}}\right)}, T_{min} \right\} & \text{falls } r > a \text{ und } T > T_{min} \\ T_{min} e^{\left(\frac{-(r-a)}{\lambda_{T_2}}\right)} & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.1)$$

mit

$$m = \frac{T_{sep} - T_{ped}}{\Delta_{ped}}, \quad b = T_{sep} - ma. \quad (4.2)$$

---

<sup>4</sup>Der Dauerbetrieb ist beim Tokamak theoretisch denkbar, in Maschinen mit einem hohen nicht-induktiven Stromtrieb (s. *advanced Tokamak* [140, 76, 70]; eine Skalierung des Bootstrap-Anteils am Stromtrieb kann in [52] gefunden werden). Im *normalen* Betrieb ist der Betrieb aufgrund des endlichen Flusshubes der Zentraltransformatorspule, welcher zum Stromtrieb verwendet wird, auf Pulsdauern zwischen 2-12 h begrenzt, je nach Maschinendesign. Die Pause zwischen zwei Pulsen beträgt ca. 30 Minuten. Diese werden zum Umladen der Zentraltransformatorspule und zum Evakuieren der Brennkammer benötigt. Der effektiv erreichbare Operationszeitanteil beträgt daher für DEMO vorraussichtlich  $f_{duty} = 0.8 - 0.96$ . Dabei gilt, je größer der Torus, desto mehr Platz für die Zentraltransformatorspule sowie zur Abschirmung der Toroidalfeldspulen, desto länger die Pulsdauern und desto besser der Teilcheneinschluss.

## 4.2. Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR

Für die Dichte gilt:

$$n(r) = \begin{cases} n_{ped} + (n_0 - n_{ped}) \left(1 - \left(\frac{r}{r_{ped}}\right)^2\right)^{\alpha_n} & \text{falls } r \leq r_{ped} \\ mr + b & \text{falls } r_{ped} < r \leq a \\ n_{sep} e^{\left(\frac{-(r-a)}{\lambda_n}\right)} & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.3)$$

mit

$$m = \frac{n_{sep} - n_{ped}}{\Delta_{ped}}, \quad b = n_{sep} - ma. \quad (4.4)$$

Im Falle der Dichte, kann für  $r > a$  auch - alternativ zu  $\lambda_n$  - die Stärke des diffusiven ( $D_\perp$ ) sowie konvektiven ( $v_\perp$ ) Senkrechtransports, sowie der Zeit zum Abtransport zum Diver- tor ( $\tau_{||}$ ) vorgegeben werden. In diesem Fall wird durch Lösen der Kontinuitätsgleichung das (Ionen-)Dichteprofil selbstkonsistent errechnet (s. Abschn. 4.5).

## 4.2. Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR

Der 1d Monte Carlo (MC) Code CELLSOR<sup>5</sup> (Code to Estimate the wall Lifetime Limited by Sputtering in a fusion reactOR) wurde gezielt geschrieben, um die Fragestellung des Schutzes der ersten Wand im Hauptraum, in integrierte Systemstudien, welche mit sogenannten *Systemcodes* zur Reaktorauslegung verwendet werden, einzuführen (s. Kap. 2).

CELLSOR wurde - unter der Mithilfe von Prof. Dr. Detlev Reiter, Dr. Dirk Reiser und Dr. Vlad Kotov - in vielen Aspekten an den Code EIRENE angelehnt und löst stationäre kinetische Gleichungen in 1d (radial) durch Rechnungen im 7d Phasenraum<sup>6</sup> (Ort  $\vec{r}$ , Impuls  $\vec{p}$ , Teilchenzustand  $i$ ), welcher durch karthesische Orts- und Impulsvektoren aufgespannt wird, und beschreibt die Teilchenbahnen algebraisch in einem Torus (3d), zur Mitnahme von Krümmungseffekten, welche Einfluss auf die Winkelverteilung<sup>7</sup> beim Wandaufprall haben. Diese Behandlung erlaubt zügige Rechnungen mit winkelabhängigen Zerstäubungsausbeuten  $Y(E, \theta)$ .

### 4.2.1. Geometrie

In Maschinen mit toroidalen Plasmaformen, wie dem Tokamak oder dem Stellarator, fliegen neutrale Teilchen entlang gerader Linien durch den gekrümmten Torus und durch-

<sup>5</sup>CELLSOR wurde in der Sprache *python* 2.7 geschrieben, unter Verwendung von *cython* und *numerical python*, welche Routinen in *Fortran* enthalten sowie die Kompilierung in *c* ermöglichen und damit eine erhöhte Rechenleistung gegenüber *python* ermöglichen.

<sup>6</sup>Die Teilchenbahnen werden in drei Raum-Dimensionen im karthesischen Torus beschrieben. Messgrößen werden in einer Dimension (radial) über die Zellen gemittelt.

<sup>7</sup>Die Winkelverteilung ist von hoher Bedeutung, da die Zerstäubungsausbeuten von leichten Projektilen, die eine schwermetallische Wand bombardieren, stark vom Aufprallwinkel abhängen [36, 37].

stossen<sup>8</sup> dabei Flussflächen verschiedener Radien.

Das von zwei Flussflächen mit benachbarten Radien eingeschlossene Volumen, entspricht in der MC-Rechnung einer Zelle am Ort  $\rho$  mit der Breite  $\Delta_{cell}$ . Die Wand entspricht dabei der äussersten Flussfläche bei  $\rho_{wall}$ . In jeder Zelle herrscht Stationärität des Plasmahintergrundes ( $n, T(\rho_{cell}) = const.$ ).

### Annahmen und Vereinfachungen

CELLSOR wurde als Werkzeug zur Berechnung der mittleren globalen Netto-Erosion im Hauptraum der Brennkammer im stationären Fall, konzipiert. Dies führt dazu, dass durch eine Reihe von Vereinfachungen die Rechenzeit des Codes optimiert werden konnte.

1. Das Plasma in CELLSOR ist axialsymmetrisch, d.h. der poloidale und toroidale Querschnitt des Plasmas wird durch eine kreisrunde<sup>9</sup> Form beschrieben<sup>10</sup>.
2. Flussflächen sind konzentrisch und invariant vom Poloidalwinkel angeordnet (s. Abb. 4.1), d.h. der aus der MHD resultierende Shafranov-Shift (s. Kap. 3 Abb. 3.7), der die Flussflächen auf der Hochfeldseite staucht und auf der Niedrigfeldseite streckt, wird vernachlässigt<sup>11</sup>.
3. In CELLSOR starten simulierte Testteilchen auf Höhe der oberen Mittelebene<sup>12</sup> der Hochfeldseite. Dies gilt sowohl für initial auftreffende Ionen, als auch für injizierte Brennstoff-Pellets bzw. Gasatome.
4. Radiale Driften und Plasma-Bewegungen (s. Unterabschn. 4.2.4) werden innerhalb der Zellen der Monte Carlo Rechnung vernachlässigt. Das Hintergrundplasma wird lokal durch ein ruhendes stationäres Teilchenensemble beschrieben, innerhalb dessen die Geschwindigkeiten einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgen.
5. Die Gesamtzerstäubung der ersten Wand wird am Ende einer Rechnung über sämtliche errechneten lokalen Zerstäubungsausbeuten beim Aufprall von Testteilchen mit Punkten der Wandoberfläche gemittelt.

---

<sup>8</sup>Simulierte Test-Teilchen haben aufgrund der Toruskrümmung und ihrer geradlinigen Richtung sowie Geschwindigkeit stets eine endliche Verweilzeit innerhalb einer Zelle. Die Verweilzeit legt die Wahrscheinlichkeit für physikalische Interaktionen mit dem stationären Hintergrundplasma fest, also die Eindringtiefen für diverse Stossprozesse. Zur Bestimmung der Verweilzeit  $t_{dwell}$  wird ein Algorithmus verwendet, der erlaubt, Schnittpunkte zwischen geraden Linien und Flussflächen zu bestimmen. Dieser Algorithmus wird im Unterabschnitt 4.2.1 beschrieben.

<sup>9</sup>Die typische D-förmige ellipsoide Form in der Poloidalebene von modernen Divertor-Tokamak-Plasmen, mit unterschiedlicher Elongation und Triangularität (s. Kap. 3 Abb. 3.8), wird vernachlässigt.

<sup>10</sup>Zur Skalierung von Randschicht-Parametern, wie dem Pedesta-Druck, sowie der Energieeinschlusszeit und der H-Moden-Leistungsschwelle, werden - auf Grund der hohen Sensitivität - jedoch die Formparameter (Elongation, Triangularität) des DEMO1-Baseline-Designs verwendet.

<sup>11</sup>Aus diesem Grund entspricht die Radiuskoordinate  $x$  in CELLSOR automatisch der Flussflächenkoordinate  $\Psi$ .

<sup>12</sup>An dieser Stelle sind die Unterschiede zwischen D-Form und Kreis am geringsten.

#### 4.2. Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR

6. Das durch Kopplung von kinetischer Beschreibung und Fluidgleichungen ermittelte Profil der Ionendichte, beschreibt die mittlere Dichte zwischen X-Punkt und oberer Mittelebene (entlang der  $z$ -Koordinate).
7. Die Oberfläche der ersten Wand wird als glatt<sup>13</sup> und homogen<sup>14</sup> angenommen.
8. Magnetische Feldlinien verlaufen in CELLSOR parallel zur ersten Wandoberfläche, d.h. lokale Erosionseffekte<sup>15</sup> aufgrund von Berührungen zwischen magnetischen Feldlinien und Oberflächen, werden - ebenso wie fühlende Kanten durch Kastellierungen der Oberfläche - nicht berücksichtigt.
9. Die plasma-seitige Wandoberfläche besteht vollständig aus einer dünnen Wolfram-Schicht, i.e. mögliche Legierungen (z.B. W-Y-Cr [153]) aus sog. *Smart-Alloys* werden nicht behandelt<sup>16</sup>.
10. CELLSOR betrachtet den stationären Fall vollständigen Wandrecyclings<sup>17</sup>.
11. Der initiale Ionenfluss auf die Wand wird monoenergetisch beschrieben. Die Berechnung erfolgt über ein vereinfachtes 0d-Modell für das beschleunigende Potenzial der Debye-Schicht. Neutralteilchen starten anschließend von der Wand, mit aus dem reflektierten Anteil des Ionenfluxes, sowie desorbierenden Anteil thermischer Moleküle generierten Verteilungen für Austrittswinkel und -geschwindigkeit.
12. Die Zerstäubungsausbeute, d.h. implizit die Bindungsstärke von Atomen im Wandgitter, wird - analog zur Glattheit der Oberfläche - als zeitliche Invariante<sup>18</sup> (stationär über den Plasmapuls) behandelt<sup>19</sup>.

<sup>13</sup>Im experimentellen Reaktorbetrieb wurde beobachtet, dass zuvor polierte glatte Wandkomponenten mit der Zeit aufrauhen, wodurch sich unter Anderem das Zerstäubungsverhalten verändert [7].

<sup>14</sup>Anstelle der glatten und stetigen Wand wie in CELLSOR, werden plasmaseitige Oberflächen in der Praxis kastelliert, zur Vermeidung von Spiegelströmen und zur Anpassung an den Einfall von magnetischen Feldlinien.

<sup>15</sup>In einer globalen Betrachtung werden solche lokalen Effekte zwar nicht berücksichtigt, da der Flächenanteil der lokalen Erosion jedoch gering ist, spielen diese Effekte eine kleine Rolle. Dies gilt explizit nicht, falls die Fragestellung die Erosion an fühlenden Kanten oder lokalen Gefäßöffnungen von Plasmadiagnostiken betrifft.

<sup>16</sup>Präferentielle Zerstäubung [32] von leichten Legierungen gegenüber Wolfram, führt im Plasmabetrieb dazu, dass - im stationären Fall - auch für Smart-Alloys, eine dünne Schicht mit direktem Plasmakontakt tatsächlich nahezu aus reinem Wolfram besteht [96].

<sup>17</sup>Der Netto-Transport in der Wand sollte tatsächlich, auf Grund der hohen Plasmapulsdauer in DEMO1 von über zwei Stunden, nahezu während der gesamten Flat-Top-Phase der Plasmapulse, gleich Null sein.

<sup>18</sup>Abweichende Bindungsstärken von Co- und Re-deponierten Schichten, ebenso wie Veränderungen durch zunehmende Rauigkeit, werden nicht betrachtet.

<sup>19</sup>Der aufgrund dieser Annahme begangene Fehler ist typischerweise klein genug, dass er ohne Beachtung in Kauf genommen werden kann. Die Ursache liegt darin, dass für DEMO zum Schutz der Wand eine Vergrößerung des Wandabstandes gegenüber ITER vornötigen sein dürfte. Dadurch würde im Hauptaum der Brennkammer, das wandnahe Plasma weniger dicht und weniger heiß werden. Erodiertes Wandmaterial würde daher mit größerem Wandabstand des magnetisch eingeschlossenen Plasmas zunehmend weniger Nährboden für prompte re-Deposition bereitstellen. Weiterhin sind in den meisten betrachteten Testfällen die prompten re-Depositionsraten ohnehin gering.

13. Die Selbstheilung der durch Bombardierung geschädigten ersten Wand, welche durch prompte re-Deposition von erodiertem Wolfram erfolgt, wird ausschließlich für einfach ionisiertes Wolfram berechnet.
14. Der SOL wird vereinfacht als Quader mit den Kantenlängen  $\Delta_{SOL}$ ,  $2\pi R$  und  $2\pi a$  behandelt, bei dem die tatsächliche Verbindungsstrecke  $L_{\parallel}$  für Ionen zwischen der oberen Mittelebene und dem X-Punkt (bzw. Divertor), um den Sicherheitsfaktor  $q_{95}$  länger ist, als die halbe Kantenlänge  $\pi R$  in  $z$ -Richtung (s. Abschn. 4.5 Abb. 4.3). Ionen propagieren daher mit einer effektiven Schallgeschwindigkeit  $c_{s,eff}^{20}$ . Im Modell wird dies durch eine mittlere effektive Verlust-Zeitkonstante  $\tau_{\parallel} = \pi R c_{s,eff}^{-1}$  wiedergegeben.
15. Im Kernplasma wird Gleichheit zwischen Elektronen- und Ionentemperatur angenommen. Innerhalb des SOL erlaubt CELLSOR eine faktorielle Unterscheidung (über den Parameter  $\tau_{e,i}$ ).
16. Die Temperatur beim Eintritt in die Debye-Schicht des Divertors wird mit  $T_e = T_i = 2\text{eV}$  angenommen<sup>21</sup>. Die mittlere Schallgeschwindigkeit wird anhand der über den SOL gemittelten Ionentemperatur  $\bar{T} = \int_{\Delta_{SOL}} d\rho T(\rho)$  herangezogen. Dabei beschreibt  $T(\rho)$  - analog zur Dichte - eine entlang  $z$  gemittelte Temperatur.
17. Eine weitere Annahme liegt darin, dass die entlang  $z$  gemittelte Temperatur im Hauptraum nur schwach variiert, und dass der starke Gradient zwischen oberer Mittelebene und dem Plasma dicht vor den Divertorplatten, erst im privaten Plasma, i.e. Divertor-seitig ab dem x-Punkt, zustande kommt.

### Schnittpunkte zwischen Geraden und Torusoberflächen

Zur Bestimmung der physikalischen Reaktionsraten zwischen Test-Teilchen und Hintergrundplasma, welche durch die Verweilzeit des Testteilchens in einer Zelle bestimmt werden, wird ein Algorithmus zur Lösung quartischer Polynome, welche die Schnittpunkte zwischen Geraden und außen und innen liegenden Flussflächen beschreiben, verwendet. In karthesischen Koordinaten in 3 Dimensionen, wird ein Torus mit großem Radius  $R$  und Plasmaradius  $a$ , flach in der xy-Ebene liegend und bei  $x = 0$  zentriert, durch folgende Gleichung beschrieben [138]

$$f(x, y, z) = (x^2 + y^2 + z^2 - \rho^2 - R^2)^2 + 4R^2(z^2 - \rho^2). \quad (4.5)$$

Jeder Punkt, der auf der Oberfläche mit Radius  $\rho$  liegt, erfüllt die implizite Gleichung

$$f(x, y, z) = 0. \quad (4.6)$$

---

<sup>20</sup>Der Ausdruck für die Ionenschallgeschwindigkeit  $c_s$  aus Kap. 3 Gl. 3.9 wird daher mit dem Sicherheitsfaktor  $q_{95}$  sowie der mittleren Mach-Zahl  $\bar{M}$  multipliziert. Verwendet wird ein polytroper Koeffizient  $\gamma_i = 1,5$ .

<sup>21</sup>Dies ist nicht direkt für die CELLSOR-Rechnungen erheblich, sondern für die Abschätzung der minimalen Separatrix-Dichte im Hauptraum, welche über eine 2-Punkt-Modellierung erfolgt.

#### 4.2. Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR

Die kinetische Beschreibung von Neutralteilchen erfolgt algebraisch durch eine Gerade, beschrieben durch den Positionsvektor  $\vec{p}$  und den Geschwindigkeitsvektor (Richtungsvektor)  $\vec{v}$ , der durch die Fluzeit  $t$  aufgespannt wird.

$$\vec{r} = \vec{p} + t\vec{v} \quad (4.7)$$

Die Schnittpunkte zwischen der Neutralteilchengerade und umgebenden Flussflächen, können über die Nullstellen<sup>22</sup> des zugehörigen quartischen Polynoms bestimmt werden. Sie geben die Flugzeiten  $t$  an, um die der Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  aufgespannt werden muss, um auf einen Punkt auf der Torusoberfläche zu zeigen. Durch Nullsetzen von Gleichung 4.5 und durch Einsetzen der Komponenten des Geradenvektors  $\vec{r}$  aus Gleichung 4.7, erhält man das gesuchte quartische Polynom

$$t^4 + at^3 + bt^2 + ct + d = 0 \quad (4.8)$$

mit den Koeffizienten

$$\begin{aligned} a &= \frac{2\beta}{\alpha} \\ b &= \frac{\beta^2 + 2\alpha\gamma + 4R^2v_z^2}{\alpha^2} \\ c &= \frac{2\beta\gamma + 8R^2p_zv_z}{\alpha^2} \\ d &= \frac{\gamma^2 + 4R^2p_z^2 - 4R^2\rho^2}{\alpha^2} \end{aligned} \quad (4.9)$$

und

$$\begin{aligned} \alpha &= \vec{v} \cdot \vec{v} \\ \beta &= 2\vec{p} \cdot \vec{v} \\ \gamma &= (\vec{p} \cdot \vec{p}) - \rho^2 - R^2. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Ein numerisch stabiler und zügiger algebraischer Algorithmus, zur Bestimmung der Nullstellen von Polynomen höherer Ordnung, besteht darin, die Eigenwerte einer sogenannten *Begleiter-Matrix* (engl.: *companion matrix*) zu ermitteln. Dabei werden auf numerischem

---

<sup>22</sup>Es gibt zahlreiche Methoden, um die Nullstellen von quartischen Polynomen zu ermitteln, darunter geschlossene algebraische und analytische Lösungen. Derartige in sich geschlossene Lösungen neigen allerdings zu numerischen Instabilitäten, welche unter speziellen Vorzeichenkombinationen der vier Koeffizienten  $a, b, c$  und  $d$  auftreten. Nimmt man das gemeinsame Potenzial der gängigen algebraischen und analytischen Lösungen (in geschlossener Form), so lassen sich davon lediglich Fälle mit 12 von den 32 möglichen Vorzeichenkombination zuverlässig lösen [64]. Das Spektrum der zu erwartenden Vorzeichenkombination für im Torus propagierende Neutralteilchen geht aufgrund der zahlreichen isotropen Richtungswechsel, die nach Umladungen zwischen den simulierten Test-Teilchen und dem Plasmahintergrund auftreten, weit über diese 12 Fälle hinaus.

Wege<sup>23</sup> die Nullstellen von quartischen Polynomen wie jenem aus Gleichung 4.8 ausge-rechnet [38].

$$C = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -d \\ 1 & 0 & 0 & -c \\ 0 & 1 & 0 & -b \\ 0 & 0 & 1 & -a \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Die ermittelte Verweilzeit in einer Zelle hängt von der Auflösung, also der Anzahl und

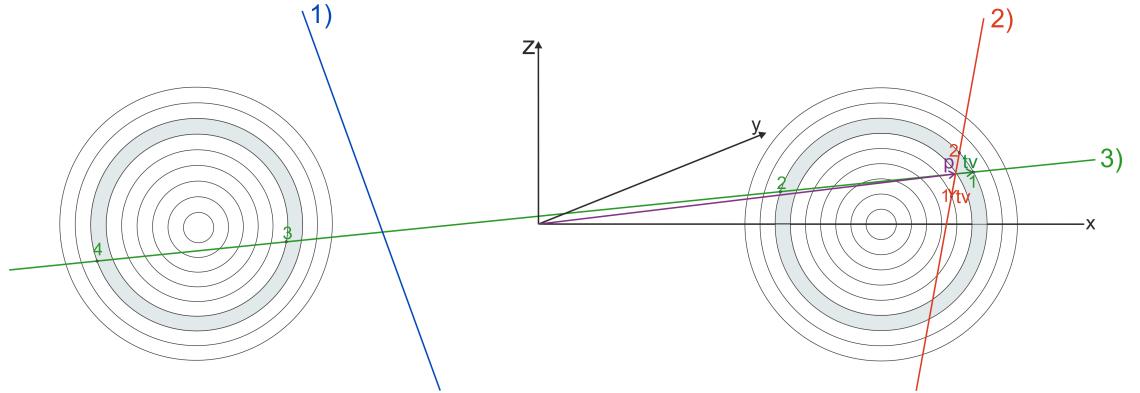


Abbildung 4.1.: Darstellung der Nullstellen von  $C_{aus}$ , welche die Schnittpunkte zwischen dem Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$ , des am Ort  $\vec{p}$  startenden Test-Teilchens, und der benachbarten Flussfläche angeben. Im Fall zweier reeller Nullstellen (rot) sowie von 4 reellen Nullstellen (grün) entspricht die positive reelle Nullstelle der Verweilzeit in der Zelle.

damit der Breite  $\Delta_{cell}$  der Zellen ab, sowie von der Länge des Geschwindigkeitsvektors  $\vec{v}$ , d.h. der kinetischen Energie des Test-Teilchens. Die Verweilzeit wird mit  $t_{dwell}$  beschrieben. Ermittelt<sup>24</sup> wird stets die kleinste positive reelle Nullstelle der beiden benachbarten

<sup>23</sup>Im Quellcode von CELLSOR wird zur Ermittlung der Nullstellen  $t_{1,2,3,4}$  die *eigvals*-Methode aus dem *numpy*-Paket (numerical python) verwendet. Mathematisch entsprechen diese Nullstellen Skalaren, die die Geschwindigkeitsvektoren  $\vec{v}$  der simulierten Test-Teilchen gerade so aufspannen, dass diese auf die Schnittpunkte mit der Torusoberfläche am Radius  $\rho$  zeigen. Je nachdem, ob der Positionsvektor ursprünglich innerhalb oder außerhalb der benachbarten Torusoberfläche liegt, und auch abhängig von der Richtung des Geschwindigkeitsvektors, gibt es 4 reelle Nullstellen, oder jeweils 2 reelle und 2 imaginäre Nullstellen, oder gar 4 imaginäre Nullstellen. Da die Test-Teilchen sich innerhalb der äußersten Torusoberfläche (erste Wand) befinden, und immer die Schnittpunkte mit Flussflächen, die bei Radien knapp unter- / oberhalb des Positionsvektors in der betrachteten Zelle liegen, gesucht werden, werden nur Lösungen mit reellen Nullstellen verwendet. Wenn man sich vorstellt, dass ein vertikal und symmetrisch durchgeschnittener Torus bei frontaler Sicht exakt zwei Kreise im Abstand  $2R_0$  erzeugt, so leuchtet direkt ein, dass bei Flugrichtungen mit Schnitten an beiden Kreisen vier, und bei Schnitten an einem Kreis, zwei reelle Nullstellen als Lösungen vorliegen. Als weitere Einschränkung wird nur jene reelle Nullstelle verwendet, welche in Flugrichtung des Test-Teilchens liegt, d.h. mit positivem Vorzeichen. Die Nullstelle entspricht dann der Verweilzeit des Test-Teilchens innerhalb einer Zelle (Abbildung 4.1).

<sup>24</sup>Die investierten Rechenkosten sind bei dieser Vorgehensweise akzeptabel, so bekommt man die gesuchte kleinste positive reelle Nullstelle beider Matrizen mithilfe von *eigvals* in  $< 300 \mu\text{s}$ .

## 4.2. Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR

Begleiter-Matrizen  $C(\rho_{aus})$  und  $C(\rho_{in})$ .

### Wandreflektion

Die erste Wand im Hauptraum der Brennkammer entspricht der äußersten Flussfläche mit dem Radius  $\rho_{wall} = a + \Delta_{SOL}$ <sup>25</sup>.

In CELLSOR sind Winkel zwischen Neutralteilchengerade und Oberflächennormalenvektor der Wand zu jeder Zeit bekannt, da sich jede Kombination aus Positions- und Geschwindigkeitsvektor eines Testteilchens, um eine skalare Flugzeit  $t_{wall}$  aufspannen lässt, die dem Schnittpunkt mit der Wandoberfläche entspricht. Auf diese Stelle auf der Wandoberfläche zeigt der Vektor  $\vec{S} = \vec{p} + t_{wall}\vec{v}$ . Mathematisch entspricht die kleinste reelle Nullstelle der Begleiter-Matrix  $C_{wall}$  der gesuchten Flugzeit bis zum Wandaufprall  $t_{wall}$ . Diese Rechnung ist immer dann erforderlich, wenn sich die Richtung des Testteilchens, und damit der Einfallsinkel zur Wand, ändert. Dies geschieht bei

- Wechselwirkung mit dem Plasmahintergrund, i.e. *Ladungsaustausch* (engl.: *charge-exchange*, kurz: CX),
- und bei Wandberührungen, im speziellen Reflektion oder Desorption.

Die Desorption erfolgt beim Eintritt eines Testteilchens ins Plasma. Die Reflektion kann anschließend erfolgen, falls es zum Wandaufprall kommt, bevor das Testteilchen durch Ionisation in den Plasmahintergrund eintritt. Die Änderung des Geschwindigkeitsvektors nach einem Wandaufprall, entspricht in der Algebra der Reflektion einer Geraden an einer Ebene. Zur Berechnung ist die Kenntnis über den Oberflächennormalenvektor  $\vec{n}$ , der vom Ort des Schnittpunkts, beschrieben durch  $\vec{S}$ , nach innen, d.h. in den Torus hinein zeigt. Zur Berechnung wird  $\vec{S}$  in den negierten Gradienten von  $f(x, y, z)$ , der impliziten Torusgleichung, beschrieben durch Gleichung 4.5, eingesetzt.

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} -4S_x(S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 - a^2 - R^2) \\ -4S_y(S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 - a^2 - R^2) \\ -4S_z(S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 - a^2 - R^2) + 8R^2S_z \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

Die Reflektion von  $\vec{v}$  entspricht einer Rotation<sup>26</sup> um den Winkel  $\pi$ , um  $\vec{n}$ . Nach Anwendung der vereinfachten Rotationsmatrix um  $\pi$  auf  $\vec{n}$  und  $\vec{v}$ , ergibt sich der Reflektionsvektor  $\vec{v}_{refl}$  aus

$$\vec{v}_{refl} = \begin{pmatrix} v_x - 2n_x(\vec{n} \cdot \vec{v}) \\ v_y - 2n_y(\vec{n} \cdot \vec{v}) \\ v_z - 2n_z(\vec{n} \cdot \vec{v}) \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

---

<sup>25</sup>Der Wandabstand  $\Delta_{SOL}$  ist eine höchst wichtige Größe im Kontext der Plasma-Wand-Wechselwirkung. Er bestimmt das Verhältnis der Teilchenzuflüsse zum Divertor und zur ersten Wand im Hauptraum sowie die wandnahe Physik, da er Einfluss auf die Plasmadichte und -temperatur hat.

<sup>26</sup>Die allgemeine Rotationsmatrix, welche die Rotation um einen beliebigen Vektor in 3 Dimensionen beschreibt, lässt sich enorm vereinfachen, wenn der Rotationswinkel exakt  $\pi$  beträgt.

Der Einfallswinkel, i.e. der Winkel relativ zur Oberflächennormalen, der zur korrekten Berechnung der Zerstäubungsausbeuten  $Y(\theta, E)$  benötigt wird, ist dann gegeben durch

$$\theta = \cos^{-1} \left( \frac{-\vec{v} \cdot \vec{n}}{|\vec{v}| |\vec{n}|} \right). \quad (4.14)$$

### Monte Carlo Zellen

Eine *Zelle* entspricht in CELLSOR dem Raum zwischen zwei benachbarten Torusoberflächen. Eine Zelle ist also ein 3-dimensionaler Körper, anschaulich ein Ring in der poloidalen Ebene, welcher durch Rotation um einen außen liegenden Punkt (Ursprung des Koordinatensystems) zu einem Torus aufgespannt wird. Die Breite des Rings entlang des Torus bleibt dabei erhalten.

Eine *Zelle* wird also aufgrund der poloidalen und toroidalen Symmetrie des simulierten Plasmagefäßes, hinreichend durch den Radius  $\rho_{cell}$  und die Zellbreite  $\Delta_{cell}$  beschrieben. Zählvorgänge werden in jeder Zelle  $i$  beim Radius  $\rho_{cell,i}$  durchgeführt<sup>27</sup>.

### Rückrotation des Orts- und Geschwindigkeitsvektors auf die x-Achse

Das Zählen innerhalb von Zellen geschieht beim Radius  $\rho_{cell}$ , also poloidal und toroidal gemittelt. Die exakte Position innerhalb der Zellen ist nur zur Bestimmung der Einfallsinkel zur Wand von Bedeutung. Zur Rechenbeschleunigung kann daher mit Vektoren  $\vec{p}$  und  $\vec{v}$ , deren  $y$ - und  $z$ -Komponenten stets Null sind, gerechnet werden, indem nach jedem Zelldurchgang Rückrotationen<sup>28</sup> um die überstrichenen Poloidal- und Toroidalwinkel  $\Phi$  und  $\theta$ , um welche das Testteilchen die  $x$ -Achse verlassen hat, durchgeführt werden<sup>29</sup>. Rechnungen lassen sich durch die Methode der Rückrotationen<sup>30</sup> typischer Weise ca. dreifach beschleunigen.

Die Poloidalwinkel  $\phi$  und Toroidalwinkel  $\theta$ , welche bei einem Zelldurchgang überstrichen werden, lassen sich ermitteln, indem man den Positionsvektor, der die Position des Testteilchen nach dem Zelldurchgang beschreibt, in die  $xy$ -Ebene projiziert, i.e.

$$\vec{p}_{xy} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

Die überstrichenen Winkel  $\phi$  und  $\theta$  sind dann

$$\phi = \cos^{-1} \left( \frac{|\vec{p}_{xy}|}{|\vec{p}|} \right), \quad \theta = \cos^{-1} \left( \frac{p_x}{|\vec{p}_{xy}|} \right). \quad (4.16)$$

---

<sup>27</sup>Eine Beschreibung des Algorithmuses zur Zuweisung von Zellnummern befindet sich in G.4.

<sup>28</sup>CELLSOR bietet die Option dieser Rechenmethode über den *boolschen* Eingabeparameter `vector_back_rotation`.

<sup>29</sup>Wendet man die Rotationen gleichzeitig auch auf den Schnittpunktvektor  $\vec{S}$  mit der Wandoberfläche an, so wird die Information über den Einfallswinkel erhalten, während das Zuordnen zu Zellen mit Radius  $\rho_{cell}$  unverändert bleibt.

<sup>30</sup>Die dabei begangenen numerischen Fehler sind vernachlässigbar klein (s. G.1).

#### 4.2. Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR

Die Rotationsmatrizen, zur Anwendung auf  $\vec{p}'$ ,  $\vec{v}$  und  $\vec{S}$ , sind dann

$$R_\theta = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad R_\phi = \begin{pmatrix} \cos(\phi) & 0 & \sin(\phi) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\phi) & 0 & \cos(\phi) \end{pmatrix}. \quad (4.17)$$

Zunächst wird der neue Positionsvektor  $\vec{p}'$  in die  $xz$ -Ebene rotiert, durch die Rückrotation

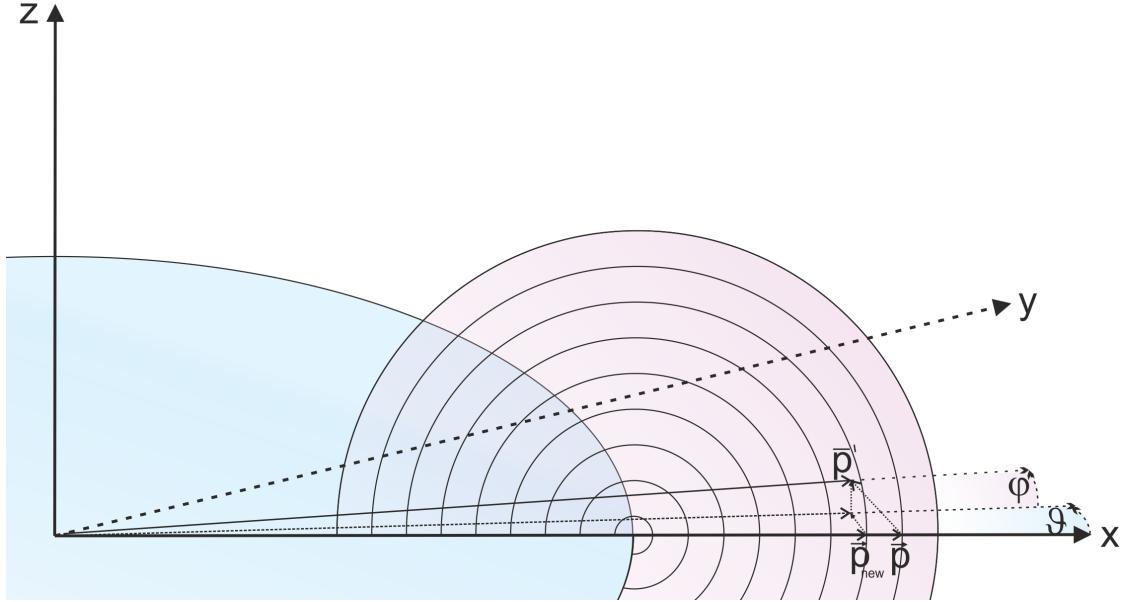


Abbildung 4.2.: Skizze zur Veranschaulichung der Rückrotationswinkel  $\Phi$  und  $\theta$ , welche beim Zelldurchgang von  $\vec{p}$  nach  $\vec{p}'$  überstrichen werden. Nach der Rückrotation wird  $\vec{p}'$  durch den Vektor  $\vec{p}_{new}$  ersetzt.

um  $\theta$ , also  $\vec{p}_{xz} = R_\theta \vec{p}'$ . Anschließend wird der so entstandene Positionsvektor  $\vec{p}_{xz}$  auf der  $x$ -Achse durch Rotation um  $\Phi$  erzeugt, also  $\vec{p}_{new} = R_\phi \vec{p}_{xz} = R_\phi (R_\theta \vec{p}')$  (siehe Abbildung 4.2). Analog wird mit  $\vec{S}$  und  $\vec{v}$  verfahren. Die Referenzachse liegt in  $x$ -Richtung und beherbergt den Punkt, auf den der Referenzvektor  $p_0$  zeigt.

$$\vec{p}_0 = \begin{pmatrix} R \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Die Rotationsmatrizen aus Gleichung 4.17 entsprechen Rotationen entgegen dem Uhrzeigersinn. Im Falle von  $p_y > 0$ , d.h. Überschreiten der  $x$ -Achse in positiver  $y$ -Richtung, wird hingegen im Uhrzeigersinn zurückkrotiert, d.h.  $R_\theta^{-1}$  verwendet. Selbiges gilt für den Poloidalwinkel, also Rotation mithilfe von  $R_\phi^{-1}$ , falls die  $xy$ -Ebene nach unten verlassen wurde, also bei  $p_{xz,z} < 0$ .

#### 4.2.2. Wechselwirkungen zwischen Testteilchen und Hintergrundplasma

Die Monte Carlo Methode erfordert das Würfeln nach Chancen in diskreten Schritten, um über lokale Wechselwirkungen zwischen dem Testobjekt und seiner Umgebung zu entscheiden.

Im Falle von CELLSOR werden mithilfe von Reaktionsratenkoeffizienten, welche - analog zu EIRENE - aus der HYDHEL [121] und AMJUEL [122] Datenbank generiert werden, Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen physikalischen Wechselwirkungen<sup>31</sup> ermittelt, welche zwischen dem simulierten Testteilchen und dem stationären Plasmahintergrund, beim durchqueren einer Zelle, auftreten können<sup>32</sup>.

Für die Wahrscheinlichkeiten von Wechselwirkungsprozessen innerhalb einer Zelle, ist die Verweilzeit

$$t_{dwell} = \frac{\Delta_{fly}}{|\vec{v}|} \quad (4.19)$$

entscheidend, welche aufgrund der Flugdistanz  $\Delta_{fly}$ , i.e. dem Abstand des Schnittpunkts der benachbarten Flussfläche am Ort  $\rho \pm \Delta_{cell}$  zum Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$ , errechnet wird.

Die Reaktionswahrscheinlichkeit  $0 \leq p \leq 1$  ist eine Funktion des Reaktionsratenkoeffizienten  $\langle \sigma v \rangle$

$$p = 1 - e^{(-t_{dwell}\langle \sigma v \rangle)}. \quad (4.20)$$

#### Selektion bevorzugter Wechselwirkungsprozesse

Kommt es in einer Zelle zu der Situation, dass  $N$  gewürfelte Zufallszahlen  $k_1 \dots k_N$  jeweils die Bedingung  $k_i \leq p_i$  für  $i = 1 \dots N$ , i.e. für  $N$  potenzielle Reaktionen erfüllen, so wird nochmals zwischen diesen Reaktionen nach Chancen gewürfelt, mit den  $j = 1 \dots N$  Wahrscheinlichkeitsgrenzen

$$p_j = \sum_{k=1}^{j-1} p_k + \frac{p_j}{\sum_{i=1}^N p_i}. \quad (4.21)$$

Der erste Summand in Gleichung 4.21 sorgt dafür, dass alle Wahrscheinlichkeiten  $p_j$  angrenzende Teil-Intervalle von  $[0 \dots 1]$  ergeben. Aus diesen wird anschliessend mit einer weiteren Zufallszahl  $0 \leq k \leq 1$ , anhand der Bedingung  $p_{j-1} \leq k < p_j$ , die bevorzugte der  $N$  Reaktion innerhalb der Zelle ermittelt.

---

<sup>31</sup>Die in CELLSOR berechneten physikalischen Wechselwirkungsprozesse zwischen Testteilchen und Plasmahintergrund, sind die Dissoziation und Ionisation von Molekülen mit dem Elektronenhintergrund, sowie die Ionisation von Atomen mit dem Elektronenhintergrund und der Ladungsaustausch zwischen Atomen und dem Ionenhintergrund.

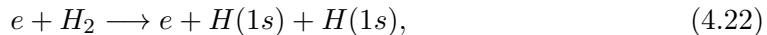
<sup>32</sup>Eine Notwendige Bedingung für derartige Simulationen ist, dass die Zellbreite  $\Delta_{cell}$  und damit die Auflösung, i.e. die Feinheit der Diskretisierung, klein ist gegenüber den mittleren freien Weglängen  $\lambda_{mfp}$ , die sich aufgrund der stationären Plasmabedingungen  $n(\rho)$  und  $T(\rho)$  für physikalische Wechselwirkungsprozesse ergeben.

### 4.2.3. Molekül-Plasma-Wechselwirkungen

Für die Molekül-Plasma-Wechselwirkungen, welche für von der metallischen Wandfläche desorbierende Moleküle gelten, werden 6 mögliche Reaktionskanäle unterschieden, aufgeteilt in die Wechselwirkung von

- $H_2$ -Molekülen mit dem Elektronenhintergrund,
- sowie von ionisierten  $H_2^+$ -Molekülen mit dem Elektronenhintergrund<sup>33</sup>.

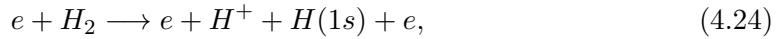
Die Ratenkoeffizienten wurden aus der HYDHEL-Datenbank [121] entnommen.  
Die berücksichtigten Reaktionen sind die molekulare Dissoziation



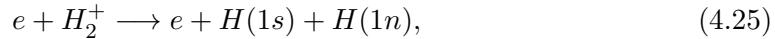
bei der die beiden Atome nach dem Stoss die Franck-Gordon-Energie  $E_0 = 3$  eV tragen, sowie die Ionisation in den Zwischenzustand  $H_2^+$



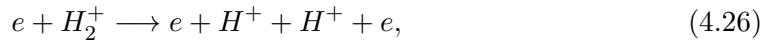
sowie die Dissoziation in ein Ion und ein Atom



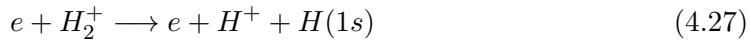
wobei das Atom mit einer Energie von  $E_0 = 5$  eV trägt. Für Test-Teilchen, welche nach einem Dissoziationsstoss in den Zustand  $H_2^+$  (Gleichung 4.23) gewechselt sind, werden Reaktionsraten für die Prozesse der Dissoziation in zwei Atome



wobei hier die Rate aus der AMJUEL-Datenbank [122] stammt, sowie die beiden Atome als Näherung mit der Energie  $E_0 = 0.86T_e$  eV weiterfliegen (also ortsabhängig), sowie der Dissoziation in zwei Ionen



sowie der Dissoziation in ein Ion und ein Atom



berücksichtigt, wobei bei letzterer Reaktion das Atom die Energie  $E_0 = 4,3$  eV trägt.

---

<sup>33</sup>Das Test-Teilchen kann vom Typ  $H_2$  in den ionisierten Zwischentyp  $H_2^+$  übergehen. Das Weiterverfolgen im Zustand  $H_2^+$  ist durch die anschliessende Möglichkeit der Dissoziation in mindestens ein Neutralteilchen  $H$  begründet.

#### 4.2.4. Atom-Plasma-Wechselwirkungen

Befindet sich das Test-Teilchen im Zustand eines Atoms, etwa nach der Dissoziation als zuvor desorbiertes Molekül, oder nach der Wandreflexion eines Ions, so werden Ratenkoeffizienten<sup>34</sup> für die Reaktionen der Ionisation von Wasserstoff mit einem Elektron



und für Ladungsaustausch (Unterabschnitt 3.2.6) zwischen einem Wasserstoffatom und einem Wasserstoffion des Plasmahintergrunds



berücksichtigt.

Für Elektronenstöße gilt in guter Näherung Äquivalenz<sup>36</sup> der Reaktionsraten für Stöße mit Wasserstoff sowie der schwereren Isotope Deuterium und Tritium.

#### Isotopenkorrektur der Ladungsaustauschraten

Die Ladungsaustauschreaktion aus der HYDHEL-Datenbank (Gleichung 4.29) beschreibt Stöße zwischen leichten Wasserstoffpartnern<sup>37</sup>. Sind die Stoßpartner allerdings schwere Wasserstoffionen, wie Deuterium und Tritium, so verändert sich die Reaktionskinetik für  $T(\rho)$  auf Grund der veränderten Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner im *centre of mass (COM)* System.

Bei Rechnungen mit einem DT-Plasma, werden zur Korrektur der Reaktionskinetik, die Reaktionsraten des leichten Wasserstoffs (Gl. 4.29) - analog zur Behandlung bei EIRENE - bei um den Faktor 2 (D) bzw. 3 (T) niedrigeren Energien und Temperaturen ausgewertet.

#### Kinetik des Ladungsaustauschstoßes

Nach jedem Ladungsaustauschstoß<sup>38</sup> verändert sich die Geschwindigkeit und Flugrichtung des Testteilchens, wodurch sich auch der Aufprallwinkel auf die erste Wand verändert (Gleichungen G.1-G.1).

Die Bestimmung der Komponenten des Geschwindigkeitsvektors nach einer Umladung, erfolgt durch die lokale Temperatur  $T(\rho)$ , unter Vernachlässigung netto existierender,

<sup>34</sup>Die Reaktionsrate wird im Falle von Ionisation (sowie der Dissoziation bei Molekül-Plasma-Wechselwirkungen) in guter Näherung allein durch Heranziehen der mittleren Temperatur<sup>35</sup>  $T(\rho)$  der Hintergrundelektronen am Ort  $\rho$  bestimmt.

<sup>36</sup>Analoges gilt für Stöße zwischen den Molekülen  $H_2$  und den schwereren  $D_2$  sowie  $T_2$ .

<sup>37</sup>Die Bewegung der Ionen wird durch die gemittelte Plasmatemperatur  $T(\rho)$  beschrieben, und die Bewegung des Testteilchens durch seine Masse und Geschwindigkeit (kinetische Energie).

<sup>38</sup>Eine weitere Besonderheit des Ladungsaustauschstoßes ist jene, dass zur Bestimmung des Ratenkoeffizienten, neben der Temperatur des Ionenhintergrundes, auch die kinetische Energie des Testteilchens benötigt wird. Da sich diese im Laufe einer MC Rechnung bei Ladungsaustauschstößen verändert, kann der Ratenkoeffizient nicht vorab in den Arbeitsspeicher geladen werden, sondern wird in den Zellen funktional abgerufen.

## 4.2. Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR

radialer Bewegungskomponenten des Plasmas (radialer Transport / Driften). Das Hintergrundplasma wird als ruhendes Teilchenensemble behandelt, innerhalb dessen die Geschwindigkeiten einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgen. Für den Geschwindigkeitsvektor<sup>39</sup>  $\tilde{v}$  des Neutralteilchens nach dem Stoß, gilt in erster Näherung, aufgrund der Isotropie des Stoßprozesses,

$$\tilde{v}_{x,y,z} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \mathcal{N}(0, 1), \quad (4.30)$$

mit  $\tilde{v} = \sqrt{\tilde{v}_x^2 + \tilde{v}_y^2 + \tilde{v}_z^2}$  und  $\mathcal{N}(0, 1)$ : Gauß verteilte Zufallszahl mit  $\mu = 0$  und  $\sigma = 1$ .

### Algorithmus zur Bestimmung der tatsächlichen Geschwindigkeitsverteilung

Tatsächlich ist jedoch der Wirkungsquerschnitt für einen Ladungsaustauschstoss eines Projektils der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  mit Ionen, deren Geschwindigkeiten sich im Intervall  $d\tilde{v}$  einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Temperatur  $T$  befinden, für verschiedene  $d\tilde{v}$  unterschiedlich<sup>40</sup>.

Cupini et al. [31] publizierten den Algorithmus einer Verwerfungsmethode<sup>41</sup> (engl.: *Rejection-Sampling*), zur Generierung der tatsächlichen Geschwindigkeitsverteilung von Neutralteilchen nach dem Stoß.

Dabei wird folgendermassen verfahren<sup>42</sup>: zunächst wird nach einer Umladung in einer Zelle mit Temperatur  $T$ , eine Geschwindigkeit  $\tilde{v}$  nach Gleichung 4.30 aus einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung generiert. Anschliessend wird der relative Geschwindigkeitsvektor zwischen Testteilchen und Hintergrundion gebildet, also  $\vec{v}_{rel} = \vec{v} - \tilde{v}$ . Für die generierte Relativgeschwindigkeit wird nun das Produkt aus Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{CX}(v_{rel})$ <sup>43</sup> und Relativgeschwindigkeit  $v_{rel}$  gebildet, d.h. die Rate

$$q(v_{rel}) = \sigma_{CX}(v_{rel}) v_{rel}, \quad (4.31)$$

aus der anschliessend für sämtliche erlaubte Relativgeschwindigkeiten  $v_{rel}$  das Maximum<sup>44</sup>  $G = \max q(v_{rel})$  gebildet wird.

Die über Gleichung 4.30 generierte Geschwindigkeit  $v'$  wird anschliessend akzeptiert,

<sup>39</sup>In Kugelkoordinaten erhält man nach Integration über die Winkelkomponenten von  $\tilde{v}$  (Gl. 4.30) einen Ausdruck  $\propto v^2 \exp -v^2/(2\sigma^2)dv$ , i.e. eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung für die Länge des Geschwindigkeitsvektors  $\tilde{v}$  [56].

<sup>40</sup>Dabei kommt es bevorzugt zu Stössen mit Teilchen einer bestimmten Relativgeschwindigkeit zu den Geschwindigkeiten in  $d\tilde{v}$ , während Stösse mit schnelleren oder langsameren Hintergrundionen unterdrückt werden.

<sup>41</sup>Diese Methode ist allgemein für Monte Carlo Simulationen von Neutralteilchen im Plasma gültig.

<sup>42</sup>Eine Verifizierung der in CELLSOR implementierten Verwerfungsmethode wird in G.5 diskutiert. Dabei wurden in [31] abgebildete Verteilungen für identische Projektil-Plasma-Annahmen reproduziert.

<sup>43</sup>Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $p + H(1s) \rightarrow H(1s) + p$ , wird über den Fit  $\ln(\sigma_{CX}) = \sum_{n=0}^N a_n (\ln(E))^n$  aus den tabellarisch in [121] publizierten Koeffizienten  $a_n$  anhand der Relativgeschwindigkeit  $v_{rel}$  ermittelt, und für schwere Wasserstoffisotope bei der korrigierten Energie  $\hat{E} = E/2$  (D) bzw.  $\hat{E} = E/3$  (T) ausgewertet.

<sup>44</sup>Das Maximum  $G$  liegt für einen Deuterium-Deuterium-Stoss bei  $E_{rel} \approx 8,5$  keV, entsprechend  $q_{max} = 1,25 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$ .

falls eine Zufallszahl  $c$ , welche gleichförmig aus dem Intervall  $(0,1)$  generiert wird, die Bedingung

$$c < q/G \quad (4.32)$$

erfüllt, und andernfalls verworfen. In letzterem Falle wird eine neue Geschwindigkeit  $\tilde{v}$  generiert, für die die Prozedur wiederholt wird<sup>45</sup>.

Nach Gleichung 4.30 - 4.32 gewürfelte Geschwindigkeiten werden abschliessend noch nach unten hin beschränkt<sup>46</sup>, sodass für die resultierende kinetische Energie gilt  $E_{kin} \geq 0,1$  eV, also  $\tilde{v}_{min} = \sqrt{\frac{0,2 \cdot q}{m}}$ .

#### 4.2.5. Gewichtung von Testteilchen

Analog zur Behandlung bei EIRENE, werden Teilchen mit einem Gewichtsfaktor  $w_i$  versehen, welcher bei Zählprozessen die Teilchenzahlerhaltung einer CELSOR-Rechnung wahrt. Initial auf die Wand prasselnde Wasserstoff-Ionen, tragen die Gewichtung  $w_i = 1$ , ebenso wie reflektierte atomare Testteilchen  $i$ . Diese können ihren Zustand  $j$  und die Gewichtung  $w_i(j)$  zwischen Molekül und Atom,

- nach Wandaufprall, i.e. ein DT-/D<sub>2</sub>-/T<sub>2</sub>-Molekül startet von der Wand desorbierend:  $w_i \rightarrow 0.5w_i$ ,
- nach der Dissoziation<sup>47</sup>, i.e. ein DT-/D<sub>2</sub>-/T<sub>2</sub>-Molekül dissoziert in zwei Atome (Gleichung 4.25 und 4.22):  $w_i \rightarrow 2w_i$ ,

wechseln. Dabei verändert sich das Gewicht  $w_i$  (und zudem auch die Masse  $m_i$ ) eines Testteilchens  $i$  beim Zustandswechsel (s.o.).

#### 4.2.6. Konstruktion der Testteilchenquelle

Die Testteilchenquelle wird entweder

- aus reflektierten Atomen (D, T) / desorbierenden Molekülen (DT-/D<sub>2</sub>-/T<sub>2</sub>) des Wandrecyclings,
- oder aus injizierten gefrorenen Pellets / eingeklauten Gasatomen der externen Brennstoffzufuhr,

gebildet.

---

<sup>45</sup>Am Ende eines Monte Carlo Laufs wird die mittlere Anzahl der benötigten Verwerfungen ausgegeben, als Mass für die Güte des *Rejection Samplings*.

<sup>46</sup>Die Beschränkung wird vorgenommen, da der Gültigkeitsbereich für den doppelt polynomiellen Fit für die Ladungsaustauschkoeffizienten (Reaktion 3.1.8. aus Janev et al. [121]), unterhalb von  $E = 0,1$  eV verlassen würde.

<sup>47</sup>Dabei wird das bisherige Testteilchen zufällig durch eines der beiden dissozierten Atome mit doppeltem Zählgewicht  $w_i$  ersetzt. Bei der Dissoziation in ein Atom und ein Ion (Gleichung 4.24 und 4.27), behält das Testteilchen den Gewichtsfaktor des Moleküls bzw. Moleküliums.

## 4.2. Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR

### Wandrecycling

Im Falle des Wandrecyclings wird die Quellstärke der CELLSOR-Rechnung durch den Recyclingfluss  $\Gamma_{rec}$  bestimmt. Dieser setzt sich aus reflektierten Atomen und desorbierenden Molekülen zusammen.

Dazu werden Annahmen über die Energien der ursprünglich aufprasselnden Wasserstoffionen, sowie der Zustands- und Energieverteilung der recycelten Testteilchen gemacht<sup>48</sup>. Die mittlere Aufprallenergie  $E_{DT}^+$  der DT-Ionen, wird anhand der wandseitigen Plasmatemperatur ( $T_e, T_i$ ; beim Eintritt in die Debye-Schicht), durch das vereinfachte Schichtpotenzial zu

$$E_{DT}^+ \approx 2T_i + 3T_e \quad (4.33)$$

approximiert, unter der Annahme von normalem<sup>49</sup> Aufprallwinkel.

### Geschwindigkeitsverteilung

Ein Testteilchen startet entweder als reflektiertes Atom, oder als desorbierendes Molekül. Das Verhältnis entspricht dem Verhältnis von Reflektion zu Adsorption, welches für die initial auf die Wand fliegenden Ionen vorherrscht.

CELLSOR verwendet - analog zu EIRENE - zur Berechnung den energie- und winkelabhängigen Teilchenreflektionskoeffizienten  $p_r(E, \theta)$ , jeweils für Deuterium (D) und Tritium (T), mit Daten aus [36]. Logischerweise beschreibt  $(1 - p_r)$  den Anteil an adsorbierten Teilchen.

Reflektierte bzw. desorbierende Teilchen starten mit unterschiedlichen Energien / Geschwindigkeiten. Zur Berechnung der mittleren Energie der reflektierten Testteilchen verwendet CELLSOR den Energiereflektionskoeffizienten  $E_r(E, \theta)$  mit Daten aus [36]. Moleküle desorbieren mit der Wandtemperatur  $T_{wall}$  (typischerweise  $\approx 800\text{ K}$ ), i.e. thermalisiert als DT-, D<sub>2</sub>- oder T<sub>2</sub>-Moleküle, mit den entsprechenden relativen Häufigkeiten von 0,5, 0,25 bzw. 0,25, und starten mit einer approximierten  $\cos(\theta)$ -Winkelverteilung. Die radiale Komponente der Moleküle wird durch Projektion auf die  $x$ -Achse, zu

$$v_x = -\sqrt{[0...1]} \cdot 2\sqrt{\frac{k_B T_{wall}}{m}} \quad (4.34)$$

berechnet, mit [0...1]: zufällige Fließkommazahl mit  $0 \leq number \leq 1$  und  $k_B$ : Boltzmann-Konstante<sup>50</sup>.

<sup>48</sup>Die Testteilchenquelle wird anhand dieser Annahmen mithilfe der Gesetze für Teilchen- (s. Unterabschn. 4.2.6) und Energieerhaltung konstruiert. Die Stärke des initial aufprasselnden Ionenstrahls, also der radiale Teilchenfluss, muss nicht notwendigerweise vor der MC Rechnung bekannt sein, da sich die Ergebnisse eines gerechneten Ensembles linear post-mortem mit dem Teilchenfluss skalieren lassen.

<sup>49</sup>Normal bezieht sich in diesem Fall auf den Winkel relativ zum Normalenvektor der Wandoberfläche. Normal bedeutet also  $\theta = 0^\circ$ .

<sup>50</sup>Die mittlere Energie der desorbierenden Moleküle beträgt im thermischen Gleichgewicht  $\langle E \rangle = 2k_B T_{wall}$  (Gesetz von Boltzmann). Die Desorption erfolgt mit einer  $\cos(\theta)$ -Winkelverteilung (Gesetz von Knudsen). Experimentell werden bei der Desorption von Wasserstoff-Molekülen von metallischen Oberflächen - je nach Substrat - geringfügig höhere Energien (bis zu  $\langle E \rangle = 3k_B T_{wall}$  beobachtet).

Reflektierte Atome starten mit der projizierten Geschwindigkeitskomponente

$$v_x = -\sqrt{\frac{2E_{DT}^+ E_r q}{m}} \quad (4.35)$$

mit  $E_{DT}^+ = V_{sh}$  und Teilchenmasse  $m$ . Die verschiedenen Teilchenspezies, die aufgrund ihrer Masse unterschieden werden, sind D<sub>2</sub>, DT, T<sub>2</sub>, D, T.

### Testteilchenquelle bei externer Brennstoffzufuhr

Neben der Schädigung durch umgeladene recyclete Neutralteilchen (D, T), erlaubt CELLSOR die Abschätzung der Zerstäubung aufgrund des in die Brennkammer geführten Brennstoffs, sei es durch Gaseinlass oder Injektion gefrorener Pellet-Kugeln.

### Modell der Ablation injizierter gefrorener Pellets

Injizierte Brennstoff-Pellets starten mit der Frequenz  $\nu_{pel}$  auf Höhe der oberen Mittelebene und fliegen mit der Geschwindigkeit  $v_{pel}$  senkrecht zur Wandoberfläche in die Brennkammer.

Die Ablationsrate<sup>51</sup> wurde in [29] in Abhängigkeit der lokalen Plasmaparameter  $n_e$  und  $T_e$  durch ein semi-empirisches Skalierungsgesetz beschrieben<sup>52</sup>:

$$\dot{N} = 1.12 \cdot 10^{16} r_p^{4/3} n_e^{1/3} T_e^{1,64} M_i^{-1/3}. \quad (4.36)$$

Mit Hilfe von Gl. 4.36 wird in jeder Zelle die mittlere Ablationszahl  $N_{abl}$  bestimmt. Dazu wird die Kenntnis des lokalen Radius<sup>53</sup>  $r_p$  des Pellets, sowie seiner Geschwindigkeit  $v_{pel}$  und Aufenthaltsdauer  $t_{dwel}$  in der Monte Carlo Zelle benötigt.

Die Startgröße eines wandseitig injizierten Pellets, wird über die vorgegebene Fusionsleistung  $P_{Fus}$  des Kernplasmas abgeschätzt, da die dortige Ionenquelle aus ablatiertem

---

tet, sowie deutlich gepeakte Winkelverteilungen, etwa  $\propto \cos^3(\theta)$  [11, 40]. Aufgrund der Substrat-Abhängigkeit des Desorptionsprozesses wurde mit obigem Ansatz (Gleichung 4.41, Gesetz von Boltzmann und Knudsen) eine allgemeingültige Beschreibung für die Energie- und Winkelverteilung der desorbierenden Moleküle gewählt, welche teilweise die Energien unter- sowie die Winkel überschätzt. Bei einer Rechnung führt dies in den Wandnahen Zellen zu leicht erhöhten Verweilzeiten, und damit zu erhöhten Wahrscheinlichkeiten für die Dissoziation bzw. Ionisation. Da die Teilchenenergien der dissozierten Atome nur in einem (Gleichung 4.25) der 6 erlaubten Kanäle abhängig von der Elektronentemperatur des Hintergrundplasmas sind, führt dies nach der Dissoziation höchstens zur geringfügigen Versetzung startender Atome (zur Wand hin), nicht aber zu veränderten Energien und damit in Folge kaum zu abweichenden Eindringtiefen für atomare Stoßprozesse (Ionisation, Ladungsaustausch).

<sup>51</sup>Beim Eintritt in ein Plasma beginnt ein kugelförmiges Pellet aufgrund von Reibung und Stößen mit vorwiegend hochenergetischen Plasmateilchen, sich vom Rand bis zum Kern zu erhitzen. Dabei kommt es zur Ablation von Randmolekülen.

<sup>52</sup>Dieses basiert auf einem von Garzotti *et al.* aufgestellten Skalierungs-Gesetz für die Pellet-Ablation in Maxwell'schen Plasmen [51].

<sup>53</sup>Der lokale Pellet-Radius  $r_{p,i}$  in einer Zelle  $i$ , wird über ein Kugelmodell durch Subtraktion der Ablationsverluste innerhalb der vorherigen Zellen, von der Ursprungsgröße  $r_{pel}$  - analog zu Gl. 4.40 - ermittelt, i.e. mit  $N_{DT} \rightarrow N_{DT} - \sum_i N_{abl,i}$ .

## 4.2. Schädigung durch Neutralteilchen: der Monte Carlo Code CELLSOR

und ionisiertem Brennstoff besteht. Im Falle stationärer Verhältnisse, lässt sich die Rate  $\Phi_{DT}$ , mit der Ionen im Kernplasma geboren werden, über die dortige Heliumkonzentration  $c_{He}$  und die Helium-Entstehungsrate

$$\Phi_{He} \approx \frac{P_{Fus}}{E_{DT}}, \quad (4.37)$$

mit  $P_{Fus}$ : Fusionsleistung in Watt, sowie  $E_{DT} = 2,82 \cdot 10^{-12}$  J: Energie, die bei einer Kernfusions-Reaktion zwischen Deuterium und Tritium freigesetzt wird, abschätzen zu:

$$\Phi_{DT} \approx c_{He}^{-1} \Phi_{He}. \quad (4.38)$$

Die Teilchenzahl  $N_{DT}$  im Pellet wird aus dem Quotient der Schussfrequenz  $\nu_{pel}$  der Kanone, sowie des erweiterten<sup>54</sup> Quellflusses ermittelt zu

$$N_{DT} = 1.05 \cdot \frac{\Phi_{DT}}{\nu_{pel}}. \quad (4.39)$$

Der initiale Pelletradius<sup>55</sup> (in cm), vor der Ablation, wird für eine Kugel, mit Hilfe des mittleren molaren Volumens von festem Deuterium ( $V_{mol}^{D_2} \approx 19,95$  cc/mol [133]), abgeschätzt zu

$$r_{pel} = \left( 19,95 \cdot \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{N_{DT}}{6,022 \cdot 10^{23}} \right)^{1/3}. \quad (4.40)$$

Das Ablationsprofil wird zunächst berechnet<sup>56</sup>, und dann als normierte Gewichtungsliste an eine Methode übergeben, die zur Ermittelung der Startposition eines ablatierten Testteilchens, entsprechend der Wahrscheinlichkeitsverteilung die Startposition im Plasma auswürfelt.

Ablatierte Moleküle ( $D_2$ ,  $T_2$ ,  $DT$ ) starten in der anschliessenden Monte Carlo Rechnung in der entsprechenden Zelle, mit der Pelletgeschwindigkeit  $v_{pel}$  zum Plasmazentrum gerichtet<sup>57</sup>.

### Modell der Gaszufuhr

Im Falle der Brennstoffzufuhr durch Gaseinlass, starten die Testteilchen als  $D_2$ --,  $T_2$ - oder  $DT$ -Moleküle - analog zum Wandrecycling - mit den relativen Wahrscheinlichkeiten 0,25

<sup>54</sup>Beim Durchqueren des SOL wurden in sämtlichen durchgeföhrten Studien stets weniger als 5 % der injizierten Pellet-Moleküle ablatiert. Zur Kompensation der Verluste ( $\leq 5\%$ ) im SOL, wurde  $\Gamma_{DT}$  mit dem Faktor 1,05 multipliziert. Dabei wurde mit einer Schussfrequenz von 20 Hz und einer Austrittsgeschwindigkeit von 1000 m/s gerechnet; Daten des AUG-Systems [89, 90, 91].

<sup>55</sup>Für  $P_{Fus} = 2$  GW sowie  $c_{He} = 0,01$ , folgt nach Gl. 4.38  $N_{DT} = 3,72 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$ , und somit nach Gl. 4.40 ein typischer Pellet-Radius von  $r_{pel} \approx 3$  mm.

<sup>56</sup>Abb. G.3 zeigt das nach Gl. 4.36 - 4.40 berechnete Ablationsprofil für ein DT-Brennstoffpellet, welches mit 20 Hz und 1000 m/s in einen DEMO-Reaktor mit  $a = 2,643$  m,  $\Delta_{SOL} = 0,13$  m und  $P_{Fus} = 2,5$  GW (bei  $c_{He} = 0,05$ ) geschossen wurde.

<sup>57</sup>Die Stosskinetik wird dabei in erster Näherung ignoriert, da es im Zuge der Ablation im Mittel zum Impulsübertrag entlang der magnetischen Feldlinien kommt, wodurch das Pellet in radialer Richtung keine Nettoabbremsung erfährt.

/ 0,25 / 0,5, und einem Teilchengewicht  $w_i = 0,5$ , sowie einer  $\cos \theta$ -Winkelverteilung. Die thermische Startgeschwindigkeit  $v$  wird durch die mittlere Tempertur  $T_{gv}$  des Gasventils vorgegeben. Die Projektion auf die  $x$ -Achse ergibt

$$v_x = -\sqrt{4 \cdot [0...1]} \cdot \sqrt{\frac{k_B T_{gv}}{m}}, \quad (4.41)$$

mit [0...1]: zufällige Fließkommazahl mit  $0 \leq \text{number} \leq 1$ .

Anders als beim Pellet-Modell, bei dem typischerweise mehr als 98 Prozent der Ablation innerhalb der Separatrix stattfindet, muss bei der Gaszufuhr gesondert berechnet werden, wie stark der benötigte Quellfluss an der Wand, d.h. am Gaseinlass, sein muss, damit im Hauptplasma die geforderte Fusionsleistung  $P_{Fus}$ , für eine bestimmte statioäre Helium-Konzentration  $c_{He}$ , erreicht wird<sup>58</sup>.

### Dissoziation

Im Falle der Desorption als DT-, D<sub>2</sub>- oder T<sub>2</sub>-Molekül, werden zunächst ausschließlich die Reaktionen der Gleichungen 4.22 - 4.27 zugelassen. Kommt es beim Durchqueren einer Zelle zur Dissoziation<sup>59</sup>, so wird das molekulare Testteilchen durch ein Atom mit neuen Geschwindigkeitskomponenten ersetzt. Diese entsprechen der Franck-Condon Energie, i.e.  $E_{FC} = 3 - 5$  eV, welche für die jeweiligen Übergänge verschieden ist.

Da der Prozess isotrop im *CoM*-System ist, werden zwei Zufallswinkel  $\phi_1$  und  $\phi_2$ , analog zu den Winkeln  $\theta$  und  $\phi$  von Kugelkoordinaten, ausgewürfelt. Für den Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}_{CoM}$  im *CoM*-System folgt daher durch Addition der Geschwindigkeitskomponenten des Moleküls beim Dissoziationsstoss:

$$\vec{v}_{CoM} = \begin{pmatrix} (a + v_x) \sin \phi_1 \cos(\phi_2) \\ (a + v_y) \sin \phi_1 \sin(\phi_2) \\ (a + v_z) \cos(\phi_1) \end{pmatrix}, \quad \text{with } a = \sqrt{\frac{2E_{FC}q}{m}}. \quad (4.42)$$

Zur Rückführung ins Laborsystem wird der Geschwindigkeitsvektor auf die entsprechende Franck-Condon Energie reskaliert, sodass die Winkelisotropie im *CoM*-System erhalten bleibt, i.e. eine Multiplikation des Geschwindigkeitsvektors  $\vec{v}$  mit dem Skalar  $a/|\vec{v}_{CoM}|$ . Aufgrund der Richtungsänderung wird zudem ein neuer Wandreflektionsvektor  $\vec{v}_{refl}$  nach Gl. G.1 erzeugt.

---

<sup>58</sup>Die Bestimmung des notwendigen externen Teilchenflusses am Ende des Gasventils auf Höhe der ersten Wand, wird im Absch. 4.6 erläutert. Entscheidende Parameter sind dabei die SOL-Breite  $\Delta_{SOL}$ , sowie die mittlere freie Weglänge  $\lambda_{mfp,iz}$  für Ionisationsstöße, welche durch die Elektronentemperatur des Plasmahintergrundes bestimmt wird.

<sup>59</sup>Im Falle der Dissoziation eines Moleküls in zwei Atome, ändert das Testteilchen seinen Typ von Molekül zu Atom. Damit die Teilchenerhaltung dabei nicht verletzt wird, wird im Weiteren mit doppelter Gewichtung gezählt. Die beiden Atome, die durch Dissoziation entstehen, verlassen den Ort der Entstehung in entgegengesetzte Richtungen. Der bei der Verfolgung eines Teilchens mit doppelter Gewichtung begangene Fehler verschwindet für einige hundert simulierte Dissoziationsprozesse näherungsweise, aufgrund der Isotropie des Prozesses.

#### 4.2.7. Neutralteilchendichte

Das zuvor eingeführte Teilchengewicht  $w_i$  ist als Zählgewicht relativ zur Ionenquelle / dem Recyclingfluss zu verstehen. Beim Passieren einer Zelle wird für jedes Testteilchen ein Zählvorgang anhand der Gewichtung vorgenommen. Der simpelste Zählvorgang misst<sup>60</sup> schlicht die Häufigkeit eines Passiervorgangs durch eine Zelle am Ort  $\rho$ . Die Zählung der Zelldurchgänge kann in die physikalische Information der Wasserstoff- Neutralteilchendichte  $n_n(\rho)$  übersetzt werden, durch

$$n(\rho) = \frac{f_{rec}}{N} \sum_i \frac{w_i t_{dwell,i}}{V_{cell,i}}, \quad (4.43)$$

mit  $\Phi_{rec}$ : Flächenflussdichte des Wandrecyclings,  $i$ : Nummer des gezählten Testteilchens am Ort  $\rho$ ,  $N = \sum_i w_i$ : gewichtete Teilchensumme. Quellfrequenz für von der Wand startende Testteilchen  $f_{rec} = \Phi_{rec} A_{wall}$  in Hertz, entspricht der Flächenflussdichte  $\Phi_{rec}$  multipliziert mit der Wandoberfläche  $A_{wall} = 4\pi^2 \rho_{wall} R$ . Das Volumen einer Zelle mit Breite  $\Delta_{cell}$  am Ort  $\rho_i$  ist gegeben durch  $V_{cell,i} = 4\pi^2 \rho_i R \Delta_{cell}$ .

#### 4.2.8. Zerstäubungsausbeuten

Zuvor wurde erklärt, wie man mit CELLSOR die radiale DichteVerteilung der neutralen Wasserstoffteilchen messen kann. Diese ist bedeutsam zur konsistenten Berechnung des initialen Ionenflusses, der auf die Wand strömt, da in der dazu zu lösenden Kontinuitätsgleichung die Ionisation von Neutralteilchen im volumetrischen Quellterm auftaucht.

Ist der Fluß auf die Wand / die Quellstärke bekannt, so hängt die Schädigung im Wesentlichen von der Zerstäubungsrate ab, da diese angibt, welcher Anteil des Wasserstoffionenflusses, der die Wand trifft, zur Erosion führt.

CELLSOR betrachtet die erste Wand im Hauptraum der Brennkammer als eine plasmasseitig glatte, homogene und wenige Millimeter dicke Wolframschicht<sup>61</sup>.

Für neutrale D-/T-Atome, die auf eine Wolfram-Wand treffen, wird  $Y_i(\gamma, E)$  durch lineare Interpolationen der Tabellendaten aus [36] gebildet<sup>62</sup>.

#### 4.2.9. Statistik

CELLSOR rechnet in vereinfachter Form<sup>63</sup>, in einer globalen gemittelten Gleichgewichtsbetrachtung, die Erosion einer Wolframwand im Hauptraum eines beliebig großen Re-

<sup>60</sup>Dabei wird nach jedem Passieren eines Testteilchens ein Zählgewicht  $w_i$  in der entsprechenden Zelle addiert, im Quellcode durch `cell_array[cellnumber] += weight_factor`.

<sup>61</sup>Das tatsächliche Reaktor-Blanket an DEMO1 besteht aus einer wenige Millimeter dickenen protektiven Wolfram-Schicht [15], welche mit einem graduellen Übergang das Strukturmateriale bedeckt [160, 152], typischerweise ein niedrig-aktivierender Stahl wie EUROFER-97 [152].

<sup>62</sup>Dabei wird zwischen Deuterium und Tritium unterschieden, sowie in zwei Dimensionen interpoliert, i.e. bei Projektilenergie und Einfallsinkel. Die kinetische Energie  $E_{kin} = 0.5mv^2$  folgt aus der Masse  $m$  des Testteilchens und der Länge des assoziierten Geschwindigkeitsvektors  $\vec{v}$ . Der Einfallsinkel ist zudem bekannt (Gleichung 4.16).

<sup>63</sup>Ambitionierte und etablierte Codes wie EMC-EIRENE können solche Rechnungen bereits durchführen. Der Bedarf für einen Code wie CELLSOR ergibt sich aus der Rechenzeitanforderung, d.h. der Prio-

aktors.

Eine der Stärken der MC Methode ist die Möglichkeit, Fehlerabschätzungen während der Rechnungen zu erheben<sup>64</sup>. Dabei kann die statistische Varianz einer Größe, die im Zuge einer einzelnen MC Rechnung berechnet wird, im Vergleich mit derselben Größe aus beliebig vielen weiteren Rechnungen - unter Äquivalenten Bedingungen -, innerhalb eines Konfidenzintervalls, ermittelt werden.

Zur Optimierung der Rechenzeit wird die verfügbare Rechenkapazität auf das minimal notwendige Ensemble von simulierten Testteilchen beschränkt, welches einen vorgegebenen, statistischen Höchstfehler, gerade so unterschreitet. Unter Vorgabe von  $\Delta_Y$  (in Prozent), werden so viele Testteilchen simuliert, bis das gerechnete Ensemble zur Varianz der mittleren Zerstäubungsausbeute von

$$\sigma_{min}^2(Y_{CX}) \leq \Delta_Y, \quad (4.44)$$

führt (Formeln 3.28 und 3.29 in [120]).

#### 4.2.10. Neutralen-Abschirmung

Im Kapitel Grundlagen (Kap. 3 Gl. 3.15) wurde der Begriff der Neutralen-Abschirmung über mittlere freie Weglängen  $\lambda_{mfp}$  für Stoßprozesse (Ionisation, Ladungsaustausch) eingeführt. Die Neutralen-Abschirmung  $Scr$  sowie -re-Abschirmung  $Scr_b$  wird von CELLSOR während der Simulation berechnet.

Dazu wird über die  $N$  simulierten Test-Teilchen  $i$  und die  $\tilde{N}$  bis zu einem Stoßprozess passierten Zellen  $j$  summiert, i.e.

$$Scr = \sum_{i=1}^N Scr_i (\bar{\lambda}_{mfp,i}), \quad (4.45)$$

mit (analog für CX / iz)

$$\bar{\lambda}_{mfp,i} = \frac{1}{\sum_{j=1}^{\tilde{N}} \Delta_{cell,j}} \sum_{j=1}^{\tilde{N}} \frac{v_j}{n_j \langle \sigma v_j \rangle (n_j, T_j)}, \quad (4.46)$$

wobei  $\rho_j$  die Position der  $j$ -ten Monte Carlo Zelle der Breite  $\Delta_{cell,j}$  angibt, und  $n_j$  und  $T_j$  die mittlere Dichte und Temperatur innerhalb der Zelle.

#### Re-Abschirmung

Zur Bestimmung der re-Abschirmung  $Scr_b$  identifiziert CELLSOR Testteilchen, welche durch Ladungsaustauschstöße im heißen Randschicht-Pedestal geboren wurden, und wertet Gl. 4.46 anschließend für jene Teilchen aus, welche aus dem Pedestal zurück in Richtung der ersten Wand fliegen.

---

risierung von Rechenzeit gegenüber Exaktheit, insbesondere im Zuge von integrierten Systemstudien für ein DEMO Kraftwerk.

<sup>64</sup>Mit jedem simulierten Testteilchen, welches im Laufe seiner Lebensdauer auf die Wand trifft und ggf. im Plasma zuvor umgeladen wurde, wächst die Statistik und damit die Güte der Energie- und Winkelverteilung beim Wandaufprall.

#### 4.2.11. Zusammenfassung

Zum besseren Verständnis der Funktionalität von CELLSOR ERO (Beschreibung im Abschn. 4.4), folgt an dieser Stelle eine Kurzzusammenfassung der Funktionalitäten des CELLSOR-Codes:

- CELLSOR startet mit Annahmen über auf die Wand prasselnde Brennstoffionen, deren Fluß und mittlere Energie beim Aufprall über die Testteilchenquelle der MC Rechnung bestimmen. Der Fluß bestimmt die Quellstärke, d.h. den Faktor, um den die im Ensemble gerechneten Ergebnisse skaliert werden, und die Energie bestimmt über die Geschwindigkeitsverteilung der von der Wand startenden Testteilchen.
- Testteilchen sind in CELLSOR entweder
  - im Falle des Wandrecyclings, reflektierte neutrale D- bzw. T-Atome, oder desorbierende DT-, D<sub>2</sub>- oder T<sub>2</sub>-Moleküle, deren relative Anteile durch die mittlere Energie der zuvor aufprasselnden Ionen abgeschätzt werden.
  - oder im Falle der externen Brennstoffzufuhr, wandseitig startende gefrorene Kugel-Pellets (D,T), oder neutrale Gasatome (D,T).
- Testteilchen werden im Laufe einer CELLSOR Rechnung jeweils bis zur Ionisation verfolgt.
- Im Laufe einer Testteilchenhistorie kann es aufgrund der Wechselwirkungen mit dem Plasma unter Anderem zu Ladungsaustauschstößen und zum Wandaufprall kommen. Da die Rechengeometrie erlaubt, neben der Projektilenergie auch die Winkel beim Wandaufprall zu berechnen, wird eine, mit jedem simulierten Testteilchen anwachsende Statistik bezüglich Energie- und Winkelverteilung sowie Zerstäubungsausbeute beim Wandaufprall, aufgebaut.
- Zudem wird die radiale Dichteverteilung des Brennstoffs (D, T) ermittelt, welche erlaubt, die Teilchenbilanz im Anschluß an eine CELLSOR Rechnung mit volumetrischem Quellterm zu lösen (Gl. 4.69, Abschn. 4.5).
- CELLSOR errechnet, wie viele Wolframatomе der ersten Wand im Hauptraum - bezogen auf die Quellstärke - durch aufprasselnde Brennstoffneutralteilchen erodiert werden, welche nach Umladungen im Randschicht-Pedestal, hohe Energien besitzen.

### 4.3. Schädigung durch Ionen

Im Abschn. 4.2 wurde beschrieben, wie die Schädigung der ersten Wand durch vorwiegend umgeladene Neutralteilchen, mit Hilfe des MC Codes CELLSOR berechnet wird. Neben der Schädigung durch Brennstoffneutralteilchen (D,T), lässt sich die Erosion einer

schwermetallischen Wand, durch physikalische Zerstäubung durch aufprallende Ionen erklären<sup>65</sup>.

Ein Plasma, welches möglichst rein aus Brennstoff (D, T) besteht, wird durch das beim Fusionsprozess erzeugte Helium (He) verunreinigt<sup>66</sup>.

Das Strahlungsverhalten in verschiedenen Plasmabereichen, wird zur verbesserten Leistungsabfuhr, durch gezielten (Edel-)Gaseinlass angeregt. Zum Schutz des Divertors, wurde an JET Stickstoff<sup>67</sup> (N) ins Divertorplasma eingebracht. Weitere Kandidaten für DEMO1 sind die schwereren Edelgase<sup>68</sup> Neon (Ne), Argon (Ar), Krypton (Kr) und Xenon (Xe).

Dabei führt nicht notwendigerweise die schwerste Verunreinigung zum größten Wand-schaden, denn

- die maximal tolerierbare effektive Verunreinigungskonzentration  $c_i$  einer Spezies  $i$  wächst  $\propto Z_i^{-2}$ ,
- das Potenzial der Beschleunigung in der wandnahen Debye-Schicht wächst  $\propto Z_i$ ,
- der Energieübertrag beim Wandaufprall wächst  $\propto \sqrt{m_W - m_i}$  (mit der Wurzel des Massenverhältnisses zwischen Projektil und Wandatomen).

Weitere Verunreinigungen sind - bei DEMO1-relevanten Wandkonzepten -, Wolfram (W) und Eisen (Fe). Diese gelangen durch Erosion der zu schützenden ersten Wand im Hauptraum der Brennkammer ins Plasma.

#### 4.3.1. Beschleunigung im elektrischen Feld der Debye-Schicht

Ionen werden in der wandnahen Debye-Schicht<sup>69</sup> durch das Schichtpotenzial  $V_{sh}$  [134], proportional zur getragenen Ladung  $Z$ , in Richtung der ersten Wand beschleunigt, gemäß

$$V_{sh} = 2T_i + 3ZT_e. \quad (4.47)$$

---

<sup>65</sup>Dabei gilt, dass schwere Verunreinigungen, aufgrund ihrer zur Wand ähnlicheren Masse, einen höheren Impulsübertrag beim Aufprall besitzen. Zusätzlich werden Verunreinigungen proportional zu ihrem Ionisationsgrad in der Debye Schicht beschleunigt.

<sup>66</sup>Die maximal tolerierbare Verdünnung durch Helium beträgt 5 – 10 % [124]. Andernfalls kann es zur Verletzung der Brennbedingung im Kernplasma kommen.

<sup>67</sup>Die Methode, *impurity seeding* genannt, entlastet die sog. *strike points* auf den Zielplatten des Divertors. Durch die volumetrische Abstrahlung können die dort auftreffenden Spitzenwerte der Leistungsflossdichten auf erträgliche Maße (einige MW/m<sup>2</sup>) reduziert werden. Spitzenwerte der im Divertor abgestrahlten Leistung, liegen bei JET bei Anteilen von etwa 75 – 80 %.

<sup>68</sup>Bei CELLSOR Studien wird jeweils eines dieser *seeding Gase* als Verunreinigung vorgegeben. Dabei gilt, dass die tolerierbare Maximalkonzentration, durch den effektiven Verunreinigungsgrad  $Z_{eff}$  beschränkt wird.

<sup>69</sup>Ionen werden im Hauptplasma für eine endliche Zeit  $\tau_p$  eingeschlossen. Gelangen diese durch Diffusion und Konvektion senkrecht zu den magnetischen Feldlinien in die Abschälschicht, d.h. außerhalb der Separatrix, so werden sie entlang der nun offen magnetischen Feldlinien in den Divertor abgeführt, und zum Teil - je nach Stärke der senkrechten Diffusion / Konvektion - senkrecht zu den magnetischen Feldlinien zur Wand befördert. Plasmen sind quasineutral, d.h. elektrisch abgeschirmt ab Skalen oberhalb der Debye-Länge  $\lambda_D$ . Direkt vor der Wand jedoch, entsteht aufgrund der höheren Mobilität der Elektronen gegenüber den Ionen, eine Raumladungszone, genannt *Debye-Schicht*, indem sich die Wand negativ gegen das Plasma auflädt.

### 4.3. Schädigung durch Ionen

Betrachtet man die Ionen als Projektilen, welche auf die Wand geschossen werden, so wird ihre Energie beim Aufprall in grober Näherung durch die Temperatur der Elektronen ( $T_e$ ) und Ionen ( $T_i$ ) im wandnahen Plasma bestimmt.

Anders als bei den umgeladenen Neutralteilchen, welche ihre Energie aus dem heißen Randschichtpedestal beziehen, ist für die Ionen also die Temperatur im äußeren Bereich des SOL entscheidend<sup>70</sup>.

#### Einfallswinkel beim Wandaufprall

In CELLSOR wird der mittlere Einfallswinkel  $\theta_i$  von Ionen beim Wandaufprall vorgegeben. Der Winkel  $\theta_i = 0^\circ$  entspricht einem normalem<sup>71</sup> Einfallswinkel.

#### 4.3.2. Ionisationsgrad und Konzentration verschiedener Ionensorten

Die Beschleunigung aufgrund des Schichtpotenzials (Gl. 4.47), und damit die kinetische Energie beim Wandaufprall, ist proportional zur mittleren Ladung  $Z$  der Ionen. Die Anzahl schädigender Ionen wird durch den Fluß, d.h. für eine Spezies  $i$  durch das Produkt aus Konzentration  $c_i$  und Ionenfluss  $\Gamma^+$  bestimmt.

Unter der Annahme, dass Verunreinigungen ähnlichem Transport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien unterliegen wie Brennstoffionen, werden die erlaubten Konzentrationen aus dem eingeschlossenen Kernplasma, in die Zone vor der ersten Wand übertragen<sup>72</sup> [66]. Für jede Ionen-Spezies wurde im Modell die Konzentration und der mittlere Ionisationsgrad beim Eintritt in die Debye-Schicht aus den Plasma-Profilen abgeleitet. Der mittlere Ionisationsgrad wurde dabei durch einen Fit an Daten aus dem FLYCHK-Code [25] abgeschätzt. FLYCHK basiert auf einem Stoß-Strahlungs-Modell zur Berechnung der Verteilung von Ladungszuständen von Ionen in einem Plasma im nicht-lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (NLTE [85]).

Für eine beschleunigte Rechnung kann alternativ ein Referenz-Satz der Parameter  $c_i$  und  $Z_i$  geladen werden. Tab. 4.1 zeigt die mittleren angenommenen Ladungszustände, sowie die Konzentration der Ionen beim Schichteintritt.

Für Stickstoff wird die mittlere globale Konzentration durch Multiplikation mit  $\delta_{div}$  ermittelt, wobei  $\delta_{div} \approx 0.125$  eine grobe Schätzung für das Oberflächenverhältnis von Divertor- zu Hauptraumplasma darstellt.

<sup>70</sup>Das Randschichtpedestal ist eine Begleiterscheinung des verbesserten Energieeinschlusses im Plasmazentrum, genannt *H-Mode*. Typischerweise beträgt die Elektronentemperatur im Pedestal mehrere tausend Elektronenvolt, während das Plasma der äußeren Abschälschicht auf einige Elektronenvolt abgekühlt ist.

<sup>71</sup>In Kapitel 3.4.2 werden die Einfallswinkel von Ionen beim Wandaufprall diskutiert. Bei grossen Tokamaks wie West und ITER ergeben sich Einfallswinkel von ca.  $20^\circ - 30^\circ$  (s. Abbildung 3.12). Da sich die Verhältnisse nicht vollständig auf DEMO übertragen lassen, aufgrund der höheren Magnetfeldstärken und Plasmatemperaturen, wird im konservativsten aller Fälle bei CELLSOR mit normalem Einfallsinkel gerechnet.

<sup>72</sup>Die maximalen Verunreinigungskonzentrationen im Kernplasma sind anhand der Brennkurven im Plasmazentrum durch deren Strahlungsprofile bekannt.

Tabelle 4.1.: Mittlerer Ladungszustand  $Z_i$  sowie Verunreinigungskonzentration  $c_i$  in der äußeren Abschälschicht für die im CELLSOR-Plasma enthaltenen Verunreinigungen.

Ion	mittlere Ladung $Z_i$	Konzentration $c_i$
He	2	0.1
N	7	$0.01 \cdot \delta_{div}$
W	60	$2 \cdot 10^{-5}$

### 4.3.3. Flüsse der Brennstoffionen und Verunreinigungen senkrecht zu den magnetischen Feldlinien

Der initial auf die Wand strömende Ionenfluss wird mit  $\Gamma^+$  bezeichnet. Den Großteil daran machen Brennstoffionen aus

$$\Gamma_{DT}^+ = f_{nDT} \cdot \Gamma^+, \quad (4.48)$$

mit dem Anteil der Brennstoffionen

$$f_{nDT} = \sum_i c_i Z_i \quad (4.49)$$

an der Elektronendichte  $n_e$ <sup>73</sup>. Die effektiven Verunreinigungsflüsse werden für jede Verunreinigungsspezies  $i$  durch

$$\Gamma_i^+ = c_i \Gamma^+ \quad (4.50)$$

abgeschätzt. Sämtliche effektive Zerstäubungsausbeuten  $Y_{eff,i}$  der betrachteten Ionenarten  $i$ , beziehen sich auf den Brennstoffionenfluss  $\Gamma_{DT}^+$ , welcher bei Rechnungen mit Wandrecycling auch die Quellstärke für CELLSOR darstellt.

### 4.3.4. Zerstäubungsausbeuten

In Kap. 3.4 sind die physikalischen Grundlagen der Plasma-Wand-Wechselwirkungen (PWW) beschrieben. Bei Aufprallenergien auf eine Wolframwand ab etwa 250 Elektronenvolt, kommt es bei leichten Wasserstoffteilchen zu sinifikanter Zerstäubung, gemessen als Zerstäubungsausbeute  $Y << 1$ , i.e. der Anzahl erodierter Atome pro Projektil. Zur Abschätzung der Zerstäubungsausbeuten von leichten Projektilen wie Deuterium, Tritium und ggf. Helium, wird - statt der Auswertung über die mittlere Energie - über deren Energieverteilung integriert<sup>74</sup>. Dies ist nötig, damit der Anteil schneller Ionen

<sup>73</sup>Dem Übersetzen von Dichteverhältnissen in Flussverhältnisse, liegt die Annahme zu Grunde, dass die Fließgeschwindigkeit für Verunreinigungen senkrecht zu den magnetischen Feldlinien in der Randschicht, ähnlich ist zu der des Hintergrundplasmas. Starke Indikationen für eine solche Annahme wurden in [66] puliziert.

<sup>74</sup>Man sieht anhand von Gl. 4.47 (Abschn. 4.3.1) sehr klar, dass für typische Plasmatemperaturen von etwa 5 – 20 eV beim Schichteintritt, Deuteriumionen im Feld der Debye-Schicht auf Energien von ca. 25 – 100 eV beschleunigt werden. Damit liegen im Mittel sämtliche Deuterium-Projektile unterhalb der Zerstäubungsschwelle von Wolframtargets.

#### 4.4. Die Trajektorien von erodierten Wolframatomen: der Monte Carlo Code CELLSOR ERO

berücksichtigt wird, welche in der Debye-Schicht auf Energien oberhalb der Zerstäubungsschwelle beschleunigt werden.

Dies geschieht durch Integration über das Produkt aus der Wahrscheinlichkeitsdichte-funktion  $pdf_{max,Sh}$  (engl: *probability density function*; kurz: *pdf*) einer um das Schichtpotenzial verschobenen Maxwell-Boltzmann-Energieverteilung<sup>75</sup>, der Energie  $E_i$  und der zugehörigen Zerstäubungsausbeute  $Y(\theta = 90^\circ, E_i)$ , i.e.

$$\bar{Y} = \int_E dE pdf_{max,Sh} \cdot E \cdot Y(\theta = 90^\circ, E), \quad (4.51)$$

mit

$$pdf_{max,Sh} = \frac{8\pi}{\sqrt{2}} \left( \frac{1}{2\pi k_B T} \right)^{1,5} \sqrt{E - V_{Sh}} \exp \frac{-(E - V_{Sh})}{k_B T}, \quad (4.52)$$

sowie  $Y(\theta = 90^\circ, E)$  aus der Fitformel<sup>76</sup> aus [37].

Die Temperatur wird in Gl. 4.47 in Elektronenvolt eingesetzt, in Gl. 4.52 jedoch in Kelvin<sup>77</sup>. Die Energien werden entsprechend in Gl. 4.52 in Joule sowie in Gleichung 4.51 in Elektronenvolt umgerechnet<sup>78</sup>.

Gl. 4.51 gibt die mittlere Zerstäubungsausbeute<sup>79</sup> einer Projektilionenspezies  $i$  auf ein Wolframtarget an.

## 4.4. Die Trajektorien von erodierten Wolframatomen: der Monte Carlo Code CELLSOR ERO

Der Monte Carlo Code CELLSOR ERO verwendet dieselbe Geometrie und Rechenmethodik wie CELLSOR, *verfolgt* allerdings - anstelle von Brennstoff-Neutralteilchen - erodierte Wolframatome als Testteilchen, deren Quelle aus den Zerstäubungsausbeuten

<sup>75</sup>In einem ruhenden Gas / Plasma, welches sich im thermischen Gleichgewicht befindet, folgen die Geschwindigkeiten der zum Ensemble der Temperatur  $T$  gehörenden Teilchen, einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Diese lässt sich vom Geschwindigkeits- in den Energieraum übertragen und um das Schichtpotenzial auf der Energieachse verschieben.

<sup>76</sup> $Y(\theta = 90^\circ, E)$  wird anhand der Formeln 2-5 mit den Koeffizienten  $\lambda, q, \mu, E_{th}, \epsilon, E_{sb}$  für die Projektile H, D, T, He, N, Ne, Ar, Kr, Xe, W mit Targetmaterial W aus Tabelle 8 auf Seite 142 berechnet, jedoch für Formel 2-4 mit im Jahr 2012 durch R. Behrisch und W. Eckstein vorgenommenen Fehlerkorrekturen; s. Anhang. Die Energie- und Winkel-abhängigen Zerstäubungs-Ausbeuten für den Beschuss eines Wolfram-Festkörpers durch Wasserstoff-Projektile, wurden experimentell für glatt polierte Wolfram-Proben ermittelt [37]. Es ist bekannt, dass eine solche Wolfram-Oberfläche während der Plasma-Exposition aufrauht [148, 22], und dass dies die Bindungsstärke der Oberflächenatome und folglich die Zerstäubungs-Ausbeuten verändert [97, 117].

<sup>77</sup>Die Umrechnung von eV zu K erfolgt durch Multiplikation mit 11604.

<sup>78</sup>Die Fitformel für  $Y(\theta, E)$  in [37] rechnet mit Elektronenvolt, während die grundlegendere *pdf* aus einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung in Joule, also in SI-Einheiten, rechnet. Die Umrechnung von Elektronenvolt zu Joule erfolgt durch Multiplikation mit dem Zahlenwert der Elementarladung, i.e.  $1,6021 \cdot 10^{-19}$ .

<sup>79</sup>Typischerweise wird in CELLSOR und CELLSOR ERO mit effektiven Zerstäubungsausbeuten, welche auf den auf die Wand strömenden Gesamtionenfluss  $\Gamma^+$  normiert sind, gerechnet. Die Flussnormierung erfolgt wie in Gl. 4.50. Analog wird für  $\bar{Y}_{eff}$  Gl. 4.51 mit der Verunreinigungskonzentration  $c_i$  multipliziert.

und Flussanteilen der umgeladenen Neutralteilchen (CELLSOR), sowie im Plasma enthaltenen Ionenspezies, konstruiert wird<sup>80</sup>. CELLSOR ERO wurde programmiert, um globale Aussagen über die Selbstzerstörung und prompte Redeposition durch bzw. von zuvor erodiertem Wolfram treffen zu können.

#### 4.4.1. Konstruktion der Testteilchenquelle

Die Energie eines erodierten Wolframatoms hängt stark vom Energieübertrag des Projektils, welches zur Erosion führte, ab. Zur Konstruktion der Geschwindigkeitsverteilung eines Wolfram-Testteilchens in CELLSOR ERO, wird daher für jede Projektilspezies (Neutrale, Ionen) eine separate Thompson-Verteilung generiert. Dabei wird die entsprechende Verteilung anhand der effektiven Zerstörungsausbeuten sämtlicher Ionenspezies  $i$ , sowie der umgeladenen Neutralteilchen (D,T), nach konstruiert<sup>81</sup>.

Die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Thompson-Verteilung ergibt sich für jede betrachtete Spezies  $i$  zu

$$p_i = \frac{\bar{Y}_{eff,i}}{\sum_i \bar{Y}_{eff,i}}. \quad (4.53)$$

Die Thompson-Verteilungen unterscheiden sich aufgrund der - für die erodierenden Teilchenspezies - unterschiedlichen mittleren Energien  $\bar{E}$ .

#### Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Thompson-Verteilung

Die Energieverteilung von erodiertem Wolfram wird typischerweise in Modellierungen<sup>82</sup> über eine Thompson-Verteilung, welche um die halbe Bindungsenergie  $E_{sb}/2$  verteilt ist, beschrieben [141], mit einem Cutoff abhängig von der mittleren Projektilenergie  $\bar{E}$ :

$$pdf_{thompson} = A \frac{E}{(E + E_{sb})^3}. \quad (4.54)$$

Das Auswürfeln eines Energiewertes für ein startendes Testteilchen wird typischerweise über eine Methode, genannt *Rejection Sampling*, durchgeführt. Dazu wird die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion in die kumulative Dichtefunktion (engl.: *cumulative density function*, kurz: *cdf*) übersetzt, i.e.

$$cdf_{thompson} = \int_0^{E_{max}} dE pdf_{thompson} = \frac{1}{2E_{sb}} - \frac{E_{max} + \frac{E_{sb}}{2}}{(E_{max} + E_{sb})^2}, \quad (4.55)$$

<sup>80</sup>Abschn. 4.2.11 stellt eine Zusammenfassung der Funktionalität des CELLSOR-Codes dar.

<sup>81</sup>An dieser Stelle werden die Schädigungsbeiträge durch die betrachteten Ionenspezies, also typischerweise D, T, He, N, W, und die mithilfe von CELLSOR gerechneten Schadensbeiträge durch umgeladene Neutralteilchen (D, T), aufsummiert und auf denselben Teilchenfluss  $\Gamma_\perp$  normiert. Dies geschieht unter der Annahme, dass die Dichteverhältnisse der verschiedenen Ionenspezies ungefähr deren Flussverhältnissen zur Wand entsprechen. Aus den effektiven Schädigungsbeiträgen, wird also nach Gewichten gewürfelt, mit welcher Thompson-Verteilung ein erodiertes Wolfram-Atom von der Wand ins Plasma des SOL startet.

<sup>82</sup>Der 3-dimensionale Monte Carlo Code *ERO* [77, 5] rechnet die Moleküldynamik der Plasma-Wand-Wechselwirkung in Tokamaks und verwendet denselben Ansatz des *Rejection Samplings* über eine Thompson verteilte Wahrscheinlichkeitsdichte für die Startenergien.

#### 4.4. Die Trajektorien von erodierten Wolframatomen: der Monte Carlo Code CELLSOR ERO

mit

$$E_{max}(\bar{E}) = \begin{cases} \gamma \bar{E} - E_{sb}, & \text{falls } \gamma \bar{E} \geq E_{sb} \\ \gamma \bar{E}, & \text{sonst} \end{cases}$$

und dem Energieübertragungsfaktor

$$\gamma = \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}. \quad (4.56)$$

Der Monte Carlo Code würfelt eine Standardnormalverteilte Zufallszahl<sup>83</sup>  $x$  und prüft ob  $\frac{x}{2E_{sb}}$  innerhalb der von Null bis  $E_{max}$  integrierten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (*pdf*) der Thompson-Verteilung<sup>84</sup>  $cdf_{thompson}$  (Gleichung 4.57) liegt<sup>85</sup>. Falls nicht, wird die gewürfelte Energie verworfen (daher *Rejection Sampling*).

Bei Erfüllen der Bedingung  $\frac{x}{2E_{sb}} \leq cdf_{thompson}$  wird die Energie mithilfe einer Intervallschachtelungsmethode so lange angepasst, bis

$$cdf_{thompson} = \left| \int_0^E dE \, pdf_{thompson} - \frac{x}{2E_{sb}} \right| \leq \delta, \quad (4.57)$$

mit  $\delta = 10^{-7}$  erfüllt wird. Die gewürfelte Zufallszahl  $x$  bleibt dabei bestehen. Die Intervallschachtelung sorgt für eine immer feinere Anpassung von  $E$  innerhalb von  $0 \leq E \leq E_{max}$  und damit der Wahrscheinlichkeit  $\int_0^E dE \, pdf_{thompson}$ , diese Energie über die Thompson-Verteilung anzutreffen.

Dabei gilt für jede Iteration  $j$  der Intervallschachtelung für ein initiales  $E = 0$  bei  $j = 0$ :

$$E \rightarrow \begin{cases} E + dE, & \text{falls } \int_0^E dE \, pdf_{thompson} < \frac{x}{2E_{sb}} \\ E - dE, & \text{sonst,} \end{cases}$$

mit der während der Iterationen der Intervallschachtelung variierten Energieschrittweite

$$dE = \frac{E_{max}}{2^{j+1}}. \quad (4.58)$$

Da der Cutoff der Thompson-Verteilung, sowohl vom Energieübertrag  $\gamma$ , also der Masse  $m$  des zuvor Zerstäubenden Ions / Neutralen, als auch von der mittleren Energie  $\bar{E}$  beim Wandaufprall, abhängt, starten durch verschiedene Projekte erodierte Atome mit unterschiedlichen Thompson-Verteilungen<sup>86</sup>. Die mittlere Energie  $\bar{E}$  der umgeladenen Neutralteilchen (D, T) muss aus einer vorherigen CELLSOR Rechnung mit identischen Plasmaprofilen stammen.

<sup>83</sup>Technisch geschieht dies mit Hilfe der Methode `random()` aus `numerical python`.

<sup>84</sup>Abb. G.1 im Anhang G.3 zeigt die mit CELLSOR ERO generierte *pdf* von Wolfram-Atomen, welche durch 100 eV Deuterium-Projekte erodiert wurden.

<sup>85</sup>Mithilfe der *Rejection Sampling*-Methode, benötigt CELLSOR ERO  $5,52 \cdot 10^{-5}$  Sekunden, um einem Testteilchen eine Thompson-verteilte Startenergie zuzuweisen.

<sup>86</sup>Die Funktion `thompsonian_seed` wird entsprechend der nach  $p_i$  (aus Gleichung 4.53) ausgewürfelten Projektionspezies mit der entsprechenden mittleren Energie  $\bar{E}$  und Masse  $m$  aufgerufen.

### Winkelverteilung

Die Winkelverteilung des nach der Erosion von der Wand startenden Wolframatoms (Testteilchen) folgt wie im *ERO*-Code [77] einer  $\cos(\theta)$ -Verteilung. Der Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  wird - analog zur Vorgehensweise in *CELLSOR* - auf die  $x$ -Achse projiziert, sodass seine  $x$ -Komponente bei

$$v_x = -\sqrt{0...1} \cdot \sqrt{\frac{2E}{m_W}} \quad (4.59)$$

liegt.

### 4.4.2. Wechselwirkungen zwischen Testteilchen und Hintergrundplasma

Die modellierten Wechselwirkungen zwischen dem erodierten Wolframatom und dem Hintergrundplasma beschränken sich auf die Ionisation durch Stöße mit dem Elektronenhintergrund



Der Ratenkoeffizient wird über eine Fitformel aus der kürzlich erschienenen Publikation [147] (Formel 7) durch

$$\langle \sigma_{iz} v \rangle = 10^{-8} \exp \frac{-\Delta E_{iz}}{T_e} rr(T_e) \quad (4.61)$$

berechnet, und dabei mit (Formel 8)

$$rr(T_e) = A \frac{\beta^{0,5} (\beta + 1 + D)}{(\beta + \chi)(\beta + 1)}, \quad \beta = \frac{z^2 Ry}{T_e} \quad (4.62)$$

gebildet. Die Koeffizienten  $D$ ,  $\chi$  und  $A$  können [147] gefunden werden. Weiterhin gilt  $\Delta E = 7,86$  eV und  $Ry = 13,6$  eV. Wahrscheinlichkeiten werden wie in Gleichung 4.20 (*CELLSOR*) ausgewürfelt.

### 4.4.3. Berechnung der prompten re-Deposition

*CELLSOR ERO* rechnet aus, wie tief erodierte Wolframatome, bis zur Ionisation durch Elektronenstöße, ins Plasma eindringen<sup>87</sup>.

Der prompte re-Depositionsanteil  $f_{dep,i}$  eines Test-Teilchens wird mit folgender Formel aus [49] berechnet<sup>88</sup>:

$$f_{dep,i} = 0,5 \left( 1 + \text{sgn}(1-p) \left( 1 + \frac{4p^2}{(1-p^2)^2} \right)^{-0,5} \right), \quad (4.63)$$

---

<sup>87</sup>Für globale (Netto-)Betrachtungen der Erosion im Hauptraum, muss die prompte Redeposition berücksichtigt werden, da ein erodierte und prompt redeponiertes Oberflächenatom, global gesehen nicht zum Abtrag der ersten Wand führt.

<sup>88</sup>Im Kap. 3 wurde mit Gleichung 3.31 eine allgemeinere Fit-Formel dargestellt, welche optional in *CELLSOR ERO* aufgerufen werden kann.

#### 4.4. Die Trajektorien von erodierten Wolframatomen: der Monte Carlo Code CELLSOR ERO

mit  $p = \lambda_{iz}/\rho_i$  und  $\lambda_{iz} = |\vec{v}_i| / (n_e \langle \sigma v_i \rangle_{iz})$  sowie der Annahme, dass  $|\vec{v}_i| = v_n$ , i.e. dass die Geschwindigkeit  $v_n$  des Atoms, bei der Ionisation als  $|\vec{v}_i|$  übernommen wird, während jedoch die Richtung durch die Gyration - beim Wandaufprall - auf senkrecht zur Oberfläche verändert wird.

Durch die Simulation von  $N$  Testteilchen, wird eine Verteilung von Ionisationsradien  $\lambda_{iz,i}$  erstellt, welche den Wandabständen am Ort der Ionisation entsprechen. Die aus dieser Verteilung gemittelte prompte re-Deposition<sup>89</sup>  $\bar{f}_{dep}$  wird aus dem Mittelwert, der sich für ein Ensemble von  $N$  gerechneten Testteilchen - mit  $f_{dep,i}$  nach Gl. 3.31 (Kap. 3) - ergibt, gebildet nach

$$\bar{f}_{dep} \approx \frac{\sum_{i=1}^N f_{dep,i}}{N}. \quad (4.64)$$

#### 4.4.4. Neutrale Wolframdichte

Neben einer Abschätzung der mittleren prompten Redeposition  $\bar{f}_{dep}$ , erlaubt die Kenntnis der radialen Verteilung der Ionisation von Wolframatomen, die Umrechnung in ein eindimensionales Dichteprofil

$$n_W(\rho) = \frac{f_{rec}\bar{Y}_{eff}}{N} \sum_i \frac{w_i t_{dwell,i}}{V_{cell,i}}, \quad (4.65)$$

wobei das Teilchengewicht  $w_i$  im Falle von CELLSOR ERO stets eins ist. Im Vergleich zu Gl. 4.43 (Dichteverteilung von DT-Neutralen) wird die Quellstärke  $f_{rec}$  mit der mittleren effektiven Zerstäubungsausbeute  $\bar{Y}_{eff}$  aller erodierenden Projektilsorten multipliziert, damit der Recyclingfluss<sup>90</sup>  $\Gamma^+$  die gemeinsame Quellstärke bildet.

#### 4.4.5. Abschätzung der Selbstzerstäubung

Neben der prompten re-Deposition und der radialen Dichteverteilung von neutralem Wolfram, wird bei einem CELLSOR ERO-Durchlauf die Selbstzerstäubung  $W^+ \rightarrow W$  durch auf die Wand zurückkehrendes frisch ionisiertes Wolfram abgeschätzt<sup>91</sup>.

Die effektive Selbstzerstäubungsausbeute  $Y_{eff,W^+ \rightarrow W}$  - bezogen auf den initialen Quellfluss  $\Gamma^+$  (Gesamtionenfluss auf die Wand) - wird durch

$$Y_{eff,W^+ \rightarrow W} = \bar{Y}_{eff} \bar{f}_{dep} \bar{Y}_{W^+ \rightarrow W}, \quad (4.66)$$

berechnet, wobei  $\bar{f}_{dep} \bar{Y}_{eff}$  den Anteil des Erosionsflusses am initialen Ionenfluss beschreibt, der prompt nach der Ionisation auf die Wand zurückkehrt.

<sup>89</sup>Für jedes Testteilchen, mit der Geschwindigkeit  $v$ , wird die radiale Position der Ionisation  $\lambda_{iz}$ , sowie der Gyroradius  $\rho_i$  abgeschätzt. Dabei wird zwischen Hoch- und Niedrigfeldseite gemittelt, d.h. der Gyroradius für das Magnetfeld  $B_0$  auf der Palsmaachse verwendet.

<sup>90</sup> $\Gamma^+$  bezeichnet den Ionenfluss, welcher auf die erste Wand im hauptraum der Brennkammer strömt. Für ein DEMO-Kraftwerk, bei dem die Wand aufgrund der Pulsdauern im Bereich einiger Stunden, als gesättigt gilt, ist  $\Gamma^+$  äquivalent zum Recyclingfluss, und bildet daher die Quellstärke für CELLSOR.

<sup>91</sup>Gewissermaßen bilden die prompte re-Deposition bzw. die Selbstzerstäubung eine abschwächende bzw. verstärkende Korrektur der Erosion, die über die mittleren effektiven Zerstäubungsausbeuten  $\bar{Y}_{eff}$  durch Ionen und DT-Neutralen abgeschätzt wird.

Die mittlere (Selbst-)Zerstäubungsausbeute  $\bar{Y}_{W^+ \rightarrow W}$  dieser prompt zurückkehrenden Wolframionen, wird anhand der korrigierten Eckstein-Fitformel (siehe Abschn. 4.3.4) [37] für die Projektilenergie

$$E_W = \frac{1}{2} m_W v^2 \quad (4.67)$$

ermittelt, wobei das  $v$  der Länge des Geschwindigkeitsvektors des Wolfram-Testteilchens zum Zeitpunkt der Ionisation entspricht. Dabei werden Beschleunigungseffekte im elektromagnetischen Feld der Debye-Schicht vernachlässigt<sup>92</sup>.

Anschließend wird für  $N$  simulierte Testteilchen, über den auf die Wand zurückprallenden Anteil summiert, i.e. die effektive mittlere Selbstzerstäubungsausbeute ergibt sich zu

$$\bar{Y}_{eff,W^+ \rightarrow W} = \frac{\sum_{i=1}^{N'} Y_{eff,W^+ \rightarrow W,i}}{N'}. \quad (4.68)$$

Der auf die Wand zurückprallende Anteil wird durch den prompten re-Depositionsanteil abgeschätzt zu  $N' = \bar{f}_{dep} \cdot N$ .

## 4.5. Die Teilchenbilanz in der Abschälschicht

Die Teilchenbilanz ist ein ganz wesentlicher Aspekt einer konsistenten Betrachtung der Verhältnisse in der Abschälschicht. Im Abschn. 4.3.3 wurde erläutert, in welcher Beziehung die Wandflüsse der Verunreinigungen  $\Gamma_i^+$  zum Brennstoffionenfluss  $\Gamma_{DT}^+$ , welcher im Recycling-Fall die Quellstärke des CELLSOR-Codes bildet, stehen.

Der Brennstoffionenfluss  $\Gamma_{DT}^+$  ist allerdings zunächst unbekannt. Er lässt sich unter Annahmen der Transportstärken senkrecht und parallel zu den magnetischen Feldlinien, sowie über volumetrische Quellen durch Ionisation und Randbedingungen an der Separatrix und der ersten Wand im Hauptraum, konsistent berechnen. Die volumetrische Ionisationsquelle wird dabei aus der mit CELLSOR berechneten Neutralteilchendichte  $n_n(\rho)$  konstruiert. Jede Rechnung von  $n_n(\rho)$  ist ausschließlich für ein bestimmtes Ionendichteprofil  $n_i(\rho)$ , welches in der Abschälschicht vorgegeben wird, gültig. Gleichzeitig beeinflusst über die Teilchenbilanz  $n_n(\rho)$  durch Veränderung der Ionisation in der Abschälschicht das Ionendichteprofil  $n_i(\rho)$ , sodass eine konsistente Lösung mehreren Iterationen Bedarf. Im Folgenden wird erklärt, wie eine solche konsistente Lösung gefunden wird.

---

<sup>92</sup>Nach der Ionisation dauert die prompte re-Deposition in einem 6 T starken toroidalem Magnetfeld, für ein Testteilchen, welches mit  $v = 5 \text{ ms}^{-1}$  ionisiert wurde, ca.  $100 \mu\text{s}$ , weshalb eine mögliche Thermaлизierung des  $\text{W}^+$ -Ions mit dem Plasmahintergrund unwahrscheinlich ist. Eine Geschwindigkeit von  $v = 5 \text{ ms}^{-1}$  ist ein typischer Wert für erodiertes W, welches durch Tritium-Beschuss bei  $\bar{E} \approx 150 \text{ eV}$  ausgelöst wurde.

### 4.5.1. Analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung in der Abschälschicht

Die stationäre Kontinuitätsgleichung  $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = \vec{S}$  lautet in der Abschälschicht in kathesischen Koordinaten ( $x, y, z$ ) in differentieller Schreibweise

$$\frac{d}{dx} \left( -D_{\perp} \frac{dn_i}{dx} + n_i v_{\perp} \right) = -\frac{n_i}{\tau_{\parallel}} + S. \quad (4.69)$$

In Gl. 4.69 wurden bereits Komponenten der Kontinuitätsgleichung, welche wie  $\delta_{\phi} \Gamma_{\phi}$  Null ergeben, weggelassen. Der Fluß wurde in Gl. 4.69 zudem in Komponenten senkrecht zu den magnetischen Feldlinien,

$$\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \frac{dn_i}{dx} + n_i v_{\perp}, \quad (4.70)$$

und parallel zu den magnetischen Feldlinien,

$$\Gamma_{\parallel} = n_i v_{\parallel}, \quad (4.71)$$

aufgeteilt, mit  $v_{\parallel} = c_{s,eff} = \pi R \tau_{\parallel}^{-1}$ .

Karthesische Koordinaten wurden gewählt, damit analytische Lösungen auffindbar sind<sup>93</sup>. Diese Wahl beugt verlängerten Rechenzeiten und numerischen Problemen bei der Lösungsfundung vor.

#### Randbedingungen

Gl. 4.69 ist vom Typ eine inhomogene DGL 2. Ordnung. Zum Lösen werden zwei Randbedingungen benötigt, welche an der Separatrix und der Wand getroffen werden.

An der Separatrix wird eine Dirichlet-Randbedingung vorgegeben, i.e. die Dichte  $n_{sep}$ , und an der ersten Wand wird eine Neumann-Randbedingung vorgegeben, i.e. die Stärke des Dichteabfalls:

$$x = 0 : n = n_{sep}; \quad x = \Delta_{SOL} : \nabla n_{wall} = -\frac{n_{wall}}{\delta}. \quad (4.72)$$

Der  $\delta$ -Parameter in Gleichung 4.72, welcher für einen bestimmten Dichtegradienten  $\nabla n$  einer Abfalllänge  $\lambda_n$  entspräche, wird dabei so gewählt, dass eine Abfalllänge im Bereich der Ausdehnung der magnetischen Vorschicht<sup>94</sup> liegt, da innerhalb jener Zone nicht mehr die Stärke des senkrechten Transports (Diffusion, Konvektion) den Abfall der Dichte zur Wand festlegt, sondern vielmehr die Kinetik aufgrund der hier vorherrschenden elektromagnetischen Kraftfelder.

Eine weitere wichtige Annahme zur analytischen Lösbarkeit von Gleichung 4.69 ist jene, dass die Transportparameter  $D_{\perp}$ ,  $v_{\perp}$ , sowie  $\tau_{loss}$  räumliche Konstanten darstellen, d.h. räumlichen Mittelwerten<sup>95</sup> in zwei Dimensionen ( $x, z$ ) entsprechen.

<sup>93</sup>In Zylinderkoordinaten ( $\rho, \phi, z$ ) etwa, würde über die Funktionaldeterminante  $\rho d\rho d\phi dz$  eine Lösungsdimension für Lösungen mit radialen Komponenten, welche hier explizit gesucht werden, hinzukommen.

<sup>94</sup>Es gilt, dass der  $\delta$ -Parameter nach unten beschränkt und ansonsten frei wählbar ist, d.h. mindestens dem Ionen-Larmor-Radius  $\delta \geq 4 \cdot 10^{-3}$  m entspricht. Analoge Randbedingungen werden in [35] und [142] getroffen.

<sup>95</sup>Insbesondere der Parameter  $\tau_{\parallel}$ , der die mittlere Verlustzeit von Ionen in paralleler Richtung entlang der magnetischen Feldlinien beschreibt, wäre bei einer lokalen Behandlung in  $x$ - sowie  $z$ -Richtung,

### Gesamtlösung für ursprüngliche Variablen

Der Algorithmus zur analytischen Lösung von Gl. 4.69 durch Variation der Konstanten wird im Anhang G.2 dargestellt<sup>96</sup>. Betrachtet man die Gleichungen aus dem Anhang G.2, so folgt die Gesamtlösung der radialen Ionendichte des SOL, für die ursprünglichen Variablen als Lösung der inhomogenen Gleichung in geschlossener analytischer Form, mit Hilfe der Funktionale  $\Psi_1$ ,  $\Psi_2$  und  $\eta$ :

$$n_i(x) = n_s \frac{\exp\left(\lambda_2 \frac{x}{\Delta_{SOL}}\right) - \rho \exp\left(\lambda_2 - \lambda_1 \frac{\Delta_{SOL}-x}{\Delta_{SOL}}\right)}{1 - \rho \exp(\lambda_2 - \lambda_1) + \Psi_1(0) \exp(-\lambda_1) - \Psi_2(0)} \\ + n_s \frac{\Psi_1(x) \exp\left(-\lambda_1 \frac{\Delta_{SOL}-x}{\Delta_{SOL}}\right) - \Psi_2(x) \exp\left(\lambda_2 \frac{x}{\Delta_{SOL}}\right)}{1 - \rho \exp(\lambda_2 - \lambda_1) + \Psi_1(0) \exp(-\lambda_1) - \Psi_2(0)} \quad (4.73)$$

mit

$$\rho = 1 + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_1}, \quad \eta = 1 + \frac{\lambda_2}{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_1}, \quad (4.74)$$

sowie den Funktionalen

$$\Psi_1(x) = \eta \int_x^{\Delta_{SOL}} Q(x) \exp\left(\lambda_2 - \lambda_1 \frac{x}{\Delta_{SOL}}\right) dx, \quad (4.75)$$

und

$$\Psi_2(x) = \eta \int_x^{\Delta_{SOL}} Q(x) \exp\left(\lambda_2 \frac{\Delta_{SOL}-x}{\Delta_{SOL}} - \lambda_1\right) dx. \quad (4.76)$$

Der Ionisations-Quellterm  $S$  wurde substituiert in die auf den Recyclingfluss normierte Größe

$$Q(x) = \langle \sigma v_x \rangle_{iz}(T_e) n_i(x) \lambda_n(x), \quad (4.77)$$

mit  $\lambda_n(x) = n_n(x)/\Gamma_\perp$  [ $\text{m}^{-1}$ ]: normierte Neutralteilchen“dichte“ des mit Monte Carlo gerechneten Ensembles (skaliert mit dem Recyclingkoeffizienten  $0 \leq R_{rec} \leq 1$ ). Die verwendete volumetrische Quellstärke  $Q(x)$  wird stets aufgrund der initial angenommenen bzw. bei der zuvorigen Iteration berechneten Ionendichte konstruiert<sup>97</sup>.

#### 4.5.2. Iterationsschema und Konvergenzkriterium

Gl. 4.73 gibt die physikalische der beiden analytischen Lösungen, der Kontinuitätsgleichung im SOL, an. Mithilfe des Monte Carlo Codes CELLSOR wird dabei für eine vorgegebene Ionendichte  $n_i(x)$  der Ionisations-Quellterm  $Q(x)$  berechnet. Die Ionendichte in

---

stark am Variieren, da er proportional zur Ionenschallgeschwindigkeit, i.e.  $\propto c_s \propto \sqrt{T}$  ist, und da in der Abschälschicht typischerweise starke Temperaturgradienten in  $x$ -Richtung vorherrschen, sowie proportional zur Mach-Zahl  $M$ , welche in  $z$ -Richtung die mittlere Beschleunigungsstärke auf die Ionenschallgeschwindigkeit beschreibt.

<sup>96</sup>Für das Auffinden der Lösung zeigte sich Prof. Dr. Mikhail Tokar hauptverantwortlich.

<sup>97</sup>Der Ansatz für derartige Kopplungen (Kinetik-Fluid) ist nicht neu. In SOLPS-ITER wurden als wichtiges neues Werkzeug für die ITER-Modellierung der Fluid-Code B2.5 mit dem kinetischen Monte Carlo Code EIRENE gekoppelt [158]. SOLPS [131] bezeichnet wiederum eine bestimmte Version des Code-Pakets B2-EIRENE [123].

#### 4.5. Die Teilchenbilanz in der Abschälschicht

der Abschälschicht wird zunächst für den Quellfreien Fall  $Q(x) = 0$  anhand der Transportparameter in senkrechter Richtung,  $D_{\perp}$  und  $v_{\perp}$ , sowie in paralleler Richtung,  $v_{\parallel}$ , ausgerechnet:

$$\begin{aligned} n_n^0(x) &= 0 \Rightarrow Q_0 = 0 \Rightarrow \Psi_{1,2}^0(x) = 0 \\ \Rightarrow n_i^0(x) &= n_s \frac{\exp\left(\lambda_2 \frac{x}{\Delta_{SOL}}\right) - \rho \exp\left[\lambda_2 - \lambda_1 \left(\frac{\Delta_{SOL}-x}{\Delta_{SOL}}\right)\right]}{1 - \rho \exp(\lambda_2 - \lambda_1)}. \end{aligned} \quad (4.78)$$

Daraus ergibt sich die erste Abschätzung der Neutralteilchendichte  $n_n^0(x)$ , sowie des Quellterms  $Q^0(x)$  der inhomogenen Gleichung 4.73. Die Ionendichte wird anschließend mit Ionisationsquellterm (aus der vorherigen Iteration  $l$ ), dessen Gewichtung über die Multiplikation mit einem Mischfaktor  $0 \leq A_{mix} \leq 1$  festgelegt wird, neu berechnet. Dazu wird mithilfe von CELLSOR die Neutralteilchendichte  $n_n^l(x)$  für das aus der vorherigen Iteration gefolgte Ionendichteprofil  $n_i^{l-1}(x)$  berechnet. Der Ausdruck für den Quellterm lautet dann

$$\begin{aligned} Q_l(x) &= (1 - A_{mix})Q_{l-1}(x) + A_{mix}\langle\sigma v_x\rangle_{iz}n_i^{l-1}(x)n_n^l(x) \\ \Rightarrow \Psi_{1,2}^l(x) &\Rightarrow n_i^l(x). \end{aligned} \quad (4.79)$$

Als Konvergenzkriterium wird die Änderung der Ionendichte an der Wand ( $x = \Delta_{SOL}$ ), nach zwei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten  $l$  und  $l - 1$ , herangezogen. Dabei gilt für die Änderung

$$\delta_{n_{wall}} = \left| \frac{n_{wall}^l - n_{wall}^{l-1}}{n_{wall}^{l-1}} \right|, \quad (4.80)$$

im Konvergenzfall, dass

$$\delta_{n_{wall}} < \epsilon \cdot A_{mix}. \quad (4.81)$$

Ein alternatives Konvergenzkriterium für starke Ionisationsquelle nahe der Separatrix, bildet die Änderung der über die SOL Linien-integrierten Neutralteilchendichte

$$\bar{n}_n^l = \Delta_{SOL}^{-1} \int_{\Delta_{SOL}} dx n_n^l(x), \quad (4.82)$$

also

$$\delta_{\bar{n}_n} = \left| \frac{\bar{n}_n^l - \bar{n}_n^{l-1}}{\bar{n}_n^{l-1}} \right|, \quad \text{mit } \delta_{\bar{n}_n} < \epsilon \cdot A_{mix}. \quad (4.83)$$

#### 4.5.3. Berechnung des Ionenflusses auf die erste Wand

Der Ionenfluss  $\Gamma_{DT}^+$  auf die erste Wand im Hauptaum der Brennkammer, welcher durch diffusiven und konvektiven Transport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien bestimmt wird, ergibt sich zu

$$\Gamma_{DT}^+(\Delta_{SOL}) = -D_{\perp} \nabla n_i(\Delta_{SOL}) + n_i(\Delta_{SOL})v_{\perp}. \quad (4.84)$$

Der Gleichung 4.85 liegt die Annahme zu Grunde, dass  $D_{\perp}$  und  $v_{\perp}$  über die gesamte Breite der Abschälschicht konstant sind. Der Dichtegradient  $\nabla n_i(\Delta_{SOL})$  wird durch die lineare Änderung, der mit Gleichung 4.73 im Konvergenzfall gebildeten Dichte, im Abstand eines winzigen  $\epsilon \ll \nabla_{SOL}$ , approximiert zu

$$\nabla n_i(\Delta_{SOL}) \approx \frac{n_i(\Delta_{SOL} - \epsilon) - n_i(\Delta_{SOL})}{\epsilon}. \quad (4.85)$$

Mithilfe des Ionenfluxes können die im Ensemble gerechneten CELSOR Ergebnisse, auf die zu den (Transport-)Annahmen konsistente Quellstärke skaliert werden. Zerstäubungsausbeuten können unter Kenntnis des Wandfluxes, in tatsächliche Erosionsraten übersetzt werden.

## 4.6. Teilchenbilanz zwischen Hauptplasma und Abschälschicht

In Abschnitt 4.5 wurde die Teilchenbilanz in der Abschälschicht behandelt. Aufgrund der Wahl der Randbedingungen als Dirichlet- (Separatrix-Dichte  $n_{sep}$ ) bzw. Neumann-Randbedingung (Dichteabfall an der ersten Wand), sowie der Vorgabe der senkrechten Transportstärke ( $D_{\perp}$ ,  $v_{\perp}$ ) sowie der mittleren Verlustzeit  $\tau_{\parallel}$  entlang magn. Feldlinien, wird zwar eine selbst-konsistente Lösung der Ionendichte  $n_i(\rho)$ , sowie des Teilchenfluxes  $\Gamma_{\perp}$  auf die erste Wand ermittelt, jedoch nicht der in die Abschälschicht strömende Teilchenzufluss als Randbedingung vorgegeben / begrenzt<sup>98</sup>.

Im Rahmen der DEMO1-Erosions-Studien (Kap. 6) ergibt es Sinn, sich auf eine im Kernplasma fest vorgegebene Fusionsleistung  $P_{Fus}$  zu beziehen. Diese legt für eine Maschine mit DT-Plasma die Vernichtungsrate des Brennstoffs, sowie die Entstehungsrate von Heliumverunreinigungen, im Kernplasma fest.

Weiterhin wird durch die Annahmen des Transports innerhalb des SOL festgelegt, welcher nicht-verbrannte Ionenanteil aus dem Kernplasma in den SOL strömt, d.h. dass die stationäre Helium-Konzentration durch den nicht verbrannten Brennstoffanteil im Kernplasma festgelegt wird.

### 4.6.1. Bestimmung der stationären Helium Konzentration im Kernplasma

Zur Erfüllung der Teilchenbilanz zwischen Hauptplasma und Abschälschicht, ergibt sich aus der Stationaritätsbedingung im Kernplasma, dass der Neutralteilchenzufluss, der Netto über die Separatrix ins Kernplasma strömt, gleich dem Ionenabfluss, der über die Separatrix in den SOL strömt, sein muss. Das bedeutet, dass die Rate

$$\Phi_{sep,in,i} \approx \left( \frac{1}{c_{He}} \right) \Phi_{DT}, \quad (4.86)$$

mit

$$\Phi_{DT} = \frac{P_{Fus}}{\Delta E_{DT}}, \quad (4.87)$$

---

<sup>98</sup>Das bedeutet, dass beispielsweise für unterschiedliche Transportstärken, Separatrixdichten und mittlere Mach-Zahlen  $\bar{M}$ , der Teilchenzufluss aus dem Hauptplasma, der über die Separatrix auswärts strömt, stark verschieden sein kann.

#### 4.6. Teilchenbilanz zwischen Hauptplasma und Abschälschicht

und  $\Delta E_{DT} = 17,6 \text{ MeV} \approx 2,82 \cdot 10^{-12} \text{ J}$ , mit der unverbrannte Ionen (D,T) in den SOL strömen, gleich der Rate sein muss, mit der Brennstoffneutralteilchen netto ins Kernplasma strömen und dort ionisieren.

Gleichzeitig gilt, dass der Ionenfluss, der - analog zu den Ionenquellen innerhalb des SOL - in den SOL strömt, sich auf die beiden Senken, i.e. die Wand im Hauptaum sowie die Targetplatten des Divertors, aufteilt. Also im Bild der Raten:

$$\Phi_{sep,in,i} = \Phi_{sep,out,i} = \Phi_{\perp FW} + \Phi_{\parallel SOL} - Q_{SOL}, \quad (4.88)$$

das heißt

$$\Phi_{\perp FW} + \Phi_{\parallel SOL} - Q_{SOL} = \left( \frac{1}{c_{He}} \right) \Phi_{DT}. \quad (4.89)$$

Eine erste Abschätzung der Helium-Konzentration lautet daher

$$c_{He} = \frac{\Phi_{DT}}{(\Phi_{\parallel SOL} + \Phi_{\perp FW} - Q_{SOL})}. \quad (4.90)$$

Abb. 4.3 zeigt eine Darstellung des vereinfachten, d.h. flach ausgestreckten SOL, sowie

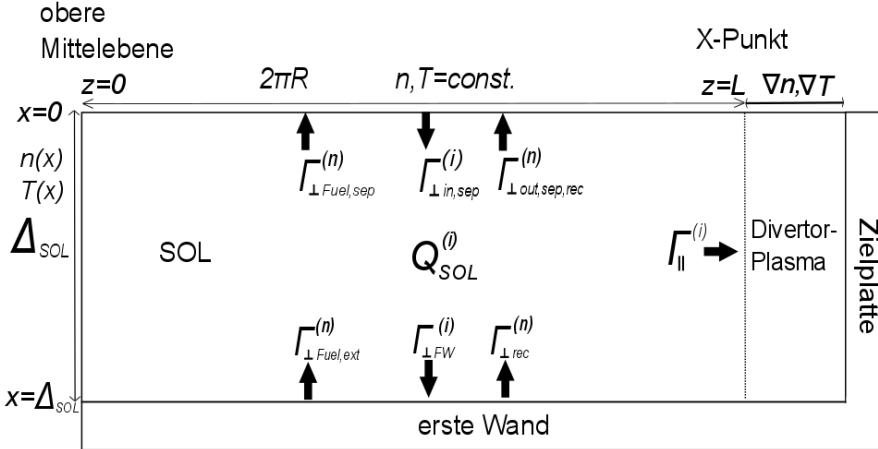


Abbildung 4.3.: Darstellung der flach ausgestreckten Abschälschicht und der Ionen- sowie Neutralteilchenflüsse  $\Gamma$  (analog zur Darstellung der Raten  $\Phi$  in Gl. (4.86) - (4.94); Index (i): Ionen sowie (n): Neutrale. Die Flussbilanz wird in  $z$ -Richtung zwischen oberer Mittelebene sowie an den x-Punkt angrenzend betrachtet.

der Teilchenflüsse  $\Gamma$  der Neutralen und Ionen, die an den Aussenkanten in den SOL hinein / heraus strömen.

Die Rate an Teilchen  $\Phi_{\perp FW}$ , die senkrecht auf die erste Wand strömen, ist aus der Monte Carlo-Rechnung bekannt, ebenso wie die Volumenquelle  $Q_{SOL}$  (durch Elektronenstoßionisation) innerhalb der Abschälschicht, welche aus

$$Q_{SOL} = \frac{V_{SOL}}{\Delta_{SOL}} \int_{\Delta_{SOL}} d\rho n_n n_i \langle \sigma v \rangle_{iz} \quad (4.91)$$

folgt, sowie der Rate  $\Phi_{\parallel SOL}$  in paralleler Richtung hin zum x-Punkt bzw. Divertor, also

$$\Phi_{\parallel SOL} = \frac{A_{div}}{\Delta_{SOL}} \int_{\Delta_{SOL}} d\rho n_i c_s. \quad (4.92)$$

#### 4.6.2. Bestimmung des Teilchenflusses der externen Brennstoffzufuhr

Betrachtet man die Randbedingung der Betragsgleichheit von Quellen und Senken im Kernplasma, also die Bedingung, dass der Zufluss an Brennstoffneutralteilchen ins Kernplasma, welcher sich zusammensetzt aus Neutralen des Wandrecyclings sowie der externen wandseitigen Brennstoffzufuhr

$$\Phi_{sep,out}^n = f_{sep,rec} \Phi_{rec}^n + f_{sep,ext} \Phi_{ext}^n, \quad (4.93)$$

mit  $f_{sep,rec}$ : Netto-Anteil der von der Wand mit der Rate  $\Phi_{rec}^n$  startenden Recyclingneutralen, die netto ins Kernplasma gelangen, sowie  $f_{sep,ext}$ : Netto-Anteil der von der Wand mit der Rate  $\Phi_{ext}^n$  extern zugeführten Brennstoffneutralen, die ins Kernplasma gelangen<sup>99</sup>, gleich sein muss mit  $\Phi_{sep,in,i}$  aus Gl. 4.86, dann folgt

$$\Phi_{ext}^n = \frac{c_{He}^{-1} \Phi_{DT} - f_{sep,rec} \Phi_{rec}^n}{f_{sep,ext}}. \quad (4.94)$$

---

<sup>99</sup>Beispielsweise beträgt im Falle der Gaszufuhr  $f_{sep,ext} = 1/3,5$  bei einem Wandabstand von  $\Delta_{SOL} = 5$  cm, und  $f_{sep,ext} = 1/5,5$  bei einem Wandabstand von  $\Delta_{SOL} = 20$  cm. Dies bedeutet, dass für  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 20$  cm, 57 Prozent mehr Brennstoff am Ausgang des Gasventils bereitgestellt werden müssen, um dieselbe Brennstoff-Ionisationsrate im Kernplasma zu gewährleisten. Selbst bei  $\Delta_{SOL} = 5$  cm würden 71 Prozent des in die Brennkammer eingeblasenen Brennstoffs innerhalb des SOL ionisiert und zu den Zielpfatten des Divertors abgeführt werden.

# Kapitel 5.

## Benchmark-Rechnungen des Codes CELLSOR

In Kapitel 4 wurde die Modellierung der Plasma-Wand-Wechselwirkung im Kontext globaler Erosionsstudien beschrieben. Die Schädigung durch Brennstoffneutralteilchen (D, T), welche nach Umladungsstößen mit heißen Plasmaionen hochenergetisch auf die erste Wand in der Brennkammer fliegen, erfolgt mithilfe des eigens zu diesem Zwecke geschriebenen Monte Carlo Codes CELSOR (Abschnitt 4.2).

CELLSOR kann als computer-basiertes virtuelles physikalisches Experiment betrachtet werden. Ergebnisse hängen dabei von den gewählten Startparametern, also den experimentellen Bedingungen, ab. Das mathematische Modell verfolgt das Ziel sämtliche physikalischen Wechselwirkungen, welche zur Lösung der wissenschaftlichen Fragestellung relevant erscheinen, in einem System möglichst realitätsgerecht zu Modellieren.

Dabei werden im Modell Vereinfachungen gegenüber der Realität<sup>1</sup> getroffen, welche einerseits die Ergebnisse möglichst wenig verändern, und andererseits den Rechenumfang möglichst minimieren sollten. Dabei gilt es zunächst zu Überprüfen, ob ein konzeptio-

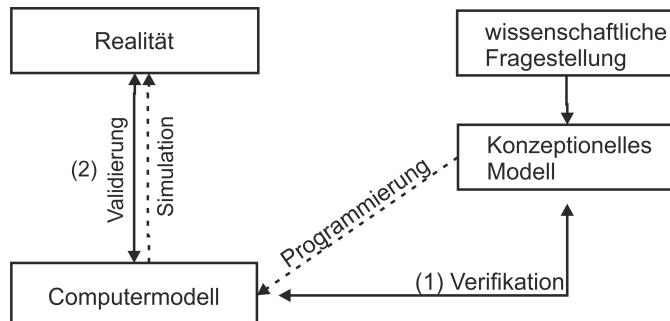


Abbildung 5.1.: Schema zur Verifikation und Validierung eines Computermodells.

nelles Modell durch ein daraus entwickeltes Computermodell, korrekt abgebildet wird. Man könnte auch sagen, dass geprüft wird, ob sämtliche Gleichungen korrekt aufgestellt und gelöst werden. Diesen Vorgang bezeichnet man als Verifikation.

Ein weiterer Schritt wäre es zu prüfen, inwieweit ein verifiziertes Modell in der Lage ist,

<sup>1</sup>Jedes mathematische Modell, welches bestimmte Teilespekte der Realität modelliert, arbeitet auf einer bestimmten - und sehr unterschiedlichen - Ebene mit Vereinfachungen gegenüber der Realität.

die hochkomplexe Realität wiederzugeben, d.h. die Gleichungen des Modells und dessen Komplexität auf Vollständigkeit zu überprüfen. Dabei wird von einer Validierung eines Modells gesprochen. Abbildung 5.1 zeigt ein Schema zur Verifikation und Validierung eines Computermodells.

Die Verifikation eines Computermodells kann aufgrund eines Vergleichs mit einem bereits verifizierten Computermodells erfolgen, welches darüber hinaus idealerweise bereits durch Vergleiche mit Experimenten validiert wurde. Zusätzlich können einfache Plausibilitätskontrollen - insbesondere in der Frühphase der numerischen Umsetzung eines Konzepts - Fehler, die zu Inkonsistenzen jeglicher Art führen, auf einfache Weise aufdecken.

## 5.1. Vergleichsrechnungen mit dem validierten Monte Carlo Code EIRENE

Zur Verifizierung von CELLSOR wurden Vergleichsrechnungen mit dem verifizierten und validierten 3d Monte Carlo Code EIRENE<sup>2</sup> [120] durchgeführt. EIRENE erlangte durch diverse Modellierungen der Randschicht und Divertor-Verhältnisse eine breite Akzeptanz in der Fusionsgemeinschaft.

### 5.1.1. Modellspezifikationen für EIRENE- und CELLSOR-Rechnungen

Zur Verifizierung von CELLSOR durch Vergleichsrechnungen mit EIRENE [121, 122], sollten die in beiden Modellen zugelassenen Wechselwirkungen zwischen Testteilchen und Plasmahintergrund übereinstimmen. Um dies zu gewährleisten, wurde EIRENE mit entsprechend reduzierter Komplexität gestartet, sodass die physikalischen Wechselwirkungen auf jene der Gleichungen 4.22 - 4.29 aus Kapitel 4 Abschnitt 4.2 reduziert wurden.

Weiterhin wurde in CELLSOR die Option eingebaut, beliebige Zellpositionen, und die zugehörigen Zellrandpositionen, welche nicht-äquidistant sein dürfen, aus durch EIRENE erzeugte .out-Dateien einzulesen und für die Rechnung zu übernehmen. Dies geschah, um Diskretisierungsschiede als Ursache für Abweichungen in den Resultaten beider Codes auszuschliessen.

EIRENE rechnete in beiden Fällen mit 501 nicht-äquidistanten Markerpositionen, welche vorwiegend in der Nähe der Separatrix lokalisiert waren. Im Plasmazentrum beträgt die Breite einer Zelle bei EIRENE im ITER-Testfall 36,7 mm, während diese Nähe der Separatrix bei 0,6-0,8 mm liegt. Das Verhältnis der maximalen zur minimalen Zellbreite

---

<sup>2</sup>Der Code EIRENE wurde im Jahr 1985 aus einer Umbenennung des Codes *AURORA* gegründet. Seither wurden zahlreiche wissenschaftliche Papiere, welche auf EIRENE Modellierungen stützen, publiziert. Darunter finden sich Modellierungen des Neutralgasdrucks im Divertor von Alcator C-Mod [95], der Leistung an den Divertor-Targets von EAST [59], sowie des Divertor-Detachments an JET [58] und der Wolfram-Zerstäubung der *ITER-like wall* an JET [60]. EIRENE Modellierungen wurden dazu mit Plasmafluidmodellierungen der Codes B2 und EDGE-2D kombiniert. Darauf hinaus wurde EIRENE verwendet, um die Erosion der ersten Wand an ITER, welche bedeutend durch hochenergetische Neutralteilchen mitverursacht werden könnte, zu modellieren [82].

## 5.1. Vergleichsrechnungen mit dem validierten Monte Carlo Code EIRENE

liegt bei 61,3 (ITER) bzw. 62,4 (DEMO). Im ITER- bzw. DEMO-Fall befanden sich 76 bzw. 114 der 501 Zellen innerhalb der Abschälschicht, d.h. innerhalb eines Abstandes von 10 bzw. 20 cm zur Wand.

Eine zusätzliche Option in CELLSOR erlaubt es, den Geschwindigkeitsvektor mit  $v = \sqrt{2E/m}$  für ein Test-Teilchen nach einem Umladungsstoss, auf drei verschiedene Weisen zu erzeugen:

- mono-energetisch um den Mittelwert einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit  $\bar{E} = 1,5k_B T_i(\rho)$  (analog zum Standardmodell für atomare Test-Teilchen, im EIRENE-Handbuch [120] auf Seite 125),
- aus einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung um die Ionentemperatur  $T_i(\rho)$  in der Zelle (siehe Gleichung 4.30 in Kapitel 4),
- aus einer modifizierten Maxwell-Boltzmann-Verteilung um die Ionentemperatur  $T_i(\rho)$  in der Zelle, generiert nach Cupini et al. [31] mithilfe einer Verwerfungs methode, unter Berücksichtigung der Differenz zwischen Geschwindigkeitsvektor des Test-Teilchens  $\vec{v}$  und eines zufälligen Geschwindigkeitsvektors aus einer Maxwell- Boltzmann-Verteilung (Gleichung 4.32 in Kapitel 4).

Letztere Variante ist dabei das beste Abbild der physikalischen Realität. Vergleichsrechnungen zwischen den drei Methoden offenbarten eine nahezu identische Neutralgasdichte, im Falle vieler simulierter Test-Teilchen, da die Geschwindigkeiten nach der Umladung im Mittel zur Maxwell-Boltzmann-Verteilung identisch sind.

Dennoch wird die mittlere Energie der auf die Wand prallenden Neutralen verändert. Die Ursache dafür ist, dass bei Verwendung der exakteren Verteilungen im Vergleich zum monoenergetischen Fall des Mittelwerts, bevorzugt jene Teilchen die Wand erreichen, welche in der Verteilung Energien oberhalb des Mittelwerts liegen. Die mittlere Energie der Teilchen beim Wandaufprall ist für Erosionsstudien von höchster Relevanz. Folglich sollte - ausser im Falle dieser EIRENE-Vergleiche zur Verifizierung - stets mit der Verwerfungs methode nach Cupini et al. gerechnet werden.

Bei den EIRENE-Rechnungen wurden die Geschwindigkeiten nach Umladungsstössen monoenergetisch zugewiesen.

CELLSOR rechnete mit Vektoren im 3d Torus, während EIRENE aus Rechnenzeitz gründen in einer Kreisgeometrie, d.h. dem poloidalen Querschnitt am Ort eines verschwindenden Poloidalwinkels, rechnete.

### 5.1.2. Referenzfälle in Anlehnung an ITER und DEMO

Für die Vergleichsrechnungen wurden zwei Referenzfälle definiert, welche in der Auswahl der Parameterwerte an ITER und DEMO angelehnt wurden, dabei allerdings nicht so ausgewählt wurden, dass sie quantitativ zwingend einer tieferen Prüfung standhalten würden. Vielmehr war das Ziel zwei für beide Codes identische Parametersätze, welche sich deutlich unterscheiden, zu einem verbesserten Vergleich heranzuziehen. Die Testfälle werden im Folgenden mit ITER- und DEMO-Testfall bezeichnet. Tabelle 5.1 zeigt die Startparameter des ITER- und DEMO-Testfalls. Bei den Plasmaprofilen gilt

Tabelle 5.1.: Parameter der CELLSOR und EIRENE Vergleichsstudien für den ITER- und DEMO-Testfall.

Parameter	Zahlenwert	Einheit	Literaturquelle
	ITER / DEMO		ITER / DEMO
$n_0$	1,2 / 1,2	$10^{20} \text{ m}^{-3}$	- / -
$T_0$	10 / 24,9	keV	- / -
$\alpha_n$	0,3 / 0,5	-	- / -
$\alpha_T$	0,5 / 1	-	- / -
$n_{ped}$	0,8 / 0,67	$10^{20} \text{ m}^{-3}$	[102] / -
$n_{sep}$	0,35 / 0,2	$10^{20} \text{ m}^{-3}$	[102] / -
$T_{ped}$	5 / 5,6	keV	[102] / [154]
$T_{sep}$	0,2 / 0,2	keV	[102] / [94]
$\Delta_{ped}$	0,04 / 0,07	-	[102] / [154]
$\lambda_n$	0,034 / 0,13	m	[102] / [104]
$\lambda_T$	0,017 / 0,001	m	[102] / [41]
$T_{min}$	0,005 / 0,01	keV	- / [94]
$\Delta_{SOL}$	0,1 / 0,2	m	[102] / -
$a$	2 / 2,643	m	[2] / [161]
$R_0$	6,2 / 9	m	[2] / [161]
$\Gamma_{D^+}$	1 / 10	$10^{20} \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1}$	[82] (avg.) / -
$T_{wall}$	500 / 800	K	[65] / -
$E_{D^+}$	0,04 / 0,1	keV	- / -

Gleichheit zwischen Elektronen- und Ionentemperatur  $T_e = T_i$ . Für die Testteilchenquelle gilt die Annahme eines monoenergetischen Deuterium-Ionen-Strahls, welcher initial senkrecht auf die erste Wand trifft. Der Referenzpunkt liegt bei CELLSOR an der oberen Mittelebene im Hauptaum der Brennkammer, d.h. poloidal gesehen mittig an der ersten Wandoberfläche auf der Niedrigfeldseite (*LFS*). Der Quellfluss, also in der MC Rechnung der Recyclingfluss, entspricht im hier betrachteten Fall vollständiger Wandsättigung ( $r_{rec} = 1$ ), dem initial auftreffenden Ionenfluss.

Der Ionenfluss wurde im DEMO-Testfall willkürlich um eine Größenordnung stärker gewählt<sup>3</sup>, als im ITER-Testfall, damit sich die Neutralgasprofile nicht überlagern, d.h. in der Auswertung die Option gemeinsamer grafischer Abbildung böten.

### 5.1.3. Dichteprofil des Neutralgases

Fehlerhafte Lösungen der kinetischen Gleichungen in CELLSOR sollten sich im EIRENE-Vergleich der radialen Neutralgasdichte des Brennstoffs (D, T) offenbaren. Der radiale

<sup>3</sup>CELLSOR bietet die Option, den Fluss in einer konsistenten Rechnung, aus den vorgegebenen Transportparametern  $v_\perp$ ,  $D_\perp$  und  $\tau_\parallel$  durch Lösung der Kontinuitätsgleichung zu berechnen (Kapitel 4, Abschnitt 4.5). Dies kann EIRENE im Falle einer Kopplung an einen Fluid-Code wie B2 oder EDGE-2D. Für die Benchmark-Läufe wurde aufgrund der alleinigen Verfügbarkeit von EIRENE, eine Abfalllänge  $\lambda_n$  der Ionendichte in der Abschälsschicht, sowie ein willkürlicher Wandfluss  $\Gamma_{D^+}$  vorgegeben.

### 5.1. Vergleichsrechnungen mit dem validierten Monte Carlo Code EIRENE

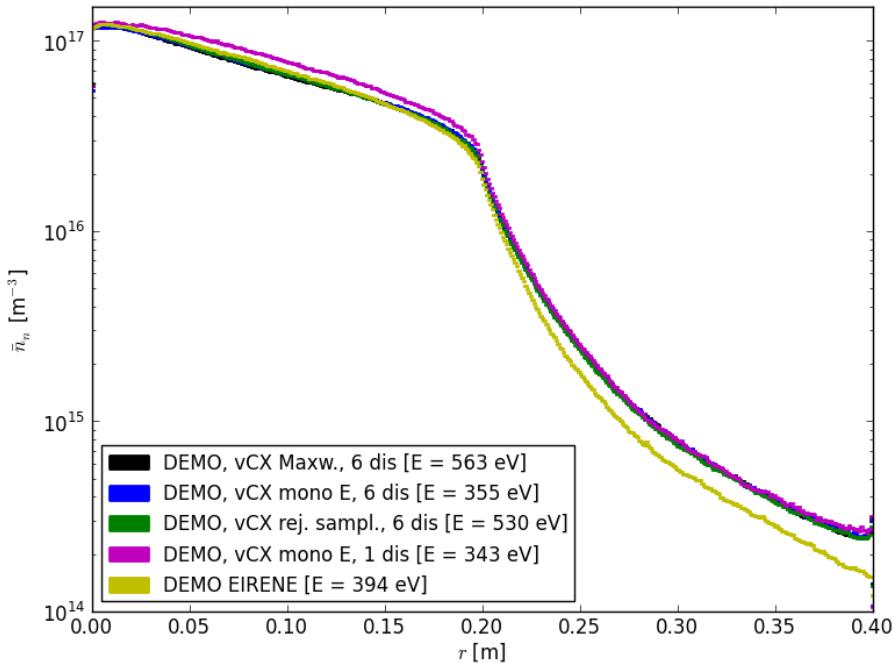


Abbildung 5.2.: Histogramme der radialen Neutralgasverteilung (D, T) des DEMO-Testfalls, gerechnet mit CELLSOR (schwarz, grün, blau, magenta) und EIRENE (gelb);  $r = 0$  m: erste Wand,  $r = 0,4$  m: Spitze des Randschichtpedestals.

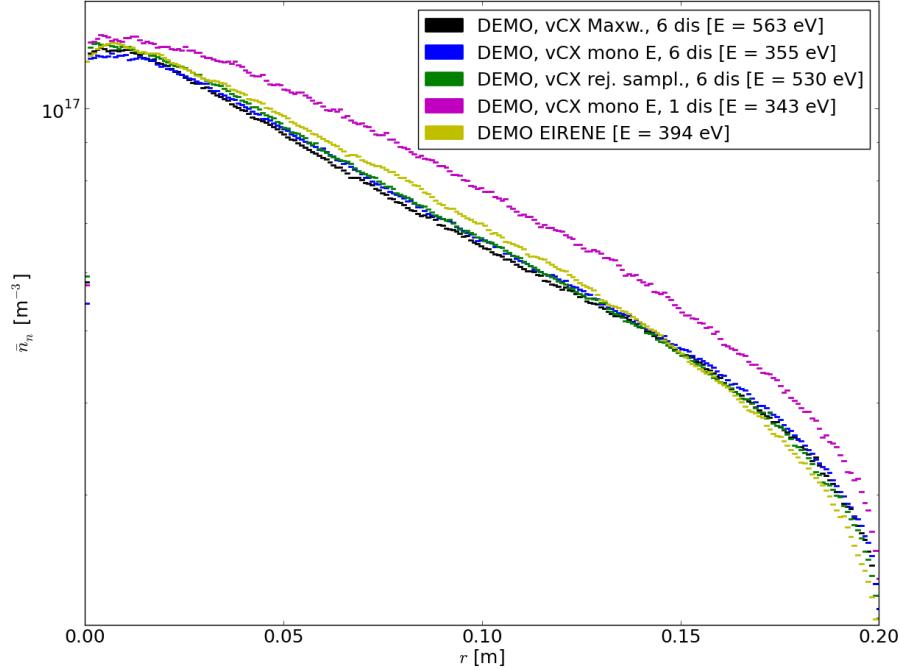


Abbildung 5.3.: Histogramme der radialen Neutralgasverteilung (D, T) innerhalb der Abschälschicht des DEMO-Testfalls ( $\Delta_{SOL} = 0,2$  m), gerechnet mit CELLSOR (schwarz, grün, blau, magenta) und EIRENE (gelb);  $r = 0$  m: erste Wand.

Dichteeverlauf wird direkt von den Ionisationsprozessen mit dem Elektronenhintergrund, sowie den Umladungsstößen mit dem Ionenhintergrund bestimmt. Zweitere bestimmen die Kinetik der neutralen Testteilchen, da Häufigkeit und Position von Umladungsstößen die Energie- und Winkelverteilung der Testteilchen festlegen, und damit wiederum deren Reaktionswegstrecken.

Die Dissoziationsverhältnisse bestimmen analog nur für den molekularen Anteil der recycleten Testteilchen die Energieverteilung, und dadurch wiederum die Weglängen für Ladungsaustausch und Ionisation dicht vor der Wand. Im ITER- sowie DEMO-Testfall teilte sich der Quellfluss jeweils in 76 – 78 % reflektierte Atome, sowie 22 – 24 % desorbierende Moleküle auf.

Für einen quantitativen Vergleich werden die linien gemittelten Dichten beider Codes verglichen, d.h. für die diskreten Zellpositionen  $r_i$  zu

$$\bar{n}_n \approx \frac{\sum_i n_n(r_i) r_i \Delta r_i}{\sum_i r_i \Delta r_i} \quad (5.1)$$

berechnet. Die Abbildungen 5.1.3 und 5.1.3 zeigen den radialen Neutraldichteeverlauf der Vergleichsrechnungen zwischen CELLSOR und EIRENE im DEMO-Testfall. Abbildung 5.1.3 zeigt jeweils den Verlauf in der Abschälschicht, welcher für die konsistente Berechnung der Teilchenbilanz innerhalb dieser Zone von Relevanz ist, da die volumetrische

### 5.1. Vergleichsrechnungen mit dem validierten Monte Carlo Code EIRENE

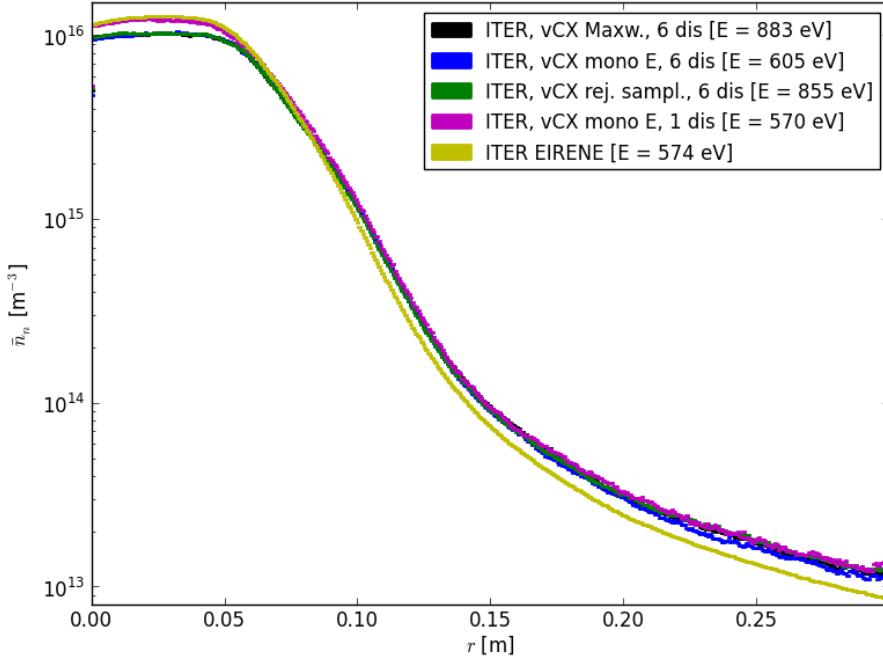


Abbildung 5.4.: Histogramme der radialen Neutralgasverteilung (D, T) des ITER-Testfalls, gerechnet mit CELLSOR (schwarz, grün, blau, magenta) und EIRENE (gelb);  $r = 0$  m: erste Wand,  $r = 0,3$  m: Spitze des Randschichtpedestals.

Quellstärke durch Ionisation aus der Neutralteilchendichte folgt.

Abb. 5.1.3 und 5.1.3 zeigen analog den radialen Neutraldichteverlauf der Vergleichsrechnungen zwischen CELLSOR und EIRENE im ITER-Testfall.

Im ITER-Testfall fällt auf, dass die Dichte innerhalb weniger Zentimeter vor der Wand (bei  $r = 0$ ) zunächst ansteigt, während diese im DEMO-Testfall stetig in Richtung Plasmazentrum abnimmt.

Ursache sind die relativ zum DEMO-Fall gesehen niedrigeren Ionenenergien des initialen Quellflusses, sowie teilweise die niedrigere Wand- und Plasmatemperatur, zweitens in der äusseren Abschälschicht, wodurch die mittleren Eindringtiefen der desorbierenden Brennstoffmoleküle bis zur Dissoziation, erhöht wurden. Dadurch - und aufgrund der niedrigeren Plasmatemperatur - sind die mittleren Eindringtiefen der Ionisation erhöht. Ionisation führt prinzipiell lokal zum Dichteabfall der Neutralen, da dabei Neutralgas dem Ionenhintergrund zugeführt wird. Bei schwacher Ionisation, welche aufgrund obiger Effekte im ITER-Fall dicht vor der Wand vorherrscht, steigt die Dichte aufgrund der Flussflächengeometrie<sup>4</sup>.

<sup>4</sup>Für eine Quellstärke in recycelten neutralen Brennstoffteilchen pro Fläche und Zeit, werden beim Zelldurchgang in Richtung Plasmamitte, verkleinerte Flussflächen durchströmt. Dadurch würde beispielsweise im Falle konstanter Flächenflussdichte, d.h. ohne Verlustprozess (Ionisation), die Neutralgasdichte stetig zum Plasmazentrum hin anwachsen.

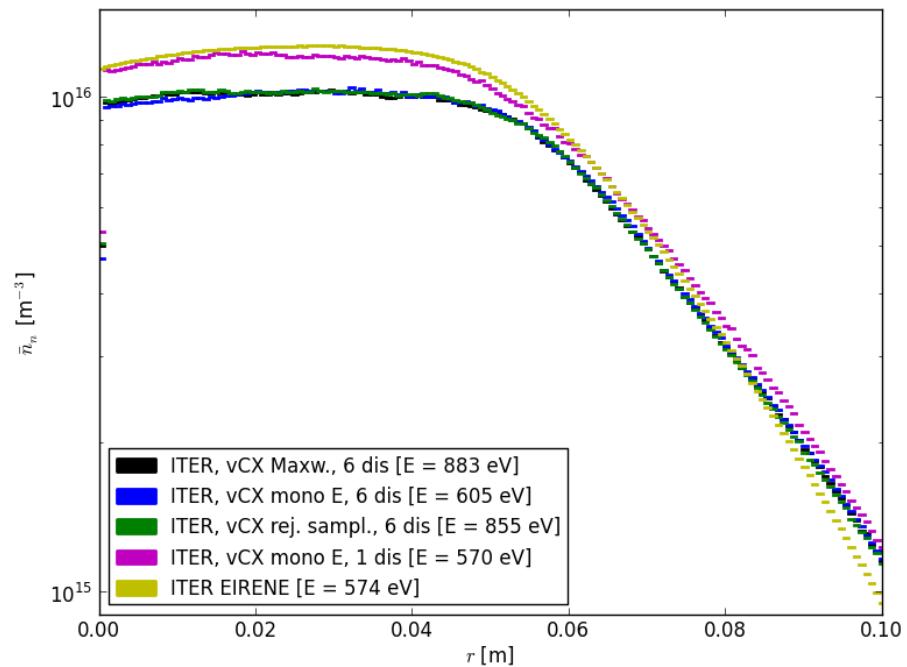


Abbildung 5.5.: Histogramme der radialen Neutralgasverteilung (D, T) innerhalb der Abschälschicht des ITER-Testfalls ( $\Delta_{SOL} = 0,1$  m), gerechnet mit CELLSOR (schwarz, grün, blau, magenta) und EIRENE (gelb);  $r = 0$  m: erste Wand.

### 5.1. Vergleichsrechnungen mit dem validierten Monte Carlo Code EIRENE

Im DEMO-Testfall ist zu beobachten, dass der Dichteverlauf in der Abschälschicht (Abbildung 5.1.3), in den mit CELLSOR gerechneten Fällen, kaum von der Wahl der Methode zur Generierung der Geschwindigkeiten nach Umladungsstößen abhängt. Bei den mittleren (Aufprall-)Energien der Neutralen, welche die erste Wand erreichen, kam es allerdings zu stärkeren Abweichungen. Die Ursache dafür liegt darin begründet, dass der monoenergetische Fall der mittleren Energie der Maxwell-Boltzmann-Verteilung entspricht, d.h. im Grenzwert grosser Teilchenensemble zu keiner Abweichung der mittleren Ionisationswegstrecken führt. Anders verhält es sich bei der Energieverteilung beim Wandaufprall, da schnelle Teilchen diese auf Grund der erhöhten Opazität des SOL, bevorzugt erreichen.

Tabelle 5.2 zeigt, dass die mittleren Aufprallenergien beim Vergleich von CELLSOR und

Tabelle 5.2.: Linien gemittelte Dichte  $\bar{n}_n$  im ITER- sowie DEMO-Testfall, gerechnet mit EIRENE, sowie CELLSOR mit verschiedenen Einstellungen für die Methode zur Generierung von  $\vec{v}$  nach Umladungsstößen; v mono: monoenergetisch bei  $\bar{E} = 1,5k_B T_i(\rho)$ , v Maxw.: Maxwell-Boltzmann-Verteilung für  $\vec{v}$ , v rej.: Rejection Sampling Methode nach Cupini et al. [31], 1 dis / 6 dis: Dissoziation mit 1 / 6 Reaktionskanälen.

	CELLSOR				EIRENE
	1 dis		6 dis		6 dis
	v mono	v Maxw.	v mono	v rej.	v mono
ITER $\bar{n}_n$ [ $10^{14} \text{ m}^{-3}$ ]	8,07	7,01	7,04	7,01	8,21
ITER SOL $\bar{n}_n$ [ $10^{15} \text{ m}^{-3}$ ]	8,42	7,31	7,32	7,35	8,66
ITER $\bar{E}_{wall}$ [eV]	570	883	605	855	574
DEMO $\bar{n}_n$ [ $10^{16} \text{ m}^{-3}$ ]	1,12	0,99	0,99	1,00	1,01
DEMO SOL $\bar{n}_n$ [ $10^{16} \text{ m}^{-3}$ ]	7,98	7,02	7,09	7,14	7,29
DEMO $\bar{E}_{wall}$ [eV]	343	563	355	530	394

EIRENE nur dann ähnlich sind, wenn auch bei CELLSOR die Geschwindigkeiten nach Umladungsstößen monoenergetisch zugewiesen wurden. Im DEMO-Testfall errechnete EIRENE  $\bar{E}_{wall} \approx 394$  eV und CELLSOR  $\bar{E}_{wall} = 355 \pm 35,5$  eV, was einer auf EIRENE normierten relativen Abweichung von 9,1 % entspricht. Im ITER-Testfall errechnete EIRENE  $\bar{E}_{wall} \approx 574$  eV und CELLSOR  $\bar{E}_{wall} = 570 \pm 57$  eV, was einer auf EIRENE normierten relativen Abweichung von 0,7 % entspricht.

Weiterhin zeigen die Rechnungen, bei denen die beiden Verteilungen (Maxw.-Boltz. / Cupini et al.) verwendet wurden, dass abseits dieser Benchmarks die monoenergetische Näherung nicht zu empfehlen ist, da sie zum Unterschätzen der Aufprallenergien auf die erste Wand führt. Da die Erosion der Wand die zentrale Fragestellung darstellt, folgt hier der Schluss, dass die Verwerfungsmethode nach Cupini et al. anzuwenden ist. Die Verwendung der Generierung von  $\vec{v}$  aus der unmodifizierten Maxwell-Boltzmann-Verteilung führte zu kleineren Abweichungen der *echten* mittleren Energien von 3 – 6 %. Diese Annahme erscheint sinnvoll, falls beschleunigte Rechnungen benötigt werden, etwa bei iterativer Kopplung an Fluidbilanzgleichungen.

Die EIRENE Rechnungen im ITER- sowie DEMO-Testfall entstanden innerhalb eines Zeitraums von 3 Monaten. Dabei wurden stets die Parameter aus Tabelle 5.1 verwendet, jedoch teilweise mit veränderten Einstellungen bei EIRENE. Die Verläufe der Dichte in der Abschälschicht, Abbildung 5.1.3 und 5.1.3 zeigen, dass im DEMO-Fall mit dem komplexen Standardmodul für Molekül-Plasma Interaktionen gerechnet wurde, d.h. die 6 Dissoziationskanäle aus Gleichung 4.22 - 4.29, während im ITER-Testfall mit der simpleren Einstellung, d.h. lediglich ein Kanal für Dissoziation (Gleichung 4.22) sowie molekulare Ionisation (Gleichung 4.23).

Die Übereinstimmung der liniengemittelten Dichte innerhalb der Abschälschicht lag im DEMO Testfall bei 2,7 % und im ITER-Testfall bei 2,8 %. Generell stieg die Streuung der Histogramme zum Plasmazentrum hin stark an, da aufgrund der starken Ionisation in der Randschicht, nur etwa  $10^{-4} - 10^{-5}$  der gestarteten Testteilchen in Plazazonen jenseits des Randschichtpedestals einwärts vordringen. Gute Übereinstimmung liegt zwischen  $r = 0$  m und  $r = 0,2$  m (ITER) bzw.  $r = 0,55$  m (DEMO) vor.

Für die Modellierung der Erosion der ersten Wand, also für die Energie- und Winkelverteilung der Neutralen, sowie für den volumetrischen Quellterm in der Kontinuitätsgleichung, liegt die wichtige bzw. relevante Zone in der Abschälschicht, d.h. bis zu  $r = 0,1$  m (ITER) bzw.  $r = 0,2$  m (DEMO). In dieser relevanten Zone ist sowohl die statistische Streuung, als auch der Verlauf der Dichtehistogramme von hoher Güte und Übereinstimmung.

Weiterhin zeigen die Dichteveerläufe, dass bei CELLSOR von der Pedestalmitte einwärts, die Ionisation im Vergleich zu EIRENE abgeschwächt war. Dies äussert sich im flacheren Abfall der Neutralteilchendichte in Richtung Plasmazentrum. Die Unterschiede könnten darin begründet sein, dass CELLSOR mit Vektoren im 3d Torus rechente, während EIRENE in einer Kreisgeometrie rechnete, d.h. ohne toroidale Krümmung. Die toroidale Krümmung führt jedoch verstärkt dazu, dass stark toroidal orientierte Teilchen mit kleiner radialen Geschwindigkeitskomponente zur Wand, dennoch wandnähere Flussflächen durchkreuzen können, wodurch der beobachtete Dichteabfall geringfügig abgeschwächt wird.

## 5.2. Plausibilität der Energie- und Winkelverteilung beim Wandaufprall

Neben dem Vergleich mit gerechneten Daten des etablierten Codes EIRENE, wurde die mit CELLSOR ermittelte Energie- und Winkelverteilung für sich auf Plausibilität untersucht.

### 5.2.1. Winkelverteilung

Abbildung 5.6 zeigt das unnormierte Histogramm aller Winkel von auf die Wand treffenden Deuterium Neutralteilchen, gerechnet im ITER-Testfall. Die Verteilung peakt bei  $\theta \approx 55-60^\circ$  und ist nicht symmetrisch, d.h. große Winkel von  $\theta = 80-90^\circ$  sind gegenüber kleineren Winkeln von  $\theta = 0-10^\circ$  deutlich unterdrückt. Das erscheint absolut plausibel.

## 5.2. Plausibilität der Energie- und Winkelverteilung beim Wandaufprall

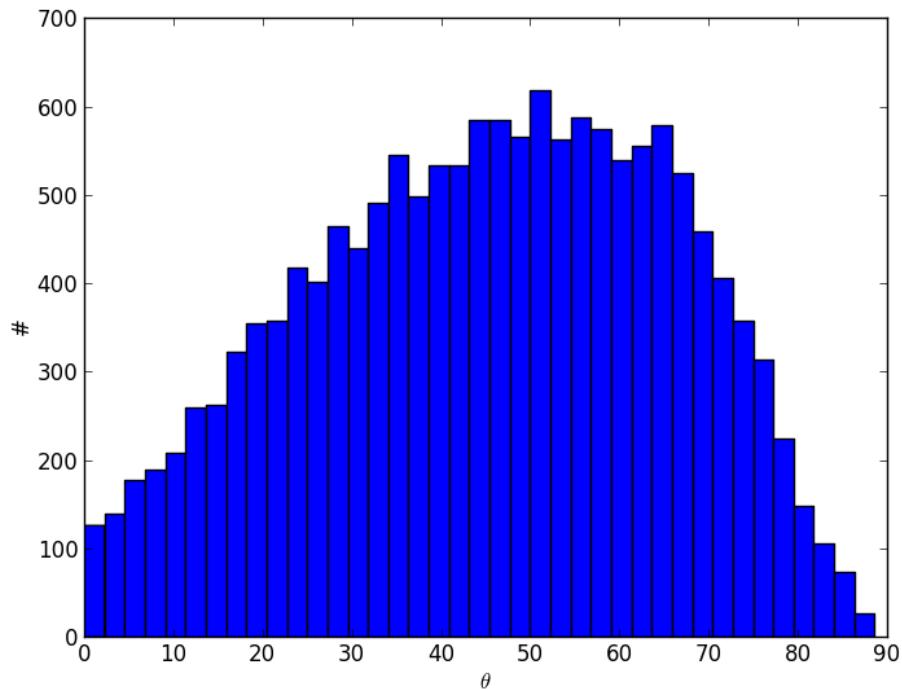


Abbildung 5.6.: Unnormiertes Histogramm der Winkelverteilung von mit CELLSOR gerechneten Neutralteilchen (D) beim Wandaufprall im ITER-Testfall;  $\theta$  entspricht dabei dem Winkel zwischen Einfallendem Teilchen und der zum Plasma zeigenden Oberflächennormalen der ersten Wand.

bel, da ein Winkel von  $\theta = 90^\circ$  einem parallelen tangentialen Wandeinfall entsprechen würde. Theoretisch wäre das möglich, wenn ein Teilchen, welches in sser Abschälschicht vor der Wand nach einem Ladungsaustauschstoss hauptsächlich toroidal und geringfügig radial nach innen gerichtet durch den Torus flöge, sodass es an der inneren Wandseite tangential aufträfe. Allerdings wäre während so einer Reise die Wahrscheinlichkeit einer erneuten Richtungsänderung durch einen weitere Umladungsstoss, sehr hoch.

Der senkrechte Wandeinfall, also  $\theta = 0^\circ$ , ist dagegen deutlich wahrscheinlicher, da ein Teilchen nach einer Umladung dicht vor der Wand, eine isotrope Richtungsänderung erfährt, sodass gleich mehrere Stellen mit senkrechtem Einfall möglich werden. Einerseits die direkte senkrechte Verbindung in radialer Richtung, sowie leicht geneigte Flugbahnen, bei denen die Neigung in toroidal und / oder poloidal Richtung exakt die Krümmung der Torusoberfläche aufwiegt. Die generierte Winkelverteilung erscheint daher plausibel.

### 5.2.2. Energieverteilung

Für die Energieverteilung sollte erfahrungsgemäß ein Verlauf, welcher dem Neutraldichte- verlauf aus Abbildung ?? folgt, erwartet werden. Denn, der radiale Neutraldichte- verlauf gibt die Verteilung der Eindringtiefen in Richtung Zentralplasma an. Erwartungsgemäß dringen nur wenige Teilchen tiefer ins Plasma ein. Gleichzeitig ist das Plasma vor der Wand kalt (wenige eV) und nahe der Separatrix sowie ab dem Randschichtpedestal einwärts sehr heiß (einige hundert bis tausend eV). Demnach sollte die große Mehrheit der Ladungsaustauschstöße im kälteren Plasma erfolgen, bei dem der Gradient sehr klein ist, d.h. bei dem über einige cm eine niedrige Temperatur vorherrscht.

Da die Energie eines Testteilchens nach einem Umladungsstoß von eben dieser Plasmatemperatur der Ionen bestimmt wird, wird ein deutlicher Peak der Energieverteilung bei sehr kleinen Energien erwartet. Da die Temperaturgradienten im pedestal sehr groß sind, dort allerdings auch das Neutraldichteprofil stark abfällt (da die Ionisationsrate mit steigender Temperatur anwächst), werden wenige Teilchen mit hohen Energien erwartet, allerdings wird erwartet, dass es keinen Cutoff gibt, d.h. das die Verteilung stetig bis zu sehr hohen Energien abfällt, vorraussichtlich exponentiell. Abbildung 5.7 zeigt die tatsächliche Energieverteilung der auf die Wand auftreffenden Neutralteilchen (D) im ITER-Testfall in doppelt-logarithmischer Darstellung, welche mit CELLSOR gerechnet wurde. Wie erwartet entspräche der Verlauf des Histogramms einer von kleinen zu hohen Energien monoton und stetig abfallenden Verteilungsfunktion. Dabei liegt der Anteil an Teilchen, welche mit Energien oberhalb von einem keV auf die Wand treffen, im Prozentbereich. Erwartungsgemäß deckt sich diese Beobachtung mit dem Anteil an Teilchen, welche nach Abbildung ??, von der Wand aus gesehen, in Plasmatiefen jenseits der Separatrix vordringen. Die Energieverteilung erscheint daher auch absolut plausibel.

## 5.2. Plausibilität der Energie- und Winkelverteilung beim Wandaufprall

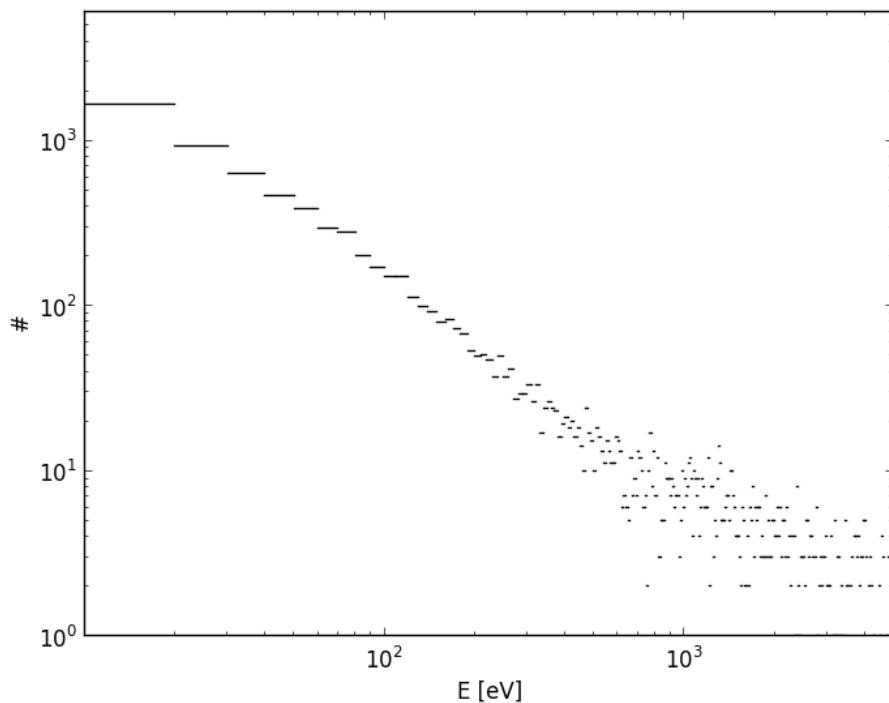


Abbildung 5.7.: Histogramm der Energieverteilung der auf die Wand auftreffenden Neutralteilchen (D) im ITER-Testfall in doppelt-logarithmischer Darstellung; gerechnet mit CELLSOR.

### 5.3. Zusammenfassung und Fazit

Die Vergleichsrechnungen mit EIRENE führen zu dem Fazit, dass CELLSOR - im Rahmen der getätigten Annahmen - ein geeignetes Werkzeug zur Simulation der Erosion der ersten Wand im Hauptaum der Brennkammer darstellt. An dieser Stelle seien nochmal einige wesentliche Erkenntnisse zusammengefasst:

1. Der Vergleich mit äquivalenten EIRENE-Rechnungen zeigte eine starke Übereinstimmung beim gerechneten Verlauf der liniengemittelten Neutralteilchendichte.
  - Insbesondere im relevanten Bereich der Abschälschicht lag die relative Abweichung - bezogen auf die EIRENE Ergebnisse - bei 2,7 % (DEMO) bzw. 2,8 % (ITER).
  - Weiterhin zeigten die Benchmark-Rechnungen im ITER-Fall, dass die Modellannahmen der Dissoziation den Dichteverlauf der neutralen Atome innerhalb der Abschälschicht stark beeinflussten. Unter Verwendung des simplen Dissoziationsmodells (2 Reaktionskanäle) wurde im Vergleich zum komplexeren (6 Reaktionskanäle) die Dichte in der Abschälschicht um 13 % unterschätzt. Da dieser Verlauf als volumetrischer Quellterm in die Kontinuitätsgleichung einfliest, sollte CELLSOR zwingend mit dem komplexen Dissoziationsmodell verwendet werden.
2. Der Vergleich der mittleren Energien der Neutralen beim Wandaufprall beider Codes zeigte:
  - im Falle monoenergetischer Zuweisung von Energien (auf den Mittelwert einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung) nach Umladungsstößen - wie bei den EIRENE-Rechnungen-, dass die Energieverteilung bei den CELLSOR-Rechnungen, im Vergleich zu den EIRENE-Rechnungen, um 9,1 % (DEMO) bzw. 0,7 % (ITER) unterschätzt wurde. Dies lag innerhalb der statistischen Fehler der durchgeföhrten CELLSOR-Rechnungen ( $\pm 10\%$ ).
  - unter Zuweisungen einer modifizierten Maxwell-Boltzmann-Verteilung, generiert durch eine Verfernungsmethode nach Cupini et al. [31], dass die Energien unter realistischeren Annahmen um 35 % (DEMO) bzw. 49 % (ITER) höher Ausfallen, als im monoenergetischen Benchmark-Fall.
  - Verwendet man zur Beschleunigung des Codes die unmodifizierte Maxwell-Boltzmann-Verteilung, so liegt die Abweichung zur *echten* Energieverteilung (Verfernungsmethode nach Cupini et al.) bei 3 – 6 %. Eine solche Näherung kann also - je nach erforderlichem Detailgrad einer Rechnung - akzeptiert werden.
    - Abseits dieser Benchmark-Läufe sollte CELLSOR stets mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung oder der präziseren Verteilung (nach Cupini et al.) rechnen.

### 5.3. Zusammenfassung und Fazit

3. Sowohl die Energie- als auch die Winkelverteilung der gerechneten Neutralteilchen (D) beim Wandaufprall, hielten einer qualitativen Plausibilitätsprüfung stand<sup>5</sup>.

Insgesamt zeigte der Vergleich zwischen CELLSOR- und EIRENE-Rechnungen eine starke Übereinstimmung, i.e. innerhalb des statistischen Fehlers ( $\pm 10\%$ ) der CELLSOR-Rechnungen, der Linien-gemittelten Dichte im SOL, sowie der Energieverteilung von Neutralen beim Wandaufprall, für Fälle identischer Annahmen (monoenergetische Energiezuweisung nach Umladungsstößen, 1 Dissoziationskanal), sodass man daraus eine erfolgreiche Verifikation des Monte Carlo Codes CELLSOR schlussfolgern kann.

Weiterhin offenbarte der Vergleich allerdings, dass die Benchmark-Rechnungen im Vergleich zu erweiterten Annahmen (exakte Energieverteilung nach Umladungsstößen, 6 Dissoziationskanäle), welche zeitlich nach den EIRENE-Läufen durch Erweiterungen von CELLSOR möglich wurden, zu signifikanten Abweichungen der Dichte im SOL bzw. der Energieverteilung der Neutralen beim Wandaufprall führten.

Als Fazit folgt daher für die globalen Erosionsstudien konsequenterweise, dass CELLSOR unter Verwendung des komplexen Dissoziationsmoduls, sowie der exakten Geschwindigkeitsverteilung nach Umladungsstößen nach Cupini et al., verwendet werden sollte.

---

<sup>5</sup>Ein Vergleich der ermittelten Zerstäubungsausbeuten war im Rahmen dieser Rechnungen nicht sinnvoll. EIRENE rechnete - aus rechenzeitgründen - den Fall eines poloidalen Kreisquerschnitts, anstelle eines gesamten Torus, sodass die Winkelverteilung der Teilchen gegenüber CELLSOR (Abbildung 5.6) deutlich zu kleineren Winkeln hin verschoben sein dürfte. Da Zerstäubungsausbeuten stark winkelabhängig sind, wäre der Vergleich hier nicht aussagekräftig gewesen. Es sei gesagt, dass der Wechsel von Torus zu Kreisquerschnitt auf das radiale Neutraldichteprofil kaum einen Einfluss hat. Dieser Vergleich stand zum Zeitpunkt der Vergleichsrechnungen jedoch im Fokus. Die Rechenzeit war wichtig, da diese Läufe im Zuge des Benchmarks über mehrere Monate immer wieder gestartet werden mussten.

*Kapitel 5. Benchmark-Rechnungen des Codes CELLSOR*

# Kapitel 6.

## PWW-Studien für den Hauptraum der Brennkammer

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse der mit CELLSOR und CELLSOR ERO durchgeführten Studien diskutiert. Dabei steht die Abschätzung der primären globalen mittleren Nettoerosion im Hauptraum der Brennkammer von DEMO1 (Baseline-Parameter s. Kap. 3 Abschn. 3.5) im Fokus. Diese wird durch PWW verursacht und durch Variationen von Parametern (s.u.) der Plasmarandschicht untersucht.

Das Primärziel der in diesem Kapitel diskutierten Studien besteht darin, ein physikalisches Verständnis der Verknüpfung von Plasmaparametern innerhalb des Randschicht-Pedestals, sowie des SOL, und der Zerstäubung der ersten Wand, zu erlangen. Als Sekundärziel gilt es Parameterbereiche ausfindig zu machen, innerhalb derer die Lebensdauer der ersten Wand eines DEMO1-Kraftwerks, verursacht durch Erosion durch PWW, für einen stetigen Plasmabetrieb hinreichend groß ist. Als Kriterium gilt es, die in der Roadmap Horizon 2020 auf Grund der Neutronenschäden vorgesehenen Austauschintervalle für das Starter- und Nachfolgeblanket von DEMO1, mindestens zu erfüllen, i.e. dass  $\leq 10\%$  der obersten Wolfram-Schicht der ersten Wand im Hauptraum der Brennkammer<sup>1</sup>, durch Erosion abgetragen wurden, und zwar innerhalb von 2 (Starter-) bzw. 5 (Nachfolgeblanket) Vollbetriebsjahren.

### 6.1. Bedeutsame Randschicht-Parameter

Als relevante Parameter wurden dazu vorab die

1. Dichte- ( $n_{ped}$ ) sowie Temperatur ( $T_{ped}$ ) des Randschichtpedestals,
2. der Transportmechanismus: Diffusion ( $D_{\perp}$ ), Konvektion ( $v_{\perp}$ ), die Stärke der Teilchenabfuhr zum Divertor ( $\tau_{\parallel}$ ), welche von der Plasmatemperatur<sup>2</sup> im SOL ( $\bar{T}_{SOL}$ )

---

<sup>1</sup>Ein Abtrag von  $\leq 10\%$  einer 2 mm dicken Wolfram-Beschichtung, entspricht einem Gesamtmassenverlust an zerstäubtem Wolfram von  $\leq 3,9$  Tonnen, i.e. einer Abtragsrate von  $\leq 1,95$  Tonnen pro Vollbetriebsjahr beim Starter-Blanket ( $\leq 5,3$  kg pro Betriebstag) bzw.  $\leq 780$  kg pro Vollbetriebsjahr beim Nachfolge-Blanket ( $\leq 2,1$  kg pro Betriebstag).

<sup>2</sup>Auf Grund der Beschaffenheit der analytischen Lösung der Kontinuitätsgleichung (Kap. 4.5.1), bei der der temperaturabhängige Parameter  $\tau_{\parallel}$  eine Konstante in der radialen Koordinate  $\rho$  ist, gilt als wesentlicher Parameter hier die über  $\rho$  gemittelte Temperatur  $\bar{T}_{SOL} = \int_{\Delta_{SOL}} d\rho T(\rho)$ . In den Monte Carlo Rechnungen wurde zur Bestimmung der Interaktion zwischen Test-Teilchen und Hintergrundplasma die vorgegebene Profilform  $T(\rho)$  verwendet.

abhängt,

3. sowie der über die magnetische Konfiguration eingestellte mittlere Wandabstand ( $\Delta_{SOL}$ ) der Separatrix,

identifiziert.

## 6.2. Mechanismen der Wandschädigung durch PWW

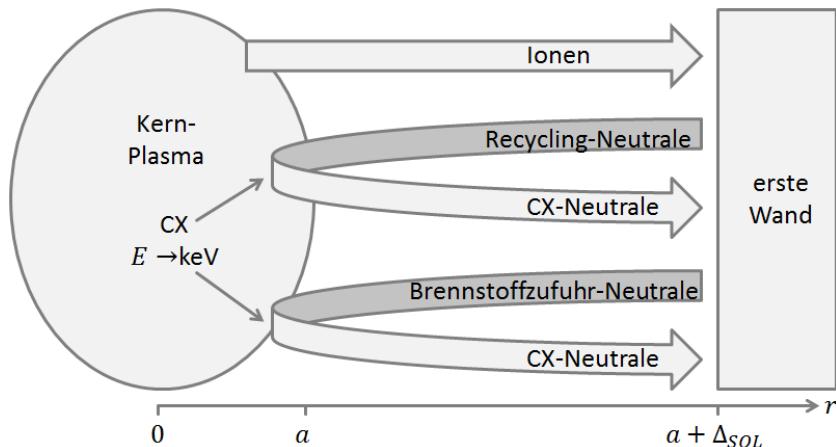


Abbildung 6.1.: Schematische Darstellung potenziell schädigender Teilchenspezies, welche auf die erste Wand im Hauptraum der Brennkammer strömen / fliegen, i.e. Ionen sowie umgeladene Neutralen des Wandrecyclings sowie der externen Brennstoffzufuhr.

Abb. 6.1 veranschaulicht die zu erwartenden schädigenden Teilchenspezies, zwischen denen im Folgenden bei der Diskussion der Ergebnisse unterschieden wird:

- Schädigung durch auf die Wand strömende und in der Debye-Schicht beschleunigte Ionen (D, T, He, *seeding Spezies*, W),
- Schädigung durch in heißen Plazmazenen umgeladene Neutralteilchen (D, T), welche ursprünglich durch das Wandrecycling von außen ins Plasma gelangten,
- Schädigung durch in heißen Plazmazenen umgeladene Neutralteilchen (D, T), welche ursprünglich durch die externe Brennstoffzufuhr (Gaseinlass / Pellet-Injektion) von außen ins Plasma gelangten.

## 6.3. Externe Brennstoffzufuhr durch Gaseinlass bzw. Pellet-Injektion

Zunächst wird die Methode der Brennstoffzufuhr, i.e. durch Gaszufuhr bzw. durch Injektion gefrorener Pellets, exemplarisch am Beispiel des Niedrigdichtefalls (Tab. 6.1), mit

### 6.3. Externe Brennstoffzufuhr durch Gaseinlass bzw. Pellet-Injektion

diffusivem Transport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien im SOL, verglichen<sup>3</sup>. Die Transportparameter  $D_{\perp}$  und  $v_{\perp}$  wurden für die unterschiedlichen Testfälle (Tab. 6.1) so gewählt, dass möglichst äquivalente Gesamtteilchenflüsse im Kernplasma und SOL resultierten. Die daraus abgeschätzte Helium-Konzentration<sup>4</sup> im Kernplasma lag bei  $c_{He} \approx 1\%$ .

Abb. 6.2 zeigt das mit CELLSOR errechnete Profil an atomaren Brennstoffneutra-

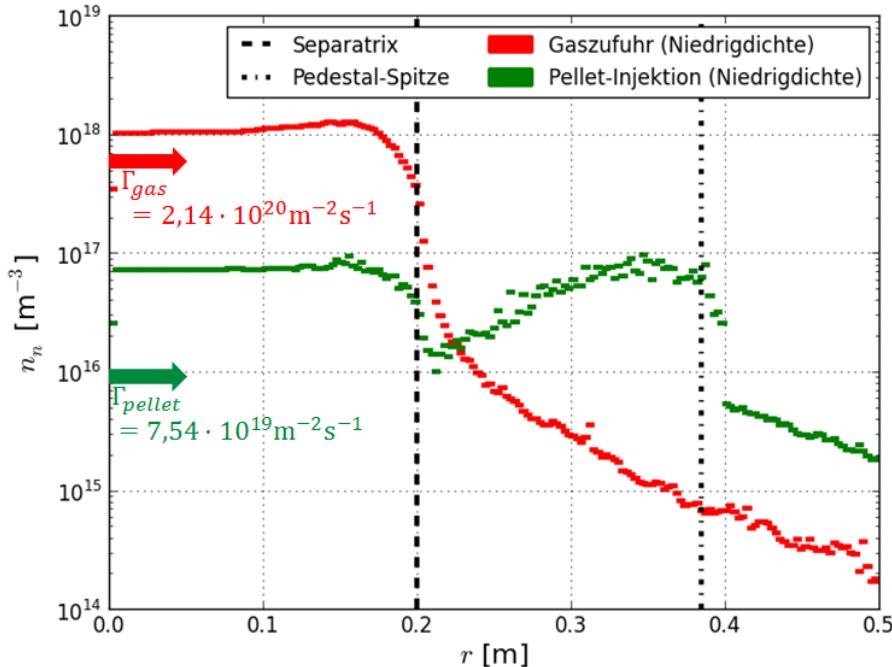


Abbildung 6.2.: Vergleich der mit CELLSOR für DEMO1 gerechneten atomaren mittleren Neutralteilchendichte (D,T) für ein Pellet-Injektorsystem ( $v_{pel} = 1000 \text{ m/s}$ ,  $\nu_{pel} = 20 \text{ Hz}$ ) sowie ein Gaszufuhrsystem (Austrittstemperatur:  $T_{gv} = 600 \text{ K}$ ) im Niedrigdichte-Testfall (Diffusion, kalter SOL,  $c_{He} \approx 1\%$ ); Breite der Abschälschicht:  $\Delta_{SOL} = 20 \text{ cm}$ . Der Sprung bei  $r = 0,4 \text{ m}$  wird durch die Unstetigkeit im Ablationsprofil am Ort der vollständigen Ablation des Pellets verursacht (s. Abb. G.3).

len. Dabei ist für das Pellet-Injektorsystem (Maximum bei einem Wandabstand von  $\rho = 33 - 36 \text{ cm}$ ), klar der tiefere Brennstoffeintrag im Vergleich zur Brennstoffzufuhr durch Gaseinlass (Maximum im SOL bei einem Wandabstand von  $\rho = 14 - 16 \text{ cm}$ ) zu sehen<sup>5</sup>.

Aus der hohen Ionisationsrate von Neutralteilchen innerhalb des SOL beim Gaszufuhrsystem, resultierte ein - verglichen mit dem Pellet-Injektions-System - 2,8-fach erhöhter

<sup>3</sup>Kap. 4.2.6 behandelt die Modellierung der Systeme zur externen Brennstoffzufuhr in CELLSOR.

<sup>4</sup>Der zu Grunde liegende Rechenweg wird in Kap. 4.6.1 beschrieben.

<sup>5</sup>Abb. C.1 zeigt das entsprechende radiale Profil der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Brennstoffionisation.

benötigter wandseitiger Brennstoffzufluss<sup>6</sup>  $\Gamma_{ext}$ , zur Bereitstellung der benötigten Brennstoff-Ionisationsrate ( $\Phi_{iz} \approx 7,1 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ ) im Kernplasma, welche aus der vorgegebenen Leistung ( $P_{Fus} = 2 \text{ GW}$ ) sowie Helium-Konzentration im Kernplasma ( $c_{He} \approx 1\%$ ) folgte. Der wandseitig in die Brennkammer eingetragene Brennstoff wurde:

- im Falle der Gaszufuhr zu 33,6 % im Kernplasma ionisiert,
- im Falle der Pellet-Injektion zu 95,5 % im Kernplasma ionisiert, auf Grund der vorwiegend im Pedestal stattfindenden Ablation<sup>7</sup>.

### 6.3.1. Im SOL abgepumpter Tritium-Beipass

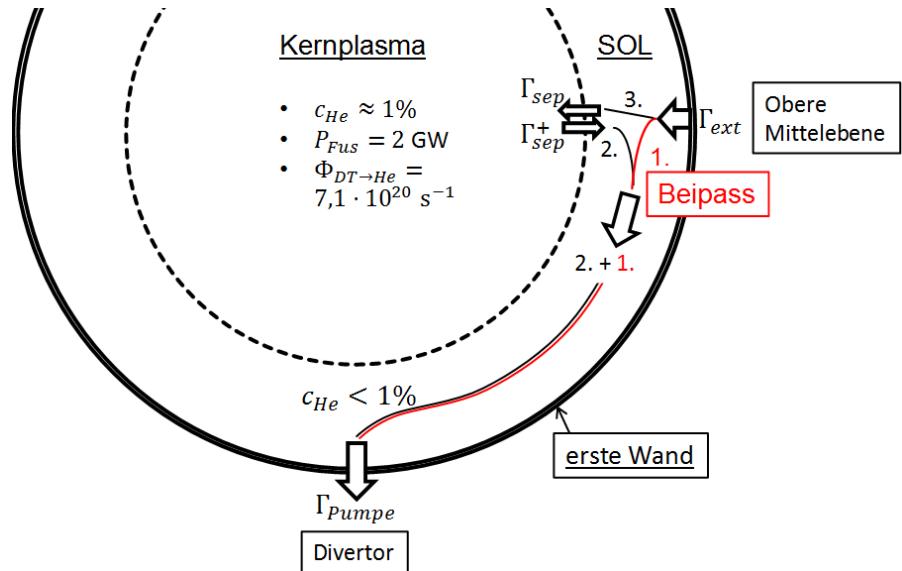


Abbildung 6.3.: Schematische Darstellung der Teilchenflüsse in der Plasmarandschicht; Ausschnitt der Poloidalebene<sup>8</sup>. Der externe Brennstoffzufluss  $\Gamma_{ext}$  wird entweder durch ein Gasventil, oder durch einen Injektor für gefrorene kugelförmige Brennstoffpellets, erzeugt.

Abb. 6.3 zeigt eine schematische Darstellung (in der Poloidalebene) der Teilchenflüsse in der Plasmarandschicht.

Der wandseitige Zufluss an Brennstoffneutralen (D,T) betrug

- im Pellet-Injektions-Fall  $\Gamma_{ext} = 7,54 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,

<sup>6</sup>Die Berechnung von  $\Gamma_{ext}$  wird in Kap. 4.6.2 behandelt.

<sup>7</sup>Ablationskurven für verschiedene Parameter des Pellet-Injektors sind in Abb. G.3 dargestellt.

<sup>8</sup>Der poloidale Querschnitt zeigt in Divertor-Tokamaks typischerweise vertikal elongierte, ellipsoide magn. Flussflächen, mit einer Auf trennung zwischen Kern- und Divertorplasma außerhalb der Separatrix (X-Punkt, s. Abb. 3.9); die poloidale Plasmaform wurde in Abb. 6.3 Zur Vereinfachung als kreisrund dargestellt.

### 6.3. Externe Brennstoffzufuhr durch Gaseinlass bzw. Pellet-Injektion

- und im Gaszufuhr-Fall  $\Gamma_{ext} = 2,14 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Der aus dem Kernplasma zurück strömende Ionenfluss  $\Gamma_{sep}^+$  (2. in Abb. 6.3) war zwar für beide *Fuelling*-Systeme identisch, der *Beipass*-Anteil (1. in Abb. 6.3), i.e. der Anteil des wandseitig startenden und im SOL - statt im Kernplasma - ionisierten, und anschließend zum Divertor abgeführten und abgepumpten Brennstoffs, war im Falle des Gaseinlasses um das 41,8-fache erhöht<sup>9</sup>.

#### 6.3.2. Auswirkungen auf die Tritium-Brutrate

Von der Verarbeitung der Plasma Abfuhr (*Plasma Exhaust Processing*) wird das abgepumpte Material in eine Reinigungs und Isotopen-Separationseinheit (*Fuel Cleanup and Isotope Separation*) geleitet. Das separierte Tritium wird anschließend durch einen Speicher (*Storage*) über das System der Brennstoffzufuhr wieder der Brennkammer zugeführt. Die kumulierte mittlere Aufenthaltszeit des abgepumpten Tritiums in der gesamten Tritium-*Anlage* beträgt ca. 1,1 Tage [4].

Im Brennstoffkreislauf führte der Wechsel von Pellet-Injektion zu Gaszufuhr, zu einem zusätzlichen Beipass-Durchsatz (1. in Abb. 6.3), an radioaktivem Tritium in der Tritium-Anlage, von 31,1 Kilogramm pro Durchlauf, i.e. dieser würde von 0,76 (Pellet-Injektion) auf 31,9 kg Tritium pro Durchlauf (Gaszufuhr) erhöht.

- Bei der Gaszufuhr wurden als Beipass  $1,34 \cdot 10^{23}$  Tritium-Atome pro Sekunde abgepumpt, und durch die Tritium-Anlage geführt.
  - Dies entsprach<sup>10</sup>  $\approx 32$  Kilogramm Tritium.
  - Auf Grund des radioaktiven Zerfalls entsprach dies einem Massenverlust von etwa 5,4 Gramm Tritium pro Durchlauf, i.e. 1,44 Kilogramm Tritium pro Betriebsjahr<sup>11</sup> (80 % Verfügbarkeit).
- Im Falle der Pellet-Injektion durchliefen 752 Gramm Tritium, als zusätzlicher Beipass, pro Zyklus, die Tritium-Anlage.
  - Dies entsprach einem Zerfallsverlust in der Tritium-Anlage, von 128 Milligramm Tritium pro Durchlauf, i.e.  $< 34$  Gramm Tritium pro Betriebsjahr.

Bei beiden Zufuhrsystmen war neben dem Beipass-Anteil (1. in Abb. 6.3) im abgepumpten Ionenfluss  $\Gamma_{Pump}$  noch der - in beiden Fällen identische - Fluss  $\Gamma_{sep}^+$  an Brenn-

---

<sup>9</sup>Der erhöhte Beipass-Abfluss im Falle der Gaszufuhr, ist auf die geringere Opazität (Definition in Kap. 3.2.6) des SOL-Plasmas zurückzuführen, welche durch die Stoßraten von Atomen mit Elektronen (Ionisation) bzw. mit Ionen (Ladungsaustausch) bestimmt wurde; Kap. 4.2.4 beinhaltet eine Darstellung der modellierten Atom-Plasma-Wechselwirkungen. Im Falle der Pellet-Injektion wurde die Opazität des SOL durch die Rate an durch Reibung induzierter Ablation (Ablationsmodell in Kap. 4.2.6) festgelegt, welche eine deutlich schwächere Dichte-Abhängigkeit zeigte.

<sup>10</sup>Aufenthaltsdauer: 1,1 Tage =  $9,5 \cdot 10^4$  s [4], Atommasse (Tritium):  $5 \cdot 10^{-27}$  kg.

<sup>11</sup>Ein Betriebsjahr entspricht beim Baseline-Design von DEMO1 (Kap. 3.5) einer Verfügbarkeit von 80%. Zwischen den Plasmapulsen, deren Pulsdauer 2 Stunden betragen soll, werden etwa 30 Minuten zum Evakuieren der Brennkammer, sowie zum Umladen der Zentraltransformatorspule benötigt.

stoffionen<sup>12</sup> (2. in Abb. 6.3), welche aus dem Kernplasma über die Separatrix strömten, enthalten. Dieser wurde daher nicht für den Vergleich beider Zufuhrssysteme herangezogen.

Im Kontext der für den erfolgreichen Betrieb eines Kernfusionskraftwerks notwendigen Tritium-Brutrate<sup>13</sup> mit  $TBR \geq 1$ , bedeutete dies eine Änderung<sup>14</sup> von  $\Delta_{TBR} \leq 1,6\%$  für das Gaszufuhr-System und von  $\Delta_{TBR} \leq 0,038\%$  für das Pellet-Injektions-System.

### 6.3.3. Fazit

Das Gaszufuhrssystem wurde für ein DEMO1-Kraftwerk für ungeeignet befunden, aus Gründen der:

1. Plasmakontrolle: allein der radioaktive Zerfall des in die Tritium-Anlage abgepumpten erhöhten Tritium-Beipasses (1. in Abb. 6.3), würde die erforderliche Tritium-Brutrate um  $\Delta_{TBR} \leq 1,6\%$  erhöhen. Demnach würde weniger Oberflächenanteil der ersten Wand in der Brennkammer für Diagnostik-*Port Plugs* und Aktuatoren zur Verfügung stehen. Dies wäre aus Sicht der Plasmakontrolle bereits problematisch. Beim Pellet-Injektionsystem sind die Auswirkungen auf die erforderliche Tritium-Brutrate mit  $\Delta_{TBR} \leq 0,038\%$  vernachlässigbar;
2. Lizenierung: bereits die Betriebslizenz für ITER wurde daran geknüpft, dass die gesamte Maschinenanlage weniger als 1 Kilogramm mobilisierbares Gesamtinventar an Tritium beinhaltet. Für DEMO1 ist davon auszugehen, dass eine Grenze innerhalb derselben Größenordnung vorgegeben wird. Der Tritium-Beipass im Falle der Gaszufuhr lag bei  $\approx 32$  Kilogramm Tritium pro Durchlauf<sup>15</sup>. Im Falle der Pellet-Injektion lag der Massendurchsatz des Beipasses Pro Durchlauf bei 752 Gramm Tritium;
3. Kosten: die jährlich verfügbare und käuflich erwerbbare Tritium-Menge ist auf Grund der geringen natürlichen Vorkommen, sowie der begrenzten Produktion in Deuterium-moderierten Kernspaltkraftwerken, auf wenige Kilogramm beschränkt. Die Kosten für ein Gramm Tritium aus den kanadischen *CANDU*-Reaktoren wurden auf etwa hundert- bis zweihunderttausend US-Dollar geschätzt [159]. Der jährliche Verlustwert des radioaktiv in der Tritium-Anlage zerfallenen Tritiums, welches bei der Gaszufuhr - gegenüber der Pellet-Injektion - zusätzlich im Beipass abgepumpt wurde, würde 150000USD · 1,76kg  $\approx 211$  Millionen US-Dollar betragen.

<sup>12</sup>Auf Grund des geringen Verbrennungsanteils (engl.: *burnup-fraction*)  $f_{burn} \ll 1$  von Brennstoffionen, welche das Kernplasma auf Grund des nach außen gerichteten Plasmatransports unverbrannt verlassen, gilt  $\Gamma_{sep}^+ \approx f_{burn}^{-1} \Gamma_{DT \rightarrow He}$ , mit  $f_{burn} \approx c_{He}$ .

<sup>13</sup>Kap. 3.1.1 bietet eine Beschreibung der Brutreaktion  $D + T \longrightarrow n + {}^4 He + 17,6$  MeV, welche im Reaktorblanket hinter der ersten Wand ermöglicht wird. Eine Definition der Tritium-Brutrate  $TBR$  folgt in Abschn. 3.3.5, sowie eine Übersicht der europäischen Test-Blanket-Systeme für ITER.

<sup>14</sup>Der jährlich zu Erbrütende Tritium-Bedarf eines Kernfusionskraftwerks, mit einer Fusionsleistung von 2 Gigawatt, beträgt ca. 112 Kilogramm Tritium.

<sup>15</sup>Auch bei einem 5 %-Helium Scenario (im Kernplasma), i.e. bei einem um das 4,54-fach reduzierten wandseitigen Brennstoffzufluss  $\Gamma_{ext}$ , würden noch 7 Kilogramm Tritium pro Durchlauf zusätzlich durch die Tritium-Anlage geführt.

#### 6.4. Auswahl der Randschicht- und SOL-Parameter

Abschließend sei noch ergänzt: für größere Wandabstände  $\Delta_{SOL} > 20$  cm, würde der Vergleich für das Gaseinlasssystem mit der Pellet-Injektion noch deutlicher ausfallen<sup>16</sup>, da die Opazität des SOL für Gasatome deutlich stärker mit  $\Delta_{SOL}$  abnimmt, als für gefrorene Pellet-Kugeln.

Im Folgenden wurden die PWW-Studien daher ausschließlich mit dem in *CELLSOR* integrierten Pellet-Injektions-Modell gerechnet und ausgewertet.

## 6.4. Auswahl der Randschicht- und SOL-Parameter

Die Plasmaverhältnisse in der Randschicht werden:

1. innerhalb der Separatrix durch die Güte des Energieeinschlusses und den in der H-Mode vorherrschenden Druck des Randschichtpedestals bestimmt, aus dem die Dichte ( $n_{ped}$ ) sowie Temperatur ( $T_{ped}$ ) an der Pedestalspitze folgen, wobei die Dichte auf Grund einer empirisch entdeckten Plasma-Instabilität nach oben hin beschränkt ist (Greenwald Dichte-Limit:  $n_{ped} \leq n_{GW}$ );
2. an der Separatrix der oberen Mittelebene über die für das sogenannte Detachment (Leistungsabfuhr) erforderlichen Temperatur- und Dichteverhältnisse im Divertor bestimmt,
  - i.e. die Temperatur an der Separatrix ( $T_{sep}$ ) folgt aus der vorgegebenen Zieltemperatur im Divertor ( $T_t << 10$  eV), sowie der Leistung, die aus dem Kernplasma heraus strömt ( $P_{SOL}$ ) und des durch Wärmeleitung entlang der Feldlinien abführbaren Wärmeflusses ( $q_{\parallel}$ );
  - die Dichte an der Separatrix ( $n_{sep}$ ) folgt aus der zum Detachment benötigten hohen Divertordichte ( $n_t > n_{sep}$ ), welche eine erhöhte Stößigkeit und Strahlungsrekombination im Divertor erzeugt, sowie den für den Transport erforderlichen Druckgradienten  $\nabla p$ , zwischen dem Plasma der oberen Mittelebene und des Divertors;
3. außerhalb der Separatrix (i.e. im SOL) durch das Verhältnis zwischen Teilchentransport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien, durch Diffusion ( $D_{\perp}$ ) sowie Konvektion ( $v_{\perp}$ ), und parallel ( $\tau_{\parallel}$ ) zu den magnetischen Feldlinien (zum Divertor), bestimmt.

Dazu wurde, ausgehend vom DEMO1 Referenz-Design<sup>17</sup>, allerdings spezifisch für eine Fusionsleistung von  $P_{Fus} = 2$  GW,

- die Energieeinschlusszeit im Kernplasma an Hand des IPB98( $y,2$ )-Skalierungsgesetzes<sup>18</sup> (Gl. 3.19) auf  $\tau_E \approx 6$  s geschätzt,

<sup>16</sup>Dasselbe gilt in den Fällen höherer Separatrix-Dichte- sowie Neutralen-Abschirmung (Hochdichte, krit. Dichte; s. Tab. 6.1).

<sup>17</sup>Die Parameter des europäischen Baseline-Designs von DEMO1 werden in Kap. 3.5 diskutiert.

<sup>18</sup>Das am weitesten verbreitete Skalierungsgesetz, ausgedrückt in Ingenieurs-Parametern, basierend auf H-Moden Plasmen mit ELMs, ist die IPB98( $y,2$ ) Skalierung:  $\tau_E = 0.1445 H_H I_M^{0.93} R_0^{1.39} a^{0.58} \kappa_x^{0.78} n_{20}^{0.41} B_0^{0.15} M_{eff}^{0.19} P_L^{-0.69}$ ; s. Kap. 3.2.8 sowie Anhang D.

- mit einer H-Moden-Schwelle von  $P_{LH} \approx 133$  MW (Martin-Skalierung<sup>19)</sup>,
- sowie einem Wärmetransport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien von  $\chi_{\perp} \approx a^2 \tau_E^{-1} = 1,2 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ .
- das Greenwald-Dichtelimit auf  $n_{GW} = 9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  geschätzt (Gl. 3.21 aus [55]),
- sowie die benötigte Mindestdichte an der Separatrix der oberen Mittelebene, welche das zur gezielten Leistungsabfuhr benötigte Regime des Divertor-Detachments ermöglicht, zu  $n_{det} \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (2-Punkt Modell, Gl. 5.118 in [135]) geschätzt,
  - bei einer Separatrix-Temperatur von  $T_{sep} \approx 300 \text{ eV}$ ,
  - einer Target-Temperatur von  $T_t = 2 \text{ eV}$ ,
  - und einem parallelen Wärmetransport von  $q_{\parallel} = 6,5 \text{ GW/m}^2$ .

Tabelle 6.1.: Auswahl der Randschicht- und SOL-Parameter. Der Dichtegradient im Pedestal variierte zwischen  $\nabla n_{ped} = -(1,62 - 2,54) \cdot 10^{20} \text{ m}^{-4}$ . Die Pedestalbreite betrug  $\Delta_{ped} = 0,07 \cdot a \approx 18,5 \text{ cm}$ . Die Fusionsleistung wurde konstant mit  $P_{Fus} = 2 \text{ GW}$  angenommen<sup>20</sup>.

Testfall	$n_{ped}/n_{GW}$	$n_{sep}/n_{det}$	$D_{\perp} [\text{m}^2/\text{s}]$	$v_{\perp} [\text{m/s}]$	$T_{ped} [\text{keV}]$	$\Delta_{SOL} [\text{cm}]$
Niedrigdichte	0,85	1,125	0,016 - 0,02	1 - 1,1	4,6	5 - 42,5
Hochdichte	1	1,25	0,012 - 0,017	0,9 - 1	3,7	5 - 42,5
Krit. Dichte	1,15	1,5	0,008 - 0,012	0,7 - 0,85	3,1	5 - 42,5
„Stellarator“	1,3	1,75	0,035 - 0,08	0,7 - 0,9	3,0	5 - 42,5

Ausgehend von diesen Maschinenkennzahlen, wurden drei Fälle unterschiedlicher Pedestal- sowie Separatrixdichte (obere Mittelebene) definiert (s. Tab. 6.1). Dabei wurde für jeden Testfall der senkrechte diffusive Transport so gewählt, dass die Bedingung

$$c_{He}^{-1} \Phi_{DT \rightarrow He} A_{sep}^{-1} = -D_{\perp} \nabla n_{ped} \quad (6.1)$$

<sup>19</sup>Die benötigte Heizleistung zum Übergang von der L- zur H-Mode wurde von Martin et al. anhand von Daten der ITPA CDBM Datenbank im Hinblick auf das Design von ITER untersucht. Dabei wurde die empirische Relation  $P_{LH} \approx 2,15 \cdot e^{0,107} \bar{n}_{20}^{0,782} B_T^{0,772} a^{0,975} R^{0,999}$  zum Übergang in die H-Mode abgeleitet [100]. Für DEMO-Designs wird gefordert, dass die Leistung, die über die Separatrix strömt, die H-Moden-Schwelle übersteigt, i.e.  $P_{sep} \geq P_{LH}$ .

<sup>20</sup>Auf Grund der verschiedenen Dichtelevel in der Plasmarandschicht (Pedestal, Separatrix), würde eine konstante Fusionsleistung in einer eindimensionalen Modellierung, nur durch leichte Variationen des Peaking-Faktors  $\alpha_n$  im parabolischen Teil des Dichte-Profil (des Kernplasmas) erreicht. Im Rahmen dieser Studien wurden jedoch keine derartigen - kleinen - Anpassungen von  $\alpha_n$  berechnet, da diese keine Relevanz für die getätigten PWW-Analysen der Randschicht gehabt hätten.

#### 6.4. Auswahl der Randschicht- und SOL-Parameter

erfüllt wurde, mit  $c_{He}$ : Helium-Konzentration<sup>21</sup> im Kernplasma,  $\Phi_{DT \rightarrow He}$ : Kernfusionsrate ( $D+T \rightarrow He+n$ ) im Kernplasma,  $A_{sep}$ : Oberfläche der letzten geschlossenen magnetischen Flussfläche,  $\nabla n_{ped}$ : Dichtegradient im Randschichtpedestal.

Die Testfälle wurden so definiert, dass im Kernplasma eine Helium-Konzentration von  $c_{He} \approx 1\%$  vorherrschte. Diese waren:

1. ein Niedrigdichte-Fall: mit  $n_{ped} = 0,85 n_{GW}$ , sowie  $n_{sep} = 1,125 n_{det}$ , für den an Hand eines Skalierungsgesetzes für den Druck an der Pedestalspitze (Kap. 3 Gl. 3.20;  $p_{ped} \propto n_{ped}^{-0,33}$ , ITER Physics Basis [34]), aus dem idealen Gasgesetz ( $pV = nk_B T$ ) eine Pedestal-Temperatur von  $T_{ped} = 4,6 \text{ keV}$  folgte;
2. ein Hochdichte-Fall: mit  $n_{ped} = n_{GW}$ , sowie  $n_{sep} = 1,25 n_{det}$ , für den eine Pedestal-Temperatur von  $T_{ped} = 3,7 \text{ keV}$  folgte;
3. ein kritische-Dichte-Fall: mit  $n_{ped} = 1,15 n_{GW}$ , i.e. mit einer Dichte 15 % oberhalb des Greenwald-Limits (welches keine scharfe, prediktive Grenze darstellt<sup>22</sup>), sowie  $n_{sep} = 1,5 n_{det}$ , für den eine Pedestal-Temperatur von  $T_{ped} = 3,1 \text{ keV}$  folgte;
4. sowie ein „Stellarator“-Testfall: mit  $n_{ped} = 1,3 n_{GW}$  und  $n_{sep} = 1,75 n_{det}$ . Die Pedestal-Temperatur wurde im Vergleich zum kritischen Dichtefall geringfügig verringert und (ähnlich zum krit. Dichtefall<sup>23</sup>) auf  $T_{ped} = 3 \text{ keV}$  gesetzt.

Letzterer Fall wurde als über-kritischer-Dichte-Fall als „Stellarator“-Testfall deklariert, da beim Stellarator eine wesentlich großzügigere Dichtegrenze existiert, die teilweise über das doppelte der Greenwald-Dichte beim Tokamak hinaus geht [53]. Da die Verbindungsängen im SOL für den Stellarator im Mittel etwa eine Größenordnung länger sind, als im Tokamak, wurde mit einer modifizierten Stellarator-Verbindungsänge von  $L_{\parallel}^* \approx 10 \cdot L_{\parallel}$  gerechnet [63], wobei  $L_{\parallel}$  die Verbindungsänge im Tokamak beschreibt, und  $L_{\parallel}^*$  jene eines Stellarators analoger Form und Größe. Dadurch konnte auch, im Rahmen des für Tokamaks entwickelten CELLSOR-Modells, eine wesentliche Eigenschaft des Stellarators, i.e. ein erhöhtes Wandrecycling durch den stärker wirkenden Transport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien, wiedergegeben werden.

Der mittlere Wandabstand der Separatrix wurde für alle Fälle zwischen  $5 \leq \Delta_{SOL} \leq$

<sup>21</sup>In erster Näherung, i.e. die Flussverhältnisse im Kernplasma entsprechen den Dichteverhältnissen, sowie einer über den Plasmaquerschnitt konstanten Fusionsrate, wurde durch diese Bedingung sichergestellt, dass die in der Rechenroutine gefundenen Gleichgewichtsflüsse zwischen Kernplasma und dem SOL (Kap. 4.6), für alle Testfälle möglichst einheitlich die vorgegebene Helium-Konzentration bzw. den Anteil an verbranntem Brennstoff im Kernplasma ergaben. Siehe dazu auch Anhang 7 Abschn. F Gl. F.8 - F.9.

<sup>22</sup>Typischerweise werden im Rahmen von integrierten Systemstudien DEMO1 Parameter mit  $n_{ped} \leq 1,2 n_{GW}$  publiziert [128, 125, 45, 155, 13]. Aus Sicht der Diagnostik und Kontrolle für DEMO1, könnte es - je nach weiterem Erkenntnisstand - notwendig sein, DEMO1 mit  $n_{ped} \leq n_{GW}$  zu betreiben. Für stark gespitzte Dichte-Profilen im Kernplasma, konnten allerdings an Divertor-Tokamaks H-Moden Plasma-Entladungen mit *edge localized modes* (ELMs) mit bis zu 140 % der Greenwald-Dichte reproduzierbar ohne Disruption betrieben werden [113, 98].

<sup>23</sup>Die Pedestal-Druck-Skalierung aus der ITER Physics Basis [34] hat für den Stellarator keine Gültigkeit. Eine vergleichbare Multi-Maschinen-Skalierung existiert für den Stellarator möglicherweise nicht.

42,5 cm variiert. Zudem wurden für jeden Testfall Rechnungen für diffusiven und konvektiven Transport durchgeführt.

#### 6.4.1. Abschätzung der konvektiven Transportstärke

Der konvektive Transportfall wurde auf Grund neuerer experimenteller Beobachtungen beim Plasmabetrieb an JET [93, 24], COMPASS [24], Alcator C-MOD [87, 88, 93], D3D [93], JT-60 [93] und AUG [93, 111, 48, 24? ] hinzugezogen<sup>24</sup>.

Für das kovektive Regime wurden experimentell zeitlich gemittelte, effektive konvektive Blob-Geschwindigkeiten im Bereich von  $20 \leq v_{\perp} \leq 200$  m/s abgeleitet.

Die Annahme von  $v_{\perp} = 50$  m/s (in Anlehnung an [88]) konstant über den gesamten SOL im CELSOR-Modell, führte zu winzigen Verbrennungsralten und Helium-Konzentrationen (wenige Promille) im Kernplasma, sowie untolierbar hohen Zuflüssen der ext. Brennstoffzufuhr<sup>25</sup> ( $\Gamma_{ext} \approx 2 - 4 \cdot 10^{21} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ). Zudem folgten hohe, durch Neutralteilchen und Ionen auf die erste Wand getragene Leistungen, von bis zu 89MW, i.e. ein starker Indikator für unplausible Transportstärken senkrecht zu den magnetischen Feldlinien.

Der konvektive Transport wurde daher im Rahmen dieser Studien mit vorab geschätzten Werten für  $v_{\perp}$  modelliert (Tab. 6.1), mit denen die Teilchenbilanzen im Modell, für eine - hinreichend hohe - Helium-Konzentration von  $c_{He} \approx 1\%$ , ein konsistentes Bild ergaben (Anhang F).

Die dadurch erzielte Konsistenz und Plausibilität des Plasma-Scenarios, wurde als gewichtiger bewertet, als eine strikte Anlehnung an publizierte, experimentell mit großen Unsicherheiten ermittelte effektive Blob-Geschwindigkeiten  $v_{\perp}$ , welche an deutlich kleineren Tokamaks mit schwacher Einschlussgüte über wenige Zentimeter des SOL gemittelt wurden. Der Sicherheitsfaktor der Tokamak-Testfälle betrug  $q_{cyl} = 3$ .

#### 6.4.2. Profil der Elektronentemperatur

Abb. 6.4 zeigt den Histogrammverlauf der Elektronentemperatur  $T_e$  zwischen der ersten Wand und der Pedestal-Spitze. Der starke Temperatur-Abfall mit  $\lambda_{T_1} = 1$  mm, dicht hinter der Separatrix<sup>26</sup>, wurde aus dem für DEMO1 vorhergesagten, starken radialen Abfall der Leistung ( $\lambda_q$ ) gefolgert. Die radiale Abfallänge der Leistung im SOL an DEMO1, wurde von Rubino et al. auf  $\lambda_q \approx 1 - 4$  mm geschätzt [130] (dies deckt sich mit Resultaten aus dem Skalierungsgesetz<sup>27</sup> von Eich et al. [41]). Für die Temperatur wurde

<sup>24</sup>Dabei wurde beobachtet, dass die Ionendichte im SOL auch wandnah nur schwach abfällt, sodass sich eine sog. *Dichte-Schulter* ausbreitet.

<sup>25</sup>Die negativen Folgen des wachsenden Tritium-Inventars in einer Maschine mit erhöhten externen Zuflüssen  $\Gamma_{ext}$ , zeigte bereits eine Auswertung der Modellierung der externen Gaszufuhr an DEMO1 im Niedrigdichte-Fall; Abschn. 6.3.

<sup>26</sup>Die Grobheit (Zellbreite  $\Delta_{cell} \approx 2,7$  mm) sowie Homogenität der Diskretisierung der abgebildeten Rechnung, führte dazu, dass es auf Grund des starken radialen Temperaturabfalls von  $\lambda_T = 1$  mm, zu einem Sprung der Zelltemperaturen an der Separatrix von 300 eV auf 10 eV kam.

<sup>27</sup>Der radiale Abfall der Leistung im SOL, skaliert - anders als die thermische Fusionsleistung bzw. die Energieeinschlusszeit - kaum mit der Maschinengröße. Eich et al. leiteten für H-Moden-Entladungen mit Typ-I ELMs, aus einer Multi-Maschinen-Datenbank mit Plasmaentladungen der Tokamaks JET,

#### 6.4. Auswahl der Randschicht- und SOL-Parameter

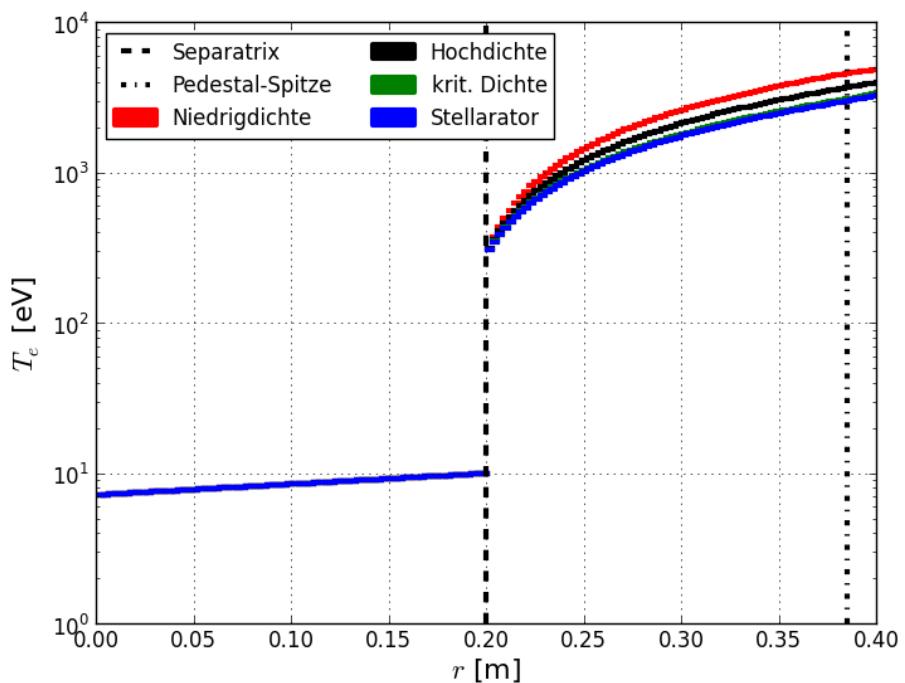


Abbildung 6.4.: Histogrammverlauf der Elektronentemperatur in den Zellen der Monte-Carlo Rechnung zwischen der ersten Wand und der Pedestal-Spitze; für  $\Delta_{SOL} = 20$  cm.

daher - gemäß  $P \propto n_e T_e^{1,5}$  [134] - eine Abfalllänge im Millimeterbereich<sup>28</sup> angenommen. Nach dem starken Abfall der Temperatur auf die vorgegebene Zieltemperatur<sup>29</sup>  $T_{min} = 10\text{eV}$ , wurde für den restlichen SOL eine deutlich erhöhte Abfalllänge von  $\lambda_{T_2} = 60,6\text{cm}$  angenommen. Die Dimensionierung dieser zusätzlichen Abfalllänge wurde so gewählt, dass die Plasmatemperatur auch für große Wandabstände  $\Delta_{SOL} >> 10\text{cm}$  den für das Randschichtplasma typischen Bereich von einigen Elektronenvolt nicht unterschritt. Weiterhin zeigt Abb. 6.4 - auch auf Grund der Dichteabhängigkeit der Skalierung des Pedestal-Drucks -, analog zu den Parametern der Testfälle in Tab. 6.1, unterschiedliche Verläufe der Temperaturen im Pedestal.

## 6.5. Routine zur Durchführung der Erosionsstudien

Im Folgenden wird nun die Methodik zum Studium der Erosion anhand der Testfälle aus Tab. 6.1 dargelegt.

### 6.5.1. CELLSOR-Rechnung ohne Ionisationsquellen

Zunächst wurde für jeden Testfall eine Monte-Carlo Rechnung mit CELLSOR gestartet, bei der die Kontinuitätsgleichung (Gl. 4.69) ohne volumetrische Ionsationsquellen gelöst wurde (Gl. 4.78)<sup>30</sup>.

Neben der Lösung des Brennstoffionendichteprofils  $n_i(x)$  ( $x = 0$ : Separatrix,  $x = \Delta_{SOL}$ : erste Wand) und dem daraus folgenden Teilchenfluss  $\Gamma_\perp$  auf die erste Wand, folgte die Ermittlung des Neutralgasprofils  $n_n(x)$ , sowie der volumetrischen Quellstärke<sup>31</sup>  $Q(x)$  und den zur Lösung der Kontinuitätsgleichung mit Ionisationsquellen benötigten Funktionalen  $\Psi_1(x)$  und  $\Psi_2(x)$ .

### 6.5.2. CELLSOR-Rechnungen mit Ionisationsquellen

Im nächsten Schritt wird ein Iterationsschema gestartet (s. Kap. 4 Abschn. 4.5 Unterabschn. 4.5.2), bei dem CELLSOR unter Weitergabe der Profile  $Q(x)$ ,  $\Psi_1(x)$  und  $\Psi_2(x)$ , Rechnungen beginnt, bei denen ein Feedback zwischen Ionen- und Neutralgasprofil durch Iterationen erstellt wird, bis zum Auffinden eines Gleichgewichtszustands (Konvergenzkriterium, siehe Gl. 4.83)<sup>32</sup>, i.e. die Kontinuitätsgleichung (Gl. 4.69) wird mit volume-

---

<sup>28</sup>DIII-D, AUG, C-Mod, NSTX und MAST ab, dass  $\lambda_q \propto B_{tor}^{-0,8} q_{95}^{1,1} P_{SOL}^{0,1} R_{geo}^0$  [41].

<sup>29</sup>Mekkaoui et al. schätzten für ITER eine Abfalllänge der Temperatur von  $\lambda_T \approx 1,7\text{cm}$  [102]. Rubino et al. führten Studien mit den Codes EDGE2D/EIRENE und TECKY für den SOL an DEMO durch, und folgerten  $\lambda_T \approx 1,5\text{cm}$  (extrahiert aus Abb. 4 (d) in [130]). Die im Rahmen dieser Arbeit getätigten PWW-Studien für DEMO1, zeigten jedoch keine Sensitivität zum Parameter  $\lambda_{T_1}$ , bei CELLSOR-Rechnungen mit  $0,1 \leq \lambda_{T_1} \leq 1,5\text{cm}$ .

<sup>30</sup>Die Zelltemperaturen der verschiedenen Testfälle waren innerhalb des SOL - für jedes  $\Delta_{SOL}$  - identisch.

<sup>31</sup>Dazu wurde der Parameter `SOL_source_switch == 2` gesetzt.

<sup>32</sup>Ein - bezogen auf die Iterationen - finales Quellprofil  $Q(x)$  ist im Anhang 7 Abschn. G.6.1 in Abb. G.4 dargestellt.

<sup>33</sup>In den meisten Fällen - insbesondere niedriger Ionendichte im SOL - geschieht dies innerhalb von 1-2 Iterationen.

trischen Ionisationsquellen gelöst (Gl. 4.73)<sup>33</sup>.

### 6.5.3. Aufstellung der Teilchenbilanz im SOL

Nach dem Auffinden des Gleichgewichtszustandes zwischen Ionen- und Neutralgasprofil, für die vorgegebenen Transportparameter  $D_{\perp}$  und  $v_{\perp}$ , sowie die Zeitkonstante  $\tau_{\parallel}$  für Transport parallel zu den magnetischen Feldlinien und die vorgegebene Elektronendichte  $n_{sep}$  an der Separatrix, folgen die Teilchenflüsse  $\Gamma$  [ $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ] bzw. Entstehungs- und Abfuhraten  $\Phi$  [ $\text{s}^{-1}$ ] innerhalb des SOL.

Zur Teilchenbilanzierung des SOL folgt

- die Verlustrate  $\Phi_{\parallel}$  an Ionen zum Divertor / x-Punkt (untere Fläche), durch Integration über die Breite des SOL ( $\Delta_{SOL}$ ) sowie entlang von  $z$  (in Richtung Divertor),
- die Verlustrate  $\Phi_{FW}$  an Ionen durch Kontakt mit der ersten Wand (seitliche Fläche), durch Auswertung von  $n_i$  sowie  $\nabla n_i$  bei  $x = \Delta_{SOL}$  (Gl. 4.70),
- die Ionen-Geburtsrate  $\Phi_Q$  durch Elektronenstoßionisation (im SOL-Volumen), durch Volumen-Integration (Gl. 4.91).

Die Summe der Teilchenraten im SOL ergibt folglich die Rate des Teilchenzuflusses, der aus dem Kernplasma über die Separatrix in den SOL strömt<sup>34</sup>.

### Ermittlung der stationären Helium-Konzentration im Kernplasma

Mit Hilfe der Teilchenbilanzzahlen im SOL wird nun - unter Vorgabe der Fusionsleistung  $P_{Fus}$  im Kernplasma - ermittelt, welche stationäre Heliumkonzentration  $c_{He}$  sich im Kernplasma einstellen müsste (Gl. 4.90), damit die Brennstoffionenrate  $\Phi_{sep,in,i}$ , mit der Ionen (D,T) Separatrix-seitig in den SOL strömen, gleich der Summe an im obigen Absatz beschriebener Ionenraten - aus dem SOL heraus - ist (Bilanzgleichung 4.88). Sehr kleine Helium-Konzentrationen entsprechen folglich niedrigen Verbrennungsralten, d.h. Fällen, bei denen ein Großteil der DT-Ionen das Kernplasma ohne Beteiligung an Kernfusionsreaktionen wieder verlassen<sup>35</sup>.

### 6.5.4. Ermittlung der Rate an externer Brennstoffzufuhr

Nach dem Auffinden der stationären Helium-Konzentration  $c_{He}$ , die nun sicherstellte, dass mit der selben Rate Ionen in den SOL gelangen, wie Ionen netto<sup>36</sup> den SOL verlassen, wobei für den Anteil, der die erste Wand erreicht die Senke in der Rekombination

<sup>33</sup>Dazu wird der Parameter `SOL_source_switch == 1` gesetzt.

<sup>34</sup>Betrachtet man den SOL als Glas Wasser mit einem Loch im Boden und an einer Seite, sowie das Kernplasma als Wasserkaraffe, so wird an dieser Stelle vom Modell festgelegt, wieviel Wasser pro Sekunde von der Karaffe ins Glas gekippt werden muss, damit dessen Wasserpegel (das Ionendichteprofil im SOL) stationär bliebe.

<sup>35</sup>Man spricht dabei auch von einer niedrigen *burnup-fraction*  $f_{burn}$ .

<sup>36</sup>Netto bedeutet hier abzüglich Ionen, die im SOL geboren wurden.

an der Wand besteht. Dies bedeutet, dass es eine ebenso große Entstehungsrate an Neutralteilchen gibt (bei dem angenommenen vollständigen Wandrecycling), die in Richtung der Separatrix strömen, wie Ionen, welche die erste Wand erreichen.

Da weiterhin zum Aufrechterhalten stationärer Verhältnisse gelten muss, dass mit derselben Rate Ionen das Kernplasma verlassen, wie im Kernplasma Ionen durch Brennstoffzufuhr aus Neutralen entstehen, gibt CELLSOR auch die Rate  $\Phi_{sep,out,n}$  an, mit der zuvor an der Wand durch Recycling geborene Neutrale, aus der SOL ins Kernplasma gelangen. Daraufhin wird die Rate  $\Phi_{Fuel,sep}$  ermittelt, welche angibt wieviele Neutralteilchen durch externe Brennstoffzufuhr ins Kernplasma eingebracht werden<sup>37</sup> müssen. Diese entspricht genau der Differenz aus Ionenverlustrate des Kernplasmas (abzgl. Ionenquellen im SOL) und Fuelling-Beitrag durch das Wandrecycling.

Nach der Ermittlung der benötigten Rate  $\Phi_{Fuel,sep}$  an externer Brennstoffzufuhr, die ins Kernplasma gelangt, wurde zunächst abgeschätzt, welche Quellrate  $\Phi_{Fuel,ext}$ , d.h. welcher Zufuhrrate an der Stelle der Wand, also am Ausgang der Pellet-Kanone, dies entspräche<sup>38</sup>.

CELLSOR berechnet also die Eindringtiefen für Neutrale der externen Brennstoffzufuhr, deren Umaldungspositionen sowie der Energie- und Winkelverteilung beim Wandaufprall und die daraus resultierenden Zerstäubungsausbeuten, i.e. die PWW durch auftreffende Neutrale (D,T) und schätzt die Schädigung durch Ionen anhand der berechneten Wandflüsse und des Schichtpotenzials ab.

### 6.5.5. Annahmen für Parameter im Modell der Brennstoffzufuhr

Für das Pellet-Modell des CELLSOR-Codes, wurde  $v_{pel} = 1000$  m/s und  $\nu_{pel} = 20$  Hz gewählt<sup>39</sup>. Dies kann sowohl als konservative Annahme gewertet werden, da solche Parameterwerte beim Pellet-Injektions-System an AUG bereits erreicht wurden, als auch als optimistische Annahme, da es sich einerseits auf die erreichten Spitzenwerte bezieht, und da die übrigen entwickelten Pellet-Injektions-Systeme anderer Forschungsteams<sup>40</sup>, noch nicht bei solch hohen Geschwindigkeiten sowie Kanonenfrequenzen angekommen sind. Ein mit CELLSOR gerechnetes Ablationsprofil ist im Anhang G.6 (Abb. G.3)

---

<sup>37</sup>Es kann für schwachen Senkrechttransport sowie großes  $\tau_{||}$  passieren, dass der Löwenanteil der Neutralenzufuhr ins Kernplasma durch Wandrecycling geschieht, und nur ein kleinerer Anteil durch externe Zufuhr bereitgestellt werden muss. Für DEMO1 wurde dieser Fall im Rahmen dieser Studien jedoch nicht beobachtet.

<sup>38</sup>Dazu wurde CELLSOR mit dem Parameter `gasvalve == 'pel_fuel'` gestartet und durch Zählen an der Separatrix ermittelt, welcher Anteil  $f_{gv}$  der wandseitig startenden Brennstoff-Neutralen, netto, bis ins Kernplasma vordringt (Im Falle der Pellet-Injektion werden stets  $\geq 95\%$  der wandseitig startenden Brennstoffneutralen innerhalb des Kernplasmas ionisiert). Nach Beendigung der Rechnung wird mithilfe dieses Faktors ausgerechnet, wie Stark die Quellrate  $\Phi_{Fuel,ext}$  an der Wand sein müsste, damit die Teilchenbilanz an der Separatrixoberfläche ausgeglichen wird.

<sup>39</sup>Die Zentrifuge des AUG-Systems erreicht Pellet-Geschwindigkeiten von  $v_{pel} = 1000$  m/s bei einer Kanonenfrequenz von bis zu  $\nu_{pel} = 62$  Hz beschrieben [89, 114, 90, 91], i.e. die angenommene Kanonenfrequenz von  $\nu_{pel} = 20$  Hz ist konservativ.

<sup>40</sup>Eine Übersicht über verschiedene Pellet-Injektor-Systeme ist in [114] zu finden. Beim JET-System werden  $v_{pel} = 160$  m/s und  $\nu_{pel} = 5$  Hz erreicht. Für das System des EAST Tokamak wurde von  $v_{pel} = 300$  m/s und  $\nu_{pel} = 10$  Hz berichtet [92].

abgebildet.

### 6.5.6. Rechnung der prompten Re-Deposition von erodiertem Wolfram mit CELLSOR ERO

Neben der Ermittlung der Raten bzw. Flüsse sowie Quellen und Senken für Ionen und Neutrale, folgten aus der CELLSOR-Rechnung des Gleichgewichtsfalls auch Daten über die PWW durch Recycling-Neutrale (D,T), i.e. die mittlere Zerstäubungsausbeute  $\bar{Y}_{CXn}$  beim Wandaufprall, sowie der mittleren Energie  $\bar{E}_{kin}$  der Neutralen beim Wandaufprall. Diese Daten wurden zur Konstruktion der Testteilchenquelle (Thompson-Verteilung der Energien) an CELLSOR ERO übergeben, ebenso wie die Helium-Konzentration  $c_{He}$  und die Annahmen für Ionen, d.h. mittlere Ladungszustände und Konzentrationen beim Eintritt in die Debye-Schicht. Für die Ionen wurden nun auch die Daten der PWW ( $\bar{Y}_i$ ,  $\bar{E}_i$ ) ermittelt und damit jene der Neutralen zur Konstruktion der Testteilchenquelle (W) ergänzt (Gl. 4.53). Die CELLSOR ERO Rechnung liefert die prompte re-Deposition  $f_{dep}$  (Gl. 3.31 - 4.64), sowie die Selbstzerstäubung  $Y_{W^+ \rightarrow W}$  (Gl. 4.68) durch einfach ionisierte Wolframteilchen, welche im Zuge der Gyration um eine magnetische Feldlinie auf die Wand zurückkehren.

## 6.6. Diskussion der Ergebnisse der PWW-Studien

Die Diskussion der Ergebnisse der PWW-Studien erfolgt für die vier unterschiedlichen Testfälle Niedrigdichte, Hochdichte, kritische Dichte, sowie eines „Stellarator“-Sonderfalls (Tab. 6.1).

Die Transportparameter  $D_\perp$  und  $v_\perp$  wurden vorab so geschätzt<sup>41</sup>, dass das resultierende Verhältnis der Raten, mit denen Ionen durch das Kernplasma in den SOL strömt ( $\Phi_{sep}^+$ , s. Abb. 6.3), und der Verbrennungsrate  $\Phi_{DT}$ , mit der Brennstoff zu Helium umgewandelt wurde, in erster Näherung zu einer stationären Helium-Konzentration im Kernplasma von  $c_{He} \approx 1\%$  führte.

Das Schätzen von  $D_\perp$  und  $v_\perp$  geschah analytisch im quellfreien Fall. Anschließend löste CELLSOR die Kontinuitätsgleichung im SOL mit Ionisationsquellen<sup>42</sup>, für die vorab geschätzten Werten für  $D_\perp$  und  $v_\perp$ .

Abb. 6.5 zeigt die aus den CELLSOR-Rechnungen, mit Ionisationsquellen im SOL, der verschiedenen Testfälle resultierenden Helium-Konzentrationen, sowohl im diffusiven, als auch im konvektiven Transportfall. Diese variierten zwischen  $0,92 \leq c_{He} \leq 1,01\%$ , mit einem Mittelwert  $\bar{c}_{He} = 0,96\%$  und einer Standardabweichung  $\sigma_{c_{He}} = 0,025\%$ .

Die auf Grund der Flussbilanz zwischen Kernplasma und SOL resultierenden Quellflüsse im Kernplasma<sup>43</sup> variierten analog. Im Idealfall sollten diese identisch sein, um für jeden Testfall und untersuchten Wanabstand  $\Delta_{SOL}$ , die tatsächlichen Auswirkungen der Randschichtphysik auf die Erosionsrate untersuchen zu können.

<sup>41</sup>Der Algorithmus zur Vorauswahl von  $D_\perp$  und  $v_\perp$  im quellfreien SOL, wird im Anhang F diskutiert.

<sup>42</sup>Siehe Abschn. 6.5.6 für eine Beschreibung der Methodik der Lösungsfundung.

<sup>43</sup>Berechnet nach Gl. 4.90 (Kap. 4.6.1).

<sup>44</sup>Siehe Gl. 4.88.

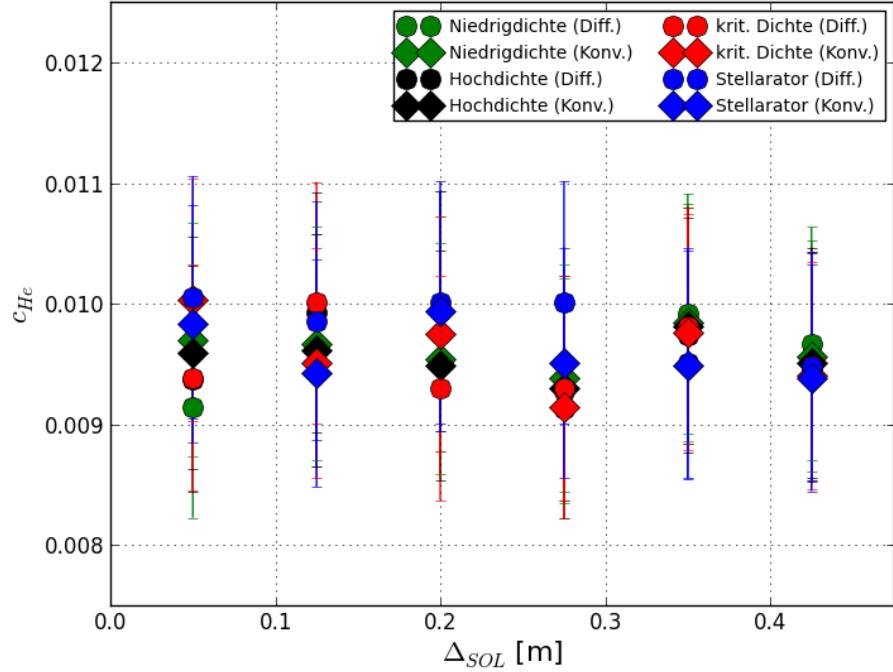


Abbildung 6.5.: Stationäre Helium-Konzentration<sup>43</sup> des Kernplasmas für die verschiedenen SOL-Testfälle.

### 6.6.1. Ionendichte im SOL

Die Testfälle (Tab. 6.1) wurden so aufgesetzt, dass die Raten, mit denen Brennstoffteilchen durch das Kernplasma und den SOL strömen, für alle Testfälle möglichst identisch waren. Da die Fälle mit unterschiedlichen Separatrix-Dichten sowie deren Gradienten aufgesetzt wurden, bedeutete dies, dass die Transportstärken im SOL, im Falle höherer Separatrix-Dichte - gegenüber Fällen niedrigerer Separatrix-Dichte -, reduziert wurden.

Abb. 6.6 zeigt die resultierenden Ionendichteprofile, welche im SOL selbst-konsistent durch analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung mit rein diffusivem Transport ( $D_{\perp} > 0, v_{\perp} = 0$ ) berechnet wurden<sup>45</sup>. Für die korespondierende Abfalllänge gilt:  $\lambda_n = \sqrt{D_{\perp}\tau_{\parallel}}$ . Abb. 6.1 zeigte schematisch die verschiedenen (Wand-)Schädigungskanäle der PWW im Hauptraum. Unter anderem können durch Ladungsaustauschstöße Brennstoff-Neutralteilchen im Randschicht-Pedestal freigesetzt werden, welche mit Energien im Bereich von tausend Elektronenvolt in Richtung der ersten Wand fliegen (sog. Pedestal-*keV-Neutralen*). Ein hochdichter SOL könnte dabei eine re-Abschirmung gegen diese keV-Neutralen, aufweisen, falls es innerhalb des SOL zu weiteren Ladungsaustausch- oder Ionisationsstößen käme.

Da Umladungsstöße im SOL typischerweise deutlich wahrscheinlicher sind, als Ionisationsstöße, soll für eine erfolgreiche re-Abschirmung gegen keV-Neutrale gelten, dass

<sup>45</sup> Abb. C.2 zeigt die Ionendichteprofile der Testfälle im Falle konvektiven Transports senkrecht zu den magnetischen Feldlinien.

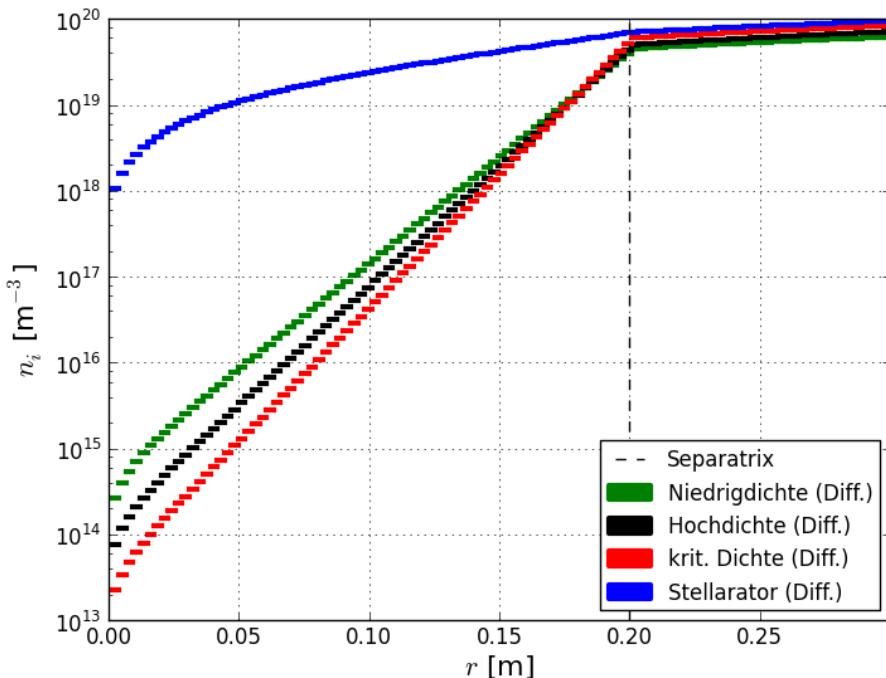


Abbildung 6.6.: Ionendichtheprofil der Testfälle aus Tab. 6.1; berechnet durch analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung mit rein diffusivem Transport im SOL ( $D_{\perp} > 0$ ,  $v_{\perp} = 0$ ), senkrecht zu den magnetischen Feldlinien.

die mittlere freie Weglänge<sup>46</sup>  $\lambda_{mfp,CX}$  für Ladungsaustauschstöße innerhalb der Breite  $\Delta_{SOL}$  des SOL liegt, i.e.

$$\lambda_{mfp,CX} \leq \Delta_{SOL}. \quad (6.2)$$

Abb. 6.7 zeigt die mittlere freie Weglänge<sup>47</sup> für ein Wasserstoffneutralteilchen der mitt-

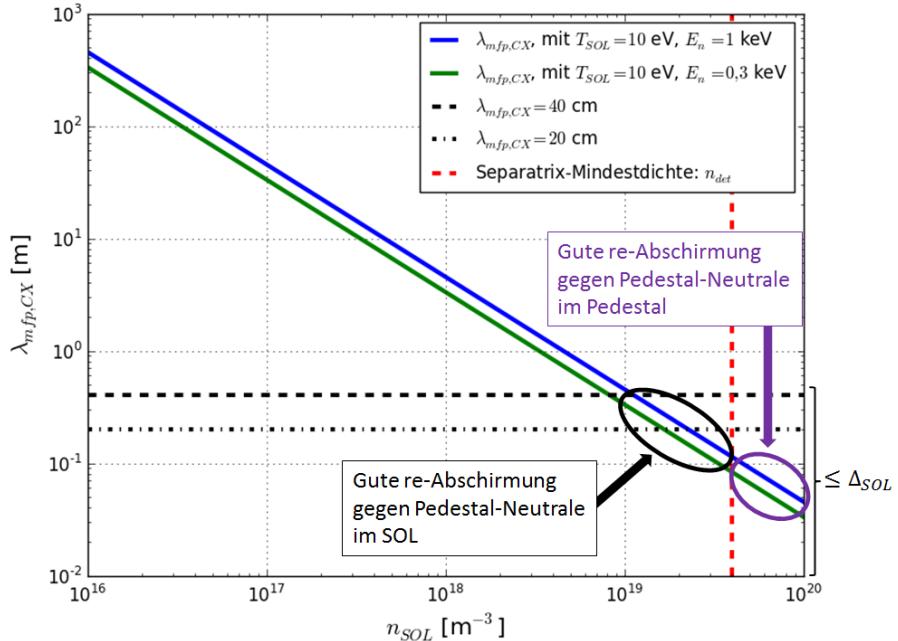


Abbildung 6.7.: Mittlere freie Weglänge für ein Wasserstoffneutralteilchen der Masse  $m_{DT}$  mit einer Energie von  $E = 1 \text{ keV}$  in einem Plasma der Ionentemperatur  $T_i = 10 \text{ eV}$ , als Funktion der mittleren Ionendichte  $n_i$ .

leren Masse  $m_{DT} = 0,5 \cdot (m_D + m_T)$ , mit einer Energie von  $E_n = 1 \text{ keV}$ , in einem Plasma der Ionentemperatur  $T_i = 10 \text{ eV}$ , als Funktion der mittleren Ionendichte  $n_i$ .

Damit die Bedingung  $\lambda_{mfp,CX} \leq \Delta_{SOL}$  aus Gl. 6.2 für die in diesem Kapitel studierten Wandabstände von  $\Delta_{SOL} \leq 42,5 \text{ cm}$  erfüllt würde, müsste die mittlere Ionendichte im SOL  $\bar{n}_i \geq 10^{19} \text{ m}^{-3}$  betragen.

Eine re-Abschirmung gegen derart energiereiche Brennstoff-Neutralteilchen, dürfte ausschließlich der Stellarator-Testfall erreichen, da bei diesem - neben der höheren Separatrix-Dichte - der Transport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien, auf Grund der im Mittel etwa 10-fach erhöhten Verbindungslänge  $L_{\parallel}^*$ , stärker wirkte und somit zu einer höheren radialen Ionendichte im SOL führte.

<sup>46</sup>Definition in Kap. 3.2.6.

<sup>47</sup>Auf Grund des schwachen Temperaturabfalls ( $T_i(x \geq 4\text{mm}) = 5-10\text{eV}$ ) über nahezu die gesamte SOL-Breite  $\Delta_{SOL}$  - mit Ausnahme von wenigen Millimetern Nahe der Separatrix - (Abb. 6.4), wird der lokale Reaktionsratenkoeffizient  $\langle \sigma v_{ped} \rangle_{CX}(n_i(x), T_i(x))$  im SOL vorwiegend über die Dichte  $n_i(x)$  des lokalen Plasmahintergrunds, sowie die Geschwindigkeit  $v_{ped}$  des Pedestal-Neutralen festgelegt.

### 6.6.2. Variationen des mittleren Wandabstandes der Separatrix

In diesem Abschn. wird die globale Netto-Erosion, welche sowohl durch Ionen, als auch durch Neutrale des Wandrecyclings sowie der externen Brennstoffzufuhr (Pellet-Injektion) erfolgt, für verschiedene mittlere Wandabstände  $\Delta_{SOL}$  diskutiert.

Als Kernhypothese wird angenommen: eine Vergrösserung des Wandabstandes  $\Delta_{SOL}$  dürfte

1. eine Reduktion des auf die Wand strömenden Ionenflusses, sowie damit einhergehend des zurück ins Plasma kehrenden Recyclingflusses, zur Folge haben. Der Schaden durch Ionen sowie umgeladene Neutrale des Wandrecyclings dürfte folglich reduziert werden. Bei den Ionen dürfte neben der Flussreduktion auch auf Grund des durch das kältere wandnahe Plasma geringeren Schichtpotenzials, die hervorgerufene Zerstäubung reduziert werden;
2. den Anteil prompt re-deponierender Teilchen, welche durch Ionen sowie Neutrale erodiert wurden, absenken, da das kältere wandnahe Plasma sowohl zu einer vergrösserten mittleren freien Weglänge für Ionisation, als auch einem verringerten Gyrationradius führt.
3. im Falle großer Abstände  $\Delta_{SOL} >> 10$  cm sowie hoher SOL-Dichtelevel, dazu führen, dass es für im heißen Randschichtpedestal ablatierte und dann umgeladene Neutralteilchen, zu einer - nun in Richtung Wand betrachteten - Neutralen-Rück-Abschirmung für hochenergetische Neutrale kommen könnte<sup>48</sup>.

Im Falle der externen Brennstoffzufuhr durch wandseitigen Gaseinlass, würde eine Vergrösserung des Wandabstandes  $\Delta_{SOL}$  den benötigten von der Wand startenden Zufluss der externen Brennstoffzufuhr mit erhöhen, da ein geringerer Anteil der startenden Neutronen ins zu erreichende Kernplasma vordrange. Dies gälte insbesondere im Falle hoher Temperaturen sowie Dichten im SOL, d.h. hoher Neutralen-Abschirmung bzw. niedriger Opazität. Für das ferner untersuchte Pellet-Injektionssystem dürfte dieser Aspekt jedoch kaum relevant sein<sup>49</sup>.

#### Globale Netto-Erosion

Zunächst betrachten wir die wichtigste aller studierten Kenngrößen, i.e. die primäre global gemittelte Netto-Erosionsrate als Funktion des mittleren Wandabstands  $\Delta_{SOL}$ , welche sich im Falle diffusiven sowie konvektiven SOL-Transports einstellte. Abb. 6.8 zeigt die Ergebnisse der Studien. Die horizontalen Linien entsprechen den Erosionsraten, bei denen ein 10 % Abtrag der obersten Wolframschicht der ersten Wand, zeitgleich

<sup>48</sup>Abb. ??nd Tab. 6.1 lassen erwarten, dass dieser Effekt nicht bei den drei Tokamak-Testfällen, sondern ausschließlich beim Stellarator-Testfall beobachtet werden dürfte.

<sup>49</sup>Der Netto-Anteil an wandseitig startendem Pellet-Brennstoff, der im Kernplasma ionisiert wurde, lag stets bei mehr als 95,5 %.

<sup>50</sup>Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler der Monte Carlo Rechnungen (berechnet nach Formeln 3.28 und 3.29 in [120]).

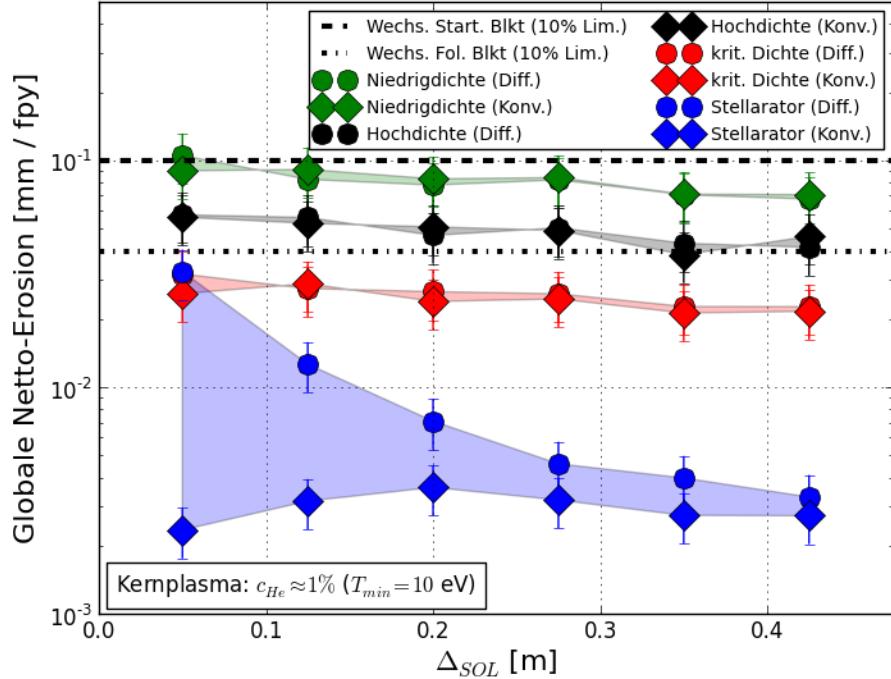


Abbildung 6.8.: Primäre global gemittelte Nettoerosionsrate<sup>50</sup>Vs. mittlerer Wandabstand  $\Delta_{SOL}$ ; gerechnet mit CELLSOR und CELLSOR ERO.

mit dem vorgesehenen Austausch des Blankets auf Grund von Neutronenschäden im Strukturmaterial erfolgt. Das bedeutet, dass für Datenpunkte, die unterhalb diesen Linien liegen, die Lebensdauer des Starter bzw. Nachfolge-Blankets nicht durch PWW begrenzt wäre. Dies würde bedeuten, dass - wie gefordert - die in der Roadmap Horizon 2020 vorgesehenen Austauschintervalle der Blankets beim Plasmabetrieb erreicht würden.

Für jeden Testfall (farbcodiert) wurde zwischen diffusivem (Kreise) und konvektivem (Rauten) Senkrecht-Transport unterschieden. Die drei Tokamak-Testfälle zeichneten sich durch verschiedene Separatrix-Dichten, sowie Pedestal-Dichten und -Temperaturen aus.

### Die Tokamak-Testfälle

Abb. 6.8 zeigt deutlich, dass in den Tokamak-Fällen

1. keine signifikanten Unterschiede zwischen diffusivem und konvektivem Transport senkrecht zu den magn. Feldlinien zu erkennen waren<sup>51</sup>,
2. die charakteristischen Unterschiede der verschiedenen Testfälle eine deutlich stärkere Wirkung auf die Erosionsrate der ersten Wand hatten,
3. als Variationen des Wandabstandes  $\Delta_{SOL}$ .

## 6.6. Diskussion der Ergebnisse der PWW-Studien

Die Netto-Erosionsrate konnte durch kleinere Unterschiede der Pedestaldichte sowie -temperatur geviertelt werden. Die Pedestaldichte war beim krit. Dichte-Fall, gegenüber dem Niedrigdichtefall, um 35 % angehoben (die Separatrixdichte um 33,3 %), während die Pedestal-Temperatur um 32,6 % reduziert war.

Die Verbreiterung des SOL ( $\Delta_{SOL} : 5 \rightarrow 42,5$  cm) führte dagegen - für jeden der drei Tokamak-Fälle - zu einer stetigen und schwachen Abnahme der Erosionsrate. Eine effektive re-Abschirmung des SOL gegenüber Pedestal-Neutralen mit Energien von mindestens tausend Elektronenvolt, konnte dabei nicht erzielt werden, da die mittlere freie Weglänge

$$\lambda_{mfp_{CX}} = \frac{v_n}{n_i \langle \sigma v_n \rangle_{CX}(n, T)}, \quad (6.3)$$

für Ladungsaustauschstöße im kalten und wenig dichten SOL-Plasma, für keV-Neutralen,  $\lambda_{mfp_{CX}} >> 1$  Meter betrug<sup>52</sup> (Abb. 6.7).

Im Niedrigdichtefall führte der Schritt

- $\Delta_{SOL} : 5 \rightarrow 20$  cm zu einer Reduktion der Erosionsrate von  $105 \rightarrow 78 \mu\text{m/fpy}$  (Reduktion um 26 %<sup>53</sup>),
- $\Delta_{SOL} : 5 \rightarrow 42,5$  cm zu einer Reduktion der Erosionsrate von  $105 \rightarrow 68 \mu\text{m/fpy}$  (Reduktion um 35 %).

Im Falle des Starter-Blankets würde der Niedrigdichtefall mit  $\Delta_{SOL} \geq 20$  cm ausreichen, während für das Nachfolgeblanket eine erhöhte Pedestal-Dichte, welche knapp oberhalb der Greenwald-Dichategrenze läge, nötig wäre. Dies würde einem Fall zwischen dem Hochdichte- und krit. Dichtefall entsprechen, mit  $n_{ped} \approx 1,05n_{GW}$ .

Um einen Tokamak-DEMO1 im Niedrigdichtefall zu betreiben ohne die Wand zu stark abzutragen, könnte

1. das *Confinement*, i.e. die Einschlussgüte des Kernplasmas, reduziert werden.
  - Eine Reduktion des Energieeinschlusses sowie des Pedestal-Drucks würde zu einer verminderten Pedestal-Temperatur führen, wodurch weniger keV-Pedestal-Neutralen entstünden.
  - Dies könnte über das Plasma-*Shaping* erreicht werden<sup>54</sup>, i.e. über die Stärke der Plasma-Elongation  $\kappa_x$  sowie -Triangularität  $\delta_{X}$  am X-Punkt.
2. die Stärke der Transportparameter ( $D_{\perp}, v_{\perp}$ ) gegenüber den in Tab. 6.1 dargestellten, deutlich reduziert werden<sup>55</sup>, wodurch die Helium-Konzentration im Kernplasma entsprechend erhöht würde.

---

<sup>51</sup>Dies lag daran, dass in beiden Transportfällen, die Transportstärken zu einer ähnlichen Gesamtteilchenbilanz in der Brennkammer führten. Dies wurde dadurch sicher gestellt, dass die Werte für  $D_{\perp}$  und  $v_{\perp}$  vorab so geschätzt wurden, dass im Kernplasma galt:  $c_{He} \approx 1\%$ ; s. Abb. 6.5.

<sup>52</sup>Für eine hinreichende re-Abschirmung gegen keV-Pedestal-Neutralen, müsste die mittlere Dichte im 10 Elektronenvolt kalten SOL,  $\bar{n}_{i,SOL} \geq 10^{19} \text{ m}^{-3}$  betragen. Beim Stellarator-Testfall war dies der Fall; s. Abb. 6.6.

<sup>53</sup>Ein mittlerer Wandabstand von  $\Delta_{SOL} \geq 20$  cm wird zur benötigten Reduzierung der Wärmelasten der ersten Wand von DEMO1 - nach aktuellem Baseline Design - anvisiert [155].

- Dies würde zu verringerten Raten, mit denen Ionen durch das Kernplasma und den SOL strömen, führen, sodass mit geringeren Raten Brennstoff durch das *Fuelling* ins heiße Pedestal eingetragen würde. Dies würde zu einer Reduktion der Gesamterosion im Hauptraum durch keV-Pedestal-Neutrale führen.

Zu 2.: in der Praxis lässt sich der Senkrecht-Transport nicht frei einstellen. Er stellt eine Folge der Einschlussgüte im Kernplasma dar. Ein solches Feedback wurde im Rahmen dieser Studien nicht modelliert.

### Der Stellarator-Testfall

Anders als bei den Tokamak-Testfällen, zeigte der Stellarator-Testfall eine erhöhte Sensitivität der Erosionsrate auf den Parameter  $\Delta_{SOL}$ . Auf Grund der im Mittel etwa zehnfachen Verbindungslänge zwischen oberer Mittelebene und den Divertor-Targetplatten (parallel zu magn. Feldlinien), führten auch schwache Transportparameter senkrecht zu den Feldlinien zu einem erhöhten Wandrecycling, sowie zu einem erhöhten Ionenfluss, der durch die Beschleunigung in der Debye-Schicht, schädigende Ionen auf die erste Wand prallten ließ.

Dadurch zeigte sich hier im diffusiven Transportfall eine deutliche Reduktion der Erosionsrate von  $32 \rightarrow 4,6 \mu\text{m/fpy}$  (Reduktion um 86%) für den Schritt  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 28 \text{ cm}$ <sup>56</sup>. Dieses Verhalten zeigte sich nicht im Falle konvektiven Transports, da dies der einzige untersuchte Fall war, bei dem für  $\Delta_{SOL} \leq 10 \text{ cm}$ , eine erhebliche Selbstheilung der Bruttoerosion durch prompte re-Deposition erfolgte<sup>57</sup>.

Der Schritt  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 28 \text{ cm}$  führte zwar auch hier zur Reduktion des Ionenflusses auf die erste Wand, sowie des Wandrecyclings, gleichzeitig wurde jedoch die prompte re-Deposition von  $98 \rightarrow 10 \%$  reduziert.

Im Stellarator-Testfall konnte auf Grund der hohen Separatrix- und SOL-Dichtelevel (keine Dichte-Grenze beim Stellarator), für sämtliche Wandabstände  $5 \leq \Delta_{SOL} \leq 42,5 \text{ cm}$ , eine effiziente re-Abschirmung des SOL gegenüber den keV-Pedestal-Neutralen beobachtet werden<sup>58</sup>.

Dies führte dazu, dass die Netto-Erosionsraten stets  $<< 40 \mu\text{m fpy}^{-1}$  waren, i.e. dass die Lebensdauer beider Blankets für sämtliche Wandabstände  $\Delta_{SOL} \geq 5 \text{ cm}$  klar erreicht würde.

---

<sup>55</sup>Die Auswirkungen eines reduzierten *Confinements* werden in Abschn. 6.6.4 diskutiert.

<sup>55</sup>Für den Paralleltransport, i.e. zur Reduktion von  $\tau_{\parallel}$ , müsste unter Umständen ferner die Mach-Zahl  $M$  reduziert werden.

<sup>56</sup>Die quasi-Sättigung der Erosionsrate ab  $\Delta_{SOL} = 28 \text{ cm}$  trat ein, da auf Grund des erhöhten Wandabstandes der Ionen- sowie Recyclingfluss derart reduziert wurde, dass die Primärerosion fast ausschließlich durch Pedestal-Neutrale verursacht wurde (wie in den Tokamak-Fällen).

<sup>57</sup>Siehe Abschn. 6.6.2.

<sup>58</sup>Siehe Abschn. 6.6.2.

### Neutralen-Abschirmung im SOL

In der Interpretation der in Abb. 6.8 dargestellten Netto-Erosionsraten, wurde die Fähigkeit des SOL, Neutralteilchen (D, T) abzuschirmen, angeführt<sup>59</sup>.

### Re-Abschirmung des SOL gegen Pedestal-Neutralen

Die re-Abschirmung des SOL gegenüber von Pedestal-Neutralen, sowie die daraus resultierende re-Opazität des SOL, sind wichtige Kennzahlen zur Charakterisierung des SOL im Kontext der PWW. Auf Grund des konstanten Bedarfs des Kernplasmas an Brennstoffzufuhr, bleibt bei sämtlichen betrachteten Konfigurationen, stets die Anzahl an im Pedestal geborenen Neutralen nahezu gleich (abzüglich der Unterschiede im Recyclingfluss, der ins Kernplasma vordringt). Das bedeutet, dass eine effiziente re-Abschirmung gegen Pedestal-Neutralen, den wichtigsten Schutzmechanismus der ersten Wand darstellt. Abb. 6.9 zeigt die re-Abschirmungsfähigkeit des SOL, welche in allen Testfällen stetig<sup>60</sup>

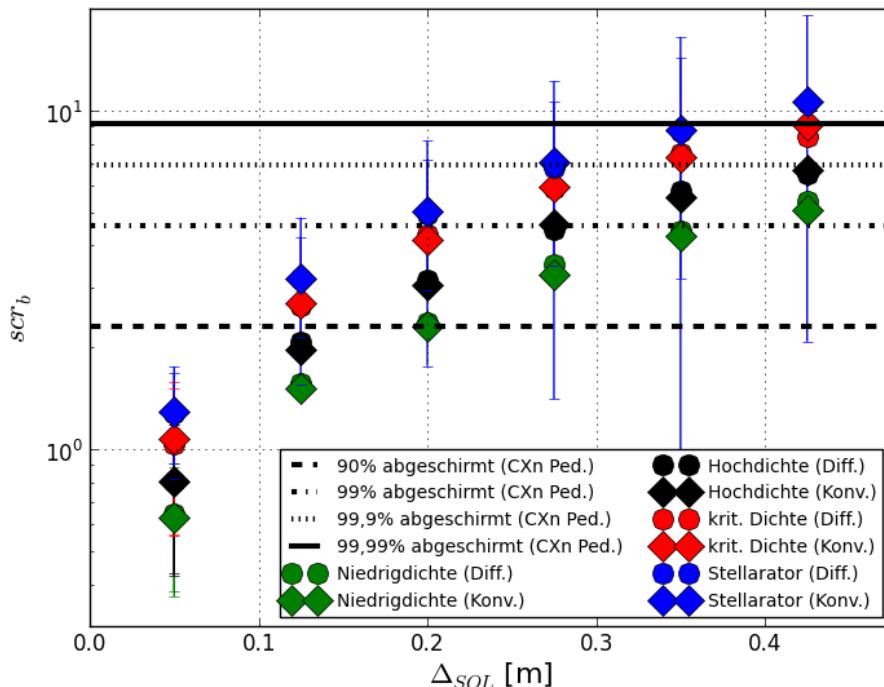


Abbildung 6.9.: Neutralen re-Abschirmung  $scr_b$  im SOL.

<sup>59</sup>Die Neutralen-Abschirmung wächst mit dem Kehrwert der Summe der mittleren freien Weglängen für Ladungsaustausch- und Ionisationsstöße an. Aus der Abschirmung  $Scr$  folgt die Opazität  $op = \exp(-Scr)$ , d.h. die Neutralen-Durchlässigkeit im SOL, welche beim *Fuelling*, d.h. in Richtung Kernplasma möglichst hoch, und beim Schützen der ersten Wand, d.h. vom Kernplasma zur ersten Wand, möglichst niedrig sein sollte. Siehe dazu Kap. 3 Abschn. 3.2.6.

<sup>60</sup>Die Stetigkeit der re-Abschirmung lässt auch an der re-Opazität (Abb. C.3) ablesen, welche die Durchlässigkeit des SOL für keV-Neutralen aus dem Pedestal angibt.

und deutlich mit dem Wandabstand  $\Delta_{SOL}$  anwuchs. Abb. 6.7 zeigte jedoch bereits, dass in den Tokamak-Testfällen die Dichtelevel im SOL nicht ausreichten, um gegen Pedestal-Neutralen mit Energien von tausend Elektronenvolt abzuschirmen. Ferner zeigte Abb. 6.8 für größere  $\Delta_{SOL}$ , nur eine sehr schwache stetige Reduktion der mittleren Netto-Erosionsraten. Abb. 6.7 zeigte jedoch weiterhin, dass die hohen Dichten im Pedestal selbst ausreichten, um den SOL gegenüber den keV-Pedestal-Neutralen abzuschirmen. Ein Großteil der im Pedestal geborenen Neutralen durchläuft vor dem Überqueren der Separatrix, Kaskaden von Umladungsstößen, sodass die meisten Pedestal-Neutralen Energien verteilt um einige hundert Elektronenvolt aufweisen.

Zurück zu Abb. 6.9:

1. im Niedrigdichtefall wurden 90 % der Pedestal-Neutralen (D,T), durch Ionisations- bzw. Umladungsstöße im kälteren Plasma des SOL, ab einem Wandabstand von  $\Delta_{SOL} = 20$  cm, abgeschirmt.
  - Eine re-Abschirmung gegen 99 % konnte ab einem Wandabstand  $\Delta_{SOL} > 35$  cm beobachtet werden.
2. Im Hochdichtefall reichten dazu bereits 28 cm Wandabstand aus.
3. Im Niedrigdichtefall wurde die re-Abschirmung höchstens so gut ( $\Delta_{SOL} = 42,5$  cm), dass ca. jedes hundertste Pedestal-Neutral, ohne weitere Stöße im SOL, auf die erste Wand auftraf; im Falle krit. Dichte ( $\approx 33\%$  höhere Separatrixdichte) sogar nur jedes zehntausendste. Der krit. Dichtefall zeigte jedoch nicht um das hundertfache reduzierte Erosionsraten, sondern um das vierfache (Abb. 6.8).

Abb. 6.8 zeigte bereits, dass die globale Erosionsrate in den Tokamak-Testfällen - insbesondere ab  $\Delta_{SOL} = 20$  cm - näherungsweise einer Sättigung in  $\Delta_{SOL}$  unterlag, während die re-Abschirmung (Abb. 6.9) stetig mit  $\Delta_{SOL}$  anwuchs. Dieses Verhalten deutet auf einen dominanten Schadensbeitrag extrem hochenergetischer Pedestal-Neutraler hin, welche selbst bei starker re-Abschirmung  $scr_b \gg 5$ , nahezu unabgeschirmt auf die erste Wand prallen.

### **Zerstäubungsausbeute durch aus dem Pedestal wiederkehrende Neutralen**

Die re-Abschirmung (Abb. 6.9) sowie -Opazität (Abb. C.3) gaben zwar Aufschluss über den Anteil an ungehindert vom Pedestal auf die Wand treffenden Neutralteilchen, aber nicht über die reale Schädigung der ersten Wand, welche die vielen abgeschirmten Neutralen kumuliert mit den wenigen unabgeschirmten zufügten.

Zur Abschätzung der Zerstäubungsausbeuten aller im Pedestal freigesetzten Neutralteilchen, wurden für die Testfälle aus Tab. 6.1 während der Monte Carlo Rechnung für alle Neutralen, die innerhalb der Separatrix, d.h. im Kernplasma und Pedestal, durch einen Umladungsstoß freigesetzt wurden, die mittleren Zerstäubungsausbeuten beim Wandau-sprall gezählt<sup>61</sup>.

---

<sup>61</sup>Im Falle der Ionisation wurde also  $Y_i = 0$  addiert, und im Falle einer finalen Umladung in kälteren Plasmabereichen wiederum das zugehörige (und geringere)  $Y_i(E_{kalt})$  ausgewertet.

## 6.6. Diskussion der Ergebnisse der PWW-Studien

Aus den Daten müsste sich einerseits die Stärke der re-Abschirmung in Abhängigkeit des Wandabstandes  $\Delta_{SOL}$ , ableiten lassen, sowie der Mindestabstand, ab dem eine Reduktion in  $Y_{ped}$  einträtte.

Abb. 6.10 zeigt die mittlere Zerstäubungsausbeute durch Pedestal-Neutralen<sup>62</sup>. Die hori-

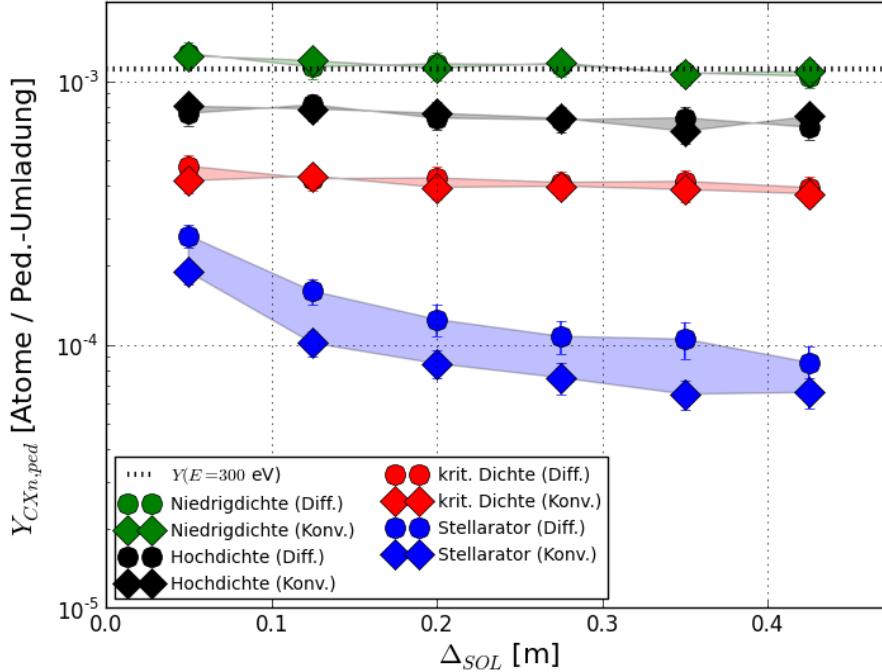


Abbildung 6.10.: Mittlere Zerstäubungsausbeute für DT-Neutralen, die zuvor innerhalb der Separatrix durch einen Umladungsstoß freigesetzt wurden.

zontale gestrichelte Linie gibt die Zerstäubungsausbeuten von DT-Neutralen (gemittelt über D + T) mit  $E = 300$  eV (entsprechend der Separatrix-Temperatur) an<sup>63</sup>.

Trotz der stetig wachsenden re-Abschirmung im SOL, zeigte die mittlere Zerstäubungsausbeute durch Pedestal-Neutralen, ein ähnliches (Sättigungs-)Verhalten, wie die globale Erosionsrate (Abb. 6.8).

Dies deutet darauf hin, dass der geringe Anteil an unabgeschirmten ultra-heißen Pedestal-Neutralen, den Hauptanteil der Zerstäubung ausmachte.

Beim Stellarator-Testfall führten die höheren Dichtalevel im SOL dazu, dass mit zunehmendem  $\Delta_{SOL}$  auch die für den Wandschaden dominierenden Pedestal-Neutralen re-abgeschirmt wurden. Abb. 6.10 zeigt hier deutlich die stetige Abnahme der Zerstäubungsausbeuten durch Pedestal-Neutralen mit wachsendem  $\Delta_{SOL}$ .

<sup>62</sup>Abb. C.4 zeigt den Anteil an keV-Pedestal-Neutralen, i.e. Pedestal-Neutralen mit Energien  $E \geq 1$  keV, als Funktion von  $\Delta_{SOL}$ . Die Kurven verlaufen nahezu identisch zu den erzielten Zerstäubungsausbeuten, welche in Abb. 6.10 dargestellt sind.

<sup>63</sup>Diese wurde anhand der Fitformel von Eckstein für normalen Einfallswinkel berechnet [37].

### Energieverteilung der auf die Wand prallenden Neutralen

Nahezu deckungsgleich zu den Kurvenverläufen der Zerstäubungsausbeuten (Abb. 6.10) durch Pedestal-Neutralen beim Wandaufprall, verhielten sich die Anteile der Pedestal-Neutralen mit Energien  $E \geq 1$  keV (Abb. C.4), i.e. der Wandschaden wurde in den Tokamak-Testfällen vorwiegend durch Pedestal-Neutralen mit  $E \geq 1$  keV verursacht, während die re-Abschirmung des SOL (Abb. 6.9) mutmaßlich vorwiegend gegen die Pedestal-Neutralen mit  $E \ll 1$  keV erfolgte.

Beim Stellarator reichte wiederum die re-Abschirmung des SOL auch für Pedestal-Neutralen mit  $E \geq 1$  keV aus<sup>64</sup>.

Abb. 6.11 zeigt die Histogramme der relativen Häufigkeit von Energien, von auf die ers-

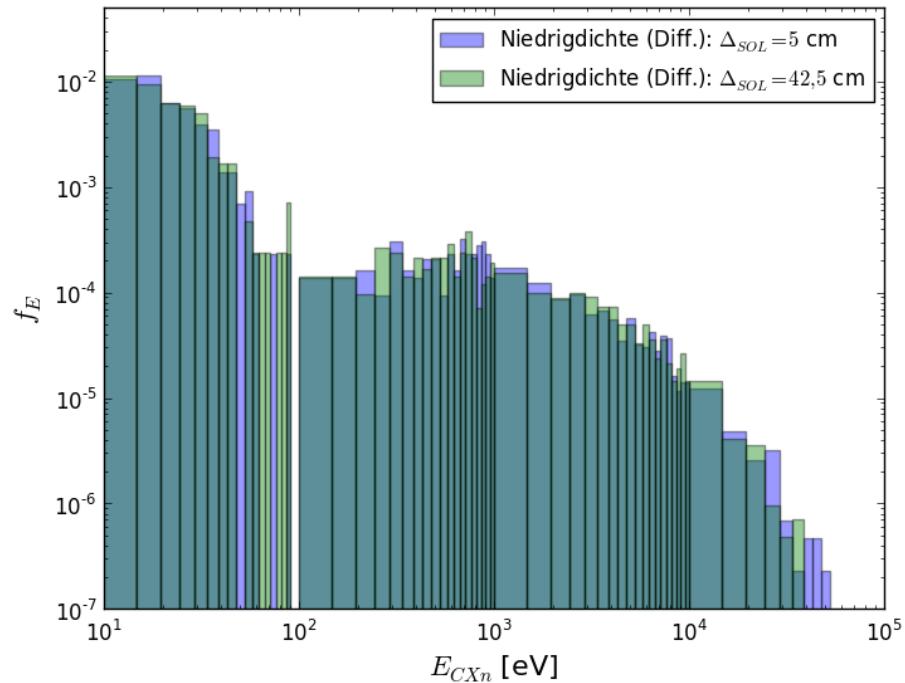


Abbildung 6.11.: Wahrscheinlichkeitsdichte  $f_E$  von auf die Wand aufprallenden Neutralen (D, T) im doppelt logarithmischen Histogrammplot; im Niedrigdichtefall geprägt durch diffusiven Transport.

te Wand prallenden Neutralen im Niedrigdichtefall, im Falle schwacher ( $\Delta_{SOL} = 5$  cm) sowie starker re-Abschirmung ( $\Delta_{SOL} = 42,5$  cm).

Die Energie-Verteilung der auf die Wand treffenden Neutralen war nahezu identisch, i.e. unabhängig vom Wandabstand  $\Delta_{SOL}$ .

Ganz anders stellte sich dies im Stellarator-Testfall dar, bei dem bereits Abb. 6.10 eine stetige Abnahme der Zerstäubung mit  $\Delta_{SOL}$  zeigte. Abb. 6.12 zeigt eine deutlich

<sup>64</sup>Die Bedingung  $\lambda_{mpCX} \leq \Delta_{SOL}$  (Gl. 6.2) für eine signifikante re-Abschirmung gegen keV-Pedestal-Neutralen, wurde typischerweise nur dann erfüllt, wenn für die mittlere Ionendichte im SOL  $n_i \geq 10^{19} \text{ m}^{-3}$  galt; siehe Abb. 6.6 und C.2.

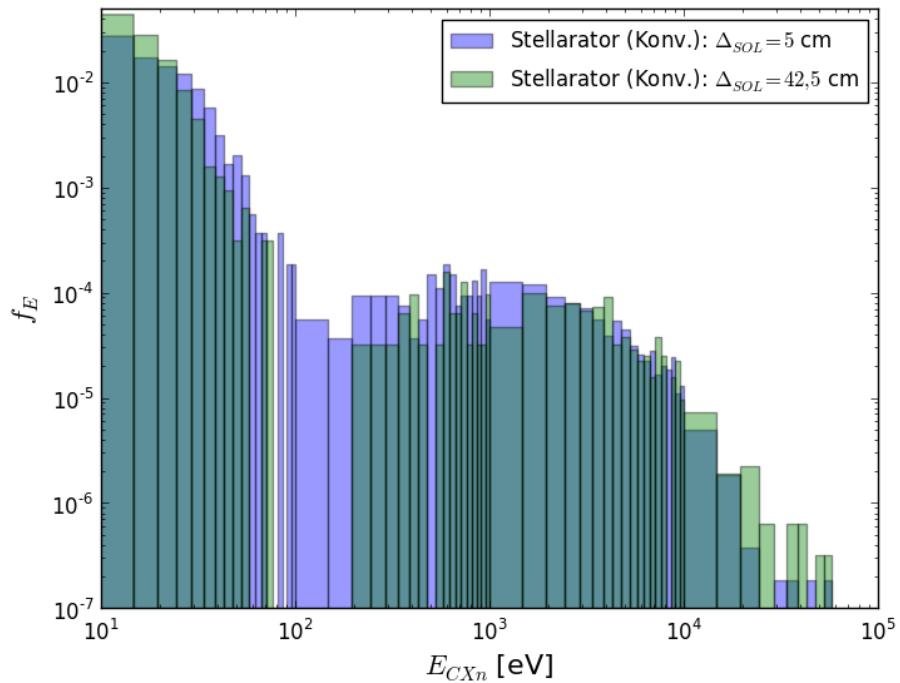


Abbildung 6.12.: Wahrscheinlichkeitsdichte  $f_E$  von auf die Wand aufprallenden Neutralen (D, T) im doppelten logarithmischen Histogrammplot; im Stellarator-Testfall geprägt durch konvektiven Transport, für  $\Delta_{SOL} = 5\text{ cm}$  sowie  $\Delta_{SOL} = 42,5\text{ cm}$ .

zu niedrigen Energien hin verschobene Wahrscheinlichkeitsverteilung für auf die Wand prallende Neutralteilchen (D,T).

Für  $\Delta_{SOL} = 42,5\text{ cm}$  trafen deutlich mehr Neutrale mit Energien  $E \leq 30\text{ eV}$  auf die erste Wand, während für nahezu sämtliche weitere Energieintervalle im Bereich  $E \leq 3\text{ keV}$ , für  $\Delta_{SOL} = 5\text{ cm}$ , deutlich mehr aufprallende Neutrale gezählt wurden. Insbesondere Neutrale mit Energien von  $E = 90 - 500\text{ eV}$ , konnten für  $\Delta_{SOL} = 42,5\text{ cm}$  stark bis teilweise vollständig abgeschirmt werden<sup>65</sup>.

Für  $E \geq 3\text{ keV}$  gab es keine systematischen Unterschiede zwischen den Fällen  $\Delta_{SOL} = 5\text{ bzw. }42,5\text{ cm}$ .

Abb. C.4 zeigt, dass zwischen den einzelnen Testfällen deutliche Unterchiede vorlagen. Der Anteil an aufprallenden Neutralen mit  $E \geq 1\text{ keV}$ ,

- variierte zwischen 0,4 % (Stellarator Testfall,  $\Delta_{SOL} = 42,5\text{ cm}$ , konvektiver Transport)
- und 9,4 % (Niedrigdichtefall,  $\Delta_{SOL} = 5\text{ cm}$ , diffusiver Transport),

i.e. dem 23,5-fachen.

1. Insbesondere die unterschiedlichen Pedestal-Temperaturen führten dazu, dass zwischen den drei Tokamak-Testfällen verschiedener Randschicht-Dichten, der Anteil an keV-Pedestal-Neutralen, beim Wechsel zum Fall der nächst-höheren Dichtelevel, um das  $\approx 1,7$ -fache reduziert wurde.
2. Beim Stellarator-Testfall konnte der Anteil der keV-Pedestal-Neutralen, durch den Schritt  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 42,5\text{ cm}$ , um das 4-fache reduziert werden.

Zweiteres war auf die höhere Dichte im Pedestal sowie SOL, und nicht der Pedestal-Temperatur zurückzuführen, da diese innerhalb des Stellarator-Testfalls (Vergleich beider Histogramme in Abb. 6.12) - anders als  $\Delta_{SOL}$  - konstant blieb.

### **Externer Brennstoffzufluss**

Ein möglichweise nachteiliger Effekt von erhöhten Wandabständen  $\Delta_{SOL}$  könnte die Zunahme des benötigten wandseitigen Zuflusses der externen Brennstoffzufuhr darstellen. Dies wäre insbesondere für ein Gaszufuhrsystem erwartet worden<sup>66</sup>.

Abb. 6.13 zeigt jedoch, dass in den Tokamak-Testfällen die Menge der externen Brennstoffzufuhr, im Rahmen der statistischen Fehler sowie abweichenden a priori geschätzten Transportstärken<sup>67</sup>, unabhängig vom mittleren Wandabstand  $\Delta_{SOL}$  war, da der Anteil

<sup>65</sup>Die re-Abschirmung im SOL geschah natürlich auch für Pedestal-Neutralen mit  $E \leq 90\text{ eV}$ . Diese setzten jedoch durch Umladungsstöße im kalten SOL Neutralen im selben Energiebereich frei, jedoch vorwiegend mit  $E \leq 30\text{ eV}$ .

<sup>66</sup>Ein solcher Effekt wäre einer verstärkten Senke durch Ionisation im verbreiterten SOL zuzuschreiben, welche auf Grund des vorgegebenen Temperaturprofils und der Modellannahmen, wodurch die Teilchenmenge im SOL insgesamt durch den parallelen Abtransport für einen breiteren SOL erhöht wurde, zustande käme.

<sup>67</sup>Siehe Anhang F.

## 6.6. Diskussion der Ergebnisse der PWW-Studien

des wandseitig durch gefrorene Pellets injizierten und im Kernplasma ionisierten Brennstoff, auf Grund der schwachen Dichteabhängigkeit der Ablationsraten, stets größer als 95,5 % war.

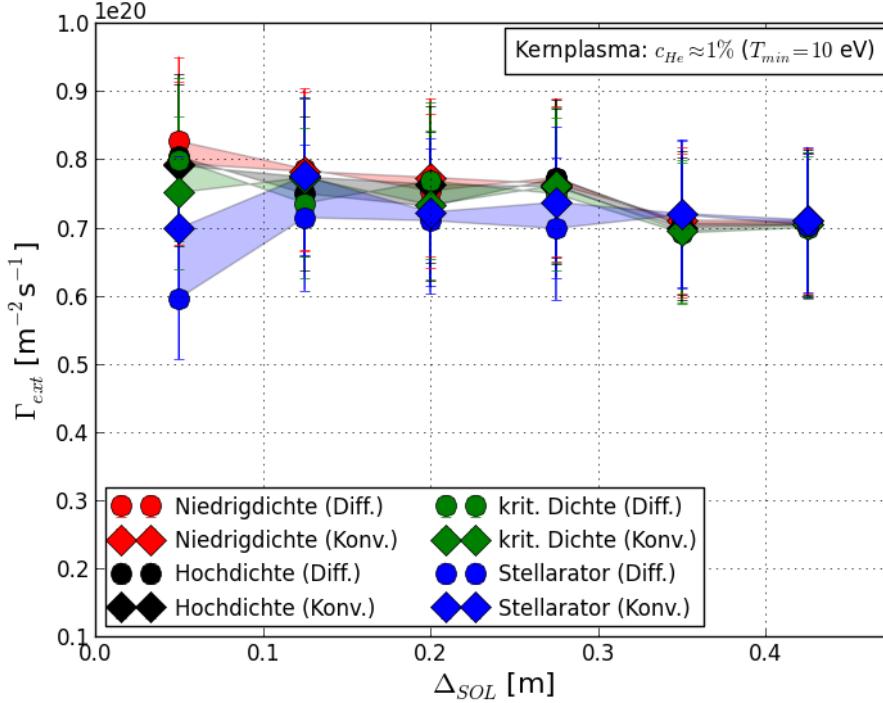


Abbildung 6.13.: Externer Brennstoffzufluss  $\Gamma_{ext}$  durch Pellet-Injektion Vs. mittlerer Wandabstand  $\Delta_{SOL}$ .

### Propmpte re-Deposition von erodiertem Wolfram

Abb. 6.14 zeigt den Anteil prompt re-deponierender, erodierter Wolfram-Atome<sup>69</sup>, als Funktion des Wandabstandes  $\Delta_{SOL}$ .

- Bei den Tokamak Testfällen lag dieser bei geringem Wandabstand ( $\Delta_{SOL} = 5 \text{ cm}$ ) bei  $1,7 \leq f_{dep} \leq 7\%$  (krit. Dichte-Fall, Niedrigdichtefall).
  - Der prompte re-Depositionsanteil fiel ab  $\Delta_{SOL} \geq 10 \text{ cm}$  in den Promille-Bereich, i.e. es existierte kein signifikanter Selbstheilungsmechanismus der

<sup>68</sup>Damit es zur prompten re-Deposition von erodierten Wolfram-Atomen kommt, muss gelten, dass die Wegstrecke bis zur Ionisation innerhalb des Gyrationsradius von einfach ionisiertem Wolfram liegt, i.e. im Mittel, dass  $\lambda_{mfp,z} \leq \rho_{GW}$  (siehe Kap. 3.2.7 und 3.4.3).

<sup>69</sup>Abschätzung der Größenordnung des Gyrationsradius  $\rho_{GW}$ : startet ein Wolfram-Atom aus dem Maximum einer Thompson-Verteilung, bei der die Erosion durch Deuterium-Projektil mit einer Energie von hundert Elektronenvolt hervorgerufen wurde (Abb. G.1), i.e. mit  $E = 5 \text{ eV}$  bzw.  $v \approx 2300 \text{ ms}^{-1}$ , dann gilt für den Gyrationsradius im Magnetfeld der Stärke  $B = 7 \text{ T}$ , unter der Annahme, dass die Ionisation durch einen elastischen Stoß hervorgerufen wurde, dass  $\rho_{GW} = m_{WV} \cdot (eB)^{-1} \approx 624 \mu\text{m}$ .

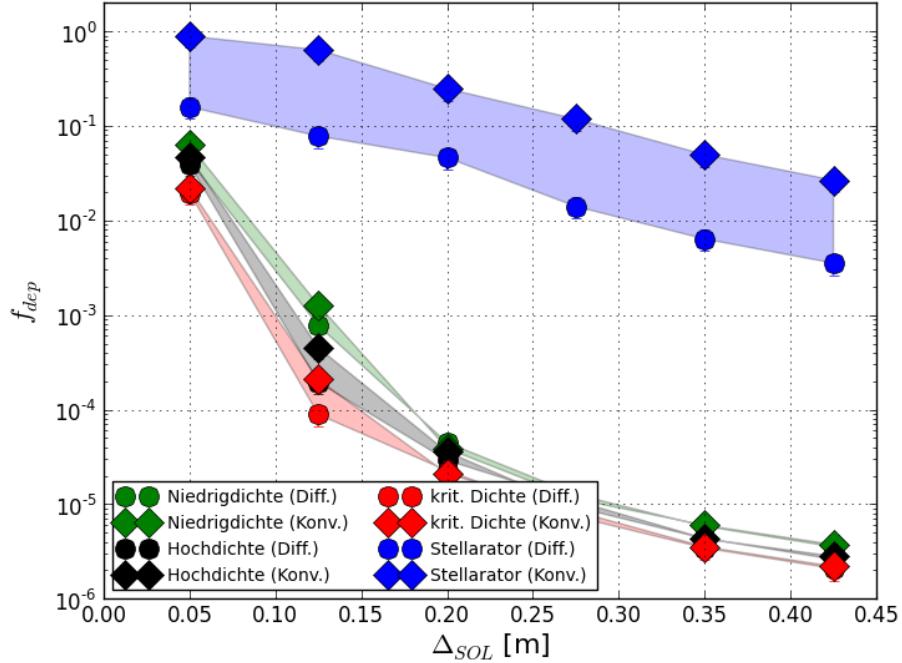


Abbildung 6.14.: Anteil prompter re-Deposition<sup>68</sup>  $f_{dep}$  Vs. mittlerer Wandabstand  $\Delta_{SOL}$ ; gerechnet mit CELLSOR ERO (s. Kap. 4.4.3, Gl. 4.63 - 4.64).

ersten Wand mehr.

- Dies erklärt das Sättigungsverhalten der globalen Netto-Erosionsraten (Abb. 6.8) ab  $\Delta_{SOL} \geq 10$  cm.
2. Im Stellarator-Testfall mit konvektivem Transport, führte die Ausbildung einer breiten *Dichte-Schulter* bis dicht vor die Wand hingegen dazu, dass insbesondere für kleine Wandabstände  $\Delta_{SOL} \leq 12,5$  cm nahezu sämtliche primär erodierten Wolframatome prompt re-deponierten ( $0,98 \geq f_{dep} \geq 0,7$ ).
- Dieser Anteil konnte ab  $\Delta_{SOL} \geq 28$  cm auf  $f_{dep} \leq 0,1$  reduziert werden.
3. Im Stellarator-Testfall mit diffusivem Transport war  $f_{dep} = 0,16$  bei  $\Delta_{SOL} = 5$  cm.

Punkt 2. erklärt den in Abb. 6.8 beobachteten Trend, dass die globale Netto-Erosionsrate im konvektiven Transportfall des Stellarator-Testfalls, zunächst für wachsendes  $\Delta_{SOL}$  entgegen der anderen Testfälle - leicht zunahm. Dies geschah, da die Selbstheilung der ersten Wand durch prompte re-Deposition, zunächst verringert wurde.

### Schadenskanäle der Bruttoerosion

Zur Darstellung der Schadensbeiträge (der Zerstörung) durch

1. in der Debye-Schicht auf die erste Wand beschleunigte Ionen (D,T,He,N,W),

## 6.6. Diskussion der Ergebnisse der PWW-Studien

2. im Pedestal umgeladene Neutrale des Wandrecyclings (mutmaßlich relevant bei geringen Wandabständen  $\Delta_{SOL}$ ),
3. im Pedestal umgeladene Neutrale der externen Brennstoffzufuhr,

wurde die kumulierte Bruttoerosion nach diesen drei Schadenskanälen aufgeteilt.

Abb. 6.15 zeigt für den Stellarator-Testfall, dass für geringe Wandabstände  $\Delta_{SOL} =$

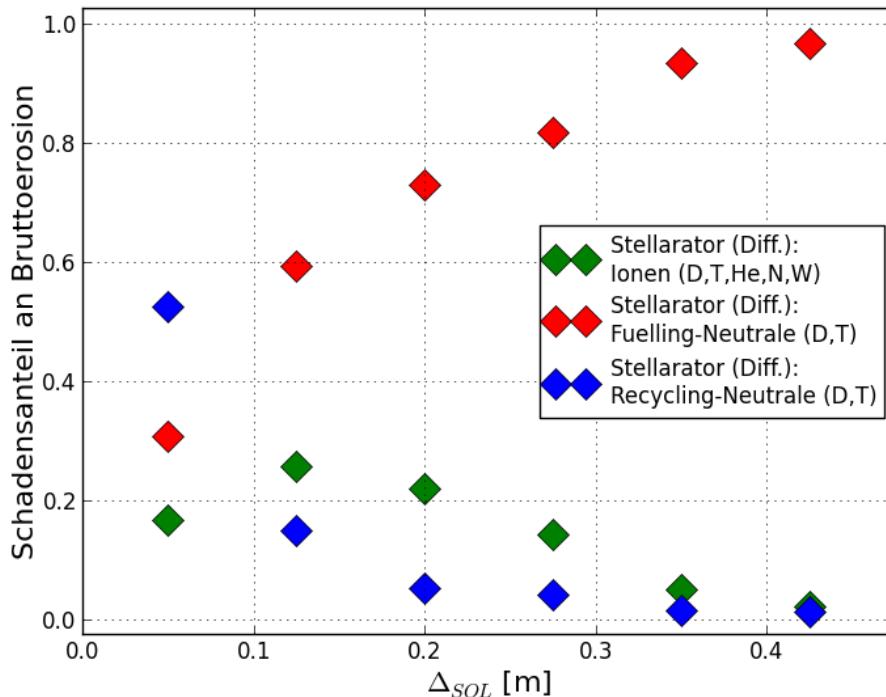


Abbildung 6.15.: Schadenskanäle nach relativen Anteilen im Stellarator-Testfall mit difusivem (Senkrecht-)Transport<sup>70</sup>.

5 cm, sowohl der Ionenfluss auf die erste Wand (17 %), als auch das betragsgleiche Wandrecycling (52 %, durch aus dem Pedestal zurückkehrende Neutrale), zusammen für 69 % der globalen Bruttoerosion der ersten Wand verantwortlich sind.

Bereits ab einer Vergrößerung des Wandabstandes von  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 10$  cm, lässt sich jedoch der Ionen- sowie Recyclingfluss derart reduzieren, dass die Hälfte der Bruttoerosion der externen Brennstoffzufuhr zuzuschreiben ist<sup>71</sup>.

Bei  $\Delta_{SOL} = 28$  cm ist der Schaden durch Neutrale der Brennstoffzufuhr mit relativen 81 % des Gesamtschadens mehr als vier mal so hoch, wie der kumulierte Schaden durch

<sup>70</sup>Eine Darstellung der Schadenskanäle für konvektiv geprägten Transport ist sehr ähnlich zu den Ergebnissen in Abb. 6.15.

<sup>71</sup>Auf Grund des Erhalts der Fusionsleistung und Helium-Konzentration des Kernplasmas ist diese nahezu konstant in  $\Delta_{SOL}$ , da die Ablationsmenge der wandseitig startenden Pellets auch für  $\Delta_{SOL} = 42,5$  cm zu > 94 % innerhalb der Separatrix stattfindet.

Ionen und Recyclingsneutrale, wodurch sich das quasi-sättigende Verhalten der Netto-Erosionsrate in Abb. 6.8 erklären lässt.

Abb. 6.16 zeigt im Kontrast zu Abb. 6.15 die relativen Anteile der Bruttoerosion nach

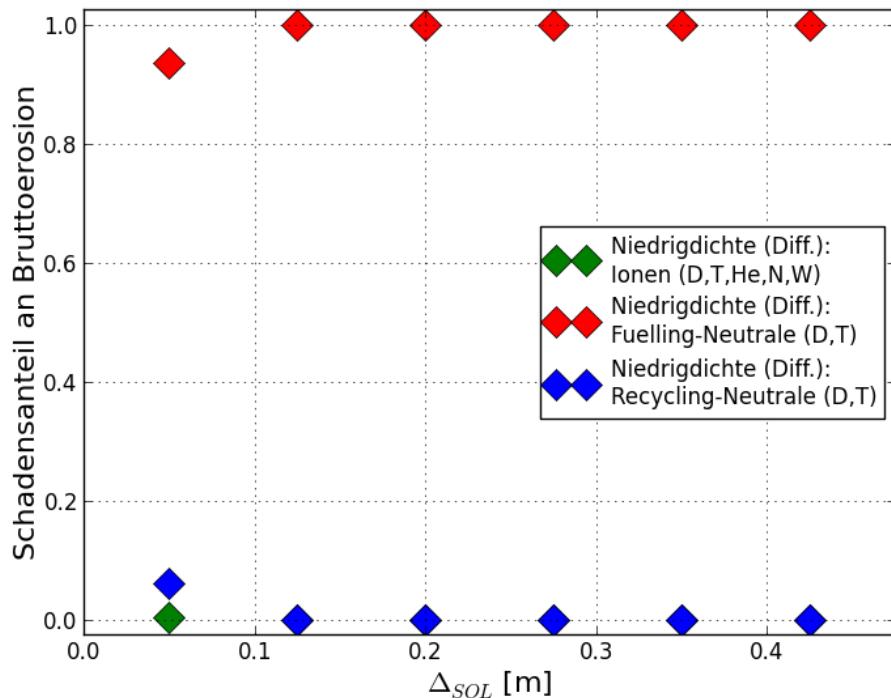


Abbildung 6.16.: Schadenskanäle nach relativen Anteilen im Niedrigdichtefall mit diffusivem (Senkrecht-)Transport

Schadenskanälen exemplarisch für den Tokamak am diffusiven Niedrigdichtefall<sup>72</sup>. Selbst bei geringem Wandabstand  $\Delta_{SOL} = 5\text{cm}$  spielen das Wandrecycling sowie der aufprallende Ionenfluss für die Erosion kaum eine Rolle. Die Zerstäubung der ersten Wand ist hier bereits zu 93 % auf die Neutralen der ext. Brennstoffzufuhr zurückzuführen. Dies deckt sich mit dem geringen Einfluss des Parameters  $\Delta_{SOL}$  auf die globale Netto-Erosionsrate (Abb. 6.8).

### 6.6.3. Variation der Pellet-Größe im Niedrigdichtefall

Die Ergebnisse der globalen Erosionsstudien zeigen klar (Abb. 6.8), dass aus Sicht der Erosionsrate, i.e. der PWW im Hauptraum der Brennkammer, Plasma-Scenarios mit möglichst hoher Pedestal- und Separatrixdichte, sowie daraus resultierend auch möglichst niedriger Pedestal-Temperatur, zu Favorisieren sind.

Das Greenwald-Dichtelimit stellt jedoch eine empirische und nicht-exakte bzw. unscharfe Obergrenze der Pedestaldichte dar, welche insbesondere aus Sicht der Plasmakontrolle

<sup>72</sup>Der Hochdichte- sowie krit. Dichte-Testfall sind dem Niedrigdichtefall in den Ergebnissen dieser Auswertung sehr ähnlich.

## 6.6. Diskussion der Ergebnisse der PWW-Studien

bevorzugt mit einer Sicherheitsmarge unterschritten, denn überschritten werden sollte. Abb. 6.8 zeigte, dass der Niedrigdichte Fall, auf Grund des heißen Pedestals, höhere Netto-Erosionsraten aufwies, als die Tokamak-Testfälle mit höherer Pedestaldichte sowie niedrigerer -Temperatur.

Die Energieverteilung der Brennstoffneutralteilchen beim Wandaufprall, wird durch die Temperatur im Pedestal bestimmt. Zu Umladungsstößen kommt es vorwiegend durch Neutralteilchen, die im Zuge der externen Brennstoffzufuhr ins Kernplasma eingebracht werden. Durch Umladungsstöße induzieren diese die Freisetzung von hochenergetische Neutralteilchen (aus dem Ionenhintergrund).

Ein Ansatz um die Energieverteilung der im Pedestal geborenen Teilchen trotz des heißen Pedestals zu reduzieren, könnte sein, die Größe der injizierten Brennstoff-Pellets zu reduzieren, und dadurch das Maximum der Pellet-Ablation ins äußere Pedestal, hin zu niedrigeren Temperaturen zu verschieben.

Im Rahmen des entwickelten Modells wird die Größe des Pellets anti-proportional zur Injektions-Frequenz der Pellet-Kanone, sowie proportional zum Brennstoff-Ionisationsbedarf des Kernplasmas bestimmt. Abb. 6.17 zeigt die errechneten Ablationsprofile als Funkti-

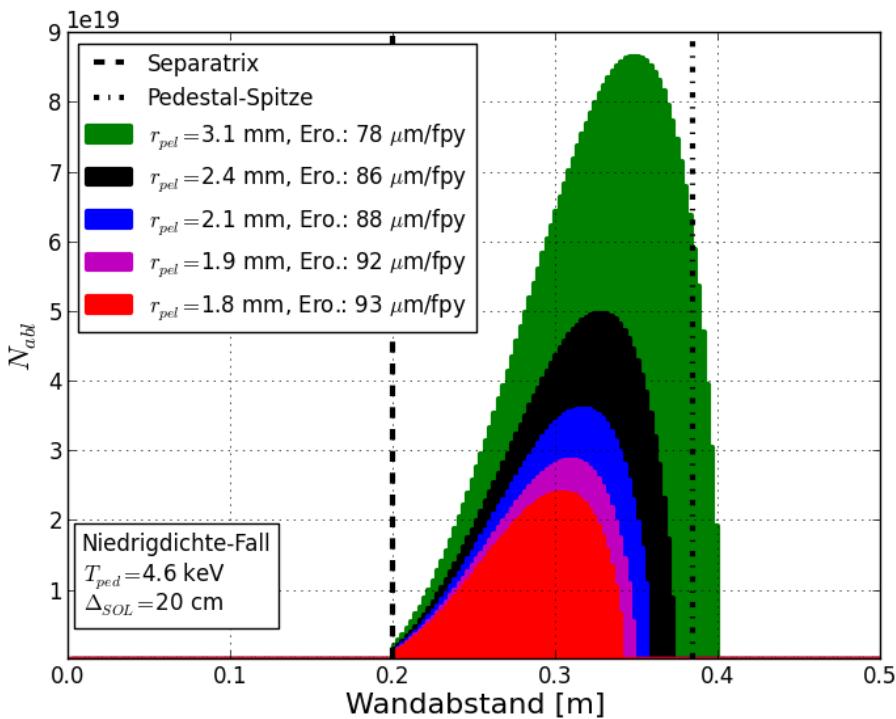


Abbildung 6.17.: Anzahl ablatierter Pellet-Moleküle als Funktion des Wandabstandes im Niedrigdichte Fall; variiert wurde der Pellet-Radius  $r_{pel}$  an Hand der Injektionsfrequent  $\nu_{pel}$ .

on des Wandabstandes  $\Delta_{SOL}$ , für verschiedene Pellet-Radien  $r_{pel}$ . Der Standardfall mit

$r_{pel} = 3,1 \text{ mm}$  entsprach einer Injektionsfrequenz von  $\nu_{pel} = 20 \text{ Hz}$ <sup>73</sup>.

Das Maximum der Ablation konnte zwar durch die injektion verkleinerter Pellets um bis zu 4 cm weiter in äußere und kältere Pedestalzonen verschoben werden, dies führte allerdings - statt zur Reduktion - zum Anstieg der Netto-Erosionsrate um  $15 \mu\text{m fpy}^{-1}$ . Auf Grund der durchlaufenen Kaskaden an Umladungsstößen vor dem Austritt aus dem heißen Kernplasma in den kalten SOL, reichte allein die Verlagerung der mittleren Ein-drifttiefen der injizierten Brennstoffpellets ins Kernplasma, welche durch Variationen des Pellet-Radius erfolgten, nicht aus, um die Erosionsraten im Niedrigdichtefall hinreichend zu reduzieren.

#### 6.6.4. Reduktion der Pedestal-Temperatur im Niedrigdichtefall

Ein Plasmascenario ähnlich zum Niedrigdichtefall der zuvor diskutierten Studien, könnte jedoch für DEMO1 hinsichtlich der PWW im Hauptraum der Brennkammer durch eine Verringerung des Pedestaldrucks und damit der Pedestal-Temperatur, optimiert werden. Ein Weg dies zu erreichen könnte darin bestehen, über das Plasma-*Shaping*, d.h. durch Verringern der Elongation  $\kappa$  sowie der Triangularität  $\delta$ , die Einschlussgüte (*Confinement*) bzw. die Leistungsdichte des Kernplasmas (*Core Performance*) herabzusetzen<sup>74</sup>. Dies würde zwar für eine konstante Fusionsleistung von  $P_{Fus} = 2 \text{ GW}$  dazu führen, dass die Brennkammern und Maschinen unterschiedlich groß wären, i.e. mit wachsendem Plasmaradius  $a$ , dies wäre jedoch für die Betrachtungen der Plasmarandschicht und des SOL weitestgehend irrelevant, und eher ein ökonomisches Problem.

Abb. 6.18 zeigt die errechnete Pedestal-Temperatur für Variationen von  $\kappa \cdot \delta$  im Niedrigdichtefall von DEMO1. Dabei wurden die Referenzwerte für die Elongation  $\kappa = 1,59$  sowie die Triangularität  $\delta = 0,33$  schrittweise auf  $\kappa = 1$  bzw.  $\delta = 0,1$  reduziert.

Auf Grund der Sensitivität der Pedestal-Druck-Skalierung mit diesen Parametern des Pedestal-Shapings, i.e.

$$p_{ped} \propto \frac{\kappa^{3,62}}{\left(\frac{1+\kappa^2}{2}\right)} (1+\delta)^{3,2} \quad (6.4)$$

würde dies hypothetisch - unter Ausklammerung weiterer Implikationen die daraus resultierten - eine Reduktion der Pedestal-Temperatur von  $T_{ped} = 4,6 \rightarrow 1,75 \text{ keV}$  ermöglichen. Dies bedeutet, dass es Design-technisch einen strategischen Lösungsansatz zum Schutz der ersten Wand auch dann gäbe, wenn sich das Greenwald-Limit zukünftig als scharfe Grenze erwiese.

---

<sup>73</sup> $r_{pel} = 1,8 \text{ mm}$  entsprach  $\nu_{pel} = 100 \text{ Hz}$ ; dazwischen: 40, 60, 80 Hz.

<sup>74</sup>Alternativ könnte ein schwächeres *Confinement* über eine Verringerung des getriebenen Plasmastroms  $I_p$  erreicht werden. Im Referenzfall beträgt dieser  $I_p = 19,6 \text{ MA}$ , in die Pedestal-Druck-Skalierung (IPB) geht der Plasmastrom mit quadratischer Potenz ein, i.e.  $p_{ped} \propto I_p^2$ .

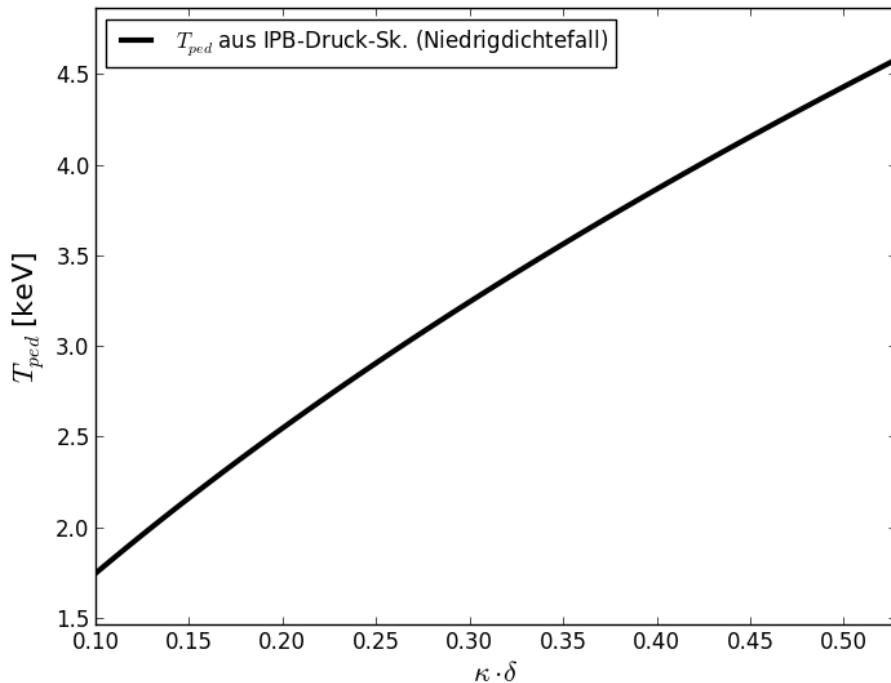


Abbildung 6.18.: Aus der Pedestal-Druck-Skalierung (IPB) resultierende Pedestal-Temperatur für Variationen von  $1 \leq \kappa \leq 1,59$  bzw.  $0,1 \leq \delta \leq 0,33$  von  $\kappa \cdot \delta$  im Niedrigdichtefall.

### Auswirkungen auf die Erosionsrate

Zum Studium der Auswirkungen auf die globale Erosionsrate wurde der Niedrigdichtefall erneut gerechnet, allerdings mit der Pedestal-Temperatur des kritischen Dichtefalls, i.e.  $T_{ped} = 3,1 \text{ keV}$  ( $\kappa = 1,3, \delta = 0,21$ ), was einem Pedestal-Druck von 37 kPa entspräche. Die Rechnungen wurden mit denselben Werten der Transportparameter  $D_\perp$  und  $v_\perp$  wie zuvor (Tab. 6.1) für diffusiven sowie konvektiven Transport wiederholt. Abb. 6.19 zeigt -

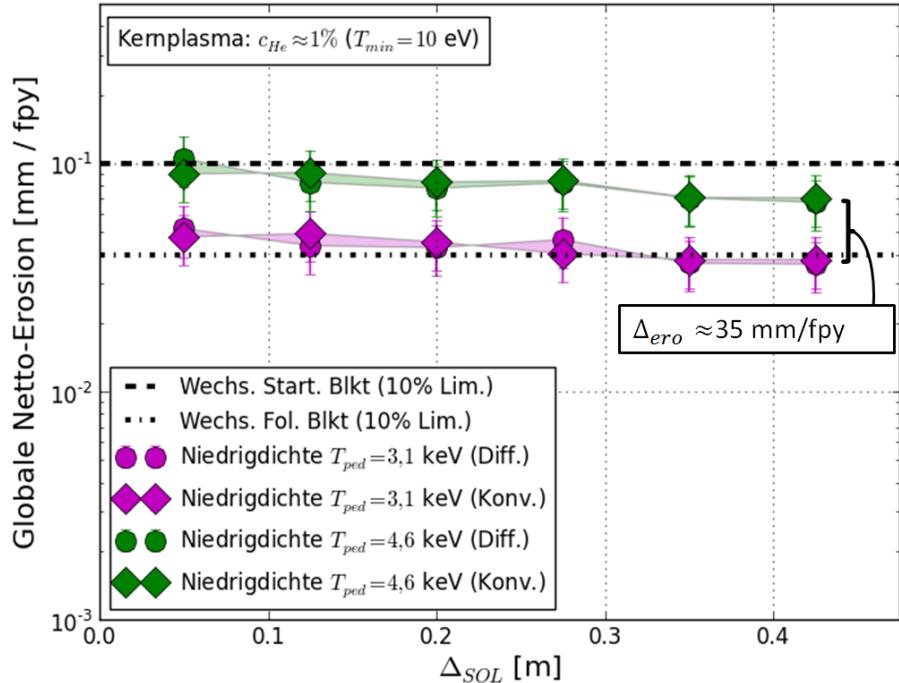


Abbildung 6.19.: Primäre global gemittelte Nettoerosionsrate Vs. mittlerer Wandabstand  $\Delta_{SOL}$ ; Niedrigdichtefall mit  $T_{ped} = 3,1 \text{ keV}$ , gerechnet mit CELLSOR und CELLSOR ERO.

analog zu Abb. 6.8 - die globale Nettoerosionsrate für verschiedene Wandabstände  $\Delta_{SOL}$  der Separatrix im Niedrigdichte-Fall mit  $T_{ped} = 4,6$  sowie 3,1 keV. Die Änderung der Netto-Erosionsrate lag - je nach Wandabstand  $\Delta_{SOL}$  - bei  $\Delta_{ero} \geq 35 \text{ mm fpy}^{-1}$ . Dabei zeigte der Niedrigdichtefall mit  $T_{ped} = 3,1 \text{ keV}$  gegenüber  $T_{ped} = 4,6 \text{ keV}$ , systematisch niedrigere Erosionsraten.

Bei einem Wandabstand von  $\Delta_{SOL} = 20 \text{ cm}$  könnte folglich, auf Grund der reduzierten Netto-Erosion, auch im Niedrigdichtefall die oberste Wolframschutzschicht (10 %) der ersten Wand, das vorgesehene Austauschintervall des Nachfolgeblankets (ca. 5 Vollbetriebsjahre) überdauern.

Ein Vergleich mit Abb. 6.8 zeigt aber auch, dass der krit. Dichtefall - trotz der identischen Pedestal-Temperatur von  $T_{ped} = 3,1 \text{ keV}$  -, bei  $\Delta_{SOL} = 20 \text{ cm}$ , eine um ca. 41 % niedrigere Netto-Erosionsrate aufwies. Dies dürfte sowohl an den niedrigeren Eindringtiefen in die heißen Pedestalzonen liegen, welche sich durch die höhere Pedestaldichte

ergeben, als auch an der stärkeren Fähigkeit zur re-Abschirmung des dichteren SOL im Separatrix-nahen Bereich.

### 6.6.5. Analyse der Abschirmung gegen Neutrale des Wandrecyclings

Neben der re-Abschirmung des SOL, spielte beim Stellarator-Testfall auch die Abschirmung des SOL gegen kalte Neutrale des Wandrecyclings, eine Rolle. Ist diese Abschirmung hoch, so wird - anders als beim *Fuelling* - beim Recycling die Anzahl an im Pedestal durch Ladungsaustauschstöße freigesetzten hochenergetischen Neutralen, entsprechend geringer. Das Wandrecycling ist daher ausschließlich bei geringen Wandabständen von Bedeutung.

Zur Diskussion der physikalischen Unterschiede der Neutralen-Abschirmungen beim Tokamak bzw. Stellarator, wurden folgende Testfälle ausgewählt:

1. der Niedrigdichtefall des Tokamaks mit Diffusion (schwache Abschirmung),
2. sowie der „Stellarator“-Fall mit Konvektion (starke Abschirmung).

### Ionendichte im SOL

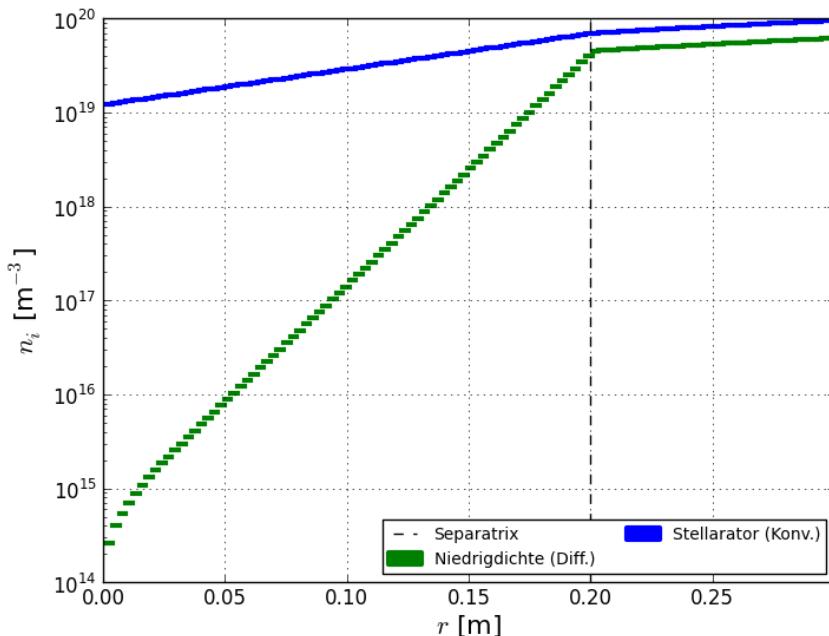


Abbildung 6.20.: Histogramme der errechneten Ionendichtheprofile der beiden exemplarisch ausgewählten Fälle für einen mittleren Wandabstand von  $\Delta_{SOL} = 20$  cm.

Abb. 6.20 zeigt die errechneten Ionendichten im SOL für einen mittleren Wandabstand von  $\Delta_{SOL} = 20$  cm. Insbesondere im kovektiven Stellarator-Testfall ist die Ausprägung

einer breiten *Dichte-Schulter* klar zu erkennen.

Für den rein durch Diffusion geprägten Transportfall, gilt im quellfreien Fall, dass die Abfalllänge  $\lambda_{n_i} \approx \sqrt{D_\perp \tau_\parallel}$  durch die Diffusionskonstante  $D_\perp$  (senkrecht zu den magn. Feldlinien) sowie die mittlere Zeitkonstante  $\tau_\parallel$  zum Abtransport (parallel zu den magn. Feldlinien) bestimmt wird. Für den Niedrigdichtefall mit Diffusion, i.e.  $D_\perp = 0,019 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  sowie  $\tau_\parallel \approx 16,3 \text{ ms}$ , folgt  $\lambda_{n_i} \approx 1,8 \text{ cm}$  (s. Niedrigdichtefalls, Abb. 6.20).

### Untersuchung der finalen Umladungspositionen nach Plasmabereichen

Zum Studium der Neutralen-Abschirmung des SOL, wurde räumlich, d.h. eindimensional in radialer Distanz von der ersten Wand im Hauptraum, untersucht, in welchen Plasmazonen Teilchen des Wandrecyclings letztmalig Umladungsstöße vollziehen, bevor sie erneut auf die erste Wand treffen und diese potentiell zerstäuben.

Die Auswertung erfolgt mit Hilfe von Histogramm-Grafiken, welche für jede der  $N$  Zellen aus der zu Grunde liegenden Monte Carlo Rechnung mit CELLSOR, die Häufigkeit von finalen Umladungsstößen pro Zellbreite darstellt. Dabei wurden die Zählungen normiert, d.h. für jede Zelle  $j$  aus  $N$  mit  $n_j = \Delta_{cell}^{-1} \sum_i w_i$  gezählten (über den Gewichtungsfaktor  $w_i$  eines final umgeladenen Teilchens  $i$ ) finalen Umladungsstößen, wird die normierte lokale Wahrscheinlichkeit für eine Umladung

$$f_{CX,j} = \frac{n_j}{\sum_{j=1}^N n_j} \quad (6.5)$$

ausgegeben, mit der Normierungsbedingung

$$\int_j dr f_{CX,j} = 1. \quad (6.6)$$

Abb. 6.21 zeigt die mit CELLSOR gerechneten Histogramme der radialen Wahrscheinlichkeitsverteilung, für finale Umladungsstöße vor dem Wandaufprall, exemplarisch für die beiden ausgewählten Testfälle mit starker bzw. schwacher Neutralen-Abschirmung, bei einem Wandabstand von  $\Delta_{SOL} = 20 \text{ cm}$ . Liegt der Peak im SOL im wandnahen Bereich, und ist der Peak im Separatrix-nahen Pedestal Bereich unterdrückt, so wird von starker-Abschirmung („Stellarator“, Konvektion) gesprochen. Bei umgekehrten Verhältnissen von schwacher Abschirmung (Niedrigdichte, Diffusion) gesprochen.

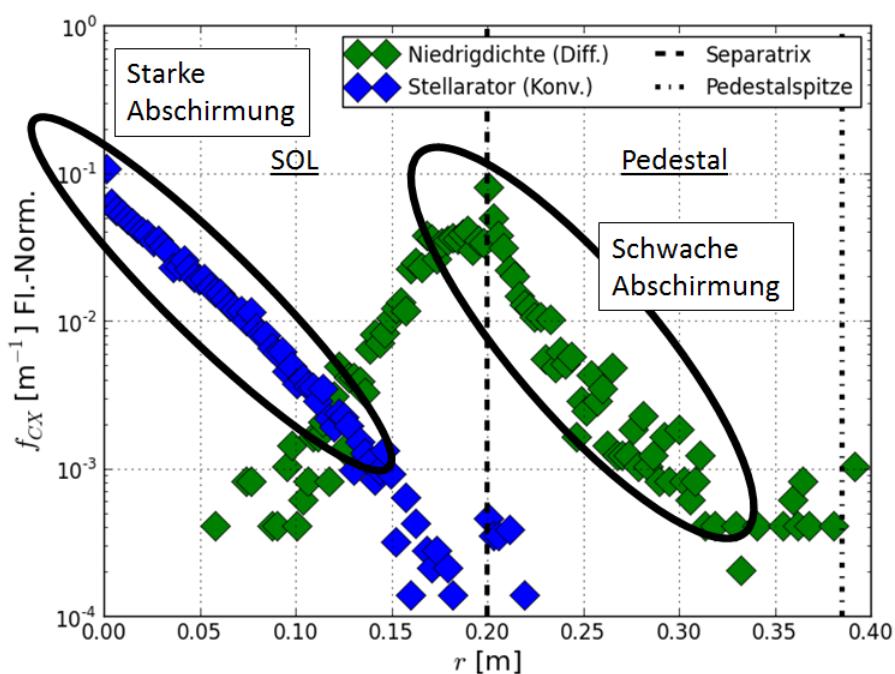


Abbildung 6.21.: Histogramme der radialen Wahrscheinlichkeitsverteilung für finale Umladungsstöße vor dem Wandaufprall; CELLSOR Rechnungen mit  $\Delta_{SOL} = 20 \text{ cm}$ .

### Faltung der Umladungspositionen mit den Zerstäubungsausbeuten beim Wandaufprall

Die Monte Carlo Rechnung erlaubt es, die in Abb. 6.21 gewonnenen Informationen über die Umladungswahrscheinlichkeiten nach Plasmabereichen, in eine Verteilung des radialen Schädigungspotenzials - nach Plasmabereichen - zu übersetzen. Dazu merkt CELLSOR für jedes Testteilchen nicht nur die Position der letzten Umladung mit Hintergrundionen vor dem Wandaufprall, sondern faltet diese Information beim Wandaufprall mit der errechneten Energie- und Winkelabhängigen Zerstäubungsausbeute<sup>75</sup>  $Y_{CX,i}(E, \theta)$  eines Teilchens  $i$ . Es wird also eine lokale mittlere Zerstäubungsausbeute  $Y_{loc}$  für jede Zelle  $j$  in CELLSOR gebildet:

$$Y_{loc,j} = f_{CX,j} \cdot \bar{Y}_{CX,j}, \quad (6.7)$$

mit

$$\bar{Y}_{CX,j} = \sum_i Y_{CX,i}. \quad (6.8)$$

Die relative Zerstäubungsstärke  $Y_{rel}$  eines Testfalls entspricht dann der Fläche unter

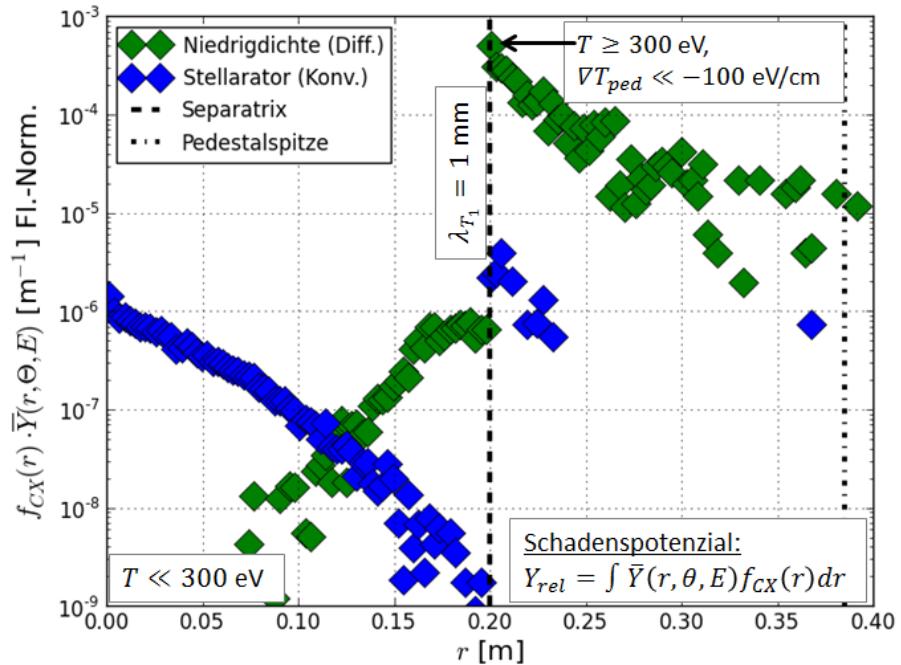


Abbildung 6.22.: Lokale Zerstäubungswahrscheinlichkeiten für final umgeladene Neutralteilchen, die auf die Wand fliegen; CELLSOR Rechnungen mit  $\Delta_{SOL} = 20$  cm.

der jeweiligen Kurve in Abb. 6.22, i.e.  $Y_{rel} = \int dr Y_{loc}(r)$ .

---

<sup>75</sup>Dabei fliesst implizit die Plasmatemperatur der letzten Umladungsposition in die Bewertung mit ein, da jene die Energie des freigelassenen Neutralteilchens bestimmt.

## 6.7. Schlussfolgerungen für DEMO1

Abb. 6.22 zeigt nun - auf Grund des Einflusses der Ionen-Temperatur des Hintergrundplasmas - im Gegensatz zu Abb. 6.21 eine klare vertikale Separation der Datenpunkte an der Separatrix. Dieser Sprung liegt daran, dass das Plasma von der Separatrix ( $T_{sep} = 300\text{ eV}$ ) in den SOL, mit einer Abfalllänge von  $\lambda_{T_1} = 1\text{ mm}$  auf  $\leq 10\text{ eV}$  abkühlt, während die Temperatur innerhalb des Pedestals mit Gradienten mit  $\nabla T \ll -100\text{ eV/cm}$  rapide auf mehrere keV anwächst. Konsequenter Weise ist das Schädigungspotenzial  $f_{CX}$  von umgeladenen Neutralteilchen im heißen Pedestal wesentlich höher, als im kälteren SOL.

## 6.7. Schlussfolgerungen für DEMO1

Die Ergebnisse der PWW-Studien für den Hauptraum der Brennkammer von DEMO1, lassen sich mit einigen markanten Schlussfolgerungen zusammenfassen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Fall-Studien durchgeführt (Kap. 6), zur Bewertung der mittleren globalen Netto-Erosion, welche im Hauptraum der Brennkammer von DEMO1<sup>76</sup>, auf Grund der Plasma-Wand-Wechselwirkung auftritt.

Die Auswertung der Ergebnisse erlaubt wesentliche *Schlussfolgerungen*, welche teilweise für die weitere Ausarbeitung<sup>77</sup> des Desings von DEMO1, insbesondere der Parameter der Plasmarandschicht, relevant sein könnten.

### 6.7.1. Druck im Randschicht-Pedestal bestimmt die Stärke der Wand-Zerstäubung

Die erste Schlussfolgerung lautet:

1. Die globale Netto-Erosion der ersten Wand im Hauptraum der Brennkammer, wird bei Tokamaks der Größe und Leistung eines DEMO1, sowie einem Pellet-Injektionssystem zur Brennstoffzufuhr, nahezu vollständig durch den Verlauf der Dichte- sowie Temperatur des Randschichtpedestals des Kernplasmas bestimmt (Tab. 6.1, Abb. 6.8).

Dies war nach den Studien von Behrisch et al. kein vollständig überraschendes Ergebnis [10]. Diese ergaben für ITER - anders als bei kleineren Tokamaks mit leicht-metallischen Wänden und geringer Fusionsleistung -, dass die Zerstäubung der ersten Wand durch Neutralteilchen, nicht mehr gegenüber der Zerstäubung durch aufprallende Ionen, vernachlässigbar klein sein würde.

Dennoch wurde vorab zu den Studien dieser Arbeit, den Parametern der Abschälschicht (SOL), sowie dem Wandrecycling und der Schädigung durch Verunreinigungsionen, eine stärkere Wirkung zugeschrieben, als beobachtet.

<sup>76</sup>Maschinen-Parameter (s. Kap. 3.5) in Anlehnung an das europäisches Baseline-Konzept eines gepulsten Demonstrationskraftwerks (DEMO1) auf Basis von thermonuklearer Kernfusionstechnologie (mit magnetischem Plasmaeinschluss), mit einer Fusionsleistung von  $P_{Fus} = 2\text{ GW}$ .

<sup>77</sup>Die Frühdesign-Phase von DEMO1 endet im Jahr 2021.

2. Der Hauptmechanismus, der zur Zerstäubung der protektiven Wolfram-Schicht der ersten Wand führte, bestand aus der Zerstäubung durch mit Energien im Bereich tausender Elektronenvolt aufprallende Brennstoffneutralteilchen, welche aus dem Randschicht-Pedestal durch Ladungsaustauschstöße freigesetzt wurden.

Ladungsaustauschstöße ereigneten sich zwischen *kalten* Neutralteilchen und *heissen* Plasmaionen. Einige Prozent davon kehrten typischerweise mit Energien von mehreren tausend Elektronenvolt auf die erste Wand zurück (Energieverteilung des Niedrigdichtefalls, Abb. 6.11) und führten dort zur physikalischen Zerstäubung<sup>78</sup>.

### 6.7.2. Verunreinigungen und Wandrecycling mit schwachen Beiträgen zur Erosion

Erwartet wurde jedoch, dass die Beiträge der Zerstäubung, durch in der Debye-Schicht beschleunigte Ionen (D,T,He,N,W), sowie durch das Wandrecycling (D,T), insbesondere für magnetische Konfigurationen mit geringen mittleren Wandabständen<sup>79</sup>  $\Delta_{SOL}$  (der Separatrix), die Erosion an DEMO1 dominieren würden.

- Beim Tokamak-DEMO1 spielten die aufprallenden Ionen sowie recyclete Neutralen jedoch nur eine untergeordnete Rolle für die Erosion (zusammen mit max. 7 % des Gesamtschadens, bei  $\Delta_{SOL} \geq 5$  cm im Niedrigdichte fall; Abb. 6.16).
- Beim Stellarator-Testfall dagegen waren Ionen sowie recyclete Neutralen zunächst für 69 % des Gesamtschadens verantwortlich (für  $\Delta_{SOL} = 5$  cm). Ab  $\Delta_{SOL} \geq 10$  cm konnte deren Beitrag auf 50 % des Gesamtschadens reduziert werden; ab  $\Delta_{SOL} = 28$  cm sogar auf 20 % (Abb. 6.15).

Natürlich galt dies für ein fest vorgegebene Temperaturprofil im SOL (Abb. 6.4), i.e. für ein konkretes beschleunigendes Schichtpotenzial  $V_{sh}(T_e, T_i)$ . Selbst bei Temperaturen von  $T_e = T_i >> 10$  eV und  $\Delta_{SOL} = 5$  cm wären die Ionenbeiträge zum Gesamtschaden der ersten Wand, beim Tokamak, gegenüber der Schädigung durch hochenergetische Pedestal-Neutrale (D,T) vernachlässigbar klein.

### 6.7.3. Hauptbeitrag induziert durch die externe Brennstoffzufuhr

Die Ursache dafür liefert die Kernerkenntnis der durchgeföhrten Studien:

3. Bei einem Tokamak-DEMO1 mit einer Fusionsleistung von zwei Gigawatt, war der Beitrag der durch das *Fuelling* ins heiße Randschicht-Pedestal eingetragenen kalten Neutralen, für die dortige „Freisetzung“ heißer Neutraler durch Umladungsstöße, stets gegenüber dem Wandrecycling dominant (Abb. 6.16).

<sup>78</sup>Chemische Zerstäubung ist beim Plasmakontakt mit einer Wolframoberfläche vernachlässigbar.

<sup>79</sup>Durch die Konfiguration des mittleren Wandabstandes der Separatrix, kann prinzipiell der Ionenfluss auf sowie der Recyclingfluss von der ersten Wand, reguliert werden.

Die Konfiguration des mittleren Wandabstandes  $\Delta_{SOL}$  der Separatrix allein, erwies sich als ungeeigneter Parameter zum Schutz der ersten Wand, da weder die Flussreduktion  $\Gamma_\perp^+$  für aufprallende Ionen, als auch des betragsgleichen Wandrecyclings kalter Neutralteilchen, sensitiv auf die Wand-Erosionsraten war<sup>80</sup> (Abb. 6.8).

Beim Stellarator war dies, auf Grund der erhöhten mittleren Verbindungslänge zwischen der Separatrix an der oberen Mittelebene und den Divertor-Targets (Kap. 6.4), nicht der Fall, da der Transport senkrecht zu den magn. Feldlinien im SOL, gegenüber dem Verlustparameter  $\tau_{\parallel}$ , eine stärkere Wirkung entfachte.

#### 6.7.4. Natur des Senkrecht-Transports im SOL mit schwacher Erosionswirkung

4. Die Natur des Transportmechanismus senkrecht zu den magnetischen Feldlinien, i.e. durch Diffusion bzw. Konvektion, zeigte - in den Tokamak-Testfällen - keinen signifikanten Einfluss auf die erzielten Erosionsraten (Abb. 6.8).

Der Hauptunterschied zwischen diffusivem und konvektivem Transport, ist - in einer stationären d.h. zeitlich gemittelten Betrachtung - der Verlauf des Ionendichteprofils im SOL. Insbesondere im Falle konvektiven Transports wurde experimentell beobachtet<sup>81</sup>, dass sich eine breite „Dichte-Schulter“ bis dicht vor die Wand, ausbildete. Dieses Verhalten zeigte sich auch in den selbst-konsistent errechneten Ionendichteprofilen (analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung; Abb. 6.20).

#### 6.7.5. Fähigkeit zur re-Abschirmung des SOL gegen zurückkehrende Pedestal-Neutralen

Die Profilform der Ionendichte im SOL, beeinflusste zum einen die Fähigkeit zur re-Abschirmung  $Scr_b$  der Wand gegenüber - zurückkehrenden - heißen Pedestal-Neutralen<sup>82</sup>. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass die mittleren Zerstäubungsausbeuten  $Y_{CXn,ped}$  von auf die Wand prasselnden Pedestal-Neutralen, deutlich schwächer mit dem Wandabstand  $\Delta_{SOL}$  abnahmen (Abb. 6.10), als die Fähigkeit zur re-Abschirmung zunahm (Abb. 6.9). Eine weitere Analyse zeigte, dass der Anteil an wiederkehrenden Neutralen mit Energien oberhalb von tausend Elektronenvolt, auch bei hoher re-Abschirmung, nur schwach reduziert werden konnte (Abb. C.4).

<sup>80</sup>Auf Grund der hohen Fusionsleistung von zwei Gigawatt, gelangen - unabhängig vom Wandabstand durch das *Fuelling* (Flüsse des ext. Fuellings, s. Abb. 6.13) stets annähernd gleich viele Neutralteilchen ins heiße Randschicht-Pedestal (Ionenquelle des Kernplasmas) und führen zur Freisetzung schädigender Neutralteilchen mit Energien von bis zu mehreren tausend Elektronenvolt.

<sup>81</sup>Der konvektive Transportfall wurde beim Plasmabetrieb an JET [93, 24], COMPASS [24], Alcator C-MOD [87, 88, 93], D3D [93], JT-60 [93] und AUG [93, 111, 48, 24? ] beobachtet.

<sup>82</sup>In Kap. 6.6.5 wurde der Mechanismus der Neutralen-Abschirmung im Detail beleuchtet (s. Abb. 6.21, Abb. 6.22). Dabei wurden die finalen radialen Umladungspositionen vor dem Wandaufprall mit den erzielten Zerstäubungsausbeuten gefaltet und nach Plasmabereichen zerlegt.

5. Selbst beim Tokamak-Testfall mit „kritischer Dichte“, i.e.  $n_{ped} = 1,15 n_{GW}$  und  $n_{sep} = 1,5 n_{det}$ , konnte der Anteil an aufprallenden Pedestal-Neutralen mit Energien oberhalb von tausend Elektronenvolt, durch eine Vergrößerung des Wandabstandes  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 42,5$  cm, nicht hinreichend reduziert werden (Abb. C.4), um als geeigneter Design-Parameter zum Schutze der Wand eingeordnet zu werden (Abb. 6.8).

Dies war zu beobachten, obwohl die re-Opazität für zurückkehrende Pedestal-Neutralen, bei  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 42,5$  cm, um  $op_b = 0,35 \rightarrow 10^{-4}$  reduziert werden konnte (Abb. C.3). Ferner zeigte sich, dass selbst im Falle hoher Dichten und großer Wandabstände, die re-Abschirmung gegen die wenigen „schädigenden“ der Pedestal-Neutralen (mit  $E_{kin} \geq 1$  keV), ungenügend war (Abb. 6.9, 6.10).

Beim Stellarator-Testfall war dies anders. Hier reichten die Dichtalevel im SOL aus, um auch die hochenergetischen Neutralen re-abzuschirmen (Abb. 6.12, Abb. C.4). Dabei zeigte sich eine stetige Reduktion sowohl der re-Opazität (Abb. C.3), als auch der Zerstäubungsausbeuten durch Pedestal-Neutralen beim Wandaufprall (Abb. 6.10).

#### **6.7.6. Selbstheilung der ersten Wand durch prompte re-Deposition von erodiertem Wolfram**

Eine weitere Besonderheit des Stellarator-Testfalls zeigte sich in der „Selbstheilung“ der Bruttoerosion durch prompte re-Deposition (s. Kap. 3.4.3).

6. Die *Selbstheilung* durch prompte re-Deposition von erodierten Wolfram-Atomen (im Hauptraum), war in sämtlichen simulierten Tokamak-Testfällen, stets  $f_{dep} \leq 0,07^{83}$  (Abb. 6.14).  
Beim Stellarator dagegen betrug diese, im konvektiven Transportfall, bis zu  $f_{dep} = 0,89$  (bei  $\Delta_{SOL} = 5$  cm).

Beim konvektiven Senkrechttransport des Stellarators, führte die Ausbreitung der „Dichteschulter“ im Ionendichteprofil des SOL, zu Ionisationswegstrecken von erodierten Wolframatenen, welche innerhalb des ersten Gyratronsradius lagen, und damit zur starken „Selbstheilung“ durch prompte re-Deposition (Abb. 6.14).

- Für  $\Delta_{SOL} < 10$  cm, lag der prompte re-Depositionsanteil bei  $f_{dep} \gg 0,8$ .
- Ab  $\Delta_{SOL} \geq 28$  cm konnte dieser auf  $f_{dep} \leq 0,1$  reduziert werden.
  - Im diffusiven Transportfall genügten dazu  $\Delta_{SOL} \geq 10$  cm.

#### **6.7.7. Netto-Erosionsrate Vs. Pedestal-Temperatur und -Dichte**

Beim Tokamak wurde die Nettoerosion nahezu vollständig durch die Energieverteilung der schädigenden Pedestal-Neutralteilchen bestimmt. Diese wurde wiederum über die Pedestal-Temperatur sowie -Dichte bestimmt.

---

<sup>83</sup>Dies fiel bei der Betrachtung der Netto-Erosionsraten (Abb. 6.8) nicht ins Gewicht.

- Die Dichte regulierte die Eindringtiefen innerhalb des Pedestals (die Temperaturgradienten an DEMO1 waren für die verschiedenen Testfälle stets  $\nabla T_{ped} << -100 \text{ eV cm}^{-1}$ ).
- Die Temperatur und vorrangig ihr Gradient, bestimmten gemeinsam mit den Eindringtiefen die Energieverteilung von durch Umladungsstöße „freigesetzte“ Pedestal-Neutrale.

7. Die Netto-Erosionsrate einer Wolfram-Wand beim Tokamak, verhielt sich proportional zur Pedestal-Temperatur und anti-proportional zur Pedestal-Dichte (Tab. 6.1, Abb. 6.8).

Eine Konfiguration der Randschicht-Parameter sollte dazu führen, dass der aus den berechneten Netto-Erosionsraten resultierende Abtrag der obersten 10 % der protektiven Wolfram-Beschichtung der ersten Wand (im Hauptraum der Brennkammer), eine *Lebensdauer* ermöglichte, welche größer wäre, als die Zeitspanne der vorgesehenen Austauschintervalle<sup>84</sup> für das Starter- bzw. Nachfolgeblankets.

### 6.7.8. Bewertung der Testfälle verschiedener Randschicht-Parameter

8. Die mittlere globale Netto-Erosionsrate variierte beim
- Niedrigdichte-Testfall: von  $100 \rightarrow 68 \mu\text{m fpy}^{-1}$  für  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 42,5 \text{ cm}$ ,
  - Hochdichte-Testfall: von  $58 \rightarrow 38 \mu\text{m fpy}^{-1}$  für  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 35 \text{ cm}$ ,
  - krit. Dichte-Testfall: von  $29 \rightarrow 22 \mu\text{m fpy}^{-1}$  für  $\Delta_{SOL} = 12,5 \rightarrow 42,5 \text{ cm}$ ,
  - Stellarator-Testfall: von  $32 \rightarrow 3 \mu\text{m fpy}^{-1}$  für  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 42,5 \text{ cm}$ .

Die maximal tolerierbare Erosionsrate betrug für das Starter-Blanket  $100 \mu\text{m fpy}^{-1}$  und für das Nachfolgeblanket  $40 \mu\text{m fpy}^{-1}$ . Der Niedrigdichte-Fall würde zum Betrieb des Nachfolgeblankets nicht ausreichen.

Beim Hochdichte-Fall wäre dies - unter Berücksichtigung der stat. Fehler der CELLSOR-Rechnungen - ab einem Wandabstand von  $\Delta_{SOL} \geq 20 \text{ cm}$  möglich.

Der krit. Dichte- sowie Stellarator-Testfall wären - für sämtliche  $\Delta_{SOL}$  - auch für den Betrieb des Nachfolgeblankets ausreichend.

### 6.7.9. Optimierung des Niedrigdichtefalls durch Reduktion der Einschlussgüte im Kernplasma

Eine Möglichkeit zur Optimierung der Erosionsrate im Niedrigdichte-Fall könnte sein, die Einschlussgüte im Kernplasma gezielt zu reduzieren. Dies könnte sowohl über das Plasma-*Shaping* (Abweichungen vom poloidalem Kreisquerschnitt), als auch über den getriebenen Plasmastrom erfolgen.

<sup>84</sup>In der europäischen Roadmap Horizon 2020 [128] wurde festgeschrieben, dass der Austausch des Starter- bzw. Nachfolgeblankets nach einer kumulierten Neutronenschädigung von 20 bzw. 50 dpa (*displacements per atom*) erfolgen sollte. Dies entspricht bei einer Fusionsleistung von zwei Gigawatt, zwei bzw. fünf Vollbetriebsjahren (s. Kap. 3.4.4).

9. Durch Variationen des Plasma-*Shapings*, i.e. der Elongation  $\kappa = 1,59 \rightarrow 1,3$  sowie der Triangularität  $\delta = 0,33 \rightarrow 0,21$ , könnte der Pedestaldruck zu  $p_{ped} = 54,5 \rightarrow 37 \text{ kPa}$  reduziert werden<sup>85</sup>. Damit ließe sich auch der Niedrigdichtefall mit einer Pedestaltemperatur analog zum krit. Dichtefall betreiben, i.e.  $T_{ped} = 4,6 \rightarrow 3,1 \text{ keV}$  (Abb. 6.18).

Mit reduzierter Pedestal-Temperatur zeigte der Niedrigdichtefall die erwartete Reduktion der mittleren globalen Netto-Erosionsrate.

10. Mit einer Pedestal-Temperatur von 3100 Elektronenvolt, nahm die Netto-Erosionsrate beim Niedrigdichtefall nun Werte zwischen  $52 \rightarrow 36 \mu\text{m fpy}^{-1}$  an, für  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 42,5 \text{ cm}$ .

Dies würde ab  $\Delta_{SOL} \geq 20 \text{ cm}$ , den Betrieb des Nachfolgeblankets an DEMO1 im Niedrigdichtefall, bis zum vorgesehenen Austausch, ermöglichen.

### 6.7.10. Notwendigkeit eines Pellet-Injektionssystems für DEMO1

Eine letzte ergänzende - wenn auch zu erwartende - Schlussfolgerung ist:

11. Die externe Brennstoffzufuhr zeigte sich ausschließlich im Falle eines Injektionssystems gefrorerner Pellets, als für DEMO1 geeignet<sup>86</sup>.

Vergleichsrechnungen, zwischen Gaszufuhr und Pellet-Injektion, ergaben im Niedrigdichtefall (Pedestal-Dichte bei 85 % der Greenwald-Dichte) bei einer Helium-Konzentration im Kernplasma von einem Prozent und einem mittleren Wandabstand von zwanzig Zentimetern (Kap. 6.3):

- Gaszufuhr (bei 800 Kelvin): 33,6 % des in die Brennkammer eingeblasenen Brenngases gelangten ins Kernplasma und wurden dort ionisiert.
- Pellet-Injektion (mit 1000 Meter pro Sekunde und 20 Hertz): 95,5 % des in die Brennkammer injizierten Pellet-Brennstoffs wurden im Kernplasma ablatiert und ionisiert.
  - Bei der Gaszufuhr wurde ein „*Beipass*“ an Tritium-Atomen mit der Rate  $1,34 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-1}$  abgepumpt, ohne das diese zuvor das Kernplasma erreichten.
  - Bei der Pellet-Injektion war diese um das 41,8-fache niedriger.
    - \* Allein der radioaktive Zerfall des auf diese Weise abgepumpten Tritiums, welcher während der Verweilzeit in der Tritium-Anlage stattfände, würde die benötigte Tritium-Brutrate
      - im Falle der Gaszufuhr um  $\Delta_{TBR} \leq 1,6 \%$ ,

<sup>85</sup>Laut dem in der ITER Physics Basis [34] publizierten Multi-Maschinen-Skalierungsgesetz für den Druck an der Pedestal-Spitze; s. Kap. 3.2.8.

<sup>86</sup>Sämtliche Schlussfolgerungen beziehen sich daher auf Rechnungen mit externer Brennstoffzufuhr durch Pellet-Injektion.

## *6.7. Schlussfolgerungen für DEMO1*

- und bei der Pellet-Injektion um  $\Delta_{TBR} \leq 0,038\%$  (vernachlässigbar) erhöhen.
- \* Das Gaszufuhr-System würde daher die Möglichkeiten der Installation von Plasmadiagnostiken verringern, da weniger Oberflächenanteil für Port Plugs zur Verfügung stünde.



# Kapitel 7.

## Zusammenfassung

Mit CELLSOR wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Code zur Berechnung der Neutralteilchenkinetik sowie der Zerstäubung der ersten Wand im Hauptaum der Brennkammer eines Fusionsreaktors entwickelt. Eine entscheidende Anforderung bei der Entwicklung von CELLSOR bestand darin, einen für die Integration in die System-Modellierung passenden Detailgrad der Modellierung zu finden, der die spezifischen Erfordernisse der Modellierung von DEMO1 erfüllt.

CELLSOR ermöglicht die stationäre Berechnung der Zerstäubung, welche durch das Aufprallen von Brennstoff-Neutralen (Deuterium- und Tritiumatome) im Anschluss an deren Freisetzung durch Ladungs-Austausch-Stöße (CX-Stöße) in heißen Plasma-Bereichen hervorgerufen wird. Dies ist die Hauptursache für die Zerstäubung von Wandmaterial. Plasmaentladungen im Tokamak mit gutem Energieeinschluss haben typischerweise ein heißes Randschicht-Pedestal. Auf Grund dessen werden nach CX-Stößen vermehrt hochenergetische Neutral-Teilchen freigesetzt. Die externe Brennstoffzufuhr durch Gasinjektion oder Pellets verstärkt diesen Effekt, während der gute Teilchen-Einschluss im Kernplasma den Ionen-Transport über die Separatrix sowie auf die erste Wand reduziert. Das Resultat dieser Prozesse sind relativ niedrige Flüsse von in der Debye-Schicht auf die erste Wand beschleunigten Ionen sowie relativ hohe Flüsse hochenergetischer CX-Neutralteilchen.

Der Code CELLSOR wurde vollständig in der Programmiersprache *Python2.7* geschrieben, unter Verwendung von *Cython* (Kompilierung in *C*), *Numerical Python*, *Scientific Python* und weiteren Bibliotheken aus *Python(x,y)*. Dieser löst 1d kinetische Gleichungen im 7d Phasenraum (Ort  $\vec{p}$ , Impuls  $\vec{v}$ , Teilchenzustand  $i$ ), i.e. im 3d kartesischen Torus mit einer 1d Plasma-Beschreibung sowie Modellierung der physikalischen Wechselwirkungen. Die berechneten Atom-Plasma-Wechselwirkungen umfassen Ionisationsstöße mit Plasma-Elektronen sowie CX-Stöße mit Plasma-Ionen. Bei den Molekül-Plasma-Wechselwirkungen werden insgesamt sechs Dissoziations- sowie Ionisationskanäle modelliert.

Zur Berechnung der energie- und winkelabhängigen Zerstäubungs-Ausbeuten für Wolfram, bei dessen Beschuss mit Deuterium- und Tritium-Atomen, wurde die Eigenschaft der Isotropie der Flugrichtungen, von nach CX-Stößen freigesetzten Neutralen, ausgenutzt. EIRENE, das Standard-Werkzeug zur Modellierung des ITER-Divertors, erlaubt dies zwar auch, die Kombination aus beschleunigter vereinfachter Rechnung in 1d bei gleichzeitiger Simulation poloidaler und toroidaler Krümmungs-Effekte, ist jedoch eine besondere Eigenschaft des CELLSOR-Codes.

## Kapitel 7. Zusammenfassung

Der Code CELLSOR wurde mit EIRENE verglichen. Dazu wurden mit beiden Codes Benchmark-Rechnungen eines ITER- sowie eines DEMO-Testfalls durchgeführt. Der Vergleich mit EIRENE führte im Rahmen des statistischen Fehlers der Rechnungen zu übereinstimmenden Energien der Neutralen beim Wandaufprall, sowie zur Übereinstimmung der linien gemittelten Neutralgas-Dichten im SOL. Dabei wurden zunächst den freigesetzten Neutralteilchen monoenergetische Energien zugewiesen.

Das Gros der Ionen in den heißen Plasmazonen folgt allerdings einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Die Wahrscheinlichkeit eines CX-Stoßes hängt für ein atomares Teilchen von dessen Relativgeschwindigkeit zu den Plasma-Ionen ab. Ergo ergibt sich für die Geschwindigkeiten der freigesetzten CX-Neutralen eine spezielle Verteilung, welche nach einem Algorithmus von Cupini *et al.* in CELLSOR übernommen wurde. Unter Verwendung dieser Verteilung wurde - im Vergleich zur monoenergetischen Energiezuweisung nach CX-Stoßen - ein deutlicher Anstieg der mittleren Energien beim Wandaufprall um nahezu fünfzig Prozent (DEMO-Testfall) beobachtet. Dies demonstriert die Bedeutung der Verwendung einer korrekten Geschwindigkeitsverteilung.

Eine Erweiterung von CELLSOR zur Modellierung DEMO-relevanter Verhältnisse, stellt die Entwicklung eines Ablationsmodells für gefrorene Brennstoff-Pellets dar. Bei EIRENE besteht die Teilchen-Quelle entweder aus dem Wand-Recycling oder der Gaszufuhr durch ein Ventil. Das in CELLSOR eingebaute Ablations-Modell erlaubt darüber hinaus die Modellierung der Brennstoffzufuhr durch wandseitige Injektion gefrorener Brennstoff-Pellets. Das Pellet-Modell basiert auf einem von Garzotti *et al.* aufgestellten Skalierungs-Gesetz für die Pellet-Ablation in Maxwell'schen Plasmen.

Zur Berechnung der Zerstäubung von Wandmaterial durch Ionen wurde ein vereinfachtes 0d Schicht-Approx- imations-Modell entwickelt und in CELLSOR integriert. Ionen werden in der Brennkammer im wandnahen Plasma in einer elektrischen Raumladungs-Zone (*Debye-Schicht*) zur Wand beschleunigt. Im Modell werden die an DEMO1 auftretenden Ionen-Spezies behandelt, Deuterium und Tritium (Brennstoff), Helium (Fusions-Asche), Stickstoff / Krypton / Xenon (*Seeding Gas*) sowie Wolfram (erodiertes Wandmaterial). Zur Berechnung der prompten Re-Deposition von erodiertem Wandmaterial, sowie der Selbstzerstäubung durch nach einem wandnahen Ionisationsstoß auf die erste Wand zurückkehrende Wolfram-Teilchen, wurde die Erweiterung CELLSOR ERO entwickelt. Die Erosion wird mit CELLSOR berechnet. Für die Startenergien der erodierten Wolframatome wird eine zum Auslösepjektil passende Thompson-Verteilung verwendet.

Zur Bestimmung der Erosionsraten und zur Skalierung der Zerstäubungsausbeuten einer Wolfram-Wand durch aufprallende Ionen und Atome, wurde ein Formalismus zur Bestimmung der Teilchenfluss-Dichten entwickelt. Dazu wurde im Rahmen eines Fluid-modells in 1,5d, ein Algorithmus zur analytischen Lösung der Kontinuitätsgleichung innerhalb der *Abschälschicht* (SOL), i.e. der Randregion offener magnetischer Feldlinien, entwickelt. Das Ionen-Dichte-Profil im SOL sowie die auf die Wand strömende Flussdichte wurden auf diese Weise selbst-konsistent berechnet. Dazu wurde ein iteratives Kopplungsverfahren zwischen den Lösungen im Fluid- (Kontinuitätsgleichung) und Kinetik-Modell (Monte Carlo) entwickelt.

Neben der Lösung der Kontinuitätsgleichung im SOL wurde ein weiteres Modell zur Gewährleistung der Teilchenzahlerhaltung zwischen Kernplasma und dem SOL entwi-

ckelt. Dazu wurde das Ionisations-Profil des extern zugeführten Brennstoffs mit CELLSOR berechnet und auf die im Kernplasma für eine vorgeschriebene Fusionsleistung sowie Verunreinigungskonzentration an Helium benötigte Quellrate skaliert. Aus dieser Rechnung wurde der benötigte wandseitige Zufluss der externen Brennstoffzufuhr abgeleitet. Eine solche Skalierung des *Fuelling*-Zuflusses wird genau dann benötigt, wenn die Zerstäubung vorwiegend durch CX-Neutrale aus den heißen Rand-Zonen des Kern-Plasmas freigesetzt werden. Genau dies wird für DEMO1 erwartet. Diese Erweiterung von CELLSOR geht über die typische Modellierung hinaus, da in den meisten Modellen ausschließlich CX-Neutrale, welche durch CX-Stöße zwischen heißen Plasma-Ionen und Atomen des Wand-Recyclings freigesetzt werden, behandelt werden.

Das Temperaturprofil im SOL wurde nach einem Multi-Maschinen-Skalierungsgesetz von Eich *et al.* anhand der Parameter des *Baseline Scenarios* für DEMO1 vorgegeben. Als Ausblick für weitere Verbesserungen am Modell könnten die Lösungen der Kontinuitätsgleichung im SOL im Fluidbild, um eine selbst-konsistente Lösung der Energiebilanzgleichung erweitert werden. Die berechnete Zerstäubung durch auf die Wand prallende CX-Neutrale dürfte dadurch allerdings kaum verändert werden, da die hohen Energien durch Umladungsstöße im heißen Pedestal entstehen, sodass kleinere Änderungen der lokalen Temperaturen im SOL nur geringe Auswirkungen auf die dortigen freien Wegstrecken für atomare Wechselwirkungsprozesse hätten. Auch Erweiterungen um Rauigkeiteffekte der ersten Wand sowie ein statistisches Modell zur verbesserten Beschreibung des konvektiven Transports im SOL, erscheinen denkbar. Dazu müsste allerdings die Frage, ob die Auswirkungen auf die Erosionsraten ausreichend groß wären, um den erheblich gesteigerten Rechenbedarf zu rechtfertigen, positiv beantwortet werden.

Ein wesentliches Ziel der Arbeit bestand darin, eine für DEMO1 passende Konfiguration der Plasma-Randschicht ausfindig zu machen sowie ein Kriterium für *akzeptable* Netto-Erosionsraten aufzustellen. Als Kriterium für eine tolerierbare Erosions-Rate der protektiven Wolfram-Schicht wurde gefordert, dass höchstens zehn Prozent der Schicht bis zu den in der europäischen Roadmap *Horizon 2020* für Fusionsstrom vorgesehenen Austausch-Zeitpunkten abgetragen werden. Dies entspricht einer Netto-Erosions-Rate von weniger als 100 (Starter-Blanket) bzw. 40  $\mu\text{m}$  (Nachfolge-Blanket) Mykrometern der Wolframschicht pro Vollbetriebsjahr.

Zur Untersuchung der Auswirkungen der Randschicht-Parameter auf die Erosions-Rate wurden Fall-Studien für unterschiedliche Parameter der Plasma-Randschicht aufgesetzt. Diese deckten den Bereich von Pedestaldichten ab, die bei 85% (Niedrigdichtefall), 100% (Hochdichtefall) und 115% (krit. Dichtefall) der empirischen Greenwald-Dichtegrenze lagen. Zusätzlich zu den Tokamak-Testfällen wurde zudem ein Stellarator-Fall definiert, mit einer Pedestaldichte von 130 % der (fiktiven) Greenwald-Dichte. Eine Greenwald-Dichtegrenze gibt es am Stellarator nicht, daher wären hier theoretisch auch noch höhere Dichten möglich gewesen. Die relative Schrittweite der Pedestaldichten wurde für eine bessere Vergleichbarkeit äquidistant (15 %) gewählt.

Zur Berücksichtigung der stärkeren Bedeutung des Wandrecyclings am Stellarator, sowie des in seiner Wirkung stärkeren Transports senkrecht zu den magnetischen Feldlinien im SOL, wurde die mittlere Verbindungslänge entlang der magnetischen Feldlinien zum Divertor, gegenüber einem Tokamak analoger Größe und Plasmaform, verzehnfacht. Dies

## Kapitel 7. Zusammenfassung

entspricht der effektiven Verbindungs-Länge zu den Targets der Insel-Divertoren. Die verschiedenen Dichte-Level in der Randschicht führten bei den Tokamak-Testfällen im Rahmen des verwendeten Skalierungs-Gesetzes, zu unterschiedlichen Pedestal- Temperaturen sowie -Drücken. Diese variierten zwischen 4,6keV und 4,6keV vom Niedrigdichte-zum krit. Dichtefall. Die Separatrix-Dichten und Transportparameter wurden ferner so gewählt, dass für die betrachteten Testfälle, für jeden zu untersuchenden mittleren Wandabstand der Separatrix, identische Teilchenflüsse über die Separatrix folgten. Dadurch waren für jeden Testfall die Brennstoff-Quellraten im Kernplasma sowie die Flüsse der externen Brennstoffzufuhr möglichst identisch; ein wichtiger Aspekt für die Vergleichbarkeit der berechneten Erosionsraten.

Am Beispiel des Niedrigdichte-Falls wurde gezeigt, dass eine wandseitige Brennstoff-Zufuhr durch Gaseinlass-Ventile für DEMO1 ungeeignet wäre, da im Vergleich zur Pellet-Injektion ein erhöhter Anteil des Brennstoffs ohne erreichen des Kernplasmas abgepumpt würde. Dies führte zu radioaktiven Zerfallsverlusten in der Aufbereitungsanlage, welche die benötigte Tritium-Brutrate (TBR) des Reaktors um 1,6 % erhöhten, was wiederum den ohnehin bereits extrem eingeschränkten Wandanteil, der für Plasma-Diagnostiken und -Aktuatoren zur Verfügung stünde, weiter einschränken würde. Bei Pellet-Injektion ergaben sich keine Auswirkungen auf die TBR. Die Erosionsstudien wurden daher mit dem für DEMO1 relevanten Pellet-Injektions-Modell gerechnet.

Die Berechnungen zeigen, dass die Variation der Neutralen Abschirmung stets durch eine Überlagerung aus zwei Effekten bestimmt wird. Zum Einen aus den unterschiedlichen Energieverteilungen der aus dem Pedestal freigesetzten heißen Neutralen (Temperatureffekt), sowie zum Anderen aus den unterschiedlichen freien Wegstrecken für Ionisations- sowie CX-Stöße (Dichtheffekt).

Für die Tokamak-Testfälle konnte gezeigt werden, dass die Netto-Erosionsrate deutlich stärker durch die Auswahl der Pedestal-Parameter, als durch die Wahl des mittleren Wandabstands (der Separatrix) oder des Transportmechanismus beeinflusst wurde.

Es wurde gezeigt, dass im SOL mittlere Elektronendichten oberhalb von  $10^{19}$  Teilchen pro Kubikmeter benötigt würden, um die Wand gegen Pedestal-Neutrale mit Energien von mehr als 1000 eV abzuschirmen. Dies konnte nur beim Stellarator-Testfall erreicht werden, weil hier höhere SOL-Dichten vorliegen als beim Tokamak. Ab Wandabständen von mehr als zehn Zentimetern wurde das Wandrecycling (und die aufprallenden Ionen) auch beim Stellarator so weit abgeschwächt, dass mindestens die Hälfte der Bruttoerosion den Neutralen der externen Brennstoffzufuhr zuzuschreiben war. Dagegen war beim Tokamak der Beitrag der externen Brennstoffzufuhr zur Erosion für sämtliche Konfigurationen dominant.

Anders als die Tokamak-Testfälle, zeigte der Stellarator-Testfall große Unterschiede der Nettoerosion zwischen diffusivem und konvektivem Senkrecht-Transport im SOL, für schrittweise vergrößerte Wandabstände. Bei diffusivem Transport führte eine Vergrößerung des Wandabstandes zur stetigen Reduktion der netto Erosion, während diese beim konvektiven Transport zunächst minimal war und dann anstieg. Als Ursache für dieses Verhalten konnte die Selbstheilung der geschädigten ersten Wand durch prompte Re-Deposition ausgemacht werden. Der Anteil an prompt Re-Deponierenden erodierten Wolfram-Atomen lag im konvektiven Stellarator-Testfall bei geringen Wandabständen

bei etwa neunzig Prozent. Bei diffusivem Transport sowie in den Tokamak-Testfällen lag dagegen selbst bei einem Wandabstand von fünf Zentimetern bereits keine signifikante Selbstheilung der Wand vor.

Für DEMO1 konnte gezeigt werden, dass der kritische Dichtefall zu favorisieren wäre. Bei einem Wandabstand von zwanzig Zentimetern würden netto im Mittel circa  $25 \mu\text{m}$  der protektiven Wolframschicht pro Jahr abgetragen. Damit würden 63% der protektiven Wolfram-Schicht bis zum vorgesehenen Austauschintervall des Starter- sowie Nachfolgeblankets abgetragen. Der Hochdichtefall könnte ab Wandabständen von zwanzig Zentimetern - im Rahmen der statistischen Fehler der CELLSOR-Rechnungen - ausreichen, um die Lebensdauerziele des Nachfolgeblankets zu erreichen.

Für einen sicheren und disruptionsfreien Plasmabetrieb sollte für DEMO1 allerdings generell der Betrieb bei Pedestaldichten unterhalb des Greenwald-Dichtelimits anvisiert werden. Es konnte gezeigt werden, dass beim Niedrigdichtefall, i.e. Pedestal- gleich 85 % der Greenwalddichte, dies nur für das Starter-Blanket ausreichen würde. Die berechnete Netto-Erosionsrate lag hier bei  $80 \mu\text{m}$  Wolfram pro Vollbetriebsjahr. Der Stellarator-Testfall zeigte bei diesem Wandabstand die besten Erosionsraten mit deutlich weniger als  $10 \mu\text{m}$  Wolfram pro Vollbetriebsjahr.

Auch für den Niedrigdichte-Fall konnte gezeigt werden, dass eine Reduktion auf *akzeptable* Erosions-Raten möglich wäre. Dazu müsste DEMO1 gegenüber dem aktuellen *Baseline Scenario* allerdings bei verringriger Einschlussgüte des Kernplasmas betrieben werden. Ein verringrigerer Pedestal-Druck dürfte zu einer günstigeren Energieverteilung der CX-Neutralen aus dem Pedestal führen. Praktisch könnte dies sowohl über eine Reduktion des getriebenen Plasmastroms, als auch über das *Shaping*, i.e. eine magnetische Konfiguration, welche zu einer vertikal weniger elongierten Plasmaform führt, erreicht werden. Für DEMO1 wurde ein - gegenüber dem *Baseline Scenario* - optimierter Satz an *Shaping*-Parametern vorgeschlagen. Unter Verwendung des Multimaschinen-Skalierungsgesetz des Pedestal-Drucks der *ITER Physics Basis* wurde gezeigt, dass eine Reduktion des Pedestal-Drucks von  $54\text{kPa}$  auf  $37\text{kPa}$  genügte, um auch im Niedrigdichte-Fall *akzeptable* netto Erosionsraten unterhalb von  $40 \mu\text{m}$  der Wolframschicht pro Vollbetriebsjahr zu erreichen.

Mit CELLSOR und den Erweiterungen wurde erfolgreich ein Modell zur effizienten Berechnung der stationären global gemittelten Netto-Erosion eines Tokamaks entwickelt. Dabei gelang es wichtige für die Modellierung von DEMO1 relevante Erweiterungen einzubauen. Dieses Modell wird für die Vorhersage der Untersuchungen der netto Erosionsraten an DEMO1 ein entscheidendes Werkzeug sein.

## Anhang A.

### Tritium-Bedarf eines Kernfusionskraftwerks

Der jährliche Tritium-Bedarf eines Kernfusionskraftwerks lässt sich leicht abschätzen. Abhängig von der geforderten Fusionsleistung  $P_{Fus}$ , die durch DT-Fusion im Kernplasma erzeugt werden soll, wird die Fusionsrate

$$\Phi_{DT} = \frac{P_{Fus}}{\Delta E_{DT}}, \quad (\text{A.1})$$

mit  $P_{Fus}$  in W und  $\Delta E_{DT} = 17,6 \text{ MeV} \approx 2,898 \cdot 10^{-12}$  benötigt. Bei jedem Fusionsergebnis geschieht die Umwandlung  $D + T \rightarrow n + {}^4He$ , d.h. geht dem System ein Tritium-Kern verloren. Für ein Kraftwerk mit  $P_{Fus} = 2 \text{ GW}_{th}$  folgt also, dass  $\Phi_{DT} = 7,09 \cdot 10^{20}$  DT-Fusionsereignisse / Sekunde voneinander sind. Ein vollständiges Betriebsjahr (engl.: *full power year*, kurz: fpy) besteht aus

$$t_{fpy} = 365 \text{ d} \cdot 24 \text{ h} \cdot 60 \text{ min} \cdot 60 \text{ s} = 3,15 \cdot 10^7 \text{ s}, \quad (\text{A.2})$$

d.h. es werden  $t_{fpy} \cdot \Phi_{DT} = 2,24 \cdot 10^{28}$  verbrannte Tritium-Kerne pro Betriebsjahr benötigt. Ein Tritiumkern besteht aus einem Proton und zwei Neutronen, das bedeutet seine Masse ist

$$m_T = 2m_n + m_p = 2 \cdot 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg} + 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 5,022 \cdot 10^{-27} \text{ kg}. \quad (\text{A.3})$$

Folglich werden pro Betriebsjahr  $2,24 \cdot 10^{28} \cdot 5,022 \cdot 10^{-27} \text{ kg T} \approx 112 \text{ kg T}$  benötigt. Als leicht zu merkende Faustformel kann dies zu 56 kg T pro Gigawatt Fusionsleistung und Betriebsjahr abgespeichert werden.

*Anhang A. Tritium-Bedarf eines Kernfusionskraftwerks*

## Anhang B.

### Zeitliche Entwicklung des Fusionsprodukts

Eine der wichtigsten Kenngrößen auf dem Weg zu einem Tokamak mit positiver Energiebilanz, ist das Tripelprodukt (auch Fusionsprodukt)  $nT\tau_E$  aus Dichte, Temperatur und Energieeinschlusszeit. Abb. B.1 zeigt die Entwicklung des Fusionsprodukts sowie

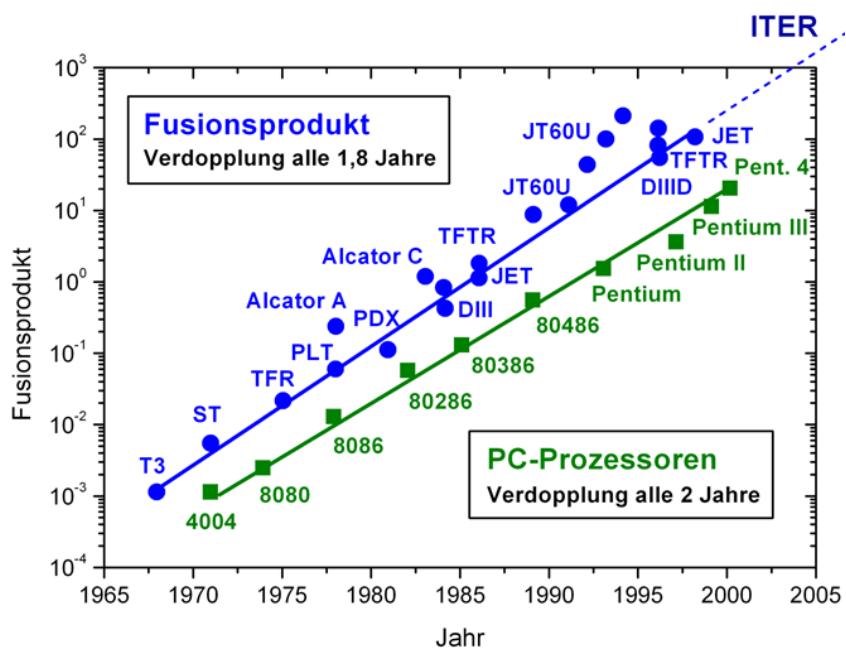


Abbildung B.1.: Entwicklung des Tripelprodukts  $nT\tau_E$  sowie der Rechenleistung von Computerchips über 5 Jahrzehnte.

der Rechenleistung von Computerchips von 1965 bis 2000.

*Anhang B. Zeitliche Entwicklung des Fusionsprodukts*

## Anhang C.

# Ergänzungen zu den PWW-Studien

An dieser Stelle werden Ergänzungen zu den PWW-Studien (Kap. 6) diskutiert.

### C.1. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Brennstoffionisation

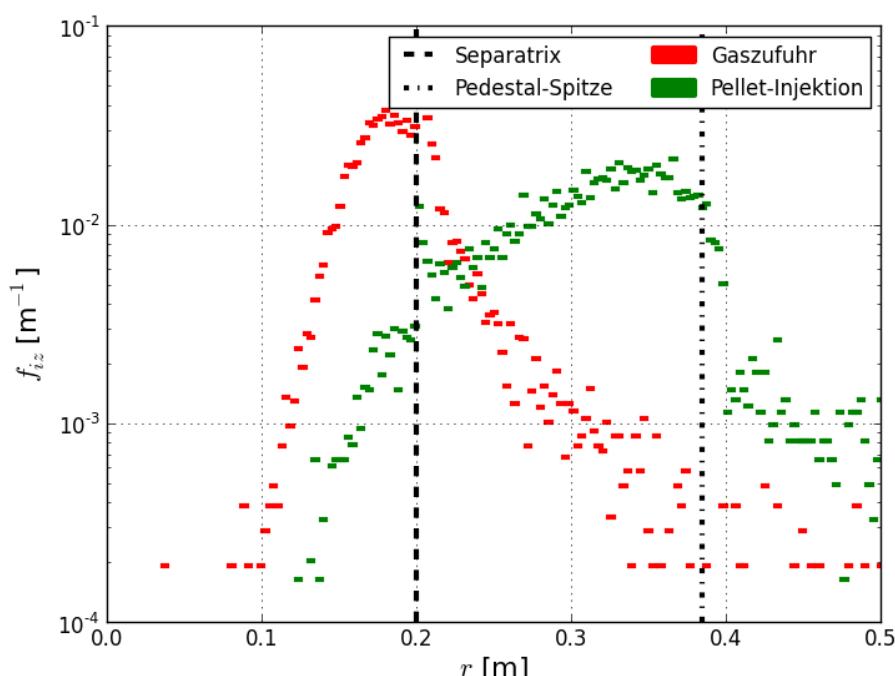


Abbildung C.1.: Histogramme der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $f_{iz}$  pro Breite  $\Delta_{cell}$  der Monte-Carlo Zellen; im diffusiven Niedrigdichtefall (Tab. 6.1) für Brennstoffzufuhr durch Gaseinlass bzw. Injektion gefrorerner Pellets (Kap. 6.3) bei einem Wandabstand von  $\Delta_{SOL} = 20$  cm.

Abb. C.1 zeigt die radiale Verteilung der Ionisation von wandseitig durch Gaseinlass bzw. eine Pellet-Kanone injiziertem Brennstoff (D,T). Diese wurden im Niedrigdichtefall mit diffusivem Transport senkrecht zu den magnetischen Feldlinien im SOL, für einen

mittleren Wandabstand der Separatrix von  $\Delta_{SOL} = 20$  cm, gerechnet.

Im Falle der Gaszufuhr lag der Ionisations-*Peak* im SOL. Die meisten Ionen wurden hier also bereits zum Divertor abgeführt und abgepumpt ohne dem Kernplasma als Ionenquelle zur Verfügung zu stehen. Im Falle der Pellet-Ablation lag der Ionisations-*Peak* am oberen Rand des Pedestals.

## C.2. Ionendichtheprofil im SOL bei konvektivem Senkrecht-Transport

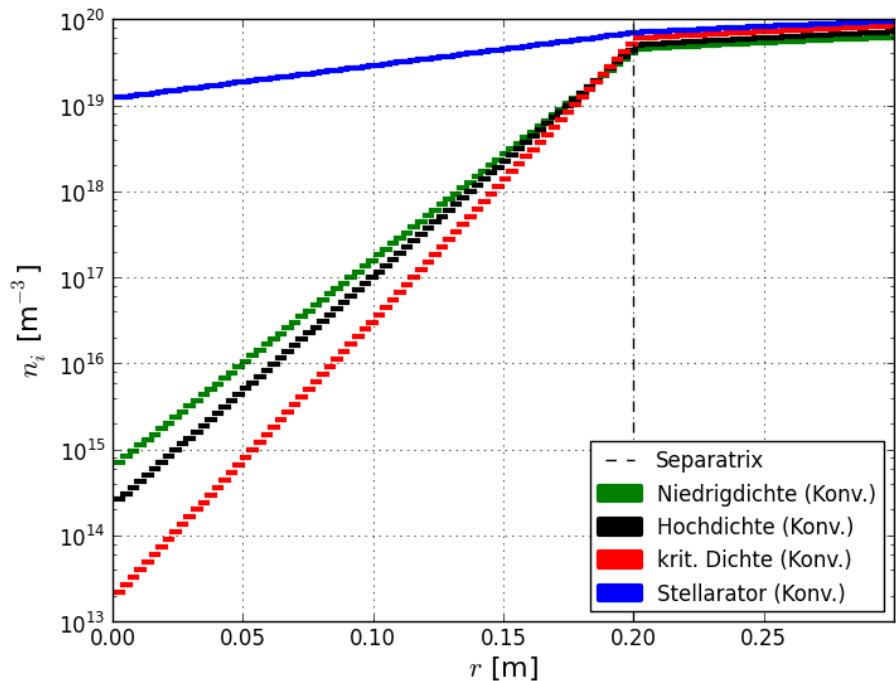


Abbildung C.2.: Ionendichtheprofil der Testfälle aus Tab. 6.1; berechnet durch analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung mit konvektivem Transport im SOL ( $D_{\perp} = 10^{-5} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $v_{\perp} > 0$ ) senkrecht zu den magnetischen Feldlinien.

Abb. C.2 zeigt die resultierenden Ionendichtheprofile, welche im SOL selbst-konsistent durch analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung mit konvektivem Transport ( $D_{\perp} = 10^{-5} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $v_{\perp} > 0$ )<sup>1</sup> berechnet wurden.

C.2. Ionendichtheprofil im SOL bei konvektivem Senkrecht-Transport

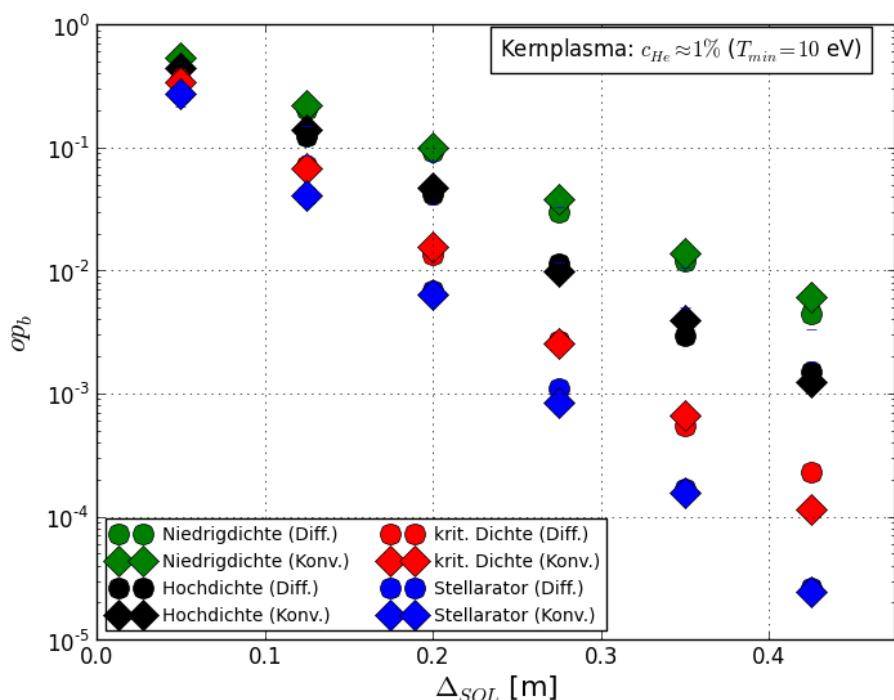


Abbildung C.3.: Re-Opazität  $op_b$  des SOL für Brennstoff-Neutrale, welche aus dem Pedestal in Richtung der ersten Wand propagieren.

### C.3. Re-Opazität des SOL für Pedestal-Neutralen

Abb. C.3 zeigt die re-Opazität  $op_b$  des SOL für Brennstoff-Neutralen, welche aus dem Pedestal in Richtung der ersten Wand propagieren. Diese nimmt umso drastischer mit  $\Delta_{SOL}$  ab, je niedriger der Pedestaldruck, i.e. je höher die Pedestal- und Separatrix-Dichte bei reduzierter Pedestal-Temperatur.

### C.4. Anteil an Pedestal-Neutralen mit Energien im keV-Bereich

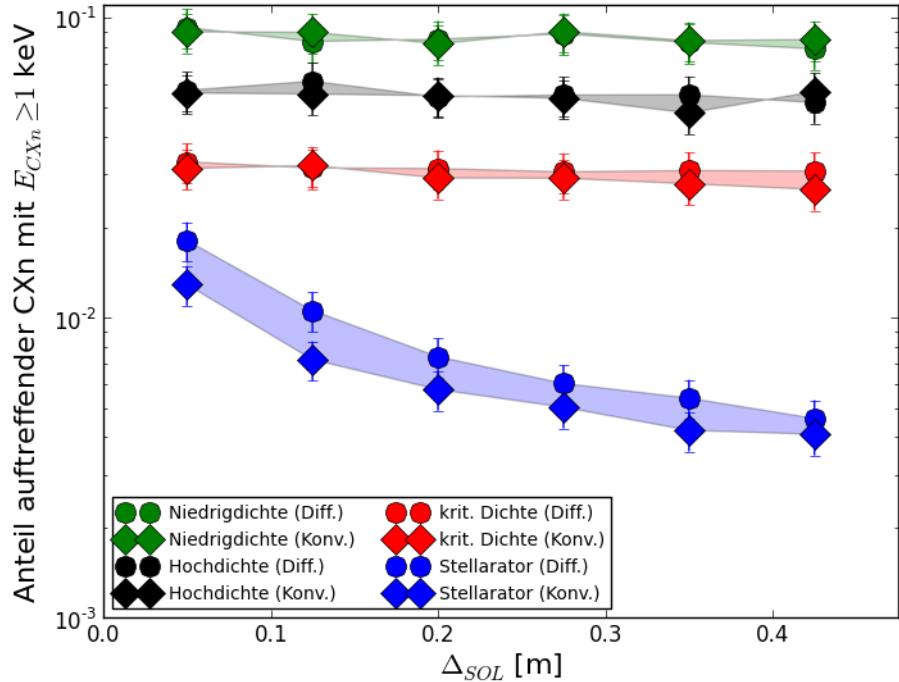


Abbildung C.4.: Anteil  $f_{keV}$  an nach Umladungsstößen auf die erste Wand prallenden Neutralteilchen mit Energien  $E \geq 1 \text{ keV}$ .

Abb. C.4 zeigt den Anteil  $f_{keV}$  an nach Umladungsstößen auf die erste Wand prallenden Neutralteilchen mit Energien  $E \geq 1 \text{ keV}$ . Analog zur globalen Erosionsrate, zeigt sich im Stellarator-Testfall, eine deutliche Reduktion von  $f_{keV}$  für  $\Delta_{SOL} = 5 \rightarrow 42,5 \text{ cm}$ , welche nunehmend schwächer ausgeprägt ist.

---

<sup>1</sup>Die Kontinuitätsgleichung lässt sich nur für  $D_\perp > 0$  lösen. Ab  $D_\perp \leq 10^{-5} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  wurde das resultierende Ionendichteprofil vollständig durch den Parameter  $v_\perp > 0$  festgelegt.

## Anhang D.

# Erweiterungen des IPB98(y,2) Skalierungsgesetzes

In Kap. 3 Abschn. 3.2 wurde der Transport sowie der Betriebsmodus mit H-Moden-Einschlussgüte vorgestellt. Dabei wurde das am weitesten verbreitete Multi-Maschinen-Skalierungsgesetz für die Energieeinschlusszeit  $\tau_E$ , das IPB98(y,2) Skalierungsgesetz, vorgestellt (Gl. 3.19). An dieser Stelle werden Korrekturen diskutiert, welche durch Observierungen bei Plasmaentladungen mit hohen Dichteleveln und starker gespitztem Dichteprofil im Kernplasma, beim Betrieb der Tokamaks AUG und JET, empirisch gefunden wurden.

### D.1. Stark abstrahlende Kernplasmen

Obwohl die IPB98(y,2)-Skalierung (Gl. 3.19) häufig angewandt wird, bleiben Restzweifel ob der zuverlässigen Skalierbarkeit hin zu DEMO-relevanten Kernplasmen, welche hohe Dichten sowie eine starke Abstrahlung aufweisen. Dies bezieht sich vorwiegend auf den Parameter der Verlustleistung  $P_L$ , dessen Daten bolometrisch erfasst wurden. Die Strahlungspegel während der Plasmapulse, die zur Gewinnung der Skalierung herangezogen wurden, waren vergleichsweise gering. Die IPB98(y,2)-Skalierung sagt vorher, dass der Energieeinschluss - logischerweise - mit steigender Verlustleistung abfällt. Aufgrund der niedrigen Abstrahlung in den betrachteten Plasmapulsen, wurde die Verlustleistung nicht in Transport- bzw. Abstrahlungsanteile aufgeteilt. Um also aus der IPB98(y,2)-Skalierung Rückschlüsse auf den anomalen Transport zu ziehen, muss die abgestrahlte Verlustleistung für DEMO-Plasmen separat abgeschätzt und von  $P_L$  abgezogen werden.

### D.2. Dichte-Roll-Over und Einschlussverbesserung für gespitzte Dichteprofile

Einige Zeit nach der Etablierung der IPB98(y,2)-Skalierung, wurde für hochdichte H-Moden-Plasmen beobachtet, dass die zuvor ermittelte Abhängigkeit  $\tau_{IPB98(y,2)} \propto n_{20}^{0.41}$  - für  $n/n_{GW} > 0.8$  verloren geht (siehe Abb. D.1). Der Effekt wird als Dichte-*Roll-Over* bezeichnet.

Zusätzlich zu diesem Verhalten wurde beobachtet, dass die Separatrix-Dichte, den Wert der Greenwald-Dichte dann überschreiten kann, wenn das Dichteprofil im Plasmakern

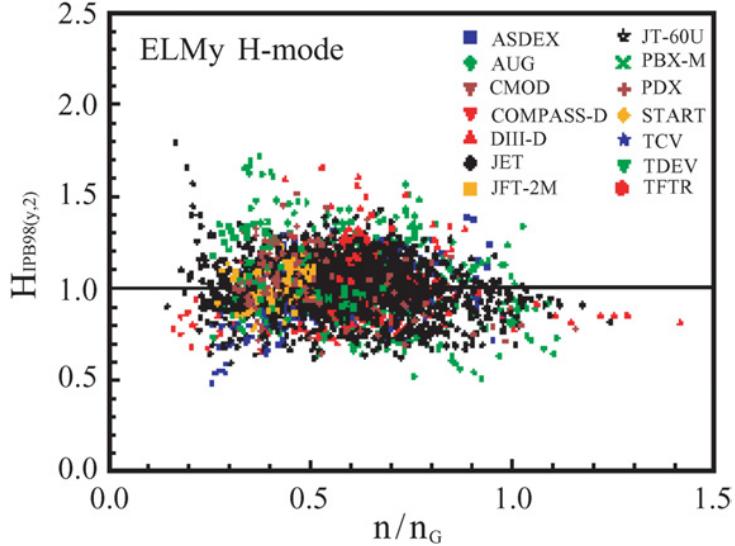


Abbildung D.1.: Einschluss-Verbesserungs-Faktor  $H_{H_{98(y,2)}} = \tau_{th}/\tau_{E_{IPB98(y,2)}}$  versus  $n/n_{GW}$  [34].

stark gespitzt ist (d.h. eine tiefe Brennstoffzufuhr durch Pellets verwendet wird), d.h. mit hohem Dichte *Peaking*-Faktor  $\alpha_n$ . Beim Betrieb der Tokamaks DIII-D [98] und JET [?] mit hohem Dichte-*Peaking*, wurde dabei eine Verbesserung der Energie-Einschlussgüte beobachtet.

Zur Korrektur der IPB98(y,2)-Skalierung um die beiden gegenläufigen Effekte des Dichte *Roll-Over* bei hoher mittlerer Dichte  $n/n_{GW} > 0.8$ , sowie der Einschlussverbesserung bei starkem Dichte-*Peaking*  $\alpha_n$ , wurde die globale IPB98(y,2)-Skalierung (Gl. 3.19) durch Hinzunahme eines Einschluss-Verbesserungs-Faktors  $H_{H_{98(y,2)}}$  korrigiert [?]:

$$H_{H_{98(y,2)}} = 1 - 0.07N_{GW} + 0.17\gamma_n, \quad (\text{D.1})$$

mit  $N_{GW} = \bar{n}/n_{GW}$ : Greenwald-Zahl,  $\gamma_n = (n_0/n_{GW} + \bar{n}/< n >)/2$ : genereller Dichte-*Peaking*-Faktor mit  $n_0$ : Dichtewert im Plasmazentrum,  $\bar{n}$ : linien-gemittelte Dichte und  $< n >$ : Volumen-gemittelte Dichte.

Beim aktuellen DEMO1 Referenzpunkt liegt der Einschluss-Verbesserungs-Faktor bei  $H_{H_{98(y,2)}} \approx 1.1$ . Ein Pellet-Injektionssystem könnte daher - auf Grund des ermöglichten Dichte-Peakings - eines der Schlüsselsysteme für DEMO1 darstellen. Die korrigierte Skalierung der Energieeinschluszeit lautet also:

$$\tau_{E_{IPB98(y,2),enhanced}} = H_{H_{98(y,2)}} \cdot \tau_{E_{IPB98(y,2)}}. \quad (\text{D.2})$$

### D.3. Ungelöste Probleme der IPB98(y,2)-Skalierung

Auch das korrigierte Skalierungsgesetz (Gl. D.2) wird weiterhin in seiner Zuverlässigkeit für Extrapolationen zu hochdichten ITER- sowie DEMO-artigen Kernplasmen, in Fra-

### D.3. Ungelöste Probleme der IPB98(y,2)-Skalierung

ge gestellt. Dabei steht die Frage im Fokus, ob ein Skalierungsgesetz basierend auf Ingenieurs-Parametern, in der Lage sein kann, Effekte der Plasmaphysik, wie neben der höheren Abstrahlung, auch Übergänge des Transportregimes hin zu starker Wärmeleitung bei sehr heissen Plasmen [? ], mitzunehmen.

Möglicherweise können beobachtete Unterschiede im Energieeinschluss zwischen Experiment und Skalierungsgesetz, durch die Hinzunahme eines oder mehrerer zusätzlicher Parameter, welche sich auf das Plasma beziehen, ausgeglichen werden. Dabei werden drei mögliche Parameter diskutiert:

- das Verhältnis zwischen Elektronen- und Ionentemperatur  $T_e/T_i$
- die Plasmarotation,
- und das  $q$ -Profil,

höchst wahrscheinlich sogar eine Kombination aus diesen drei. Fraglich verbleibt dann weiterhin, inwiefern 0-dimensionale Proxies gefunden werden können, die dabei helfen, ein nochmalig verfeinertes Skalierungsgesetz zu bestimmen.

*Anhang D. Erweiterungen des IPB98(y,2) Skalierungsgesetzes*

## Anhang E.

### Zerstäubungskurve für Wolfram auf Wolfram nach Eckstein

In Kap. 6 Abschn. ?? wird die Selbstzerstäubung von erodiertem, und prompt auf die erste Wand zurückkehrendem Wolfram untersucht. Abb. E.1 zeigt den Verlauf der

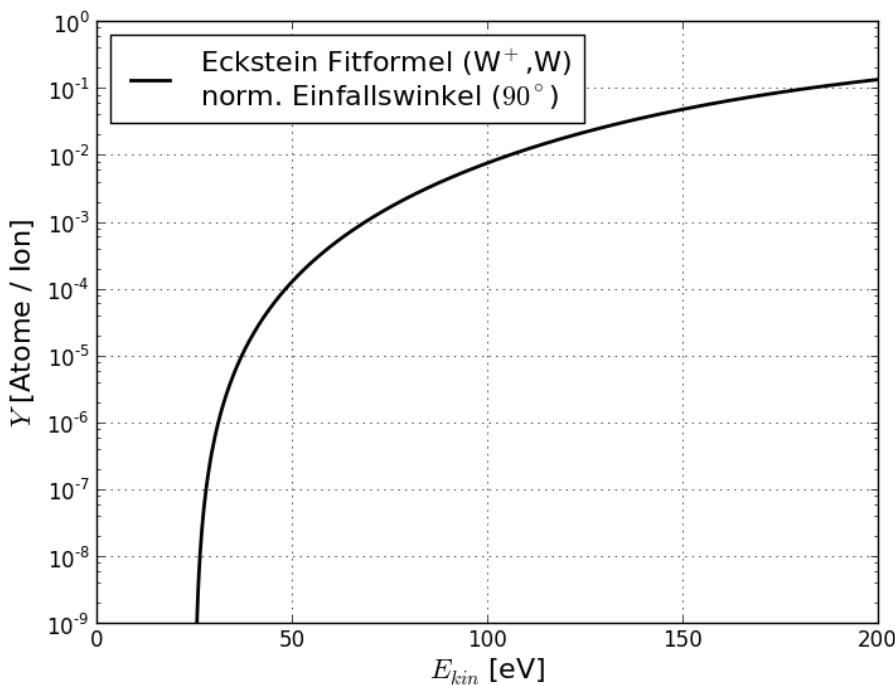


Abbildung E.1.: Errechnete Zerstäubungsausbeute  $Y(E, \theta = 90^\circ)$  für  $\text{W}^+ \rightarrow \text{W}$ ; unter Verwendung der Fitformel nach Eckstein (Seite 142, IPP Report 2007 [37]).

Zerstäubungsausbeute für  $\text{W}^+ \rightarrow \text{W}$ , in Abhängigkeit der Projektilenergie  $E$ , im Falle normalen Auftreffwinkels, i.e.  $\theta = 90^\circ$ . Die Energieschwelle für Zerstäubung liegt bei einer Projektilenergie von  $E \approx 25$  eV. Zu erhöhter Zerstäubung, i.e.  $Y(E) \geq 10^{-3}$ , kommt es ab Projektilenergien von  $E \geq 70$  eV.

*Anhang E. Zerstäubungskurve für Wolfram auf Wolfram nach Eckstein*

## Anhang F.

# Schätzung der Transportkoeffizienten an der Separatrix

In Kap. 4 Abschn. 4.5 wird die Kontinuitätsgleichung (Gl. 4.69) innerhalb des SOL aufgestellt und analytisch unter Verwendung einer Dirichlet-Randbedingung an der Separatrix ( $n(0) = n_{sep}$ ), sowie einer Neumann-Randbedingung an der ersten Wand ( $\nabla n_{wall} = -\frac{n_{wall}}{\delta}$ ) gelöst.

Auf Grund der jeweiligen Randbedingung am linken sowie rechten Rand des SOL, wird die Teilchenbilanz einerseits konsistent zu den vorgegebenen Transportparametern (radiale Diffusion:  $D_\perp$ , radiale Konvektion:  $v_\perp$ , Verlustzeit entlang der magn. Feldlinien:  $\tau_\parallel$ ) und Randbedingungen gelöst, allerdings ohne den Teilchenzufluss aus dem Kernplasma über die Separatrix zu beschränken<sup>1</sup>. Dies führt dazu, dass typischerweise erst nach einer Konvergenz zwischen Monte Carlo Rechnung (Ionisationsquelle im SOL) sowie der zugehörigen Lösung der Kontinuitätsgleichung, die Rate folgt, mit der pro Sekunde Brennstoffionen über die Ränder (erste Wand, X-Punkt / Divertor) des SOL strömen. Da in der Teilchenbilanz zwischen Kernplasma und SOL gilt, dass ebenso viele Teilchen aus dem SOL heraus- wie in den SOL hinein strömen, legt dies den Ionenabfluss des Kernplasmas fest. Setzt man diesen mit der dortigen Helium-Entstehungsrate, welche über die Fusionsleistung  $P_{Fus}$  vorgegeben wird, ins Verhältnis, so folgt eine grobe Abschätzung über die mittlere Helium-Konzentration im Kernplasma<sup>2</sup>.

Um also vorab die Transportkoeffizienten  $D_\perp$ ,  $v_\perp$  und  $\tau_\parallel$  mit den passenden Wertebereichen zu finden, wurde ein Formalismus abgeleitet, der im quellfreien Fall die Kontinuitätsgleichung unter Verwendung einer Dirichlet- sowie Neumann-Randbedingung an der Separatrix löst.

Die Dirichlet-Randbedingung lautet weiterhin

$$n(x = 0) = n_{sep}, \quad (\text{F.1})$$

und die Neumann-Randbedingung lautet

$$-D_\perp \nabla n_{sep} + n_{sep} v_{perp} = c_{He}^{-1} \cdot \Gamma_{He}, \quad (\text{F.2})$$

<sup>1</sup>Dazu müssten Dirichlet- und Neumann-Randbedingung an der Separatrix formuliert werden.

<sup>2</sup>Zahlreiche Rechnungen mit typischen in der Kernfusionsforschung, an kleinen Tokamaks gemessenen Diffusionskonstanten von  $D_\perp = 0.1 - 0.5 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ , führten zwar zu konsistenten Lösungen innerhalb des SOL, allerdings in der Folge zu sehr hohen Teilchendurchflüssen in der Brennkammer. Dies ist insbesondere durch den Brennstoffkreislauf und der resultierenden Menge an durch die Tritium-Anlage strömenden radioaktiven Tritiums problematisch.

## Anhang F. Schätzung der Transportkoeffizienten an der Separatrix

mit  $\Gamma_{He}$ : Verhältnis aus Helium-Entstehungsrate  $\Phi_{He} = P_{Fus} \Delta E_{DT}^{-1}$  und Separatrixoberfläche  $A_{sep}$ , sowie  $c_{He}$ : Helium-Konzentration.

Im quellfreien Fall reicht es die Lösung der homogenen Differentialgleichung 2. Ordnung (Kontinuitätsgl.) zu finden.

Diese lautet

$$n = n_{sep} \exp(\lambda x), \quad (\text{F.3})$$

mit

$$\lambda = p - \sqrt{p^2 + q}, \quad (\text{F.4})$$

sowie

$$p = \frac{v_\perp}{2D_\perp}, \quad q = \frac{1}{D_\perp \tau_\parallel}. \quad (\text{F.5})$$

Die erste Ortsableitung von Gleichung F.3 ergibt

$$\nabla n = \lambda n. \quad (\text{F.6})$$

Durch Gleichsetzen von Gl. F.6 mit der Neumann-Randbedingung folgt

$$\frac{v_\perp}{2} + \sqrt{\frac{v_\perp^2}{4} + \frac{D_\perp}{\tau_\parallel}} = c_{He}^{-1} \frac{\Gamma_{He}}{n_{sep}}. \quad (\text{F.7})$$

Im rein diffusiven Fall ( $v_\perp = 0$ ) ergibt dies

$$D_\perp = \left( c_{He}^{-1} \frac{\Gamma_{He}}{n_{sep}} \right)^2 \tau_\parallel, \quad (\text{F.8})$$

sowie im konvektiven Fall für  $0,25 \cdot v_\perp^2 >> D_\perp \tau_\parallel^{-1}$ :

$$v_\perp = c_{He}^{-1} \frac{\Gamma_{He}}{n_{sep}}. \quad (\text{F.9})$$

## Anhang G.

# Ergänzungen zu den Codes CELSOR und CELSOR ERO

In diesem Abschnitt des Anhangs werden ergänzende Beschreibungen zum CELSOR-Code (Kap. 4) diskutiert.

### G.1. Numerischer Fehler der Rückrotationsmethode

CELLSOR Rechnungen werden durch die Rückrotationsmethode ca. um das dreifache beschleunigt, verglichen mit Rechnungen, bei denen die Positions- und Geschwindigkeitsvektoren an ihren exakten Positionen im 3d-Torus gespeichert werden. Der für die Beschleunigung gezahlte Preis lässt sich anhand der numerischen Fehler bemessen, welche beim Anwenden der Rotationsmatrizen entstehen. Solche Fehler sind sehr klein mit  $\delta_{num} \approx 10^{-16}$  m. In den meisten Fällen, pflanzen sich derartige Fehler fort, da die Rückrotationen nach jedem Zelldurchgang angewandt werden. Da die Testteilchen durch die Projektionen entlang einer Zellwand (Torusoberfläche) auf die positive x-Achse rückrotiert werden, lassen sich solch kleine numerische Abweichungen leicht korrigieren, da die exakten Zell(wand)positionen bekannt sind. Da die x- und z-Komponenten von  $p_{new}$  Null sind, muss  $p_{new,x} - \rho_i = 0$  gelten.

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} \rho_{i\pm 1} \pm \delta_{num} \\ \pm \delta_{num} \\ \pm \delta_{num} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \rho_{i\pm 1} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{G.1})$$

Zur Erhaltung der Informationen der Toruskrümmung beim Wandaufprall, werden die Rückrotationen nicht nur auf den Positionsvektor entlang von Torusoberflächen, sondern auch auf den Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  und den assoziierten Wandreflektionsvektor  $v_{refl}$  angewandt.

Der bei den Rotationen begangene numerische Fehler kann zwar aufgrund der exakten Kenntnis der Zell- und Zellwandpositionen für die Ortsvektoren korrigiert werden, pflanzt sich mit kleinsten Abweichungen bei jeder Rotation in den Geschwindigkeitsvektoren fort. Der Einfallsinkel beim Wandauftritt  $\gamma$  ist dadurch zwar mit kleinsten Fehlern behaftet, allerdings vernachlässigbar klein verglichen mit jenen Fehlern, die bei der Berechnung der winkel- und energieabhängigen Zerstäubungsraten aus den Eckstein-Tableaus [36] begangen Fehler. In den Tabellen in [36] werden Zerstäubungsraten für be-

stimmte Energie- und Winkelkombinationen angegeben. Jene werden beim Wandaufprall in CELLSOR linear interpoliert<sup>1</sup>.

## G.2. Analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung im SOL durch Variation der Konstanten

Zur Lösung von Gleichung 4.69 durch Variation der Konstanten, werden zunächst dimensionslose Variablen gebildet, also

$$s = \frac{x}{x_{wall}}, \quad \eta = \frac{n}{n_{sep}}. \quad (\text{G.2})$$

Die Kontinuitätsgleichung lautet dann

$$\frac{d^2\eta}{ds^2} - \frac{x_{wall}v_\perp}{D_\perp} \frac{d\eta}{ds} = \frac{x_{wall}^2}{\tau_{loss} D_\perp} \eta - \frac{x_{wall}^2 S}{n_{sep} D_\perp}. \quad (\text{G.3})$$

Die Randbedingungen lauten nun

$$s = 0 : \eta = 1, \quad s = 1 : \eta + \frac{\delta}{x_{wall}} \frac{d\eta}{ds} = 0. \quad (\text{G.4})$$

Die Transportparameter der Diffusivität  $D_\perp$  und konvektiven Geschwindigkeit  $v_\perp$ , senkrecht zu den magnetischen Feldlinien, sowie die volumetrische Ionisationsquelle  $S$  werden substituiert zu

$$p = \frac{\Delta_{SOL} v_\perp}{2D_\perp}, \quad q = \frac{\Delta_{SOL}^2}{D_\perp \tau_{loss}}, \quad \sigma = \frac{\Delta_{SOL} S}{\Gamma_\perp}. \quad (\text{G.5})$$

Insbesondere die Normierung der Quelle auf den an dieser Stelle unbekannten (Wand-)Fluss  $\Gamma_\perp$  ist ein wichtiger Kniff, damit das (ebenso normierte) Neutraldichteprofil aus CELLSOR-Rechnungen zur Bestimmung des Ionisations-Quellterms, herangezogen werden kann.

Für den Wandfluss gilt nun

$$\Gamma_\perp = \frac{D_\perp n_{sep}}{\Delta_{SOL}} \left[ -\frac{d\eta}{ds}(1) + 2p\eta(1) \right] = \frac{D_\perp n_{sep}}{\Delta_{SOL}} \left( \frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + 2p \right) \eta(1). \quad (\text{G.6})$$

Damit wird Gl. G.3 zu

$$\frac{d^2\eta}{ds^2} - 2p \frac{d\eta}{ds} - q\eta = -\chi\eta(1)\sigma, \quad (\text{G.7})$$

mit

$$\chi = \frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + 2p. \quad (\text{G.8})$$

---

<sup>1</sup>Da der Ladungsaustauschstoss einerseits isotrop stattfindet, die Eindringtiefe für Stöße andererseits durch Lösen von 1d-Gleichungen ermittelt wird, ist die resultierende Winkelverteilung eine gute, aber nicht-exakte Näherung.

## G.2. Analytische Lösung der Kontinuitätsgleichung im SOL durch Variation der Konstanten

### G.2.1. Lösungen der homogenen Gleichung

Der Ansatz für die linear unabhängigen Lösungen der homogenen Gleichung

$$\frac{d^2\eta_{1,2}}{ds^2} - 2p\frac{d\eta_{1,2}}{ds} - q\eta_{1,2} = 0, \quad (\text{G.9})$$

lautet

$$\eta_{1,2} = \exp(\lambda_{1,2}s), \quad (\text{G.10})$$

woraus sich

$$\lambda_{1,2} - 2p\lambda_{1,2} - q = 0; \quad \lambda_{1,2} = p \pm \sqrt{p^2 + q} \quad (\text{G.11})$$

ergibt.

### G.2.2. Lösungen der inhomogenen Gleichung

Für die inhomogene Gleichung wird

$$\eta = v_1\eta_1 + v_2\eta_2 \quad (\text{G.12})$$

angesetzt. Die Ableitung lautet

$$\frac{d\eta}{ds} = v_1\lambda_1\eta_1 + v_2\lambda_2\eta_2 + \frac{dv_1}{s}\eta_1 + \frac{dv_2}{s}\eta_2, \quad (\text{G.13})$$

wobei die Ableitung wahlweise verschwinden, d.h.

$$\frac{dv_1}{s}\eta_1 + \frac{dv_2}{s}\eta_2 = 0, \quad (\text{G.14})$$

sodass

$$\frac{d\eta}{ds} = v_1\lambda_1\eta_1 + v_2\lambda_2\eta_2, \quad (\text{G.15})$$

sowie für die Differentialgleichung

$$\frac{d^2\eta}{ds^2} = \frac{dv_1}{ds}\lambda_1\eta_1 + \frac{dv_2}{ds}\lambda_2\eta_2v_1\lambda_1^2\eta_1 + v_2\lambda_2^2\eta_2. \quad (\text{G.16})$$

Anschliessend wird  $\eta$  in die Gleichung substituiert, i.e.

$$\frac{dv_1}{ds}\lambda_1\eta_1 + \frac{dv_2}{ds}\lambda_2\eta_2 = -\chi\eta(1)\sigma, \quad (\text{G.17})$$

woraus gemeinsam mit

$$\frac{dv_1}{ds}\eta_1 + \frac{dv_2}{ds}\eta_2 = 0 \quad (\text{G.18})$$

die Ableitungen von  $v_1$  und  $v_2$  folgen:

$$\frac{dv_1}{ds} = -\frac{\chi\eta(1)\sigma}{(\lambda_1 - \lambda_2)\eta_1} = -\eta(1)\frac{\chi\sigma \exp(-\lambda_1 s)}{2\sqrt{p^2 + q}}, \quad (\text{G.19})$$

Anhang G. Ergänzungen zu den Codes CELLSOR und CELLSOR ERO

sowie

$$\frac{dv_2}{ds} = \frac{\chi\eta(1)\sigma}{(\lambda_1 - \lambda_2)\eta_2} = \eta(1) \frac{\chi\sigma \exp(-\lambda_2 s)}{2\sqrt{p^2 + q}}. \quad (\text{G.20})$$

Die Lösungen von Gl. G.19 und G.20 folgen durch Integration, also

$$v_1(s) = C_1 + \eta(1)\Psi_1(s), \quad v_2(s) = C_2 - \eta(1)\Psi_1(s), \quad (\text{G.21})$$

mit

$$\Psi_{1,2}(s) = \frac{\chi}{2\sqrt{p^2 + q}} \int_s^1 ds \sigma \exp(-\lambda_{1,2}s) \quad (\text{G.22})$$

Die allgemeine Lösung der inhomogenen Gleichung lautet folglich

$$\eta = [C_1 + \eta(1)\Psi_1(s)] \exp(\lambda_1 s) + [C_2 - \eta(1)\Psi_2(s)] \exp(\lambda_2 s). \quad (\text{G.23})$$

Die Koeffizienten  $C_1$  und  $C_2$  in Gl. G.23 können durch Einsetzen der Randbedingungen

$$s = 0 : \eta = 1 \rightarrow C_1 + C_2 = 1 + \eta(1) [\Psi_2(0) - \Psi_1(0)] \quad (\text{G.24})$$

sowie

$$s = 1 : \eta + \frac{\delta}{\Delta_{SOL}} \frac{d\eta}{ds} = 0 \rightarrow C_1 + C_2 \exp(\lambda_2 - \lambda_1) \frac{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_2}{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_1} = 0, \quad (\text{G.25})$$

ermittelt werden, da zusätzlich per Definition gilt:

$$s = 1 : \eta = \eta(1) \rightarrow \eta(1) = C_1 + C_2 \exp(\lambda_2 - \lambda_1) = C_2 \exp(\lambda_2 - \lambda_1) \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_1}. \quad (\text{G.26})$$

Die Koeffizienten lauten schliesslich

$$C_2 = \left[ 1 - \frac{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_2 + (\lambda_1 - \lambda_2) [\Psi_2(0) - \Psi_1(0)]}{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_1} \exp(\lambda_2 - \lambda_1) \right]^{-1} \quad (\text{G.27})$$

und

$$C_1 = -C_2 \exp(\lambda_2 - \lambda_1) \frac{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_2}{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_1}, \quad (\text{G.28})$$

mit

$$\eta(1) = -C_2 \exp(\lambda_2 - \lambda_1) \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\frac{\Delta_{SOL}}{\delta} + \lambda_1}. \quad (\text{G.29})$$

### G.3. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Thompson-Verteilung

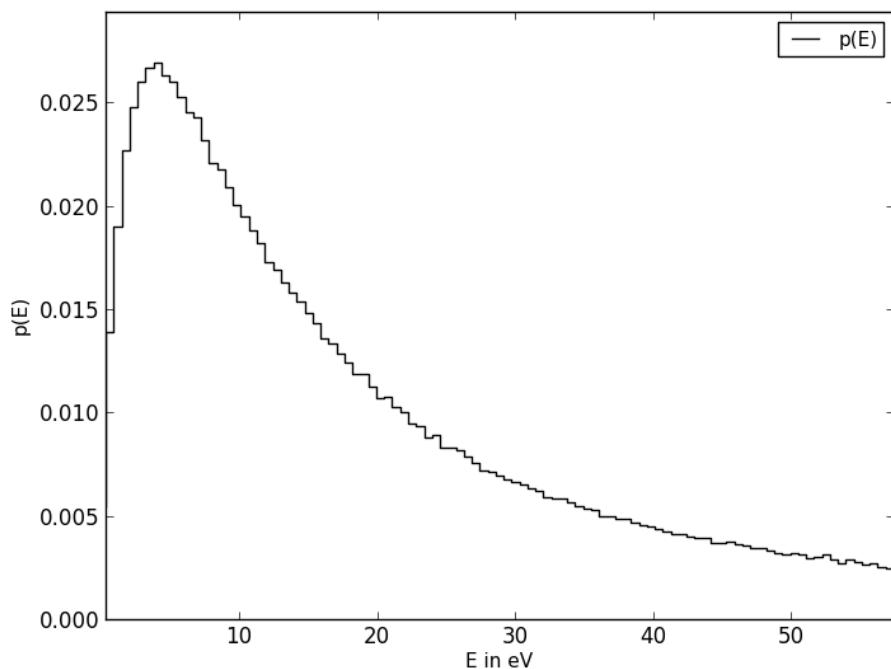


Abbildung G.1.: Generierte  $pdf$  in Form eines normierten Häufigkeitshistogramms von Thompson verteilten Startenergien von Wolfram-Atomen, welche durch 100 eV Projektil (D) erodiert wurden.

### **G.3. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Thompson-Verteilung**

Die Mechanik des Monte Carlo Codes CELLSOR ERO, welcher mit erodierten Wolfram-Atomen als startende Test-Teilchen rechnet, wird in Kap. 4 Abschn. 4.4 beschrieben. Die Teilchen starten dabei mit einer  $\cos(\theta)$ -Winkelverteilung und einer Thompson-Energieverteilung. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ( $pdf$ ) einer Thompson-Verteilung wird anhand von Gl. 4.54 bestimmt. Abbildung G.1 zeigt die mit CELLSOR ERO generierte  $pdf$  einer Thompson-Verteilung für erodiertes Wolfram, im Falle der Erosion durch 100 eV Projektil (D).

## G.4. Zuweisung von Zellnummern

Zellen und Zellwände werden nicht nur durch ihren Radius im poloidalen Querschnitt identifiziert, sondern auch mit positiven natürlichen Zahlen durchnummeriert. Die äußerste Zellwand bei  $\rho_{wall}$  (Position der ersten Wand) wird mit  $j = 0$  nummeriert und dann aufsteigend ganzzahlig erhöht für jede weitere Zellwand bei  $\rho_{wall} - j\Delta_{cell}$ . Die erste Zelle wird mit  $i = 0$  bei  $\rho_{wall} - \Delta_{cell}/2$  gezählt und dann jeweils zum Plasmazentrum hin bei den Radien  $\rho_{wall} - i\Delta_{cell}/2$  ganzzahlig erhöht. beim Passieren einer Zelle, d.h. dem Erreichen der benachbarten Zellwand, wird die passierte Zelle anhand von  $p_{new}$  ermittelt. Falls  $(p_{new,x} - R) < \rho_{cell}^2$ ,  $i = i + 1$ , andernfalls  $i = i - 1$ .

## G.5. Test der Rejection Sampling Methode nach Cupini et al.

In Kapitel 4 wird die Modellierung der Plasma-Wand-Wechselwirkung im Hauptraum der Brennkammer eines Fusionsreaktors beschrieben.

Abschnitt 4.2 ist der Beschreibung der Schädigung durch Neutralteilchen gewidmet, welche mithilfe des Monte Carlo Codes CELLSOR erfolgt. Entscheidend ist dazu die Energieverteilung von Neutralteilchen, welche durch Umladungsstöße in heißen Plasmaregionen *geboren* werden.

Wechselwirkungen zwischen Testteilchen und Hintergrundplasma werden im Unterabschnitt 4.2.2 behandelt. Dieser beinhaltet auch die Beschreibung des Samplings des Geschwindigkeitsvektors des Testteilchens nach einem Ladungsaustauschstoss.

Dabei gibt es drei Einstellmöglichkeiten, wie CELLSOR jenen Vektor erzeugt. Im Kapitel 5, Verifikation des Monte Carlo Codes CELLSOR, werden diese im Abschnitt 5.1, Unterabschnitt 5.1.1, Modellspezifikationen für EIRENE- und CELLSOR-Rechnungen, aufgelistet.

Die realistischste Beschreibung ist daher eine modifizierte Maxwell-Boltzmann-Verteilung, welche durch eine für Monte Carlo Rechnungen entwickelte Rejection Sampling Methode nach Cupini et al. [31] implementiert wurde. In diesem Abschnitt wird nun anhand zweier spezifischer Verteilungen, i.e. bei 3 eV / 5 keV in ein 25 eV / 160 keV heißes Plasma injizierte Neutrale, welche mithilfe des in CELLSOR implementierten Moduls `sigv_CX_rejection` generiert wurden, gezeigt, dass diese den in [31] abgedruckten Verteilungen (Abbildung 1 / 3) entsprechen. Ziel ist die Verifizierung des CELLSOR-Moduls `sigv_CX_rejection`.

Abbildung G.2 zeigt die Histogramme von jeweils einer Millionen Samples, welche mit der CELLSOR-Implementierung erzeugt wurden. Die Verteilungen entsprechen jenen aus Abbildung 1 und 3 in [31], dort kontinuierlich dargestellt durch eine durchgezogene und eine gestrichelte Linie, welche der einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung sowie der generierten Verteilung nach einem Stoss entsprechen.

---

<sup>2</sup>Bei Rechnungen ohne Rückrotationen wird anstelle der x-Komponente des neuen Positionsvektors  $\vec{p}_{new}$ , dessen Länge verwendet, d.h.  $|\vec{p}_{new}| - R < \rho_{cell}$ .

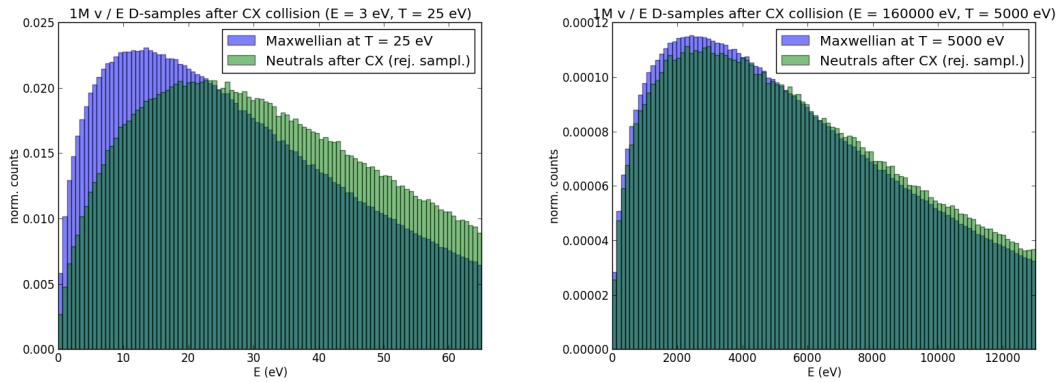


Abbildung G.2.: Vergleich zwischen einer Millionen Samples einer modifizierten / unmodifizierten Maxwell-Boltzmann-Verteilung; generiert mit der CELLSOR-Implementierung für H bei  $E = 3 \text{ eV}$  (links) /  $5 \text{ keV}$  (rechts) und  $T = 25 \text{ eV}$  (links) /  $160 \text{ keV}$  (rechts). Die Histogramme sind auf relative Häufigkeiten in den Energiebereichen normiert.

## G.6. CELLSOR-Rechnung des Ablationsprofils bei Pellet-Injektion

In Kapitel 4 Abschnitt 4.2 Unterabschnitt 4.2.6 wird die Brennstoffzufuhr im Neutralteilchen PWI-Code CELLSOR beschrieben. Dabei wird ein Modell zur Beschreibung der Ablationsrate in Abhängigkeit von typischen Plasmaparametern beschrieben. Abbildung G.3 zeigt das mit CELLSOR gerechnete (Gleichungen 4.36 - 4.40) Ablationsprofil für ein DT-Brennstoffpellet, welches mit 20 Hz und 1000 m/s in einen DEMO-Reaktor mit  $a = 2,643 \text{ m}$ ,  $\Delta_{SOL} = 0,13 \text{ m}$  und  $P_{Fus} = 2,5 \text{ GW}$  (bei  $c_{He} = 0,05$ ) geschossen wurde.

## G.6. CELLSOR-Rechnung des Ablationsprofils bei Pellet-Injektion

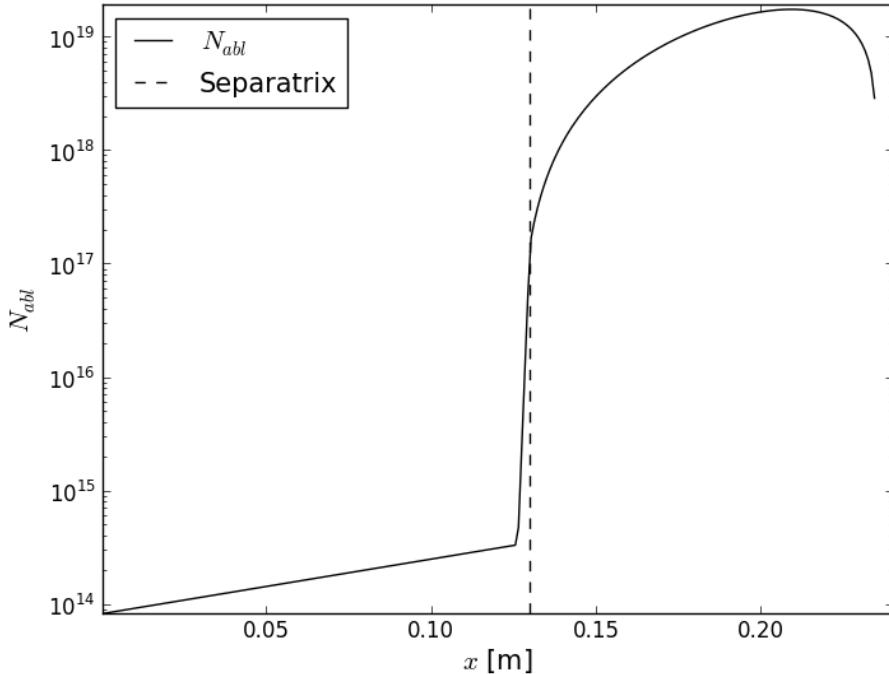


Abbildung G.3.: Gerechnetes Ablationsprofil für eine Pelletinjektion von der oberen Mittelebene der Niedrigfeldseite;  $x = 0$ : Position der ersten Wand.

### G.6.1. Quellprofil der Kontinuitätsgleichung

Abb. G.4 zeigt das finale Volumen-Quellprofil  $Q(x)$  des Stellarator-Testfalls. Innerhalb des SOL peakt das Profil insbesondere im konvektiven Transportfall im wandnahen, äußeren SOL.

Bei Betrachtung des gesamten Plasmaquerschnitts, liegt der Hauptpeak asymmetrisch auf Höhe der Pedestal-Spitze, mit einem steileren Abfall in Richtung Kernplasma und einem verbreiterten Abfall innerhalb des Pedestals bis zur Separatrix.

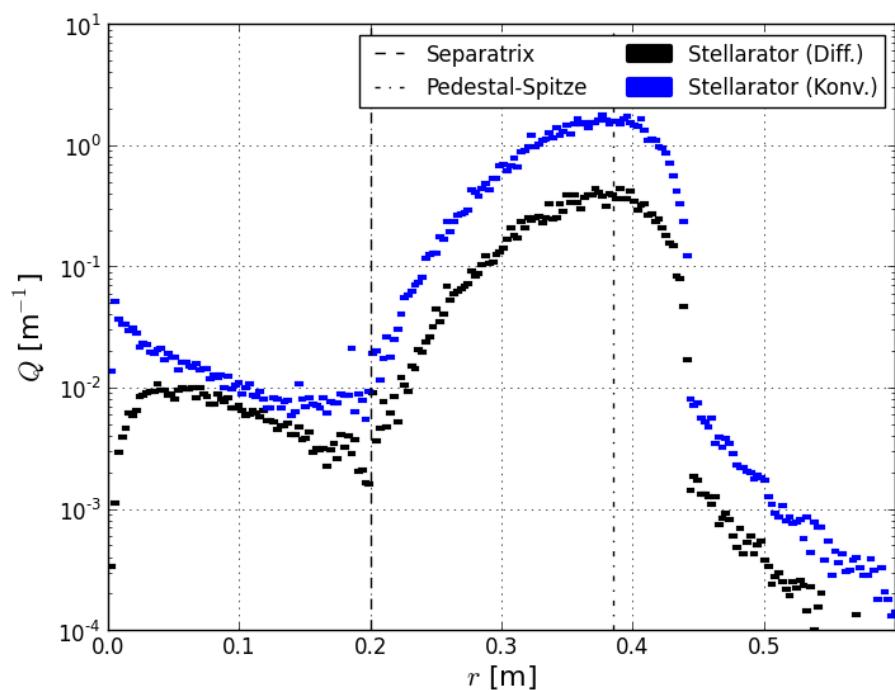


Abbildung G.4.: Finales Volumen-Quellprofil  $Q(x)$  des Stellarator-Testfalls.

# Literaturverzeichnis

## Präambel

- [1] Webseite. <http://www.kernfragen.de/lexikon/tokamak>.
- [2] *Iter technical basis*, ITER EDA DOCUMENTATION SERIES 24, IAEA, January 2002.
- [3] *Energiestudie 2015. reserven, ressourcen und verfügbarkeit von energierohstoffen*, 2015.
- [4] M. A. ABDOU ET AL., *Deuterium-tritium self-sufficiency in fusion reactors*, Fusion Technology, 9 (1986), pp. 250–285.
- [5] M. I. AIRILA ET AL., *Improvement of surface processes modelling in the ero code*, Journal of Nuclear Materials, 390-391 (2009), pp. 175–178.
- [6] F. ALBAJAR ET AL., *Improved calculation of synchrotron radiation losses in realistic tokamak plasmas*, Nuclear Fusion, 41 (2001), p. 665.
- [7] M. ANDERSEN ET AL., *Surface roughening mechanisms for tungsten exposed to laser, ion, and x-ray pulses*, Fusion Science and Technology, 52 (2007), pp. 579–583.
- [8] M. BAELMANS ET AL., *Efficient code simulation strategies for b2-eirene*, Nuclear Materials and Energy, (2016), pp. –.
- [9] M. BECKERS ET AL., *Investigations of the first-wall erosion of {DEMO} with the {CELLSOR} code*, Nuclear Materials and Energy, (2017), pp. –.
- [10] R. BEHRISCH ET AL., *Material erosion at the vessel walls of future fusion devices*, Journal of Nuclear Materials, 313-316 (2003), pp. 388 – 392. Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices 15.
- [11] G. BENEDEK AND U. VALBUSA, *Dynamics of Gas-Surface Interaction*, no. 21 in Springer Series in Chemical Physics, Springer, 1981.
- [12] M. BERNERT ET AL., *Power exhaust by sol and pedestal radiation at asdex upgrade and jet*, Nuclear Materials and Energy, (2017).
- [13] W. BIEL ET AL., *Systems code studies on the optimization of design parameters for a pulsed {DEMO} tokamak reactor*, Fusion Engineering and Design, (2017), pp. –.

## Literaturverzeichnis

- [14] L. BOCCACCINI ET AL., *Objectives and status of eurofusion demo blanket studies*, Fusion Engineering and Design, 109-111, Part B (2016), pp. 1199 – 1206. Proceedings of the 12th International Symposium on Fusion Nuclear Technology-12 (ISFNT-12).
- [15] H. BOLT ET AL., *Materials for the plasma-facing components of fusion reactors*, Journal of Nuclear Materials, 329-333 (2004), pp. 66–73.
- [16] B. J. BRAAMS, *Computational studies in tokamak equilibrium and transport*, PhD thesis, Utrecht University, 1986.
- [17] ——, *A multi-fluid code for simulation of the edge plasma in tokamaks*, NET-Report 68, University of Utrecht, 1987.
- [18] ——, *Radiative divertor modelling for iter and tpx*, Contrib. Plasma Phys., 36 (1996), pp. 276–281.
- [19] A. BRADSHAW ET AL., *Is nuclear fusion a sustainable energy form?*, Fusion Engineering and Design, 86 (2011), pp. 2770 – 2773. Proceedings of the 26th Symposium of Fusion Technology (SOFT-26).
- [20] S. I. BRAGINSKII, *Transport processes in a plasma*, Reviews of Plasma Physics, 1 (1965), p. 205.
- [21] D. BREITSCHWERDT ET AL., *The locations of recent supernovae near the sun from modelling  $^{60}\text{fe}$  transport*, Nature, 532 (2016), pp. 73–76.
- [22] L. BUZI ET AL., *Response of tungsten surfaces to helium and hydrogen plasma exposure under iter relevant steady state and repetitive transient conditions*, Nuclear Fusion, 57 (2017), p. 126009.
- [23] A. G. W. CAMERON, *Abundances of the elements in the solar system*, Space Science Reviews, 15 (1970), pp. 121–146.
- [24] D. CARRALERO ET AL., *Implications of high density operation on sol transport: A multimachine investigation*, Journal of Nuclear Materials, 463 (2015), pp. 123–127.
- [25] H.-K. CHUNG ET AL., *Flychk: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements*, High Energy Density Physics, 1 (2005), pp. 3–12.
- [26] J. CORDEY ET AL., *A two-term model of the confinement in elmy h-modes using the global confinement and pedestal databases*, Nuclear Fusion, 43 (2003), p. 670.
- [27] H. CRAIG, *Standard for reporting concentrations of deuterium and oxygen-18 in natural waters*, Science, 133 (1961), pp. 1833–1834.
- [28] I.-R. CRISTESCU ET AL., *Tritium inventory assessment for iter using trimo*, Fusion Engineering and Design, 81 (2006), pp. 763–769.

- [29] G. CSEH ET AL., *Pellet cloud characterisation, scaling and estimation of the material- and temperature distribution inside the cloud*, Nucl. Fusion, 57 (2017), p. 14pp.
- [30] E. CUPINI, *NIMBUS-Monte Carlo Simulation of Neutral Particle Transport in Fusion Devices*, vol. 324, Comm. of European Communities, 1983.
- [31] E. CUPINI ET AL., *Monte carlo simulation of the charge-transfer reaction in a plasma*, Journal of Computational Physics, 52 (1983), pp. 122–129.
- [32] P. T. DAWSON AND S. A. PETRONE, *Preferential sputtering and surface segregation in tungsten–molybdenum alloys*, J. Vac. Sci. Technol., 18 (1980), pp. 529–532.
- [33] P. DE VRIES ET AL., *Survey of disruption causes at jet*, Nuclear Fusion, 51 (2011), p. 053018.
- [34] E. DOYLE ET AL., *Iter physics basis chapter 2: Plasma confinement and transport*, Nucl. Fusion, 47 (2007), pp. 18–127.
- [35] R. DUX, *Impurity transport in tokamak plasmas*, habilitationsschrift, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, D-85748 Garching, Assoziation EURATOM-IPP, 2004.
- [36] W. ECKSTEIN, *Calculated sputtering, reflection and range values*, tech. rep., Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 2002.
- [37] ——, *Sputtering yields*, tech. rep., Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Boltzmannstr. 2, 85748 Garching, Germany, 2007.
- [38] A. EDELMAN AND H. MURAKAMI, *Polynomial roots from companion matrix eigenvalues*, Mathematics of Computation, 64 (1995), pp. 763–776.
- [39] I. P. B. EDITORS AND I. EDA, *Iter physics expert groups on confinement and transport and confinement modelling and database*, Nucl. Fusion, 39 (1999).
- [40] C. EIBL AND A. WINKLER, *Angular and energy distributions of d2-molecules desorbing from sulfur and oxygen modified v(111) surfaces*, Journal of Chemical Physics, 117 (2002), pp. 834–841.
- [41] T. EICH, *Scaling of the tokamak near the scrape-off layer h-mode power width and implications for iter*, Nucl. Fusion, 53 (2013).
- [42] D. FASEL AND M. TRAN, *Availability of lithium in the context of future d-t fusion reactors*, Fusion Engineering and Design, 75-79 (2005), pp. 1163 – 1168. Proceedings of the 23rd Symposium of Fusion Technology.
- [43] G. FEDERICI ET AL., *Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors*, Nuclear Fusion, 41 (2001), p. 1967.
- [44] ——, *Overview of eu demo design and r&d activities*, Fusion Engineering and Design, 89 (2014), pp. 882–889.

## Literaturverzeichnis

- [45] ———, *Overview of the design approach and prioritization of r & d activities towards an eu demo*, Fusion Engineering and Design, 109-111, Part B (2016), pp. 1464 – 1474. Proceedings of the 12th International Symposium on Fusion Nuclear Technology-12 (ISFNT-12).
- [46] P. FRANZEN AND U. FANTZ, *On the nbi system for substantial current drive in a fusion power plant: Status and r and d needs for ion source and laser neutralizer*, Fusion Engineering and Design, 89 (2014), pp. 2594–2605.
- [47] J. P. FREIDBERG, *Plasma Physics and Fusion Energy*, Cambridge University Press, 2007.
- [48] G. FURCHERT ET AL., *Towards a quantitative prediction of the blob detection rate*, Plasma Phys. Control. Fusion, 58 (2016), p. 8pp.
- [49] G. FUSSMANN ET AL., *High-z elements as target materials in fusion devices*, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, vol. 2, Seville, Spain, September 1994, pp. 143–148.
- [50] G. GAMOW, *Zur quantentheorie des atomkernes*, Zeitschrift für Physik, 51 (1928), pp. 204–212.
- [51] L. GARZOTTI ET AL., *Neutral gas and plasma shielding scaling law for pellet ablation in maxwellian plasmas*, Nuclear Fusion, 37 (1997), p. 1167.
- [52] K. GI ET AL., *Bootstrap current fraction scaling for a tokamak reactor design study*, Fusion Engineering and Design, 89 (2014), pp. 2709 – 2715.
- [53] L. GIANNONE ET AL., *Radiation power profiles and density limit with a divertor in the w7-as stellarator*, Plasma Physics and Controlled Fusion, 44 (2002), p. 2149.
- [54] P. GLEICK, *Water resources*, in Encyclopedia of Climate and Weather, S. H. Schneider, ed., vol. 2, Oxford University Press, New York, 1996, pp. 817–823.
- [55] M. GREENWALD, *Density limits in toroidal plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion, 44 (2002), p. R27.
- [56] M. GRIEBEL ET AL., *Numerische Simulation in der Moleküldynamik - Numerik, Algorithmen, Parallelisierung, Anwendungen*, Springer, 2004.
- [57] C. GROSJEAN ET AL., *Assessment of world lithium resources and consequences of their geographic distribution on the expected development of the electric vehicle industry*, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 16 (2012), pp. 1735–1744.
- [58] C. GUILLEMAUT ET AL., *Edge2d-eirene modelling of divertor detachment in jet high triangularity l-mode plasmas in carbon and be/w environment*, Journal of Nuclear Materials, 438 (2013), pp. S638–S642.

- [59] H. GUO, S. ZHU, AND J. LI, *B2/eirene modeling of east divertor target power loading with enhanced wall carbon source and additional neon injection*, Journal of Nuclear Materials, 363–365 (2007), pp. 162–166.
- [60] D. HARTING ET AL., *Simulation of tungsten sputtering with edge2d-eirene in low triangularity l-mode jet iter like wall configuration*, Journal of Nuclear Materials, 438 (2013), pp. S480–S483.
- [61] T. HARTMANN, *Development of a Modular Systems Code to Analyse the Implications of Physics Assumptions on the Design of a Demonstration Fusion Power Plant*, PhD thesis, Technische Universität München, 2013.
- [62] D. HEIFETZ, *Neutral particle transport*, Journal of Computational Physics, 46 (1982), p. 309.
- [63] P. HELANDER ET AL., *Stellarator and tokamak plasmas: a comparison*, Plasma Physics and Controlled Fusion, 54 (2012), p. 124009.
- [64] D. HERBISON-EVANS, *Solving quartics and cubics for graphics*, Tech. Rep. 487, The University of Sydney - Basser Department of Computer Science, 1994.
- [65] E. HOLLMANN, D. HUMPHREYS, AND P. PARKS, *Simulation of main chamber wall temperature rise resulting from massive neon gas injection shutdown of iter*, Nucl. Fusion, 52 (2012), pp. 1–7.
- [66] E. M. HOLLMANN ET AL., *Measurement of parallel transport of  $b^+$  and  $aL^2b^+$  impurities in a linear  $he^+$  plasma*, Journal of Nuclear Materials, 415 (2011), pp. S425–S229.
- [67] J. HOUGHTON ET AL., *Implications of proposed co2 emissions limitations*, IPCC Technical Paper IV, IPCC, October 1997.
- [68] M. HUGHES AND D. POST, *A monte carlo algorithm for calculating neutral gas transport in cylindrical plasmas*, Jornal of Computational Physics, 28 (1978), pp. 43–55.
- [69] S. I. ITOH ET AL., *A theory of anomalous transport in h-mode plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion, 36 (1994), p. A261.
- [70] S. JARDIN ET AL., *Physics basis for the advanced tokamak fusion power plant, aries-at*, Fusion Engineering and Design, 80 (2006), pp. 25 – 62. Aries - AT Special Issue.
- [71] N. JELIC AND L. KOS, *Ion-sound velocity at the plasma edge in fusion-relevant plasmas*, Nuclear Engineering and Design, 261 (2013), pp. 269 – 274.
- [72] J. JOHNER, *Helios: A zero-dimensional tool for next step and reactor studies*, Fusion Science and Technology, 59 (2011), pp. 308–349.

## Literaturverzeichnis

- [73] J. JORDANOVA ET AL., *Parametric neutronic analysis of hcll blanket for demo fusion reactor utilizing vacuum vessel iter fdr design*, Fusion Engineering and Design, 81 (2006), pp. 2213 – 2220.
- [74] J. JORDANOVA, U. FISCHER, AND P. PERESLAVTSEV, *Nuclear performance analyses design hcll breeder blanket for a fusion power reactor*, Fusion Engineering and Design, 84 (2009), pp. 985 – 988. Proceeding of the 25th Symposium on Fusion Technology(SOFT-25).
- [75] M. KEILHACKER, *H-mode confinement in tokamaks*, Plasma Physics and Controlled Fusion, 29 (1987), p. 1401.
- [76] C. KESSEL ET AL., *Plasma profile and shape optimization for the advanced tokamak power plant, aries-at*, PPPL Report 3573, Princeton Plasma Physics Laboratory, 2001.
- [77] A. KIRSCHNER ET AL., *Simulation of the plasma-wall interaction in a tokamak with the monte carlo code ero-textor*, Nucl Fusion, 40 (2000), pp. 989–1001.
- [78] H.-J. KLINGSHIRN, D. COSTER, AND X. BONNIN, *Advanced spatial discretizations in the b2.5 plasma fluid code*, Journal of Nuclear Materials, 438, Supplement (2013), pp. S856 – S860. Proceedings of the 20th International Conference on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices.
- [79] M. KOCAN ET AL., *Intermittent transport across the scrape-off layer: latest results from asdex upgrade*, Nuclear Fusion, 53 (2013), p. 073047.
- [80] J. KONYNS ET AL., *Status of tritium permeation barrier development in the eu*, Fusion Science and Technology, 47 (2005), pp. 844–850.
- [81] L. Kos, D. TSKHAKAYA, AND N. JELIC, *Unified bohm criterion*, Physics of Plasmas, 22 (2015), p. 093503.
- [82] V. KOTOV ET AL., *Numerical estimates of the iter first wall erosion due to fast neutral particles*, Physica Scripta, T138 (2009), p. 4pp.
- [83] M. KOVARI ET AL., *Process: A systems code for fusion power plants—part 1: Physics*, Fusion Engineering and Design, 89 (2014), pp. 3054–3069.
- [84] ——, *Process: A systems code for fusion power plants - part 2: Engineering*, Fusion Engineering and Design, 104 (2016), pp. 9 – 20.
- [85] J. KUBÁT, *Determination of Atmospheric Parameters of B-, A-, F- and G-Type Stars.*, Springer International Publishing Switzerland, 2014, ch. Basics of the NLTE Physics, pp. 149–157.
- [86] S. KUHN ET AL., *Closure of the hierarchy of fluid equations by means of the polytropic-coefficient function (pcf)*, AIP Conference Proceedings, 1306 (2010), p. 216.

- [87] B. LABOMBARD ET AL., *Particle transport in the scrape-off layer and its relationship to discharge density limit in alcator c-mod*, Physics of Plasmas, 8 (2001), pp. 2107–2117.
- [88] ———, *Evidence for electromagnetic fluid drift turbulence controlling the edge plasma state in the alcator c-mod tokamak*, Nucl Fusion, 45 (2005), pp. 1658–1675.
- [89] P. LANG ET AL., *Elm pace making and mitigation by pellet injection in asdex upgrade*, Nuclear Fusion, 44 (2004), p. 665.
- [90] ———, *High-density h-mode operation by pellet injection and elm mitigation with the new active in-vessel saddle coils in asdex upgrade*, Nuclear Fusion, 52 (2012), p. 023017.
- [91] ———, *Elm pacing and high-density operation using pellet injection in the asdex upgrade all-metal-wall tokamak*, Nuclear Fusion, 54 (2014), p. 083009.
- [92] C. LI ET AL., *A repetitive pellet injection system for steady state fuelling in east superconducting tokamak*, Fusion Engineering and Design, 89 (2014), pp. 99 – 103.
- [93] B. LIPSCHULTZ ET AL., *Plasma surface interaction, scrape-off layer and divertor physics: implications for iter*, Nuclear Fusion, 47 (2007), p. 1189.
- [94] ———, *An assessment of the current data affecting tritium retention and its use to project towards t retention in iter*, tech. rep., Plasma Science and Fusion Center Massachusetts Institute of Technology Cambridge MA 02139 USA, April 2010.
- [95] S. LISGO ET AL., *Osm-eirene modeling of neutral pressures in the alcator c-mod divertor*, Journal of Nuclear Materials, 337-339 (2005), pp. 139–145.
- [96] A. LITNOVSKY ET AL., *Smart alloys for a future fusion power plant: First studies under stationary plasma load and in accidental conditions*, Nuclear Materials and Energy, - (2016), pp. –.
- [97] A. LOARTE ET AL., *Chapter 4: Power and particle control*, Nuclear Fusion, 47 (2007), p. S203.
- [98] M. MAHDAVI ET AL., *High performance h mode plasmas at densities above the greenwald limit*, Nuclear Fusion, 42 (2002), p. 52.
- [99] D. MAISONNIER ET AL., *Power plant conceptual studies in europe*, Nuclear Fusion, 47 (2007), p. 1524.
- [100] Y. R. MARTIN, T. TAKIZUKA, AND THE ITPA CDBM H-MODE THRESHOLD DATABASE WORKING GROUP, *Power requirement for accessing the h-mode in iter*, Journal of Physics: Conference Series, 123 (2008), p. 012033.
- [101] E. K. MASCHKE, *Exact solutions of the mhd equilibrium equation for a toroidal plasma*, Plasma Physics, 15 (1973), p. 535.

## Literaturverzeichnis

- [102] A. MEKKAOUI ET AL., *Effect of turbulent fluctuations on neutral particle penetration and charge exchange sputtering*, Contrib. Plasma Phys., 54 (2014), p. 409 – 414.
- [103] N. MELLET ET AL., *Magnetic sheath effect on the gross and net erosion rates due to impurities*, Phys. Scr., T167 (2016), p. 5pp.
- [104] F. MILITELLO, V. NAULIN, AND A. H. NIELSEN, *Numerical scalings of the decay lengths in the scrape-off layer*, Plasma Phys. Control. Fusion, 55 (2013), pp. 1–8.
- [105] A. MÖSSLANG, *Ifmif: the intense neutron source to qualify materials for fusion reactors*, Comptes Rendus Physique, 9 (2008), pp. 457 – 468.
- [106] H. MÜLLER ET AL., *Far scrape-off layer particle and heat fluxes in high density – high power scenarios*, Journal of Nuclear Materials, 463 (2015), pp. 739–743.
- [107] O. MOTOJIMA, *The iter project construction status*, Nuclear Fusion, 55 (2015), p. 104023.
- [108] F. NAJMABADI, R. W. CONN, AND THE ARIES TEAM, *The aries-i tokamak reactor study*, Fusion Technology, 19 (1991), pp. 783–790.
- [109] D. NAUJOKS ET AL., *Material transport by erosion and redeposition on surface probes in the scrape-off layer of jet*, Nuclear Fusion, 33 (1993), p. 581.
- [110] A. D. NEVO ET AL., *Wcell breeding blanket design and integration for demo 2015: status and perspectives*, Fusion Engineering and Design, - (2017), pp. –.
- [111] B. NOLD ET AL., *Generation of blobs and holes in the edge of the asdex upgrade tokamak*, Plasma Phys. Control. Fusion, 52 (2010), p. 12pp.
- [112] P. NORAJITRA ET AL., *Conceptual design of the dual-coolant blanket in the frame of the eu power plant conceptual study*, Fusion Engineering and Design, 69 (2003), pp. 669 – 673. 22nd Symposium on Fusion Technology.
- [113] J. ONGENA ET AL., *Recent progress toward high performance above the greenwald density limit in impurity seeded discharges in limiter and divertor tokamaks*, Physics of Plasmas, 8 (2001), pp. 2188–2198.
- [114] B. PÖCKL ET AL., *Comparison of different pellet injection systems for elm pacing*, Fusion Engineering and Design, 86 (2011), pp. 1022 – 1025. Proceedings of the 26th Symposium of Fusion Technology (SOFT-26).
- [115] P. PERESLAVTSEV ET AL., *Neutronic analyses of the hcpb demo reactor using a consistent integral approach*, Fusion Engineering and Design, 89 (2014), pp. 1979 – 1983. Proceedings of the 11th International Symposium on Fusion Nuclear Technology-11 (ISFNT-11) Barcelona, Spain, 15-20 September, 2013.

- [116] A. PERUJO AND K. FORCEY, *Tritium permeation barriers for fusion technology*, Fusion Engineering and Design, 28 (1995), pp. 252 – 257. Proceedings of the Third International Symposium on Fusion Nuclear Technology.
- [117] R. PITTS ET AL., *A full tungsten divertor for iter: Physics issues and design status*, Journal of Nuclear Materials, 438 (2013), pp. S48 – S56. Proceedings of the 20th International Conference on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices.
- [118] B. POVH, K. RITH, C. SCHOLZ, AND F. ZETSCHÉ, *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag, 7 ed., 2006.
- [119] T. RAUSCHER ET AL., *Nucleosynthesis in massive stars with improved nuclear and stellar physics*, The Astrophysical Journal, 576 (2002), p. 323.
- [120] D. REITER, *The EIRENE Code User Manual*, 11/2009 ed.
- [121] ——, *The data file HYDHEL: Atomic and Molecular Data for EIRENE based upon: Janev, Langer, Evans, Post, “Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas”*, Springer, FZ, Forschungszentrum Jülich GmbH 52425 Jülich FRG, 1987.
- [122] ——, *The data file amjuel: Additional atomic and molecular data for eirene*. online, August 2015.
- [123] D. REITER, M. BAELMANS, AND P. BÖRNER, *The eirene and b2-eirene codes*, Fusion Science and Technology, 47 (2005), pp. 172–186.
- [124] D. REITER, G. WOLF, AND H. KEVER, *Burn condition, helium particle confinement and exhaust efficiency*, Nuclear Fusion, 30 (1990), p. 2141.
- [125] C. REUX ET AL., *Demo reactor design using the new modular system code sycomore*, Nuclear Fusion, 55 (2015), p. 073011.
- [126] K.-U. RIEMANN, *The bohm criterion and sheath formation*, Journal of Physics D: Applied Physics, 24 (1991), p. 493.
- [127] ——, *Kinetic analysis of the collisional plasma-sheath transition*, Journal of Physics D: Applied Physics, 36 (2003), p. 2811.
- [128] F. ROMANELLI ET AL., *Fusion electricity: a roadmap to the realisation of fusion energy*, November 2012.
- [129] M. N. ROSENBLUTH, W. M. MACDONALD, AND D. L. JUDD, *Fokker-planck equation for an inverse-square force*, Phys. Rev., 107 (1957), pp. 1–6.
- [130] G. RUBINO ET AL., *Comparative analysis of the sol plasma in demo using edge2d/eirene and tecxy codes*, Nuclear Materials and Energy, - (2016), pp. 1–5.
- [131] R. SCHNEIDER ET AL., *Plasma edge physics with b2-eirene*, Contrib. Plasma Phys., 46 (2006), pp. 3–191.

## Literaturverzeichnis

- [132] V. D. SHAFRANOV, *Plasma equilibrium in a magnetic field*, Reviews of Plasma Physics, 2 (1966), p. 103.
- [133] I. F. SILVERA, *The solid molecular hydrogens in the condensed phase: Fundamentals and static properties*, Rev. Mod. Phys., 52 (1980), pp. 393–452.
- [134] P. STANGEBY, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 2000.
- [135] P. C. STANGEBY, *A tutorial on some basic aspects of divertor physics*, Plasma Phys. Control. Fusion, 42 (2000), pp. B271–B291.
- [136] P. C. STANGEBY AND J. E. ALLEN, *Plasma boundary as a mach surface*, Journal of Physics A: General Physics, 3 (1970), p. 304.
- [137] U. STROTH, *Plasmaphysik: Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*, Springer-Verlag, 1 ed., 2011.
- [138] E. SULTANOV, *Analytische und polygonale flächen*. 2006.
- [139] T. TANABE, *Tritium fuel cycle in iter and demo: Issues in handling large amount of fuel*, Jornal of Nuclear Materials, 438 (2013), pp. S19–S26.
- [140] T. S. TAYLOR, *Physics of advanced tokamaks*, Plasma Phys. Control. Fusion, 39 (1997), p. B47–B73.
- [141] M. W. THOMPSON, *Ii. the energy spectrum of ejected atoms during the high energy sputtering of gold*, Philosophical Magazine, 18:152 (1968), pp. 377–414.
- [142] M. TOKAR, M. BECKERS, AND W. BIEL, *Erosion of installations in ports of fusion reactor by hot fuel atoms*. 22nd International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, 2016.
- [143] M. Z. TOKAR, M. BECKERS, AND W. BIEL, *Erosion of installations in ports of a fusion reactor by hot fuel atoms*, Nuclear Materials and Energy, - (2017), pp. 1–5. Article in Press.
- [144] F. TROYON ET AL., *Mhd-limits to plasma confinement*, Plasma Physics and Controlled Fusion, 26 (1984), p. 209.
- [145] D. TSKHAKAYA AND M. GROTH, *1d kinetic modelling of the jet sol with tungsten divertor plates*, Journal of Nuclear Materials, 438, Supplement (2013), pp. S522 – S525. Proceedings of the 20th International Conference on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices.
- [146] ——, *Modelling of tungsten re-deposition coefficient*, Jornal of Nuclear Materials, 463 (2015), pp. 624–628.
- [147] L. VAINSSTEIN ET AL., *Ionization of w atoms and w+ ions by electrons*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 44 (2011), p. 8pp.

- [148] G. VAN EDEN ET AL., *The effect of high-flux h plasma exposure with simultaneous transient heat loads on tungsten surface damage and power handling*, Nuclear Fusion, 54 (2014), p. 123010.
- [149] H. VIKSTRÖM, S. DAVIDSSON, AND M. HÖÖK, *Lithium availability and future production outlooks*, Applied Energy, 110 (2013), pp. 252–266.
- [150] A. WALLNER ET AL., *Recent near-earth supernovae probed by global deposition of interstellar radioactive  $^{60}\text{fe}$* , Nature, 532 (2016), pp. 69–72.
- [151] T. WEBER AND J. AKTAA, *Numerical assessment of functionally graded tungsten/steel joints for divertor applications*, Fusion Engineering and Design, 86 (2011), pp. 220–226.
- [152] T. WEBER ET AL., *Functionally graded vacuum plasma sprayed and magnetron sputtered tungsten/eurofer97 interlayers for joints in helium-cooled divertor components*, Journal of Nuclear Materials, 436 (2013), pp. 29–39.
- [153] T. WEGENER ET AL., *Development of yttrium-containing self-passivating tungsten alloys for future fusion power plants*, Nuclear Materials and Energy, 9 (2016), pp. 394 – 398.
- [154] R. WENNINGER ET AL., *Advances in the physics basis for the european demo design*, Nucl. Fusion, 55 (2015), pp. 1–7.
- [155] ——, *The physics and technology basis entering european system code studies for demo*, Nuclear Fusion, 57 (2017), p. 016011.
- [156] R. P. WENNINGER ET AL., *Demo divertor limitations during and in between elms*, Nucl Fusion, 54 (2014), p. 8pp.
- [157] J. WESSON, *Tokamaks*, Oxford Science Publications, 4th ed., 2011.
- [158] S. WIESEN ET AL., *The new solps-iter code package*, Journal of Nuclear Materials, 463 (2015), pp. 480 – 484. PLASMA-SURFACE {INTERACTIONS} 21Proceedings of the 21st International Conference on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices Kanazawa, Japan May 26-30, 2014.
- [159] S. WILLMS, *Tritium supply considerations*. Vortrag im Rahmen des Fusion Development Paths Workshops, Januar 2003.
- [160] Z. ZHOU ET AL., *High heat loading performance of actively cooled w/cu fgm-based components*, International Journal of Minerals, Metallurgy and Materials, 18 (2011), p. 467.
- [161] H. ZOHM, *On the minimum size of demo*, Fusion Science and Technology, 58 (2010), pp. 613 –624.
- [162] H. ZOHM ET AL., *On the physics guidelines for a tokamak demo*, Nuclear Fusion, 53 (2013), p. 073019.