

Berechnung der Erosionsraten am HHF-CFC-Divertor des  
Stellaratorexperiments W7-X für OP2.2/OP2.3

**Bachelorarbeit**

E3 - Stellarator-Heizung und Optimierung

am

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Greifswald

Autor  
Lisa Steiniger

Betreuer  
Laura Dittrich

Greifswald, October 30, 2025

# **Abstract**

# Contents

<b>1 Einleitung - Eine lose Sammlung von Informationen</b>	<b>1</b>
1.1 Look-Ups . . . . .	1
1.2 Erosion Theorie . . . . .	1
1.2.1 Physikalische Zerstäubung . . . . .	2
1.2.2 Chemische Erosion . . . . .	2
1.2.3 Langmuir Potential . . . . .	3
1.2.4 Erosionsrelevante Plasmaereignisse . . . . .	3
1.2.5 Maßnahmen zur Reduktion von Erosion . . . . .	4
1.2.6 Einfluss von Unreinheiten im Plasma . . . . .	5
1.3 Diagnostiken . . . . .	5
1.3.1 Langmuir Sonden . . . . .	5
1.3.2 Infrarot-Kamerasysteme . . . . .	7
1.4 Flussdichten Berechnen . . . . .	7
1.5 Formeln Physikalische Zerstäubung . . . . .	8
1.5.1 Wasserstoff- und Sauerstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen . . . . .	8
1.5.2 Selbstzerstäubung von Kohlenstoffbasierten Werkstoffen . . . . .	9
1.6 Formeln Chemische Erosion . . . . .	9
1.6.1 Sauerstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen . . . . .	9
1.6.2 Wasserstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen . . . . .	9
1.7 Berechnung der Gesamtausbeute, Erosionsrate und -dicke . . . . .	10
1.7.1 Absolute Zerstäubungsausbeute . . . . .	10
1.7.2 Nichtberücksichtigung der Wiederablagerung . . . . .	11
1.7.3 Berücksichtigung der Wiederablagerung . . . . .	11
1.8 Formelzeichen . . . . .	12
<b>4 Summary</b>	<b>15</b>
<b>Bibliography</b>	<b>15</b>
<b>5 Appendix A:</b>	<b>18</b>

# 1 Einleitung - Eine lose Sammlung von Informationen

## 1.1 Look-Ups

Divertor und Targetmodule, technische Details [1]  
(Technische) Details W7-X und Infos zu OP2 [2]

## 1.2 Erosion Theorie

Plasma interagiert mit den Wandelementen des Plasmagefäßes, zu denen unter anderem die Divertortargets gehören. Seit OP2.2 handelt es sich bei den Targets um High Heat Flux Carbon Fibre-reinforced Carbon (HHF-CFC), der Werkstoff ist demnach Graphit. Um höheren thermischen Belastungen widerstehen zu können und Hitze effizienter abzuführen, sind die Targets durch tieferliegende Wasserleitungen gekühlt (Quelle?).

Vom Plasma werden neben der abgestrahlten Wärme auch schnelle Ionen freigesetzt. Die eigentlich durch Magnetfelder eingeschlossenen geladenen Teilchen können beispielsweise durch Driftbewegungen oder Edge Localized Modes (ELMs) aus dem Core Plasma in die Randbereiche wandern. Dort sind die Magnetfeldlinien nicht mehr zum verdrillten Torus geschlossen, sondern öffnen sich, bis sie auf die Divertor Targets treffen. Die Ionen werden dadurch auf diese Flächen geleitet, wo sie durch ihre hohe Energie und/oder Reaktivität zur Materialabtragung führen.

Grundsätzlich werden zwei Hauptprozesse der Erosion unterschieden, wenn W7-X betrachtet wird. Einerseits gibt es die physikalische Zerstäubung, die auf Impulsübertrag und dem Herausschlagen von Wandmaterial durch Stöße basiert. Sie ist der dominante Prozess bei Targetoberflächentemperaturen unter 600K. Andererseits können die auftrifffenden Ionen aber auch durch chemische Reaktionen flüchtige Verbindungen mit den Atomen des Targets bilden, was als chemischen Erosion bezeichnet wird. Diese Erosionsart herrscht zwischen 600K und 1200K vor. Ist die Targetoberflächentemperatur noch höher, setzt strahlungsbedingte Sublimation und schließlich thermische Evaporation ein. Beide Prozesse spielen für die Untersuchung der Erosionsraten in W7-X jedoch keine übergeordnete Rolle [3].

### 1.2.1 Physikalische Zerstäubung

Physikalische Zerstäubung ist auf energetische Teilchen zurückzuführen, die durch Kollision mit den Targetatomen zu deren Emission führen. Grundsätzlich werden Stöße mit den Targetatomkernen als elastisch betrachtet, während solche unter Beteiligung von Targetelektronen als inelastisch angenommen werden. Auftreffende Ionen können daher entweder an der Oberfläche reflektiert werden oder in das Targetmaterial eindringen und dort elektronisch oder nuklear gestoppt werden. Die Eindringtiefe und der erodierende Effekt hängen dabei mit der Ionenmasse und -größe sowie der Teilchenenergie zusammen. Kleine, leichte Teilchen dringen tiefer ein als große, schwere Ionen, da es zu weniger Interaktion mit dem Targetmaterial kommt.

Niederenergetische Teilchen führen nur wenige Stöße aus, bis sie gestoppt werden. Demnach müssen nur Stöße erster und zweiter Ordnung betrachtet werden. Das bedeutet, nur jene Targetatome, die direkt vom Projektil getroffen wurden, und solche, welche von diesen gestoßen wurden, haben die Möglichkeit, emittiert zu werden. Aus diesem Grund finden alle zugehörigen Prozesse in den obersten Schichten des Targetmaterial statt (ca. 5 Å). Für Ionen mit mittlerer Energie bildet sich eine Kaskade aus, weil angestoßene Teilchen wiederum andere Targetatome treffen. Diese Kaskade setzt sich in Richtung der Targetoberfläche fort, wo Targetmaterial freigesetzt wird. Werden noch höhere Teilchenenergien betrachtet, kommt es zu thermischen Spikes. Diese bezeichnen eine Teilchenkaskade hoher Dichte, die durch den Übertrag großer Energiemengen in ein eher kleines Volumen innerhalb kurzer Zeit ausgelöst wird. Sie können zu hohen Temperaturen, thermischer Sublimation, Schockwellen und Kraterbildung führen [3, 4].

### 1.2.2 Chemische Erosion

Chemische Erosion basiert auf der chemischen Reaktion mit den auftreffenden Ionen. Im Fall von Sauerstoff bildet sich das flüchtige Kohlenstoffmonoxid und in deutlich geringeren Mengen auch Kohlenstoffdioxid. Der gängige Literaturwert für die Teilchenausbeute  $Y_{chem,O}$  liegt bei 0.7 (Quelle?).

Wasserstoffisotope reagieren mit den C-Atomen des Graphits zu Kohlenwasserstoff-Molekülen des Typs  $C_xH_y$  wie beispielsweise Methan. Diese sind entweder sofort flüchtig, weil das reagierende Ion und die Temperatur des Targets genug Energie zum Überwinden der Bindungsenergie bereitstellen (thermisch aktivierte Kohlenwasserstoff-Emission) oder werden später durch den Zusammenstoß energetischer Teilchen mit dem Target herausgelöst (Ionen-induzierte Desorption). Dass auch bei sehr niedrigen Targettemperaturen chemische Erosion stattfindet, hängt damit zusammen, dass komplexe Kohlenwasserstoffe an der Targetoberfläche nur schwach gebunden sind. Ihre Sublimationswärme ist deutlich niedriger als die von Graphit, sodass auch niederenergetische Ionen die Emission durch Stöße herbeiführen können [3, 5].

Allgemein gilt für chemische Erosion: Je höher die Oberflächentemperatur des Targets (eigentlich Maximum bei 600K...) und der Teilchenfluss, desto höher die Erosion.

sionsrate. Außerdem spielt die chemische Struktur des Targets eine Rolle: Je weniger geordnet die Struktur, desto höher die Abtragung [4].

### 1.2.3 Langmuir Potential

Für Erosionsprozesse ist die Energie der auftreffenden Ionen von zentraler Bedeutung. Bei Zusammenstößen ist der übertragene Impuls höher, je schneller das Teilchen ist und beeinflusst so die physikalische Zerstörung. Für chemische Erosion müssen C-C-Bindungen gespalten werden, damit Wasserstoffatome die freien Bindungsstellen einnehmen können. Auch diese Energie wird durch Stoßprozesse bereitgestellt.

Grundsätzlich ist die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen eine Maxwell-Verteilung und abhängig von der Ionentemperatur. Daraus lässt sich die Energieverteilung herleiten, die sich allein durch die thermische Bewegung der Teilchen ergibt. Die auf den Divertor auftreffenden Ionen sind jedoch schneller als durch diese Verteilung angegeben. Der Grund dafür ist das Langmuir Potential, welches zur Ausbildung eines elektrischen Feldes führt, in dem geladene Teilchen beschleunigt werden. Im folgenden soll kurz erläutert werden, was das Langmuir Potential ist und warum es sich aufbaut.

Werden die einzelnen Komponenten eines Plasmas betrachtet - schwere, positiv geladene Ionen und leichte, negativ geladene Elektronen - so zeigt sich, dass die Elektronentemperatur höher ist als die der Ionen. Daraus folgt, dass Elektronen mobiler sind als Ionen, ein Effekt, der durch ihre niedrigere Masse noch verstärkt wird. Demnach erreichen Elektronen eine neutrale Platte wie den Divertor schneller und laden sie gegenüber dem Plasma negativ auf. Es bildet sich ein Potentialunterschied, der zum Aufbau eines elektrischen Felds direkt über den Divertor Targets führt - dem sogenannten Langmuir Sheath. Dieses wirkt abstoßend auf weitere Elektronen, die langsam unter ihnen erreichen den Divertor nicht mehr. Auf die positiven Ionen wird im Gegenzug eine anziehende Kraft ausgeübt, welche sie zum Target hin beschleunigt. Der Energiegewinn eines Ions durch die Beschleunigung hängt dabei von seinem Ionisationszustand und seiner Temperatur ab. Nach einer Weile stellt sich ein Gleichgewicht ein, Ionen- und Elektronenflussdichte sind an jeder Position des Langmuir Sheaths gleich. Der nun vorliegende Potentialunterschied wird als Langmuir Potential bezeichnet [3].

### 1.2.4 Erosionsrelevante Plasmaereignisse

Es gibt verschiedene, zeitlich beschränkte Ereignisse im Plasma, die zu lokal erhöhten Erosionsraten führen. Sie können zum größten Teil in den Berechnungen dieser Arbeit nicht beachtet werden, erklären aber mögliche Unterschiede zu experimentell ermittelten Werten. Einige werden deshalb in diesem Abschnitt beschrieben.

Die sogenannten ELMs (edge localized modes) bezeichnen bis zu 1 ms lange magnetohydrodynamische Ereignisse, welche durch einen periodischen Ausstoß von Teilchen und thermischer Energie aus dem Core Plasma gekennzeichnet sind. Sie werden unter

anderem genutzt, um die Konzentration von Verunreinigungen im Core Plasma zu reduzieren und beispielsweise durch Fusion gebildetes Helium zu entfernen. Gleichzeitig erhöhen die sich entlang der Magnetfeldlinien ausbreitenden ELMs jedoch die Materialabtragung, da eine erhöhte Anzahl schneller Ionen auf die Wandkomponenten trifft. In Folge dessen schmelzen oder evaporieren diese, mitunter stoßen sie auch Tröpfchen flüssigen Materials ab.

Als Hot Spots werden Bereiche von PFCs bezeichnet, die eine deutlich erhöhte Oberflächentemperatur aufweisen. Diese führt zu einer verstärkten Sublimation, von der auch Elektronen betroffen sind. Daraus ergibt sich eine Reduktion des Langmuir Potentials, wodurch die Anzahl der auf die Hot Spots treffenden Plasmaelektronen steigt. Das heizt die betroffenen Bereiche zusätzlich auf, es kommt zur Selbstverstärkung des Effekts und einer gesteigerten Abtragung von Wandmaterial.

Zuletzt soll noch die Lichtbogenbildung (arcing) erklärt werden. Sie ist ein in instabilen Plasmas auftretender Effekt, der durch einen Potentialabfall von 10-30 V im Langmuir Sheath entsteht. Es bildet sich eine lokale Entladung mit hohen Strömen, die in Form eines Lichtbogens sichtbar werden. Die Kathode ist dabei die Wandkomponente und die Anode das Plasma. Der Lichtbogen bewegt sich dann zufällig über die Wandoberfläche und erodiert im Schnitt  $10^{17} - 10^{18}$  Atome [3].

### 1.2.5 Maßnahmen zur Reduktion von Erosion

Allgemein kann Erosion reduziert werden, indem die Konzentration von Unreinheiten im Plasma reduziert wird. Besonders deutlich wird das am Beispiel von Sauerstoff, der unter anderem von den Wandelementen freigesetzt wird. Sind diese unbehandelt, so kann deutlich mehr Sauerstoff entweichen und anschließend zur Erosion der PFCs beitragen. Wird der Innenraum hingegen regelmäßig boriert, bildet sich also auf den Oberflächen der Wandkomponenten ein dünner Film aus Bor, so ist das Ausgasen von Sauerstoff deutlich geringer. Daraus resultiert eine niedrigere Abtragung von Material. Für W-7X mit ungekühltem Testdivertor ist dieser Effekt als eine Reduktion um 80% an den Divertortargets datiert worden [6, 7].

Außerdem kann die Nettoerosion reduziert werden, indem abgetragene Teilchen sofort wieder abgelagert werden, im Idealfall genau an der Stelle, wo sie emittiert worden sind. Wenn sie die Targetoberfläche verlassen, sind die Verunreinigungen neutral. Sie bewegen sich daher vom Langmuir Potential und dem Magnetfeld unbeeinflusst auf geraden Bahnen, bis sie, meist durch Zusammenstöße mit Elektronen, ionisiert werden. Dann beginnen die Ionen, um die Magnetfeldlinien zu gyrieren und treffen so gegebenenfalls wieder auf das Target. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist höher, je kleiner die Ionisationslänge im Vergleich zum Gyroradius ist und je kleiner beide Längen an sich sind.

Zusätzlich spielt für die Wiederablagerung der Haftungskoeffizient des Ions eine Rolle. Er gibt an, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein auftreffendes Ion am Target abgelagert wird. Nicht-flüchtiger atomarer Kohlenstoff und Beryllium haben

beispielsweise durchgängig hohe Haftungskoeffizienten, während die von Kohlenwasserstoffen mit der Teilchenenergie variieren. Hat das auftreffende Kohlenwasserstoff-Molekül nur thermische Energie, so ist die Haftungswahrscheinlichkeit gering, während bei einigen eV der Haftungskoeffizient hoch ist. Für Teilchenenergien, die höher als die Bindungsenergie des Kohlenwasserstoffs sind, kommt es beim Auftreffen auf die Wand zum Zerfall des Moleküls in die einzelnen Atome. Diese haben dann je nach Element unterschiedliche Haftungskoeffizienten [3].

### 1.2.6 Einfluss von Unreinheiten im Plasma

Unreinheiten, die ins Plasma gelangen, beeinflussen dessen Verhalten. Sind sie im Core Plasma, verunreinigen sie den Treibstoff für die Fusion und können sie bei zu hoher Konzentration zum Erliegen bringen beziehungsweise die Entzündung verhindern. Im Randbereich erhöhen Plasmaverunreinigungen die Abstrahlung von Energie, was im Extremfall zum Kollaps des Plamas führen kann. In geringen Mengen sind die Ionen dort jedoch erwünscht, um die Wärmeverteilung gleichmäßig auf alle PFCs zu verteilen und die Divertoren nicht zu überhitzen. Dazu werden mitunter sogar extra Verunreinigungen erzeugt, indem Gasstöße ins Randplasma gegeben werden [3].

## 1.3 Diagnostiken

In dieser Bachelorarbeit wurde mit der Plasmadichte, der Elektronentemperatur und der Oberflächentemperatur der Divertortargets gerechnet. Die zugehörigen Datensätze stammen aus dem Experimentalbetrieb von Wendelstein 7-X in OP2.2 und 2.3 und wurden mithilfe verschiedener Diagnostiken gesammelt. Zu ihnen zählen die Langmuir Sonden und die Infrarot-Kamerasysteme. Diese Diagnostiken, ihre Funktionsweise und Besonderheiten im entstehenden Datenprofil sollen in diesem Abschnitt kurz vorgestellt werden.

### 1.3.1 Langmuir Sonden

Langmuir Sonden sind multifunktionale Messgeräte, die im Grunde aus einem einzelnen, nicht isolierten Draht bestehen, welcher ins Plasma gehalten wird. Sie liefern lokale Messdaten für Elektronendichte und Elektronentemperatur, aber auch für Ionenflüsse und das Floating Potential. Letzteres beschreibt das an der Sonde anliegende Potential, bei dem kein Nettostrom mehr gemessen wird [8]). Das dahinterstehende Messprinzip beruht darauf, dass das Einführen der Elektrode ins Plasma zur Wechselwirkung mit eben jenem führt. In Wendelstein 7-X sind die Langmuir Sonden aus Wolframdraht gefertigt, deren Spitze freigelegt ist. Wird sie ins Plasma geschoben, so passiert zunächst dasselbe, wie beim Aufbau des Langmuir Potentials über der Divertoroberfläche: Die mobileren Elektronen erreichen die Elektrode zuerst, laden sie negativ auf und stoßen damit weitere Elektronen ab, während Ionen aufgrund ihrer positiven Ladung angezogen werden. Das geschieht bis zur Einstellung eines Gleichgewichts zwischen Ionen- und

Elektronenströmen. Im Gegensatz zum Divertor muss die Langmuir Sonde jedoch nicht neutral geladen sein, ihr Potential ist variabel und wird immer relativ zum Plasmapotential angegeben. Wird ein positives Potential angelegt, werden aktiv Elektronen aus dem Plasma gezogen und Ionen abgestoßen, es handelt sich um den sogenannten Elektronensättigungsbereich. Wird das Potential gesenkt und somit negativ, befindet sich die Sonde zunächst im Elektronenanlaufstrombereich, solange ihr Potential noch höher ist als das Floating Potential. Es dringen noch Elektronen bis zur Sonde vor, zeitgleich werden aber schon Ionen angezogen und der gemessene Nettostrom sinkt. Ist das Potential der Sonde gleich dem Floating Potential ist der Nettostrom gleich null, weil Elektronen- und Ionenflüsse sich ausgleichen. Sinkt das Potential noch weiter, werden vornehmlich Ionenströme gemessen, da die Mehrheit der Elektronen von der Drahtspitze fern gehalten wird. Es wird vom sogenannten Ionensättigungsbereich gesprochen. Der Verlauf dieser  $I(U)$  Kennlinie ermöglicht Rückschlüsse auf entsprechende Plasmaparameter. Der exponentielle Anstieg der Kurve im Elektronenanlaufstrombereich gibt beispielsweise Auskunft über die Energieverteilung der Elektronen und somit über deren Temperatur sowie die Elektronendichte [9].

An dieser Stelle soll nun im Besonderen nochmal auf die Langmuir Sonden in W7-X eingegangen werden. Seit OP2 hat Wendelstein 7-X einen wassergekühlten HHF-CFC Divertor, der thermischen Belastungen bis  $10 \text{ MW/m}^2$  standhält und somit für lange Entladungen bis 30 min geeignet ist [2]. Die Langmuir Sonden sind zwar aus Wolfram und haben daher einen höheren Schmelzpunkt als kohlenstoffbasierte Materialien [10], sind aber im Gegensatz zum Divertor zu klein, um mit Wasser gekühlt zu werden. Zusätzlich wird durch das Einführen ins Plasma ohnehin eine deutlich höhere Belastung von 100 bis  $200 \text{ MW/m}^2$  erwartet. Eine längere Aufenthaltszeit im Plasma würde daher zweifelsohne zum Schmelzen der Sonden führen, was deren Zerstörung und außerdem die Verunreinigung des Plasmas mit Wolfram bedeutet. Um dieses Szenario zu vermeiden, handelt es sich in W7-X um sogenannte Pop-up Langmuir Sonden, die in Intervallen ins Plasma ein- und ausgefahren werden. Die Zeit im Plasma ist auf höchstens 50 ms begrenzt, die Zeit außerhalb des Plasmas dient der Abkühlung der Sonden. Dies führt zu einer diskontinuierlichen Messung mit einer Datenerhebung aller 2 bis 3 s.

Als interessante Messpunkte wurden die zwei Bereiche des Divertors ausgemacht, in denen sich die Strikeline am häufigsten befindet: Der low-iota Bereich gegeben durch Targetmodul TM2h07 und TM3h01 sowie der high-iota Abschnitt repräsentiert durch TM8h01. Dabei war auch die Möglichkeit, überhaupt Langmuir Sonden montieren zu können, ausschlaggebend, da das Kühlungssystem des Divertors den Raum für Neuinstalltionen beschränkt. Auf TM2h06 sind sechs Langmuir Sonden angebracht, die radial in einer Linie vom Pumpspalt weg angeordnet sind. Die acht Sonden auf TM3h01 sind weiter vom Pumpspalt entfernt, aber ebenso radial ausgerichtet wie die in TM2h06. Auf TM8h01 sind vier Sonden befestigt. Die Messpunkte sind in der oberen und unteren Divertor Einheit von Modul 5 an zueinander symmetrischen Positionen, sodass insgesamt 36 Messstellen zur Verfügung stehen. Allerdings sind immer nur die Sonden aktiv, in deren Bereich die Strikeline für die entsprechende Entladung fällt [10].

### 1.3.2 Infrarot-Kamerasysteme

Die Oberflächentemperatur des Divertors und anderer PFCs von W7-X wird durchgängig, das heißt in allen Modulen und zu allen Zeiten des Experimentalbetriebs, durch Infrarotkameras beobachtet. Das dient dem Schutz der Bauteile und des Stellarators im Allgemeinen vor lokalen Überhitzungen und den daraus resultierenden Schäden. Die Oberflächentemperatur wird dabei nach dem folgenden Messprinzip bestimmt:

Thermographische Kameras, welche sensitiv für Licht im infraroten Spektrum sind, ermöglichen die Messung der Oberflächentemperatur des Divertors unter Nutzung des Planck'schen Gesetzes. Dieses besagt, dass jeder Körper, in Abhängigkeit seiner Oberflächentemperatur und Emissivität, Lichtspektren mit unterschiedlicher Intensitätsdistribution über die verschiedenen Wellenlängen aussendet. ?? beschreibt die Energiedichte  $U$  in Bezug auf Frequenz  $f$  und die Oberflächentemperatur  $T_s$ , wobei  $k_B$  die Boltzmann Konstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum ist [11].

$$U(f, T) = \frac{8\pi h f^3}{c^3 \cdot (\exp\left(\frac{hf}{k_B T_s}\right) - 1)}$$

Die Energiedichteverteilung hat ihr Maximum normalerweise im infraroten Spektrum. Wird zusätzlich die Emissivität des Objekts mit einbezogen, so kann aus dem gemessenen Photonenfluss die Oberflächentemperatur errechnet werden [12]. Konkret wird das in Wendelstein 7-X durch Bolometer umgesetzt. Einfallende Photonen treffen die Oberfläche des Messgeräts und heizen diese auf. Das wird durch Widerstandsthermometer registriert, von denen jedes einem Kamerapixel entspricht [13]. Oder: Einfallende Photonen treffen auf einen Schirm und heizen ihn auf. Dieser wird durch Infrarotkameras beobachtet, welche nach entsprechender Kalibration eine lokal aufgelöste Messung ermöglichen.

## 1.4 Flussdichten Berechnen

[3] p.12 und 199f

$\Gamma$  der auftreffenden Ionen in  $[s^{-1} m^{-2}]$ ,  $T$  in [K],  $k_B$  in [eV/K],  $m$  in [kg],  $q_i$  in [1, 2, 3] für [H, C, O],  $n$  in  $[m^{-3}]$

$$n_e = \sum q_i n_i \quad (1.1)$$

$$n_i = f_i n_e \quad (1.2)$$

$$1 = \sum f_i q_i \quad (1.3)$$

$$\Gamma_i = f_i \sqrt{\frac{k_B(T_e + T_i)}{m_i}} n_e^{LCFS} \quad (1.4)$$

$$T_e = T_i \quad (1.5)$$

$$(1.6)$$

## 1.5 Formeln Physikalische Zerstäubung

### 1.5.1 Wasserstoff- und Sauerstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen

[3] p.80ff, überarbeitete Bohdansky-Formel, eigentlich auch für Selbstzerstäubung anwendbar

genauere Quellen: Y(0) [14, 15, 16], sn, epsilon, aL [17], Y(alpha) [18], gamma, fy, amax 168

$Q_y$  ist Tabellenwert (einheitslos),  $E_{TF}$  und  $E_{th}$  sind Tabellenwerte in [eV] (aber Formeln zur Berechnung verfügbar), Energien in [eV],  $M$  in [u],  $n$  in [ $m^{-3}$ ] für das Targetmaterial,  $a_L$  wird berechnet in [m],  $f_y$  ist einheitslos, Index 1 bezieht sich auf das Ion, Index 2 auf das Targetatom

$$\epsilon = \frac{E}{E_{TF}} \quad (1.7)$$

$$s_n(\epsilon) = \frac{0.5 \ln(1 + 1.2288\epsilon)}{\epsilon + 0.1728\sqrt{\epsilon} + 0.008\epsilon^{0.1504}} \quad (1.8)$$

$$Y(E, \alpha = 0^\circ) = Q_y s_n(\epsilon) \left( 1 - \left( \frac{E_{th}}{E} \right)^{2/3} \right) \left( 1 - \frac{E_{th}}{E} \right)^2 \quad (1.9)$$

$$f_y = \sqrt{E_s} \left( 0.94 - 0.00133 \frac{M_2}{M_1} \right) \quad (1.10)$$

$$a_L = \frac{0.04685 \cdot 10^{-9}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \quad (1.11)$$

$$\gamma_k = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \quad (1.12)$$

$$\alpha_{max} = \frac{\pi}{2} - \frac{a_L n^{1/3}}{\sqrt{2\epsilon \sqrt{E_s / (\gamma_k E)}}} \quad (1.13)$$

$$Y(E, \alpha) = \frac{Y(E, \alpha = 0^\circ)}{\cos(\alpha) f_y} \exp \left( f_y \left[ 1 - \frac{1}{\cos(\alpha)} \right] \cos(\alpha_{max}) \right) \quad (1.14)$$

### 1.5.2 Selbstzerstäubung von Kohlenstoffbasierten Werkstoffen

[19] p.101, eigentlich nicht auf Selbstzerstäubung begrenzt, aber dann muss statt  $E_s$  z.B. 1eV eingesetzt werden (Fall von Wasserstoffisotopen als Ionen)

$$\alpha_0 = \pi - \arccos \left( \sqrt{\frac{1}{1 + E/E_s}} \right) \quad (1.15)$$

$$\alpha_{max} = \frac{2\alpha_0}{\pi} \cdot \arccos \left( \frac{b}{f} \right)^{1/c} \quad (1.16)$$

$$Y(E, \alpha) = Y(E, \alpha = 0^\circ) \left( \cos \left[ \left( \frac{\pi\alpha}{2\alpha_0} \right)^c \right] \right)^{-f} \exp \left( b \left[ 1 - \frac{1}{\cos \left[ \left( \frac{\pi\alpha}{2\alpha_0} \right)^c \right]} \right] \right) \quad (1.17)$$

$$(1.18)$$

## 1.6 Formeln Chemische Erosion

### 1.6.1 Sauerstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen

Literaturwert von  $Y_{chem} = 0.7$  Quelle?

### 1.6.2 Wasserstoffionen auf Kohlenstoffbasierten Werkstoffen

[3] p.85f, [20]

$Q_y$ ,  $C_d$ ,  $c_i$  sind Tabellenwerte (einheitslos),  $E_{ths}$ ,  $E_{thd}$  und  $E_{th}$  sind Tabellenwerte in [eV] (aber Formeln zur Berechnung verfügbar für th), Energien und  $T_s$  in [eV],  $\Gamma$  der auftreffenden Ionen in  $[s^{-1}m^{-2}]$

$$c_i = [1.865, 1.7, 1.535, 1.38, 1.26] \quad (1.19)$$

$$s_i = \frac{1}{1 + 3 \cdot 10^7 \exp(-1.4/T_s)} \quad (1.20)$$

$$\times \frac{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-c_i/T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + (1 + 2/\Gamma \cdot 10^{29} \exp(-1.8/T_s)) \exp(-c_i/T_s)} \quad (1.21)$$

$$Y^{damage} = Q_y s_n(\epsilon) \left( 1 - \left( \frac{E_{thd}}{E} \right)^{2/3} \right) \left( 1 - \frac{E_{thd}}{E} \right)^2 \quad (1.22)$$

$$= 0 \text{ if } E < E_{thd} \quad (1.23)$$

$$Y_i^{surf} = \frac{s_i Y(E, \alpha = 0^\circ)}{1 + \exp([E - 65]/40)} \quad (1.24)$$

$$= 0 \text{ if } E < E_{ths} \quad (1.25)$$

$$Y_i^{therm} = \frac{0.0439 s_i \cdot \exp(-c_i/T_s)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-c_i/T_s)} \quad (1.26)$$

$$Y_i = Y_i^{surf} + Y_i^{therm} (1 + C_d \cdot Y^{damage}) \quad (1.27)$$

$$Y_{chem}(E, T_s, \Gamma) = \frac{Y_1 + Y_2 + Y_3}{4} + \frac{Y_4 + Y_5}{8} \quad (1.28)$$

[5] Formel(11)ff

Energien in [eV],  $\Gamma$  der auftreffenden Ionen in [ $s^{-1}m^{-2}$ ],  $T$  in [K],  $k_B$  in [eV/K],  $D$  ist Tabellenwert (einheitslos)

$$C = \frac{1}{1 + 10^{13} \exp(-2.45/k_B T)} \quad (1.29)$$

$$c^{sp3} = C \cdot \frac{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1.7/k_B T)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1.7/k_B T) \cdot \exp(-1.8/k_B T) \cdot 2 \cdot 10^{29}/\Gamma} \quad (1.30)$$

$$Y^{therm} = c^{sp3} \cdot \frac{0.033 \exp(-1.7/k_B T)}{2 \cdot 10^{-32} \Gamma + \exp(-1.7/k_B T)} \quad (1.31)$$

$$Y^{surf} = c^{sp3} \cdot \frac{Y(E, \alpha = 0^\circ)_{1eV < E_{th} < 2eV}}{1 + \exp((E - 90)/50)} \quad (1.32)$$

$$Y_{chem} = Y^{surf} + Y^{therm} \cdot (1 + D \cdot Y(E, \alpha = 0^\circ)) \quad (1.33)$$

$$(1.34)$$

[21], für hohe Teilchenflussdichten (1e+21 und darüber, in [ $s^{-1}m^{-2}$ ])

$$Y_{chem}(E, T_s, \Gamma) = \frac{Y_{chem, lowflux}(E, T_s, \Gamma)}{1 + (\Gamma/(6 \cdot 10^{21}))^{0.54}} \quad (1.35)$$

## 1.7 Berechnung der Gesamtausbeute, Erosionsrate und -dicke

### 1.7.1 Absolute Zerstäubungsausbeute

Energieverteilung der auftreffenden Teilchen  $g(E)$  ausgehend von einer Maxwell-Verteilung der Teilchengeschwindigkeiten und Richtungen (nur Teilchen in Richtung der Wand werden beachtet) (Quelle: Markus)

Integration der energieabhängigen Zerstäubungsausbeute über alle Energien zur Abdeckung aller Teilchen, Multiplikation mit  $g(E)$  dient der Gewichtung

$$g(E) = 4 \cdot \left( \frac{1}{2T_i} \right)^2 \exp \left( -\frac{E - 3T_i q}{T_i} \right) (E - 3T_i q) \quad (1.36)$$

$$Y_{i,total} = \int_{3k_B T_i q_i}^{\infty} Y_i(E) g(E) dE \quad (1.37)$$

$$(1.38)$$

### 1.7.2 Nichtberücksichtigung der Wiederablagerung

[3] p.200

$t_{discharge}$  in [s],  $\Gamma$  der auftreffenden Ionenspezies  $i$  in  $[s^{-1}m^{-2}]$ ,  $T$  in [K],  $k_B$  in [eV/K],  $n$  in  $[m^{-3}]$

$$\Delta_{erosion} = \frac{t_{discharge}}{n_{carbon}} \sum \Gamma_i Y_{i,total} \quad (1.39)$$

$$(1.40)$$

### 1.7.3 Berücksichtigung der Wiederablagerung

[3] p. 201f

$$\Gamma_{redeposition} = s P_{redeposition} \frac{\Gamma_e \sum Y_i f_i}{1 - P_{redeposition}(Y_{self+1-s})} \quad (1.41)$$

$$\Gamma_{erosion,gross} = \frac{\Gamma_e \sum Y_i f_i}{1 - P_{redeposition}(Y_{self+1-s})} \quad (1.42)$$

$$\Gamma_{erosion,net} = \Gamma_{erosion,gross} - \Gamma_{redeposition} \quad (1.43)$$

$$= (1 - s P_{redeposition}) \frac{\Gamma_e \sum Y_i f_i}{1 - P_{redeposition}(Y_{self+1-s})} \quad (1.44)$$

$$= \Gamma_e Y_{eff} \quad (1.45)$$

## 1.8 Formelzeichen

- $e$  – Index für elektronenbezogene Größen  
 $i$  – Index für ionenbezogene Größen  
 $k_B$  – Boltzmann Konstante  
 $M$  – Molare Masse  
 $Z$  – Kernladungszahl  
 $n$  – Teilchendichte  
 $T_s$  – Oberflächentemperatur des Targets  
 $\Gamma$  – Teilchenflussdichte  
 $f_i$  – Ionenkonzentration  
 $q_i$  – Ionisationszustand  
 $Y$  – Zerstäubungsausbeute  
 $Y_{chem}$  – Ausbeute durch chemische Erosion  
 $Y^{damage}$  – Zerstäubungsausbeute für Bindungsspaltung  
 $Y^{therm}$  – Zerstäubungsausbeute durch thermische Sublimation  
 $Y^{surf}$  – Zerstäubungsausbeute durch Reaktion schneller Ionen mit Targetatomen  
 $Y^{self}$  – Selbstzerstäubungsausbeute  
 $s_n$  – Nuklearer Wirkungsquerschnitt (nuclear stopping cross section)  
 $E$  – Energie des auftreffenden Ions  
 $E_{TF}$  – Thomas-Fermi Energie  
 $E_{th}$  – Schwellenenergie für physikalische Zerstäubung  
 $E_{thd}$  – Schwellenenergie für Bindungsspaltung  
 $E_{ths}$  – Schwellenenergie für Reaktion schneller Ionen mit Targetatomen  
 $E_s$  – Sublimationswärme  
 $\epsilon$  – Reduzierte Energie  
 $a_L$  – Lindhard Screening-Länge  
 $\gamma_k$  – Kinematischer Faktor  
 $\alpha$  – Einfallsinkel der Ionen bezüglich der Flächennormalen  
 $\alpha_{max}$  –  $\alpha$  mit maximaler physikalischer Zerstäubungsausbeute  
 $P_{redeposition}$  – Wahrscheinlichkeit der Wiederablagerung  
 $s$  – Haftungskoeffizient  
 $Q_y$  – Fitparameter  
 $f_y$  – Yamamura Parameter  
 $b, c, f$  – Fitparameter für Modell nach [19]  
 $c_i, s_i, C_d$  – Parameter für chemische Erosion nach [3]  
 $C, D, c^{sp3}$  – Parameter für chemische Erosion nach [5]

**2**

**3**

## **4 Summary**

# Bibliography

- [1] J. Boscaro et al. "Actively water-cooled plasma facing components of the Wendelstein 7-X stellarator". In: *Fusion Science and Technology* **64** (2013).
- [2] M. Endler et al. "Wendelstein 7-X on the path to long-pulse high-performance operation". In: *Fusion Engineering and Design* **167** (2021). 112381.
- [3] D. Naujoks. *Plasma-Material Interaction in Controlled Fusion (Vol. 39 in Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics)*. Ed. by G. W. F. Drake, Dr. G. Ecker, and Dr. H. Kleinpoppen. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [4] T. Schwarz-Selinger. *Langmuir Sonde*. Vortrag bei "Joint ICTP/IAEA Workshop on Atomic and Molecular Data for Fusion Energy Research" in Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, Trieste. 2009.
- [5] J. Roth and C. Garcia-Rosales. "Analytic description of the chemical erosion of graphite by hydrogen ions, corrigendum". In: *Nuclear Fusion* **37** (1997). 897.
- [6] M. Mayer et al. "Material erosion and deposition on the divertor of W7-X". In: *Physica Scripta* **T171** (2020). 014035.
- [7] M. Mayer et al. "Carbon erosion/deposition on the divertor of W7-X during the operational period OP 1.2b". In: *Nuclear Fusion* **62** (2022). 126049.
- [8] R. Behrisch and W. Eckstein. *Discharge Parameters and Chemistry (Vol. 1 in Plasma Diagnostics)*. Ed. by O. Auciello and D. L. Flamm. Academic Press Inc., 1989.
- [9] *Plasma-Wall Interaction in Magentic Fusion Erosion Mechanisms (Erosion of Carbon by Hydrogen)*. url=<https://wiki.physik.ruhr-uni-bochum.de/fpsowas/index.php/Langmuir-Sonde>. 2009.
- [10] A. Pandey et al. "Pop-up Langmuir probe diagnostic in the water cooled divertor of Wendelstein 7-X". In: *Rev. Sci. Instrum.* **95** (2024). 043503.
- [11] Olga Teider. *Ableitung der Planckschen Strahlungsformel nach Einstein*. [https://www.uni-ulm.de/fileadmin/website\\_uni\\_ulm/nawi.inst.251/Didactics/quantenchemie/html/AbleitF.html](https://www.uni-ulm.de/fileadmin/website_uni_ulm/nawi.inst.251/Didactics/quantenchemie/html/AbleitF.html). [Online; accessed 09-July-2025].
- [12] A. Puig Sitjes et al. "Wendelstein 7-X Near Real-Time Image Diagnostic System for Plasma-Facing Components Protection". In: *Fusion Science and Technology* **74** (2018).
- [13] *Bolometer*. <https://de.wikipedia.org/wiki/Bolometer>. [Online; accessed 30-June-2025]. 2024.
- [14] J. Bohdansky, J. Roth, and H. L. Bay. "An analytical formula and important parameters for low-energy ion sputtering". In: *J. Appl. Phys.* **51** (1980). 2861–2865.

- [15] J. Bohdansky et al. “Light ion sputtering of fusion reactor materials in dependance of angle of incidence”. In: *Journal of Nuclear Material* **103 and 104** (1981). 339-344.
- [16] J. Bohdansky. “A universal relation for the sputtering yield of monoatomic solids at normal ion incidence”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **B2** (1984). 587-591.
- [17] C. Garcia-Rosales, W. Eckstein, and J. Roth. “Revised formulae for sputtering data”. In: *Journal of Nuclear Materials* **218** (1994). 8-17.
- [18] Y. Yamamura, Y. Itikawa, and N. Itoh. “Angular dependence of sputtering yields of monoatomic solids”. In: *Technical Report IPPJ-AM-26* (1983). Nagoya University.
- [19] R. Behrisch and W. Eckstein. *Sputtering by Particle Bombardment (Vol. 110 in Topics in Applied Physics)*. Ed. by Dr. C. E. Ascheron. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [20] J. Roth and C. Garcia-Rosales. “Analytic description of the chemical erosion of graphite by hydrogen ions”. In: *Nuclear Fusion* **36** (1996). 1647.
- [21] J. Roth et al. “Flux dependence of carbon chemical erosion by deuterium ions”. In: *Nuclear Fusion* **44** (2004). L21.

## **5 Appendix A:**