

**Entwicklung einer effizienten Hochstrom-
Ionenquelle für das FRANZ-Projekt zur
Produktion intensiver, hochbrillanter
Protonenstrahlen**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt dem Fachbereich Physik

der Goethe-Universität

in Frankfurt am Main

von

WALDEMAR SCHWEIZER

aus Wahlstedt

Frankfurt am Main

2015

(D 30)

vom Fachbereich Physik der Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. R. Reifarth

Erster Gutachter: Prof. Dr. U. Ratzinger

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. H. Podlech

Datum der Disputation: 27.04.2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie von Gasentladungen und Plasmen	7
2.1	Charakteristik von Gasentladungen und Plasmen	7
2.2	Grundlegende Plasmaparameter	13
2.3	Erzeugung von Ladungsträgern	17
2.4	Bewegung von Ladungsträgern in elektrischen und magnetischen Feldern	23
2.5	Vernichtung von Ladungsträgern	27
2.6	Potentialverlauf und Teilchentemperaturen einer mit Wasserstoff betriebenen Bogenentladungs-Ionenquelle	33
2.7	Modell zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionenstrahlen	35
3	Theorie der Ionenextraktion	41
3.1	Grundlagen der Extraktion	41
3.2	Grundlagen der Emittanz	47
3.3	Einführung des protonenäquivalenten Stroms	51
3.4	120 kV/ 200 mA H_1^+ -Extraktionssystem für FRANZ	55
3.5	50 kV/ 200 mA H_1^+ -Extraktionssystem	63
4	Experimenteller Aufbau	71
4.1	Plasmagenerator und Extraktionssystem	71
4.2	Magnetische Filter	77
4.3	Plasmadiagnosemessstand	81
4.4	Emittanzmessanlage	87
4.5	Fotos der FRANZ-Protonenquelle	89

5	Verifizierung des Modells zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionenstrahlen	93
5.1	Möglichkeiten zur Beeinflussung der Elektronenenergie und -temperatur im Plasma	93
5.2	H ₂ ⁺ -Ionen optimierter Quellenbetrieb	103
5.3	H ₃ ⁺ -Ionen optimierter Quellenbetrieb	107
5.4	H ₁ ⁺ -Ionen optimierter Quellenbetrieb	113
6	Strahluntersuchungen	117
6.1	Strahlstromdichte im H ₁ ⁺ -Ionen optimierten Quellenbetrieb	117
6.1.1	Strahlstromdichte im H ₂ ⁺ -Ionen optimierten Quellenbetrieb	127
6.1.2	Strahlstromdichte im H ₃ ⁺ -Ionen optimierten Quellenbetrieb	129
6.2	Strahlemittanz	133
6.3	Standzeit	137
7	Untersuchung der Ionenquelle im Betrieb mit Deuterium als Arbeitsgas	141
8	Zusammenfassung	145
	Literaturverzeichnis	

Kapitel 1

Einleitung

Protonenstrahlen bringen gegenwärtig die Grundlagenforschung im Bereich der Hochenergiephysik voran, da sie als Primärstrahlen für viele Sekundärstrahlen dienen, wie beispielsweise Antiprotonen beim FAIR-Projekt (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) [1] oder radioaktive Strahlen bei ISOLDE (**I**sotope **S**eparator **O**n **L**ine **D**evice) und Rex-ISOLDE (**R**adioactive **B**eam **E**xperiment-**I**sotope **S**eparator **O**n **L**ine **D**evice) [2]. Die zurzeit dominierende Forschungsanlage in der Hochenergiephysik ist der Proton-Proton-Collider LHC (**L**arge-**H**adron-**C**ollider) in CERN bei Genf [3].

Auf dem Gebiet der Neutronenforschung werden gegenwärtig leistungsfähige gepulste Neutronenquellen entwickelt, aufgebaut und betrieben, welche die experimentellen Möglichkeiten der Forschungsreaktoren erweitern. Ganz konkret ist der Betrieb der Spallationsneutronenquelle SNS (**S**pallation **N**eutron **S**ource) in Oak Ridge/USA mit einer Protonenstrahlleistung von 1 MW bei einer Strahlenergie von 1 GeV bereits im Routinebetrieb [4]. Im Aufbau befindet sich gegenwärtig in Lund/Schweden die Europäische Spallationsneutronenquelle ESS (**E**uropean **N**uclear **S**ociety) mit einer mittlerer Strahlleistung von 6 MW [5].

Da unsere Welt sich in einem rasanten Tempo entwickelt und die stetig wachsende Bevölkerung immer mehr Bedürfnisse hat, erfordert es technologischen Fortschritt durch wissenschaftliche Forschung, um so die grundlegenden Bedürfnisse der Gesellschaft zu erfüllen. Eines dieser Bedürfnisse ist die wachsende Nachfrage nach Energie.

Angesichts immer knapper werdender fossiler Brennstoffe werden weltweit Projekte für erneuerbare Energien bzw. neue Möglichkeiten zur Energiegewinnung gefördert, wie beispielsweise die Fusionsanlagen JET (**J**oint **E**uropean **T**orus) [6] oder ITER (**I**nternational **T**hermonuclear **E**xperimental **R**eactor) [7]. Hierbei wird die Energie durch Kernverschmelzung erzeugt. Da bei

der Kernfusion Neutronen entstehen, welche beim Aufprall auf Materialien Kernreaktionen auslösen und unweigerlich zum Verschleiß führen, müssen widerstandsfähige Materialien für die späteren Fusionsreaktoren entwickelt und getestet werden. Eines der vielversprechenden Projekte, welches sich mit Materialforschung im Zusammenhang mit Neutronen beschäftigt ist IFMIF (**I**nternational **F**usion **M**aterial **I**rradiation **F**acility) [8].

Allgemein gewinnt die Forschung mit Neutronen global an Bedeutung. So wird neben den neuen Möglichkeiten zur Energiegewinnung parallel an der Beseitigung des radioaktiven Abfalls gearbeitet. Der Grundgedanke hierbei ist, mithilfe von Spallationsneutronen die Lebensdauer des radioaktiven Abfalls deutlich zu verkürzen. In diesem Zusammenhang steht das Projekt EUROTRANS (**E**UROpean Research Programme for the **T**RANSmutation of High Level Nuclear Waste in an Accelerator Driven System) [9] bzw. MYRRHA (**M**ulti-purpose **H**ybrid **R**esearch **R**eactor for **H**igh-tech **A**pplications) [10] im Vordergrund.

Ein ganz anderes Projekt, welches sich mit Neutronenphysik beschäftigt ist das am Institut für Angewandte Physik in Frankfurt am Main entstandene FRANZ-Projekt (**F**rankfurter **N**eutronen **Q**uelle am **S**tern-**G**erlach-**Z**entrum) [11]. Die geplanten Experimente erfordern ein annähernd thermisches Neutronenspektrum mit Neutronenenergien im Bereich von 1 bis 500 keV. Um dies zu realisieren wird mithilfe eines primären Protonenstrahls im Energiebereich um 2 MeV über die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion ein intensiver mittlerer Neutronenfluss in Höhe von 10^7 bis 10^{10} n/cm²s¹ im Abstand von 0,7 m vom Li-Target erzeugt. In diesem Zusammenhang sind für dieses Projekt zwei Betriebsarten vorgesehen, welche ein breites Spektrum an diversen Experimenten im astrophysikalischen Bereich [12], der Beschleunigerphysik und der Materialentwicklung (bzgl. Resistenz gegen Neutronenstrahlung) ermöglichen werden.

Der *Aktivierungsbetrieb* erfordert einen hohen mittleren Neutronenfluss, welcher mithilfe eines primären Protonenstrahls im Dauerstrichbetrieb erzeugt wird. Die Ionenquelle stellt dabei den erforderlichen Protonenstrom von 2 bis 50 mA zur Verfügung, bei einer anfänglichen Strahlenergie von 120 keV. In der *LEBT*-Sektion (**L**ow **E**nergy **B**eam **T**ransport) erfolgt anschließend mithilfe von vier

Solenoiden eine transversale Fokussierung des Ionenstrahls. Ab hier wird der Ionenstrahl in der *LINAC*-Sektion (**L**inear **A**ccelerator) [13], welche aus einem *4-Rod RFQ* [14] und einem *IH-DTL* (**I**nterdigital **H**-Type **D**rift **T**ube **L**inac; $f_{rf} = 175$ MHz) [15] besteht, von 120 keV auf 2 MeV beschleunigt.

Im *Kompressorbetrieb* sind energieabhängige Messungen bezüglich der Neutroneneinfang-Wirkungsquerschnitte geplant, welche mithilfe der **T**ime-**o**f-**F**light-Methode (TOF) gemessen werden sollen. Für diese Experimente ist ein gepulster Protonenstrahl mit einem Pulsstrom im Amperé-Bereich und einer Pulslänge von 1 ns bei einer Wiederholfrequenz von 250 kHz am Target notwendig. Für die Erzeugung des 1 ns langen Strahlpulses wird mithilfe eines Bunch-Kompressors [16] ein Makropuls mit einer Länge von ca. 50 ns und einer Wiederholrate von 250 kHz am Linac-Einschuss benötigt. Wegen der deutlich längeren Plasmaaufbauzeit [17] ist es nicht möglich, die Ionenquelle in einem entsprechenden Pulsbetrieb zu betreiben, so dass dem Protonenstrahl nach der Extraktion in einem $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Chopper [18] diese Zeitstruktur aufgeprägt werden muss. Während des Kompressorbetriebs muss die Ionenquelle im Dauerstrichbetrieb einen Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 120 keV und einem Protonenstrom von bis zu 200 mA zur Verfügung stellen.

Im Zusammenhang mit diesem Projekt wurden an die geforderte Ionenquelle besonders hohe Anforderungen gestellt. Diese beinhalten die Erzeugung eines 120 keV/ 200 mA Protonenstrahls bei gleichzeitig niedriger Strahlemittanz, welche am Eingang des Beschleunigers mit $\varepsilon_{rms, norm.} < 0,4$ mm mrad angegeben ist [19]. Da von den Strahlparametern der Ionenquelle die Auslegung der nachfolgenden Komponenten entscheidend abhängt, sollte der von der Ionenquelle bereitgestellte Strahl vorzugsweise nur aus Protonen bestehen: Zum einen, um die geforderte hohe Strahlintensität erreichen zu können, und zum anderen entfällt dann die Massenseparation zwischen der Ionenquelle und dem nachfolgenden RFQ-Beschleuniger.

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen des FRANZ-Projektes entstanden und präsentiert die Ergebnisse der Entwicklung einer hocheffizienten Bogenentladungs-Volumenionenquelle zur Produktion intensiver, atomarer, einfach geladener Ionenstrahlen, welche auf der Grundlage der am Institut für

Angewandte Physik gesammelten langjährigen Erfahrungen gebaut wurde [20, 21]. Diese Ionenquelle erfüllt auch alle Anforderungen, um am zukünftigen FAIR-Protoneninjektor eingesetzt zu werden [1].

Im zweiten Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Gasentladungen sowie die physikalischen Vorgänge im Plasma beschrieben. Ausgehend von diesen Ergebnissen wird im letzten Teil dieses Kapitels ein Modell zur Erzeugung von Ionenstrahlen mit möglichst hohem Protonenanteil vorgestellt.

Im Anschluss an die Beschreibung der physikalischen Vorgänge im Plasmagenerator führt das dritte Kapitel in die Theorie der raumladungsbegrenzten Ionenextraktion aus einem Plasma und in die theoretischen Grundlagen der Emittanz ein. Anschließend wird die Problematik bzw. werden die Besonderheiten der Ionenextraktion mit Wasserstoff als Arbeitsgas aufgezeigt. Es folgen mit dem Programm IGUN durchgeführte Strahlsimulationen, welche unter anderem zur Auslegung des Extraktionssystems führen. Hierbei werden die Abhängigkeiten des Strahldivergenzwinkels und der Strahlemittanz vom extrahierten Strahlstrom präsentiert.

Im vierten Kapitel folgt die Beschreibung des experimentellen Aufbaus. Dabei wird der Schwerpunkt auf die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Ionenquelle und das dazugehörige Extraktionssystem gelegt. Darüber hinaus werden die einzelnen Segmente des experimentellen Aufbaus und die zur Plasma- und Strahldiagnose verwendeten Messeinrichtungen vorgestellt.

Den Messergebnissen und ihrer Interpretation sind die nachfolgenden Kapitel vorbehalten. Dabei geht es im fünften Kapitel um die Verifizierung des theoretischen Modells zur Erzeugung von reinen Protonenstrahlen durch experimentelle Untersuchungen. Darüber hinaus wird auch die gezielte Erzeugung von möglichst reinen H_2^+ - und H_3^+ -Strahlen beschrieben, da diese Ionen Zwischenzustände zur Erzeugung der Protonenstrahlen bilden. Die Plasmauntersuchungen basieren auf der Analyse der Strahlzusammensetzung des extrahierten Ionenstrahls, wobei der Einfluss unterschiedlicher Entladungsparameter (Gasdruck im Entladungsraum, Plasmadichte, magnetische

Flussdichte des Filters und des Solenoiden, Bogenleistung) auf das Plasma experimentell untersucht wird.

Im folgenden sechsten Kapitel werden die Ergebnisse der Strahluntersuchungen präsentiert. Insbesondere wird untersucht, inwieweit die entwickelte Ionenquelle die Anforderungen des FRANZ-Projektes hinsichtlich der Strahlstromdichte und der Strahlqualität erfüllt. Darüber hinaus wird der Einfluss der Entladungsparameter auf die extrahierte Strahlstromdichte von H_1^+ -, H_2^+ - und H_3^+ -Ionen diskutiert. Des Weiteren wird die gemessene Emittanz für den Betrieb mit ein- und zweiatomigen Gasen präsentiert und mit den Simulationsrechnungen verglichen. Um den Anforderungen dieses Projektes gerecht zu werden, wurde das Verhalten der Ionenquelle im Dauerstrichbetrieb bei extremen Bedingungen im Langzeitstandtest untersucht. Die experimentellen Ergebnisse diesbezüglich werden abschließend diskutiert.

Aufgrund der ähnlichen Atomhüllenstruktur von Wasserstoff und Deuterium wurde im letzten Abschnitt dieser Arbeit untersucht, inwieweit sich die entwickelte Ionenquelle auch für die Produktion von D_1^+ -Hochstromionenstrahlen mit hohem Deuteronenanteil eignet. Dies würde den Einsatz dieser Ionenquelle für diverse andere Projekte, wie beispielsweise IFMIF, ermöglichen.

Kapitel 2

Theorie von Gasentladungen und Plasmen

Nach einer Einführung in die Theorie der Gasentladungen werden die grundlegenden Plasmaparameter vorgestellt. Darauf folgend werden die physikalischen Grundlagen der Erzeugung, der Bewegung sowie der Vernichtung von Ladungsträgern präsentiert. Dies wird am Beispiel einer Gasentladung mit Wasserstoff als Arbeitsgas diskutiert. Anschließend wird der Potentialverlauf der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Bogenentladungs-Ionenquelle beschrieben. Schließlich wird dieses Kapitel durch ein Modell zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionen abgeschlossen.

Kapitel 2.1

Charakteristik der Gasentladungen

Als Gasentladungen werden Vorgänge bezeichnet, bei denen elektrischer Strom durch ein Gas fließt. Gase sind im Allgemeinen schlechte Leiter. Sie leiten nur, wenn genug Ladungsträger vorhanden sind. Die Erzeugung dieser Ladungsträger kann entweder durch energiereiche Strahlung oder durch Erhitzung bzw. Erwärmung geschehen.

Der physikalische Hintergrund einer Gasentladung wird nun anhand einer Gasentladungsstrecke erklärt. In einem zylindrischen Glaskörper, der sogenannten Vakuumröhre, wird eine bestimmte Gasart vom Druck p eingebracht. Im Inneren befinden sich zwei gegenüberliegende Elektroden im Abstand d . Zwischen der Anode und der Kathode wird eine Spannung angelegt und es entsteht ein homogenes elektrisches Feld der Feldstärke E . Wird an der

Stelle x durch Hintergrundstrahlung ein Elektron erzeugt, so wird dieses in Feldrichtung Richtung Anode beschleunigt. Bei hinreichend großer Energie kann dieses ein Neutralgasteilchen ionisieren. Die Anzahl der dabei auf einer Wegstrecke von 1 cm durch ein Elektron erzeugten Ionen heißt *Elektronen-Ionisierungszahl* α , auch als „1. Townsend Koeffizient“ bekannt [22, 23]. Er entspricht der Anzahl der Ionisierungsprozesse pro Wegstrecke und Elektron [24] und seine Dimension ist der Kehrwert der mittleren freien Weglänge für einen Ionisationsstoß [23]. Generell ist α eine Funktion des Gasdrucks und der anliegenden Feldstärke.

$$\alpha = p \cdot f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (2.1)$$

Ein weiterer Parameter ist die *Ionen-Ionisierungszahl* β . Die gebildeten Ionen werden in Richtung der Kathode beschleunigt und können bei ausreichender Energie weitere Ladungsträgerpaare erzeugen. β gibt die Anzahl der neugebildeten Ionen an, welche pro Ion auf 1 cm Weglänge erzeugt werden [22]. Vergleicht man beide Zahlen bei gleichem $\left(\frac{E}{p}\right)$ -Verhältnis, so wird ersichtlich, dass $\alpha \gg \beta$ und somit α dominant ist. Nachfolgend wird in guter Näherung $\beta = 1$ verwendet.

Die Änderungsrate der Teilchenzahl der Elektronen dN ist proportional zur Elektronen-Ionisierungszahl und der Anzahl N der auf einer Wegstrecke dx bewegten Elektronen:

$$dN = N \cdot \alpha \cdot dx . \quad (2.2)$$

Wird die Gleichung 2.2 integriert, so ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha d} . \quad (2.3)$$

N_0 ist die Elektronenzahl am Entstehungsort $x = 0$. Der Faktor $(e^{\alpha d} - 1)$ gibt die Anzahl an Sekundärelektronen wieder, die durch ein an der Kathode erzeugtes Primärelektron auf dem Weg Richtung Anode erzeugt werden. Dabei werden $N_0 \cdot (e^{\alpha d} - 1)$ neue Ladungsträgerpaare bis zur Stelle $x = d$ gebildet.

Die so neu erzeugten Ionen werden Richtung Kathode beschleunigt und schlagen dort $\gamma \cdot N_0 \cdot (e^{\alpha d} - 1)$ Elektronen heraus. Der Faktor γ ist dimensionslos und heißt „2. Townsend Koeffizient“. Er gibt die Anzahl der an der Kathode ausgelösten Sekundärelektronen an und hängt vom Elektrodenmaterial ab. Die Werte von γ liegen gewöhnlich im Bereich von 0,1 bis 0,01 [25].

Betrachtet man den Elektronenlawinenprozess, so ergibt sich die Gesamtanzahl der auf die Anode auftreffenden Elektronen mit:

$$N = N_0 \cdot [e^{\alpha d} + \gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1) \cdot e^{\alpha d} + \gamma^2 \cdot (e^{\alpha d} - 1)^2 \cdot e^{\alpha d} + \dots]$$

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha d} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1))^n. \quad (2.4)$$

Die Gleichung 2.4 beschreibt eine geometrische Reihe, die für $\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1) < 1$ konvergiert. Somit ergibt sich die Gesamtzahl der Elektronen zu:

$$N = N_0 \cdot \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1)}. \quad (2.5)$$

Bei der Betrachtung der oben genannten Townsend-Formel 2.5 wird ersichtlich, dass die Gesamtzahl der Elektronen sich durch die Townsend-Koeffizienten α und γ beschreiben lässt. Durch diese Parameter lassen sich somit die Gasentladungen in zwei Kategorien aufteilen.

Eine Entladung wird als eine *unselbständige Entladung* bezeichnet, wenn folgende Relation gilt [26]:

$$\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1) < 1. \quad (2.6)$$

Wird durch Stoßionisation pro Primärelektron im Mittel mindestens ein weiteres Sekundärelektron erzeugt, so wird die Entladung stabil und geht in eine *selbständige Entladung* über. Ab diesem Punkt wird keine externe Energiequelle, mit der Primärelektronen erzeugt werden, benötigt und der Entladestrom bleibt

aufrechterhalten [22]. Dieser Zusammenhang wird durch die folgende Relation beschrieben:

$$\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1) \geq 1. \quad (2.7)$$

Anschließend wird anhand einer schematischen Darstellung der Verlauf der Strom-Spannungskennlinie der unterschiedlichen Entladungen beschrieben (Abb. 2.1).

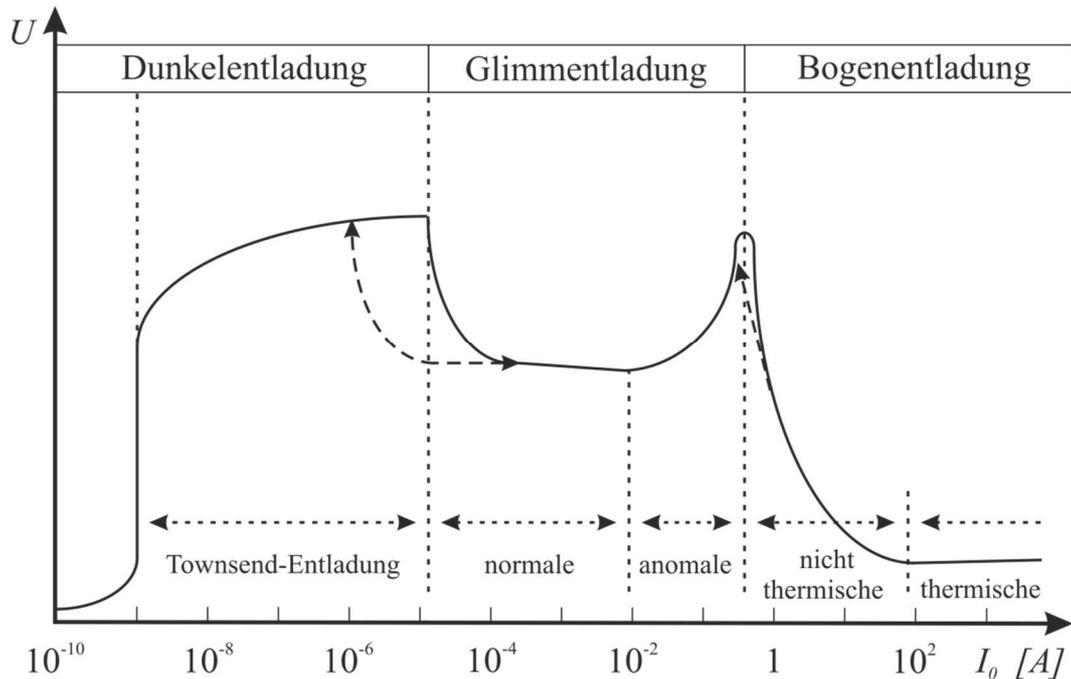


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Strom-Spannungskennlinie unterschiedlicher Entladungen nach Liebermann [23].

Prinzipiell wird die Strom-Spannungskennlinie in drei Bereiche unterteilt. Im Bereich der sogenannten Dunkelentladung handelt es sich um eine unselbständige Entladung. Hier müssen externe Quellen zur Bereitstellung der Ladungsträger verwendet werden, wie beispielsweise Hintergrundstrahlung. Wird nun im Bereich sehr kleiner Stromstärken von 10⁻¹⁰ bis 10⁻⁶ A die Spannung erhöht, so steigt der Strom exponentiell an, bis schließlich die Ladungsträgerdichte hoch genug ist, um das Zündkriterium für die selbständige Entladung zu erreichen. Anschließend kommt man in den Bereich der sogenannten Glimmentladung, die durch die normale und anomale Glimmentladung beschrieben wird. Im Bereich der normalen Glimmentladung

bei Stromstärken von 10^{-5} bis 10^{-2} A werden vermehrt Ladungsträger gebildet. Das sorgt für ein stetiges Ansteigen der Stromstärke. Die Spannung bleibt dabei annähernd konstant und ist gewissermaßen vom Strom unabhängig. Steigt der Strom weiter an, so kommt man in den Bereich der anomalen Glimmentladung. Hier herrscht eine niedrige Stoßrate zwischen den Elektronen und den Neutralgasteilchen. Infolgedessen befinden sich die Elektronen nicht im thermischen Gleichgewicht mit anderen Teilchen. Charakteristisch für diesen Bereich der Entladung sind die unterschiedlichen Temperaturen der Teilchen. Die Temperatur der Elektronen liegt im Bereich von 1 bis 10 eV und die Temperatur anderer Teilchen in der Größenordnung der Gefäßwandtemperatur von 0,025 eV bis etwa 1 eV. Schließlich erreicht die Spannung einen Schwellenwert, wobei die Stromstärke im Bereich von 1 A liegt.

Bei Strömen oberhalb von etwa 1 A kommt man in das Gebiet der Bogenentladung. Eine geringfügige Erhöhung des Entladestroms führt hier zu einem schnellen Anstieg der Ladungsträgerzahl. Ionen werden in Richtung der Kathode beschleunigt und heizen diese auf, was zu einer Erhöhung des Glühemissionsstroms führt. Die Leitfähigkeit nimmt rasch zu, was zum Absinken der Bogenspannung bis auf einige 10 V führt. Dieser Bereich der Bogenentladung wird als nicht thermisch bezeichnet. Durch eine weitere Steigerung des Bogenstroms erfolgt schließlich eine thermische Angleichung der Teilchentemperatur von Elektronen und Ionen. Ab hier spricht man von einer thermischen Bogenentladung [27].

Kapitel 2.2

Grundlegende Plasmaparameter

Das Wort „*Plasma* ($\pi\lambda\acute{\alpha}\sigma\mu\alpha$)“ stammt aus dem Griechischen und bedeutet „*Das Geformte*“. 1929 wurde der Name zur Beschreibung eines ionisierten Gases von Lewi Tonks und Irving Langmuir eingeführt. Unter einem Plasma versteht man ein teilweise oder vollständig ionisiertes Gas, das aus einer großen Anzahl freier Elektronen, positiven und negativen Ionen, Molekülen und neutralen Atomen besteht. Plasmen werden als vierter Aggregatzustand der Materie bezeichnet und sind häufig zu beobachtende Leuchterscheinungen in der Natur. Mehr als 90 % der baryonischen Materie im Weltall befindet sich im Plasmazustand. Plasmen werden grundsätzlich im Hinblick auf die Parameter Temperatur und Dichte klassifiziert und in einem Temperatur-Dichte-Diagramm aufgetragen (Abb. 2.2).

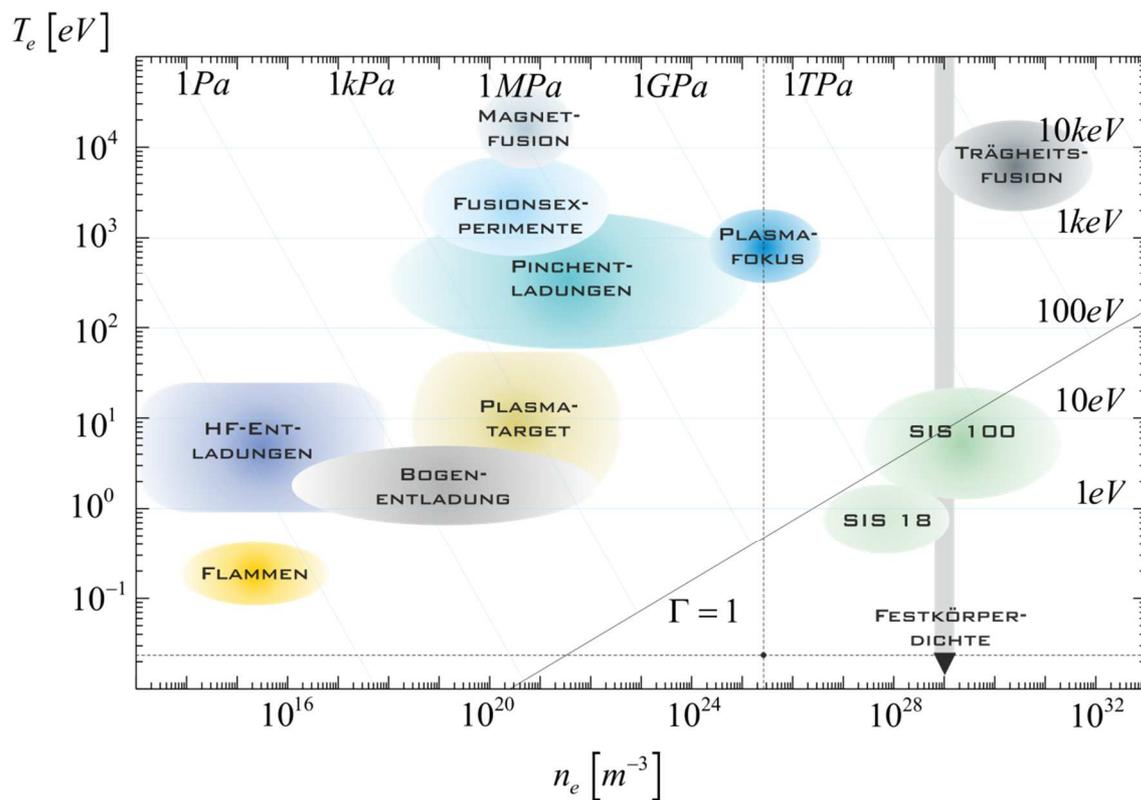


Abbildung 2.2: Temperatur-Dichte-Diagramm technischer Plasmen.

Temperatur und Dichte können dabei sehr stark variieren. Einerseits haben Molekülwolken, die einen Bestandteil der interstellaren Materie bilden, eine Temperatur von etwa $T = 20 \text{ K}$ und Dichten im Bereich von $n = 10^9 \text{ m}^{-3}$. Andererseits weisen einige Sterne im Inneren Temperaturen im Bereich von $T = 10^8 \text{ K}$ und Dichten von $n = 10^{30} \text{ m}^{-3}$ auf [24]. Die bekanntesten hier auf der Erde vorkommenden technischen Plasmen sind in einem T-n-Diagramm graphisch dargestellt (Abb. 2.2). Die Physik der Bogenentladungs-Ionenquellen spielt sich dabei in einem Dichtebereich von 10^{16} bis 10^{22} m^{-3} ab [28].

Grundsätzlich wird in der Plasmaphysik zwischen Elektronen-, Ionen- und Neutralteilchendichte unterschieden. Das Gleiche gilt bei der Temperatur zwischen Elektronen, Ionen und Neutralteilchen. Ein wichtiges Kriterium von Plasmen ist die sogenannte Quasineutralität. Dabei wird das Plasma als neutrales Gas beschrieben, das sich aus der Summe der geladenen und ungeladenen Teilchen in einem Volumenelement zusammensetzt und ein kollektives Verhalten zeigt. Unter der Annahme, dass keine äußeren Felder anliegen, ist das Plasma makroskopisch immer dann elektrisch neutral, wenn die Anzahl der negativen und positiven Ladungsträger identisch ist. Die Quasineutralitätsbedingung wird durch die Gleichung 2.8 ausgedrückt.

$$n_e \approx \sum_i q_i \cdot n_i \quad (2.8)$$

Die Abkürzung n_e bezeichnet die Elektronendichte, n_i die Ionendichte und q_i die Ladungszahl. Die Ladungszahl kann sowohl negative als auch positive Werte annehmen. Begibt man sich in den mikroskopischen Bereich, so treten aufgrund der andauernd ungeordneten Teilchenbewegung Abweichungen von der Quasineutralität auf. Diese fehlende Ladungsneutralität ist mit einem elektrischen Zentralpotential ϕ_D verknüpft und wird Debye-Potential genannt [29].

$$\phi_D = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.9)$$

r bezeichnet einen Abstand von einer betrachteten Ladung, e die Elementarladung, λ_D ist die sogenannte Debye-Länge, ϵ_0 bezeichnet die

elektrische Feldkonstante. Der Exponentialfaktor in Gleichung 2.9 ergibt einen wesentlich stärkeren Abfall des Debye-Potentials über die Debye-Länge λ_D als beim Coulomb-Potential. Im Plasma lässt die sogenannte Debye-Abschirmung das Potential schneller abfallen als im Vakuum. Die Skalierungslänge, bei der das Potential auf den e-ten Teil seines ursprünglichen Wertes abfällt, wird als Debye-Länge bezeichnet:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} = 7437 \cdot \sqrt{\frac{T_e [\text{eV}]}{n_e [\text{m}^{-3}]}}. \quad (2.10)$$

k_B die Boltzmannkonstante, T_e die Elektronentemperatur. Für Bogenentladungs-Ionenquellen ergeben sich somit Längen im Bereich von einigen Mikrometer.

Die äußere Begrenzung des Plasmas wird als Plasmarandschicht bezeichnet. Die Dicke dieser Schicht kann in der Größenordnung einiger Debye-Längen liegen. Die Quasineutralität des Plasmas in diesem Bereich ist nicht mehr gültig. Grenzt an das Plasma eine metallische Wand an, so erleidet das Plasma einen großen Verlust an Ladungsträgern. Aufgrund des großen Massenunterschiedes zwischen Elektronen und Ionen diffundieren die Elektronen schneller zur Wand hin als die Ionen. Dies führt zur Ausbildung eines elektrischen Feldes und somit einer Potentialdifferenz zwischen Plasma und Wand. Das elektrische Feld wirkt dabei den Elektronen entgegen. Die Ionen werden in diesem Bereich beschleunigt. Folglich lädt sich das Plasma positiv gegenüber der Wand auf, um so die Quasineutralität zu erhalten, bis sich schließlich ein Gleichgewicht zwischen der Ionen- und Elektronenstromdichte einstellt [30].

$$U_{PW} = \frac{k_B T_e}{2e} \cdot \ln \frac{T_e m_i}{T_i m_e}. \quad (2.11)$$

m_i bezeichnet die Ionenmasse, m_e bezeichnet hier die Elektronenmasse, T_i ist die Temperatur der Ionen in eV. Hieraus wird ersichtlich, dass sowohl für höhere Elektronentemperaturen als auch für schwerere Ionen das Plasmawandpotential wächst.

Ein weiterer wichtiger Plasmaparameter ist die mittlere freie Weglänge λ . Diese Größe gibt die Strecke an, die ein Teilchen zwischen zwei Stoßprozessen im Mittel zurücklegt. Die mittlere freie Weglänge ist proportional zum Kehrwert der Teilchendichte n und zum Kehrwert des Wirkungsquerschnitts σ des betreffenden Stoßprozesses. Da die Wirkungsquerschnitte je nach Stoßart bzw. -prozess um mehrere Zehnerpotenzen variieren können, kann sich auch die mittlere freie Weglänge beträchtlich ändern.

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (2.12)$$

Kapitel 2.3

Erzeugung von Ladungsträgern

In einer Gasentladung sind außer Neutralteilchen und Photonen Ladungsträger präsent, die grob in drei Gruppen eingeteilt werden: positive Ionen und Moleküle, negative Ionen und Moleküle, Elektronen. Die Ladungsträger können dabei durch unterschiedliche Prozesse gebildet sowie vernichtet werden. Anhand von Wasserstoff als Arbeitsgas sollen im Folgenden die Erzeugungsprozesse in einer Ionenquelle erläutert werden, nachdem zuvor die Reaktionsarten allgemein erörtert werden.

Da Teilchen in einer Gasentladung ungeordnete Bewegungen ausführen und miteinander stoßen, kommt es sowohl zu elastischen als auch zu inelastischen Stößen. Von Interesse sind dabei die inelastischen Stöße, da diese eine Änderung der kinetischen Energie in andere Energieformen bewirken, wie beispielsweise der inneren Energie. Dabei kann es zu einer Anregung, Ionisation, Dissoziation oder Umladung eines Atoms oder Moleküls kommen. Die Anregung eines Teilchens kann elektronisch, vibratorisch oder rotatorisch erfolgen. Zu beachten ist, dass einem Prozess der Ionisation oder Anregung stets der Prozess der Rekombination oder des Emittierens eines Photons gegenüber steht. Dabei müssen die drei Erhaltungssätze gelten: Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung.

In Tabelle 2.3 sind die wichtigsten Prozesse aufgelistet, bei denen Elektronen, Ionen und Neutralgasteilchen beteiligt sind. Die Prozesse lassen sich grob in drei Gruppen unterteilen. Die erste Gruppe beinhaltet Prozesse, bei denen Elektronen mit Atomen, Molekülen und Ionen wechselwirken. Die zweite Gruppe beinhaltet Prozesse, bei denen Ionen mit Atomen, Molekülen und Elektronen wechselwirken. Die dritte Gruppe umfasst Prozesse, bei denen Photonen und Atome beteiligt sind. Diese spielen bei der Produktion von Protonen eine untergeordnete Rolle und werden deshalb hier nicht aufgelistet.

Prozesse, bei denen Elektronen beteiligt sind:

$e^- + A \rightarrow A^+ + 2e^-$	Ionisation
$e^- + A \rightarrow e^- + A^* \rightarrow e^- + A + h\nu$	elektronische Anregung
$e^- + A^* + B \rightarrow 2e^- + A + B^+$	Penningionisation
$e^- + A \rightarrow e^- + A$	elastische Streuung
$e^- + AB \rightarrow e^- + A + B$	Dissoziation
$e^- + AB \rightarrow 2e^- + A^+ + B$	dissoziative Ionisation
$e^- + AB \rightarrow A^- + B$	dissoziative Anlagerung
$e^- + A^+ + B \rightarrow A + B$	Rekombination

Prozesse, bei denen Ionen beteiligt sind:

$A^+ + B \rightarrow A + B^+$	Umladung
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B$	elastische Streuung
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ + e^-$	Ionisation
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^* \rightarrow A^+ + B + h\nu$	Anregung
$A^+ + e^- + B \rightarrow A + B$	Rekombination
$A^+ + BC \rightarrow A^+ + B + C$	Dissoziation
$A + BC \rightarrow C + AB$	chemische Reaktion

Tabelle 2.3: Mögliche Prozesse, bei denen Elektronen, Ionen, Neutralgasteilchen beteiligt sind, nach [27].

In einer Gasentladung ist die Elektronenstoßionisation ein zentraler Mechanismus bei der Erzeugung von Ladungsträgern. Um ein Neutralgasteilchen durch einen Elektronenstoß zu ionisieren, muss das stoßende Elektron mindestens die Ionisierungsenergie aufbringen, um ein an das Atom oder Molekül gebundenes Elektron abzulösen. Die Wahrscheinlichkeit dP , dass ein Elektron entlang einer Strecke dx auf ein Wasserstoffatom bzw. -molekül trifft und es ionisiert, hängt im Wesentlichen von der vorhandenen Neutralteilchendichte n_G und dem Gesamtwirkungsquerschnitt σ ab. Um die Wahrscheinlichkeit für Ionisation oder Dissoziation zu berechnen, wird der entsprechende Wirkungsquerschnitt in die Gleichung 2.13 eingesetzt.

$$dP = n_G \cdot \sigma \cdot dx \quad (2.13)$$

Die folgende Tabelle 2.4 präsentiert die Stoßprozesse der Elektronen und Photonen mit Wasserstoffmolekülen im Grundzustand. Diese werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit als Primärprozesse (*P1-P12*) bezeichnet. Anschließend sind die Wirkungsquerschnitte einiger dieser Primärprozesse in der Abbildung 2.5 graphisch dargestellt.

Primärstoß	Reaktion	[eV]	Referenz
<i>P1</i>	$e^- + H_2 \rightarrow H_2^*(rot) + e^-$	< 0,1	[31, 32, 33]
<i>P2</i>	$e^- + H_2 \rightarrow H_2^*(vib) + e^-$	< 0,1	[31, 32, 34, 33]
<i>P3</i>	$e^- + H_2 \rightarrow H_2^*(elec) + e^-$	< 5	[31, 32, 35, 33]
<i>P4</i>	$e^- + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e^-$	15,4	[34, 36, 37]
<i>P5</i>	$e^- + H_2 \rightarrow 2H + e^-$	< 5	[34, 37, 38]
<i>P6</i>	$e^- + H_2 \rightarrow H^+ + H + 2e^-$	< 20	[36]
<i>P7</i>	$e^- + H_2 \rightarrow H^+ + H^+ + 3e^-$		[39]
<i>P8</i>	$(e^- + H_2)_{total} \rightarrow$	< 15,4	[40, 36]
<i>P9</i>	$(e^- + H_2)_{elastic\ scattering} \rightarrow$	< 0,1	[41]
<i>P10</i>	$e^- + H_2 \rightarrow H^- + H (< 10^{-21})$		[34]
<i>P11</i>	$e^- + H_2 \rightarrow H^- + H^* (< 10^{-20})$		[42]
<i>P12</i>	$h\nu + H_2 \rightarrow 2H$	18	[43]

Tabelle 2.4: Primärprozesse im Wasserstoffplasma mit Angabe der Schwellenenergien.

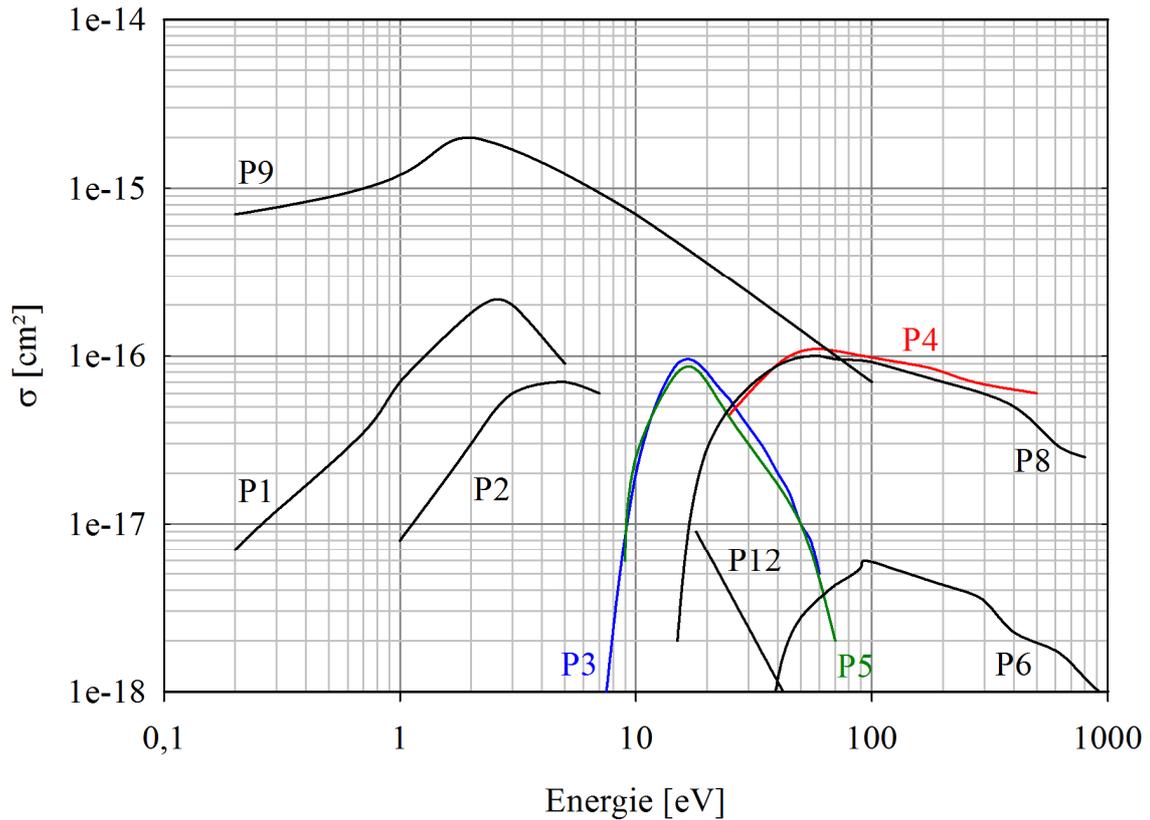


Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitte der Primärprozesse im Wasserstoffplasma als Funktion der Energie.

Nachdem in einer Gasentladung genügend Stöße zwischen Elektronen und Wasserstoffmolekülen stattgefunden haben und so neue Ladungsträger gebildet wurden, können weitere Prozesse stattfinden. Diese Prozesse werden im weiteren Verlauf als Sekundärprozesse (*S1-S38*) bezeichnet. Diese lassen sich grob in 7 Gruppen einteilen. In der ersten Gruppe sind Stöße zwischen Elektronen und Neutralgasteilchen aufgelistet (*S1-8, S11*). Die zweite Gruppe umfasst alle Stöße zwischen Elektronen und Ionen (*S9, S10, S12-20*). Die dritte Gruppe beschreibt Stöße zwischen Ionen und Neutralgasteilchen (*S22-26, S30-33*). Die vierte Gruppe umfasst alle Stöße zwischen Ionen und Ionen (*S21*). Die fünfte Gruppe enthält Stöße zwischen Photonen und Neutralgasteilchen (*S34-36*). In der sechsten Gruppe sind Stöße zwischen Photonen und Ionen (*S37-38*) aufgelistet. Die siebte Gruppe enthält Stoßprozesse zwischen Neutralgasteilchen mit anderen Neutralgasteilchen (*S27-29*). Da für einen Sekundärstoß ein Primärstoß Voraussetzung ist, ist die Wahrscheinlichkeit für Sekundärstöße stets geringer als für Primärstöße.

Die oben erwähnten Sekundärprozesse sind in Tabelle 2.6 aufgelistet und deren Wirkungsquerschnitte in Abbildung 2.7 dargestellt. Die für die Protonengenerierung wesentlichen Prozesse wurden aus den Tabellen 2.6 und 2.7 ausgewählt und werden im weiteren Verlauf in Kapitel 2.7 näher beschrieben.

Sekundärstoß	Reaktion	[eV]	Referenz
S1	$e^- + H \rightarrow H^+ + 2e^-$	13,6	[34, 44, 36]
S2	$e^- + H \rightarrow H^*(elec)$		[31, 45]
S3	$e^- + H \rightarrow H^-$	< 8	[34]
S4	$e^- + H(1s) \rightarrow H(2p) + e^-$	< 13,6	[46, 47]
S5	$e^- + H(1s) \rightarrow H(1s) + e^-$		[47, 48]
S6	$e^- + H(1s) \rightarrow H(3s) + e^-$	< 15	[47, 48]
S7	$e^- + H(1s) \rightarrow H(3p) + e^-$	< 3	[47, 48]
S8	$e^- + H(2s\&2p) \rightarrow H^+ + \dots(total)$		[49]
S9	$e^- + H^- \rightarrow H^+ + 3e^-$		[50]
S10	$e^- + H^- \rightarrow H + 2e^-$	< 0,1	[51]
S11	$e^- + H_2^*(vib) \rightarrow H^- + H$		[52]
S12	$e^- + H_2^+ \rightarrow 2H^+ + 2e^-$		[34, 53]
S13	$e^- + H_2^+ \rightarrow H + H^*$	< 0,2	[53]
S14	$e^- + H_2^+(v) \rightarrow (H_2^{**}, H_2^{*,Ryd}) \rightarrow$ $\rightarrow H(1s) + H(n \geq 2) (total)$		[54]
S15	$e^- + H_2^+(v) \rightarrow (H_2^{**}, H_2^{*,Ryd}) \rightarrow$ $\rightarrow e^- + H^+ + H(1s) (total)$		[54] [53, 37]
S16	$e^- + H_2^+ \rightarrow H^+ + H^-$	0,3	[55]
S17	$e^- + H_3^+(v_3) \rightarrow H_3^{+,*} \rightarrow H^+ + e^- + \dots$	15	[54]
S18	$e^- + H_3^+ \rightarrow H_2 + H$	0,3	[56]
S19	$e^- + H_3^+ \rightarrow H_3^*(vib) \rightarrow H^- + H_2^+$	< 2	[57]
S20	$e^- + H_3^+(v_3) \rightarrow (H_3^{**}, H_3^{*,Ryd}) \rightarrow \dots$ $\rightarrow H_2(X^1\Sigma_g^+; v_0) + H(n \geq 1)$ $\rightarrow 3H(1s)$		[54] [58]
S21	$H^- + H^- \rightarrow H^- + H + e^-$	1,1	[unbekannt]
S22	$H^- + H \rightarrow H + H^-$		[unbekannt]
S23	$H^- + H \rightarrow 2H + e^-$		[59]
S24	$H^- + H_2 \rightarrow H + \dots$	< 10	[60]
S25	$H^- + H_2 \rightarrow H^+ + \dots$	< 300	[60]

S26	$H^- + H_2 \rightarrow H + H_2 + e^-$	4,48	[61]
S27	$H + H_2 \rightarrow H^- + \dots$	< 50	[60]
S28	$H + H_2 \rightarrow H^+ + H_2 + e^-$	< 0,1	[60]
S29	$H_2 + H \rightarrow H^+ + \dots$	< 100	[60]
S30	$H_2^+ + H_2 \rightarrow \text{fast } H^+ + \dots$		[62]
S31	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H \text{ (total)}$	< 0,1	[56, 37]
S32	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_2 + H_2^+$	< 1	[63]
S33	$H_2^+(v_i) + H_2(v_0) \rightarrow H_3^+(v_3) + H(1s)$		[54]
S34	$h\nu + H(1s) \rightarrow H^+ + e^-$	13,6	[41]
S35	$h\nu + H(2p) \rightarrow H^+ + e^-$	3,5	[41]
S36	$h\nu + H(2s) \rightarrow H^+ + e^-$		[41]
S37	$h\nu + H_2^+ \rightarrow H^+ + H$	< 6	[41]
S38	$h\nu + H^- \rightarrow H + e^- (< 10^{-18})$		[64]

Tabelle 2.6: Sekundärprozesse im Wasserstoffplasma mit Angabe der Schwellenenergien.

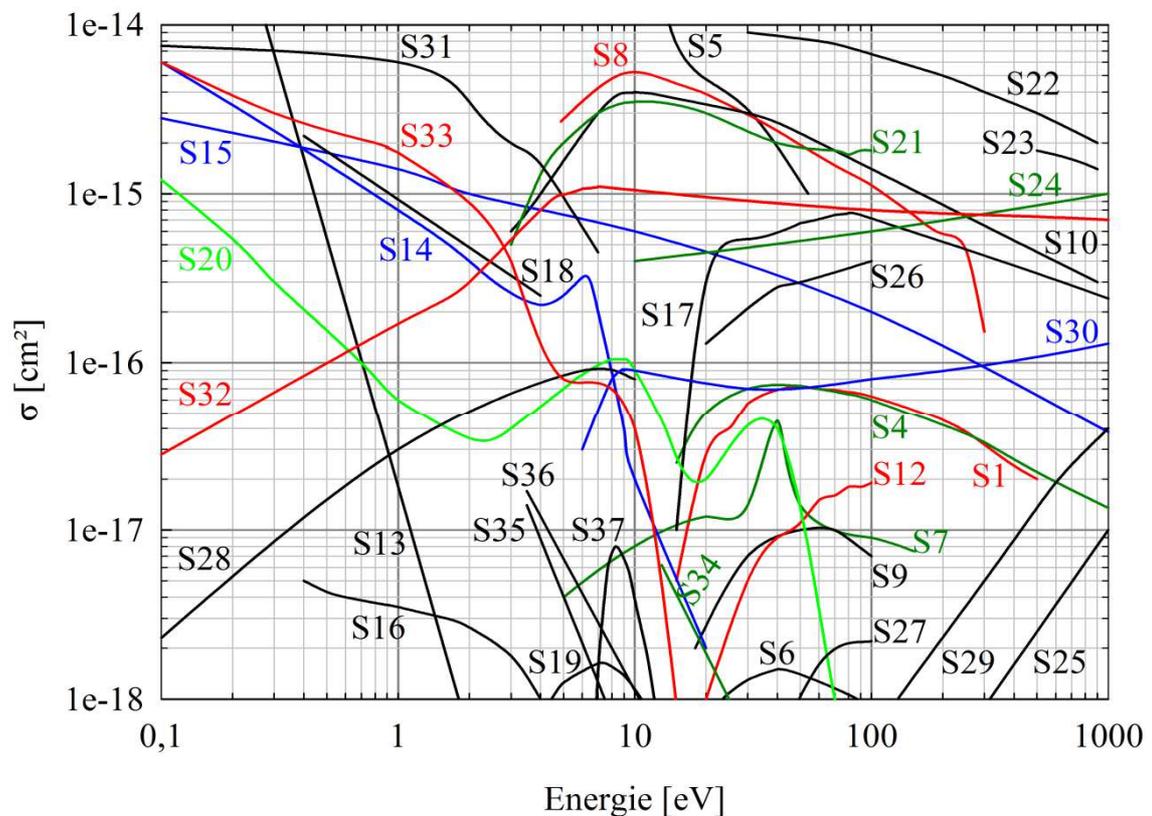


Abbildung 2.7: Wirkungsquerschnitte der Sekundärprozesse im Wasserstoffplasma als Funktion der Energie.

Kapitel 2.4

Bewegung von Ladungsträgern in elektrischen und magnetischen Feldern

Teilchen im Plasma einer Bogenentladungs-Ionenquelle unterliegen verschiedenen Kräften. Die wichtigsten drei Kräfte sind die elektrostatische und die magnetostatische sowie die Kraft, die aufgrund der auftretenden Zusammenstöße infolge der thermischen Bewegung der Ladungsträger erfolgt. Diese drei Kräfte können in beliebigen Kombinationen auftreten. Unter der Voraussetzung, dass die Ladungsträger im quasineutralen Plasma einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung unterliegen und eine thermisch ungeordnete Bewegung durchführen, beträgt die mittlere thermische Energie der Elektronen:

$$\bar{E}_{th} = \frac{3}{2} k_B T_e . \quad (2.14)$$

Die typischen Werte für die mittlere thermische Energie der Ladungsträger in einer mit Wasserstoff betriebenen Ionenquelle liegen etwa im Bereich von 0,04 eV bis 10 eV. Aus dem Kontext der mittleren kinetischen Energie und der thermischen Energie ergibt sich die mittlere thermische Geschwindigkeit für Ionen v_i bzw. Elektronen v_e zu:

$$\bar{v}_{i,e} = \sqrt{\frac{3k_B T_{i,e}}{m_{i,e}}} . \quad (2.15)$$

Anschaulich lässt sich die Gleichung 2.15 umformen zu:

$$v_i = 1,7 \cdot \sqrt{\frac{T_i}{A}} \left[\frac{cm}{\mu s} \right] \quad v_e = 72 \cdot \sqrt{T_e} \left[\frac{cm}{\mu s} \right] . \quad (2.16)$$

A steht für die atomare Massenzahl der jeweiligen Ionensorte, die Elektronen- bzw. Iontemperatur ist in eV einzusetzen.

Die Newton'sche Bewegungsgleichung für die Bewegung eines geladenen Teilchens mit der Ladung q , der Masse m und der Geschwindigkeit \mathbf{v} , das eine elektromagnetische Kraft erfährt, wird gemäß der Lorentzkraft bestimmt.

$$F = \frac{d}{dt} m\mathbf{v} = m \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \pm q \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.17)$$

\mathbf{E} steht für das elektrische Feld und \mathbf{B} für die magnetische Flussdichte.

Bei Nichtvorhandensein eines elektrischen Feldes \mathbf{E} und bei einem zeitlich und räumlich konstanten magnetischen Feld \mathbf{B} wirkt eine Kraft auf ein geladenes Teilchen, welche senkrecht zur Bewegungsrichtung steht. Das geladene Teilchen bewegt sich mit der Geschwindigkeit \mathbf{v}_\perp in einer Ebene, die senkrecht zum Magnetfeld \mathbf{B} steht und beschreibt somit eine Kreisbahn mit einem sogenannten Gyrationradius r_g und einer Gyrationfrequenz ω_g .

$$r_g = \frac{m|\mathbf{v}_\perp|}{|q \cdot \mathbf{B}|} \quad (2.18) \quad \omega_g = \frac{|q \cdot \mathbf{B}|}{m} \quad (2.19)$$

Geht man von der Annahme aus, dass die Iontemperatur gleich der Elektronentemperatur ist, so verhalten sich die Gyrationradien zueinander wie die Quadratwurzel aus dem Massenverhältnis (vgl. Gl. 2.15). Für Protonen und Elektronen liegt dieser Faktor bei etwa 43. Die typischen Werte der Gyrationradien der Elektronen in einer mit Wasserstoff betriebenen Ionenquelle liegen im Millimeterbereich und die der Ionen im Zentimeterbereich.

Aufgrund unterschiedlicher Ladungen gyrieren positive Ionen und Elektronen gegenläufig entlang der Magnetfeldlinien und beschreiben somit eine Spiral- bzw. eine Helixbahn mit einer Ganghöhe h_g :

$$h_g = 2\pi \cdot \frac{m|\mathbf{v}_\parallel|}{|q \cdot \mathbf{B}|}. \quad (2.20)$$

Lässt man zu dem magnetischen Feld auch noch das elektrische Feld zu und beschränkt sich zunächst auf homogene statische Felder, so führt die

Überlagerung der elektrischen und magnetischen Felder zu einer Driftbewegung des Plasmas mit der Geschwindigkeit v_D .

$$\mathbf{v}_D = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} \quad (2.21)$$

Die Driftgeschwindigkeit ist nicht nur von der Masse und Ladung der Teilchen unabhängig, sondern auch von den verschiedenen Geschwindigkeitskomponenten der Ladungsträgerbewegung im Plasma. Das Plasma driftet senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld. Da es zu keiner Ladungstrennung kommt, driften die Elektronen und die positiven Ionen mit gleicher Geschwindigkeit in die gleiche Richtung. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 2.8 wiedergegeben.

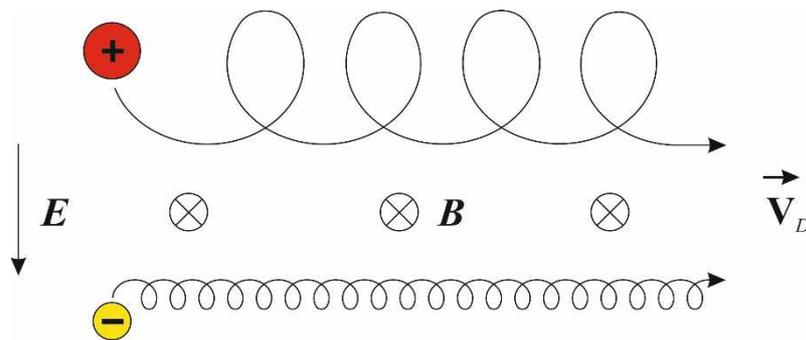


Abbildung 2.8: Drift eines Ions und eines Elektrons im $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Feld nach [29]. Die magnetischen Feldlinien zeigen senkrecht in die Blattebene, die elektrischen Feldlinien liegen in der Blattebene.

Im weiteren Verlauf wird das Verhalten der Ladungsträger im *inhomogenen Magnetfeld* beschrieben. Hierbei kommt es ebenfalls zu einer Driftbewegung des Plasmas, jedoch wirkt das inhomogene Magnetfeld ladungstrennend. Beim Durchqueren eines inhomogenen Magnetfeldes geraten Ladungsträger in Bereiche mit unterschiedlichen magnetischen Feldstärken. Gemäß der Gleichung 2.18 ändert sich der Gyrationradius der Ladungsträger mit sich änderndem Magnetfeld. In Bereichen hoher magnetischer Feldstärken verkleinert sich der Gyrationradius und umgekehrt. Im Gegensatz zur $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift erfahren die Ionen und Elektronen eine $\nabla \mathbf{B}$ -Drift in entgegengesetzter Richtung. Die

Trennung der Ladungen bewirkt den Aufbau eines Raumladungsfeldes. Das Zusammenwirken des magnetischen Feldes mit diesem zusätzlichen Raumladungsfeld bewirkt eine $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift und zusätzliche Instabilitäten. Diese Drift ist abhängig vom Vorzeichen der Ladung. Das Plasma driftet dann in Richtung des abnehmenden Magnetfeldes [22]. Folgende Gleichung 2.22 beschreibt die sogenannte Gradientendrift $\mathbf{v}_{\nabla B_{\perp}}$ senkrecht zu den Magnetfeldlinien [23]:

$$\mathbf{v}_{\nabla B_{\perp}} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \cdot \frac{m}{q} \cdot \frac{\mathbf{B} \times \nabla |\mathbf{B}|}{|\mathbf{B}|^3}. \quad (2.22)$$

v_{\perp}^2 - ist die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld. Aus dieser Gleichung wird ersichtlich, dass die Gradientendrift von der Ladung des Teilchens abhängt.

Da bei Ionenquellen oft ein Solenoid für den radialen Plasmaeinschluss eingesetzt wird, entsteht grundsätzlich ein Gradient des magnetischen Feldes entlang der Strahlachse. Das magnetische Feld entspricht dabei dem einer kurzen Spule und weist einen Gradienten nicht nur in z-Richtung, sondern auch einen Gradienten senkrecht dazu auf. In folgender Abbildung 2.9 ist die Bewegung eines Ions und eines Elektrons im inhomogenen magnetischen Feld schematisch dargestellt.

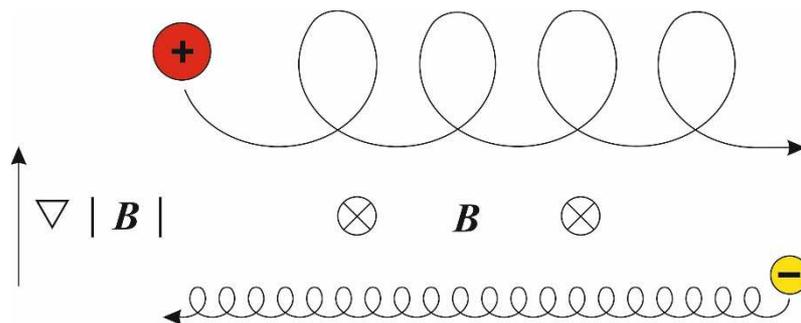


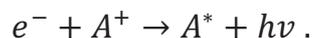
Abbildung 2.9: Gradientendrift eines Ions und eines Elektrons senkrecht zu den Magnetfeldlinien nach [29]. Die magnetischen Feldlinien zeigen senkrecht in die Blattebene, die Feldlinien des Gradienten senkrecht zur Richtung der magnetischen Feldlinien.

Kapitel 2.5

Vernichtung von Ladungsträgern

Nachdem in Kapitel 2.3 die Erzeugung von Ladungsträgern beschrieben wurde, wird hier auf den Umkehrprozess, nämlich die Vernichtung von Ladungsträgern, eingegangen. Allgemein wird die Vernichtung eines Ladungsträgers als Rekombinationsprozess bezeichnet. Je nachdem welche Ladungsträger an dem Rekombinationsprozess beteiligt sind, wird zwischen Elektron-Ion-Rekombination, Ion-Ion-Rekombination und Ion-Neutralteilchen-Rekombination unterschieden.

Unter Berücksichtigung der Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung, wird im folgenden Verlauf zunächst die Elektron-Ion-Rekombination beschrieben. Hierbei wird ein Elektron in einen gebundenen Zustand überführt. Die freiwerdende Energie kann dabei auf zweierlei Arten abgeführt werden. Einerseits kann infolge von *Strahlungsrekombination*, welche den Umkehrprozess der Photoionisation beschreibt, die freiwerdende Energie als Lichtquant abgeführt werden:



Andererseits kann die freiwerdende Energie auch an einen dritten Stoßpartner abgeführt werden. Hierbei handelt es sich um die sogenannte *Dreierstoßrekombination*. Ist der dritte Stoßpartner ein Elektron, so rekombiniert das Ion mit dem ersten Elektron zu einem neutralen Atom. Das zweite Elektron führt dabei die freiwerdende Bindungsenergie ab.

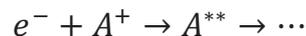


Der Prozess der Dreierstoßrekombination geht am einfachsten vonstatten, weil die Übertragung der kinetischen Energie zwischen zwei Teilchen gleicher Masse stattfindet [65]. Der dritte Stoßpartner muss aber nicht unbedingt ein Elektron sein, sondern kann auch ein Ion oder Molekül sein. Jedoch spielt dieser Prozess erst bei heißen dichten Plasmen, wie beispielsweise Fusionsreaktoren eine Rolle.

Die Elektronenstoßrekombination beschreibt somit den Umkehrprozess der Elektronenstoßionisation.

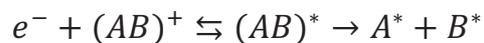
Bei den beiden zuletzt erwähnten Prozessen entstehen nach dem Rekombinationsprozess neutrale Atome bzw. Moleküle im hochangeregten Zustand. Im Vergleich zu den Molekülen, die sich im Grundzustand befinden, können angeregte Moleküle leichter ionisiert werden, da die erforderliche Energie zur Ionisierung geringer ist. Damit der Rekombinationsprozess letztendlich stattfinden kann, muss das angeregte Atom oder Molekül unter Abgabe seiner Anregungsenergie in den Grundzustand übergehen. Dies kann sowohl durch die spontane Abregung als auch durch superelastischen Stoß geschehen.

Einen weiteren, aber relativ unwahrscheinlichen Prozess beschreibt die *dielektronische Rekombination*. Dabei trifft ein Elektron auf ein Ion, das noch einen Rest seiner Elektronenhülle besitzt.



Die freiwerdende Energie wird dann auf ein anderes Elektron der Atomhülle übertragen, wobei ein doppelt angeregter Zustand entsteht. Das so doppelt angeregte Neutralteilchen besitzt eine sehr kurze Lebensdauer und zerfällt in kurzer Zeit zu einem Ion und einem Elektron (*Autoionisation*).

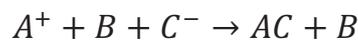
Ist beim Elektronenstoß ein Molekülion beteiligt, so kann dieses dissoziieren:



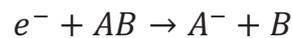
Bei der sogenannten *dissoziativen Rekombination* kann die freiwerdende Energie zur Dissoziation des Moleküls aufgewendet werden. Dabei kann dieser Prozess über mehrere Stufen ablaufen, wobei zuerst ein hochangeregtes, neutrales Molekül entsteht. Dieses kann im weiteren Verlauf entweder in angeregte Bruchstücke A^{*} und B^{*} oder wieder in ein freies Elektron und ein Molekülion zerfallen. Die Bruchstücke A^{*} und B^{*} besitzen in der Regel hohe kinetische Energie, die vom Überschuss der Rekombinationsenergie über die

Dissoziationsenergie herrührt [65]. Die Wirkungsquerschnitte können je nach Energiebereich besonders hoch sein.

Genauso wie bei Elektron-Ion-Rekombinationen verlaufen die Prozesse der Ion-Ion-Rekombinationen auf ähnliche Art und Weise. Bei der Ion-Ion-Rekombination können die stoßenden Partner nicht nur Atome sein, sondern auch Moleküle. Bei einer *Dreierstoßrekombination* kann der dritte Stoßpartner ein positives oder negatives Ion sein.



Ein negatives Ion kann in Folge einer *dissoziativen Anlagerung* an ein Molekül entstehen, wobei schließlich ein Elektron an ein Atom angelagert wird.

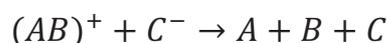


Die bei der Dreierstoßrekombination freiwerdende Energie, so wie im Falle des negativen Ions, ergibt sich im einfachsten Fall aus der Differenz der Ionisierungsenergie des positiven Ions und der Elektronenaffinität des negativen Ions. Der dritte Stoßpartner ist in der Regel ein neutrales Atom. Unter Beachtung der Energie und Impulserhaltung teilt sich somit die freiwerdende Energie an die beteiligten Stoßpartner auf.

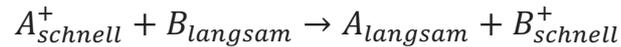
Bei einer Wechselwirkung von einem positiven mit einem negativen Ion kann es zur *Strahlungsrekombination* kommen. Dabei entsteht ein Molekül, wobei ein Photon ausgesandt wird.



Ein weiterer Prozess der Rekombination wird durch die *dissoziative Neutralisation* beschrieben. Dabei trifft ein positiv geladenes Molekülion auf ein negatives Ion. Das Endprodukt dieses Prozesses sind die einzelnen Atome.



Nun wird auf den Rekombinationsprozess zwischen einem positiven Ion und einem Neutralgasteilchen eingegangen, auch *Umladung* genannt. Darunter versteht man den Ladungsaustausch beim Zusammenstoß eines positiven Ions mit einem Neutralteilchen, wobei aus einem schnellen Ion durch die Umladung ein schnelles Neutralteilchen und aus einem langsamen Neutralteilchen ein langsames Ion wird.



Die Messung des Wirkungsquerschnitts der Rekombination ist sehr schwierig, da sie erst bei kleineren Stoßenergien messbare Werte annimmt. Aus diesem Grund sind nur wenige Rekombinationsquerschnitte bekannt. Jedoch ist es möglich, den Wirkungsquerschnitt eines Rekombinationsprozesses rechnerisch aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt des inversen Ionisierungsprozesses zu bestimmen.

Ist bei der Elektron-Ion-Rekombination die Elektronendichte n_e gleich der Ionendichte n_i , so lässt sich die Rekombinationsrate mithilfe der Gleichung 2.23 beschreiben [30].

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dn_i}{dt} = -R \cdot n_e \cdot n_i = -Rn^2 \quad (2.23)$$

R wird als *Rekombinationskoeffizient* bezeichnet. Die oben genannten Rekombinationsprozesse lassen sich somit durch Rekombinationskoeffizienten beschreiben. Da diese Prozesse parallel ablaufen, lässt sich der Rekombinationskoeffizient als die Summe der Einzelprozesse beschreiben.

Für hohe Dichten und niedrige Elektronentemperaturen dagegen steigt $R \sim n_e$ an, da die Rekombination überwiegend nach dem Prozess der Dreierstoßrekombination verläuft. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Rekombinationsprozess in Abhängigkeit von der Elektronenenergie lässt sich für ein atomares Wasserstoffion mithilfe der Gleichung 2.24 berechnen [30].

$$\sigma_R = 1,46 \cdot 10^{-21} \left[\frac{U_i}{U} \right]^{5/2} \quad [cm^2] \quad (2.24)$$

U ist die der Elektronengeschwindigkeit entsprechende Spannung, die das Elektron vor dem Stoß durchlaufen hat. U_i ist die Ionisierungsspannung des Atoms.

Die Abbildung 2.10 gibt den Rekombinationsquerschnitt σ_R in Abhängigkeit von der Elektronenenergie wieder. Daraus wird ersichtlich, dass der Rekombinationsquerschnitt mit steigender Elektronenenergie sehr schnell abnimmt.

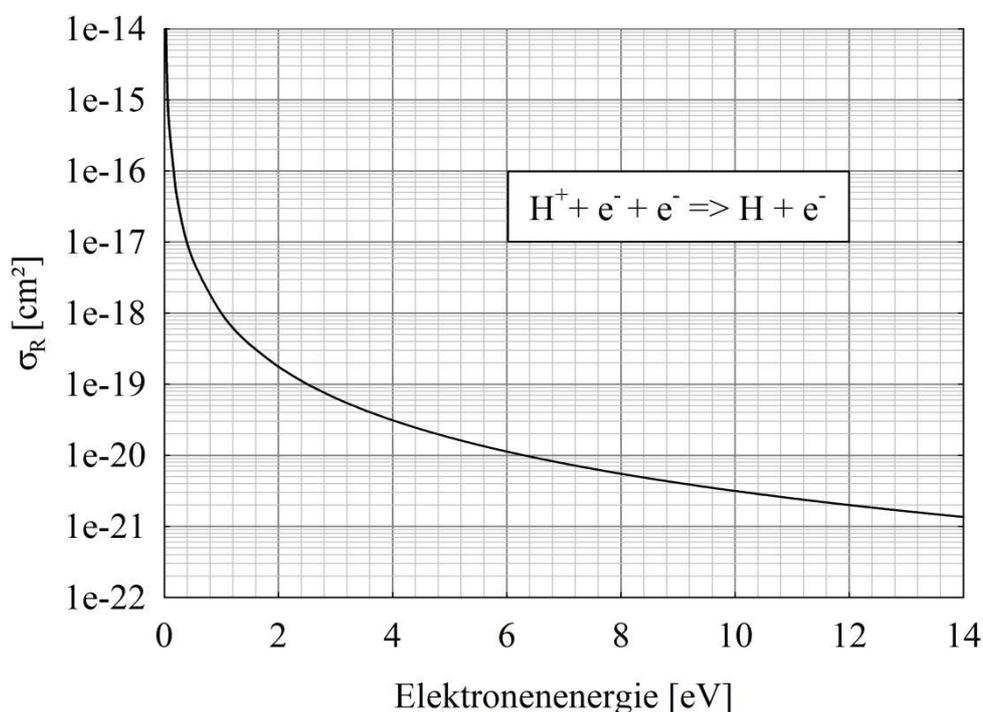


Abbildung 2.10: Berechneter Rekombinationsquerschnitt σ_R als Funktion der Elektronenenergie zwischen einem Proton und zwei Elektronen (Dreierstoßrekombination).

Im Hinblick auf diese Arbeit werden in Tabelle 2.11 die wichtigen Rekombinationsprozesse für Protonen aufgelistet und deren Rekombinationsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie in Abbildung 2.12 graphisch dargestellt. Diese werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit als Rekombinationsprozesse (R1-R7) bezeichnet.

Rekombination	Reaktion	[eV]	Referenz
R1	$\text{H}^+ + \text{H} \rightarrow \text{H} + \text{H}^+$	< 0,2	[38, 66]

$R2$	$H^+ + H^- \rightarrow H^+ + H + e^-$	$< 0,5$	[unbekannt]
$R3$	$H^+ + H^- \rightarrow 2H$	$< 0,1$	[67]
$R4$	$H^+ + H_2 \rightarrow H + H_2^+$	< 1	[60]
$R5$	$H^+ + H_2(j = 0) \rightarrow H_2(j = 2) + \dots$		[62]
$R6$	$H^+ + H_2(v = 0) \rightarrow H_2(j = 1) + \dots$		[62]
$R7$	$H^+ + H_2(j = 1) \rightarrow H_2(j = 3) + \dots$		[62]

Tabelle 2.11: Rekombinationsprozesse in Wasserstoff mit Angabe der Schwellenenergien. Die Bezeichnungen v und j beschreiben jeweils die vibratorischen und rotatorischen Zustände eines Moleküls.

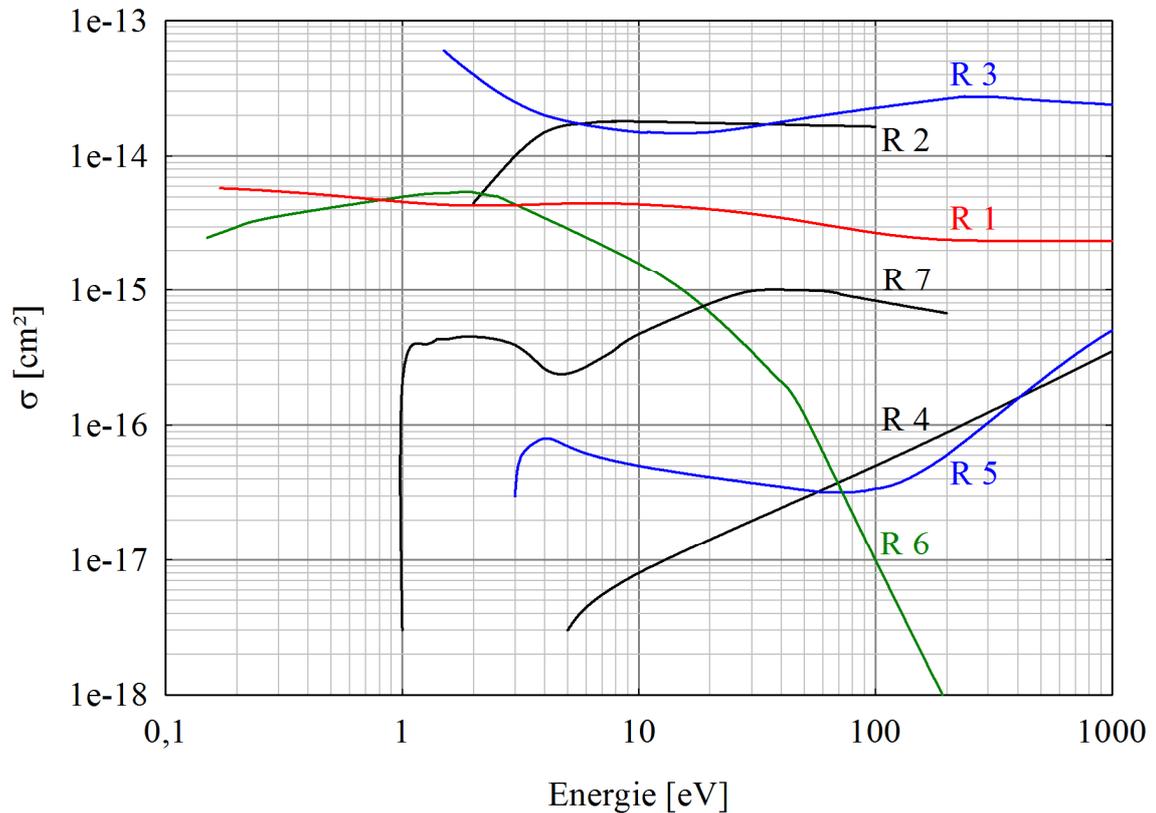


Abbildung 2.12: Wirkungsquerschnitte der Rekombinationsprozesse im Wasserstoffplasma als Funktion der Energie.

Kapitel 2.6

Potentialverlauf und Teilchentemperaturen einer mit Wasserstoff betriebenen Bogenentladungs-Ionenquelle

Im Hinblick auf die in Kapitel 5 vorgestellten Plasmauntersuchungen wird in Abbildung 2.13 ein charakteristischer Potentialverlauf einer mit Wasserstoff betriebenen Bogenentladungs-Ionenquelle präsentiert. Der prinzipielle Aufbau der Bogenentladungs-Ionenquelle samt der elektrischen Verschaltung ist in Kapitel 4.1 Abbildung 4.1 schematisch dargestellt.

Zwischen Kathode und Anode wird ein elektrisches Feld angelegt, in welchem aus der Kathode emittierte Elektronen in Richtung der Anode beschleunigt werden. Bereits einige Millimeter von der Kathode entfernt erreichen die Elektronen ihre maximale Energie. Aufgrund starker Ionisierung und der höheren Mobilität der Elektronen bildet sich eine positive Potentialüberhöhung aus. Die Höhe der Potentialüberhöhung liegt bei einer mit Wasserstoff betriebenen Bogenentladungs-Ionenquelle zwischen 1 bis 10 V und entspricht in etwa dem Wert des Plasmawandpotentials. Der Bereich der Potentialüberhöhung zwischen Kathode und Anode hat eine Ausdehnung von 2 bis 3 cm [21]. Je nach Ionisationsgrad, abhängig von der Plasmadichte und dem magnetischen Einschluss des Plasmas, stellt sich in diesem Bereich ein Potentialgradient ein, welcher das Plasmapotential annähernd um 1 bis 5 V absinken lässt. Anschließend fällt das Potential im Bereich der Wand auf Anodenpotential ab.

Ionen, die auf der linken Seite der Potentialüberhöhung gebildet werden, werden in Richtung der Kathode beschleunigt und rekombinieren auf dem Weg dorthin bzw. an der Kathode selbst. Lediglich Ionen, die im Bereich der nach rechts abfallenden Flanke vor der Auslassöffnung erzeugt werden, können extrahiert werden.

Für Elektronen und negative Ionen bildet das positive Plasmapotential eine Potentialwanne, deren Höhe der Potentialüberhöhung entspricht. Nur Elektronen,

die aus dem Hochenergieteil der Maxwell-Verteilung stammen, können diese Potentialüberhöhung überwinden und zur Anode gelangen.

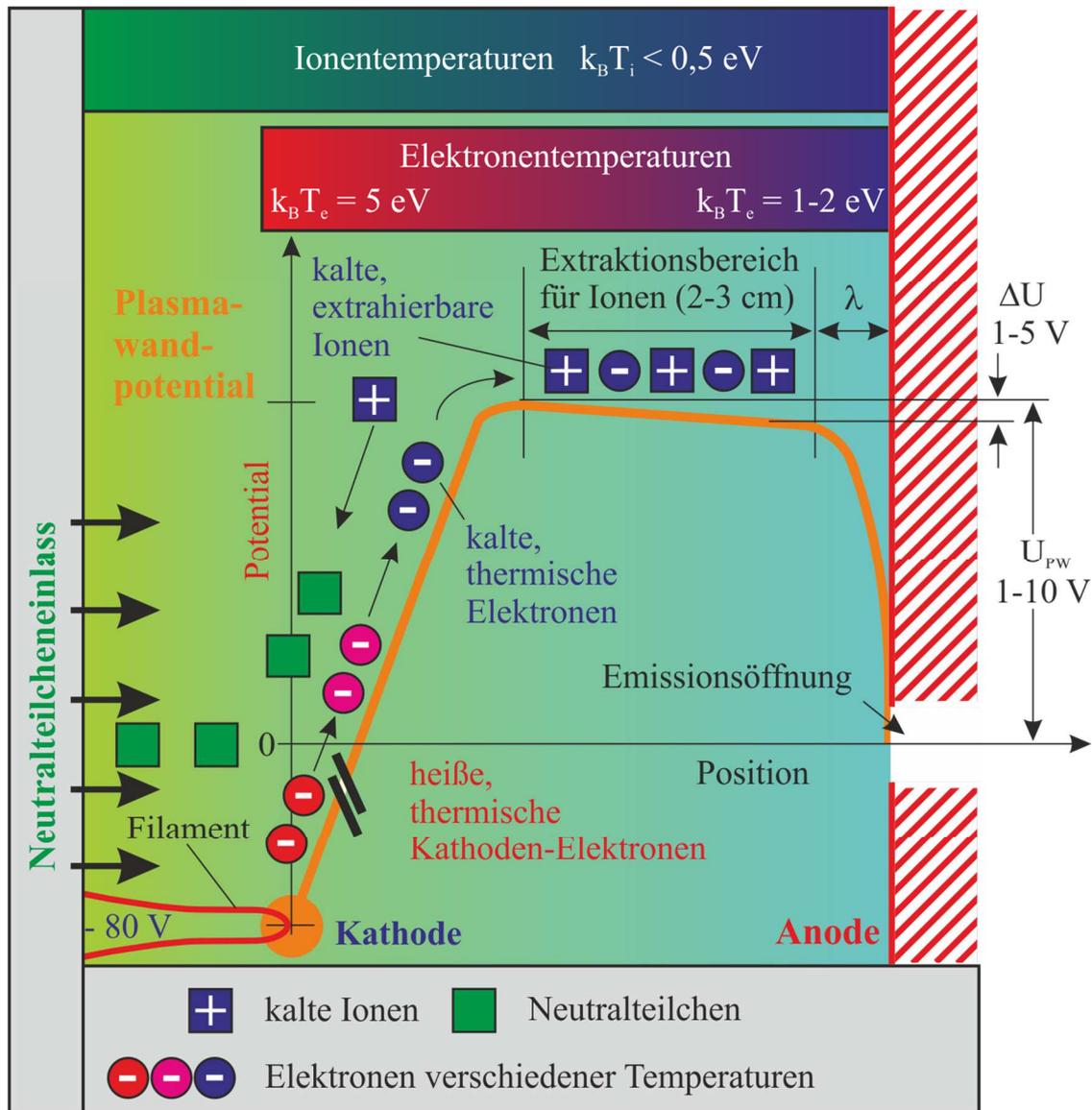


Abbildung 2.13: Potentialverlauf einer Bogenentladungs-Ionenquelle nach R. Hollinger [21]. Nicht maßstabsgetreu.

Des Weiteren wurde in Abbildung 2.13 die Temperatur der Teilchen symbolisch angedeutet. Die aus der Kathode emittierten Elektronen sind thermisch mit einer Temperatur von annähernd 5 eV [68]. Bei genügend hoher Plasma- und Neutralteilchendichte kühlen sich diese infolge inelastischer Stöße auf dem Weg Richtung Anode ab, wobei die Elektronentemperatur auf annähernd 1 bis 2 eV abfällt. Die Iontemperatur liegt erfahrungsgemäß unter 0,5 eV [21].

Kapitel 2.7

Modell zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionenstrahlen

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung einer Protonen-Ionenquelle mit möglichst hohem Protonenanteil im extrahierten Ionenstrahl, verglichen zu den ebenfalls mitextrahierten unerwünschten Spezies H_2^+ und H_3^+ . Grundlage hierfür ist ein Plasma, welches sich zumindest im Bereich der Extraktionsöffnung überwiegend aus atomaren Wasserstoffionen und Elektronen zusammensetzt. In einer typischen Bogenentladungs-Ionenquelle beläuft sich der prozentuelle Anteil an H_1^+ -, H_2^+ -, H_3^+ -Ionen im Plasma auf etwa je ein Drittel, was sich dann in der Strahlzusammensetzung widerspiegelt. Im folgenden Unterkapitel wird deshalb ein Modell zur Erzeugung von Ionenstrahlen mit hohem Protonenanteil präsentiert.

Zur Realisierung dieser Aufgabe stehen dem Entwickler die Einflussnahme auf die Plasmaparameter Neutralteilchen- und Plasmadichte sowie die Elektronenenergieverteilung zur Verfügung. Da gerade für Letztere die Stoßprozesse und die dazugehörigen Wirkungsquerschnitte eine wichtige Rolle spielen, werden die relevanten Stoßprozesse in Tabelle 2.14 und die dazugehörigen Wirkungsquerschnitte in Abbildung 2.15 dargestellt.

	Reaktion		Reaktion
P1	$e^- + H_2 \rightarrow H_2^*(rot) + e^-$	S8	$e^- + H(2s\&2p) \rightarrow H^+ + \dots$ (total)
P2	$e^- + H_2 \rightarrow H_2^*(vib) + e^-$	S15	$e^- + H_2^+(v) \rightarrow (H_2^{*,*}, H_2^{*,Ryd}) \rightarrow$ $\rightarrow e^- + H^+ + H(1s)$ (total)
P3	$e^- + H_2 \rightarrow H_2^*(elec) + e^-$	S18	$e^- + H_3^+ \rightarrow H_2 + H$
P4	$e^- + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e^-$	S20	$e^- + H_3^+(v_3) \rightarrow (H_3^{*,*}, H_3^{*,Ryd}) \rightarrow \dots$ $\rightarrow H_2(X^1\Sigma_g^+; v_0) + H(n \geq 1)$ $\rightarrow 3H(1s)$
P5	$e^- + H_2 \rightarrow 2H + e^-$	S31	$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ (total)
P6	$e^- + H_2 \rightarrow H^+ + H + 2e^-$	S33	$H_2^+(v_i) + H_2(v_0) \rightarrow H_3^+(v_3) + H(1s)$

Tabelle 2.14: Zusammenfassung der für die Protonenbildung relevanten primären & sekundären Stoßprozesse im Wasserstoffplasma.

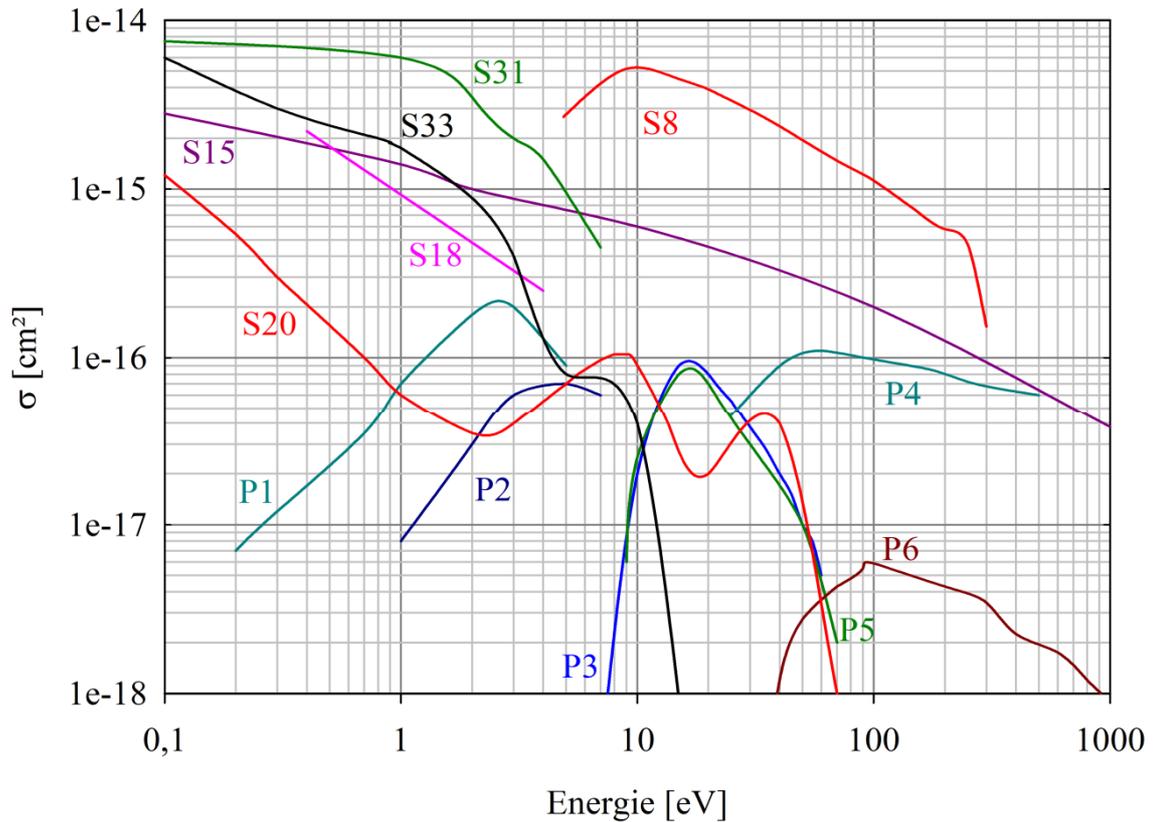


Abbildung 2.15: Für die Protonenbildung relevante Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie.

Setzt man zunächst voraus, dass im Wasserstoffplasma die Primärprozesse dominieren, indem Plasma- und Neutralteilchendichte niedrig gehalten werden, so erscheinen im ersten Schritt die Primärprozesse ($P4$) und ($P6$) am interessantesten. Bei diesen Prozessen werden durch Elektronenstöße mit Neutralteilchen H_2^+ -Molekülonen ($P4$) und auf direktem Weg Protonen ($P6$) gebildet. Ist neben den eingangs erwähnten Bedingungen auch noch die mittlere Elektronenenergie im Plasma vergleichsweise hoch (50 - 100 eV), dann zeigt die folgende Abschätzung 2.25,

$$N_{H_1^+} = \frac{\sigma_{P6}}{\sigma_{P4}} \cdot 100 \% \quad (2.25)$$

dass der Protonenanteil im Plasma maximal 6 %, und dementsprechend der H_2^+ -Anteil minimal 94 % betragen kann. Hieraus wird ersichtlich, dass ein hoher Protonenanteil nicht alleine durch Primärprozesse realisiert werden kann,

sondern auch Sekundärprozesse im Plasma eine wesentliche Rolle spielen müssen. Ferner erlaubt ein solcher Betriebsmodus (geringe Plasma- und Neutralteilchendichte) die Extraktion von Ionenstrahlen mit über 90 % H_2^+ .

Ausgehend von dieser Erkenntnis wird nun vorausgesetzt, *dass die Plasmadichte niedrig und die Neutralteilchendichte hoch gehalten werden. Zusätzlich wird noch ein magnetisches Querfeld verwendet.* Dieses wird mithilfe eines magnetischen Filters erzeugt, welcher in Kapitel 5.1 näher beschrieben wird. Mit ihm lässt sich die mittlere Elektronenenergie zu niedrigeren Elektronenenergien hin verschieben. Dies führt dazu, dass die Wahrscheinlichkeit für die Prozesse (*P4*) und (*P6*) abnehmen. Stattdessen gewinnt der Prozess (*P5*) an Bedeutung. Hierbei werden neutrale H_2 -Moleküle durch Elektronenstöße dissoziiert, wobei atomarer Wasserstoff entsteht. Des Weiteren gewinnen die Primärprozesse (*P1*, *P2*, *P3*), bei denen neutrale H_2 -Moleküle durch Elektronenstöße sukzessive angeregt und ionisiert werden, an Bedeutung. Aus all diesen Prozessen entstehen angeregte ionisierte H_2 -Moleküle (H_2^{+*}). Sie bilden die Grundlage für die Generierung von H_3^+ -Molekülionen durch die Prozesse (*S31*, *S33*). Durch diese Dissoziationsprozesse entstehen als Endprodukt H_3^+ -Molekülionen und atomarer Wasserstoff im angeregten Zustand. Aufgrund der geringen Energie der Moleküle und Molekülionen wird die Produktionsrate dieser Prozesse besonders hoch. Ein derartiger Betriebsmodus (geringe Plasma- und hohe Neutralteilchendichte, sowie Verwendung eines magnetischen Querfeldes) erlaubt die Extraktion von Ionenstrahlen mit über 95 % H_3^+ .

Wird nun die Plasmadichte sukzessive erhöht, so wird unter anderem durch den Prozess (*P5*) die Dissoziation von H_2 -Molekülen intensiviert. Dies führt dazu, dass der Anteil an atomarem Wasserstoff im Plasma stark zunimmt. Wie hoch dieser Anteil werden kann, zeigt die Messung von D. A. Skinner an einer typischen Bogenentladungs-Ionenquelle in der Abbildung 2.16 [68]. Bei einem Bogenstrom von 100 A liegt der dissoziierte Anteil an H_2 -Molekülen bei über 70 %. Durch einen solch hohen Anteil an H- bzw. H^* -Atomen, zusammen mit einer sich reduzierenden mittleren Elektronenenergie und einer Steigerung der Neutralteilchendichte, gewinnt der Prozess (*S8*) an Bedeutung. Hierbei werden durch sukzessive Elektronenstöße H^+ -Ionen erzeugt.

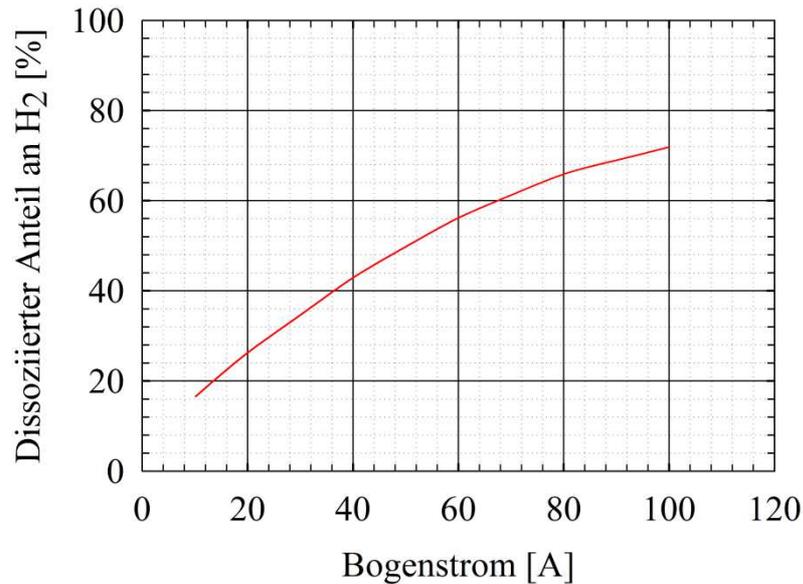


Abbildung 2.16: Dissoziierter Anteil an H₂-Molekülen im Wasserstoffplasma einer Bogenentladungs-Ionenquelle als Funktion des Bogenstroms nach D. A. Skinner [68].

Daneben begünstigt die hohe Plasma- und Neutralteilchendichte die dissoziative Rekombination der Molekülionen (*S15*, *S18*, *S20*), wobei wiederum sowohl H⁺-Ionen als auch angeregte und neutrale H-Atome entstehen. Die Wirkungsquerschnitte hierfür und damit auch die Wahrscheinlichkeiten für einen solchen Stoß werden besonders dann groß, wenn die Molekülionen sich vor dem Stoß im angeregten Zustand befinden. So entstehen beim Prozess (*S15*) durch Elektronenstöße mit H₂⁺-Molekülionen direkt Protonen und angeregter atomarer Wasserstoff. Gleichzeitig wird der aus der Dissoziation und der dissoziativen Rekombination entstandene atomare Wasserstoff durch den Prozess (*S8*) sukzessive ionisiert.

Eine Steigerung des Protonen-Anteils im Plasma kann also **nur über eine stufenweise Ionisierung bzw. verschieden intensiv ablaufende Vernichtungsprozesse** für atomare und molekulare Wasserstoffionen erreicht werden. Abbildung 2.17 stellt die wesentlichen Merkmale des Modells zur Erzeugung von Protonen-Ionenstrahlen graphisch dar.

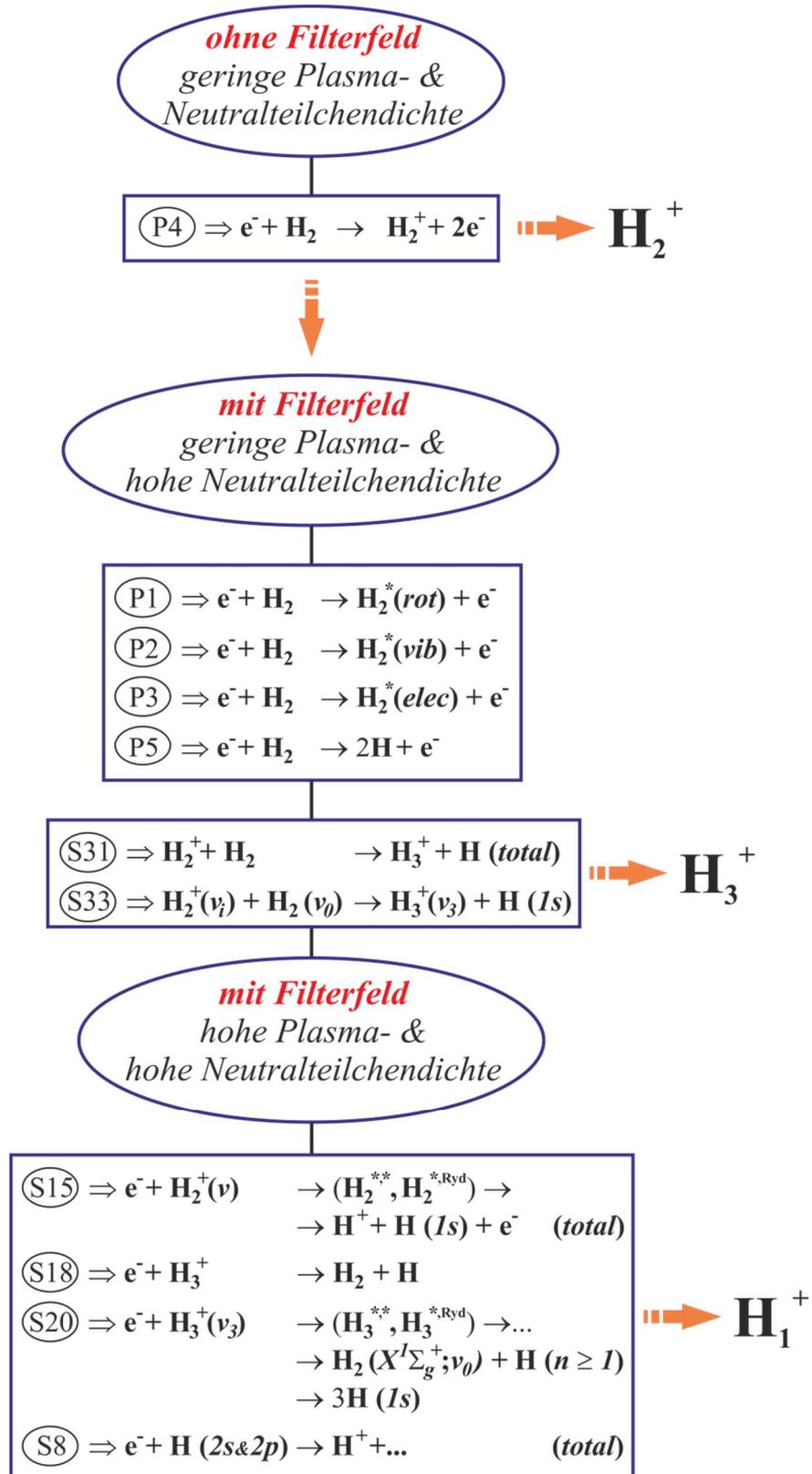


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung des Modells zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionenstrahlen.

Kapitel 3

Theorie der Ionenextraktion

Im folgenden Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Ionenextraktion und der Strahlemittanz erläutert. Danach wird der protonenäquivalente Gesamtstrom eingeführt und beschrieben. Anschließend wird die Strahlformierung im Extraktionssystem diskutiert. Hierbei wird das im Rahmen des FRANZ-Projektes entwickelte 120 kV/ 200 mA H_1^+ -Extraktionssystem vorgestellt sowie das für die ersten Labortests verwendete 50 kV/ 200 mA H_1^+ -Extraktionssystem.

Kapitel 3.1

Grundlagen der Ionenextraktion

Prinzipiell stellt der Plasmagenerator ein Reservoir an Ladungsträgern für die Extraktion des Ionenstrahls zur Verfügung. Extraktion und Strahlformierung erfolgen dann im einfachsten Fall mithilfe eines Dioden-Extraktionssystems, das direkt nach dem Plasmagenerator folgt (Abb. 3.1).

Ein Dioden-Extraktionssystem besteht aus einer auf hohem Potential befindlichen Auslasselektrode bzw. Plasmaelektrode und einer sich parallel im Abstand d befindlichen Erdelektrode. An der Plasmaelektrode liegt die Extraktionsspannung U_{Ex} an. Zwischen den beiden Elektroden entsteht somit ein elektrisches Feld E . Im Übergangsbereich zwischen dem Plasma und dem elektrischen Feld bildet sich die Plasmagrenzschicht in Form des Plasmameniskus aus. Innerhalb dieser Grenzschicht fällt das elektrische Feld E auf null ab. Die Dicke der Randschicht beträgt einige Debyelängen. In diesem Bereich ist das Plasma nicht mehr quasineutral. Aus dem Plasma driftende

Elektronen werden hier abgebremst und zurück in das Plasma reflektiert. Ionen können jedoch die Plasmagrenzschicht in Richtung der Erdelektrode verlassen.

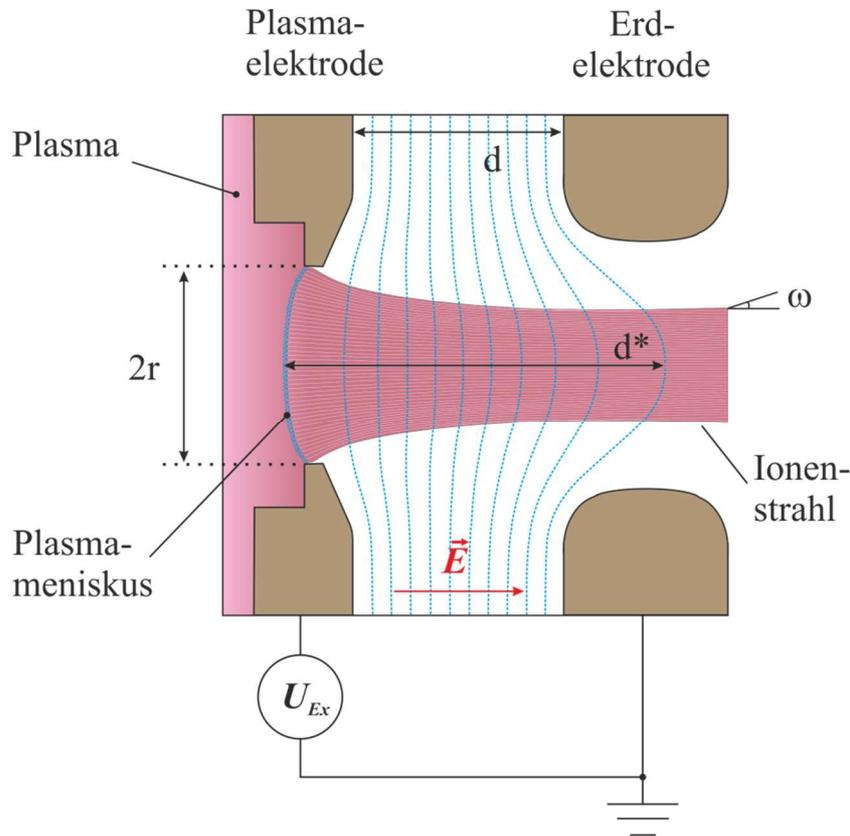


Abbildung 3.1: Graphische Darstellung der Ionenextraktion im Dioden-Extraktionssystem. Die blau gestrichelten Linien deuten die Äquipotentiallinien an.

Die Plasmagrenzschicht stellt somit die eigentlich emittierende Fläche $F = \pi r^2$ mit einem Radius r dar. Wird diese Fläche als eben und unendlich ausgedehnt genähert sowie die Startgeschwindigkeit v_z der Ionen in z -Richtung gleich Null gesetzt, so gilt für die maximal extrahierbare, raumladungsbegrenzte Stromdichte j_{CL} nach dem Child-Langmuir-Gesetz folgender Zusammenhang [69]:

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e\zeta}{m_i}} \cdot \frac{1}{d^2} \cdot U_{Ex}^{3/2} . \quad (3.1)$$

Hierin bezeichnen ζ den Ladungszustand und m_i die Masse der Ionen. Streng genommen gilt die Gleichung 3.1 für Elektronen, die aus einer planaren Kathode

emittiert werden. Die Gültigkeit des Gesetzes lässt sich jedoch unter gewissen Einschränkungen auch auf Ionen übertragen [70]. Mit der elektrischen Feldstärke im Extraktionsgap $E = U_{Ex}/d$ lässt sich die Gleichung 3.1 modifizieren zu:

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e\zeta}{m_i}} \cdot \sqrt{\frac{S}{r}} \cdot E^{3/2}. \quad (3.2)$$

$S = r/d$ beschreibt das Aspektverhältnis. Mit $j_{CL} \cdot \pi r^2 = I_{CL}$ lässt sich die Gleichung 3.2 nach dem maximal extrahierbaren Strahlstrom umstellen, mit folgendem Zusammenhang:

$$I_{CL} = \frac{4}{9} \pi \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e\zeta}{m_i}} \cdot \sqrt{S} \cdot r^{3/2} \cdot E^{3/2} = \frac{4}{9} \pi \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e\zeta}{m_i}} \cdot S^2 \cdot U^{3/2}. \quad (3.3)$$

Hieraus wird ersichtlich, dass der maximal extrahierbare Strahlstrom von der Geometrie des Extraktionssystems, der Ionenmasse bzw. -massen, dem Emissionsradius der Extraktionsöffnung und der Feldstärke im Extraktionsspalt abhängt.

Der Proportionalitätsfaktor P_{CL} heißt Perveanz der Ionenquelle und beschreibt den Zusammenhang zwischen dem Strahlstrom I_{CL} und der anliegenden Extraktionsspannung $U_{Ex}^{3/2}$:

$$P_{CL} = \frac{4}{9} \pi \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e\zeta}{m_i}} \cdot S^2. \quad (3.4)$$

Entsprechend lässt sich die Perveanz eines Ionenstrahls P_{Strahl} wie folgt bestimmen:

$$P_{Strahl} = \frac{I}{U_{Ex}^{3/2}}. \quad (3.5)$$

Ein wichtiges Merkmal des Plasmagenerators ist nicht nur die Bereitstellung der gewünschten Ionenspezies mit möglichst hohem prozentuellem Anteil, sondern auch die für die Extraktion notwendige Emissionsstromdichte $j_{Em} = qn\nu$ am Ort der Extraktion. Die raumladungsbegrenzte Stromdichte j_{CL} aus Gleichung 3.2 gibt die Emissionsstromdichte am Ort der Strahlextraktion vor. Folglich muss folgende Bedingung 3.6 erfüllt werden:

$$j_{Em} = j_{CL} \quad (3.6)$$

Bei einer vorgegebenen Extraktionsspannung sowie fester Masse und Ladung der extrahierten Ionen, stellt sich bei vorgegebener Plasmadichte n der Abstand d^* so ein, dass die elektrische Feldstärke in der Plasmarandschicht auf null abfällt. Anhand der Abbildung 3.2 lassen sich folgende drei Fälle diskutieren:

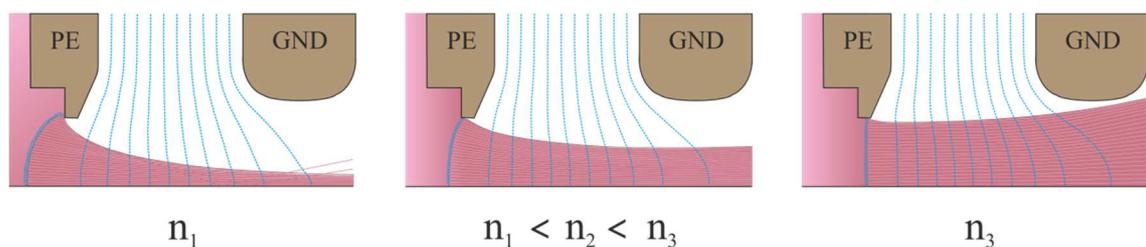


Abbildung 3.2: Strahlanpassung im Dioden-Extraktionssystem bei konstanter Extraktionsspannung für verschiedene Plasmadichten. Die Bezeichnung *PE* steht für Plasmaelektrode und *GND* für Ground- bzw. Erdelektrode.

Ist die eingestellte Plasmadichte zu gering, so wölbt sich der Plasmameniskus in Richtung des Plasmas. Der Abstand d^* vergrößert sich und die extrahierbare Strahlstromdichte nimmt ab. Wird eine zu hohe Plasmadichte eingestellt, so wölbt sich der Plasmameniskus zur Erdelektrode hin, wobei sich der Abstand d^* verkleinert und die extrahierbare Strahlstromdichte zunimmt. Das mittlere Bild der Abbildung 3.2 stellt den sogenannten *angepassten Fall* dar. Dabei passiert der Ionenstrahl den Extraktionskanal möglichst aberrationsfrei und gleichzeitig wird der Divergenzwinkel des Ionenstrahls beim Verlassen der Erdelektrode möglichst klein.

Dioden-Extraktionssysteme werden noch heute weltweit für unterschiedliche Anwendungen eingesetzt, jedoch haben sich die sogenannten Trioden-Extraktionssysteme etabliert. Wie der Name schon sagt, bestehen diese aus drei Elektroden. Zwischen der Plasma- und der Erdelektrode kommt eine zusätzliche sogenannte Screeningelektrode zum Einsatz. Diese liegt auf negativem Potential und bildet eine negative Potentialbarriere für die im Strahl gebildeten Restgaselektronen, welche aufgrund von Stößen zwischen Ionen und Restgasteilchen im Extraktionskanal gebildet werden. Damit wird zum einen ausgeschlossen, dass hinter der Screeningelektrode gebildete Restgaselektronen ins Plasma zurückbeschleunigt werden können und zum anderen wird damit gleichzeitig eine Störung der Raumladungskompensation des Ionenstrahls im Bereich hinter der Erdelektrode verhindert.

Eine Abschätzung für den Divergenzwinkel ω in Abhängigkeit vom Aspektverhältnis S und der Strahlperveanz P_{Strahl} gibt Coupland an. Hierbei berücksichtigt er die Krümmung des Plasmameniskus und den sogenannten Linseneffekt der zweiten Apertur. Die Strahlaberrationen an der Plasmagrenzschicht sowie im Strahlkanal bleiben in seinem Modell jedoch unberücksichtigt [71].

In Bezug auf Trioden-Extraktionssysteme wurde von R. Keller und Coupland ein empirisch ermittelter Korrekturfaktor $\frac{0,279}{(1+3S^2)}$ für die extrahierbare Strahlstromdichte j_K im angepassten Fall eingeführt, siehe Gleichung 3.7 [72].

$$j_K = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \cdot \frac{0,279}{(1 + 3S^2)} \cdot \sqrt{\frac{2e\zeta}{m_i}} \cdot \frac{1}{d^2} \cdot (U_{Ex} + U_{Se})^{\frac{3}{2}} \quad (3.7)$$

Aufgrund der zusätzlichen Screeningelektrode muss deren negatives Potential bei der Betrachtung der raumladungsbegrenzten Stromdichte mit eingerechnet werden. Zu der Extraktionsspannung ist der Betrag der Screeningspannung zu addieren. Mit πr^2 als Emissionsfläche und der elektrischen Feldstärke im Extraktionsgap $E = (U_{Ex} + U_{Se})/d$ lässt sich die Gleichung 3.7 nach dem maximal extrahierbaren Strahlstrom umstellen:

$$I_K = \frac{4}{9} \pi \epsilon_0 \cdot \frac{0,279}{(1 + 3S^2)} \cdot \sqrt{\frac{2e\zeta}{m_i}} \cdot \sqrt{S} \cdot r^{3/2} \cdot E^{3/2} . \quad (3.8)$$

Nach R. Keller ist der Ionenstrahl dann angepasst, wenn 80 % des Strahlstroms einen Divergenzwinkel kleiner als ± 20 mrad aufweisen [28].

Die von Keller vorgestellten Formeln zeigen die physikalischen Zusammenhänge im Extraktionssystem und stellen in erster Linie eine Näherung für den extrahierbaren Strahlstrom dar. Heutzutage werden fast ausschließlich Simulationsprogramme verwendet, mit deren Hilfe nicht nur die Geometrie des Extraktionssystems, sondern auch noch diverse andere Plasmamparameter und Parameter des Extraktionssystems berücksichtigt werden können. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Simulationsprogramm heißt IGUN [70]. Damit wurden verschiedene Geometrien der Extraktionssysteme entwickelt und optimiert sowie Strahlsimulationen durchgeführt.

Kapitel 3.2

Grundlagen der Emittanz

Eine qualitative Aussage über die Qualität eines Ionenstrahls kann mit Hilfe der Emittanz getroffen werden. Das Ensemble der Ionentrajektorien wird dabei im sechsdimensionalen Phasenraum durch eine zeitabhängige Verteilungsfunktion beschrieben:

$$f = f(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t). \quad (3.9)$$

Die aus der sechsdimensionalen Verteilungsfunktion resultierenden Bewegungsgleichungen werden hauptsächlich von den äußeren Kräften und den Raumladungskräften der Teilchen untereinander bestimmt. Unter der Bedingung, dass der longitudinale Impuls p_z im Allgemeinen wesentlich größer als die transversalen Impulse ist, kann die Zeit t durch den Ort z und die transversalen Impulse p_x und p_y durch ihre Bahnwinkel ersetzt werden:

$$x' = \frac{p_x}{p_z} \qquad y' = \frac{p_y}{p_z}. \quad (3.10)$$

Damit kann die Verteilungsfunktion auf eine 4D-Verteilungsfunktion in x, x', y, y' abgebildet werden. Die kleinsten besetzten Phasenraumflächen, welche von den Projektionsverteilungsfunktionen

$$f_x(x, x', z) = \iint f dy dy' \qquad f_y(y, y', z) = \iint f dx dx' \quad (3.11)$$

in den 2D-Unterräumen x, x' und y, y' definiert werden, dividiert durch die Zahl π , werden als Randemittanzen $\varepsilon_{x,rand}$ und $\varepsilon_{y,rand}$ bezeichnet.

$$\varepsilon_{x,rand} = \frac{1}{\pi} \iint_F dx dx' \qquad \varepsilon_{y,rand} = \frac{1}{\pi} \iint_F dy dy' \quad (3.12)$$

Unter der Annahme, dass die Hamilton'schen Bewegungsgleichungen erfüllt werden, gilt der *Liouville'sche Satz*, nach dem die Phasenraumdichte und das Phasenraumvolumen von nicht wechselwirkenden Teilchen eine Erhaltungsgröße darstellt [73].

$$\frac{df}{dt} = 0 \quad (3.13)$$

Sind die Bewegungsebenen des Phasenraums entkoppelt, so gilt der Satz von Liouville auch in jedem der entsprechenden 2D-Unterräume, hier also $\{x, x'\}$ und $\{y, y'\}$. Bei Ionenstrahlen von niedriger Intensität kann von entkoppelten Bewegungsebenen ausgegangen werden, so dass die Randemittanzen $\varepsilon_{x,rand}$ und $\varepsilon_{y,rand}$ Erhaltungsgrößen darstellen.

Die Fläche der kleinsten Ellipse, welche die Randemittanz komplett einschließt, dividiert durch die Zahl π , wird als effektive Emittanz ε_{eff} bezeichnet. Diese stellt keine Erhaltungsgröße im Sinne von Liouville dar.

Bei einem Vergleich der Randemittanzen mit den effektiven Emittanzen gilt $\varepsilon_{x,y;rand} \leq \varepsilon_{x,y;eff}$. Das Gleichheitszeichen gilt dann, wenn es keine Abweichungen von der elliptischen Form bzw. keine Aberrationen im Extraktionssystem gibt.

Die in der Ionenquellen- und Beschleunigerphysik übliche Darstellung der Emittanz durch eine Ellipse wird in folgender Form gegeben:

$$\varepsilon = \tilde{\gamma}x^2 + 2\tilde{\alpha}xx' + \tilde{\beta}x'^2. \quad (3.14)$$

Dabei gilt die Normierungsbedingung:

$$\tilde{\beta}\tilde{\gamma} - \tilde{\alpha}^2 = 1. \quad (3.15)$$

Die Parameter $\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}$ und $\tilde{\gamma}$ sind die sogenannten Twissparameter, welche die minimal einhüllende Emittanzellipse beschreiben. Die Abbildung 3.3 präsentiert

ein Schemabild einer Emittanzellipse eines divergenten Strahls und die dazugehörigen Ellipsenparameter $\tilde{\alpha}$, $\tilde{\beta}$ und $\tilde{\gamma}$ im $x - x'$ -Phasenraum.

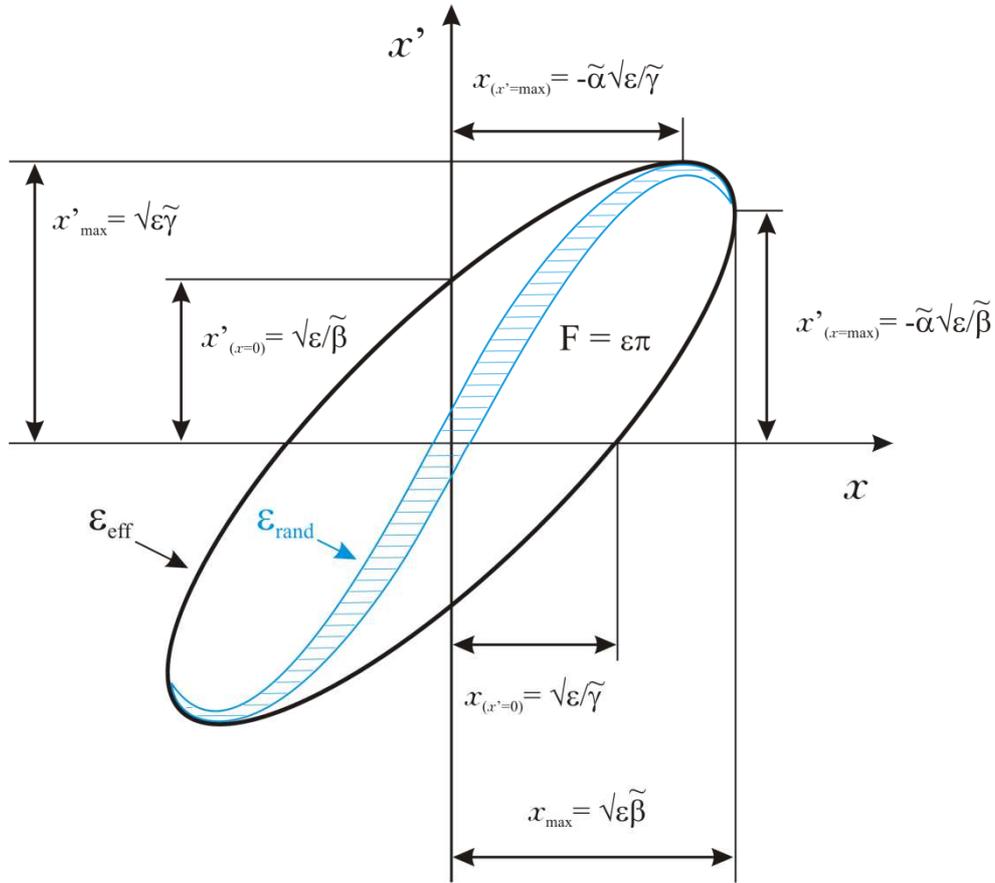


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung einer Emittanzellipse und zugehörige Ellipsenparameter $\tilde{\alpha}$, $\tilde{\beta}$, $\tilde{\gamma}$ im $x - x'$ -Phasenraum.

Gemäß der Gleichung 3.10 ist die Emittanz eine Funktion des Impulses. Für die Vergleichbarkeit von Ionenstrahlen mit verschiedenen Energien ist es notwendig, die Emittanz mit den relativistischen Faktoren β und γ zu normieren:

$$\varepsilon_{x,norm} = \beta\gamma\varepsilon_x \quad \varepsilon_{y,norm} = \beta\gamma\varepsilon_y. \quad (3.16)$$

Ein Maß für die mittlere Ladungsdichte im 4D-Phasenraum wird durch die Brillanz B beschrieben:

$$B = \frac{I}{\pi^2\varepsilon_x\varepsilon_y}. \quad (3.17)$$

Eine hohe Brillanz spricht für hohe Strahlströme bei geringer Phasenraumbelastung und damit für eine hohe Qualität des Ionenstrahls.

Um die Emittanzen verschiedener Ionenstrahlen vergleichen zu können, welche auf verschiedenen Verteilungsfunktionen basieren, ist es notwendig, die rms-Emittanz ε_{rms} zu vergleichen. Die sogenannte „root-mean-square“-Emittanz wurde von Chasman und Lapostolle vorgeschlagen und wird aus den zweiten Momenten der Teilchenverteilungsfunktion gebildet [74, 75]:

$$\varepsilon_{x,rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} . \quad (3.18)$$

Verschiedene Ionenstrahlen werden als rms-äquivalent bezeichnet, wenn ihre ersten und zweiten Momente übereinstimmen. Damit verhalten sich die Strahlen unter Raumladungsbedingungen äquivalent.

Zusammenfassend lassen sich Rand-, effektive und rms-Emittanz unterscheiden. Die rms-Emittanz trägt als Einzige unter den vorgestellten Emittanzdefinitionen der Stromdichteverteilung innerhalb des Ionenstrahls Rechnung. Es lässt sich auch ein rms-Strahlrand und ein rms-Strahldivergenzwinkel definieren. Jedoch stellen die rms-Emittanz sowie auch die effektive Emittanz keine Erhaltungsgrößen dar. Im Gegensatz dazu bleibt die Randemittanz nach Liouville erhalten. In der Beschleunigerphysik ist jedoch die Verwendung der effektiven Emittanz weit verbreitet. Mithilfe dieser kann eine Aussage darüber getroffen werden, ob ein Ionenstrahl von den nachfolgenden Strukturen akzeptiert wird. Mithilfe der Twiss-Parameter können Emittanzen und Akzeptanzen sofort verglichen werden.

Kapitel 3.3

Einführung des protonenäquivalenten Stroms

In Kapitel 3.1 wurde bereits erwähnt, dass der extrahierbare Strahlstrom nach Gleichung 3.8 unter anderem von der Ionenmasse abhängt. In einer typischen Bogenentladungs-Ionenquelle setzt sich das Plasma nicht nur aus Elektronen, Neutralteilchen und einer Ionensorte zusammen, sondern bildet ein Kollektiv aus unterschiedlichen Ionenfraktionen sowie Elektronen und Neutralteilchen. So kommen in einer mit Wasserstoff betriebenen Bogenentladungs-Ionenquelle nicht nur ausschließlich Protonen im Plasma vor, sondern auch H_2^+ - und H_3^+ -Ionen. Diese sind etwa zu je einem Drittel im Plasma vorhanden. Die einzelnen Ionenfraktionen finden sich im Masse-Ladung-Spektrum des extrahierten Ionenstrahls wieder. Abbildung 3.4 präsentiert ein typisches Spektrum in einer mit Wasserstoff betriebenen Bogenentladungs-Ionenquelle.

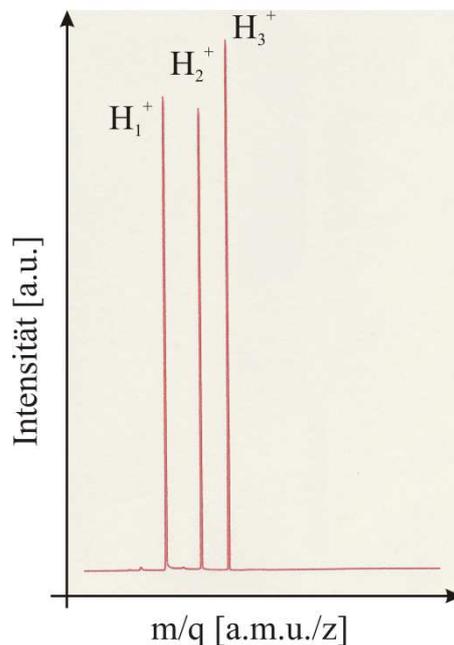


Abbildung 3.4: Typische Zusammensetzung eines Ionenstrahls in einer mit Wasserstoff betriebenen Bogenentladungs-Ionenquelle, ohne magnetischen Filter. Der Anteil an H_1^+ beträgt 32 %, H_2^+ - 31 % und H_3^+ - 37 %.

Die nun folgenden Überlegungen sollen verdeutlichen wie wichtig es ist, gerade bei der Extraktion von hohen Strahlströmen, dass ein hoher Anteil der geforderten Ionenfraktion im Plasma vorliegt.

Da es in der Praxis nicht möglich ist, Ionenstrahlen mit einem Protonenanteil von hundert Prozent zu erzeugen, muss bei der Simulation des Strahlverlaufs im Extraktionssystem der Einfluss der zusätzlichen Raumladung von H_2^+ - und H_3^+ -Molekülonen berücksichtigt werden. Entsprechend dem Child-Langmuir-Gesetz werden die einzelnen Teilströme dieser zusätzlichen Fraktionen, gewichtet mit der Wurzel aus Massenzahl, zum Protonenteilstrom addiert. Die daraus resultierende Summe der Teilströme wird im weiteren Verlauf als protonenäquivalenter Gesamtstrom I_n bezeichnet und beschreibt somit den auf Protonen ($\zeta = 1, A_m = 1$) normierten Strom.

$$\begin{aligned}
 I_n &= I_{H_1^+} \cdot \sqrt{\frac{A_{H_1^+}}{\zeta_l}} + I_{H_2^+} \cdot \sqrt{\frac{A_{H_2^+}}{\zeta_l}} + I_{H_3^+} \cdot \sqrt{\frac{A_{H_3^+}}{\zeta_l}} \\
 &= I_{H_1^+} \cdot \sqrt{1} + I_{H_2^+} \cdot \sqrt{2} + I_{H_3^+} \cdot \sqrt{3}
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Mit A_m als Massenzahl gilt für $A_{H_1^+} = 1$, $A_{H_2^+} = 2$ und $A_{H_3^+} = 3$. Die Ladungszahl ζ_l für einfachionisierte Ionen bzw. Molekülonen ist gleich Eins.

Im Rahmen des FRANZ-Projektes wurde nach einer Ionenquelle verlangt, die in der Lage ist, einen Protonenstrahl von 120 keV Strahlenergie bei einem Protonenstrom von 200 mA zu erzeugen. Dies stellt hohe Anforderungen nicht nur an den Plasmagenerator, sondern auch an das Extraktionssystem. Um ein geeignetes Extraktionssystem designen zu können, ist es essentiell die genaue Zusammensetzung des Ionenstrahls zu kennen. Da diese zu Beginn dieser Arbeit nicht bekannt war, wurde für den konstanten Protonenstrom von 200 mA mithilfe der Gleichung 3.19 der protonenäquivalente Gesamtstrom für verschiedene Protonenanteile berechnet. Bei dieser Berechnung wurde das Verhältnis der Ströme der unerwünschten H_2^+ - und H_3^+ - Spezies zur Vereinfachung gleich Eins gesetzt. Beträgt der Protonenanteil 100 %, so ist der protonenäquivalente

Gesamtstrom 200 mA, was schließlich auch einem Protonenstrom von 200 mA gleichzusetzen wäre (Abb. 3.5).

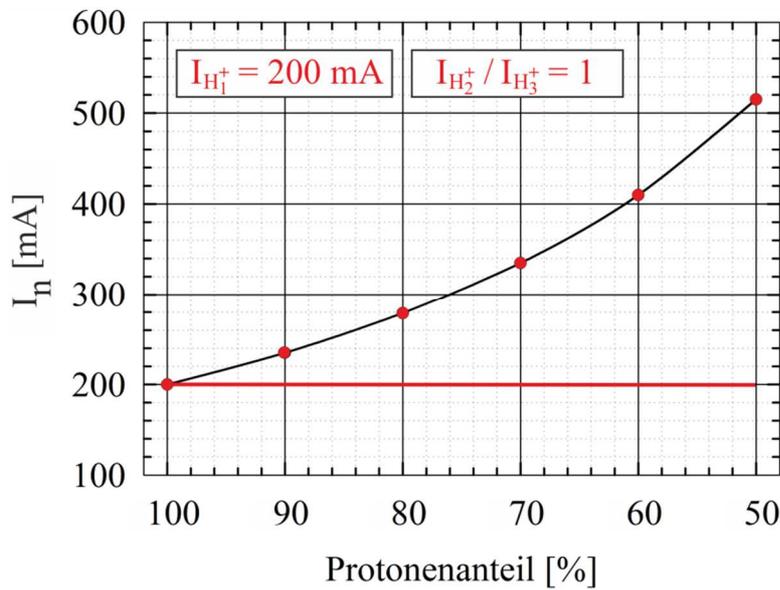


Abbildung 3.5: Aufgetragen wurde der protonenäquivalente Gesamtstrom I_n als Funktion des Protonenanteils für einen konstanten Protonenstrom von 200 mA.

Beträgt beispielsweise der erzielte Protonenanteil 90 %, dann folgt aus Abbildung 3.5 ein protonenäquivalenter Gesamtstrom von 235 mA. Wäre die Ionenquelle in der Lage, einen Protonenanteil von nur 50 % zu erzeugen, so müsste der Extraktor für einen protonenäquivalenten Gesamtstrom von 515 mA ausgelegt werden, um die Raumladungskräfte richtig zu berücksichtigen. Somit kann man im Simulationsprogramm mit einer Ionenspezies arbeiten.

Kapitel 3.4

120 kV/ 200 mA H_1^+ -Extraktionssystem für FRANZ

Im Hinblick auf Teilchenbeschleuniger werden an die Extraktionssysteme von Ionenquellen hohe Anforderungen gestellt. Diese sollten nicht nur in der Lage sein, den geforderten hohen Strahlstrom zu extrahieren, sondern auch gleichzeitig hohe Strahlqualität aufweisen mit dem Ziel, einen parallelen hochbrillanten Ionenstrahl zu extrahieren. Der im Rahmen des FRANZ-Projektes geforderte Strahlstrom von 200 mA H_1^+ im Dauerstrichbetrieb stellt eine Herausforderung an die Entwicklung des Extraktionssystems dar.

Da nach dem Child-Langmuir-Gesetz der extrahierbare Strahlstrom bei vorgegebener elektrischer Feldstärke, Ionenmasse und Aspektverhältnis nur noch vom Radius der Emissionsöffnung abhängt, muss mit steigendem extrahierbarem Strahlstrom ein größerer Radius der Emissionsöffnung gewählt werden. Eine Vergrößerung des Radius führt aber zu einem höheren Fluss an Neutralteilchen aus dem Plasmagenerator durch das Extraktionssystem. Eine hohe Neutralteilchendichte in der Plasmakammer ist jedoch von grundlegender Bedeutung für einen hohen Protonenanteil im Plasma, wie Messungen in Kapitel 5.3 zeigen werden. Um die Neutralteilchenverluste zu kompensieren, muss deshalb der Neutralteilchenfluss durch den Plasmagenerator gesteigert werden, was aber auch zu einem höheren Gasdruck im Extraktionskanal führt. Experimentelle Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass die elektrische Grenzfeldstärke im Extraktionssystem mit Zunahme an Neutralteilchendichte sinkt. Dies führt wiederum zur Reduzierung der extrahierbaren Strahlstromdichte.

Deshalb ist es sinnvoll, für den Protonenstrom von 200 mA das Extraktionssystem so auszulegen, dass sowohl die extrahierbare Strahlstromdichte als auch die erforderliche elektrische Feldstärke möglichst hoch werden. Dazu wird immer vorausgesetzt, dass der Plasmagenerator auch in der Lage ist die entsprechend hohe Plasmadichte bzw. hohe Emissionsstromdichte bereitzustellen.

Aufgrund des oben beschriebenen Sachverhalts und der geforderten hohen Betriebsbereitschaft der Ionenquelle musste zu Beginn der Entwicklung des Extraktionssystems die elektrische Feldstärke im Extraktionsspalt festgelegt werden. Basierend auf Untersuchungen von R. Hollinger an einer ähnlichen Bogenentladungs-Ionenquelle, wurde die Feldstärke im Spalt des Extraktionssystems auf moderate 7 kV/mm festgelegt [21]. Mit der Extraktionsspannung der Plasmaelektrode U_{Ex} von 120 kV und der Spannung der Screeningelektrode U_{Se} von -24 kV ergibt sich bei der festgelegten elektrischen Feldstärke ein Abstand zwischen der Plasma- und der Screeningelektrode von $d_1 = 21$ mm. Der Abstand zwischen der Screening- und der Erdelektrode wurde auf $d_2 = 4$ mm festgelegt.

Bevor der Radius der Emissionsöffnung bestimmt werden konnte, mussten diverse physikalische Eingabeparameter und Randbedingungen für das IGUN-Programm festgelegt werden. Einige solcher Eingabeparameter sind die Ionen- und die Elektronentemperatur sowie die Ionenmasse. Basierend auf Messungen von R. Hollinger wurde für die Elektronentemperatur eine obere Grenze von 5 eV und für die Ionen eine Temperatur zwischen 0 eV und maximal 0,5 eV angenommen [21].

Unter Beachtung aller Randbedingungen wurde sukzessive die Geometrie eines H_1^+ -Trioden-Extraktionssystems ausgearbeitet. Da die genaue Strahlzusammensetzung des Ionenstrahls erst im Experiment ermittelt werden konnte, wurde der Radius der Emissionsöffnung für unterschiedlichen protonenäquivalenten Gesamtstrom bzw. verschiedene Protonenanteile bestimmt. Dabei wurde der Radius solange optimiert, bis der Strahldivergenzwinkel am Ausgang des Extraktionssystems minimal wurde (Abb. 3.6). Beträgt beispielsweise der erzielte Protonenanteil 100 %, dann folgt aus Abbildung 3.6 ein notwendiger Radius der Emissionsöffnung von 3,6 mm. Wäre die Ionenquelle in der Lage einen Protonenanteil von nur 50 % zu erzeugen, so müsste der Radius der Emissionsöffnung annähernd verdoppelt werden. Aufgrund der oben beschriebenen Problematik ist die Verwendung einer so großen Apertur der Plasmaelektrode in der Praxis jedoch nicht vertretbar.

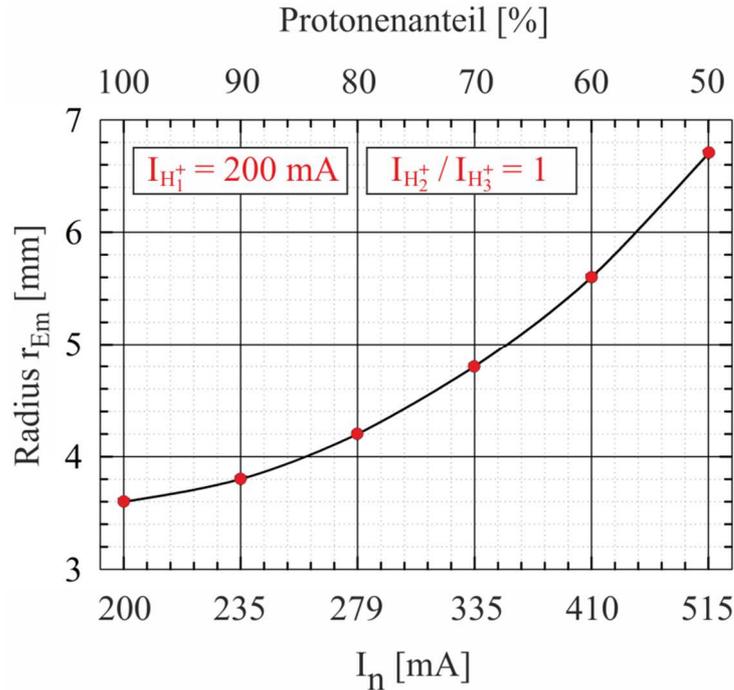


Abbildung 3.6: Berechnung der Radien der Emissionsöffnung anhand der IGUN-Simulation eines 120 keV/ 200 mA H_1^+ -Strahls als Funktion des protonenäquivalenten Gesamtstroms bzw. des Protonenanteils. $E = 7$ kV/mm, $T_i = 0$ eV und $T_e = 5$ eV.

Wie die Messungen in Kapitel 5.3 später zeigen werden war es möglich, den Protonenanteil auf über 90 % zu steigern. Nach den Berechnungen (Abb. 3.6) resultiert für einen Protonenanteil von 90 % und einen protonenäquivalenten Gesamtstrom von 235 mA ein notwendiger Radius der Emissionsöffnung von 3,8 mm. Mit πr^2 als Emissionsfläche und den geforderten 200 mA Protonenstrom resultiert hieraus eine erforderliche Protonen-Emissionsstromdichte von 441 mA/cm², welche eine sehr hohe Anforderung an den Plasmagenerator stellt.

Abbildung 3.7a zeigt den Strahlverlauf des Ionenstrahls im Extraktionskanal für einen protonenäquivalenten Gesamtstrom von 235 mA. Hierbei verlässt der Ionenstrahl den Extraktionskanal im nahezu angepassten Fall. Der maximale Strahlradius beträgt beim Verlassen des Extraktionssystems 1,7 mm. Der Strahldivergenzwinkel erreicht dabei ein Minimum von annähernd 45 mrad. Die normierte 80 % rms-Emittanz beträgt 0,1 mm mrad. Damit ist die Anforderung für die Strahlemittanz am Eingang des Beschleunigers mit

$\varepsilon_{rms, norm.} < 0,4 \text{ mm mrad}$ für einen 120 keV/ 200 mA H_1^+ -Strahl zumindest theoretisch erfüllt [19].

(C)R.Becker - RUN 05/22/13*001, file=Lauf5.IN

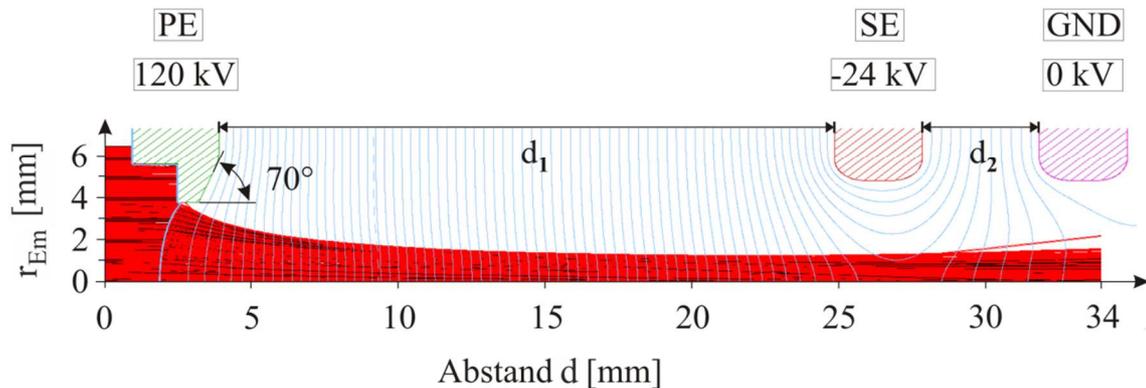


Abbildung 3.7a: IGUN-Simulation eines 120 keV/ 200 mA H_1^+ -Strahls. Gerechnet wurde mit $I_n = 235 \text{ mA}$, 90 % H_1^+ , sowie $T_i = 0 \text{ eV}$ und $T_e = 5 \text{ eV}$, $E = 7 \text{ kV/mm}$.

Anschließend wird auf die Dynamik des Extraktionssystems eingegangen. Darunter versteht man den Grad der Veränderung des Strahlverlaufs, wenn sich die Raumladung des Ionenstrahls ändert. Dies kann unter anderem durch eine Änderung des Strahlstroms sowie der Strahlzusammensetzung erfolgen. Um den oben beschriebenen Einfluss qualitativ zu erfassen, wurden Strahlsimulationen durchgeführt mit dem Ziel, den Strahldivergenzwinkel als Funktion des Protonenstroms zu berechnen.

Bei einem Radius der Emissionsöffnung von 3,8 mm und einem konstant gehaltenen Aspektverhältnis sowie konstanter Strahlenergie und Feldstärke im Extraktionsspalt, wurde der protonenäquivalente Gesamtstrom variiert. Dabei wurde der protonenäquivalente Gesamtstrom soweit verringert bzw. erhöht, bis der Ionenstrahl die Erdelektrode gerade noch passierte, ohne sie dabei zu berühren. Zwei dieser Grenzfälle, bei denen der Ionenstrahl die Erdelektrode gerade noch passiert, werden beispielhaft für Iontemperatur von 0 eV in Abbildungen 3.7b und 3.7c präsentiert und im weiteren Verlauf näher erläutert.

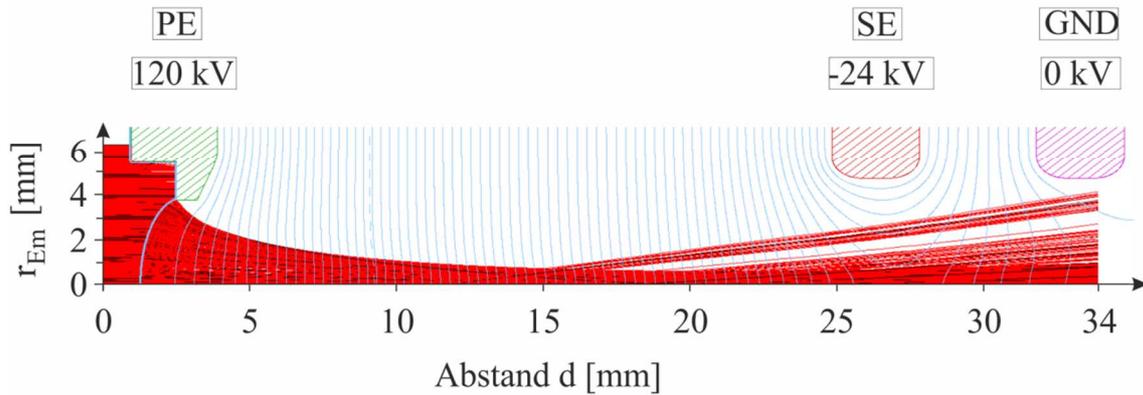


Abbildung 3.7b: IGUN-Simulation eines 120 keV/ 130 mA H_1^+ -Strahls. Gerechnet wurde mit $I_n = 153$ mA, 90 % H_1^+ , sowie $T_i = 0$ eV und $T_e = 5$ eV, $E = 7$ kV/mm.

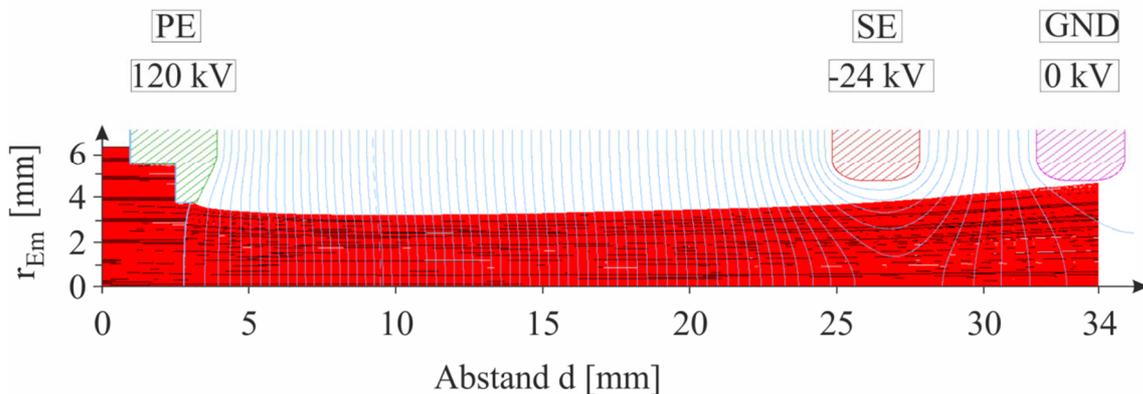


Abbildung 3.7c: IGUN-Simulation eines 120 keV/ 400 mA H_1^+ -Strahls. Gerechnet wurde mit $I_n = 470$ mA, 90 % H_1^+ sowie $T_i = 0$ eV und $T_e = 5$ eV, $E = 7$ kV/mm.

Abbildung 3.8 präsentiert die Ergebnisse der oben beschriebenen Untersuchungen. Aus Übersichtsgründen wurde anstatt des protonenäquivalenten Gesamtstroms der Protonenstrom aufgetragen.

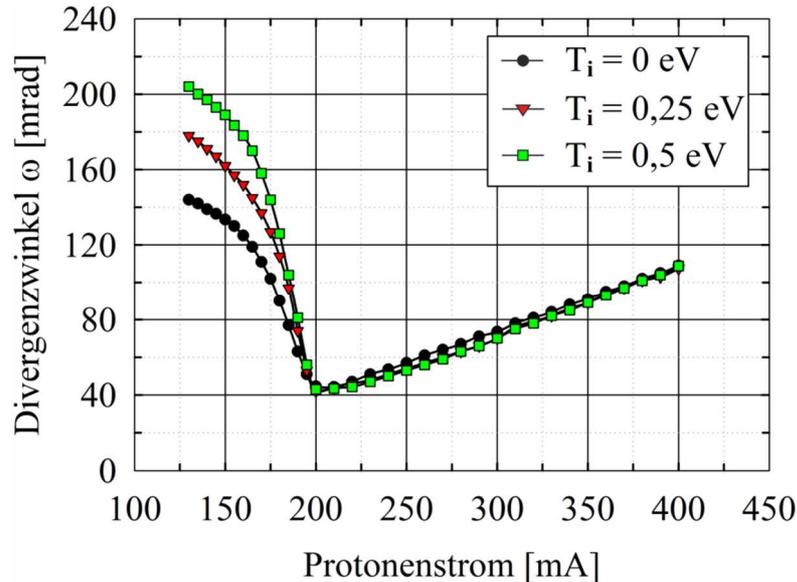


Abbildung 3.8: Strahldivergenzwinkel als Funktion des Protonenstroms für unterschiedliche Ionentemperaturen. $E_{\text{Strahl}} = 120 \text{ keV}$, $90\% \text{ H}_1^+$, $T_e = 5 \text{ eV}$, $E = 7 \text{ kV/mm}$, $I_{H_2^+}/I_{H_3^+} = 1$.

Die Analyse der Simulationen hat ergeben, dass alle drei Kurvenverläufe nahezu die gleiche Charakteristik aufweisen. Ausgehend von dem Grenzfall einer zu geringen Plasmadichte, bei dem die Ionentemperatur von 0,5 eV den stärksten Einfluss auf den Strahldivergenzwinkel hat, erreichen die Ionenstrahlen bei einem Protonenstrom von 130 mA einen Strahldivergenzwinkel von annähernd 204 mrad. In diesem Fall passieren die Ionenstrahlen gerade noch die Apertur der Erdelektrode. Bei einer Ionentemperatur von 0 eV erreicht der Ionenstrahl bei gleichem Protonenstrom von 130 mA einen Strahldivergenzwinkel von annähernd 144 mrad (vgl. Abb. 3.7b). Bei weiterer Erhöhung des Protonenstroms erreichen alle drei Kurvenverläufe bei einem Protonenstrom von 200 mA ein Strahldivergenzwinkelminimum von etwa 45 mrad. Wird der Protonenstrom weiter erhöht, so steigt schließlich der Strahldivergenzwinkel wie erwartet stetig an, bis letztendlich bei einem Protonenstrom von 400 mA der Grenzfall einer zu hohen Plasmadichte erreicht wird (vgl. Abb. 3.7c). Hierbei passieren die Ionenstrahlen die Erdelektrode erneut gerade noch, ohne diese zu berühren. Der Strahldivergenzwinkel strebt dabei bei allen drei Kurvenverläufen etwa einen Grenzwert von annähernd 110 mrad an.

Abschließend werden die Simulationsergebnisse zusammenfassend für den Fall $T_i = 0$ eV in Tabelle 3.9 präsentiert. Diese beinhaltet zusätzlich die mit IGUN berechneten 80 % und 89 % $r - r'$ rms-Emittanzen sowie die normierten $r - r'$ rms-Emittanzen.

	$T_i = 0$ eV, 90 % H_1^+
<i>Radius der Emissionsöffnung</i>	3,8 mm
<i>Erforderliche Protonen-Emissionsstromdichte</i>	441 mA/cm ²
<i>Strahlradius am Ausgang des Extraktors</i>	1,7 mm
<i>Strahldivergenzwinkel am Ausgang des Extraktors</i>	45 mrad
$\epsilon_{rms, r-r', 80\%}$	6,4 mm mrad
$\epsilon_{rms, r-r', 80\%, norm.}$	0,10 mm mrad
$\epsilon_{rms, r-r', 89\%}$	7,6 mm mrad
$\epsilon_{rms, r-r', 89\%, norm.}$	0,12 mm mrad

Tabelle 3.9: Zusammenfassung der Simulationsergebnisse für den angepassten Fall eines 120 keV/ 200 mA H_1^+ -Strahls. $E_{Strahl} = 120$ keV, $E = 7$ kV/mm, 90 % H_1^+ , $I_n = 235$ mA, $T_e = 5$ eV, Normierungsfaktor $\beta\gamma = 0,016$.

Kapitel 3.5

50 kV/ 200 mA H_1^+ -Extraktionssystem

Bevor das 120 kV/ 200 mA Extraktionssystem für das FRANZ-Projekt in Betrieb genommen werden kann war es notwendig, das Extraktionssystem in einem Testlabor bei niedrigeren Extraktionsspannungen zu testen. Vor allem musste untersucht werden, ob der Plasmagenerator in der Lage ist, die erforderliche hohe Emissionsstromdichte bzw. Plasmadichte bei gleichzeitig hohem Protonenanteil zur Verfügung zu stellen. Aus diesem Grund wurde vorerst ein 50 kV/ 200 mA H_1^+ -Trioden-Extraktionssystem mit Hilfe des IGUN-Simulationsprogramms entworfen und dient des Weiteren als Grundlage für das 120 kV/ 200 mA Extraktionssystem (Abb. 3.10).

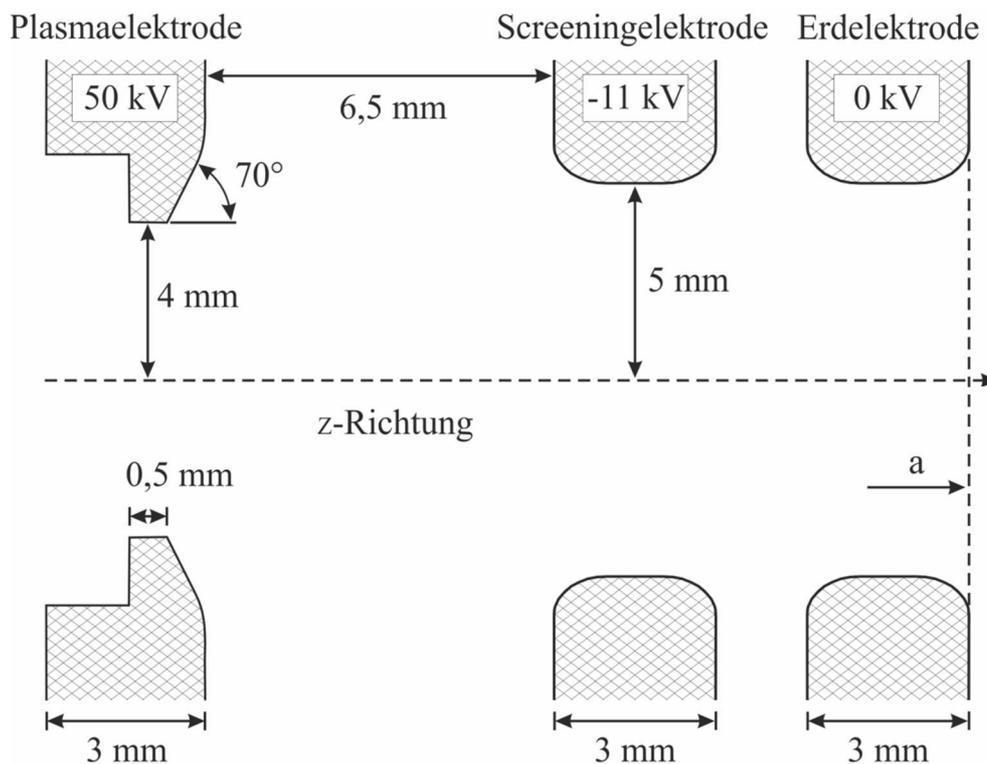


Abbildung 3.10: 50 kV/ 200 mA H_1^+ -Trioden-Extraktionssystem.

Die Vorgehensweise bei der Optimierung und Entwicklung des 50 kV/ 200 mA H_1^+ -Trioden-Extraktionssystems ist die gleiche, wie im Kapitel 3.4 beschrieben wurde. Als erstes wurde die elektrische Feldstärke im Extraktionsspalt festgelegt.

Diese wird zum einen durch die Geometrie des verwendeten Extraktionssystems wie Aspektverhältnis und zum anderen durch das verwendete Material der Elektroden beeinflusst. Als geeignetes Elektrodenmaterial, welches eine hohe Feldstärke erlaubt und thermisch belastbar ist, hat sich Wolframkupfer erwiesen. Anhand experimenteller Untersuchungen mit diesem Material wurde eine elektrische Feldstärke zwischen Plasma- und Screeningelektrode von 9,4 kV/mm gewählt. Mit der Extraktionsspannung der Plasmaelektrode U_{Ex} von 50 kV und der Spannung der Screeningelektrode U_{Se} von -11 kV, ergab sich bei der festgelegten elektrischen Feldstärke ein Abstand zwischen der Plasma- und der Screeningelektrode von 6,5 mm. Das entspricht einem Aspektverhältnis von $S = 0,615$. Der Abstand zwischen der Screening- und der Erdelektrode wurde auf 1,7 mm festgelegt.

Ausgehend von diesen Ergebnissen, wurde anschließend der Radius der Emissionsöffnung optimiert. Die Analyse der Strahlsimulationen hat ergeben, dass bei einem Protonenanteil von 90 % und für einen protonenäquivalenten Gesamtstrom von 235 mA ein Radius der Emissionsöffnung von 4 mm notwendig ist, und somit eine erforderliche Protonen-Emissionsstromdichte von 398 mA/cm² (Abb. 3.11).

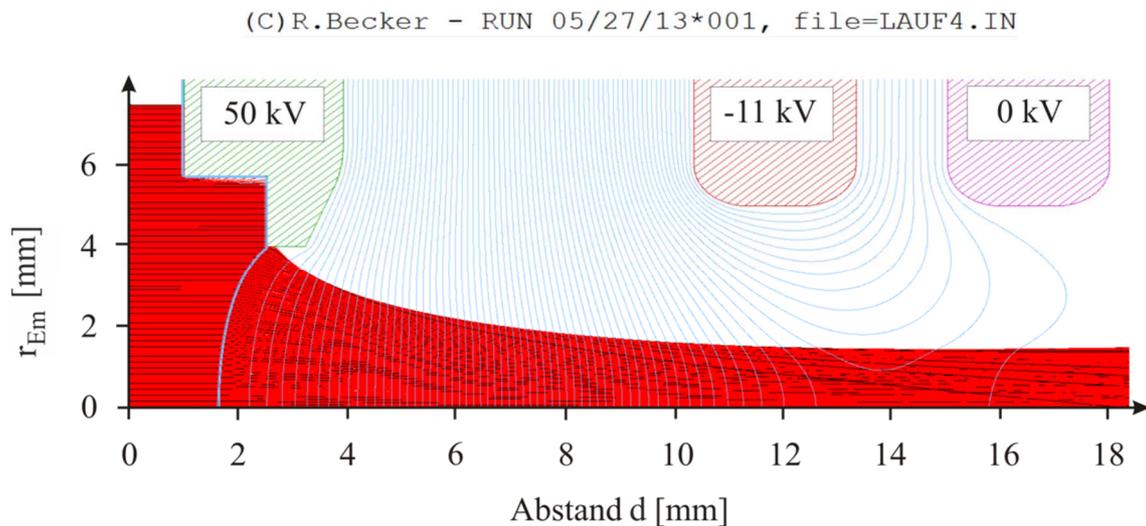


Abbildung 3.11: IGUN-Simulation eines 50 keV/ 200 mA H_1^+ -Strahls.
 $I_n = 235$ mA, 90 % H_1^+ , $I_{H_1^+} = 200$ mA, $I_{H_2^+}/I_{H_3^+} = 1$,
 $T_i = 0$ eV, $T_e = 5$ eV, $S = 0,615$, $E = 9,4$ kV/mm.

Hierbei verlässt der Ionenstrahl das Extraktionssystem im nahezu angepassten Fall. Der maximale Strahlradius beträgt am Ende des Extraktionssystems 1,5 mm. Der Strahldivergenzwinkel erreicht dabei ein Minimum von annähernd 20 mrad.

Anschließend wurde die Dynamik des Extraktionssystems untersucht. Dazu wurde der Strahldivergenzwinkel als Funktion des protonenäquivalenten Gesamtstroms bestimmt. Aus Übersichtsgründen wurde anstatt des protonenäquivalenten Gesamtstroms der Protonenstrom aufgetragen. Die Strahlsimulationen wurden sowohl mit Iontemperatur von 0 eV als auch 0,5 eV durchgeführt. Simuliert wurde der Strahlverlauf bis zum Ende des Extraktionssystems (Abb. 3.10, Ort a), wo zugleich Strahlradius und Strahldivergenzwinkel abgelesen wurden. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist der Abbildung 3.12 zu entnehmen.

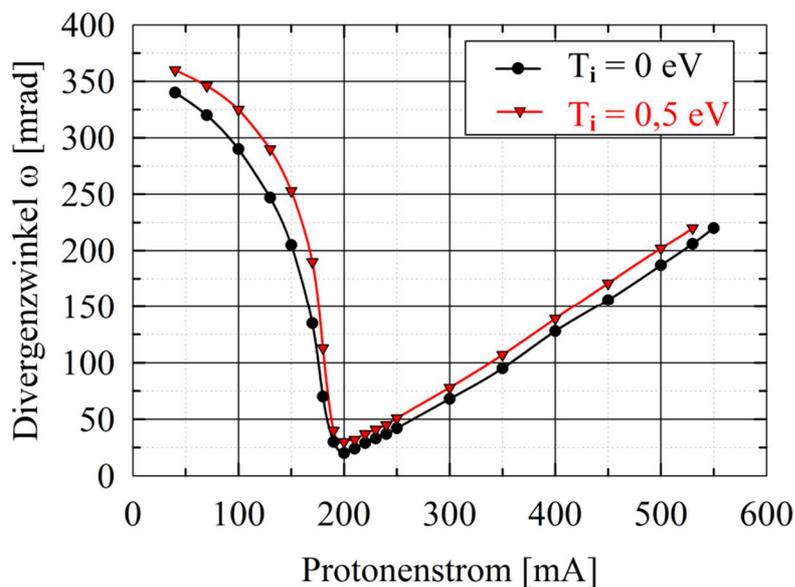


Abbildung 3.12: Strahldivergenzwinkel als Funktion des Protonenstroms, bei unterschiedlicher Iontemperatur. $r_{Em} = 4,0 \text{ mm}$, $E_{Strahl} = 50 \text{ keV}$, $E = 9,4 \text{ kV/mm}$, $90 \% \text{ H}_1^+$, $I_{H_2^+}/I_{H_3^+} = 1$, $S = 0,615$.

Ausgehend von dem Grenzfall einer zu geringen Plasmadichte, mit einer Iontemperatur von 0 eV und einem Protonenstrom von 40 mA, passieren Ionenstrahlen mit einem Strahldivergenzwinkel von etwa 340 mrad gerade noch

die Erdelektrode (vgl. Abb. 3.7b). Wird der Protonenstrom erhöht, so erreicht der Strahldivergenzwinkel ein Minimum von annähernd 20 mrad (angepasster Fall). Bei weiterer Erhöhung des Protonenstroms steigt schließlich der Strahldivergenzwinkel wie erwartet stetig an, bis schließlich der Grenzfall einer zu hohen Plasmadichte erreicht wird (vgl. Abb. 3.7c). Hier ergibt sich für einen maximalen Protonenstrom von 550 mA ein Strahldivergenzwinkel von annähernd 220 mrad. Steigt die Iontemperatur auf 0,5 eV an, so bleibt die Charakteristik der beiden Kurvenverläufe gleich, jedoch steigt der minimale Strahldivergenzwinkel im angepassten Fall von 20 mrad auf etwa 30 mrad an.

Nach der Betrachtung der Dynamik des 50 kV/ 200 mA H_1^+ -Extraktionssystems wird nun im weiteren Verlauf auf die Perveanz eines Ionenstrahls näher eingegangen (vgl. Gl. 3.5). Nach der Definition hängt diese vom Extraktionsstrom und von der Extraktionsspannung ab. Für den angepassten Fall mit einer Extraktionsspannung von 50 kV und einem protonenäquivalenten Gesamtstrom von 235 mA ergibt sich eine Strahlperveanz von $21 \cdot 10^{-9} \text{ A/V}^{3/2}$.

Ebenfalls lassen sich die Strahlperveanzen für die Grenzfälle einer zu geringen und einer zu hohen Plasmadichte angeben. Aus den Berechnungen bezüglich der Strahldynamik geht hervor, dass bei einer Extraktionsspannung von 50 kV eine untere Grenze für den protonenäquivalenten Gesamtstrom von 200 mA resultiert und somit eine minimale Strahlperveanz von $17,9 \cdot 10^{-9} \text{ A/V}^{3/2}$. Die obere Grenze des protonenäquivalenten Gesamtstroms wird bei 420 mA erreicht. Dies entspricht einer maximalen Strahlperveanz von $37,5 \cdot 10^{-9} \text{ A/V}^{3/2}$. In beiden Fällen wurde der maximal messbare Strahldivergenzwinkel von 110 mrad berücksichtigt, welcher durch die Appertur der verwendeten Faraday-Tasse begrenzt wird. Bei diesem Strahldivergenzwinkel wird der Eingang der Faraday-Tasse voll ausgefüllt.

Da für ein gegebenes Extraktionssystem die Strahlperveanz eine konstante Größe darstellt, wurden anhand der berechneten Strahlperveanzen für verschiedene Extraktionsspannungen sowohl minimaler und maximaler protonenäquivalenter Gesamtstrom, als auch der protonenäquivalente Gesamtstrom für den angepassten Fall berechnet und in Abbildung 3.13 graphisch aufgetragen.

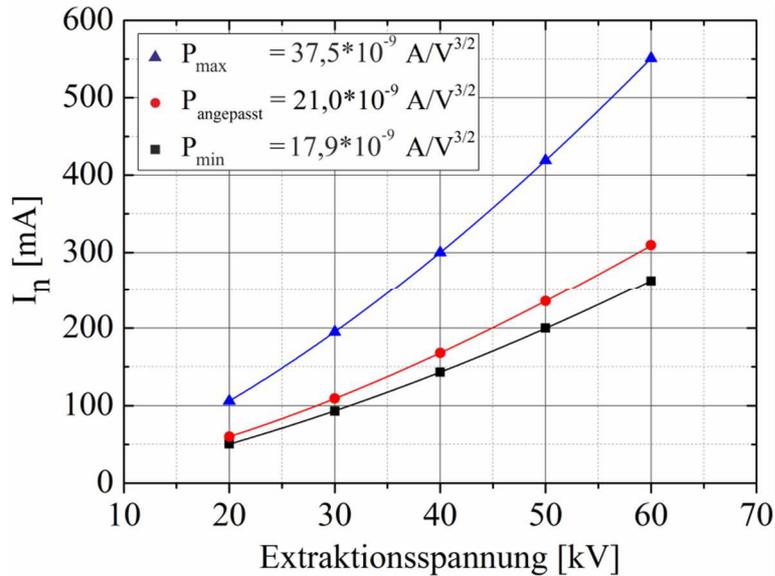


Abbildung 3.13: Protonenäquivalenter Gesamtstrom I_n als Funktion der Extraktionsspannung U_{Ex} . Die mittlere rote Kurve beschreibt den angepassten Fall für eine konstante Strahlperveanz von $21 \cdot 10^{-9} \text{ A/V}^{3/2}$. $r_{\text{Em}} = 4,0 \text{ mm}$, $S = 0,615$.

Abschließend wird im Folgenden der Einfluss des extrahierbaren Strahlstroms auf die Strahlemittanz näher untersucht. Um eine qualitative Aussage über den Einfluss des extrahierbaren Strahlstroms auf die Emittanz machen zu können, wurde mit IGUN die 80 % und 89% $r - r'$ rms-Emittanz berechnet und in Abbildung 3.14 und 3.15 als Funktion des Protonenstroms graphisch aufgetragen. Im Gegensatz zum Strahldivergenzwinkel weist die berechnete $r - r'$ rms-Emittanz im angepassten Fall kein Minimum auf, sondern fällt mit zunehmendem Protonenstrom weiter ab, bis sie schließlich asymptotisch einem Grenzwert entgegenstrebt. Lässt man den Einfluss der Iontemperatur auf die Emittanz vorerst unberücksichtigt und betrachtet stattdessen die aufgrund der Aberrationen entstandene Emittanz, so ergeben sich für die 80 % und 89 % $r - r'$ rms-Emittanzen Kurvenverläufe, deren Emittanzwerte annähernd gegen einen identischen Grenzwert von 2,9 mm mrad streben. Wird zusätzlich zu den Aberrationen die Iontemperatur berücksichtigt, so steigt dieser Grenzwert auf 4,9 mm mrad.

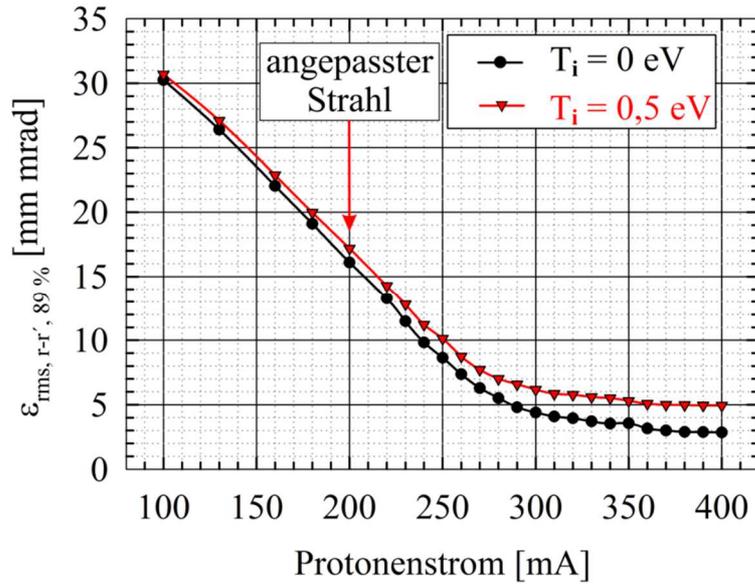


Abbildung 3.14: Mit IGUN berechnete $\epsilon_{rms, r-r', 89\%}$ als Funktion des extrahierbaren Protonenstroms. $r_{Em} = 4,0$ mm, $E_{Strahl} = 50$ keV, 90 % H_1^+ , $I_{H_2^+}/I_{H_3^+} = 1$, $S = 0,615$.

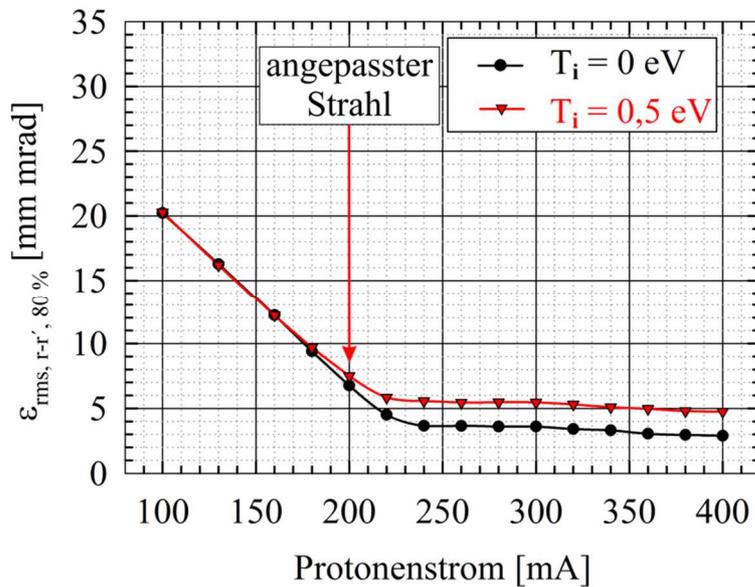


Abbildung 3.15: Mit IGUN berechnete $\epsilon_{rms, r-r', 80\%}$ als Funktion des extrahierbaren Protonenstroms. $r_{Em} = 4,0$ mm, $E_{Strahl} = 50$ keV, 90 % H_1^+ , $I_{H_2^+}/I_{H_3^+} = 1$, $S = 0,615$.

Aus den Abbildungen 3.14 und 3.15 ist zu entnehmen, dass eine Extraktion bei minimalem Divergenzwinkel nicht zugleich eine Extraktion bei minimaler Strahlemittanz bedeutet. Somit ergibt sich für den angepassten Strahl mit $T_i = 0$ eV eine 89 % $r - r'$ rms-Emittanz von 16,1 mm mrad und eine 80 % $r - r'$ rms-Emittanz von 6,8 mm mrad. Mit $T_i = 0,5$ eV erhöhen sich die Emittanzwerte nur geringfügig, wobei die 89 % $r - r'$ rms-Emittanz einen Wert von 17,1 mm mrad erreicht sowie die 80 % $r - r'$ rms-Emittanz einen Wert von 7,5 mm mrad.

Abschließend werden die Simulationsergebnisse, die mit IGUN berechneten 80 %, 89 % $r - r'$ rms-Emittanzen, zusammenfassend für den Fall $T_i = 0$ eV in Tabelle 3.16 präsentiert.

	$T_i = 0$ eV, 90 % H_1^+
<i>Radius der Emissionsöffnung</i>	4 mm
<i>Erforderliche Protonen-Emissionsstromdichte</i>	398 mA/cm ²
<i>Strahlradius am Ausgang des Extraktors</i>	1,5 mm
<i>Strahldivergenzwinkel am Ausgang des Extraktors</i>	20 mrad
$\epsilon_{rms, r-r', 80\%}$	6,8 mm mrad
$\epsilon_{rms, r-r', 80\%, norm.}$	0,07 mm mrad
$\epsilon_{rms, r-r', 89\%}$	16,1 mm mrad
$\epsilon_{rms, r-r', 89\%, norm.}$	0,17 mm mrad

Tabelle 3.16: Zusammenfassung der Simulationsergebnisse für den angepassten Fall eines 50 keV/ 200 mA H_1^+ -Strahls. 90 % H_1^+ , $I_{H_2^+}/I_{H_3^+} = 1$, $E = 9,4$ kV/mm. Normierungsfaktor $\beta\gamma = 0,0103$.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

Im folgenden Kapitel wird auf den experimentellen Aufbau der FRANZ-Protonenquelle und der dazugehörigen Diagnostik eingegangen. Als erstes werden in Kapitel 4.1 die technischen Details und die Betriebsparameter der Protonenquelle beschrieben. Im weiteren Verlauf werden in Kapitel 4.2 die im Rahmen dieser Doktorarbeit entwickelten magnetischen Filter vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 4.3 die zur Plasma- und Strahluntersuchung verwendeten Messeinrichtungen beschrieben. Dazu zählen eine Faraday-Tasse und ein Separationsmagnet sowie eine Messeinrichtung zur optischen Emissionsspektroskopie. Zum Abschluss dieses Kapitels folgt in Kapitel 4.4 die Beschreibung der verwendeten Emittanzmessanlage.

Kapitel 4.1

Plasmagenerator und Extraktionssystem

Aufgrund langjähriger Erfahrung mit Bogenentladungs-Ionenquellen des Volumentyps, die im Institut für Angewandte Physik gemacht wurde, wurde eine neue Hochstrom-Protonenquelle für das FRANZ-Projekt entwickelt und aufgebaut [21]. Die folgende Abbildung 4.1 zeigt einen schematischen Querschnitt dieser Hochstrom-Protonenquelle mit Verschaltung.

Prinzipiell besteht eine Ionenquelle aus zwei Segmenten, dem Plasmagenerator und dem Extraktor. Auf der linken Seite der Abbildung 4.1 ist der Plasmagenerator zu sehen. Dieser beginnt beim Kathodenantrieb und endet mit der Plasmaelektrode.

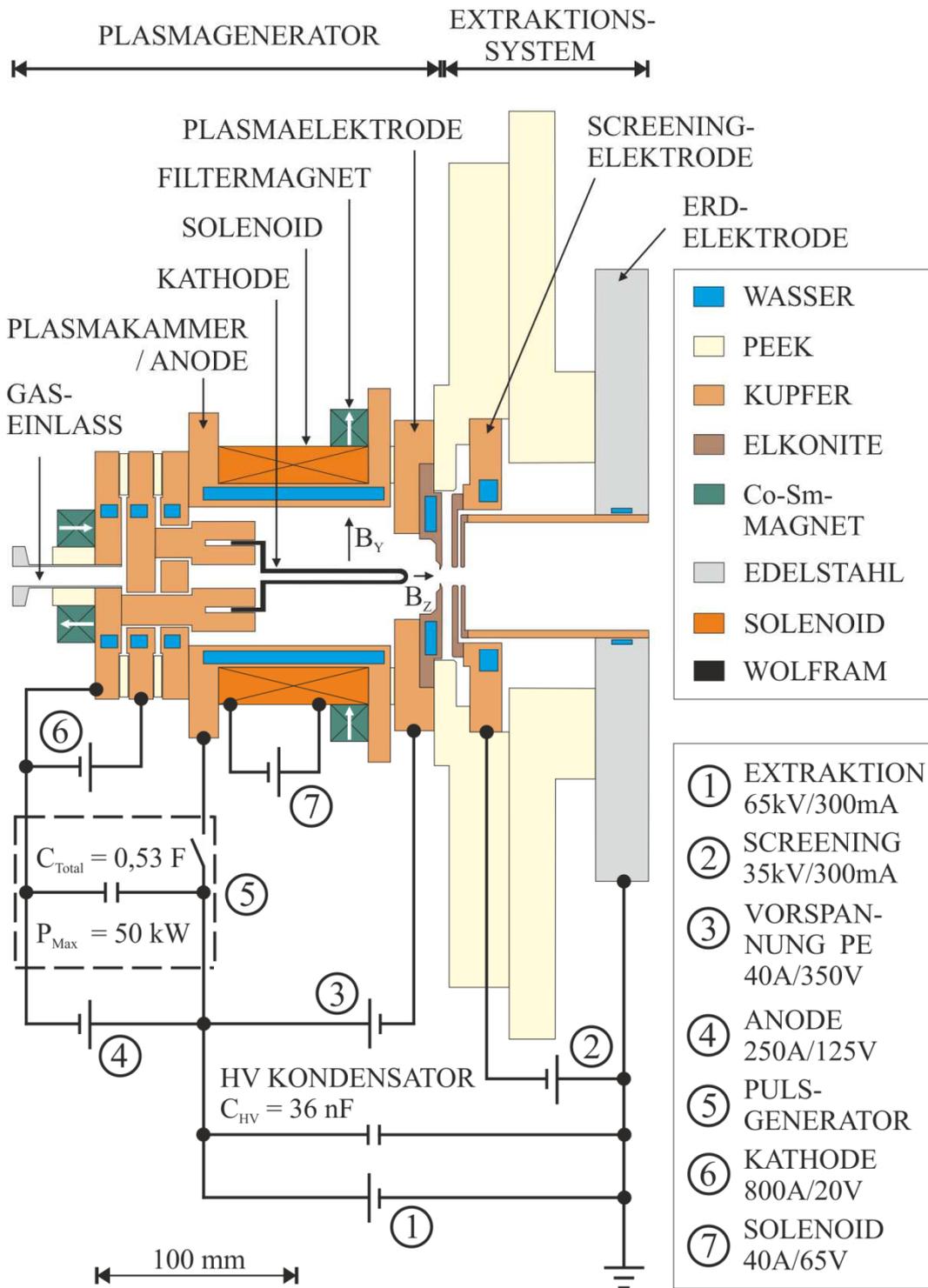


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der FRANZ-Protonenquelle mit Verschaltung. Die Angaben 1 bis 7 beziehen sich auf die Maximalwerte der verwendeten Netzteile.

Von links aus gesehen bildet der sogenannte Kathodenantrieb den Anfang des Plasmagenerators. Dieser besteht aus drei wassergekühlten Elmedur-Flanschen, wobei die ersten beiden jeweils einen Kathodenstift tragen. Die Kathodenstifte dienen als Halter für eine Wolframkathode. Die Länge und der Durchmesser der Kathode wurden im Rahmen der Untersuchungen sukzessive variiert.

Als Einlass des Arbeitsgases in die Ionenquelle dient ein am ersten Kathodenflansch befestigtes Gaseinlassrohr. Zur Regelung des Arbeitsgases wurde ein elektronisches Nadelventil verwendet. Am gleichen Ort wurde eine Pirani-Messröhre zur Messung des Drucks angebracht. Alle folgenden Druckangaben beziehen sich auf den gemessenen Druck im Gaseinlassrohr.

Des Weiteren wurde am Kathodenantrieb eine Aluminiumhalterung für zwei CoSm-Magnete befestigt. Diese Permanentmagnete stehen parallel zueinander und stellen eine sogenannte Cuspfeld-Anordnung dar. Die Länge der CoSm-Magnete beträgt 70 mm und der Querschnitt 20 mm * 20 mm. Die maximale magnetische Flussdichte an der Oberfläche des Permanentmagneten beträgt 1 T. Damit lassen sich die Ladungsträgerverluste im hinteren Teil des Plasmagenerators reduzieren.

Im Anschluss an den Kathodenantrieb folgt die Plasmakammer, die aus einem wassergekühlten Kupferzylinder besteht. An beiden Enden des Zylinders wurden Elmedur-Flansche hart angelötet. Diese sind ebenfalls wassergekühlt. Die Länge der Plasmakammer beträgt 100 mm und der Durchmesser 80 mm. Um die Plasmakammer herum wurde eine Spule gewickelt, die aus isoliertem Kupferrohr besteht und somit direkt mit Wasser kühlbar ist. Dieser Solenoid erzeugt eine longitudinale magnetische Flussdichte B_{Sol} von bis zu 40 mT entlang der z-Achse (Abb. 4.2). Damit ist es möglich, das Plasma radial einzuschnüren, um so die notwendige Plasmadichte zu erreichen. Entwickelt wurde der Plasmagenerator für eine Bogenleistung von bis zu 12 kW.

Nach rechts wird der Plasmagenerator durch eine effizient wassergekühlte Plasmaelektrode begrenzt. Diese setzt sich aus einem Elmedur-Hauptflansch und einer aus Elkonite (75 % Wolfram/ 25 % Kupfer) angefertigten Auslassblende zusammen. Die Emissionsöffnung der Plasmaelektrode hat einen Radius von

4 mm. Die Plasmaelektrode ist von der Plasmakammer durch einen temperaturbeständigen PEEK-Isolator elektrisch isoliert und lässt sich gegebenenfalls mithilfe eines Netzteils gegenüber Anodenpotential negativ vorspannen. Damit ist es möglich, die Lage und Form der Entladung bzw. den Entladungsverlauf zu beeinflussen. Der im Zusammenhang mit dem Plasmaelektrodenpotential im Verlauf dieser Arbeit verwendete Begriff „floated“ bedeutet, dass die Plasmaelektrode im Potential frei einstellbar war.

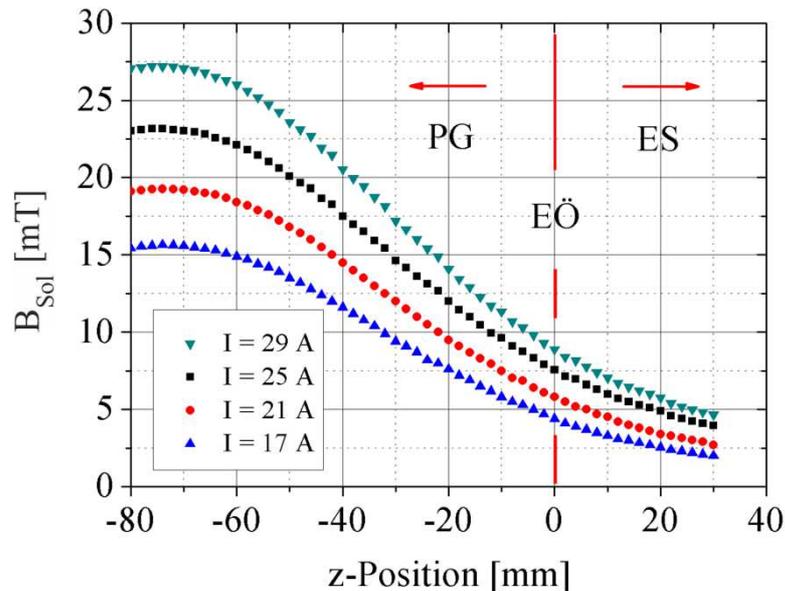


Abbildung 4.2: Verlauf der longitudinalen magnetischen Flussdichte des Solenoiden auf der Zylinderachse als Funktion der z-Position bei unterschiedlichen Solenoidströmen. Die Abkürzungen PG und ES stehen jeweils für den Plasmagenerator und das Extraktionssystem. EÖ steht für die Position der Extraktionsöffnung.

Vor der Plasmaelektrode über dem Solenoid befindet sich ein sogenannter magnetischer Filter. Solch ein Filter erzeugt im Bereich der Plasmaelektrode ein magnetisches Querfeld zur z-Achse. Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde der Einfluss des magnetischen Querfeldes auf das Plasma genauer untersucht. Aus diesem Grund wurden zwei verschiedene magnetische Filter entwickelt und aufgebaut. Im folgenden Kapitel 4.2 wird auf die technischen Details des jeweiligen Filters genauer eingegangen.

Im Anschluss an die Beschreibung des Plasmagenerators, werden in nachfolgender Tabelle 4.3 die Betriebsparameter des Plasmagenerators vorgestellt. Aus Abbildung 4.1 kann man dem Schaltplan entnehmen, dass die Ionenquelle nicht nur im Dauerstrichbetrieb, sondern auch im Pulsbetrieb operiert. Der Pulsgenerator ist für eine maximale Leistung von bis zu 50 kW ausgelegt und besitzt eine Kondensatorbank mit einer Gesamtkapazität von 0,53 F, um die Bogenentladung zu pulsen.

Kathodenmaterial	Wolfram	
Kathodendrahtlänge	14...18	cm
Kathodendrahtdurchmesser	1,6...2,4	mm
Kathodenstrom	100...240	A
Kathodenspannung	3...6	V
Anodenstrom DC	5...80	A
Anodenspannung DC	70...90	V
Bogenleistung-DC (max.)	10	kW
Bogenleistung-Puls (max.)	14,5	kW
Pulslänge	0,15...1,2	ms
Frequenz	1...80	Hz
Solenoidfeldstärke	0...40	mT
Filterfeldstärke MF-1 (max.)	7,5	mT
Filterfeldstärke MF-2 (max.)	0...4,5	mT
Plasmaelektrodenpotential	0...-150	V
Gasdruck	15...80	Pa
Arbeitsgas	H ₂ / D ₂	

Tabelle 4.3: Betriebsparameter des Plasmagenerators im Betrieb mit Wasserstoff/Deuterium als Arbeitsgas.

Wie in der Abbildung 4.1 zu sehen ist, folgt nach dem Plasmagenerator das sogenannte Trioden-Extraktionssystem. Konzipiert wurde es für Extraktionsspannungen von bis zu 60 kV. Mit einer Länge von 115 mm ist das Extraktionssystem sehr kompakt. Die Hauptbestandteile des Extraktionssystems sind zum einen zwei große Isolatoren, die auf einem Trägerflansch befestigt werden und zum anderen die Elektroden. Die Isolatoren sind aus einem hochspannungsfesten und temperaturbeständigen PEEK hergestellt. Das Trioden-Extraktionssystem besteht aus drei Elektroden, die aus Elkonite angefertigt und oberflächenbehandelt wurden. Die erste Elektrode ist die auf einem hohen positiven Potential liegende Plasmaelektrode. Darauf folgt die Screening- bzw. Schirmelektrode, die sich auf einem negativen Potential befindet. Anschließend kommt die dritte auf Erdpotential liegende Elektrode, die sogenannte Ground- bzw. Erdelektrode. Tabelle 4.4 enthält die wichtigsten Parameter des verwendeten Trioden-Extraktionssystems.

Radius der Plasmaelektrode (PE)	4 mm
Radius der Screeningelektrode (SE)	5 mm
Radius der Erdelektrode (GND)	5 mm
Abstand PE-SE	6,5 mm
Abstand SE-GND	1,7 mm
Maximale Extraktionsspannung U_{Ex}	60 kV
Maximale Screeningspannung U_{Se}	-13 kV
Aspektverhältnis S	0,615

Tabelle 4.4: Technische- und Betriebsparameter des Trioden-Extraktionssystems.

Kapitel 4.2

Magnetische Filter

Der magnetische Filter ist das Schlüsselement zur Beeinflussung des Protonenanteils im Wasserstoffplasma. Da zu Beginn der Untersuchung weder die magnetische Flussdichte noch die Feldverteilung genau bekannt waren, wurde eine flexible Halterung für zwei Kobalt-Samarium-Magnete konstruiert. Zusammen bilden sie den sogenannten magnetischen Filter (Abb. 4.5).

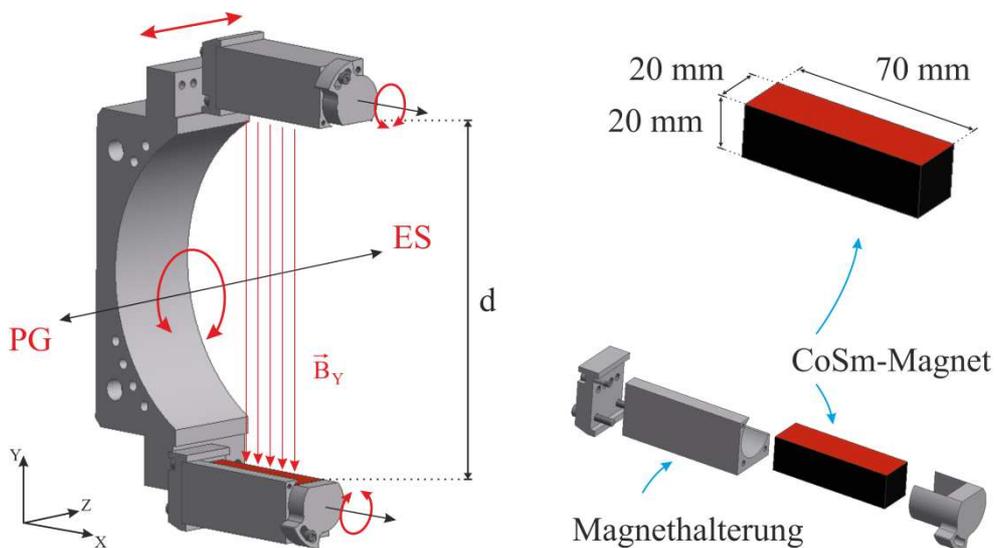


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau des ersten magnetischen Filters MF-1 mit CoSm-Magneten. PG-Plasmagenerator, ES-Extraktionssystem. B_Y - deutet die Richtung der magnetischen Flussdichte an. Abstand $d = 180$ mm.

In der Halterung befinden sich zwei gegenüberliegende CoSm-Magnete, die das sogenannte magnetische Filterfeld bilden. Da sowohl die magnetische Flussdichte als auch die Feldverteilung in der Nähe der Emissionsöffnung wichtig sind, wurde die Halterung so konzipiert, dass zum einen die CoSm-Magnete um ihre eigene Längsachse und zum anderen um die z -Achse drehbar sind. Zusätzlich können die CoSm-Magnete entlang der z -Achse verschoben werden.

Die folgende Abbildung 4.6 präsentiert die gemessene magnetische Flussdichte B_Y^{Filter} auf der Zylinderachse als Funktion der z-Position des magnetischen Filters MF-1. Im weiteren Verlauf werden die Positionen der Filter auf der Zylinderachse durch rot gestrichelte Linien gedeutet. Als Referenz für den Abstand dient die Position der Extraktionsöffnung (EÖ), deren Position bei 0 mm festgelegt wurde.

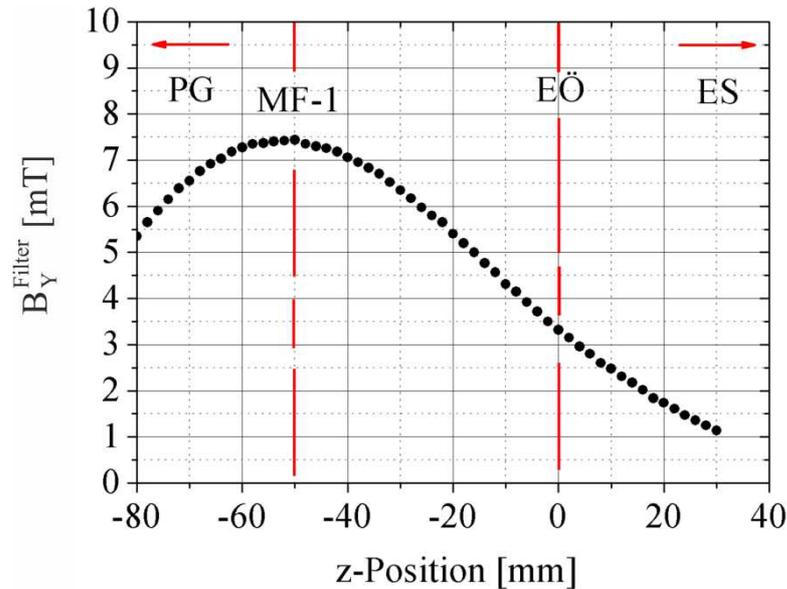


Abbildung 4.6: Verlauf der gemessenen transversalen magnetischen Flussdichte B_Y^{Filter} des magnetischen Filters MF-1 auf der Zylinderachse als Funktion der z-Position.

Da es mit dem ersten magnetischen Filter MF-1 nicht möglich war, die magnetische Flussdichte maßgebend zu verändern, wurde anschließend ein zweiter magnetischer Filter MF-2 entwickelt (Abb. 4.7). Dieser besteht im Wesentlichen aus einem indirekt gekühlten C-Eisenjoch, der mit zwei Spulenkörpern ausgestattet ist. Die geometrische Form und die dreidimensionale Position der Polschuhe des C-Eisenjochs entsprechen der Form und der Position der CoSm-Magnete, die beim ersten magnetischen Filter MF-1 verwendet wurden. Der maximal anlegbare Spulenstrom beträgt 8 A. Das entspricht einer maximalen magnetischen Flussdichte von etwa 4,5 mT zwischen den Polschuhen (Abb. 4.8).

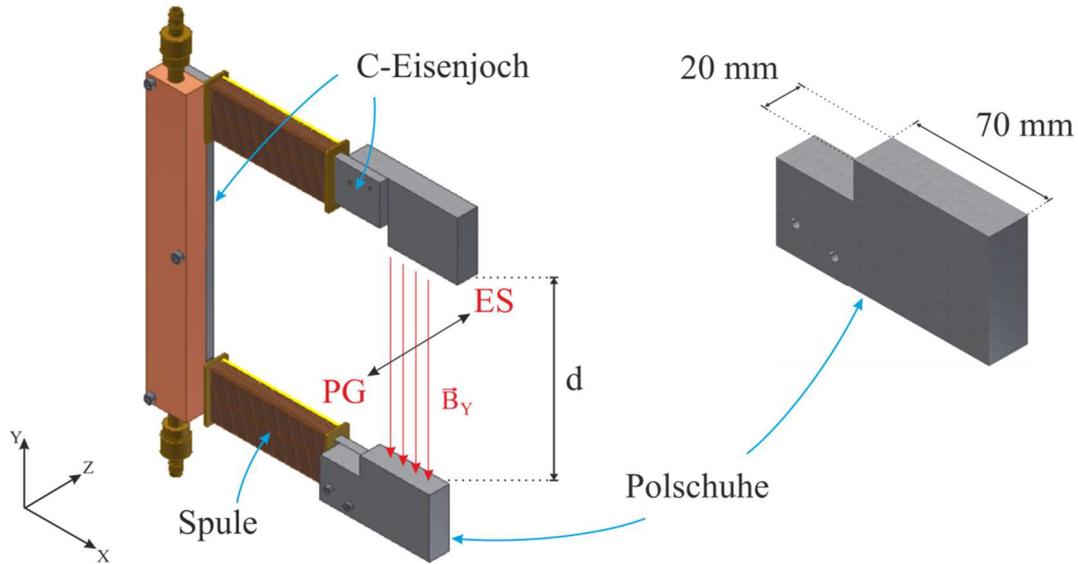


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau des zweiten magnetischen Filters MF-2. Abstand $d = 174$ mm.

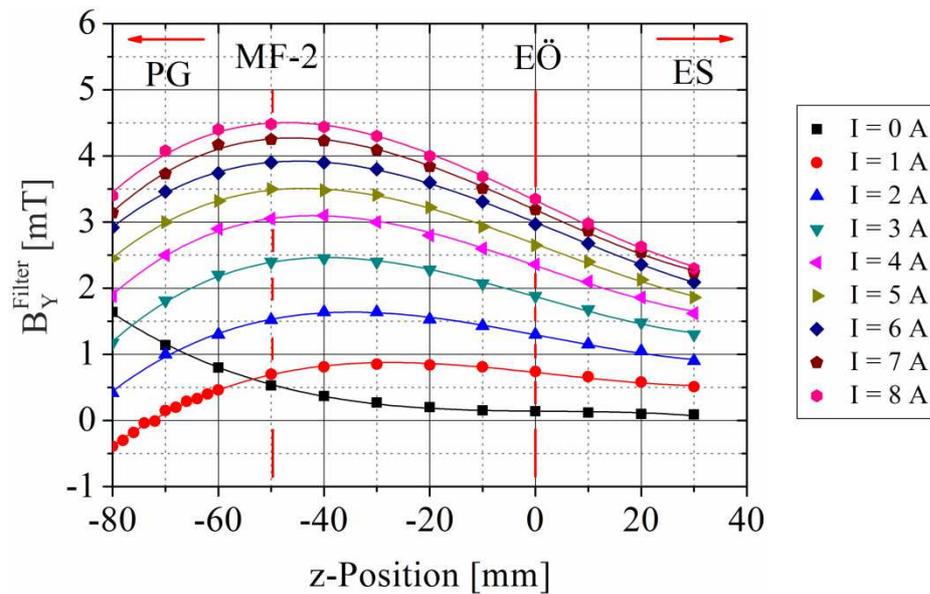


Abbildung 4.8: Verlauf der gemessenen transversalen magnetischen Flussdichte B_Y^{Filter} des magnetischen Filters MF-2 auf der Zylinderachse als Funktion der z-Position bei unterschiedlichen Spulenströmen. Bei $I = 0$ A wird die B_Y -Komponente der Kathodenmagnete des Kathodenantriebs gemessen (vgl. Abb. 4.1).

Kapitel 4.3

Plasmadiagnosemessstand

Im folgenden Unterkapitel werden die wichtigsten Messeinrichtungen vorgestellt, die für die Plasmadiagnose verwendet wurden. Dazu zählen eine Faraday-Tasse und ein Separationsmagnet sowie eine Messeinrichtung zur optischen Emissionsspektroskopie. Abbildung 4.9 zeigt eine Draufsicht auf den experimentellen Aufbau.

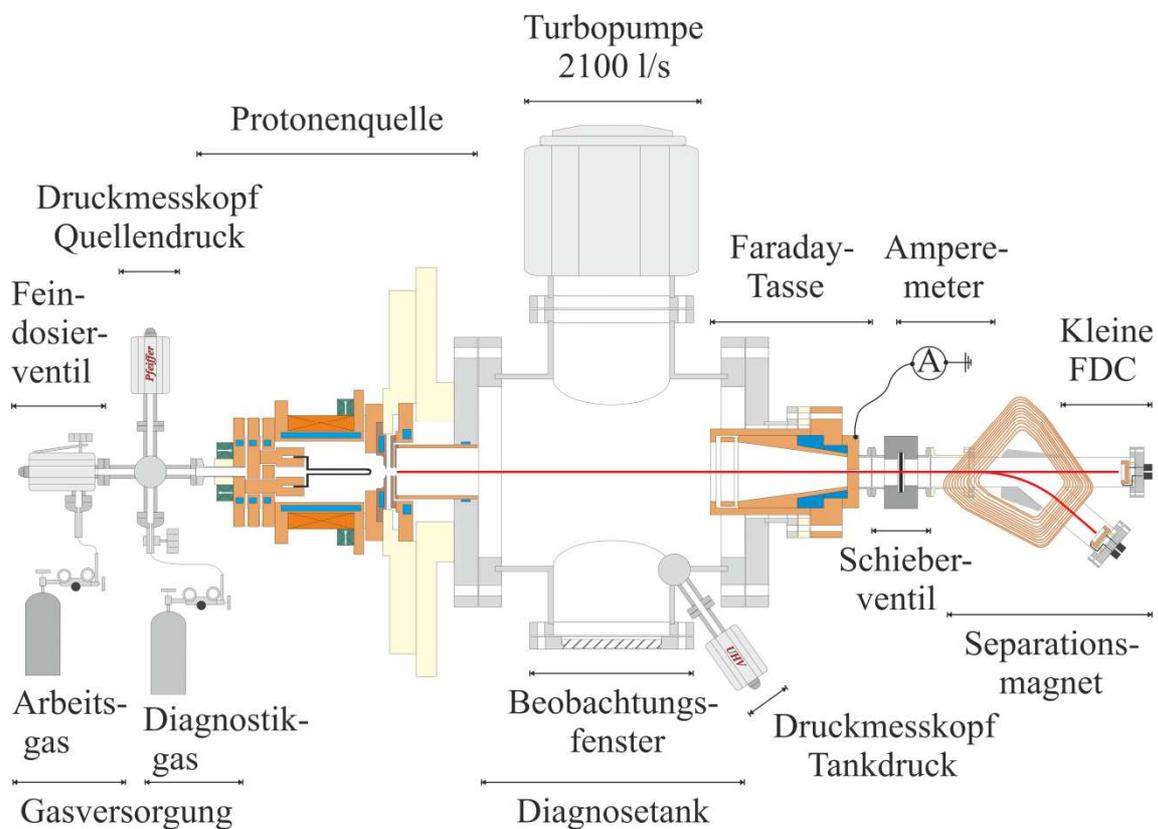


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.

In der Mitte der Abbildung 4.9 befindet sich ein Diagnosetank, an dem links die Protonenquelle und rechts die Faraday-Tasse angebracht sind. Für das notwendige Vakuum wurden am Diagnosetank drei Turbomolekularpumpen mit einer Pumpleistung von insgesamt 2100 l/s verwendet. Zur Überwachung des Quellen- sowie des Tankdrucks wurden zwei Druckmessröhren installiert. Die Steuerung des Quellendrucks erfolgte elektronisch über ein Feindosierventil. Für

die spektroskopische Untersuchung der Plasmaparameter wurde ein separates Ventil als Einlass für Diagnostikgas installiert.

Zur Messung der Strahlströme wurde eine gekühlte Faraday-Tasse verwendet, die im Institut für Angewandte Physik konzipiert wurde (Abb. 4.10). Die Faraday-Tasse wurde in den Diagnosetank integriert. Zur Quantifizierung des Stroms diente ein analoges Amperemeter. Der Innendurchmesser des Tasseneingangs beträgt 68 mm. Damit wird gewährleistet, dass im Fall einer Extraktion mit hohem Divergenzwinkel (max. 110 mrad) der gesamte Strahl von der Faraday-Tasse erfasst wird.

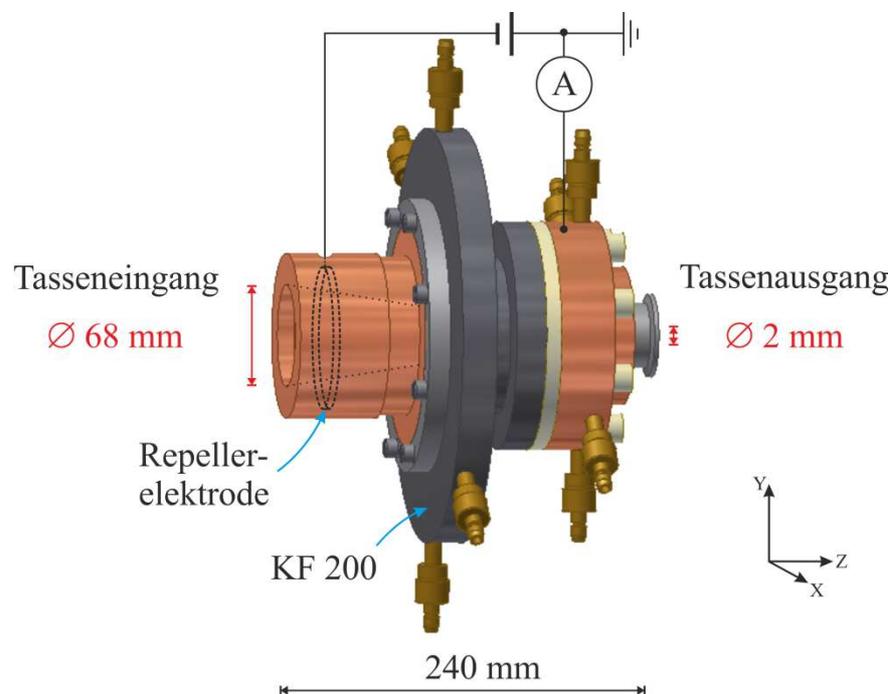


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Faraday-Tasse.

Ausgelegt wurde die Faraday-Tasse für Strahlleistungen von bis zu 20 kW im Dauerstrichbetrieb. Um dies zu realisieren, musste der eigentliche Auffänger kegelförmig konstruiert werden, um so die effektive Auftrefffläche zu vergrößern. Damit wird die abgegebene Strahlleistungsdichte reduziert und ein Überhitzen der Tasse vermieden. Vor dem Auffänger wurde eine ringförmige Blende isoliert angebracht. An dieser sogenannten Repellerelektrode wird eine negative Spannung von bis zu -1 kV angelegt. Dadurch wird eine Verfälschung der Messergebnisse verhindert, da ansonsten die durch die Ionen aus der

Oberfläche herausgelösten Sekundärelektronen den Auffänger Richtung Ausgang verlassen können, was eine Verfälschung des Strahlstroms zur Folge hätte. Um eine Aussage über die Strahlstromzusammensetzung zu erhalten, wurde am Boden der Faraday-Tasse eine Öffnung von 2 mm im Durchmesser vorgesehen, umso ein Teilstrahl in den Separationsmagneten zu leiten.

Beim Separationsmagneten handelt es sich um ein von der Firma Drusch entwickeltes 60°-Biegemagnet. Der Sollbahnradius des Dipolmagneten beträgt 250 mm. Bei einer maximalen magnetischen Flussdichte von 0,59 T können Protonenstrahlen einer Energie von bis zu 1 MeV auf die Sollbahn abgelenkt werden.

Eine häufig verwendete Methode zur Bestimmung der Plasmaparameter ist die der optischen Emissionsspektroskopie. Aufgrund ihres nicht invasiven Charakters wurde dieses Verfahren für die Untersuchung des Einflusses der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters auf die Plasmaparameter annähernd am Ort der Extraktion herangezogen. Mithilfe optischer Emissionsspektroskopie nach K. Behringer sollte dann ein Zusammenhang zwischen dem Protonenanteil und der Elektronentemperatur untersucht werden [76]. Zur Berechnung der Elektronentemperatur gibt K. Behringer folgende sogenannte *Van-Regemorter-Formel* an:

$$\frac{I_k}{I_m} = \frac{n_1 \chi_{k,l}(T_e)}{n'_1 \chi'_{m,l}(T_e)}. \quad (4.1)$$

Hierbei bedeuten I_k und I'_m die Intensitäten der k -ten und der m -ten Emissionslinie, n_1 und n'_1 die Dichten im Grundzustand, $\chi_{k,l}(T_e)$ und $\chi'_{m,l}(T_e)$ sind die dazugehörigen Ratenkoeffizienten. Die angegebenen apostrophierten Größen deuten darauf hin, dass es sich um verschiedene Elemente im Plasma handeln kann. Zu beachten ist aber Folgendes: Es muss sich um ein einatomiges Gasgemisch handeln, damit die Dichten im Grundzustand als bekannt vorausgesetzt werden können. Damit kürzen sich die Dichten bei einem gewählten Gasgemisch von 50 % zu 50 % und das Intensitätslinienverhältnis ist dann unabhängig von der Elektronendichte. Eine *modifizierte Van-Regemorta-Formel* gibt [76] wieder. Hierbei wird das Intensitätsverhältnis zweier dicht

beieinander liegender Linien für zwei verschiedene Gase wie Argon und Helium mit einem Mischverhältnis von 1:1 beschrieben. Nach einer Umstellung der modifizierten Formel 4.1 nach der Elektronentemperatur, erhält diese folgende Gestalt:

$$k_B T_e = \frac{E_{He} - E_{Ar}}{\ln \left| \frac{I_{Ar} n_{He} f_{He} \overline{g_{He}} E_{He}}{I_{He} n_{Ar} f_{Ar} \overline{g_{Ar}} E_{Ar}} \right|} \quad (4.2)$$

E steht für die Anregungsenergie, f_{He} und f_{Ar} sind die zugehörigen Absorptionssoszillationsstärken, $\overline{g_{He}}$ und $\overline{g_{Ar}}$ sind die statistischen Gleichgewichte. Die Konstanten f und g sind in [77] tabelliert. Die folgende Tabelle 4.11 nach [76] enthält zwei im Rahmen dieser Arbeit verwendete Emissionslinien:

<i>Gasart</i>	<i>Ar I</i>	<i>He I</i>
Übergang	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^0) 4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2}^0) 4p$	$1s2p - 1s3d$
Emissionslinie	$\lambda_{Ar} = 667,73 \text{ nm}$	$\lambda_{He} = 667,82 \text{ nm}$
Absorptions- oszillationsstärke	$f_{Ar} = 5,26 \cdot 10^{-4}$	$f_{He} = 7,11 \cdot 10^{-1}$
Oberstes Energieniveau	$E_{Ar} = 13,48 \text{ eV}$	$E_{He} = 23,07 \text{ eV}$
Volumenanteil	50 %	50 %

Tabelle 4.11: Relevante Daten bezüglich der Emissionslinien für die Berechnung der Elektronentemperatur.

Bezüglich dieser Untersuchung wurden für die Emissionsspektroskopie in der Plasmaelektrode zwei radiale Bohrkanäle vorgesehen, die senkrecht zum Filterfeld stehen. Diese befinden sich 18 mm vor der Emissionsöffnung der Plasmaelektrode. Der Durchmesser beträgt 4 mm und die Länge der Bohrung 55 mm. Radial nach außen hin wurden die beiden Kanäle mit einem M5-Gewinde ausgestattet. Dies diente zur Befestigung von zwei O-Ring gedichteten M5-Schrauben. In den Schrauben wurden je eine flexible Glasfaser vakuumtauglich installiert. Der Innendurchmesser des Glasfaserleiters beträgt

1 mm. Die Glasfaserleiter ermöglichen somit einen optischen Zugang zur Analyse der Plasmaparameter im Bereich der Extraktion (Abb. 4.12).

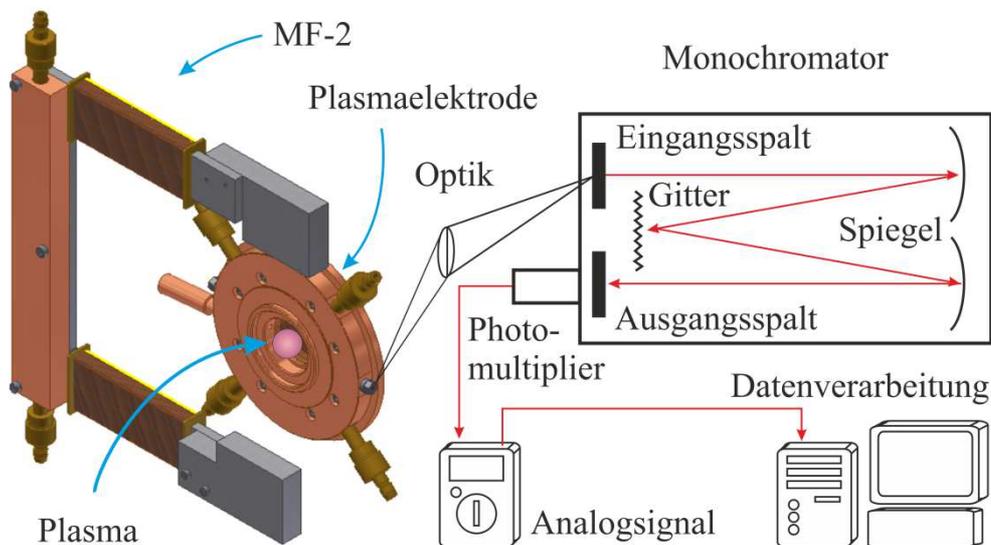


Abbildung 4.12: Schematischer Aufbau der Messeinrichtung zur optischen Analyse der Plasmaparameter. Auf der linken Seite der Abbildung ist die Plasmaelektrode mit dem magnetischen Filter MF-2 zu sehen. Rechts davon wird der 1m-Monochromator samt Datenerfassung dargestellt.

Zwecks optischer Emissionsspektroskopie erfolgt anschließend die Lichteinkopplung in den 1m-Monochromator über die zwei oben beschriebenen Lichtwellenleiter. Das Plasmaleuchten wird durch die optische Faser auf den Eingangsspalt des 1m-Monochromators abgebildet und über einen Spiegel auf ein Gitter projiziert. Anschließend wird das Spektrum über einen weiteren Spiegel auf den Ausgangsspalt abgebildet. Bei einer Brennweite von 1 m und einem Gitter mit 1200 Linien pro mm ergibt sich eine Dispersion von 0,833 nm/mm. Somit erfasst der 1m-Monochromator einen Wellenlängenbereich von 200 bis 700 nm. Das Spektrum liegt damit im Bereich des sichtbaren Lichts, mit angrenzendem Ultraviolett- und Infrarotbereich.

Am Ausgangsspalt des 1m-Monochromators befindet sich ein neunstufiger Photomultiplier der Firma Hamamatsu des Typs R4220, um selbst bei schwachen Intensitäten ein verwertbares Ausgangssignal zu erhalten. Die im Photomultiplier verwendete Photokathode erlaubte eine Aufnahme des Spektrums in einem

Wellenlängenbereich von 185 nm bis hin zu 710 nm. Die maximal verwendete Anodenspannung betrug -1 kV DC. Anschließend wird das Lichtsignal über ein Digitalvoltmeter an einen Computer weitergeleitet und aufgezeichnet. Die wichtigsten technischen Daten des 1m-Monochromators sind in Tabelle 4.13 dargestellt, ein typisches Messergebnis zeigt Abbildung 5.4b.

Wellenlängenbereich	200...800 nm
Breite Eingangsspalt	2,0...0,05 mm
Breite Ausgangsspalt	2,0...0,05 mm
Schrittgeschwindigkeit	0,07...70 nm/min
Dispersion	0,833 nm/mm

Tabelle 4.13: Technische Daten des 1m-Monochromators.

Kapitel 4.4

Emittanzmessanlage

Für die Bestimmung der Strahlemittanz $\varepsilon_{(x,x';y,y')}$ wurde eine Messanlage basierend auf dem Pepperpot-Messprinzip verwendet. Diese erlaubt die Bestimmung der Strahlemittanz in den 2D-Unterräumen, der Strahlage bzw. des Ablenkungswinkels und des Strahldivergenzwinkels aufgrund der gemessenen 4D-Emittanzinformationen. In Abbildung 4.14 ist das Pepperpot-Prinzip schematisch dargestellt.

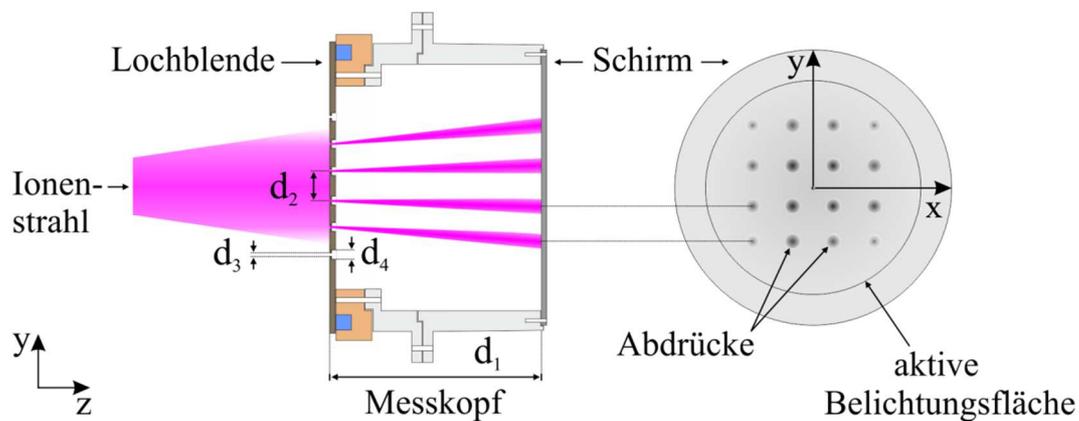


Abbildung 4.14: Pepperpot-Prinzip der Emittanzmessung.

Der Messkopf, bestehend aus einer Lochblende und einem Aluminiumschirm, wird zur Messung mittels eines Motors in den Ionenstrahl gefahren. Der Ionenstrahl wird durch die Lochblende in mehrere Teilstrahlen separiert. Diese treffen auf einen Aluminiumschirm, dessen Oberfläche vorbehandelt wurde, und erzeugen aufgrund der deponierten Leistung Kohlenstoffabdrücke. Die Verteilung des Schwärzungsgrades der Abdrücke spiegelt hierbei die Verteilung der Strahlstromdichte wider und hängt insgesamt von der Belichtungszeit ab.

Die Pepperpot-Emittanzmessanlage ist in der Abbildung 4.15 schematisch dargestellt und wurde bei der Konstruktion an die zu erwartende Emittanz angepasst. Der Abstand zwischen Ionenquelle (Erdelektrode) und Messkopf beträgt 289 mm. Die Driftstrecke innerhalb des Messkopfs zwischen der Lochblende und dem Schirm hat eine Länge d_1 von 70.5 mm. Die Lochblende

aus Elkonite ist im Bereich der Löcher 2 mm dick und wassergekühlt. Innerhalb eines Umkreises von 40 mm sind mehr als 500 Löcher in einem rechteckigen Raster angeordnet. Der Mittelpunktsabstand d_2 zwischen den Bohrungen beträgt 1,5 mm. Die Bohrungen haben am Eingang der Lochblende einen Durchmesser d_3 von 0,3 mm und am Ausgang der Lochblende einen Durchmesser d_4 von 0,8 mm. Aufgrund des Mittelpunktslochabstands d_2 wird der Phasenraum nicht vollständig abgedeckt. Die maximale aktive Belichtungsfläche des Aluminiumschirms hat einen Durchmesser von 70 mm. Aufgrund der Konstruktionsparameter beträgt die Ortsauflösung 0,3 mm und die Winkelauflösung 0,6 mrad.

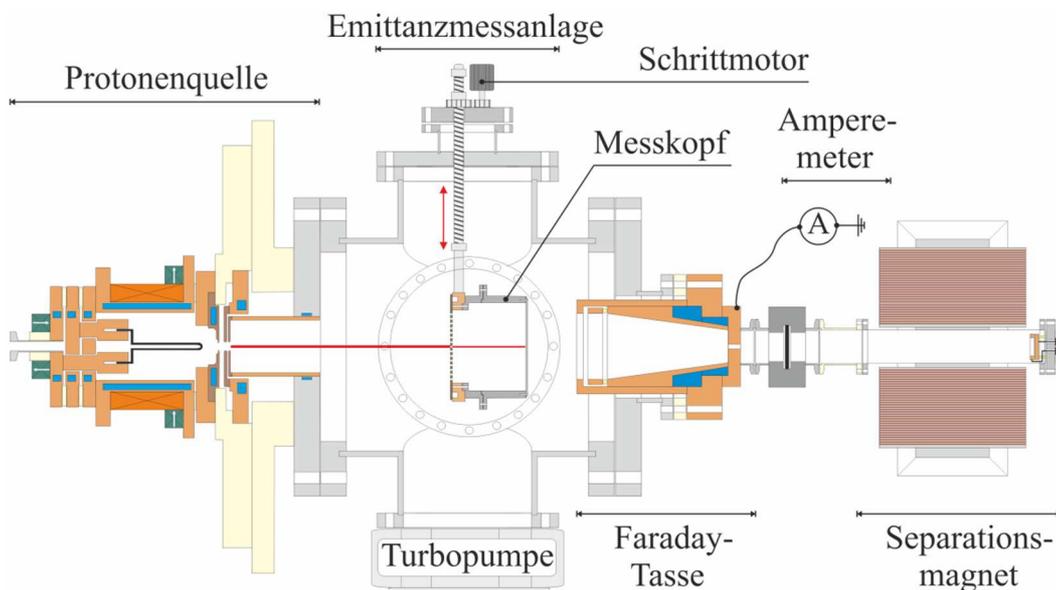


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Emittanzmessung mit Pepperpot-Anlage.

Mithilfe einer eigens für diesen Zweck entwickelten Software können anschließend die Abdrücke bzw. die Schwarzwerte der Abdrücke digital erfasst und analysiert werden [78]. Durch die Auswertung der Position der Projektion des Intensitätsmaximums der Kohlenstoffabdrücke in Bezug auf die Lage der dazugehörigen Löcher in der Lochblende, der Aufweitung des Teilstrahls während der Drift und der Intensitätsverteilung selbst, wird die Phasenraumbelegung bestimmt. Aus der 2D-Phasenraumverteilung können rms-, Rand- und effektive Emittanz für unterschiedliche Level im jeweiligen Unterraum berechnet werden.

Kapitel 4.5

Fotos der FRANZ-Protonenquelle

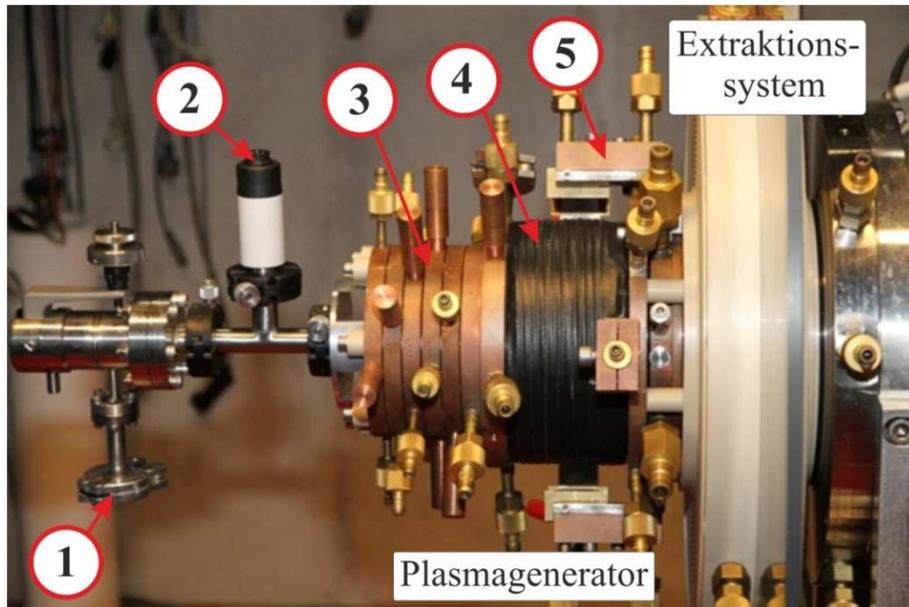


Abbildung 4.16: Gesamtaufnahme der Ionenquelle. 1 Gaseinlass, 2 Druckmesskopf, 3 Kathodenantrieb, 4 Solenoid, 5 Filtermagnet.



Abbildung 4.17: Kathodenantrieb mit einer gebrauchten Wolfram-Kathode.



Abbildung 4.18: Plasmagenerator, bestehend aus Plasmakammer und gewickeltem Solenoid.



Abbildung 4.19: Magnetischer Filter MF-1 mit CoSm-Magneten.

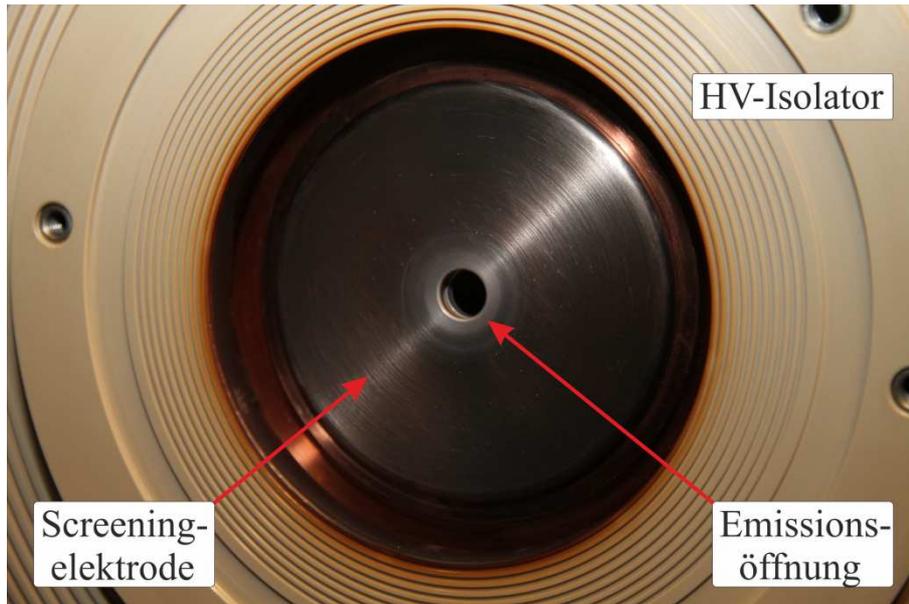


Abbildung 4.20: Extraktionssystem. Zu sehen ist ein hochspannungsfähiger PEEK-Isolator. In der Mitte ist die Screeningelektrode befestigt.

Kapitel 5

Verifizierung des Modells zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionenstrahlen

Im folgenden Kapitel steht die Verifizierung des in Kapitel 2.7 vorgestellten Modells zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionenstrahlen durch experimentelle Untersuchungen im Vordergrund. Dabei werden zuerst die Möglichkeiten zur Beeinflussung der Elektronenenergie und -temperatur im Plasma vorgestellt. Analog zu Kapitel 2.7 wird anschließend auf einen H_2^+ -Ionen optimierten, danach auf einen H_3^+ -Ionen optimierten und schließlich auf einen H_1^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb eingegangen.

Kapitel 5.1

Möglichkeiten zur Beeinflussung der Elektronenenergie und -temperatur im Plasma

Wie die Untersuchungen im späteren Verlauf dieser Arbeit zeigen werden, ist für die Generierung atomarer Ionenstrahlen eine hohe Dichte an niederenergetischen Elektronen im Plasma von essentieller Bedeutung. Dabei ist es wichtig die Elektronenenergie im Plasma zu beeinflussen. Dies kann mithilfe der Plasma- und der Neutralteilchendichte geschehen sowie durch die Verwendung eines sogenannten magnetischen Filters. Bevor hier die Möglichkeiten zur Beeinflussung der Elektronenenergie im Plasma näher beschrieben werden, soll der prinzipielle Verlauf der Elektronenenergieverteilung im Plasma einer

Bogenentladungs-Ionenquelle diskutiert werden. Da die Elektronen im Plasma an unterschiedlichen Orten entstehen, werden sie nach ihrem Entstehungsort grob in drei Gruppen unterteilt.

Die sogenannten Kathodenelektronen bzw. hochenergetischen Elektronen bilden die erste Gruppe (Abb. 5.1). Diese werden von der Kathode emittiert und durchlaufen die angelegte Anodenspannung. Wenn keine Entladung brennt ist dieser Energiepeak besonders stark ausgeprägt. In diesem Fall liegt die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Bereich von einigen Zentimetern. Die Elektronen durchqueren die Plasmakammer, ohne dabei mit anderen Teilchen zu stoßen.

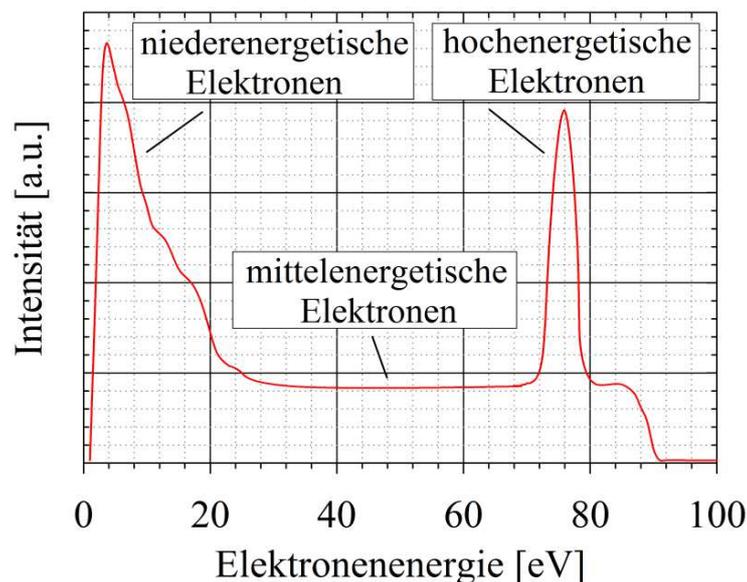


Abbildung 5.1: Elektronenenergieverteilung für eine Bogenleistung von 50 W und eine Bogenspannung von 80 V im Betrieb mit Wasserstoff, ohne magnetischen Filter [79].

Wird eine Entladung gezündet, so kommt es zu inelastischen Stößen zwischen Kathodenelektronen und anderen Plasmateilchen sowie Neutralteilchen. Kathodenelektronen, welche beim Durchqueren des Plasmas Stöße erleiden und dabei Energie verloren haben, gehören zu der zweiten Gruppe. Diese umfasst die sogenannten Zwischenelektronen bzw. mittlereenergetischen Elektronen. Je nach Stoßhäufigkeit und Entstehungsort sowie dem damit verbundenen

Energieübertrag, folgt eine große Energiebreite der mittlereenergetischen Elektronen.

Die dritte Gruppe bilden die sogenannten Anodenelektronen bzw. niederenergetischen Elektronen. Sie werden im Plasma vornehmlich in der Nähe der Emissionsöffnung gebildet und weisen eine annähernd thermische Energieverteilung auf (bulk electrons).

Nach der Vorstellung der drei Elektronengruppen, werden nun die Möglichkeiten der Beeinflussung der Elektronenenergie im Plasma diskutiert. Eine Möglichkeit hierfür bietet die Neutralteilchendichte. Die Erhöhung der Neutralteilchendichte in der Plasmakammer verursacht eine Steigerung der Stoßrate. Die Elektronen wechselwirken vermehrt mit Neutralgasteilchen und Ionen, wodurch sie Energie verlieren. Somit führt eine Erhöhung der Neutralteilchendichte zur Reduzierung der mittleren Elektronenenergie im Plasma.

Die zweite Möglichkeit der Elektronenenergiebeeinflussung im Plasma, bietet der magnetische Filter. Dieser wurde im Jahre 1980 von K. N. Leung und K. W. Ehlers erstmalig vorgestellt [80]. Der magnetische Filter erzeugt vor der Auslasselektrode der Ionenquelle ein magnetisches Querfeld B_Y . Dies kann im einfachsten Fall durch zwei sich gegenüberliegende Permanentmagnete oder auch durch den Einsatz von Elektromagneten geschehen.

Durch das Anlegen des magnetischen Querfeldes werden Elektronen gemäß Gleichung 2.18 mit steigender magnetischer Flussdichte B_Y auf kleinere Gyrationen gezwungen. „Da die in Richtung des Gradienten des elektrischen Feldes aufgenommene Energie der Elektronen von der durchlaufenen Wegstrecke abhängt, nimmt die mittlere Energie der Elektronen mit abnehmender mittlerer freier Weglänge ebenfalls ab“ [20].

Neben der magnetischen Flussdichte des Filters B_Y^{Filter} existieren im Bereich der Extraktion noch drei weitere B_Y -Feldkomponenten und zwar: Die y-Feldkomponente der magnetischen Flussdichte des Solenoiden $B_Y^{Solenoid}$, der Kathodenmagnete B_Y^{KM} sowie die y-Feldkomponente der magnetischen Flussdichte der Kathode $B_Y^{Kathode}$. Diese drei überlagern sich mit der

magnetischen Flussdichte des Filters B_Y^{Filter} und bilden eine resultierende B_Y -Feldkomponente B_{Fil} .

Die magnetische Flussdichte der Kathode $B_Y^{Kathode}$ hängt vom Heizstrom ab. Dieser wurde im Rahmen dieser Arbeit zwischen 160 A und 240 A variiert. Für eine feste Position der Kathode wurde für drei konstante Heizströme die magnetische Flussdichte $B_Y^{Kathode}$ als Funktion der z-Position berechnet (Abb. 5.2). Demnach entspricht eine Änderung des Heizstroms von 160 A auf 240 A einer Änderung der magnetischen Flussdichte von 0,4 mT an der Position der Extraktionsöffnung bei $z = 0$. Aufgrund der Überlagerung der magnetischen Flussdichten im Bereich der Extraktion muss bezüglich der resultierenden B_Y -Feldkomponente auch noch der Drehwinkel der Kathode berücksichtigt werden. Darüber hinaus wurde in der Abbildung 5.2 die gemessene magnetische Flussdichte der Kathodenmagnete B_Y^{KM} hinzugefügt. Diese beträgt an der Position $z = 0$ annähernd 0,25 mT.

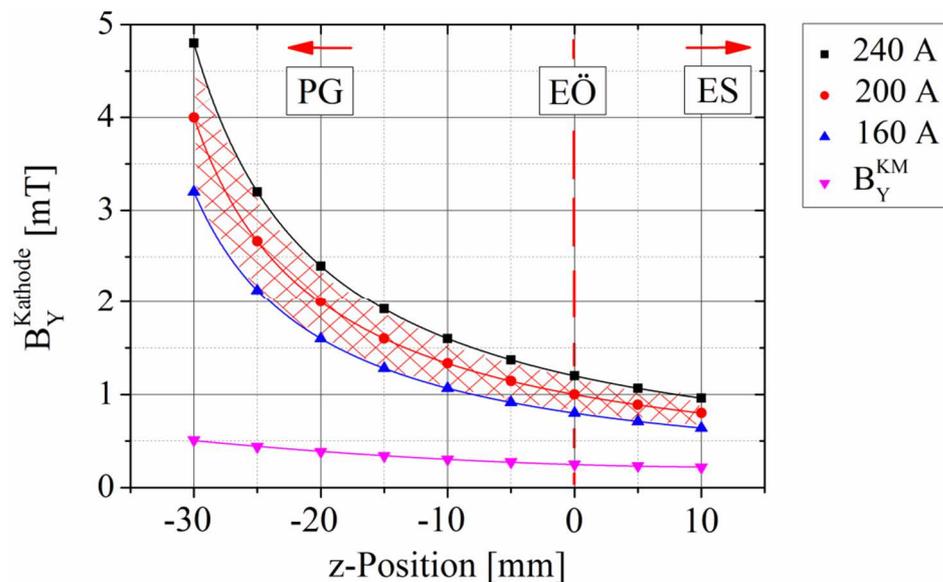


Abbildung 5.2: Berechnete magnetische Flussdichte der Kathode $B_Y^{Kathode}$ bei fester Position und konstantem Heizstrom sowie die gemessene magnetische Flussdichte der Kathodenmagnete B_Y^{KM} als Funktion der z-Position.

Wie stark der Einfluss der magnetischen Flussdichte des Filters auf die Elektronenenergieverteilung ist, demonstriert Abbildung 5.3. Aufgetragen ist

eine Elektronenenergieverteilung für drei unterschiedliche magnetische Flussdichten des magnetischen Filters, gemessen an einer Protonen-Ionenquelle [21].

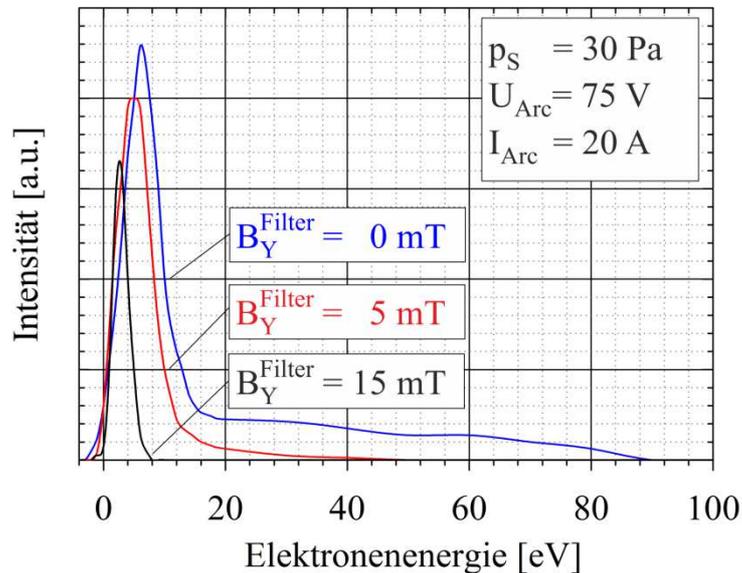


Abbildung 5.3: Elektronenenergieverteilung für verschiedene magnetische Flussdichten des magnetischen Filters [21].

Ohne magnetisches Querfeld (blaue Kurve) ist bei einer typischen Plasmadichte der Anteil an hoch- und mittlereenergetischen Elektronen bereits sehr gering. Bei einer magnetischen Flussdichte von 15 mT werden ausschließlich Elektronen aus dem Energiebereich bis 8 eV detektiert (schwarze Kurve). Jedoch muss an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass aufgrund des Potentialverlaufs innerhalb der Plasmakammer (Kapitel 2.6) nur die Elektronen detektiert wurden, welche über hinreichend hohe Energie verfügen um die Potentialwanne verlassen zu können. Das bedeutet, dass der Anteil an niederenergetischen Elektronen im Plasma noch deutlich größer ist.

Inwieweit die magnetische Flussdichte des Filters einen Einfluss auf die Elektronentemperatur im Plasma hat, wird nun im weiteren Verlauf qualitativ gezeigt (Abb. 5.4a). Zur Analyse der Elektronentemperatur im Plasma wurde auf eine in Kapitel 4.3 vorgestellte Messmethode zurückgegriffen.

Zu erwarten bei dieser Messung war eine stetige Reduzierung der Elektronentemperatur mit steigender magnetischer Flussdichte des Filters, da aufgrund der erhöhten Stoßrate die Elektronen auf dem Weg Richtung Plasmaelektrode thermalisieren. Das Ergebnis der Messung ist jedoch, dass mit steigender magnetischer Flussdichte des Filters die Elektronentemperatur ein relativ scharfes Maximum bei 2,3 mT erreicht und erst dann die Temperatur mit weiter steigender magnetischer Flussdichte des Filters abnimmt.

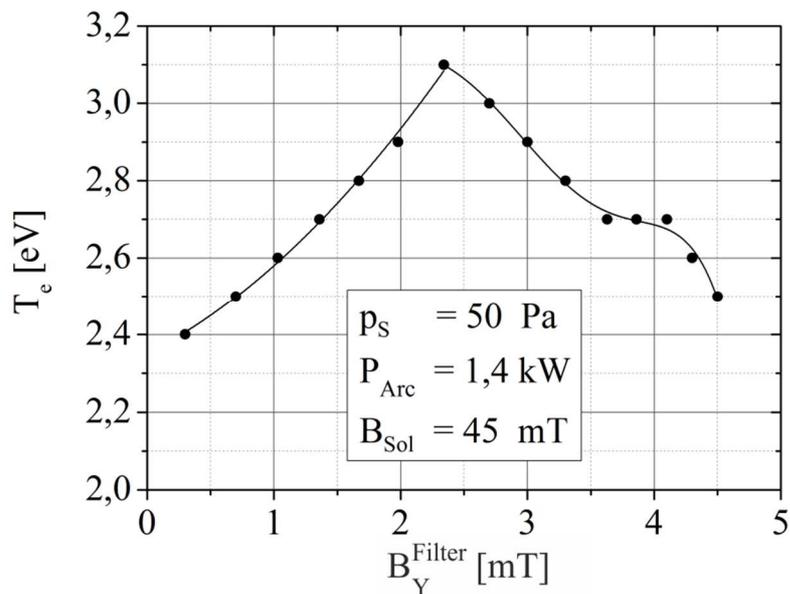


Abbildung 5.4a: Elektronentemperatur im Wasserstoffplasma als Funktion der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters MF-2, gemessen im Bereich der Extraktion bei $z = -18$ mm.

Im Verlauf des Kapitels 6.1 werden Messungen präsentiert, welche zeigen, dass mit einer steigenden magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters die Plasmadichte im Bereich der Extraktion reduziert wird. Eine Erhöhung der transversalen magnetischen Flussdichte bewirkt nämlich eine Ablenkung des Plasmabogens aufgrund der $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift. Bedingt durch die radiale Abhängigkeit der Plasmadichte verringert sich die Emissionsstromdichte und damit auch der extrahierbarer Strahlstrom. Um die Strahlperveanz und die Plasmadichte konstant zu halten, musste für die Messreihe in Abbildung 5.4 jeweils der Heizstrom der Kathode nachreguliert werden. Aufgrund der elektrischen Verschaltung der Kathode wirkte die magnetische Flussdichte der Kathode B_Y^{Kathode} gegenläufig

zur magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters B_Y^{Filter} . So musste während der Messung mit einer Erhöhung der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters der Heizstrom der Kathode anfangs erhöht werden. D.h., dass die durch die Kathode verursachte magnetische Flussdichte $B_Y^{Kathode}$, welche im Bereich der Extraktion ($z = -18$ mm) zwischen 1,5 mT und 2,5 mT liegt (vgl. Abb. 5.2), zunächst kompensiert werden muss. In diesem Fall wird der resultierende B_Y -Feldvektor im oben genannten Bereich minimal und die Elektronentemperatur maximal. Mit einer weiteren Erhöhung der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters musste anschließend der Heizstrom der Kathode kontinuierlich erniedrigt werden, wodurch sich die resultierende B_Y -Feldkomponente effektiv erhöhte. Dieser Effekt führt schließlich zu einem Maximum der Elektronentemperatur von 3,1 eV. Die wesentliche Botschaft dieser Messung ist, dass der Einfluss der magnetischen Flussdichte der Kathode nicht zu vernachlässigen ist.

Für den Fall einer Elektronentemperatur von 2,7 eV wird in Abbildung 5.4b beispielhaft die gemessene Intensität der Ar-He-Emissionslinien als Funktion der Wellenlänge präsentiert.

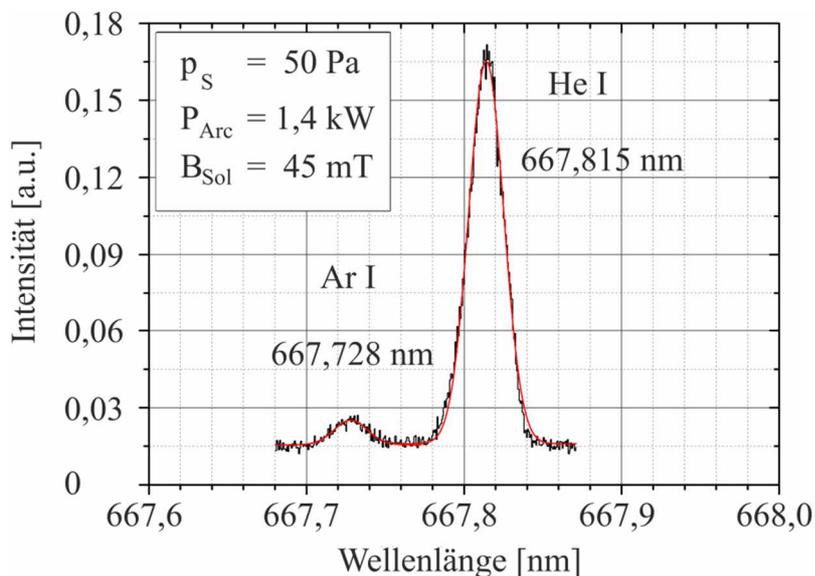


Abbildung 5.4b: Gemessene Intensität der Ar-He-Emissionslinien als Funktion der Wellenlänge. Die Analyse der Ar-He-Emissionslinien ergab für diesen Fall eine Elektronentemperatur von 2,7 eV.

Ein weiterer Parameter um die Elektronenenergie im Plasma zu beeinflussen, bietet die Plasmadichte. Dies kann sowohl durch die Bogenleistung als auch durch die magnetische Flussdichte des Solenoiden geschehen.

Bei geringer Plasmadichte und dem Betrieb *ohne magnetischen Filter* (Bogenleistung bis zu einigen hundert Watt) ist die mittlere Elektronenenergie im Plasma hoch und liegt annähernd im Bereich der angelegten Bogenspannung (vgl. Abb. 5.1). Die mittlere freie Weglänge der Elektronen liegt bei einigen Zentimetern. Eine Erhöhung der Plasmadichte führt zur Reduzierung der mittleren freien Weglänge der Elektronen bis auf einige Millimeter, wodurch die Elektronenstoßrate erhöht wird und sich die Wegstrecke entlang des Potentialgradienten reduziert. Aufgrund dessen nimmt die mittlere Elektronenenergie ab, die Elektronentemperatur steigt jedoch an.

Bei geringer Plasmadichte und dem Betrieb *mit magnetischem Filter* ist die anfangs hohe mittlere Elektronenenergie bereits stark reduziert, so dass ein hoher Anteil an niederenergetischen Elektronen im Plasma vorliegt. Mit einer Erhöhung der Plasmadichte wird die Stoßrate der Elektronen immerzu erhöht. Dies führt zu einem kontinuierlichen Anstieg der Elektronentemperatur (*Coulombheizung*) und die damit verbundene Zunahme an Elektronentemperatur führt schließlich zu einem Anstieg des Plasmawandpotentials. Gleichzeitig steigt die mittlere thermische Elektronenenergie im Plasma an.

Wie stark sich die mittlere Elektronenenergie im Plasma ändert wenn die Plasmadichte erhöht wird, zeigt Abbildung 5.5. Durchgeführt wurde diese Messung an einer vergleichbaren Protonen-Ionenquelle [21].

Demnach steigt die mittlere Elektronenenergie im Plasma von annähernd 6 eV bei 1 kW Bogenleistung auf 8,2 eV bei 4 kW Bogenleistung an. Interessant ist unter anderem die Tatsache, dass eine Erhöhung der Bogenleistung von 2 kW auf 4 kW die mittlere Elektronenenergie im Plasma um nur 0,4 eV ansteigen lässt.

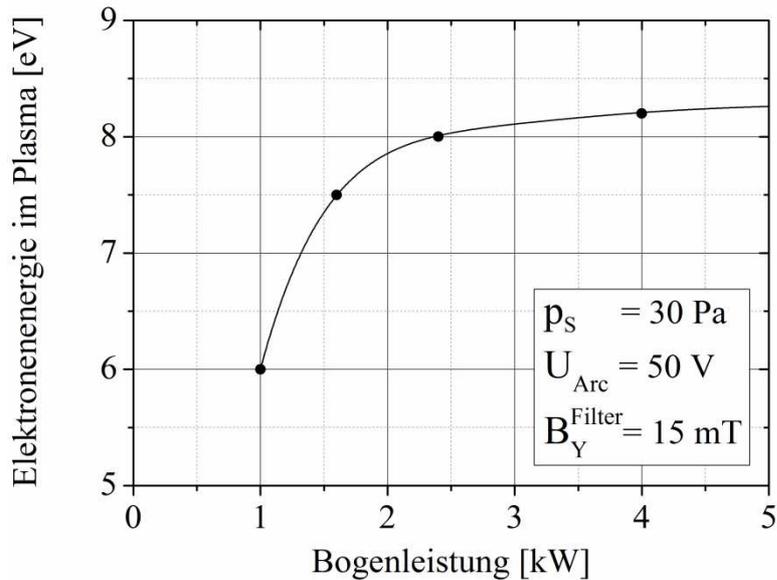


Abbildung 5.5: Mittlere Elektronenenergie im Plasma als Funktion der Bogenleistung [21].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde im H_1^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb der Einfluss der Bogenleistung auf die Elektronentemperatur untersucht (Abb. 5.6). Demnach führt eine Erhöhung der Bogenleistung von 1,4 kW auf 4,7 kW zu einem Anstieg der Elektronentemperatur von 2,2 auf 2,5 eV.

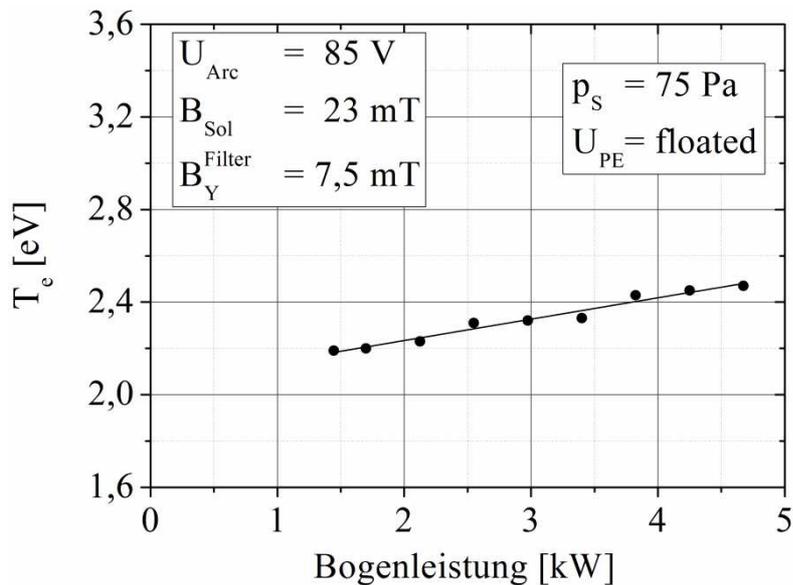


Abbildung 5.6: Elektronentemperatur als Funktion der Bogenleistung. Verwendet wurde der magnetische Filter MF-1.

Bei einer mittleren Elektronenenergie im Plasma von 8 bis 9 eV (vgl. Abb. 5.5) ist deshalb der Einfluss der Elektronentemperatur im Plasma nicht mehr gänzlich zu vernachlässigen, wie dies anhand der berechneten Maxwell-Energieverteilung für verschiedene Elektronentemperaturen in Abbildung 5.7 zu sehen ist.

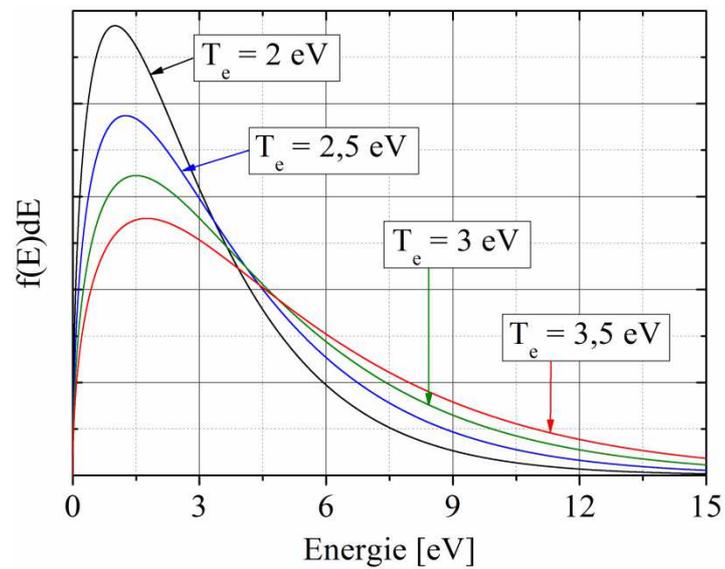


Abbildung 5.7: Berechnete Maxwell-Energieverteilung für verschiedene Elektronentemperaturen.

Kapitel 5.2

H_2^+ -Ionen optimierter Quellenbetrieb

Um das Modell zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionen zu verstehen, ist es sinnvoll im ersten Schritt den Betrieb der Ionenquelle ohne die Verwendung des magnetischen Filters zu betrachten. Nach Kapitel 5.1 ist in diesem Betriebsmodus die mittlere Elektronenenergie im Plasma recht hoch, wobei die Elektronentemperatur keine Rolle spielt.

Wie die Untersuchungen gezeigt haben, hat die Neutralteilchendichte in der Plasmakammer den größten Einfluss auf die Generierung von H_2^+ -Molekülionen im Plasma. Abbildung 5.8 präsentiert die prozentuellen Anteile der Ionen im extrahierten Ionenstrahl als Funktion des Gasdrucks. Demnach liegt bei einem niedrigen Gasdruck von 15 Pa der H_2^+ -Anteil bei 90 % und fällt zum höheren Gasdruck hin um fast 40 % ab.

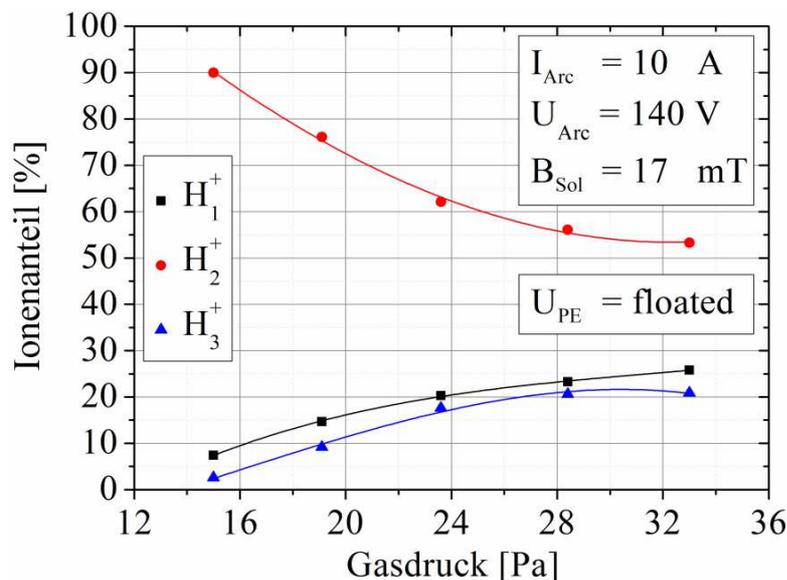


Abbildung 5.8: Ionenanteile im Wasserstoffplasma als Funktion des Gasdrucks.

Eine niedrige Neutralteilchendichte im Plasma wirkt sich positiv auf die Bildung von H_2^+ -Molekülionen aus. Bei einer niedrigen Neutralteilchendichte ist die mittlere Elektronenenergie im Plasma relativ hoch und liegt im Bereich der

angelegten Bogen­spannung. Dadurch können über­wiegend Primär­prozesse stattfinden, wobei gerade der Primär­prozess (*P4*) begünstigt wird. Im Energie­bereich von 50 eV bis 100 eV wird der Wirkungs­querschnitt dieses Prozesses maximal.

Eine Erhöhung der Neutralteilchendichte reduziert die mittlere Elektronenenergie im Plasma. Das führt dazu, dass über den Primär­prozess (*P4*) weniger H_2^+ -Ionen gebildet werden und stattdessen über den Primär­prozess (*P3*) eine Anregung der neutralen Moleküle stattfindet. Des Weiteren begünstigt die Reduzierung der mittleren Elektronenenergie im Plasma den Dissoziationsprozess (*P5*). Eine Steigerung des Dissoziationsgrades wirkt sich negativ auf die Produktion der H_2^+ -Moleküli­onen aus, da für den Primär­prozess (*P4*) weniger neutrale Wasserstoffmoleküle zur Verfügung stehen und somit der H_2^+ -Anteil reduziert wird.

Die experimentellen Untersuchungen haben weiterhin gezeigt, dass für einen stabilen Quellenbetrieb und speziell für die Extraktion von H_2^+ -Moleküli­onen Bogen­spannungen über 100 V notwendig sind.

Nach dem Paschen-Gesetz hängt die notwendige Zündspannung für eine stabile Entladung unter anderem von der Elektronen-Ionisierungszahl α ab, die wiederum eine Funktion des Gasdrucks und der anliegenden Feldstärke ist. Der Faktor $e^{\alpha d}$ gibt die Anzahl an Sekundärelektronen wieder, die durch ein an der Kathode erzeugtes Primärelektron auf dem Weg d Richtung Anode erzeugt werden. Wenn im Mittel weniger als ein Sekundärelektron pro Primärelektron auf der Strecke d gebildet wird, dann findet keine lawinenartige Verstärkung statt und die Entladung reißt ab.

Abbildung 5.9 präsentiert Ionenanteile im Wasserstoffplasma als Funktion der Bogen­spannung. Demnach ist erst ab einer Bogen­spannung von 130 V ein stabiler Quellenbetrieb möglich. Dabei wird bei dieser Bogen­spannung ein H_2^+ -Anteil von 83 % erzielt. Eine Erhöhung der Bogen­spannung bewirkt demnach keine Änderung des H_2^+ -Anteils.

Eine Erhöhung der Bogen­spannung bewirkt eine Erhöhung der mittleren Elektronenenergie im Plasma, wodurch der Primär­prozess (*P4*) begünstigt wird.

Wie bereits vorhin gezeigt wurde liegt das Maximum des Wirkungsquerschnitts dieses Prozesses im Energiebereich von 50 eV bis 100 eV. Des Weiteren führt eine Erhöhung der Bogenspannung bei konstantem Bogenstrom zu einer Erhöhung der Bogenleistung und somit auch der Plasmadichte. Eine gleichzeitige Erhöhung der Bogenleistung und der Plasmadichte führt schließlich dazu, dass im Mittel keine relevante Änderung der mittleren Elektronenenergie im Plasma stattfindet. Dies macht sich durch einen konstanten H_2^+ -Anteil in der Zusammensetzung des extrahierten Ionenstrahls bemerkbar.

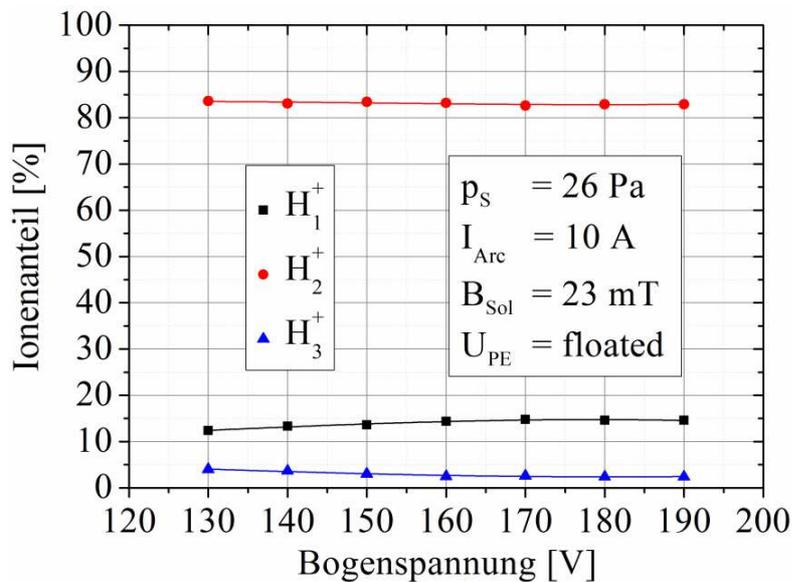


Abbildung 5.9: Ionenanteile im Wasserstoffplasma als Funktion der Bogenspannung.

Für die Praxis ist diese Erkenntnis von enormer Bedeutung. Da mit steigender Plasmadichte bzw. Emissionsstromdichte auch der extrahierte Strahlstrom ansteigt, ist es möglich hohe Strahlströme bei gleichzeitig hohem H_2^+ -Anteil zu extrahieren. Wie die Messung in Kapitel 6.1.1 später zeigen wird, war es möglich bei einer Bogenleistung von 1,8 kW ein Ionenstrahl mit einem Gesamtstrom von 226 mA bei einer Strahlenergie von 52 keV zu generieren. Mit einem H_2^+ -Anteil von 71 % entspricht das einem H_2^+ -Strom von 160 mA.

Die Untersuchungen im H_2^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb haben schließlich gezeigt, dass die Neutralteilchen- und die Plasmadichte niedrig gehalten werden müssen, um einen hohen H_2^+ -Anteil im Wasserstoffplasma zu erreichen. Da die

anliegende Bogenspannung ein Maß für die Elektronenenergie im Plasma ist, sollte die Bogenspannung 100 V nicht unterschreiten. Damit wird gewährleistet, dass zum einen die Elektronen die notwendige Ionisierungsenergie für H_2 -Moleküle aufbringen können und zum anderen der Primärprozess (*P4*) begünstigt wird. Unter Einhaltung dieser Voraussetzungen war es möglich Ionenstrahlen mit einem hohem H_2^+ -Anteil zu extrahieren. Wie bereits in Abbildung 5.8 gezeigt wurde, liegt der H_2^+ -Anteil bei 90 %. Das dazugehörige Masse-Ladung-Spektrum des extrahierten Ionenstrahls wird in Abbildung 5.10 präsentiert. Dabei wurde ein Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 20 keV und einem Gesamtstrom von 30 mA generiert.

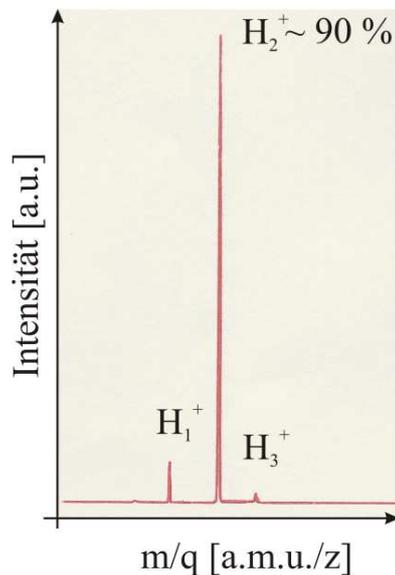


Abbildung 5.10: Spektrale Zusammensetzung des Ionenstrahls im Betrieb der Ionenquelle mit Wasserstoff als Arbeitgas. Die Ionenquelle wurde auf eine Extraktion von H_2^+ -Molekülionen optimiert.

Kapitel 5.3

H_3^+ -Ionen optimierter Quellenbetrieb

Dem Modell zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionen nach geht es im weiteren Verlauf um die Erzeugung von H_3^+ -Molekülionen. Dieser Schritt bildet eine Grundlage für die Erzeugung von Protonen. Die Messungen aus Kapitel 5.2 haben gezeigt, dass für die Erzeugung der H_2^+ -Molekülionen eine geringe Neutralteilchen- und Plasmadichte sowie hohe Bogenspannung notwendig ist. Zusätzlich zeigen diese Messungen jedoch auch, dass mit steigender Neutralteilchendichte der Anteil an H_3^+ -Molekülionen steigt (Abb. 5.8).

Ausgehend von den in Kapitel 5.2 durchgeführten Untersuchungen, wurden die Plasmaparameter der Ionenquelle entsprechend auf die Erzeugung von H_3^+ -Molekülionen optimiert. Dabei wurde als erstes der Einfluss der Neutralteilchendichte auf die spektrale Zusammensetzung des Ionenstrahls untersucht (Abb. 5.11).

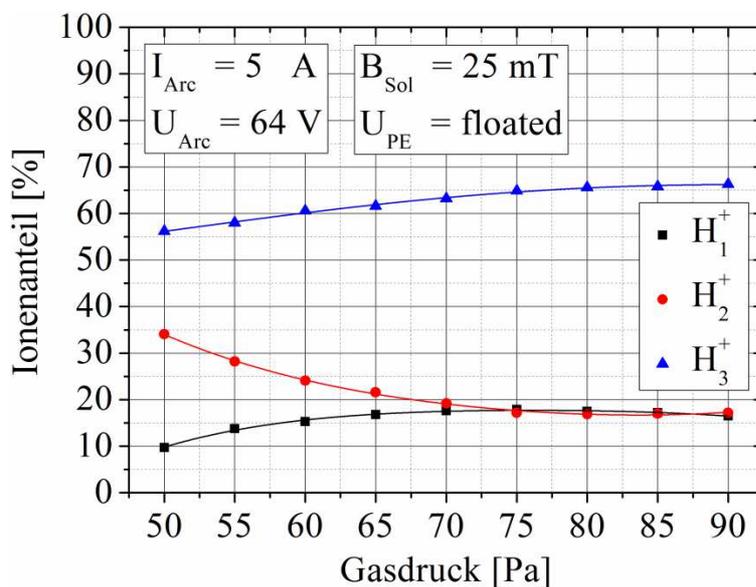


Abbildung 5.11: Ionenanteile im Wasserstoffplasma als Funktion des Gasdrucks.

Diese Untersuchungen haben gezeigt, dass sich eine höhere Neutralteilchendichte vorteilhaft auf die Produktion von H_3^+ -Molekülionen auswirkt. Aufgrund der dadurch reduzierten mittleren Elektronenenergie im Plasma nimmt die Intensität des Primärprozesses (*P4*) ab und stattdessen erfolgt über die Primärprozesse (*P3*) und (*P5*) eine Anregung und Dissoziation des neutralen Wasserstoffmoleküls. Bedingt durch die hohe Neutralteilchendichte, die etwa zwei Größenordnungen höher ist als die der Elektronen bzw. Ionen sowie gleichzeitig geringen Energie der Molekülionen, ist die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion von H_2^+ -Molekülionen mit H_2 -Molekülen sehr hoch. Die so vom H_2^+ -Molekülionen übertragene Energie wird dazu benutzt, um H_2 -Moleküle zu dissoziieren. Als Endprodukt entstehen dabei H_3^+ -Molekülionen sowie angeregter atomarer Wasserstoff bzw. Protonen, (*S31*, *S33*).

Eine weitere Möglichkeit um den H_3^+ -Anteil im Plasma zu steigern bietet die Verwendung des magnetischen Filters. Nach Abbildung 5.12 führt eine Erhöhung der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters zu einer Erhöhung des H_3^+ -Anteils von 44 % auf 82 %.

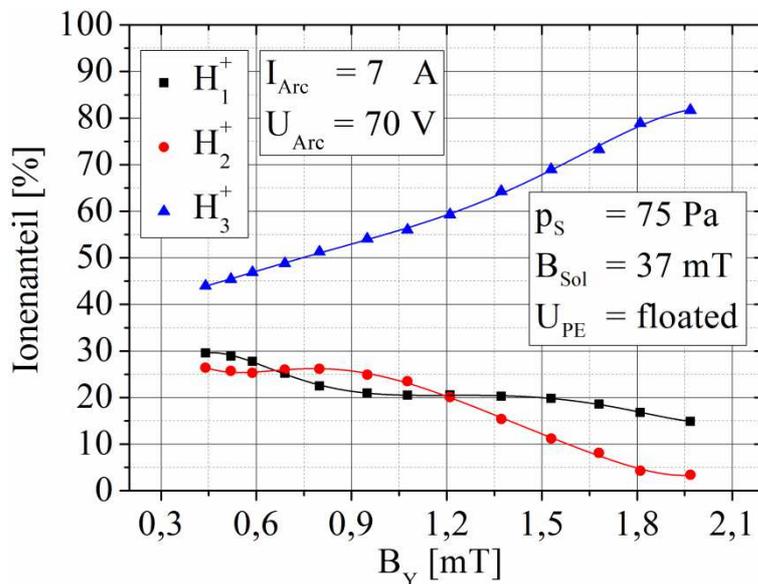


Abbildung 5.12: Ionenanteile im Wasserstoffplasma als Funktion der resultierenden magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters MF-2.

Nach Kapitel 5.1 reduziert eine Erhöhung der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters die mittlere Elektronenenergie im Plasma. Das führt dazu, dass der Primärprozess ($P5$) begünstigt wird, welcher die Dissoziation eines neutralen Moleküls beschreibt. Des Weiteren werden über die Primärprozesse ($P1, P2, P3$) neutrale Moleküle durch niederenergetische Elektronen sukzessive angeregt und ionisiert. Die so entstandenen H_2^+ - und $H_2^{+,*}$ -Ionen reagierten in einem weiteren Schritt mit neutralen und angeregten Wasserstoffmolekülen, wobei letztendlich H_3^+ -Molekülonen gebildet werden, ($S31, S33$). Um den Anteil an H_3^+ -Molekülonen noch weiter zu steigern, wurde der magnetische Filter MF-1 verwendet, welcher ein transversales magnetisches Filterfeld B_Y^{Filter} von maximal 7,5 mT erzeugt.

Das Modell zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionenstrahlen (vgl. Kap. 2.7) setzt bei der Erzeugung von H_3^+ -Molekülonen neben der hohen Neutralteilchendichte und dem starken Filterfeld zusätzlich noch eine geringe Plasmadichte voraus. Abbildung 5.13 präsentiert den Einfluss der Gesamtbogenleistung und der magnetischen Flussdichte des Solenoiden auf den H_3^+ -Anteil.

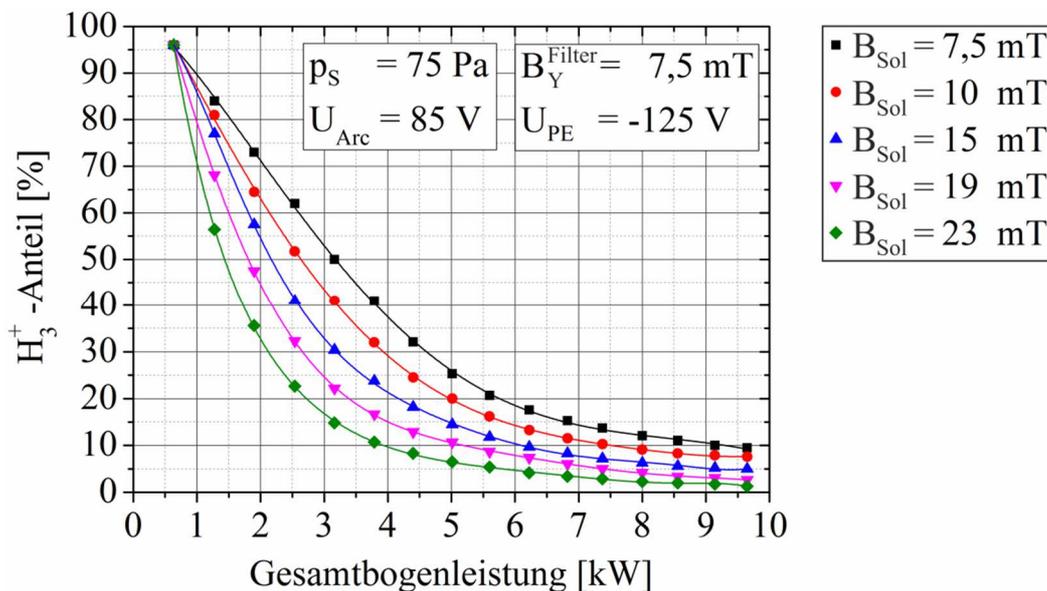


Abbildung 5.13: H_3^+ -Anteil im Wasserstoffplasma als Funktion der Gesamtbogenleistung für unterschiedliche magnetische Flussdichten des Solenoiden.

Die in Abbildung 5.13 aufgetragene Gesamtbogenleistung setzt sich aus dem Produkt von Anodenstrom und -spannung plus das Produkt aus Vorspannung der Plasmaelektrode und dem zugehörigen Strom zusammen. Aus Übersichtsgründen wurde nur der prozentuelle Anteil der H_3^+ -Molekülonen aufgetragen.

Aus dieser Untersuchung geht hervor, dass bei einer geringen Bogenleistung von 0,6 kW das Plasma in der Nähe der Emissionsöffnung zu 96 % aus H_3^+ -Molekülonen besteht. Eine Erhöhung der Gesamtbogenleistung auf 9,65 kW lässt den H_3^+ -Anteil auf unter 10 % absinken, wenn die magnetische Flussdichte des Solenoiden 7,5 mT beträgt. Wird zusätzlich die magnetische Flussdichte des Solenoiden auf 23 mT erhöht, so wird infolge eines effizienteren Plasmaeinschlusses die Plasmadichte erhöht, wodurch der H_3^+ -Anteil bis auf 1 % reduziert wird.

Nach Kapitel 5.1 ist bei geringer Plasmadichte und hoher magnetischer Flussdichte des magnetischen Filters die mittlere Elektronenenergie im Plasma bereits stark reduziert. Eine Erhöhung der Plasmadichte führt zum kontinuierlichen Anstieg der Elektronentemperatur und -energie. Aufgrund dessen werden die Sekundärprozesse (*S18*, *S20*) begünstigt, da mit einer steigenden Plasmadichte die Anzahl an niederenergetischen Elektronen zunimmt, wird im Energiebereich von 1 bis 10 eV besonders die dissoziative Rekombination der H_3^+ -Molekülonen durch niederenergetische Elektronen begünstigt. Aus diesen Prozessen entstehen sowohl H^+ -Ionen als auch angeregte und neutrale H-Atome.

Im Gegensatz zur Extraktion von H_2^+ -Molekülonen ist bei H_3^+ -Molekülonen die Extraktion hoher Strahlströme bei gleichzeitig hohem H_3^+ -Anteil nicht möglich. Wie die Messung gezeigt haben ist für einen hohen Anteil an H_3^+ -Molekülonen ein hohes Filterfeld notwendig. Die steigende magnetische Flussdichte des Filters reduziert jedoch die notwendige Plasmadichte am Ort der Extraktion und somit auch die extrahierte Emissionsstromdichte erheblich. Um diese zu erhöhen muss wiederum die Plasmadichte erhöht werden. Dies wirkt sich jedoch negativ auf den H_3^+ -Anteil im Plasma aus.

Wie stark der Einfluss der Plasmadichte bzw. Emissionsstromdichte auf den H_3^+ -Anteil ist, zeigt Abbildung 5.14. Demnach verursacht ein Anstieg der extrahierten Emissionsstromdichte von 30 mA/cm^2 auf 100 mA/cm^2 eine Reduzierung des H_3^+ -Anteils um 74 %. Aus diesem Grund ist die Extraktion hoher H_3^+ -Ströme bei gleichzeitig hohem H_3^+ -Anteil nicht möglich. Für die Praxis hat es die Konsequenz, dass bei der Extraktion hoher H_3^+ -Ströme ein Kompromiss zwischen einem hinreichend hohen H_3^+ -Anteil und einem hinreichend hohen Strahlstrom gesucht werden muss.

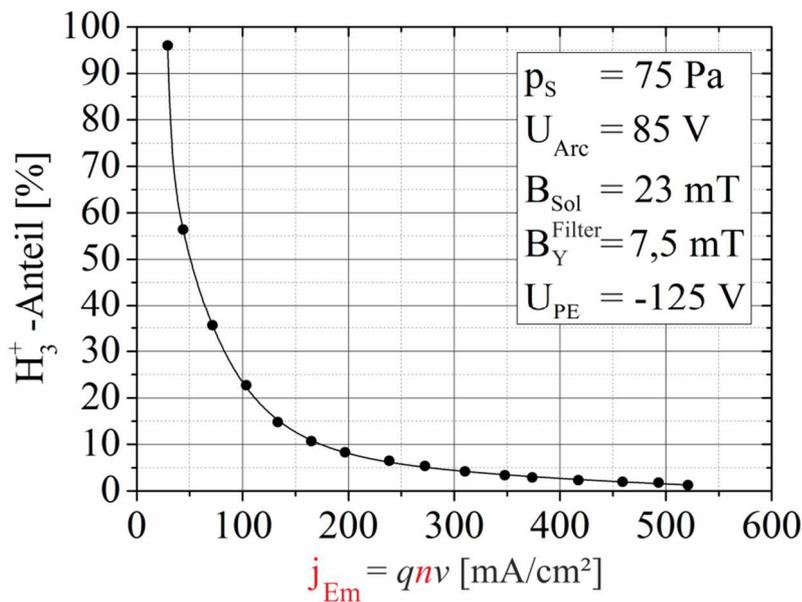


Abbildung 5.14: H_3^+ -Anteil in Wasserstoffplasma als Funktion der extrahierten Emissionsstromdichte bzw. Plasmadichte.

Wie die Untersuchungen in Kapitel 6.1.2 zeigen werden, war es möglich diverse Plasmaparameter so zu optimieren, dass bei einer Bogenleistung von 0,8 kW ein Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 50 keV bei einem Gesamtstrom von 166 mA erzeugt werden konnte. Der Anteil an H_3^+ -Molekülonen betrug 47 %. Das ergibt einen H_3^+ -Strom in Höhe von 78 mA.

Die Analyse der Messergebnisse im H_3^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb haben schließlich gezeigt, dass für die Generierung eines hohen H_3^+ -Anteils im Wasserstoffplasma ein hohes Filterfeld, bei gleichzeitig hoher Neutralteilchen- und geringer Plasmadichte, notwendig ist. Die mittlere Elektronenenergie im Plasma sollte dabei in einem Bereich von 2 eV bis 20 eV liegen.

Abschließend wird in Abbildung 5.15 ein zur Abbildung 5.13 zugehöriges Masse-Ladung-Spektrum präsentiert. Dabei wurde ein Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 7,5 keV und einem Gesamtstrom von 15 mA erzeugt. Bei einem H_3^+ -Anteil von 96 % resultiert hieraus ein H_3^+ -Strom in Höhe von 14 mA.

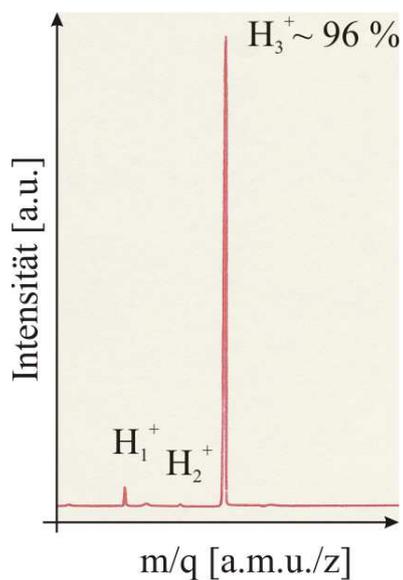


Abbildung 5.15: Spektrale Zusammensetzung des Ionenstrahls im Betrieb der Ionenquelle mit Wasserstoff als Arbeitsgas. Die Ionenquelle wurde auf die Extraktion von H_3^+ -Molekülonen optimiert.

Kapitel 5.4

H_1^+ -Ionen optimierter Quellenbetrieb

Anhand der vorangegangenen Untersuchungen wird in diesem Kapitel abschließend die Erzeugung von atomaren Wasserstoffionenstrahlen näher beschrieben. Dabei dient die in Kapitel 5.3 präsentierte Abbildung 5.13 als Ausgangspunkt der Betrachtungen. Im Rahmen dessen wurde gezeigt, dass eine hohe magnetische Flussdichte des magnetischen Filters sowie hohe Neutralteilchen- und geringe Plasmadichte den H_3^+ -Anteil im Wasserstoffplasma begünstigen. Des Weiteren haben die Untersuchungen ergeben, dass eine Erhöhung der Plasmadichte den H_3^+ -Anteil im Wasserstoffplasma reduziert und im gleichen Maße den Protonenanteil erhöht. Demnach führt eine Erhöhung der Gesamtbogenleistung von 0,6 kW auf 9,65 kW zu einem Anstieg des H_1^+ -Anteils von 3,5 % auf 92 % (Abb. 5.16).

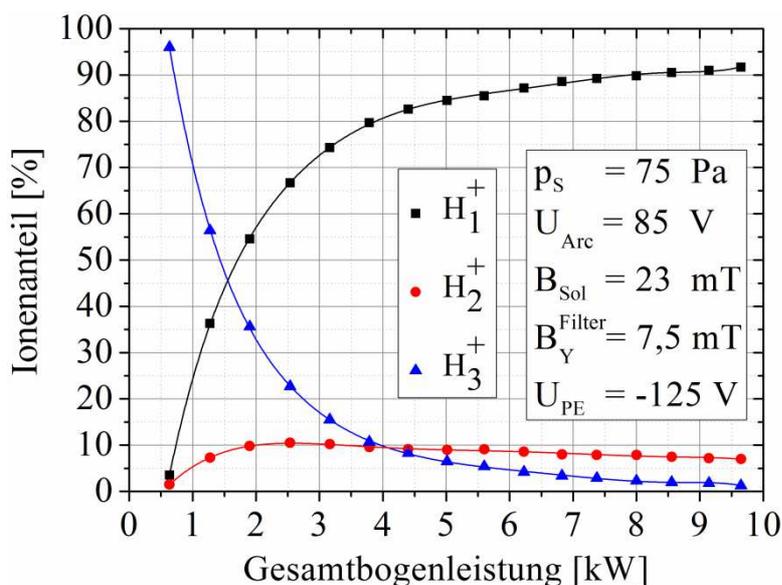


Abbildung 5.16: Ionenanteile im Wasserstoffplasma als Funktion der Gesamtbogenleistung, bei optimalen Quellenparametern für die Protonengenerierung.

Ebenfalls bestätigt sich die Annahme, dass eine hohe magnetische Flussdichte des Solenoiden und eine hohe Neutralteilchendichte vorteilhaft auf den Protonen-

anteil im Wasserstoffplasma auswirken (Abb. 5.17).

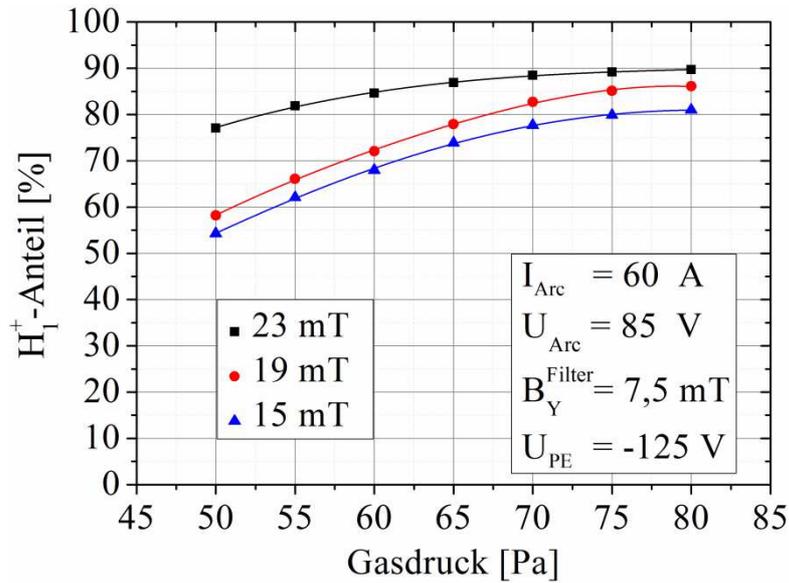


Abbildung 5.17: Protonenanteile im Wasserstoffplasma als Funktion des Gasdrucks für unterschiedliche magnetische Flussdichten des Solenoiden.

Die Untersuchungen im H₁⁺-Ionen optimierten Quellenbetrieb haben schließlich gezeigt, dass für einen hohen Protonenanteil im Wasserstoffplasma eine hohe Plasma- und eine hohe Neutralteilchendichte sowie ein starkes magnetisches Querfeld essentiell sind.

Nach Kapitel 5.1 ist bei einer geringen Plasmadichte mit magnetischem Filter die mittlere Elektronenenergie im Plasma stark reduziert. Aufgrund dessen wird die Dissoziation von H₂-Molekülen (*P5*) begünstigt. Hieraus entstehen H- bzw. H*-Atome. Eine Erhöhung der Plasmadichte, zusammen mit einer Steigerung der Neutralteilchendichte intensiviert schließlich diesen Prozess, wobei ein hoher Anteil dieser Atome entsteht.

Eine sukzessive Erhöhung der Plasmadichte und die damit verbundene Erhöhung der mittleren Elektronenenergie und -temperatur im Plasma (vgl. Abb. 5.5 & 5.6) führt schließlich dazu, dass der Anteil an hochenergetischen Elektronen oberhalb von 10 eV sehr gering wird. Gleichzeitig steigt der Anteil an niederenergetischen Elektronen, welche einen thermischen Charakter aufweisen, an. Sowohl die

Reduzierung des Anteils an hochenergetischen Elektronen als auch ein Zuwachs an Dichte niederenergetischer Elektronen führen dazu, dass mit steigender Plasma- und Neutralteilchendichte die dissoziative Rekombination der H_2^+ - und H_3^+ -Molekülionen mit Elektronen begünstigt wird. Dabei entstehen aus diesen Prozessen sowohl H^+ -Ionen (S15) als auch angeregte und neutrale H-Atome (S18, S20). In einem relativ schmalen, nach rechts verschobenen Energieband im Bereich von 5 bis 10 eV werden diese Prozesse besonders begünstigt. Aufgrund eines hohen Anteils an H- bzw. H^* -Atome, welcher aus der Dissoziation und der dissoziativen Rekombination entstanden ist, gewinnt in diesem Energiebereich der Prozess (S8) an Bedeutung. Hierbei werden durch sukzessive Elektronenstöße H^+ -Ionen erzeugt.

Abschließend präsentiert Abbildung 5.18 ein original Masse-Ladung-Spektrum im H_1^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb. Aufgenommen wurde dieses bei einer Gesamtbogenleistung von 9,65 kW. Dabei wurde ein Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 55 keV und einem Gesamtstrom von 262 mA erzeugt. Bei einem Protonenanteil von 92 % entspricht dies einem Protonenstrom von 241 mA.

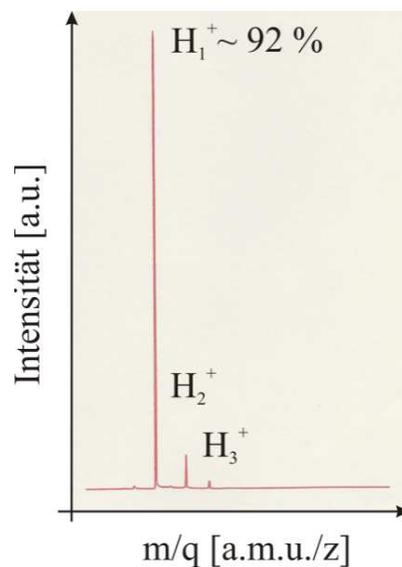


Abbildung 5.18: Spektrale Zusammensetzung des Ionenstrahls im Betrieb der Ionenquelle mit Wasserstoff als Arbeitsgas. H_1^+ -Ionen optimierter Quellenbetrieb.

Kapitel 6

Strahluntersuchungen

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Strahluntersuchungen diskutiert. Dabei wird zuerst der Einfluss der Plasmaparameter auf die extrahierte Emissionsstromdichte bzw. extrahierten Strahlstrom sowohl im H_1^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb, als auch im H_2^+ - & H_3^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb präsentiert. Darauffolgend werden die Ergebnisse bezüglich der Strahlemittanzmessungen vorgestellt. Im letzten Teil dieses Kapitels wird abschließend auf die Standzeit der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Ionenquelle eingegangen.

Kapitel 6.1

Strahlstromdichte im H_1^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb

Bei der Erzeugung von atomaren Ionenstrahlen mit hohen Strahlströmen muss stets darauf geachtet werden, dass der Plasmagenerator in der Lage ist nicht nur einen hohen Anteil an einer geforderten Ionenfraktion zu generieren, sondern auch gleichzeitig eine hohe Plasmadichte zur Verfügung zu stellen. Da der Plasmagenerator die extrahierbare Emissionsstromdichte vorgibt, wurde das in Kapitel 3.5 Abb. 3.10 vorgestellte 50 kV/ 200 mA H_1^+ -Trioden-Extraktionssystem an die zu erwartende Parameter angepasst und in einem Testlabor untersucht.

Um die erforderliche H_1^+ -Emissionsstromdichte von 398 mA/cm^2 zu realisieren, sollte bei einem möglichst kleinen Radius der Emissionsöffnung die Feldstärke im Extraktionsspalt so hoch wie möglich gewählt werden, da nach Gl. (3.8) die extrahierbare Emissionsstromdichte proportional zu der elektrischen Feldstärke

$E^{3/2}$ ist. Um dies zu gewährleisten wurden die Elektrodenform und ihre Oberflächenbeschaffenheit optimiert sowie die Isolatoren des Extraktionssystems speziellen Oberflächenbehandlungen unterzogen, wodurch es möglich wurde die elektrische Feldstärke im Extraktionsspalt bis auf 11 kV/mm zu steigern. Die höhere extrahierbare Emissionsstromdichte kann anschließend durch höhere Bogenleistung realisiert werden. Diesbezüglich wurde der Einfluss der Gesamtbogenleistung und der Neutralteilchendichte auf die extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte untersucht (Abb. 6.1). Zur Strahlstrommessung wurde die in Kapitel 4.3 vorgestellte Faraday-Tasse verwendet.

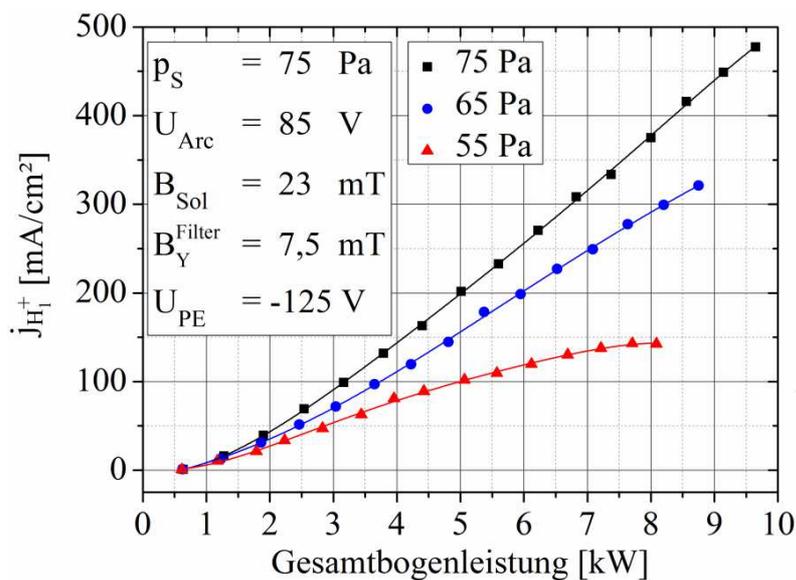


Abbildung 6.1: Extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte als Funktion der Gesamtbogenleistung, für unterschiedliche Gasdrücke.

Den experimentellen Ergebnissen ist zu entnehmen, dass sowohl hohe Gesamtbogenleistung als auch hohe Neutralteilchendichte einen wesentlichen Einfluss auf die extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte haben. Die Erhöhung beider Parameter impliziert eine Erhöhung der Ionisierungsrate, was letztendlich eine Erhöhung der Plasmadichte, und somit auch der Emissionsstromdichte zur Folge hat. So führt beispielsweise bei gleichbleibendem Einschluss eine Erhöhung des Gasdrucks von 55 Pa auf 75 Pa bei einer Gesamtbogenleistung von 8 kW zu einer Steigerung der extrahierten H_1^+ -Emissionsstromdichte von 143 mA/cm² auf 375 mA/cm². Mit einer Erhöhung des Gasdrucks bzw. der Neutralteilchendichte konnte schließlich die extrahierte H_1^+ -

Emissionsstromdichte um einen Faktor 2,6 gesteigert werden. Eine weitere Erhöhung der Gesamtbogenleistung auf 9,65 kW lässt die extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte bis auf 477,5 mA/cm² ansteigen.

Des Weiteren konnte ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen der Gesamtbogenleistung und der extrahierten Emissionsstromdichte nachvollzogen werden. Experimentell können jedoch die gemessenen Kurven im Bereich niedriger und hoher Gesamtbogenleistung von der Geraden abweichen. Dies liegt darin begründet, dass die Randteilchen des Ionenstrahls von der Faraday-Tasse nicht vollständig erfasst bzw. vom Extraktionssystem abgeschnitten werden, wodurch der gemessene Strahlstrom bzw. extrahierte Emissionsstromdichte kleiner ausfällt als der tatsächlich extrahierte. Dies trifft insbesondere zu, wenn am Perveanzlimit extrahiert wird (vgl. Kapitel 3.4 & 3.5).

Darüber hinaus wird die Steigung der Geraden durch die Ionenmasse, den Gasdruck in der Plasmakammer, sowie durch die magnetische Flussdichte des Solenoiden beeinflusst. Speziell im Betrieb mit molekularen Arbeitsgasen wird die Steigung der Geraden noch zusätzlich durch die magnetische Flussdichte des magnetischen Filters beeinflusst.

Wie man in Abbildung 6.1 am Verlauf des Graphen bei einem Gasdruck von 55 Pa erkennen kann, strebt dieser bei einer Gesamtbogenleistung von 8 kW einer Sättigung entgegen. Jede weitere Erhöhung der Gesamtbogenleistung würde keine nennenswerte Steigerung der H_1^+ -Emissionsstromdichte bewirken. Erst eine Erhöhung der Neutralteilchendichte bewirkt eine ansteigende Zahl an Ionisierungen, wodurch letztendlich die Plasmadichte und somit auch die Emissionsstromdichte erhöht werden.

Anhand des im Experiment ermittelten linearen Zusammenhangs zwischen der Gesamtbogenleistung und der extrahierten H_1^+ -Emissionsstromdichte kann nun eine Aussage bezüglich der erforderlichen Gesamtbogenleistung für eine bestimmte H_1^+ -Emissionsstromdichte gemacht werden. Damit lässt sich die erforderliche Gesamtbogenleistung für das im Rahmen des FRANZ-Projektes geplanten 120 kV/ 200 mA H_1^+ -Trioden-Extraktionssystems abschätzen. Für eine

erforderliche H_1^+ -Emissionsstromdichte von 441 mA/cm^2 ist der Abbildung 6.1 nach eine Gesamtbogenleistung von 9 kW notwendig.

Da der Plasmagenerator in der Lage ist noch höhere H_1^+ -Emissionsstromdichte zur Verfügung zu stellen als erwartet, ergibt sich hieraus ein Vorteil für das $120 \text{ kV}/200 \text{ mA}$ H_1^+ -Trioden-Extraktionssystem. Aufgrund der Abhängigkeit zwischen der extrahierten Emissionsstromdichte und der elektrischen Feldstärke nach Gl. (3.8) kann die elektrische Feldstärke im Extraktionsspalt reduziert werden, wodurch ein ruhigerer Strahlbetrieb ermöglicht wird.

Anschließend wird im weiteren Verlauf ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie, bezüglich der Strahlperveanz und des Strahldivergenzwinkels im angepassten Fall, d.h. der Ionenstrahl ist auf möglichst kleinen Strahldivergenzwinkel hin optimiert, in folgender Tabelle 6.2 präsentiert. Das im Rahmen dieser experimentellen Untersuchung verwendete Extraktionssystem wurde in Kapitel 3.5 bereits vorgestellt.

		<i>Experiment</i>	<i>Theorie</i>
r_{Em}	$[mm]$	4	
E	$[kV/mm]$	9,4	
U_{Ex}	$[kV]$	50	
I_{FDC}	$[mA]$	224	
H_1^+	$[\%]$	90,5	
H_2^+	$[\%]$	7,5	
H_3^+	$[\%]$	2	
$I_{H_1^+}$	$[mA]$	203	
$j_{H_1^+}$	$[mA/cm^2]$	404	
I_n	$[mA]$	234	234
P_{Strahl}	$[A/kV^{3/2}]$	$21 \cdot 10^{-9}$	$21 \cdot 10^{-9}$
ω	$[mrad]$	35 ± 10	20 - 30

Tabelle 6.2: Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie bezüglich der Strahlperveanz und des Strahldivergenzwinkels.

Ausgehend von experimentellen Ergebnissen wurden mithilfe von IGUN Strahlverläufe simuliert. Für die Berechnungen der Strahlverläufe wurde der mittels der Faraday-Tasse gemessene Gesamtstrom von 224 mA, unter Berücksichtigung der spektralen Zusammensetzung des Ionenstrahls, in protonenäquivalenten Gesamtstrom umgerechnet. Ein anschließender Vergleich mit in Kapitel 3.5 Abbildung 3.12 präsentierten theoretischen Berechnungen zeigt, dass für Iontemperatur unter 0,5 eV der minimale Strahldivergenzwinkel im angepassten Fall unter 30 mrad liegt und damit recht gut mit dem im Experiment abgeschätzten Strahldivergenzwinkel von (35 ± 10) mrad übereinstimmt.

Vor- und Nachteile eines magnetischen Filters sowie dessen Einfluss auf das Plasma wurden bereits in Kap. 5 ausführlich diskutiert. Darüber hinaus führt eine kontinuierliche Erhöhung der magnetischen Flussdichte des Filters, bei höheren Plasma- und höheren Neutralteilchendichten, zu einer Zunahme an H_1^+ -Anteil im Wasserstoffplasma. Gleichzeitig werden jedoch die Plasmadichte bzw. die extrahierte Emissionsstromdichte reduziert. Wie stark der Einfluss der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters auf die extrahierte Emissionsstromdichte ist, zeigt Abbildung 6.3.

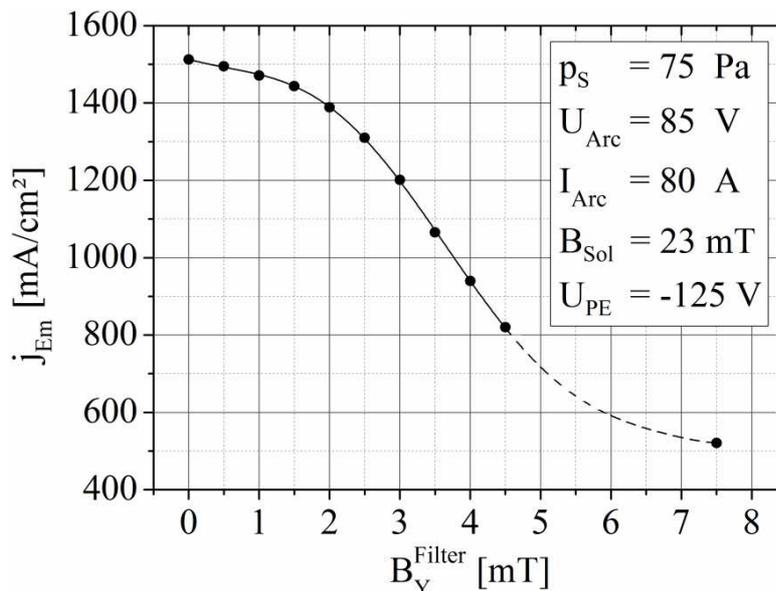


Abbildung 6.3: Extrahierte Emissionsstromdichte als Funktion der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters MF-1 (0 - 4,5 mT) und MF-2 (7,5 mT).

Demnach führt eine Erhöhung der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters von 0 auf 7,5 mT zur Reduzierung der Emissionsstromdichte von 1520 mA/cm² auf 521 mA/cm². Durchgeführt wurde diese Messung mit dem magnetischen Filter MF-1 und MF-2. Dabei wurde mithilfe von MF-1 die magnetische Flussdichte zunächst bis 4,5 mT erhöht und anschließend mit MF-2 bei einer magnetischen Flussdichte von 7,5 mT gemessen. Im Bereich dazwischen konnte keine Messung durchgeführt werden. Aus diesem Grund wurde dieser Bereich interpoliert und mit einer durchgestrichelten Linie dargestellt.

Im weiteren Vorgehen wird der Einfluss der Bogenleistung auf die extrahierte H₁⁺-Emissionsstromdichte im Pulsbetrieb präsentiert (Abb. 6.4). Diese Untersuchung war unter anderem als vorbereitende Maßnahme für die Vermessung der Strahlemittanz bei möglichst hohem Protonenstrom (max. 200 mA) notwendig. Um die hohe Strahlleistungsdichte am Ort der Blende zu reduzieren, wurde die Entladung gepulst.

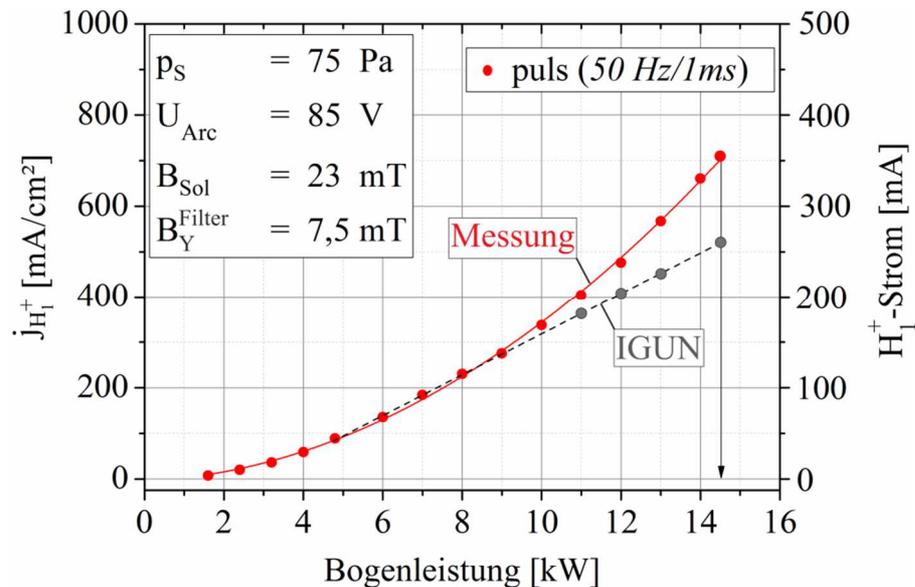


Abbildung 6.4: Extrahierte H₁⁺-Emissionsstromdichte und der dazugehörige extrahierte Protonenstrom als Funktion der Bogenleistung im Pulsbetrieb.

Beim Betrachten der Abbildung 6.4 fallen grundsätzlich zwei Effekte auf:

Zum einen suggeriert der Verlauf des Graphen, dass im Pulsbetrieb die extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte quadratisch mit der Gesamtbogenleistung ansteigt. Dies liegt darin begründet, dass bei Bogenleistungen bis annähernd 10 kW die Extraktion im angepassten Fall erfolgte, d.h. beim minimalen Strahldivergenzwinkel. Mit weiter steigender Bogenleistung bis 14,5 kW wurde stets über dem angepassten Fall extrahiert (vgl. Abb. 3.2 - n₃). Nachfolgend wird der genannte Messprozess kurz erläutert.

Im Bereich der Bogenleistung von bis zu 5 kW weicht der Verlauf des Graphen von der Geraden ab, da hier einerseits die äußeren Teilchen des Ionenstrahls vom Extraktionskanal abgeschnitten oder von der Faraday-Tasse nicht komplett erfasst werden konnten und andererseits die sich mit steigender Bogenleistung ändernde "Ionenmasse". Eine Erhöhung der Bogenleistung bis auf 10 kW lässt die extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte wie erwartet linear ansteigen und erreicht einen Wert von 337 mA/cm². Würde man nun die Bogenleistung weiter bis auf 14,5 kW erhöhen, unter Beachtung der Extraktion mit minimalem Strahldivergenzwinkel, so würde nach IGUN die theoretisch errechnete H_1^+ -Emissionsstromdichte weiter linear ansteigen und schließlich einen Wert von 521 mA/cm² erreichen (Abb. 6.4 gestrichelte Linie).

Um jedoch die Leistungseffizienz des Plasmagenerators im Pulsbetrieb in Bezug auf höhere H_1^+ -Emissionsstromdichte zu überprüfen, wurde im Experiment bei Bogenleistungen oberhalb von 10 kW stets über dem angepassten Fall extrahiert. D.h., dass bei dieser Art der Extraktion der Strahldivergenzwinkel annähernd zwischen 50 und 70 mrad lag und die Faraday-Tasse zu maximal 65 % ausgefüllt war.

Damit war es möglich am Perveanzlimit der Ionenquelle, bei einer elektrischen Feldstärke von 11 kV/mm eine höhere Bogenleistung in den Plasmagenerator einzuspeisen, so dass bei einer Bogenleistung von 14,5 kW und einem Radius der Emissionsöffnung von nur 4 mm, die extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte bis auf 710 mA/cm² gesteigert werden konnte. Dieses Ergebnis ist weltweit einzigartig und spiegelt unter anderem die Qualität dieser Ionenquelle wieder.

Das Erreichen dieser sehr hohen H_1^+ -Emissionsstromdichte im Pulsbetrieb ist unter anderem auf höhere elektrische Feldstärke von 11 kV/mm zurückzuführen, welche jedoch nicht nur ausschließlich auf die geeignete Wahl der Materialien und deren Form sowie die Oberflächenbeschaffenheit zurückzuführen ist, sondern auch auf die hervorragende Optimierung der Plasmaparameter. Vor allem die Optimierung der magnetischen Flussdichte des Filters und der Feldverteilung ermöglichten eine geringere Strahlablenkung als im Dauerstrichbetrieb. Somit konnte der extrahierte Ionenstrahl optimal den Extraktionskanal passieren, ohne dass dabei die Randteilchen des Ionenstrahls die Elektroden streiften.

Zum anderen war im Pulsbetrieb mehr als 30 % höhere Bogenleistung notwendig, um eine annähernd gleiche H_1^+ -Emissionsstromdichte wie im Dauerstrichbetrieb erreichen zu können. Die Erklärung hierfür liegt an der fehlenden negativen Vorspannung der Plasmaelektrode im Pulsbetrieb, was auf technische Hintergründe zurückzuführen ist. Um die fehlende Bogenleistung zu kompensieren, musste bei einer Bogenspannung von 85 V der Bogenstrom auf 140 A erhöht werden, umso beispielsweise die H_1^+ -Emissionsstromdichte von 400 mA/cm² zu erreichen.

In Abbildung 6.5 wird ein typischer Pulsverlauf des extrahierten Strahlstroms präsentiert, aufgenommen mit einem Oszilloskop bei einer Wiederholfrequenz von 50 Hz und einer Pulslänge von 1 ms. Hierbei handelt es sich um einen Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 60 keV und einem Gesamtstrom von 397 mA, aufgenommen bei einer Bogenleistung von 14,5 kW. Bei einem gemessenen Protonenanteil von 90 % resultiert hieraus ein Protonenstrom von 357 mA. Diesen maximalen Wert erreicht der Puls nach einer Pulsanstiegszeit von 65 μ s. Während der Pulsdauer von 1 ms verläuft der Puls annähernd konstant. Danach fällt der Puls innerhalb von 50 μ s auf null ab.

Für diesen Fall der Extraktion wurde eine parallel zum Hochspannungsnetzteil geschaltete Kondensatorbank mit einer Gesamtkapazität von 36 nF verwendet. Da das Hochspannungsnetzteil auf einen maximalen Extraktionsstrom von 300 mA begrenzt war, stellte die Kondensatorbank den für die Extraktion notwendigen Strom zur Verfügung. Darüber hinaus wurde kein messbarer

Einfluss der Pulslänge und -frequenz auf die extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte festgestellt.

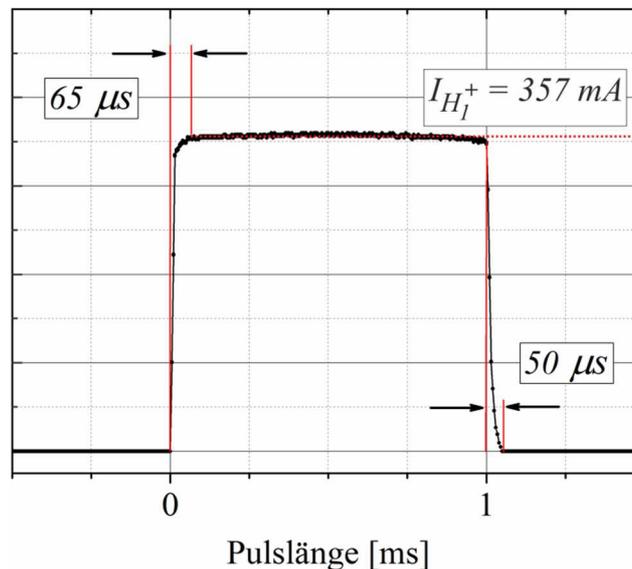


Abbildung 6.5: Verlauf des Strahlstroms bei gepulstem Bogenstrom. Pulslänge: 1 ms, Wiederholfrequenz: 50 Hz. $E_{\text{Strahl}} = 60 \text{ keV}$, $E = 11 \text{ kV/mm}$, 90 % H_1^+ , $I_{H_1^+} = 357 \text{ mA}$, $P_{\text{Arc}} = 14,5 \text{ kW}$, $S = 0,615$, $r_{\text{Em}} = 4,0 \text{ mm}$.

Extrahiert wurde in diesem Fall oberhalb des angepassten Falls, bei einer Strahlperveanz von $28,6 \cdot 10^{-9} \text{ A/V}^{3/2}$. Experimentell konnte der Strahldivergenzwinkel abgeschätzt werden und beträgt annähernd $(70 \pm 10) \text{ mrad}$. Auch hier stimmt der experimentell ermittelte Strahldivergenzwinkel mit dem Programm IGUN theoretisch berechneten gut überein.

Abschließend präsentiert Abbildung 6.6 das Foto eines $35 \text{ keV}/110 \text{ mA } H_1^+$ -Ionenstrahls, aufgenommenen im Dauerstrichbetrieb. In der Mitte des Fotos ist der Ionenstrahl zu erkennen. Auf der linken Seite befindet sich die Ionenquelle und auf der rechten Seite ist der Eingang der Faraday Tasse zu erkennen. Der anhand dieses Fotos abgeschätzte Strahldurchmesser beträgt beim Eintritt in die Faraday-Tasse 24 mm , bei einem Strahldivergenzwinkel von 20 mrad .

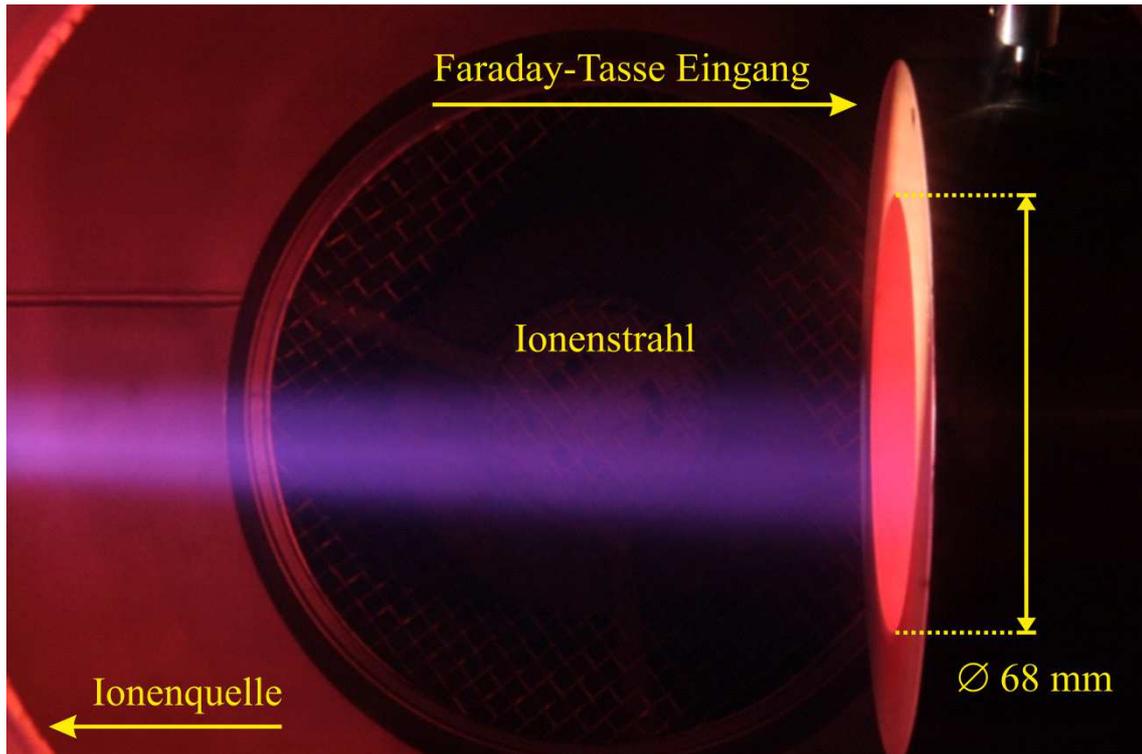


Abbildung 6.6: Foto eines 35 keV/ 110 mA H_1^+ -Ionenstrahls, $S = 0,615$, Der Abstand zwischen der Ionenquelle und dem Eingang der Faraday-Tasse beträgt 280 mm.

Kapitel 6.1.1

Strahlstromdichte im H_2^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb

Nachdem im Kapitel 5.2 die Erzeugung von H_2^+ -Molekülionen behandelt wurde, wird nun im weiteren Verlauf vollständigshalber auf die Extraktion von H_2^+ -Molekülionen näher eingegangen. Ziel dieser Untersuchung war es im H_2^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb den Einfluss der Plasmamparameter auf die extrahierte H_2^+ -Emissionsstromdichte zu untersuchen sowie einen Ionenstrahl mit möglichst hohem H_2^+ -Anteil bei gleichzeitig hohem H_2^+ -Strom zu generieren.

Nach Kapitel 5.2 gelang es Ionenstrahlen mit sehr hohem H_2^+ -Anteil von 90 % zu generieren. Dabei wurde im Rahmen dieser Untersuchungen festgestellt, dass die Neutralteilchendichte den größten Einfluss auf den H_2^+ -Anteil im Plasma ausübt. Des Weiteren wurde gezeigt, dass mit steigender Bogenspannung (Abb. 5.8) bzw. Plasmadichte der H_2^+ -Anteil im Plasma relativ konstant blieb. Da mit steigender Plasmadichte bzw. Emissionsstromdichte auch der extrahierte Strahlstrom ansteigt, bleibt zu untersuchen welcher der beiden Parameter den größten Beitrag liefert, um hohe H_2^+ -Ströme bei gleichzeitig hohem H_2^+ -Anteil zu extrahieren.

Dies bezüglich haben die Untersuchungen ergeben, dass im H_2^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb der Gasdruck in der Plasmakammer den größten Einfluss auf die extrahierte H_2^+ -Emissionsstromdichte hat. Höhere Neutralteilchendichte führt zu einer ansteigenden Zahl an Ionisierungen, was bei gleichbleibendem Einschluss zu einer höheren Plasmadichte und somit einer höheren Emissionsstromdichte führt. Dies hat die Konsequenz, dass bei einer Erhöhung des Gasdrucks von 22 auf 35 Pa zum einen die extrahierte H_2^+ -Emissionsstromdichte von 90 auf 316 mA/cm² ansteigt (Abb. 6.7) und zum anderen der H_2^+ -Anteil von 85 % auf 71 % reduziert wird (hier nicht eingezeichnet). Die Reduzierung des H_2^+ -Anteils mit steigendem Gasdruck sorgt dafür, dass die extrahierte H_2^+ -Emissionsstromdichte einer Sättigung entgegenstrebt, was jedoch nicht auf die extrahierte Emissionsstromdichte

zutritt. Diese verläuft wie erwartet linear mit steigendem Gasdruck in der Plasmakammer (hier ebenfalls nicht eingezeichnet).

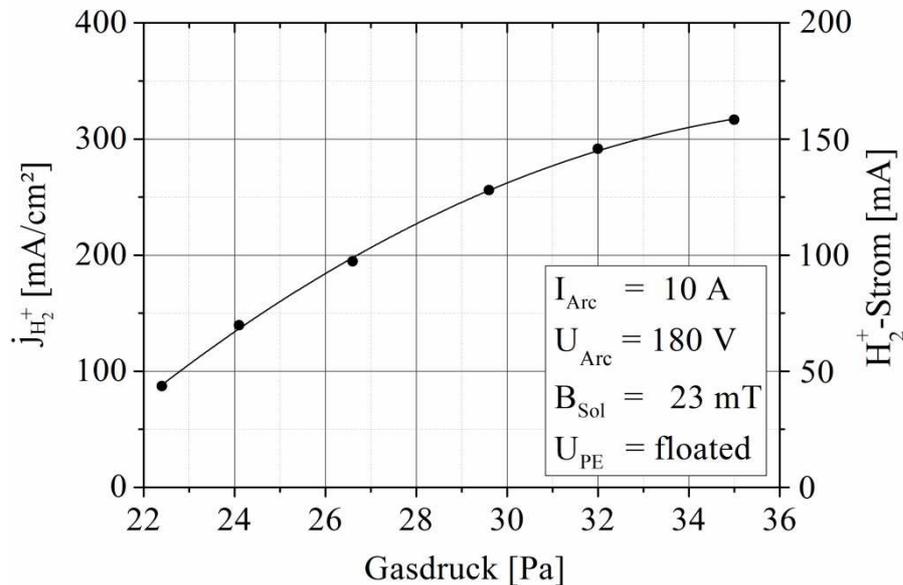


Abbildung 6.7: Extrahierte H_2^+ -Emissionsstromdichte und der dazugehörige H_2^+ -Strom als Funktion des Gasdrucks, bei optimalen Parametern für die Extraktion hoher H_2^+ -Ströme bei möglichst hohem H_2^+ -Anteil.

Auf diese Weise war es möglich im H_2^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb und einem nahezu angepassten Fall einen Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 52 keV und einem Strahlstrom von 225 mA zu generieren. Bei einem H_2^+ -Anteil von 71 % ergibt dies einen H_2^+ -Strom von 160 mA. Anhand des Füllgrades der Faraday-Tasse konnte im Experiment zusätzlich der Strahldivergenzwinkel abgeschätzt werden, welcher auf (55 ± 10) mrad bestimmt wurde.

Ein anschließender Vergleich der Messergebnisse mit IGUN hat ergeben, dass bei gegebener Strahlzusammensetzung dieses Ionenstrahls (26 % H_1^+ , 71 % H_2^+ , 3 % H_3^+) und einem protonenäquivalenten Gesamtstrom von 296 mA sowie einer Iontemperatur bis maximal 0,5 eV, der simulierte Ionenstrahl gegen einen Strahldivergenzwinkel von annähernd 50 mrad strebt und damit gut mit dem Experiment übereinstimmt.

Kapitel 6.1.2

Strahlstromdichte im H_3^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb

Analog zu dem vorhergehenden Kapitel wird im weiteren Verlauf auf die Extraktion von H_3^+ -Molekülionen näher eingegangen. Schwerpunkt dieser Untersuchungen war es einen Ionenstrahl mit möglichst hohem H_3^+ -Anteil bei gleichzeitig hohem H_3^+ -Strom zu generieren. Um dies zu realisieren wurde der Einfluss der Plasmaparameter auf die extrahierte H_3^+ -Emissionsstromdichte untersucht.

Wie bereits in Kapitel 5.3 gezeigt wurde, nimmt der H_3^+ -Anteil mit steigender extrahierter Emissionsstromdichte bzw. Plasmadichte rapide ab. Des Weiteren wurde gezeigt, dass die magnetische Flussdichte des Filters den H_3^+ -Anteil im Plasma stark ansteigen lässt, was allerdings überwiegend für sehr geringe Emissionsstromdichten zutrifft. Eine Erhöhung der magnetischen Flussdichte des Filters lässt jedoch die extrahierte Emissionsstromdichte stark senken, wodurch auch letztendlich der extrahierte Strahlstrom reduziert wird. Wie stark die extrahierte H_3^+ -Emissionsstromdichte durch die magnetische Flussdichte des Filters reduziert wird, zeigt Abbildung 6.8.

Demnach führt eine Erhöhung der resultierenden magnetischen Flussdichte des Filters von 0,4 auf annähernd 2 mT zu einer Reduzierung der extrahierten H_3^+ -Emissionsstromdichte von 131 auf 44 mA/cm² sowie einem Anstieg des H_3^+ -Anteil von 44 auf 82 % (vgl. Kap. 5.3 Abb. 5.12). Hieraus wird ersichtlich, dass Extraktion hoher H_3^+ -Ströme bei hohem H_3^+ -Anteil im Plasma nicht möglich ist. Konsequenterweise muss also im Experiment ein optimaler Bereich zwischen genügend hohem H_3^+ -Anteil und genügend hoher extrahierter H_3^+ -Emissionsstromdichte ermittelt werden.

Ausgehend von dieser Erkenntnis wurde im nächsten Schritt die resultierende magnetische Flussdichte des magnetischen Filters auf 0,6 mT reduziert und die extrahierte H_3^+ -Emissionsstromdichte als Funktion der Bogenleistung aufgenommen (Abb. 6.9).

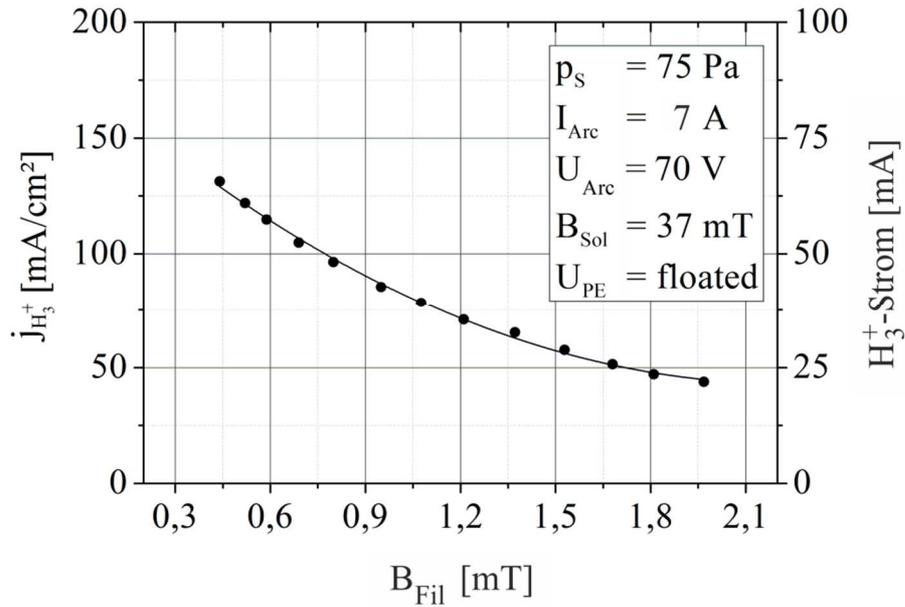


Abbildung 6.8: Extrahierte H_3^+ -Emissionsstromdichte und der dazugehörige H_3^+ -Strom als Funktion der resultierenden magnetischen Flussdichte des Filters MF-2.

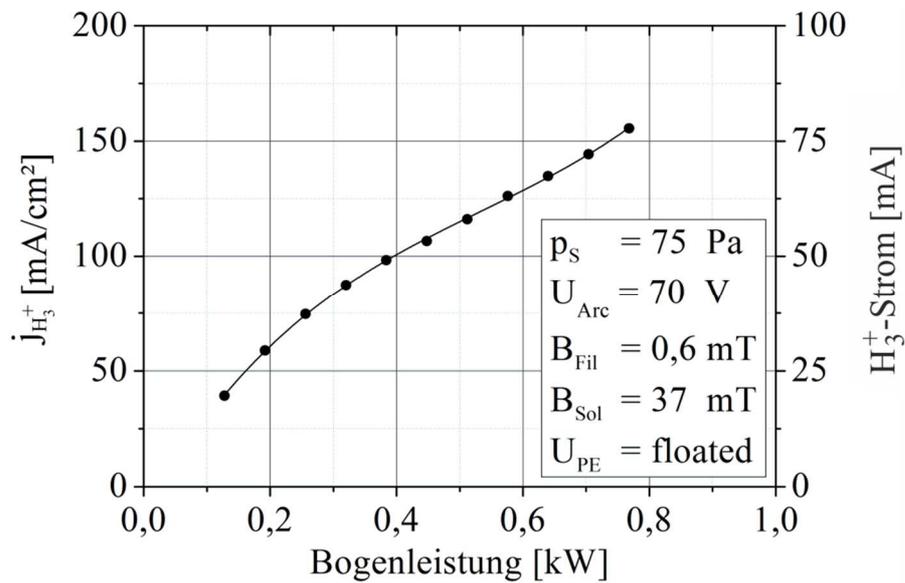


Abbildung 6.9: Extrahierte H_3^+ -Emissionsstromdichte und der dazugehörige H_3^+ -Strom als Funktion der Bogenleistung, bei optimalen Parameter für die Extraktion hoher H_3^+ -Ströme bei möglichst hohem H_3^+ -Anteil.

Somit konnte im Rahmen dieser Untersuchung die extrahierte H_3^+ -Emissionsstromdichte bis auf 155 mA/cm^2 gesteigert werden, wobei eine Bogenleistung von $0,8 \text{ kW}$ gebraucht wurde. Auch hier konnte eine Linearität zwischen der extrahierten H_3^+ -Emissionsstromdichte und der Bogenleistung verifiziert werden. Des Weiteren bewirkte eine Erhöhung der Bogenleistung bzw. Emissionsstromdichte eine Reduzierung des H_3^+ -Anteils im Spektrum des Ionenstrahls von 80% auf 47% .

Die Optimierung der Plasmaparameter ermöglichte es schließlich bei einer Bogenleistung von nur $0,8 \text{ kW}$ einen Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 50 keV und einem Gesamtstrom von 166 mA zu generieren. Bei einem H_3^+ -Anteil von 47% ergibt sich hieraus ein extrahierter H_3^+ -Strom von 78 mA . Die Extraktion dieses Ionenstrahls erfolgte im angepassten Fall beim minimalen Strahldivergenzwinkel, welcher im Experiment auf $(35 \pm 10) \text{ mrad}$ abgeschätzt wurde.

Ein anschließender Vergleich mit IGUN hat gezeigt, dass bei gegebener Strahlzusammensetzung (28% H_1^+ , 25% H_2^+ , 47% H_3^+) und einem protonenäquivalenten Gesamtstrom von 240 mA sowie einer Ionentemperatur bis maximal $0,5 \text{ eV}$, der simulierte Ionenstrahl den Extraktionskanal im angepassten Fall bei einem Strahldivergenzwinkel von 30 mrad verlässt und damit mit dem Experiment gut übereinstimmt.

Kapitel 6.2

Strahlemittanz

In Bezug auf die Beschleunigerstrukturen und den Strahltransport ist die Strahlemittanz eine der maßgebenden Größen einer Ionenquelle. Basierend auf den vorangegangenen theoretischen Betrachtungen wird im folgenden Kapitel auf die Messung der Strahlemittanz bei hohen Strahlströmen näher eingegangen. So soll im Rahmen des FRANZ-Projektes die Emittanz bei einem möglichst hohen Protonenstrom von bis zu 200 mA direkt nach der Ionenquelle gemessen werden. Da konventionelle Emittanzmessanlagen hochspannungsanfällig sind und im Allgemeinen für die Messung von hohen Strahlströmen eher ungeeignet sind, wird zurzeit am Institut eine eigens für dieses Anwendungsgebiet geeignete Pepperpot-Emittanzmessanlage entwickelt [78]. Mit dieser Anlage wurden erste vielversprechende Emittanzmessungen bei Stahlenergien bis 60 keV durchgeführt. So war es beispielsweise möglich die Strahlemittanz eines gepulsten 55 keV/ 85 mA Ionenstrahls (Protonenanteil 83 %, Pulslänge 1 ms, Pulsfrequenz 80 Hz) im angepassten Fall zu bestimmen. Abbildung 6.10 präsentiert das Ergebnis dieser Messung.

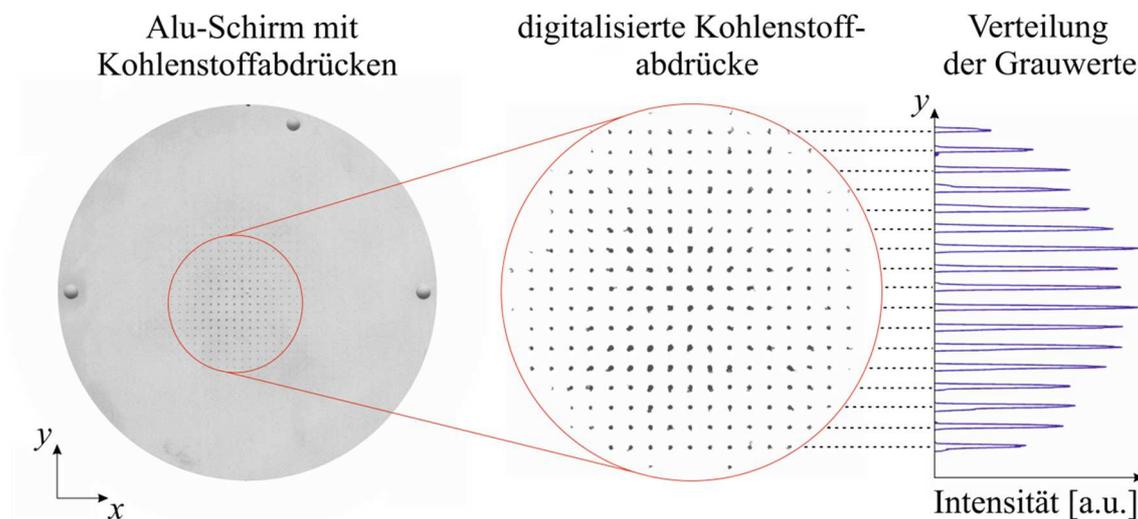


Abbildung 6.10: Alu-Schirm mit digitalisierten Kohlenstoffabdrücken und der dazugehörigen Intensitätsverteilung der Grauwerte. 55 keV/ 85 mA (Protonenanteil 83 %). Belichtungszeit 45 s.

Um ein Bild in digitaler Form zu erhalten, wurden die Kohlenstoffabdrücke des Aluminiumschirms eingescannt. Hierbei entsteht ein Bild mit 256 Grauwerten. Für die Berechnung der $y - y'$ -Emittanzen wurde zunächst der Untergrund herausgerechnet und anschließend die Grauwerte zeilenweise in x -Richtung aufsummiert (Abb. 6.10 rechtes Bild), und hieraus die zwei-dimensionale Phasenraumverteilung berechnet. Aus dieser Verteilung wurden sowohl die $y - y'$ -Emittanzen als auch die Strahlage im Phasenraum bestimmt (Abb. 6.11).

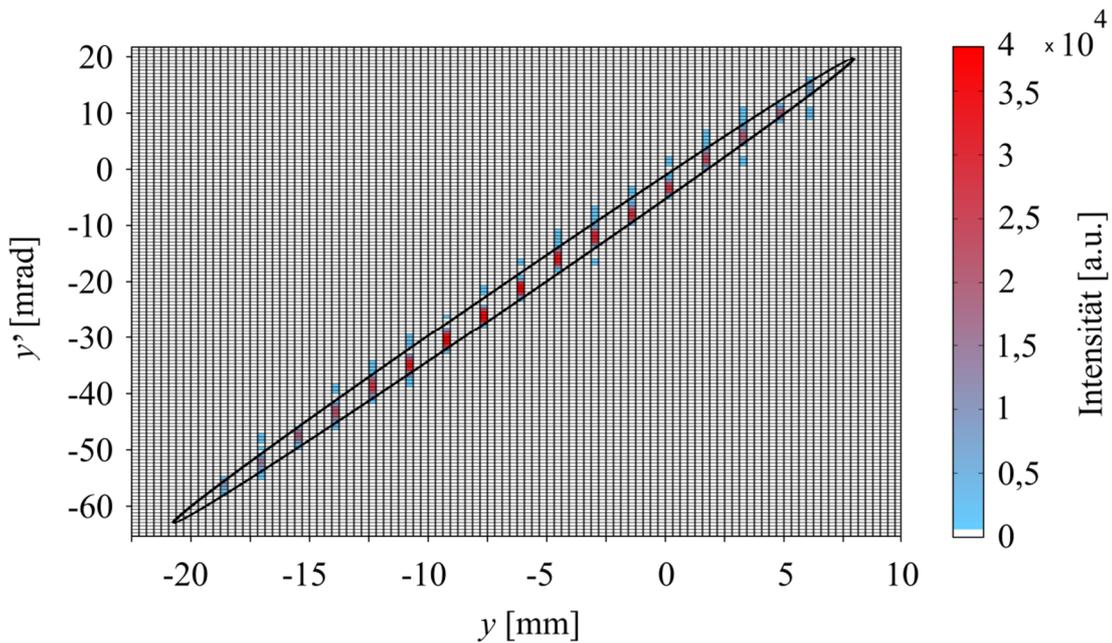


Abbildung 6.11: Phasenraumverteilung (100 %) mit eingezeichneter Ellipse der $\varepsilon_{eff, y-y', 80\%}$ eines 55 keV/ 85 mA Ionenstrahls.

Die aus der zweidimensionalen Phasenraumverteilung bestimmte 80 % $y - y'$ rms-Emittanz beträgt 5,2 mm mrad. Dies entspricht einer normierten 80 % $y - y'$ rms-Emittanz von 0,06 mm mrad (Messungenauigkeit $\pm 20\%$ [81]).

Anhand der 80 %-Emittanzellipse wurde anschließend die Projektion des Strahlradius und des maximalen Strahldivergenzwinkels in der $y - y'$ -Ebene bestimmt. Am Ort der Lochblende beträgt der gemessene Strahlradius 14,2 mm bei einem maximalen Strahldivergenzwinkel von 41,8 mrad.

Zusätzlich wurde die Strahlablenkung, die durch das magnetische Querfeld innerhalb der Ionenquelle verursacht wird, bestimmt. Die Strahlablenkung in y -Richtung liegt im Bereich von $-21,8$ mrad und die in x -Richtung bei $-8,6$ mrad. Damit ergibt sich ein Gesamtablenkwinkel von $23,4$ mrad.

Das zu der zweidimensionalen Emittanz (Abb. 6.11) dazugehörige dreidimensionale Intensitätsgebirge des 55 keV/ 85 mA Ionenstrahls wird in Abbildung 6.12 gezeigt. Ferner präsentiert Tabelle 6.13 eine Zusammenfassung der Messergebnisse.

Im nächsten Schritt wird die Ionenquelle vom 65 kV-Terminal an das 120 kV-Terminal gebracht, um dort die Emittanz beim Designstrom von 200 mA H_1^+ zu messen.

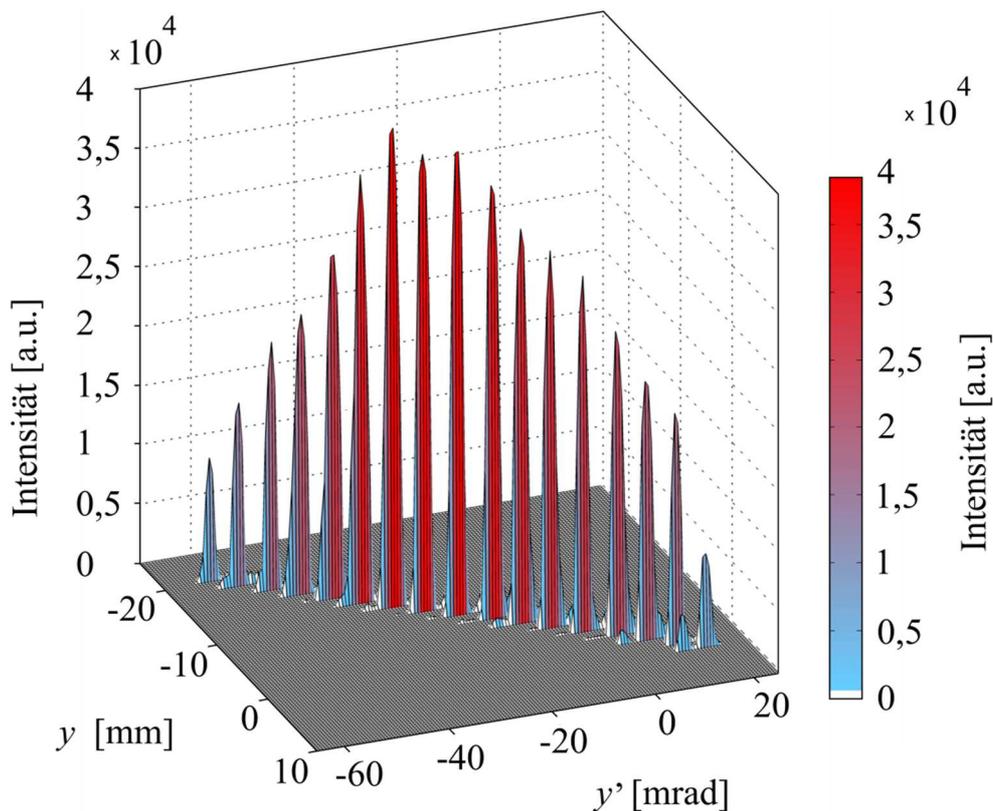


Abbildung 6.12: Intensitätsgebirge (100 %) des 55 keV/ 85 mA Ionenstrahls.

<i>70 mA H_I⁺ @ 55 keV</i>	
$\epsilon_{eff, y-y'}, 80\%$	33 mm mrad
$\epsilon_{eff, y-y'}, 80\%, norm.$	0,4 mm mrad
$\epsilon_{rms, y-y'}, 80\%$	5,2 mm mrad
$\epsilon_{rms, y-y'}, 80\%, norm.$	0,06 mm mrad
$\epsilon_{rms, y-y'}, 89\%$	5,8 mm mrad
$\epsilon_{rms, y-y'}, 89\%, norm.$	0,07 mm mrad
<i>Projektion des Strahlradius (80 %-Ellipse) in die y-y'-Ebene</i>	14,2 mm
<i>Projektion des Strahldivergenzwinkels (80 %) in die y-y'-Ebene</i>	41,8 mrad
<i>Strahlablenkung in y-Richtung</i>	-21,8 mrad
<i>Strahlablenkung in x-Richtung</i>	-8,6 mrad
<i>Gesamtablenkwinkel</i>	23,4 mrad

Tabelle 6.13: Ergebnisse der Emittanzmessung des 55 keV/ 85 mA Ionenstrahls ($\beta\gamma = 0,0108$).

Kapitel 6.3

Standzeit

Einer der wichtigen Merkmale einer Ionenquelle ist eine hohe Strahlbereitschaft, bei gleichzeitig hoher Strahlstromstabilität. Beides kann im Wesentlichen durch den Kathodenverschleiß bestimmt werden. Ursache des Kathodenverschleißes sind die Ionen, welche aufgrund des Potentialverlaufes in der Plasmakammer in Richtung der Kathode beschleunigt werden und diese einem Bombardement aussetzen. Der Abtrag des Kathodenmaterials hängt dabei von dem atomaren Massenverhältnis zwischen den auftreffenden Ionen und dem Kathodenmaterial sowie der Ionenenergie ab. Dies führt letztendlich zur Reduzierung des Kathodenquerschnitts, wodurch der Emissionsstrom nach Richardson abnimmt. Um diesen Effekt zu kompensieren, muss der Kathodenstrom regelmäßig nachreguliert werden, um so die vom Plasmagenerator zur Verfügung gestellte Emissionsstromdichte konstant zu halten, was einen konstanten Strahlstrom impliziert.

Um die Stabilität und die Betriebsdauer der Ionenquelle zu untersuchen, wurde ein Standzeittest durchgeführt. Dabei wurden alle Bauteile der Ionenquelle grundlegend gereinigt sowie eine neue Kathode eingebaut. Um die optimale Betriebsbedingungen für den Standzeittest herzustellen, wurde die Ionenquelle in einem Zeitraum von 30 Stunden konditioniert. In diesem Zeitraum herrschte kein Strahlbetrieb. Anschließend wurde bei einer Gesamtbogenleistung von 6 kW ein Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 40 keV und einem Gesamtstrom von 140 mA erzeugt. Bei einem Protonenanteil von 80 % entspricht dies einem Protonenstrom von 112 mA. Nach einer Gesamtlaufzeit von 350 Stunden wurde der Test gestoppt, um den Zustand der Ionenquelle zu begutachten. Die letzten 14 Stunden wurden digital erfasst und der Gesamtstrom als Funktion der Zeit graphisch aufgetragen (Abb. 6.14).

Im Rahmen dieser Untersuchung wurde ein gemittelter Strahlstrom von 141 mA ermittelt, mit einer Strahlstromschwankung von ± 1 mA. Aufgrund des Kathodenabriebs kam während dieser Zeit zu einer Abnahme des Bogenstroms

von etwa 10 mA pro Stunde. Als Gegenmaßnahme wurde der Kathodenstrom leicht erhöht, wodurch zum einen die Bogenleistung und zum anderen der extrahierte Strahlstrom konstant gehalten wurden.

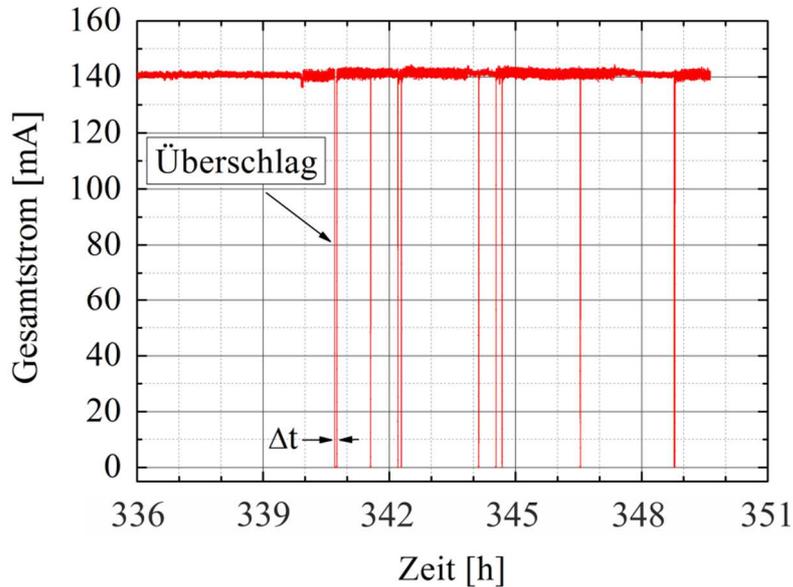


Abbildung 6.14: Gemessener Gesamtstrom in der Faraday-Tasse als Funktion der Zeit, während der letzten 14 Stunden des Standzeittestes.

Zusätzlich dazu wurden die Überschläge innerhalb der 14 Stunden digital erfasst (vertikale Striche in der Abb. 6.14). Bei einer im Extraktionssystem herrschenden elektrischen Feldstärke von 7,4 kV/mm wurden insgesamt 10 Überschläge detektiert. Die mittlere Zeit Δt , die notwendig war um die Ionenquelle nach einem Überschlag wieder in Strahlbetrieb zu nehmen, betrug 23 s. Erfahrungsgemäß kommt es jedoch bei dieser Feldstärke auf etwa drei Überschläge pro Stunde.

Abschließend wurde die Kathode, Plasmagenerator und das Extraktionssystem auf Verschleiß untersucht. Abbildung 6.15 präsentiert Fotos der Kathode vor und nach dem Standzeittest. Nach 350 Stunden Stahlbetrieb wurde der Durchmesser der Kathode durch das ständige Ionenbombardement von anfänglichen 2,4 mm auf 1,4 mm an der engsten Stelle reduziert. Um höhere Standzeiten zu erzielen ist es möglich dickere Kathode zu verwenden.

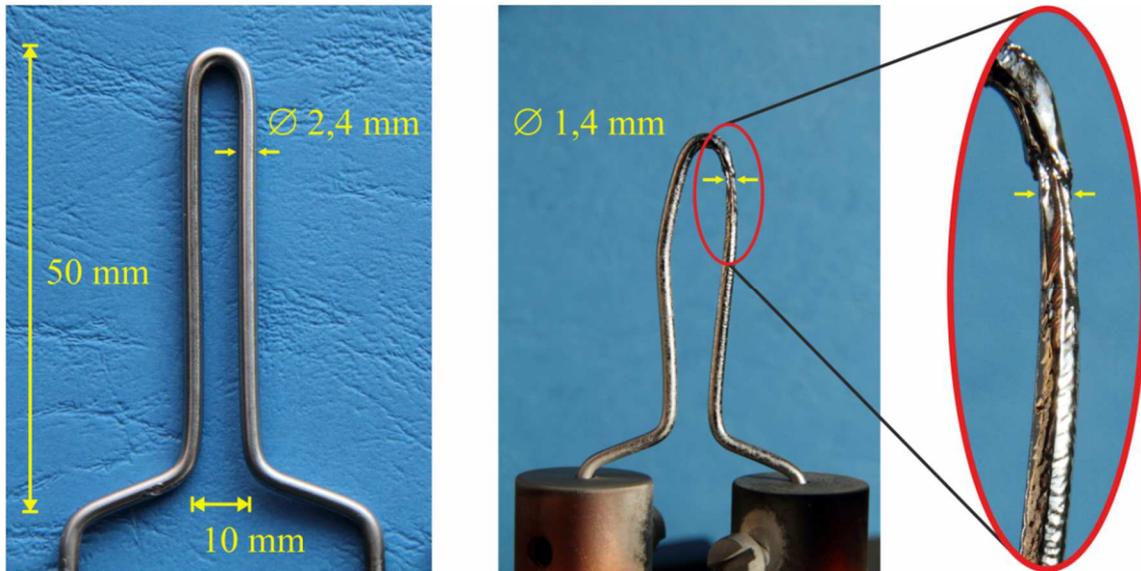


Abbildung 6.15: Kathode vor und nach dem 350 Stunden Standzeittest.

Obwohl der Standzeittest im Wesentlichen durch die Lebensdauer der Kathode bestimmt wird, können der Plasmagenerator und das Extraktionssystem im gleichen Maße die Standzeit indirekt verkürzen. Aufgrund der abgetragenen Wolframatomte, die sich überall an der Oberfläche der Plasmakammer und im Extraktionssystem niederschlagen, bildet sich dort eine Wolframschicht aus. Wird eine bestimmte Schichtdicke überschritten, diese liegt in der Größenordnung von einigen Mikrometern, so werden diese Schichten partikelweise abgelöst. Aufgrund dessen gelangen diese Partikel in den Entladerraum der Plasmakammer sowie in das Extraktionssystem, wodurch die Überschlagswahrscheinlichkeit stark erhöht wird. Abbildungen 6.16 und 6.17 zeigen Aufnahmen des Inneren der Plasmakammer. Die Flecken mit abgelösten Partikeln wurden mit rotem Rahmen markiert und rechts dargestellt.

Abbildung 6.18 präsentiert links ein Foto des großen PEEK-Isolators samt Screeningelektrode und rechts davon einen Ausschnitt des verfärbten PEEK-Isolators. Die Verfärbung entsteht aus zweierlei Gründen. Zum einen lassen sich die abgelösten Wolfram- und die Kupferatome auf der Innenseite des Isolators nieder. Zum anderen wird der Isolator stark thermisch belastet, was auf eine sehr hohe Strahlleistung und die damit verbundene Strahlung die im Röntgenbereich liegt zurückzuführen ist. Um den PEEK-Isolator vor Wolframatomte und der

direkten thermischen Belastung zu schützen, wird bei neueren Versionen der Ionenquellen ein Edelstahl-Schutzring installiert.

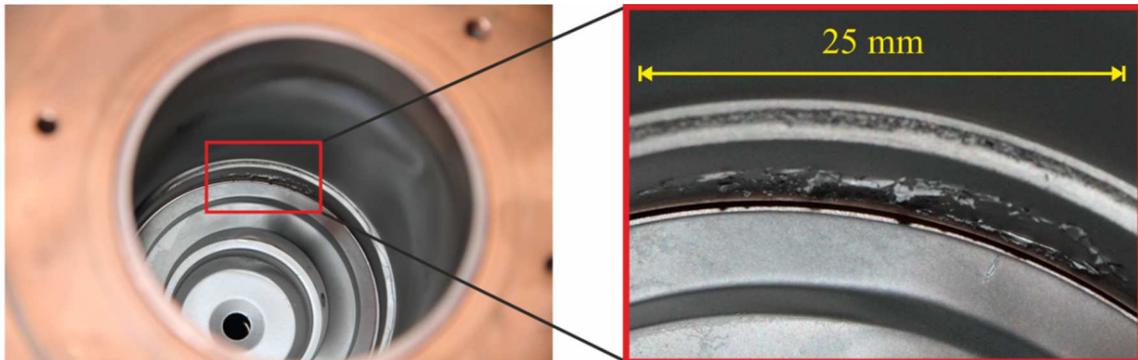


Abbildung 6.16: Aufnahme vom Inneren der Plasmakammer mit einem Ausschnitt vor der Plasmaelektrode.

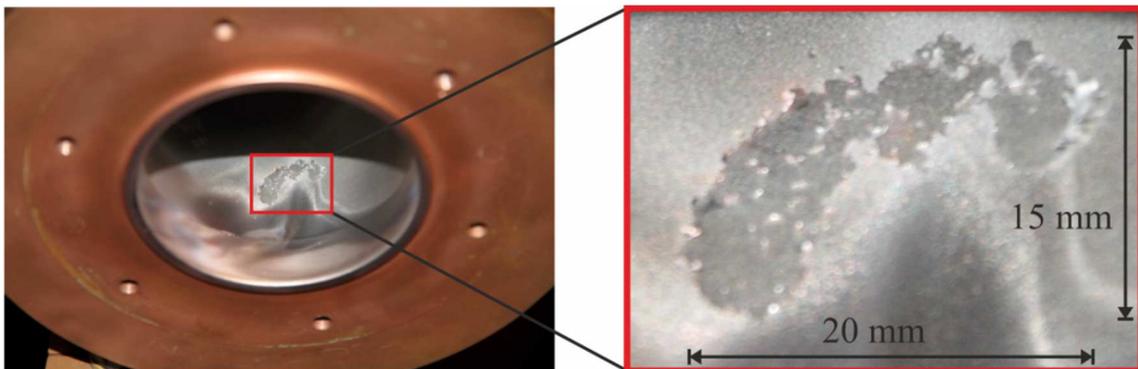


Abbildung 6.17: Aufnahme vom Inneren der Plasmakammer mit einem Ausschnitt vor dem Kathodenantrieb.

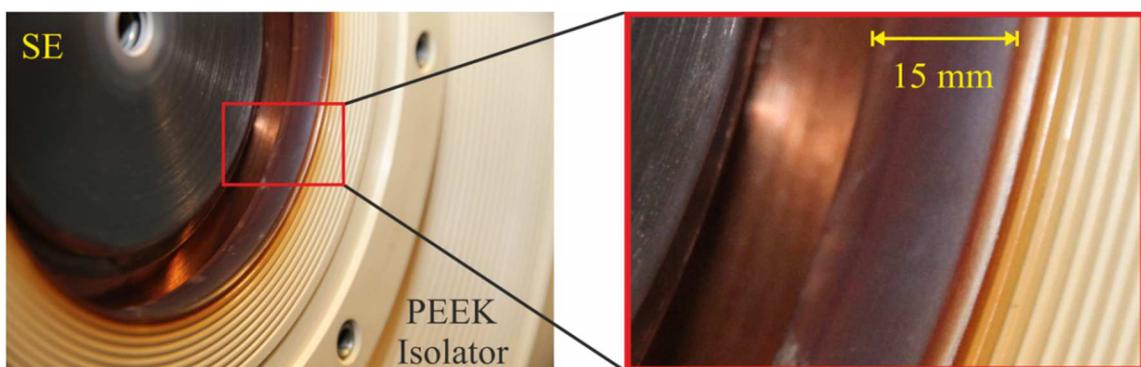


Abbildung 6.18: Aufnahme vom Inneren des Extraktionssystems mit einem Ausschnitt der SE-Screeningelektrode und PEEK-Isolator.

Kapitel 7

Untersuchung der Ionenquelle im Betrieb mit Deuterium als Arbeitsgas

Die Messungen aus den Kapiteln 5 und 6 haben gezeigt, dass die Ionenquelle in der Lage ist nicht nur hohe Strahlströme bei gleichzeitig hohem Protonenanteil zu generieren, sondern auch einen hohen Anteil an H_2^+ - und H_3^+ -Molekülionen. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit noch zusätzlich untersucht, in wieweit diese Ionenquelle sich auch für andere Projekte wie beispielsweise IFMIF eignet.

In diesem Zusammenhang ergab sich die Möglichkeit die Ionenquelle mit Deuterium als Arbeitsgas zu untersuchen, da das Deuteriummolekül ein natürliches Isotop des Wasserstoffmoleküls ist und eine ähnliche atomare Struktur aufweist. Sein Atomkern wird als Deuteron bzw. D_1 genannt und besteht aus einem Proton und einem Neutron.

Ziel dieser Untersuchung war es die Ionenquelle so zu optimieren, dass ein Ionenstrahl mit einem möglichst hohen Deuteronenanteil generiert wird, bei gleichzeitig hohem Deuteronenstrom. Das im Rahmen der Untersuchungen verwendete Extraktionssystem wurde in Kapitel 3.5 vorgestellt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden nun präsentiert.

Abbildung 7.1 zeigt die gemessenen Ionenanteile im Deuteriumplasma als Funktion der Gesamtbogenleistung. Demnach steigt mit steigender Gesamtbogenleistung bzw. Plasmadichte der D_1^+ -Anteil von 33 % auf 88 % an. Ein Vergleich dieser Messung mit der des Wasserstoffs (Abb. 5.16) zeigt eindeutig, dass nicht nur die Plasmaparameter, sondern auch die Kurvenverläufe der spektralen Zusammensetzung beider Ionenstrahlen beinahe identisch sind.

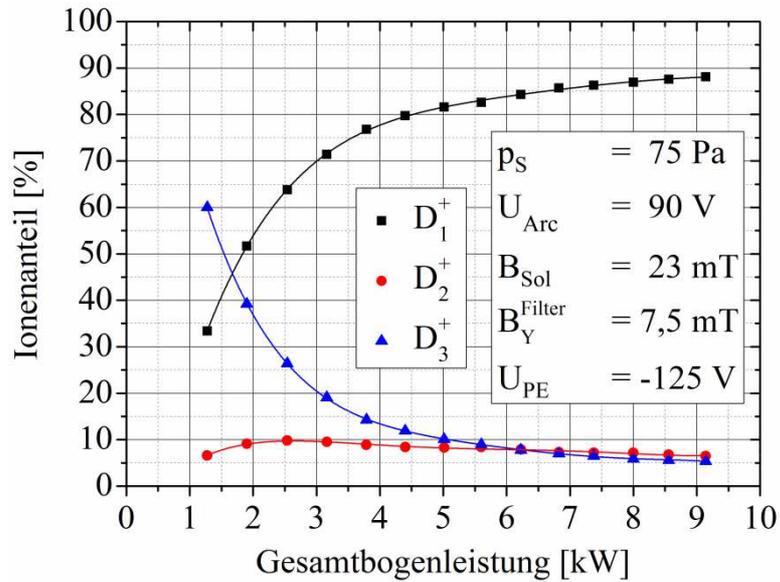


Abbildung 7.1: Ionenanteile im Deuteriumplasma als Funktion der Gesamtbogenleistung.

Parallel zu der oben beschriebenen Messung wurde der Einfluss der Gesamtbogenleistung auf die extrahierte D_1^+ -Emissionsstromdichte näher untersucht (Abb. 7.2).

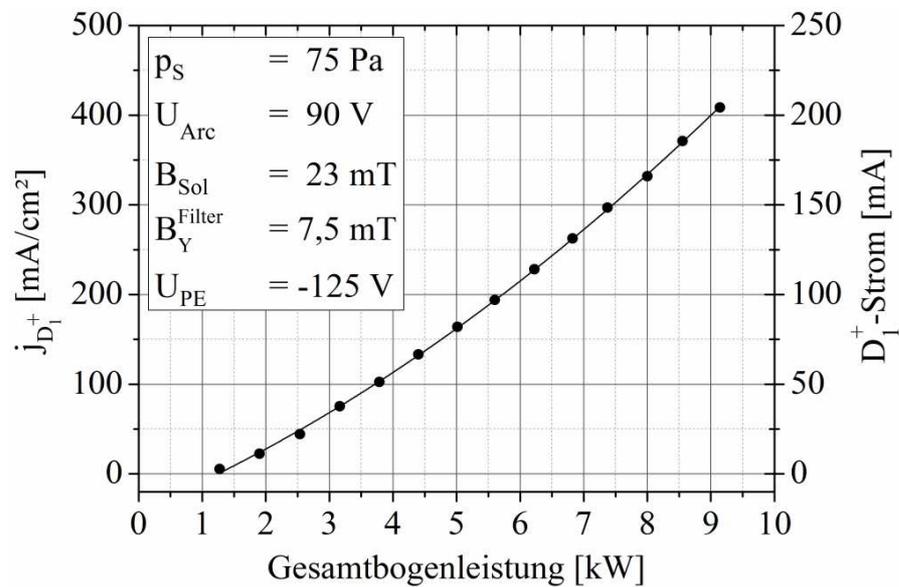


Abbildung 7.2: Extrahierte D_1^+ -Emissionsstromdichte als Funktion der Gesamtbogenleistung. $r_{Em} = 4$ mm, $S = 0,615$.

Dabei wurde bei einer Gesamtbogenleistung von 9,1 kW ein Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 52 keV und einem Gesamtstrom von 233 mA generiert. Bei einem Deuteronenanteil von 88 % ergibt es einen D_1^+ -Strom im Dauerstrichbetrieb von 205 mA. Bei einem Radius der Emissionsöffnung von nur 4 mm entspricht es einer extrahierten D_1^+ -Emissionsstromdichte von 408 mA/cm². Auch hier konnte die Linearität zwischen der extrahierten Emissionsstromdichte und der Gesamtbogenleistung verifiziert werden.

Abbildung 7.3 zeigt ein Masse-Ladung-Spektrum des erzeugten Deuteriumstrahls.

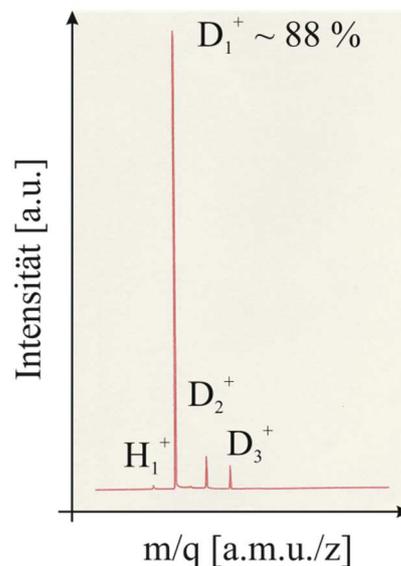


Abbildung 7.3: Spektrale Zusammensetzung des Ionenstrahls im Betrieb der Ionenquelle mit Deuterium als Arbeitsgas. 52 keV/ 233 mA.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Im Rahmen des FRANZ-Projektes wurde nach einer Ionenquelle verlangt welche in der Lage ist einen intensiven, hochbrillanten Protonenstrahl von 200 mA bei 120 keV Strahlenergie im Dauerstrichbetrieb bereitzustellen. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Entwicklung und Untersuchung dieser Ionenquelle.

Die grundsätzliche Problematik bei der Entwicklung einer solchen Ionenquelle besteht im Wesentlichen darin, ein geeignetes Extraktionssystem zu designen, welches in der Lage ist den geforderten hohen Protonenstrom bereitzustellen. Entsprechend dem *Child-Langmuir-Gesetz* ist der extrahierbare Strahlstrom proportional $C \cdot (r \cdot E)^{3/2} \cdot (\sqrt{m_i})^{-1}$, wobei C eine Konstante, r der Emissionsradius, E die elektrische Feldstärke im Extraktionsspalt sowie $\sqrt{m_i}$ die Masse der Ionen ist. Erste Abschätzungen bezüglich des geforderten Protonenstroms von 200 mA zeigen, dass bei relativ hoher Spaltfeldstärke eine große Emissionsöffnung notwendig wäre. Aufgrund des dadurch bedingten hohen Gasflusses in das Extraktionssystem wird die Durchbruchspannung im Spalt reduziert (*Paschen-Gesetz*), wodurch Hochspannungsüberschläge begünstigt werden. Ein zu großer Radius setzt also die maximal anlegbare Feldstärke im Spalt drastisch herab. Deshalb war es von vornherein ein Ziel die elektrische Feldstärke im Spalt des Extraktionssystems so hoch wie möglich zu wählen, um den Querschnitt der Emissionsöffnung so klein wie möglich zu halten.

Gleichzeitig sollte die Extraktion des geforderten Protonenstroms bei einem möglichst hohen Protonenanteil erfolgen. Gemäß dem Child-Langmuir-Gesetz tragen die Partialströme der H_2^+ - und H_3^+ -Molekülonen proportional $\sqrt{m_i}$ zur Strahllast bei. D.h., dass bei gegebenem System die Raumladung der unerwünschten Ionenfraktionen den extrahierbaren Protonenstrom wesentlich erniedrigt. Für den geforderten Protonenstrom wurden in diesem Zusammenhang

für verschiedene Protonenanteile Abschätzungen bezüglich des notwendigen Radius der Emissionsöffnung durchgeführt, welche zeigen, dass eine Reduzierung des Protonenanteils von 100 % auf 50 % den Radius der Emissionsöffnung von 3,6 mm annähernd auf den zweifachen Wert ansteigen lässt. Nach der oben beschriebenen Problematik ist die Verwendung eines derart großen Radius der Emissionsöffnung in der Praxis jedoch nicht vertretbar.

Aufgrund der dargestellten Problematik bildet die Erzeugung eines hohen Protonenanteils im Wasserstoffplasma einen der Schwerpunkte dieser Arbeit und wird anhand eines verbesserten Modells zur Erzeugung von atomaren Wasserstoffionenstrahlen beschrieben. Grundlage dafür bilden zum einen die Wirkungsquerschnitte und zum anderen die Kenntnis der Elektronenenergien im Plasma. Nach diesem Modell geht es im ersten Schritt um die Erzeugung von H_2^+ -Molekülionen. Demnach wirken sich Elektronenenergien im Bereich zwischen 50 und 100 eV günstig auf die Bildung von H_2^+ -Molekülionen aus. Unterstützt wird das unter anderem durch die geringe Neutralteilchen- und Plasmadichte. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen diesen Sachverhalt. In diesem Betriebsmodus der Ionenquelle gelang es einen Ionenstrahl mit einem H_2^+ -Anteil von 90 % zu extrahieren. Demzufolge setzt sich das Plasma in der Nähe der Emissionsöffnung fast ausschließlich aus H_2^+ -Molekülionen zusammen.

Im zweiten Schritt geht es um die Erzeugung von H_3^+ -Molekülionen und Protonen. Dabei stellte es sich raus, dass niedrige Elektronenenergien im Bereich von annähernd 1 bis 10 eV sich vorteilhaft auf die Bildung von H_3^+ -Molekülionen und Protonen auswirken. Die Reduzierung der Elektronenenergie erfolgt dabei mithilfe eines magnetischen Querfeldes. Dieses Feld sowie hohe Neutralteilchen- und geringe Plasmadichte wirken sich günstig auf die Generierung von H_3^+ -Molekülionen aus. Experimentell konnte dieser Sachverhalt klar bestätigt werden. Der gemessene H_3^+ -Anteil im Masse-Ladung-Spektrum des Ionenstrahls betrug 96 %.

Dem Modell nach sind die mittleren Elektronenenergien im Plasma in einem Bereich von etwa 5 bis 10 eV von Vorteil für die Bildung der Protonen. Wichtig ist es einen hohen Dissoziationsgrad der H_2^+ und H_3^+ -Molekülionen sowie des neutralen Wasserstoffmoleküls im Plasma zu erzielen. Dabei ist eine hohe Dichte

an niederenergetischen Elektronen im Plasma von grundlegender Bedeutung. Im Experiment wurde dies mithilfe hoher Plasma- und hoher Neutralteilchendichte sowie mit dem magnetischen Querfeld erreicht. Demnach kann eine Steigerung des Protonenanteils im Plasma nur über eine stufenweise Ionisierung, bzw. über verschieden intensiv ablaufende Vernichtungsprozesse für atomare und molekulare Wasserstoffionen erreicht werden. Somit gelang es ein Plasma mit einem Protonenanteil von 92 % vor der Emissionsöffnung zu generieren, siehe Abbildung 8.1.

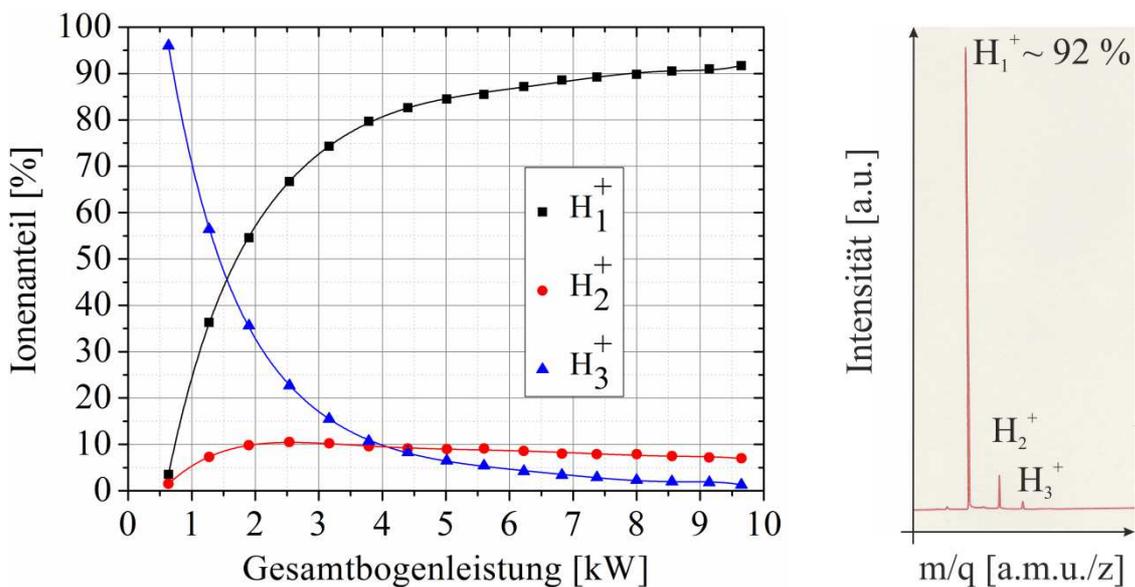


Abbildung 8.1: Ionenanteile im Wasserstoffplasma als Funktion der Gesamtbogenleistung (links). Spektrale Zusammensetzung des Ionenstrahls (rechts).

Den zweiten Schwerpunkt dieser Arbeit bilden theoretische und experimentelle Untersuchungen bezüglich der Emissionsstromdichte und der Strahlqualität. Als Grundlage zur Berechnung des Strahlradius und des Strahlverlaufs diente das Simulationsprogramm IGUN. Diese Berechnungen ergaben, dass für den im Rahmen des FRANZ-Projektes geforderten Strahlstrom von maximal 200 mA H_1^+ bei 120 keV Strahlenergie ein Extraktionssystem mit dem Radius der Emissionsöffnung von 3,8 mm notwendig ist. Für den Plasmagenerator bedeutet das, dass er eine erforderliche H_1^+ -Emissionsstromdichte von 441 mA/cm² bereitstellen muss. Um zu prüfen ob der Plasmagenerator in der Lage ist diese erforderliche H_1^+ -Emissionsstromdichte zur Verfügung zu stellen,

wurde mit IGUN ein 50 kV/ 200 mA H_1^+ -Trioden-Extraktionssystem entworfen, welches dann im 60 kV-Ionenquellen-Testlabor aufgebaut und grundlegend untersucht wurde.

Die Steigerung der elektrischen Feldstärke im Extraktionsspalt war von vornherein eines der Primärziele. Um dies zu erreichen wurden die Elektroden aus Elkonite, einem thermisch belastbaren Material (75 % *W*/ 25 % *Cu*), hergestellt. Die Elektrodenform und ihre Oberflächenbeschaffenheit sowie die Isolatoren des Extraktionssystems wurden optimiert und einer speziellen Oberflächenbehandlung unterzogen. Dadurch konnte die elektrische Feldstärke im Extraktionsspalt bis auf eine Überschlagsgrenze von 11 kV/mm gesteigert werden. Somit wurde die mit IGUN berechnete erforderliche H_1^+ -Emissionsstromdichte von 441 mA/cm² nicht nur erreicht sondern übertroffen. Bei einer Extraktionsspannung von 55 kV ($E = 10$ kV/mm) und einem Radius der Emissionsöffnung von 4 mm wurde im Dauerstrichbetrieb eine extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte von 477,5 mA/cm² erreicht. Dazu war eine Gesamtbogenleistung von annähernd 10 kW notwendig. Anhand der gewonnenen Ergebnisse konnte die Gesamtbogenleistung für die bei FRANZ erforderliche H_1^+ -Emissionsstromdichte von 441 mA/cm² zu 9 kW abgeschätzt werden.

Ein weiteres Highlight wurde im Rahmen der Untersuchung der Ionenquelle im Pulsbetrieb erzielt. Diese Untersuchung war unter anderem als vorbereitende Maßnahme für die Vermessung der Strahlemittanz bei möglichst hohem Protonenstrom (max. 200 mA) notwendig. Um die hohe Strahlleistungsdichte am Ort der Blende zu reduzieren, wurde die Entladung gepulst. Somit wurde am Perveanzlimit der Ionenquelle, bei einer elektrischen Feldstärke von 11 kV/mm und einer Bogenleistung von 14,5 kW sowie einer Pulslänge von 1 ms und einer Wiederholrate von 50 Hz, ein 60 keV/ 397 mA Ionenstrahl erzeugt. Der Protonenanteil betrug 90 %. Mit dem Radius der Emissionsöffnung von 4 mm ergibt sich hieraus eine extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte von 710 mA/cm², vgl. Abb. 8.2 & 8.3.

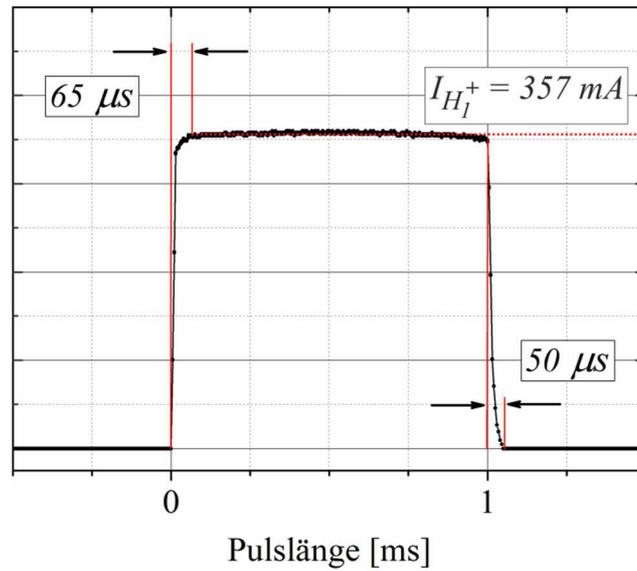


Abbildung 8.2 Verlauf des Strahlstroms bei gepulstem Bogenstrom. Pulslänge: 1 ms, Wiederholfrequenz: 50 Hz. $E_{\text{Strahl}} = 60 \text{ keV}$, $E = 11 \text{ kV/mm}$, 90 % H_1^+ , $I_{H_1^+} = 357 \text{ mA}$, $P_{\text{Arc}} = 14,5 \text{ kW}$.

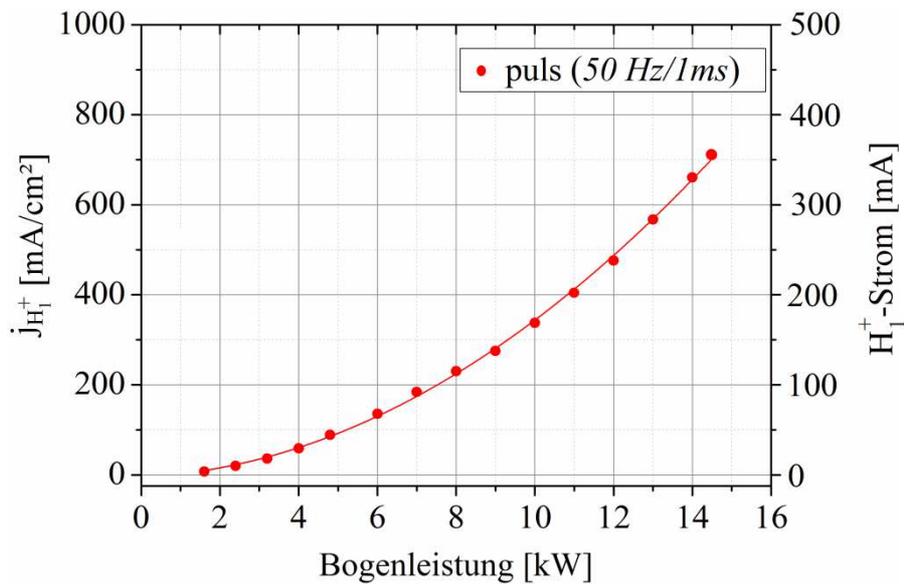


Abbildung 8.3 Extrahierte H_1^+ -Emissionsstromdichte und der dazugehörige extrahierte Protonenstrom als Funktion der Bogenleistung im Pulsbetrieb.

Das ist weltweit ein einzigartiges Ergebnis, welches auf die Optimierung der Ionenquelle sowie der Feldverteilung und der magnetischen Flussdichte des magnetischen Filters vor der Emissionsöffnung zurückzuführen ist. Der aufgrund des magnetischen Querfeldes verursachte Gesamtablenkwinkel des Ionenstrahls konnte bis auf weniger als $1,4^\circ$ reduziert werden. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die mit dem IGUN-Programm berechneten Strahlperveanzen sehr gut mit dem Experiment übereinstimmen.

Weiterhin wurde die Emittanz des Ionenstrahls berechnet sowie mit einer eigens am Institut für Angewandte Physik entwickelten Pepperpot-Emittanzmessanlage experimentell bestimmt. So beträgt beispielsweise die gemessene normierte 80 % $y - y'$ *eff*-Emittanz eines 55 keV/ 85 mA Ionenstrahls 0,4 mm mrad sowie die gemessene normierte 80 % $y - y'$ *rms*-Emittanz 0,06 mm mrad, siehe Abbildung 8.4. Diese Werte bestätigen eine niedrige Strahlemittanz für diesen Ionenquellentyp auch bei hohen Strahlströmen.

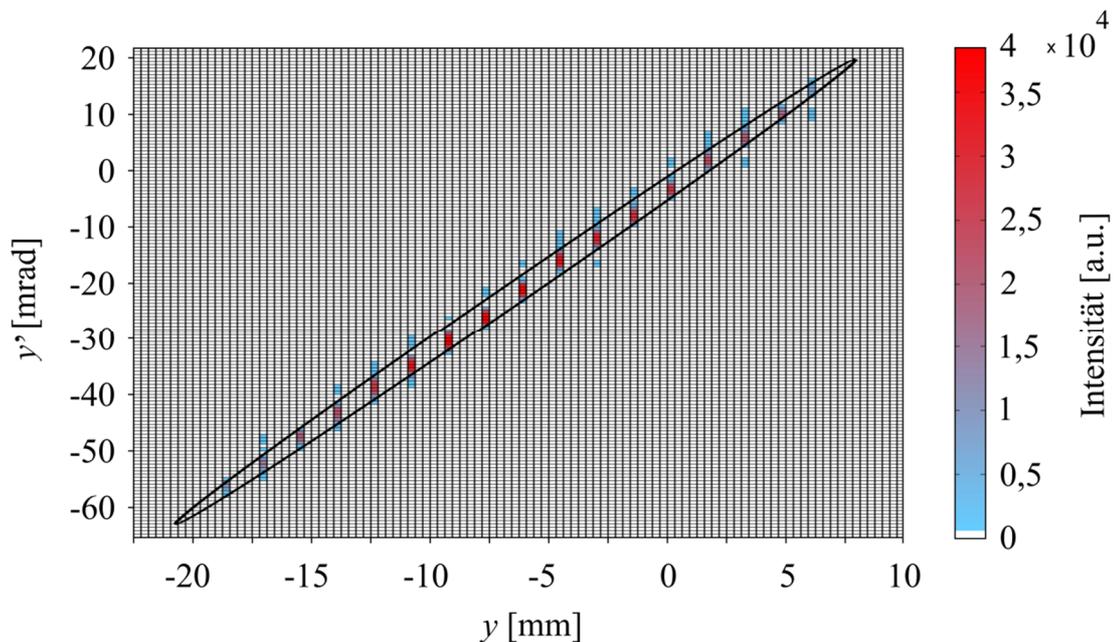


Abbildung 8.4: Phasenraumverteilung (100 %) mit eingezeichneter Ellipse der $\varepsilon_{eff, y-y', 80\%}$ eines 55 keV/ 85 mA Ionenstrahls.

Eine weitere im Rahmen des FRANZ-Projektes gestellte Forderung war die Entwicklung einer Ionenquelle mit möglichst hoher Standzeit. Die durchgeführte

Standzeitmessung hat gezeigt, dass die Ionenquelle in der Lage ist diese Anforderung zu erfüllen. Innerhalb einer Gesamtlaufzeit von 350 Stunden wurde bei einer Gesamtbogenleistung von 6 kW ein 40 keV/ 140 mA Ionenstrahl erzeugt. Dabei wurde festgestellt, dass die Standzeit im Wesentlichen durch die Abnutzung der verwendeten Kathode begrenzt wird.

Da es möglich war Ionenstrahlen mit hohem Anteil an H_2^+ - und H_3^+ -Ionen zu generieren, wurden Untersuchungen bezüglich der extrahierten Emissionsstromdichten dieser Fraktionen durchgeführt. Zum einen gelang es im H_2^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb einen 52 keV/ 226 mA Ionenstrahl zu generieren. Bei einem H_2^+ -Anteil von 71 % resultiert hieraus ein H_2^+ -Strom von 160 mA. Zum anderen gelang es im H_3^+ -Ionen optimierten Quellenbetrieb einen Ionenstrahl mit einer Strahlenergie von 50 keV bei einem Gesamtstrom von 166 mA zu generieren. Bei einem H_3^+ -Anteil von 47 % ergibt dies einen H_3^+ -Strom von 78 mA.

Zum Abschluss der oben beschriebenen Untersuchungen wurde geprüft in wie weit sich die entwickelte Ionenquelle auch für die Erzeugung von D_1^+ -Hochstromionenstrahlen mit hohem Deuteronenanteil eignet. Diese Untersuchung bietet sich aufgrund der ähnlichen Atomhüllenstruktur von Wasserstoff und Deuterium an. Ein positives Ergebnis würde den Einsatz dieser Ionenquelle für diverse andere Projekte, wie beispielsweise IFMIF ermöglichen. So konnte im Rahmen dessen gezeigt werden, dass es möglich ist bei einer Bogenleistung von 6,7 kW ein 52 keV/ 233 mA Ionenstrahl zu generieren. Mit einem Deuteronenanteil von 88 % ergibt sich so ein Deuteronenstrom im Dauerstrichbetrieb von 205 mA. Bei einem Radius der Emissionsöffnung von 4 mm entspricht dies einer extrahierten D_1^+ -Emissionsstromdichte von 408 mA/cm².

Da die Ionenquelle in der Lage ist D_1^+ - und H_2^+ -Hochstromionenstrahlen zu generieren, wird hiermit die Möglichkeit für den Einsatz der Ionenquelle an einem Deuteronen-Beschleuniger eröffnet. Aufgrund des gleichen A/q-Verhältnisses der D_1^+ - und H_2^+ -Ionen können während der Konditionierungsphase die Beschleunigersegmente ohne eine Neutronenaktivierung mit einem H_2^+ -Ionenstrahl eingestellt, vermessen und anschließend mit der gleichen Ionenquelle

D_1^+ -Ionenstrahl erzeugt werden. Konsequenterweise kann so die Strahlzeit effektiv verlängert werden, da eine mögliche Maschinenaktivierung während der Konditionierungsphase mit allen lästigen Wartezeiten entfällt.

Im Zusammenhang mit „Beschleunigergetriebenen Systemen ADS“ gibt es bereits seitens der Forschungseinrichtungen sowie der Industrie Nachfragen zu dieser Hochstrom-Ionenquellenentwicklung.

Literaturverzeichnis

- [1] https://www.gsi.de/forschung_beschleuniger/fair.htm, 03.12.2014
- [2] <http://isolde.web.cern.ch/facility>, 03.12.2014
- [3] <http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>, 03.12.2014
- [4] <http://neutrons.ornl.gov/facilities/SNS/>, 03.12.2014
- [5] <http://www.euronuclear.org/welcome.htm>, 03.12.2014
- [6] **Joint European Torus**, <http://www.ccfе.ac.uk/JET.aspx>, 2014
- [7] **International Thermonuclear Experimental Reactor**, <http://www.iter.org/>, 2014
- [8] **International Fusion Material Irradiation Facility**, <http://users.ifmif.org/ifmifweb/>, 2014
- [9] **EUROpean Research Programme for the TRANSmutation of High Level Nuclear Waste in an Accelerator Driven System**, http://ec.europa.eu/research/energy/pdf/nuclear_fission_2_en.pdf, 2014
- [10] **Multi-purpose Hybrid Research Reactor for High-tech Applications**, <http://myrrha.sckcen.be/en>, 2014
- [11] U. Ratzinger et al., Intense Pulsed Neutron Source FRANZ in the 1-500 keV Range, Proc. ICANS-XVIII, Dongguan, p.210, 2007
- [12] R. Raifarh, L. P. Chau, M. Heilmann, F. Käppeler, O. Meusel, R. Plag, U. Ratzinger, A. Schempp and K. Volk, Opportunities for Nuclear Astrophysics at FRANZ, Publications of the Astronomical Society of Australia 26.3, pp. 255-258, 2009

- [13] M. Heilmann et al., A Coupled RFQ-IH Cavity for the Neutron Source FRANZ, Proceedings of IPAC13, Shanghai, China, THPWO017, pp. 3797-3799, 2013
- [14] A. Schempp, Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenz-quadrupol (RFQ)-Ionenbeschleuniger, Habilitationsschrift, Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1990
- [15] U. Ratzinger, Effizienter Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen, Habilitationsschrift, Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1998
- [16] L. P. Chau et al., Bunch Compressor for Intense Proton Beams, Proceedings of LINAC10, Tsukuba, Japan, MOP100, pp. 292-294, 2010
- [17] W. Schweizer, U. Ratzinger, B. Klump and K. Volk, A high intensity 200 mA proton source for the FRANZ-Project (Frankfurt-Neutron-Source at the Stern-Gerlach-Center), Review of Scientific Instruments 85, 02A743, 2014
- [18] C. Wiesner et al., Chopping High-Intensity Ion Beams at FRANZ, These Proceedings LINAC14, WEIOB01n, Geneva, Switzerland, 2014
- [19] C. Zhang, A. Schempp, Beam dynamics studies on a 200 mA proton radio frequency quadrupole accelerator, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 586 (2008) 153–159
- [20] K. Volk, Entwicklung einer effizienten Ionenquelle zur Produktion intensiver, hochbrillanter, atomarer, einfach geladener Ionenstrahlen, Dissertation, Frankfurt am Main, 1993
- [21] R. Hollinger, Entwicklung und Untersuchung einer Hochstrom-Ionenquelle zur Erzeugung intensiver, hochbrillanter Protonenstrahlen, Dissertation, Frankfurt am Main, 2000
- [22] P. Schulz, Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern, Verlag G. Braun Karlsruhe, 1974

- [23] M. A. Liebermann und A. J. Lichtenberg: Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. Wiley & Sons, New Jersey, 2005
- [24] A. Keudell, Einführung in die Plasmaphysik, Vorlesungsskript Universität Bochum, SS 2006
- [25] Y. P. Raizer: Gas Discharge Physics. Springer Verlag, 1991
- [26] H. Vogel: Gerthsen Physik. Springer Verlag, 1997
- [27] J. Reece Roth: Industrial Plasma Engineering, Volume 1: IoP, 2003
- [28] I. G. Brown, The Physics and Technology of Ion Sources, New York, 1988.
- [29] U. Schumacher: Fusionsforschung. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1993
- [30] J. Dosse und G. Mierdel, Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen, Verlag von S. Hirzel in Leipzig, 1945
- [31] Y. Itikawa, Momentum transfer cross sections for electron collisions with atoms and molecules, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 14, No. 1, 1-10, 1974
- [32] G. Hunter, A. Yau, H. Prichard, Rotation-Vibration Level Energies of the Hydrogen and Deuterium Molecule-Ions, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 14, No. 1, 11-20, 1974
- [33] Y. Itikawa, Momentum transfer cross sections for electron collisions with atoms and molecules, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 21, No. 1, p. 69, 1978
- [34] L. Kieffer, Low energy electron-collision cross-section data, Part 1, Joint Institute for Laboratory Astrophysics, Colorado, 1968

- [35] A. Hazi, Impact parameter methode for electronic excitation of molecules by electron impact, *Phys. Rev. A*, Vol. 23, No. 5, p. 2232, 1981
- [36] H. Tawara, T. Kato, Total and partial Ionization cross sections of atoms and ions by electron impact, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 36, No. 2, p. 167, 1987
- [37] C. Chan, Reaction cross sections and rate coefficients related to the production of positive hydrogen ions, Lawrence Berkeley Laboratory, LBID-632, Berkeley, 1983
- [38] H. Tawara, T. Kato, Y. Nakai, Cross sections for electron capture and loss by positive ions in collision with atomic and molecular hydrogen, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 32, No. 2, 235-303, 1985
- [39] J. M. Peek, Theory of Electron- H_2^+ Dissociative Collisions, *Phys. Rev.* 10, 539, 1974
- [40] T. Shyn, W. Sharp, Y. Kim, Doubly differential cross sections of secondary electrons ejected from gases by electron impact: 25-250 eV on H_2 , *Phys. Rev. A*, Vol. 24, No. 1, p. 79, 1981
- [41] Takayanagi, Suzuki, Cross Sections For Atomic, Processes, Vol I, Processes Involving Hydrogen Isotopes, Their Ions, Electrons and Photons, Research Information Center, Institute of Plasma Physics, Nagoya, 1978
- [42] D. Rapp, *Phys. Rev. Letters* 14, 533, 1965
- [43] M. Flannery, H. Tai, D. Albritton, Cross sections for the photoionization of H_2 ($X1\Sigma_g^+$, $v_i = 0-14$) with the formation of H_2^+ ($X2\Sigma_g^+$, $v_i = 0-18$), and vibrational overlaps and Rn-Centroids for the associated vibrational transitions, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 20, No. 6, p. 563, 1977
- [44] F. Chan, The glauber and eikonal Approximations, p. 190

- [45] M. Basu, P. Mazumdar, A. Ghosh, Electron-impact of the $n=2$ level of atomic hydrogen at low incident energies, Phys. Rev. A, Vol. 26, No. 5, p. 3000, 1982
- [46] P. Coulter, Total inelastic-scattering cross sections by optical-potential methods, Phys. Rev. A, Vol. 23, No. 5, p. 2213, 1981
- [47] J. Callaway, K. Unnikrishnan, D. Oza, Optical-potential study of electron-hydrogen scattering at intermediate energies, Phys. Rev. A, Vol. 36, No. 6, p. 2576, 1987
- [48] L. Kieffer, Low-energy electron-collision cross-section data, Part 2, Joint Institute for Laboratory Astrophysics, Colorado, 1969
- [49] S. S. Prasad, Ionization of H(2s) and H(2p) by electron impact, proc. Phys. Soc., Vol. 87, 1966
- [50] P. Detrance, J. Phys. B, At. Mol. Phys. 15, 3509-3516, 1982
- [51] J. Phys. B 3, 1346, 1970
- [52] J. M. Wadehra, Phys. Rev. Letters 41, 26, 1795, 1978
- [53] R. Stephen Berry, Elementary attachment and detachment processes II, Advances in electronics and electron physics, Vol. 57, p. 1, 1981
- [54] R. K. Janev, D. Reiter, U. Samm. Collision Processes in Low Temperature Hydrogen Plasmas, http://www.eirene.de/report_4105.pdf, 2014
- [55] B. Peart, K. T. Dolder, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., Vol. 8, No. 9, 1975
- [56] A. Dalgarno, Terrestrial and extraterrestrial H_3^+ , Advances in atomic, molecular, and optical physics, Vol. 32, p. 57
- [57] J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., Vol. 12, No. 20, 1979

- [58] J. B. A. Mitchell, Hydrogenic Ion Recombination, Final Scientific Report U. S. Air Force Office of Scientific Research, Grant Number AFOSR-90-0042, 1991
- [59] D. H. Hummer, u.a.: Phys. Rev. 119, 668, 1960
- [60] Y. Nakai, T. Shirai, Cross sections for charge transfer of hydrogen atoms and ions colliding with gaseous atoms and molecules, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 37, No. 1, 69-101, 1987
- [61] H. Tawara, Atomic Data and Nuclear Data Tables 22, 491-525, 1978
- [62] Tatsuo Tabata and Toshizo Shirai, Analytic cross sections for collisions of H^+ , H_2^+ , H_3^+ , H , H_2 and H^- with Hydrogen Molecules, Atomic Data and Nuclear Data Tables 76, 1-25, 2000
- [63] T. F. Moran, The journal of chemical physics, Vol. 49, No. 8, 3411, 1968
- [64] S. Geltman, Astrophys. J., 136, 935, 1962
- [65] K. Wiesemann, Einführung in die Gaselektronik, B. G. Teubner Stuttgart, 1976
- [66] S. Sakabe, Y. Izawa, Cross sections for resonant charge transfer between atoms and their positive ions: collision velocity < 1 a.u., Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 49, No. 2, 257-314, 1991
- [67] J. Mosley, Phys. Rev. Letters 24, 435, 1970
- [68] Skinner, Bruneteau, Beremont, Courteille, Leroy, Bacal, Isotope effect and electron-temperature dependence in volume H^- and D^- ion sources, Phys. Rev. E, Vol. 48, Number 3, 1993
- [69] C. D. Child, Phys. Rev. 32, 492, 1911
- [70] R. Becker and W. Herrmannsfeldt, Rev. Sci. Instrum. 63, 2756, 1992

- [71] J. R. Coupland, T. S. Green, D. P. Hammond, A. C. Revière, A Study of the Ion Beam Intensity and Divergence Obtained from a Single Aperture Three Electrode Extraction System, *Rev. Sci. Instrum.* 44 (9), 1258-1270, 1973
- [72] R. Keller, *The Physics and Technology of Ion Sources*, Edited by Ian G. Brown, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1989
- [73] J. Liouville, *Journal de Mathématiques*, 3, 324, 1838
- [74] R. Chasman, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-16, 216, 1969
- [75] P. M. Lapostolle, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-18, 1101, 1971
- [76] K. Behringer, *Spektroskopische Diagnostik von Nichtgleichgewichtsplasmen*, Skript SS 2001.
- [77] National Institute of Standards and Technology: <http://www.nist.gov/>
- [78] B. Klump, U. Ratzinger, W. Schweizer and K. Volk, Development of a Pepper Pot Emittance Measurement Device for FRANZ, These Proceedings LINAC14, MOPP063, Geneva, Switzerland, 2014
- [79] K. Volk, Private Communication, 2013.
- [80] K. W. Ehlers and K. N. Leung, *Rev. Sci. Instrum.* 52, 1452, 1981
- [81] B. Klump, Private Communication, 2014.

Lebenslauf

<i>Name</i>	Waldemar Schweizer
<i>geboren am</i>	4. September 1979 in Saran/ Kasachstan
<i>Staatsbürgerschaft</i>	Deutsch
<i>Schulbildung</i>	1986-1989 Grundschule in Saran/ Kasachstan 1989-1994 Gymnasium in Saran/ Kasachstan 1994-1996 Haupschule in Wahlstedt 1996-1998 Berufliche Fachschule in Bad Segeberg, Fachrichtung Wirtschaft/ Realschulabschluss 1998-2002 Berufliches Gymnasium in Bad Segeberg, Fachrichtung Wirtschaft/ Abitur
<i>Zivildienst</i>	2002-2003 Zivildienst im Kindergarten Lebenshilfe in Wahlstedt
<i>Studium</i>	2003-2004 Beginn des Physikstudiums an der Universität Hamburg 2004 Weiterführung des Physikstudiums an der Goethe-Universität in Frankfurt am Main 2006-06-08 Diplom Vorprüfung 2006 Beginn der Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik/ Plasmaphysik, Thema: Entwicklung, Aufbau und Untersuchung eines MHD-Plasmaventils 2008-11-26 Diplom-Hauptprüfung 2008-12-01 Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik 2009-04-01 Beginn der Arbeiten zur vorliegenden Dissertation

Akademische Lehrer

W. Aßmus, J. Baumeister, T. Boller, H. Dinges, R. Dörner, M. Huth, J. Jacoby, H. Kähler, H. Klein, J. A. Maruhn, H. Podlech, U. Ratzinger, J. Schaffner-Bielich, A. Schempp, W. Schwarz, W. Scobel, B. Sonntag, H. Stöcker, K. Volk, J. Weidmann.

Danksagung

Das Zustandebringen einer wissenschaftlichen Arbeit ist in der Regel nie das Werk einer einzelnen Person. Aus diesem Grund möchte ich die Gelegenheit ergreifen und mich bei all denjenigen Menschen bedanken, die mich während der aufregenden Phase meiner akademischen Laufbahn begleitet haben.

Meinem Doktorvater und ersten Gutachter Herrn Prof. Dr. U. Ratzinger danke ich für die Aufnahme in das Institut für Angewandte Physik und für die Förderung der vorliegenden Arbeit. Auch meinem zweiten Gutachter Herrn Prof. Dr. H. Podlech bin ich zu Dank verpflichtet.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. K. Volk. Seine permanente tatkräftige Unterstützung und unerschöpflicher Einsatz bei der Planung und Durchführung dieser Doktorarbeit waren vom unschätzbaren Wert. Mit seinem Fachwissen und nicht zuletzt durch private Gespräche stand er mir stets zur Seite und wurde zu einem wertvollen Wegbegleiter.

Herrn Prof. Dr. H. Klein[†] danke ich für sein Interesse, seine Anregungen und konstruktive Kritik an meinem Forschungsprojekt.

Der Institutswerkstatt unter Leitung von Herrn S. Reploeg sowie seinen Mitarbeitern danke ich für die schnelle und sorgfältige Ausführung der in Auftrag gegebenen Arbeiten.

Der Elektronikwerkstatt unter Leitung von Herrn Ing. I. Müller danke ich für die hervorragende Arbeit bei der Reparatur der Elektronikbauteilen.

Ebenso gilt mein Dank an ehemalige Kommilitonen und Mitarbeiter, die mir zu jeder Zeit für konstruktive Gespräche zur Verfügung standen.

Und nicht zuletzt danke ich meinen Eltern Johann[†] und Lidia Schweizer, sowie meinem Bruder Alexander, die mich in jeglicher Hinsicht über all die Jahre tatkräftig unterstützt haben.