
ENTWICKLUNG UND PLASMAPHYSIKALISCHE
UNTERSUCHUNG EINES PLASMAFENSTERS ZUR
ERZEUGUNG HOHER DRUCKUNTERSCHIEDE

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Bernhard Friedrich Bohlender

aus Frankfurt am Main

Frankfurt 2019

(D30)

Vom Fachbereich Physik der Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan	Prof. Dr. M. Lang
Erster Gutachter:	Prof. Dr. J. Jacoby
Zweiter Gutachter:	Prof. Dr. O. Kester
Datum der Disputation:	29. Oktober 2019

*Zum Erfolg gibt es keinen Lift.
Man muß die Treppe benützen.*

- Emil Oesch

Summary

A plasma window is a device separating two areas of different pressures while letting particle beams traverse with little to no loss. This application of a setup called the cascaded arc discharge [1] has been introduced by A. Hershcovitch [2]. In the course of this thesis, such a plasma window with apertures of 3.3 mm and 5.0 mm has been set up and investigated for its sealing capabilities. Especially the link between the pressure properties relevant for applications in accelerator systems and the underlying plasma properties depending on global parameters such as the discharge current, the particle flux and the used aperture have been examined.

The sophisticated optical setup allowed for simultaneous acquisition of multiple spectra along the discharge axis. This allows for the measurement of the electron density and temperature at the same time. For the calculation of plasma parameters over 6700 spectra have been evaluated using a self-written code. Measured electron density varies from $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ up to $4.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The density depends on the discharge current as well as on the applied particle flux through the discharge. Electron temperature reaches values between 1 eV and 1.3 eV, slightly varying with the current and particle flux. As shown later, the measured plasma parameters and pressure data are in good agreement with other experiments and simulations performed on similar setups.

As working gas, a 98 %Ar-2 %H₂ mixture has been used due to the intense Stark broadening of the H _{β} -line and the well-described AR characteristics, enabling an accurate electron density and temperature analysis. At the low pressure side around some mbar, at the high-pressure side values reached up to 750 mbar while operating with particle fluxes between $4.5 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ and $18 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ along with discharge currents ranging from 45 A to 60 A. The achieved ratios between high and low pressure with an active discharge range accordingly from 40 to 150. This is an improvement of a factor up to 12 over the performance without an active discharge, i.e. the operation of an ordinary differential pumping stage.

In addition to the sealing capabilities, the presented setup proved to be suitable for the determination of Stark effect induced line broadening. A major advantage over similar experiments is the simultaneous evaluation of spectra emerging from positions along the discharge axis. The self-written code for spectra analysis is capable of accurate half-width determination and thus well suited for this and future applications.

Unique features of the presented plasma window include the afore mentioned simultaneous plasma parameter determination and the absence of ceramic insulators between the cooling plates. Optical analysis reveals no significant damage or wear to the components after an operation time well over 10 h, only the cathode needle needs replacement after 5 h. In the course of the conducted research, a Master's [3] and a Bachelor's [4] thesis have been successfully supervised.

As shown in this thesis, the developed plasma window is capable of sealing two areas of different pressures and the underlying plasma properties have been understood. The next step in further researching the presented plasma window is to explore potential applications, like as plasma strippers or as a safety device shielding an accelerator structure from experimental debris.

Zusammenfassung

Als Plasmafenster wird ein Aufbau bezeichnet, welcher zwei Bereiche unterschiedlicher Drücke voneinander trennt, Teilchenstrahlen jedoch nahezu verlustfrei passieren lässt. Diese Anwendung einer kaskadierten Bogenentladung [1] wurde von A. Hershcovitch vorgeschlagen [2]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein solches Plasmafenster mit Kanaldurchmessern von 3.3 mm und 5.0 mm aufgebaut sowie die erreichbaren Druckunterschiede untersucht. Auf der Bestimmung des Einflusses der Plasmaparametern und deren Abhängigkeit von äußeren Parametern auf die erreichbare Trennung der Druckbereiche liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit.

Ein ausgeklügeltes optisches System ermöglicht die simultane Aufnahme mehrerer Spektren entlang der Entladungssachse, welche die gleichzeitige Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur ermöglichen. Für die Analyse der Plasmaparameter aus über 6700 Spektren wird eine selbst entwickelte Software genutzt. Die gemessenen Elektronendichte reicht von $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ bis zu $4.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Sie skaliert sowohl mit der Entladungsstromstärke als auch dem Teilchenfluss. Für die Elektronentemperatur stellen sich Werte zwischen 1 eV und 1.3 eV ein, sie variiert nur leicht mit der Stromstärke und dem Teilchenfluss. Wie später gezeigt wird, stimmen die hier präsentierten Daten gut mit Ergebnissen aus Simulationen und Experimenten anderer Arbeitsgruppen überein.

Als Betriebsgas wurde eine 98 %Ar-2 %H₂ Mischung genutzt, da die Stark-Verbreiterung der H _{β} -Linie sowie die physikalischen Eigenschaften von Ar gut beschrieben sind und somit eine akkurate Elektronendichte- und -temperaturbestimmung ermöglichen. Während die Drücke auf der Niederdruckseite einigen mbar entsprechen, werden auf der Hochdruckseite Drücke bis zu 750 mbar bei Teilchenflüssen zwischen $4.5 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ und $18 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ sowie Stromstärken von 45 A bis 60 A erreicht. Die erzielten Druckverhältnisse entsprechen Werten zwischen 40 und 150, was eine Steigerung um einen Faktor von bis zu 12 gegenüber dem Druckverhältnis einer einfachen differentiellen Pumpstufe entspricht.

Zusätzlich zur Trennung der Druckbereiche kann am vorgestellten Experiment die Starkverbreiterung von Emissionslinien untersucht werden. Vorteilhaft gegenüber anderen Aufbauten ist hier die Möglichkeit, zeitgleich Spektren unterschiedlicher Elektronendichten aufzunehmen. Die entwickelte Software ist in der Lage, akkurate Halbwertsbreiten zu bestimmen und daher für eine solche Anwendung gut geeignet. Alleinstellungsmerkmale dieses Aufbaus sind unter anderem die angesprochene Möglichkeit der simultanen Bestimmung von Plasmaparametern und Linienverbreiterungen sowie der Verzicht auf Keramikisolatoren zwischen den Kühlplatten des Aufbaus. Optische Analysen ergaben keine signifikante Schädigung der Bestandteile des Aufbaus nach einer Betriebsdauer von über 10 h; einzig die Kathodenspitzen müssen alle 5 h ausgetauscht werden. Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit wurden eine Master- [3] sowie Bachelorarbeit [4] betreut und erfolgreich zum Abschluss gebracht.

Wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, ist das entwickelte Plasmapfenster in der Lage, zwei Bereiche unterschiedlicher Drücke zu trennen und diese Trennung sicher aufrecht zu erhalten. Die zugrundeliegenden Plasmaparameter sind erforscht und ihr Einfluss auf die Trennungseigenschaft des Plasmapfensters beschrieben. Als nächsten Schritt bietet sich die Erschließung technischer Einsatzmöglichkeiten des Plasmapfensters an, so könnte dieses als Plasmastripper oder zum Schutz einer Beschleunigerstruktur vor durch Kollisionsexperimente entstandene radioaktive Isotope oder Sekundärteilchen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
I. Theoretischer Hintergrund der genutzten physikalischen Modelle und Methoden	3
2. Theoretischer Hintergrund des Plasmazustandes	7
2.1. Definition des Plasmazustandes	7
2.2. Stoßprozesse	10
2.3. Makroskopische Modelle	13
3. Wandstabilisierte Bogenentladungen	19
3.1. Entstehung von raumladungsbeschwerten Gasentladungen im inhomogenen Feld	19
3.2. Beschreibung einer wandstabilisierten Bogenentladung	21
4. Grundlagen der Emissionsspektroskopie	27
4.1. Spektroskopie	27
4.2. Entstehung von Spektren	27
4.3. Linienstrahlung	30
4.4. Strahlungskontinuum	36
II. Aufbau, Mess- und Auswertemethodik	37
5. Experimenteller Aufbau	41
5.1. Aufbau des Plasmafensters	41
5.2. Elektrische Beschaltung des Aufbaus	46
5.3. Spektroskopischer Aufbau	47
6. Fehlerbetrachtung und Messmethodik	49
6.1. Allgemeine Fehlerbetrachtung	49
6.2. Aufzeichnung und Auswertung der elektrischen Parameter	51
6.3. Aufzeichnung und Auswertung der Spektren	54
6.4. Auswertung der Plasmaparameter	57
6.5. Aufzeichnung und Auswertung der gastechnischen Parameter	59
6.6. Messsystematik	61
7. Verarbeitung der Spektralaufnahmen	63
7.1. Notwendigkeit einer Software	63

7.2. Verwendung des aufgezeichneten Hintergrunds	63
7.3. Verarbeitung einer einzelnen Aufnahme	64
7.4. Verarbeitung eines einzelnen Spektrums	65
7.5. Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur	71
III. Darstellung der Messergebnisse	75
8. Elektrische Messdaten	79
8.1. Betriebsspannung und Verlustleistung	79
8.2. Elektrische Feldstärke und spezifische Leistung	82
9. Spektralaufnahmen	85
9.1. Identifikation der aufgezeichneten Linien	85
9.2. Zusammensetzung des Plasmas	88
9.3. Veränderung von γ_{Σ} mit der Elektronendichte	89
9.4. Veränderung von σ_{Σ} mit der Elektronendichte	93
9.5. Verhältnis von Linien atomaren Ursprungs zu solchen ionischen Ursprungs .	94
10. Plasmaparameter	95
10.1. Elektronendichte	95
10.2. Überprüfung des thermodynamischen Gleichgewichtes	98
10.3. Elektronentemperatur	99
10.4. Ionisationsgrad	102
10.5. Bestimmung der mittleren freien Weglänge	103
10.6. Abschätzung der Temperatur der schweren Teilchen	105
10.7. Entlang der Entladungssachse gemittelte Größen	108
11. Druckverläufe des Plasmafensters	111
11.1. Drücke entlang der Entladung	111
11.2. Drücke entlang des Gesamtaufbaus	114
IV. Diskussion und Ausblick	119
12. Diskussion der Ergebnisse	121
12.1. Abschätzungen den Strahltransport betreffend	123
13. Ausblick	127
Literaturverzeichnis	131

Einleitung

Die Kern- und Teilchenphysik ist auf hochbrillante, intensive und hochenergetische Teilchenstrahlen angewiesen. Daher sind Teilchenbeschleuniger ein wichtiges Werkzeug für diese Disziplinen und essentiell bei der Erforschung dessen, „*was die Welt im Innersten zusammenhält*“ [5, Zeilen 382f]. Forschung in diesen Gebieten an den Grenzen des Machbaren erfordern immer höhere Intensitäten und bessere Strahleigenschaften, insbesondere für die Produktion von intensiven Sekundärstrahlen bei Anlagen, welche radioaktive Strahlen für die Forschung oder Anwendung liefern [6]. Dafür sind neue Technologien erforderlich, welche diese Strahleigenschaften ermöglichen, sowie die dazugehörige Infrastruktur für die Beschleuniger liefern.

Bestimmte Anwendungen erfordern eine Trennung vom Vakuum, welches für die Beschleunigerstrahlen erforderlich ist, von Hochdruckbereichen, wie Gas-Ladungsstripper oder Strahlfenster z.B. zu Targetsystemen oder Experimenten. Ein Beispiel ist der Hochdruckgasstripper im GSI UNILAC [7] oder bei RIBF [8] des Riken Nishina Centers in Japan. Weitere Anwendungsbereiche umfassen beschleunigergetriebene Reaktorsysteme für Transmutation von Aktiniden [9, S.78ff] oder langlebigen Spaltprodukten [10]. Ebenso erfordern Anwendungen von Strahlen geladener Teilchen, Ionen und Elektronen, z.B. für die Materialmodifikation oder Schweißanwendungen, dass die Strahlen im Vakuum erzeugt, aber zur Materialprobe in einen höheren Druckbereich geleitet werden müssen [11].

Für die Trennung zwischen dem Vakuum eines Beschleunigers p_V und einem Bereich hohen Druckes p_H sind bisher zwei Methoden weitverbreitet:

1. *Differenzielle Pumpstufen*, sie erzeugen die Trennung durch die Verwendung langer Strahlrohre und mehrerer Vakuumpumpen. Der zu erreichende Druckquotient $q = \frac{p_H}{p_V}$ lässt sich durch

$$Q = \frac{\pi R^4}{16\eta L} \left(\frac{p_H^2 - p_V^2}{2p_V} \right) \xrightarrow{q^2 \gg 1} q = \frac{1}{\pi R^2} \sqrt{\frac{32\pi\eta L Q}{p_V}} \quad (1.1)$$

[abgeleitet aus 12, S.328] bestimmen. Für große Druckquotienten oder Kanalradien R wächst jedoch ihre Länge L stark an und erfordert entsprechend Platz.

2. *Feststofffolien*, z.B. aus Beryllium, sie erzeugen die Trennung durch das mechanische Verschließen des Kanals. Der Teilchenstrahl kann aufgrund seiner hohen Energie die Folie durchdringen, hinterlässt bei hoher Intensität jedoch signifikante Schädigungen, welche zu spontanem Versagen der Folie führen können.

Um die Nachteile der oben aufgeführten Methoden zu verbessern, schlug A. Hershcovitch [2] vor, den Druckgradienten einer einfachen differentiellen Pumpstufe durch das Einbringen eines Plasmas in den Kanal zu verbessern. Diese Technik, das *Plasmafenster* (engl. *Plasma*

Window), verbindet die Langlebigkeit einer differenziellen Pumpstufe mit den kompakten Ausmaßen von Aufbauten mit Feststofffolien. Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute und untersuchte Plasmafenster besteht aus einem segmentierten Kanal, welcher zwei Kammern unterschiedlicher Drücke miteinander verbindet und in dem eine Entladung gezündet wird.

Im Rahmen dieser Arbeit soll der Druckgradient mit plasmaphysikalischen Kenngrößen in Verbindung gebracht und deren Einfluss genauer untersucht werden. Die äußeren Parameter des Experimentes wie Stromstärke, Kanaldurchmesser sowie Volumendurchfluss werden dazu variiert und ihr Einfluss auf innere Parameter des Plasmas, wie Elektronendichte und -temperatur untersucht.

Das Ziel dieser Arbeit ist also die Konstruktion und plasmaphysikalische Charakterisierung eines Plasmafensters zur dauerhaften Trennung Bereiche unterschiedlicher Drücke. Dabei steht der Einfluss der Plasmamaparameter auf die erreichbaren Druckquotienten zwischen Hoch- und Niederdruck sowie deren Beeinflussbarkeit durch äußere Parameter im Fokus. Für die Analyse des Einflusses der verschiedenen Faktoren auf die erreichbaren Druckunterschiede ist die vorliegende Arbeit in vier Teile eingeteilt:

1. Der erste Teil befasst sich mit den theoretischen Grundlagen, welche zum Verständnis der Plasmacharakteristika notwendig sind. Er beginnt mit einer Einführung der wichtigsten plasmaphysikalischen Größen und Modelle in Kap. 2. Anschließend wird in Kap. 3 auf den hier behandelten Fall einer wandstabilisierten Bogenentladung eingegangen, bevor in Kap. 4 eine Einführung in Emissionsspektroskopie gegeben wird. Diese ist die primäre Plasmadiagnostik und für die Beschreibung des Plasmafensters von großer Bedeutung.
2. Im zweiten Teil wird auf den entwickelten Aufbau sowie die Mess- und Auswertemethodik eingegangen. Zunächst wird in Kap. 5 der Aufbau, seine Bestandteile und die Beschaltung desselben beschrieben. Darauf folgend wird in Kap. 6 die verwendete Fehlerfortpflanzung und Messmethodik erläutert, bevor zum Abschluss dieses Teils in Kap. 7 die eigens zur Auswertung der erhobenen Spektren geschriebene Software anhand eines Beispielspektrums verdeutlicht wird.
3. Der dritte Teil dient der Darstellung der erhobenen Messwerte und daraus abgeleiteter Größen. Zu Beginn werden in Kap. 8 die elektrischen Messdaten präsentiert, bevor in Kap. 9 auf die aus den erhobenen Spektren abgeleiteten Daten eingegangen wird. Nachdem im Anschluss in Kap. 10 die aus den Spektraldaten abgeleiteten Plasmamaparameter diskutiert werden, findet in Kap. 11 die Analyse der Druckdaten statt.
4. Zum Abschluss der Arbeit werden in Kap. 12 die zuvor präsentierten Ergebnisse zusammengefasst und diskutiert, dort finden auch Abschätzungen den Strahltransport durch das Plasmafenster betreffend statt. Zu guter Letzt werden in Kap. 13 Möglichkeiten zur weiteren Entwicklung, Forschung und Nutzung des entwickelten Plasmafensters dargestellt.

Teil I.

Theoretischer Hintergrund der genutzten physikalischen Modelle und Methoden

Die folgenden Kapitel dienen der Einführung wichtiger Modelle und Kenngrößen, welche für die Beschreibung der in dieser Arbeit behandelten Materie verwendet werden.

Es wird zunächst in Kap. 2 auf als *Plasma* bezeichnete Materie im Allgemeinen eingegangen und eine Klassifizierung von Plasmen erarbeitet. Im Anschluss werden Stoßprozesse innerhalb eines solchen Plasmas erläutert, welche für die Energiebalance der im Plasma vorhandenen Teilchen von großer Bedeutung sind. Im folgenden wird auf makroskopische Modelle, welche die Beschreibung eines Plasmas ermöglichen, eingegangen. Insbesondere das in Kap. 2.3.4 beschriebene Verhältnis der kinetischen Energien von Elektronen und schweren Teilchen ist für die erreichbaren Druckverhältnisse von großer Bedeutung.

Nachdem wichtige Charakteristika von Plasmen im Allgemeinen besprochen wurden, wird in Kap. 3 der spezielle Fall eines Plasmas als *wandstabilisierte Bogenentladung* besprochen. Zunächst wird die Entstehung einer solchen Entladung erläutert, daran anschließend werden einige typische Kenngrößen dieser Entladungsart und ihre Verknüpfung mit den Plasmaparametern behandelt.

Zum Abschluss dieses Teils der Arbeit werden in Kap. 4 die *Grundlagen der Emissionsspektroskopie*, welche die wichtigste betriebene Diagnostik darstellt, diskutiert. Dabei wird auf die Entstehung von Spektren innerhalb eines Plasmas, sowie die Linien- und Kontinuumsstrahlung eingegangen. Die aufgezeichnete Linienstrahlung wird später in Kap. 9 und Kap. 10 genutzt, um Rückschlüsse auf den inneren Zustand des Plasmas zu ziehen.

Bei der Einführung und Diskussion der entsprechenden Größen und Modelle wird nur auf die für die vorliegende Arbeit wichtigen Begriffe ausführlich eingegangen. Für tiefer gehende Informationen wird an den entsprechenden Stellen auf weiterführende Literatur verwiesen.

Theoretischer Hintergrund des Plasmazustandes

2.1. Definition des Plasmazustandes

Als *Plasma* wird in der Physik ein Materiezustand bezeichnet, welcher sich durch die mögliche Beeinflussung des kollektiven Verhaltens des Mediums durch elektrische Felder auszeichnet. Irving Langmuir führte den Begriff Plasma erstmals 1928 [13, S.628] ein, als er sich mit Oszillationen in ionisierten Gasen beschäftigte. Er bezog sich dabei auf *stark ionisierte, quasineutrale* Entladungen in Form von Quecksilberbogenentladungen. Um als Plasma bezeichnet zu werden, muss Materie

- einen genügend großen Anteil freier Ladungsträger, $n_{\text{frei}}/n_{\text{ges}} \geq 10^{-4}$, enthalten, um kollektiv auf externe elektrische Felder zu reagieren, vgl. [14, S.41] und Kap. 2.1.2,
- ungefähr so viele positive wie negative Ladungsträger enthalten, sodass es von außen betrachtet elektrisch neutral wirkt [13, S.628] und Kap. 2.1.1, diese Forderung wird auch als Forderung nach *Quasineutralität* bezeichnet.

Um die in dieser Arbeit beschriebene Materie als Plasma klassifizieren zu können, wird im Folgenden auf physikalische Modelle eingegangen, die eine Definition des Plasmazustandes mathematisch ermöglichen.

2.1.1. Debye-Länge

Da ein Plasma im direkten Umfeld der einzelnen Ladungsträger nicht neutral ist, lässt sich die Quasineutralität nur makroskopisch, also bei Betrachtung einer genügend großen Ausdehnung des Mediums erfüllen. Zur Beschreibung des minimalen Abstandes, ab welchem eine Ladung innerhalb eines Plasmas elektrisch abgeschirmt ist, wird die *Debye-Länge* genutzt. Sie beschreibt den Abstand zu einem Ladungsträger, bei dem sein elektrisches Potential auf den $1/e$ -ten Teil seines Maximums abgefallen ist. Die Debye-Länge lässt sich aus der Poisson-Gleichung [15, S.170] herleiten, wenn man die Elektronen als frei beweglich vor einem statischen Ionenhintergrund annimmt [14, S.37]. Löst man die Poisson-Gleichung entsprechend, so erlangt man folgenden Ausdruck für die Debye-Länge λ_D :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.1)$$

Dabei sind ε_0 die elektrische Feldkonstante, k_B die Boltzmannkonstante, T_e die Temperatur der Elektronen, n_e deren Dichte und e die Elementarladung. Zur Erfüllung der

Quasineutralität muss die Ausdehnung L eines Plasmas also größer sein als λ_D [16, S.339]:

$$L \gg \lambda_D$$

Darüber hinaus müssen sich innerhalb einer Sphäre mit dem Radius λ_D um ein Ion sehr viel mehr als ein Teilchen befinden.

$$N_D = \frac{3}{4} \pi \lambda_D^3 (n_e + n_i) \gg 1$$

Dabei ist n_i die Dichte der Ionen und N_D die Anzahl der Teilchen innerhalb dieser Sphäre. Ist dies nicht erfüllt, so sind die Teilchen des Mediums zu weit von einander entfernt, um kollektives Verhalten zu ermöglichen.

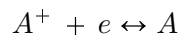
Für das in dieser Arbeit behandelte Plasma betragen die Elektronendichten $n_e \approx n_i \geq 8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ bei Elektronentemperaturen über $12 \times 10^3 \text{ K}$, siehe auch Kap. 10. Damit ergeben sich für λ_D und N_D :

$$\lambda_D \approx 2.8 \times 10^{-7} \text{ m} \quad \rightarrow \quad N_D \approx 95.6$$

Die Forderung nach einer genügend hohen Anzahl an Ladungsträgern innerhalb einer Sphäre mit dem Radius λ_D ist somit erfüllt. Die Ausdehnung des Plasmas ist in radialer Richtung mit einigen mm, in axialer mit einigen cm sehr viel größer als die Debye-Länge.

2.1.2. Saha-Verteilung

Um die Forderung nach einem genügend hohen Anteil freier Ladungsträger zu erfüllen, geht man im einfachsten Fall davon aus, dass alle Spezies des Plasmas die gleiche mittlere kinetische Energie haben. Das Plasma befindet sich dann in einem sogenannten *thermodynamischen Gleichgewicht*, siehe auch Kap. 2.3.4. Unter dieser Annahme lässt sich der Anteil der einzelnen Ionisationsstufen an der Gesamtdichte bestimmen. Dazu wird das Gleichgewicht der Stoßionisation



zwischen Elektronen e^- , Atomen A und Ionen A^+ gesucht, siehe Kap. 2.2.1 für eine ausführlichere Diskussion von Stoßprozessen. Bei der Betrachtung eines quasineutralen Plasmas im thermodynamischen Gleichgewicht gilt für das Verhältnis der Dichten der Atome n_a , Ionen n_i und Elektronen n_e die sogenannte *Saha-Gleichung* [17, S.138]:

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{g_e Q_i}{Q_a} \left(\frac{m_e k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{\epsilon_{\text{ion}}}{k_B T} \right] \quad (2.2)$$

In (2.2) steht $g_e = 2$ für das statistische Gewicht freier Elektronen, T beschreibt die Temperatur des betrachteten Plasmas, m_e ist die Masse der Elektronen und ϵ_{ion} die

Ionisationsenergie des betrachteten Grundzustandes. Die Q_j stehen für die statistischen Gewichte der betrachteten Ionisationsstufen.

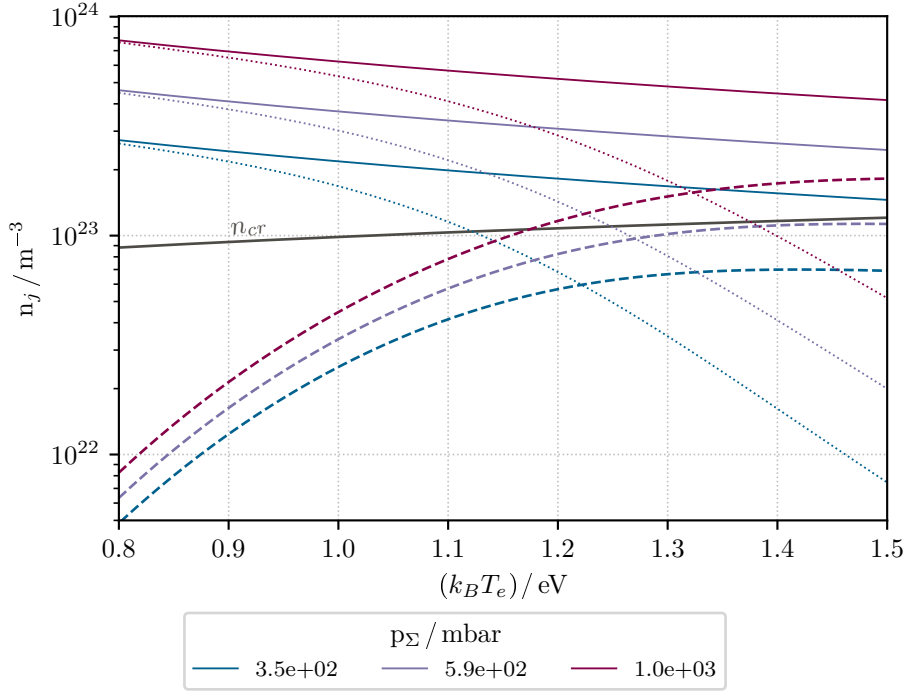


Abb. 2.1.: Teilchendichten für Argon-Atome (gepunktet), Ar^+ -Ionen sowie Elektronen (gestrichelt) und die Gesamtdichte (durchgezogen) für verschiedene Gesamtdrücke. Die Werte ergeben sich aus (2.2), (2.9) und (2.10) unter der Annahme eines LTE, siehe Kap. 2.3.4. Die dunkelgraue Linie ist die nach (2.17) bestimmte notwendige Elektronendichte n_{cr} für das Einstellen eines LTE zwischen ARI und ARII. Erst wenn die Ionen- bzw. Elektronendichte diese Grenze überschreitet, ist der nach (2.2) berechnete Ionisationsgrad physikalisch sinnvoll.

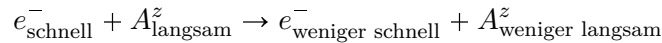
Abb. 2.1 stellt die Dichte der einzelnen Spezies eines einfach ionisierten Argonplasmas bei unterschiedlichen Drücken dar. Bei der Erstellung dieser Abbildung wird von einer Saha-Verteilung der Spezies ausgegangen. Aus ihr wird deutlich, dass der Ionisationsgrad vom Druck und der Temperatur abhängig ist. Durch Vergleich der errechneten Ergebnisse mit der notwendigen Elektronendichte für das Einstellen eines *lokalen thermodynamischen Gleichgewichts* (LTE), siehe Kap. 2.3.4, in Abb. 2.1 dunkelgrau dargestellt, wird deutlich, dass der mittels der Saha-Gleichung bestimmte Ionisationsgrad erst für hohe Drücke oder hohe Temperaturen physikalisch sinnvoll ist.

Für Plasmen, deren Dichten die Beschreibung des Plasmazustandes als LTE nicht zulassen, müssen computergestützte Berechnungen durchgeführt werden, um den Ionisationsgrad bestimmen zu können. Eine Quelle für solche Berechnungen ist *FLYCHK* [18]. Dort durchgeführte Berechnungen mit den innerhalb dieser Arbeit erhobenen Elektronendichten und -temperaturen ergeben Ionisationsgrade von deutlich über 10^{-4} , siehe auch Kap. 10.4. Daher lässt sich die in dieser Arbeit untersuchte Materie als Plasma klassifizieren.

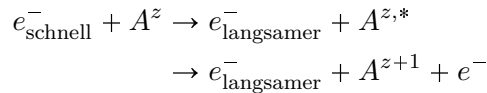
2.2. Stoßprozesse

Da Energieübertrag und -umwandlung innerhalb eines Plasmas primär über Stoßprozesse erfolgt, werden diese im folgenden Kapitel näher beschrieben. Dazu wird nachfolgend eine Übersicht über verschiedene Kategorien von Stoßprozessen gegeben [15, S.100f]. Ein hochgestellter Stern * bezeichnet einen angeregten Zustand, während z den Ladungszustand des Atoms ($z = 0$) oder Ions anzeigt. A und B stehen für beliebige Atome oder Ionen des Plasmas.

- (i) *Elastische Stöße*: Die gesamte kinetische Energie bleibt erhalten, es verändert sich nur der Impuls der einzelnen Teilchen, z.B.



- (ii) *Inelastische Stöße*: die gesamte kinetische Energie ist nicht mehr erhalten, ein Teil von ihr wird für Anregungs- oder Ionisationsprozesse aufgewandt, z.B.



Für die Angleichung der Temperaturen der einzelnen Teilchenspezies, also des Einstellens eines *thermodynamischen Gleichgewichtes*, sind *elastische Stöße* verantwortlich, siehe auch Kap. 2.3.4. Um die Zahl der dafür notwendigen Stöße abschätzen zu können, wird der maximale Energieübertrag bei einem elastischen Stoß betrachtet. Dieser ergibt sich mit m sowie m' als Massen der beteiligten Teilchen zu [15, S.100]:

$$\frac{\Delta \epsilon_{\text{kin}}}{\epsilon_{\text{kin}}} = \frac{2 m m'}{(m + m')^2} \quad (2.3)$$

Betrachtet man Stöße unter gleich schweren Teilchen, also Stöße innerhalb einer Spezies, so findet man mit (2.3), dass sich die Energie bereits nach wenigen Stößen angeglichen hat. Berechnet man jedoch den Energieübertrag für Elektron \leftrightarrow Ar-Stöße, so beläuft sich $\frac{\Delta \epsilon_{\text{kin}}}{\epsilon_{\text{kin}}}$ auf 2.75×10^{-5} . Dies bedeutet, dass für eine Angleichung der Energien über 10.000 Stöße zwischen Elektronen und Ar-Teilchen nötig sind. Die sich daraus ergebenden Konsequenzen für die Beschreibung von Plasmen werden in Kap. 2.3.4 näher besprochen.

Bei *inelastischen Stößen* hingegen wird kinetische Energie der stoßenden Teilchen dazu aufgewandt, ein Atom oder Ion anzuregen bzw. weiter zu ionisieren. Diese Prozesse sind von elementarer Bedeutung für das Entstehen des Plasmazustandes, der Generation freier Ladungsträger und der Entstehung von Spektren, siehe auch Kap. 4.3. Diese werden im Folgenden näher beschrieben.

2.2.1. Inelastische Stoß- und Rekombinationsprozesse

Die Entstehung von Strahlung innerhalb eines Plasmas wird von inelastischen Stößen dominiert, über diese wird die kinetische Energie der Teilchen in Strahlung umgewandelt. Es existiert zu jedem Prozess ein Umkehrprozess, welcher die umgekehrte Reaktion beschreibt. Die wichtigsten Prozesse sind in Tab. 2.1 dargestellt.

Stoßionisation $A^z + e^-$	\leftrightarrow	3-Körperrekombination $A^{z+1} + e^- + e^-$
Photoionisation $A^z + h\nu$	\leftrightarrow	Photorekombination $A^{z+1} + e^-$
Stoßanregung $A^z + e^-$	\leftrightarrow	Stoßabregung $A^{*z} + e^-$
spontane Emission A^{*z}	\leftrightarrow	Absorption $A^z + h\nu$
Bremsstrahlung $A^z + e^-_{\text{schnell}}$	\leftrightarrow	inverse Bremss. $A^z + e^-_{\text{langsamer}} + h\nu$

Tab. 2.1.: Stoßprozesse und ihre Umkehrungen, nach [15, S.109ff]

Der obere Abschnitt in Tab. 2.1 umfasst Prozesse, die den Ladungszustand eines involvierten Teilchens ändern. Für die Entstehung der Strahlung innerhalb eines Plasmas sind die *Photorekombination*, *spontane Emission* und *Bremsstrahlung* von besonderer Bedeutung, diese werden in Kap. 4.2 näher besprochen.

2.2.2. Boltzmann-Verteilung

Ein der Saha-Gleichung ähnlicher Ausdruck zur Beschreibung der sich durch inelastische Stöße einstellende Besetzungsdichte verschiedener Zustände (p, q) innerhalb einer Teilchenspezies lässt sich, ebenfalls unter der Annahme eines thermodynamischen Gleichgewichtes, aufstellen:

$$\frac{n_p}{n_q} = \frac{g_p}{g_q} \exp \left[-\frac{\epsilon_p - \epsilon_q}{k_B T_e} \right] \quad (2.4)$$

(2.4) ist die sogenannte *Boltzmannverteilung* [16, S.163]. Dabei geben die Indizes p und q den energetisch höheren bzw. niedrigeren Zustand an. Die ϵ_j beziehen sich auf die Energie des jeweiligen angeregten Zustandes in Bezug zum Grundzustand. Der in ihr dargestellte Zusammenhang zwischen den Besetzungen unterschiedlicher angeregter Zustände einer Teilchenspezies und der Elektronentemperatur $k_B T_e$ wird später für die Temperaturbestimmung genutzt, vgl. Kap. 4.3 sowie Kap. 7.5.2.

2.2.3. Mittlere freie Weglänge

Die Strecke, welche ein Teilchen im Mittel zwischen zwei Stößen zurücklegt, wird *mittlere freie Weglänge* l genannt. Da, wie in Kap. 2.2 beschrieben, der Energieübertrag innerhalb eines Plasmas primär über Stöße geschieht, ist die mittlere freie Weglänge für viele Plasmamodelle eine wichtige Größe. Nach [19, S.157] gilt für die mittlere freie Weglänge von Elektronen unter der Betrachtung von Stößen mit Atomen:

$$l_{ea} = \frac{1}{n_a \sigma_{ea}} \quad (2.5)$$

In (2.5) ist σ_{ea} der Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Elektronen und Atomen der Dichte n_a . Wird der Stoß zwischen Elektronen und Ionen der Ladung $Z = 1$ betrachtet, folgt mit dem Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda_c$, [16, S.196]:

$$l_{ei} = 36\pi \frac{\epsilon_0^2 (k_B T_e)^2}{e^4 n_e \ln \Lambda_c} \quad (2.6)$$

Der dort genutzte Coulomb-Logarithmus kann für $Z = 1$ berechnet werden als [20, S.34]

$$\ln \Lambda_c = 23 - \ln \left[\left(n_e / \text{cm}^{-3} \right)^{1/2} (k_B T_e / \text{eV})^{-3/2} \right]$$

Werden Stöße zwischen Elektronen und Atomen sowie Ionen berücksichtigt, folgt für die gesamte mittlere freie Weglänge $l_{e,\Sigma}$ nach [15, S.107]:

$$l_{e,\Sigma}^{-1} = \sum_j l_{ej}^{-1} = l_{ea}^{-1} + l_{ei}^{-1} \quad (2.7)$$

(2.7) wird in Kap. 10 genutzt, um aus den dort präsentierten Plasmametern die mittlere freie Weglänge zu bestimmen.

Mobilität

Die *Mobilität* μ_j ist ein Maß für die Fähigkeit der einzelnen Spezies j , aus einem anwesenden elektrischen Feld Energie aufzunehmen. Für sie gilt [19, S.156]:

$$\mu_j = \frac{|q_j|}{m_j \nu_j} = \frac{|q_j|}{m_j \langle v_j \rangle} l_{j,\Sigma} \quad (2.8)$$

In (2.8) steht q_j für die Ladung der betrachteten Spezies und ν_j für die Kollisionsfrequenz dieser Spezies mit anderen Teilchen. Aus dieser Gleichung ist direkt ersichtlich, dass die Mobilität der Elektronen aufgrund ihrer geringeren Masse größer ist als die der Ionen, sie nehmen daher Energie aus dem elektrischen Feld schneller auf und dominieren die Stoßprozesse innerhalb eines Plasmas.

2.3. Makroskopische Modelle

Da ein Plasma aus einem Gas hervor geht liegt es nahe, das makroskopische Verhalten des Plasmas aus dem eines Gases abzuleiten. Dies und eine Abschätzung der Zulässigkeit dieses Vorgehens ist Ziel des folgenden Kapitels, dabei wird mit der Zustandsgleichung des idealen Gases begonnen:

$$p_i = N_i/V k_B T_i = n_i k_B T_i \quad (2.9)$$

Dabei ist in (2.9) p_i der Druck einer Teilchensorte i , der sogenannte *Partialdruck*, V das betrachtete Volumen, n_i die Volumendichte der Spezies und T_i ihre Temperatur. (2.9) verknüpft messbare Parameter und lässt mit dem *Dalton-Gesetz* [15, S.8]

$$p_\Sigma = \sum_i p_i \quad (2.10)$$

die Beschreibung eines Gesamtsystems durch den Gesamtdruck p_Σ zu. Werden Temperatur und Dichte der in einem Plasma vorhandenen Teilchenspezies gemessen, so kann der im Plasma herrschende Druck bestimmt werden.

2.3.1. Ideale Plasmen

Da (2.9) fundamentale makroskopische Größen miteinander verknüpft, ist es wünschenswert, sie auch für Plasmen anzuwenden. Unter der Bedingung, dass die kinetische Energie ϵ_{kin} der Plasmateilchen sehr viel größer als ihre potentielle Energie ϵ_ϕ im Feld der anderen Teilchen ist, kann man davon ausgehen, dass sich die Teilchen auf geraden Trajektorien zwischen zwei Stößen bewegen. Diese Annahme entspricht der Theorie des idealen Gases. Das Verhältnis $\Gamma = \frac{\epsilon_\phi}{\epsilon_{kin}}$ wird *Kopplungsfaktor* genannt und lässt sich ausdrücken als [16, S.337]:

$$\Gamma = \frac{\epsilon_\phi}{\epsilon_{kin}} = \frac{e^2 n_e^{1/3}}{4 \pi \epsilon_0} \frac{2}{3 k_B T_e} \quad (2.11)$$

Ist Γ sehr viel kleiner als 1, spricht man von einem idealen Plasma. Für die Parameter des in dieser Arbeit behandelten Plasmas, $n_e \leq 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e \geq 11\,600 \text{ K}$, ergibt sich

$$\Gamma \leq 3.23 \times 10^{-2}$$

Daher kann das hier behandelte Plasma als ideal angenommen werden und die Verwendung des idealen Gasgesetzes für die Beschreibung des Plasmas ist zulässig.

2.3.2. Geschwindigkeits-Verteilung

Durch die Stöße der Plasmateilchen untereinander gleichen sich ihre mittleren kinetischen Energien an, allerdings werden nie alle Teilchen genau die gleiche kinetische Energie haben. Es stellt sich daher die Frage nach einer Verteilungsfunktion f_j , welche die Dichte

einer Teilchenspezies n_j mit bestimmter kinetischer Energie bei gegebener Temperatur T_j beschreibt. Mit den Forderungen,

- dass sich sehr viel mehr als ein Teilchen in jedem quantenmechanischen Zustand befinden, $N_k \gg 1 \forall k$
- und die Funktion ein Maximum im Erwartungswert hat, $\langle f_j \rangle = \max(f_j)$

lässt sich eine Verteilungsfunktion aufstellen, welche die Dichte der Teilchen mit einer Geschwindigkeit im Intervall $[|\mathbf{v}|, |\mathbf{v}| + d|\mathbf{v}|]$ bei gegebener Durchschnittstemperatur T_j und Masse m_j beschreibt [14, S.23]:

$$f_j(\mathbf{v}) = n_j \left(\frac{m_j}{2\pi k_B T_j} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{m_j |\mathbf{v}|^2}{2 k_B T_j} \right] \quad (2.12)$$

(2.12) ist die sogenannte *Maxwell-Boltzmann-Verteilung (MBV)*, welche auf die Dichte der Teilchen mit einer Geschwindigkeit im Intervall $[|\mathbf{v}|, |\mathbf{v}| + d|\mathbf{v}|]$ normiert ist. Aus ihr lässt sich die mittlere $|\overline{\mathbf{v}_j}|$ bestimmen [15, S.2f]:

$$|\overline{\mathbf{v}_j}| = \frac{1}{n_j} \int \mathbf{v}_j f_j(\mathbf{v}) d\mathbf{v}_j = \sqrt{\frac{8 k_B T_j}{\pi m_j}} \quad (2.13)$$

(2.13) wird in Kap. 2.3.3 dazu genutzt, um den Begriff der Temperatur zu erörtern.

2.3.3. Konzept der Temperatur

Um die Bedeutung des Temperaturbegriffes zu erläutern, wird zunächst die kinetische Energie einer rein thermischen Bewegung der Teilchen mit mittlerer Geschwindigkeit $|\overline{\mathbf{v}_j}|$ betrachtet:

$$\frac{1}{2} m \overline{\mathbf{v}_j}^2 = \frac{1}{2} m \left(\overline{v_{j,x}^2} + \overline{v_{j,y}^2} + \overline{v_{j,z}^2} \right) = \frac{3}{2} m \overline{v_{j,x}^2}$$

Kombiniert man dieses Ergebnis mit dem Erwartungswert der Energie $\overline{\epsilon_{j,x}} = \frac{3}{2} k_B T_j$, entsteht folgender Ausdruck zur Verknüpfung von kinetischer Energie und Temperatur [15, S.2]:

$$\frac{m \overline{\mathbf{v}_j}^2}{2} = \overline{\epsilon_{j,x}} = k_B T_j \quad (2.14)$$

Gleichung (2.14) ermöglicht eine formale Definition des Temperaturbegriffs: Die Temperatur T_j einer Teilchensorte j ist also mit dem Erwartungswert der kinetischen Energie $\epsilon_{j,\text{kin}}$ der Teilchen verknüpft. In der Plasmaphysik wird die so definierte Temperatur häufig in Elektronenvolt $[k_B T] = 1 \text{ eV}$ angegeben, dabei gilt folgender Zusammenhang:

$$1 \text{ eV} \hat{=} 11.600 \text{ K}$$

Sind die Geschwindigkeiten aller Spezies des Plasmas durch Verteilungsfunktionen mit derselben Temperatur beschreibbar, so spricht man von einem *thermodynamischen Gleichgewicht*. Die dafür notwendigen Bedingungen werden in Kap. 2.3.4 besprochen.

Zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur

Für die zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur $k_B T_e$ wird bei [16, S.533] folgender Ausdruck angegeben:

$$\frac{3}{2} \frac{dk_B T_e}{dt} = \left[\frac{e^2 |\mathbf{E}|^2}{m_e \nu_{ea}^2} - \delta(k_B T_e - k_B T_h) \right] \nu_{ea} \quad (2.15)$$

Dabei entspricht ν_{ea} der Kollisionsfrequenz zwischen Elektronen und Atomen, der linke Term innerhalb der Klammer der durchschnittlich aus dem elektrischen Feld aufgenommenen Energie pro mittlerer freier Weglänge und der rechte dem durchschnittlichen Verlust durch den Stoß mit einem Atom. (2.15) wird in Kap. 10.6 zur Abschätzung der Temperatur der schweren Teilchen genutzt.

2.3.4. Thermodynamisches Gleichgewicht

Viele Herleitungen und Modelle dieser Arbeit, inklusive derer der spektroskopischen Analyse des Plasmas, bedienen sich der Annahme, dass die Teilchen des Plasmas sich in einem der im Folgenden geschilderten *thermodynamischen Gleichgewichte* befinden. Daher sind die nachfolgend formulierten Gleichungen für die zum Einstellen von Gleichgewichten notwendigen Elektronendichten elementar für die Charakterisierung des in dieser Arbeit behandelten Plasmas. Plasmen, die keine der im folgenden definierten Kriterien erfüllen, werden auch als *nLTE* für eng. *non local thermodynamic equilibrium* Plasmen bezeichnet.

Vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht

Als thermodynamisches Gleichgewicht, *CTE* für eng. *complete thermodynamic equilibrium*, wird im Kontext von Plasmen ein Zustand bezeichnet, in dem alle Teilchen Verteilungsfunktionen derselben Temperatur (vgl. Kap. 2.3.2) folgen. Das Gesamtsystem lässt sich dann durch eine einzige Temperatur $k_B T$ beschreiben. Um diesen Zustand zu erreichen, müssen sich die in Tab. 2.1 angegebenen Prozesse mit ihren jeweiligen inversen Prozessen im Gleichgewicht befinden, also die Reaktionen in beide Richtungen gleich häufig stattfinden [21, S.5]. Die Forderung nach einem Gleichgewicht zwischen Prozess und seinem Inversen bedingt große räumliche Ausdehnungen oder große Dichten. Die am schwierigsten zu erfüllende Bedingung ist, dass kein Photon das Plasma verlassen darf. Diese Forderung wird auch *Strahlungsgleichgewicht* genannt [22, S.84]. Bedingungen, die zu einem *CTE* führen, sind zwar in Sternen aber quasi nie in laborerzeugten Plasmen zu finden [15, S.194].

Lokales thermodynamisches Gleichgewicht

Damit Plasmen dennoch statistisch beschrieben werden können, wird das Modell des lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes, *LTE* für eng. *local thermodynamic equilibrium* eingeführt. Für das Einstellen eines LTEs sind die Bedingungen weniger strikt als für ein CTE, es werden die Forderung nach dem Strahlungsgleichgewicht vernachlässigt und nur kleine Raumzellen betrachtet [15, S.164f]. Eine verbreitete Definition eines LTEs geht davon aus, dass Strahlung, welche innerhalb des Plasmas entsteht, dieses verlässt, ohne zu Gleichgewichten beizutragen. Damit sich dennoch eine Temperaturangleichung einstellen kann, sind für das Zustandekommen eines LTEs hohe Kollisionsraten vonnöten, welche weiterhin die Anwendung der Saha- und Boltzmann-Verteilungen ermöglichen [23, S.122ff].

Um Kriterien festzulegen, die das Vorhandensein oder Einstellen eines LTE beschreiben, wird in den hier zitierten Quellen der Ansatz von Griem [24, S.150f] verfolgt. Dieser geht davon aus, dass die Anregung durch Stöße eine Größenordnung stärker sein muss als die spontane Emission. Unter dieser Annahme lassen sich Kriterien für die Überprüfung eines LTE formulieren, welche stark von der Elektronendichte abhängen, da die Elektronen durch ihre größere Mobilität die Stoßprozesse dominieren, vgl. Kap. 2.2.3. Für das Einstellen eines LTEs zwischen zwei aufeinander folgenden Ionisationsstufen derselben Spezies ergibt sich der Argumentation Salzmanns [23, S.139ff] folgend für die notwendige Elektronendichte:

$$\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \geq 1 \times 10^{14} \left(\frac{k_B T_e}{\text{eV}} \right)^3 \left(\frac{\epsilon_{\text{Ion}}}{k_B T_e} \right)^{5/2} \quad (2.16)$$

In (2.16) sind ϵ_{Ion} die notwendige Ionisationsenergie und $k_B T_e$ die Elektronentemperatur. Mit $\epsilon_{\text{Ion}} = 15.76 \text{ eV}$ [25] und $k_B T_e \approx 1 \text{ eV}$ folgt für die notwendige Dichte zum Einstellen eines Gleichgewichtes zwischen ARI und ARII:

$$n_e \geq 9.86 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (2.17)$$

Ab dieser Dichte lässt sich die Verteilung der betrachteten Ionisationsstufen durch die Saha-Gleichung (2.2) beschreiben, dargestellt in Abb. 2.1.

Damit die Zustände innerhalb einer Spezies Boltzmann-verteilt sind, wird in [17, S.140] folgender Zusammenhang für die notwendige Elektronendichte $n_{e,\text{spezies}}$ angegeben:

$$\frac{n_{e,\text{spezies}}}{\text{cm}^{-3}} \geq 1 \times 10^{14} \left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\text{eV}} \right)^3 \left(\frac{k_B T_e}{\text{eV}} \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

In (2.18) sind ϵ_0 und ϵ_1 die Energien des Grund- resp. ersten resonanten Zustandes der betrachteten Spezies. Bei der Herleitung wird davon ausgegangen, dass das Plasma für den ersten resonanten Übergang optisch dicht ist. Mit den entsprechenden Energien für ARI und ARII aus [25] sowie $k_B T_e \approx 1 \text{ eV}$ folgt:

$$n_{e,\text{ARII}} \geq 2.45 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad n_{e,\text{ARI}} \geq 1.54 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (2.19)$$

Partielles lokales thermodynamisches Gleichgewicht

Ist die in (2.18) beschriebene Anforderung an die Elektronendichte nicht gewährleistet, kann für Zustände oberhalb einer kritischen Hauptquantenzahl p_{cr} von einem *partiellen LTE*, *pLTE*, ausgegangen werden [15, S.168]. Die Besetzung der Zustände oberhalb dieser Hauptquantenzahl lassen sich dann über die Boltzmann-Verteilung bestimmen. Zur Bestimmung der kritischen Hauptquantenzahl existiert nach [26, S.6598] ein Kriterium für Plasmen im Ionisationsgleichgewicht:

$$p_{\text{cr}} \geq 85 \times \frac{(T_e/z^2)^{0.1}}{(n_e/z^7)^{0.133}} \quad (2.20)$$

Der Begriff des Ionisationsgleichgewichts bedeutet, dass der mittlere Ladungszustand keinen schnellen Änderungen unterworfen ist, sich die Zusammensetzung des Plasmas also in einem statischen Zustand befindet [27, S.381].

In (2.20) ist z der Ladungszustand+1 des Ions, T_e wird in Kelvin und n_e in cm^{-3} angegeben. Da die zu diesem Ausdruck führenden Berechnungen für *wasserstoffähnliche Ionen* durchgeführt wurde, darf diese Formel nur für die äußeren Niveaus von Argon angewendet werden [17, S.141]. Die in dieser Arbeit betriebene Diagnostik beschränkt sich auf Emission von Elektronen der vierten, durch Anregung einzelner Elektronen besetzten Schale von ARII. Daher kann (2.20) zur Überprüfung eines pLTEs dieser Zustände herangezogen werden, diese wird in Kap. 10.2 durchgeführt.

Wandstabilisierte Bogenentladungen

3.1. Entstehung von raumladungsbeschwerten Gasentladungen im inhomogenen Feld

Grundsätzlich brennt eine Entladung *selbstständig*, wenn jedes Elektron, welches die Kathode verlässt oder im Entladungsraum freigesetzt wird, im Mittel wenigstens ein weiteres freies Elektron erzeugt, bevor es rekombiniert oder absorbiert wird [28, S.161].

Typischerweise werden Gasentladungen durch das Anlegen einer Spannung an zwei in den Gasraum eingebrachten Elektroden gezündet. Von einer Zündung oder einem *Durchbruch* wird gesprochen, wenn in einem ursprünglich isolierenden Material eine leitfähige Verbindung zwischen den Elektroden entsteht [28, S.158]. Ist die Zahl der generierten Elektronen groß genug, so verändert deren Raumladung das elektrische Feld innerhalb des Endladungsraumes so stark, dass ihr Einfluss nicht mehr vernachlässigbar ist. Dieses Phänomen wird als *raumladungsbeschwerte* Entladung bezeichnet [28, S.174].

Im raumladungsbeschwerten Fall breitet sich die Entladung durch sogenannte *negative Streamer* aus. Diese bestehen aus einem von den schnellen Elektronen gebildeten, negativen Lawinenkopf und einem positiven Lawinenschwanz, der aus den trägeren Ionen besteht [28, S.174]. Abb. 3.1 zeigt die Verteilung von Raumladungen in einem Streamer (oben) sowie die daraus folgende Verzerrung des elektrischen Feldes (unten). Durch die große Zahl an Elektronen im Streamerkopf erhöht sich die Anzahl der Stoßionisierungsvorgänge sowie Photorekombinationen. Aus letzteren ergibt sich eine große Zahl an Photonen, die ihrerseits durch Photoionisation weitere freie Elektronen erzeugen, vgl. Tab. 2.1. Da sich Photonen mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, ergibt sich eine hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit des leitenden Kanals.

Für die Zündbedingung einer solchen Kanalentladung gilt, dass die kritische Elektronenzahl N_{crit} überschritten werden muss [28, S.175]:

$$\exp \left[\int_0^d (\alpha - \eta) dx \right] \geq N_{\text{crit}} \approx 10^6 \quad (3.1)$$

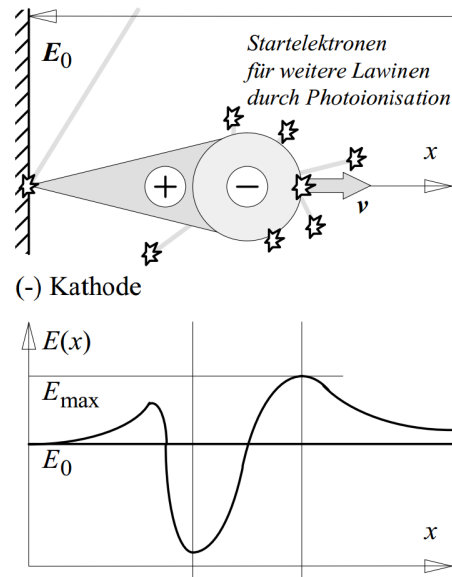


Abb. 3.1.: Veranschaulichung der Veränderung des elektrischen Feldes durch einen negativen Streamer, aus [28, S.174].

In (3.1) ist α die sogenannte Ionisierungszahl, sie gibt die Zahl der von einem Elektron pro Längeneinheit zusätzlich erzeugten Elektronen an. η ist der Anlagerungskoeffizient, er beschreibt Elektronen-Senken, also Bereiche, an denen freie Elektronen innerhalb der Entladung durch Anlagerungs- oder Einfangprozesse gebunden werden. d ist der Abstand zwischen den Elektroden. Der Term $(\alpha - \eta)$ wird auch zu α_e , der *effektiven Ionisierungszahl* zusammengefasst [28, S.167]. Für die Zündung der in dieser Arbeit behandelten Entladung ist die Kanalentladung der schnellste und dominierende Prozess.

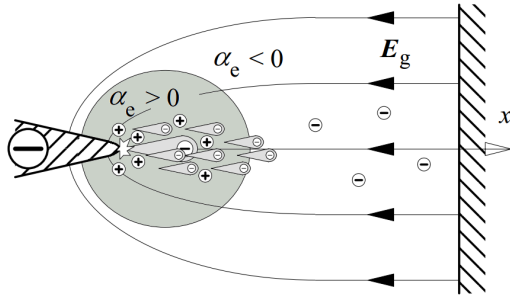


Abb. 3.2.: Zündung im inhomogenen Feld bei negativer Spitze, aus [28, S.184].

Die bisherige Diskussion des Zündprozesses vernachlässigt die Form der genutzten Elektroden. Bei inhomogenen Feldern, insbesondere einer Spitze-Platte Anordnung, wie sie näherungsweise in dem hier beschriebenen Aufbau verwendet wird, vgl. Kap. 5.1, entsteht vor dem Einsatz der Hauptentladung eine *Vorentladung*. Diese wird durch das deutlich stärkere elektrische Feld in der direkten Umgebung der Spitze hervorgerufen

und ist in der Regel als Leuchterscheinung bereits vor Einsetzen der eigentlichen Entladung sichtbar [28, S.182].

Durch die Erhöhung der elektrischen Feldstärke steigt die effektive Ionisierungszahl α_e , sodass genug Elektronen generiert werden, um die Vorentladung zu zünden. Diese frei vorliegenden Elektronen werden innerhalb des elektrischen Feldes beschleunigt und hinterlassen an der Kathode eine positive Raumladungszone. Diese schwächt das Feld im übrigen Entladungsraum ab, sodass α_e außerhalb der direkten Umgebung der Kathode negativ wird [28, S.182ff].

Für den Durchbruch bei negativer Spitze muss ein Startelektron innerhalb der in Abb. 3.2 grau hinterlegten Fläche erzeugt werden. Nur dort ist $\alpha_e > 0$, daher kann nur dort eine Vervielfältigung der Elektronen stattfinden.

Trotz der Absenkung des Feldes innerhalb des Entladungsraumes überwiegt die geometrische Verstärkung des elektrischen Feldes, sodass die benötigte Zündspannung durch die Wahl einer konischen oder spitzen Geometrie abgesenkt werden kann, vgl. [28, S.183].

3.2. Beschreibung einer wandstabilisierten Bogenentladung

Das in der vorliegenden Arbeit behandelte Plasma wird in einer Entladungsform betrieben, die man Gleichstrom-Bogenentladung [29, S.425], [16, S.503] nennt. Der Begriff der Bogenentladung leitet sich dabei von der Bezeichnung *Lichtbogen* ab. Diese wiederum entstammt der intensiven Leuchterscheinung, welche typischerweise mit dieser Entladungsform einhergeht, sowie der durch die starke Erhitzung der Plasmas nach oben gekrümmte Form eines frei brennenden Lichtbogens [30, S.85].

Physikalisch zeichnen sich Bogenentladungen durch hohe Ströme $I > 10\text{ A}$, hohe Elektronendichten $n_e \geq 1 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ und starke Leuchtintensitäten aus, [29, S.245] sowie [16, S.504]. Zusätzlich unterscheiden sie sich von anderen Entladungsformen durch einen unterschiedlichen Prozess zur Generierung freier Ladungsträger. Während bei anderen Entladungsformen diese häufig im gesamten Entladungsvolumen entstehen, werden freie Elektronen in Bogenentladungen fast ausschließlich in einem kleinen Bereich um die Kathode generiert [29, S.245].

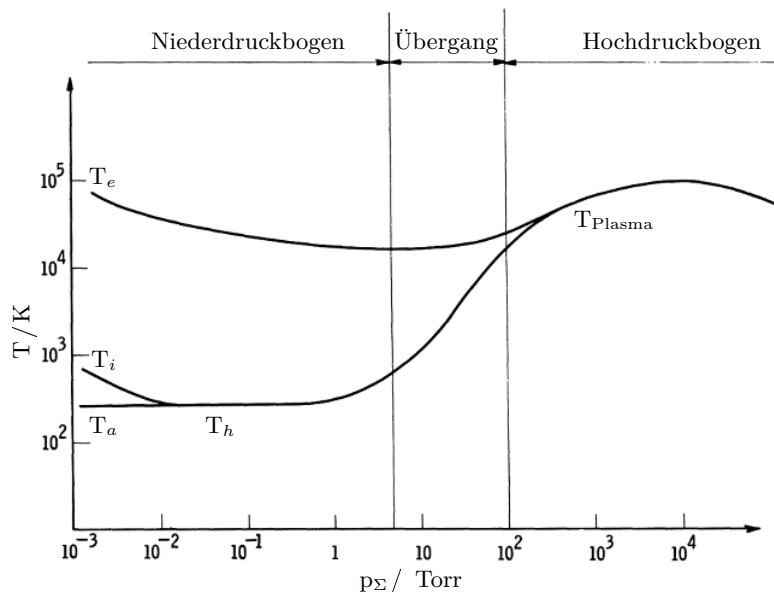


Abb. 3.3.: Temperatur der Teilchenspezies einer Bogenentladung in Abhängigkeit des Drucks, aus [31, S.2].

Bei hohem Druck und durch die hohen Elektronendichten sind die Kollisionsraten groß, sodass sich die Temperaturen von Elektronen und schweren Teilchen angleichen, vgl. Abb. 3.3 und Kap. 2.3.4. Die in einer Bogenentladung umgesetzte Leistung beträgt typischerweise $w = 0.2\text{ kW/cm}$ bis $w = 0.5\text{ kW/cm}$ entlang der Entladungsachse [29, S.271]. Wird diese Leistung aus dem Entladungsvolumen abgeführt, so kann sich eine stabile Entladung unter gleichbleibenden Bedingungen ausbilden, sie wird also *stabilisiert*. Für den Fall, dass die Leistung von das Plasma begrenzenden Wänden, abgeführt wird, spricht man von einer *wandstabilisierten Bogenentladung* [29, S.272].

3.2.1. Axiale Struktur

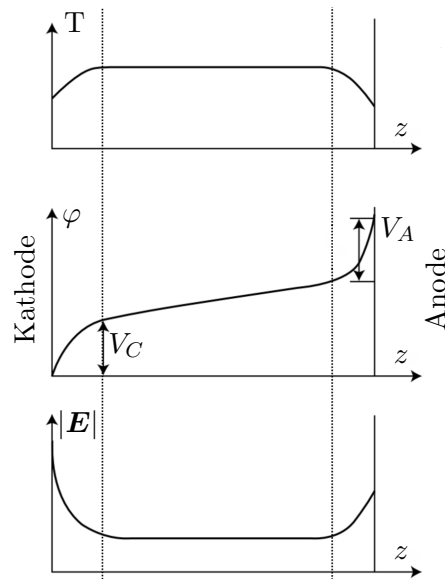


Abb. 3.4.: Darstellung des Temperatur- (oben), Potential- (mittig) und elektrischen Feldstärkeverlaufs (unten) für eine Bogenentladung bei konstantem Druck. Zwischen den gestrichelten Linien befindet sich die Bogensäule, links von ihr der sogenannte Kathodenfall und rechts der Anodenfall. V_C und V_A entsprechen den Spannungen, die das jeweilige Potentialgefälle auszeichnen. Nach [16, S.518].

Bei einer statischen zylindrischen Bogenentladung, lassen sich drei Bereiche entlang der Entladungachse unterscheiden, sie sind in Abb. 3.4 anhand der Verläufe der Temperatur T , des elektrischen Potentials φ , und der elektrischen Feldstärke $|\mathbf{E}|$ entlang der Entladungachse identifizierbar [16, S.515ff]:

- Direkt an der Kathode beginnt die *Kathodenschicht*,
- daran grenzt die *Bogensäule* mit konstanter elektrischer Feldstärke an.
- Die Verbindung zwischen Säule und Anode wird durch die *Anodenschicht* gebildet.

Kathodenschicht

Die Erzeugung freier Elektronen in einer Bogenentladung findet primär in der unmittelbaren Umgebung der Kathode, der *Kathodenschicht* statt. Aufgrund des negativen Potentials der Kathode gegenüber dem Plasma bildet sich eine positive Raumladungswolke um sie. Diese erzeugt ein Potentialgefälle, den sogenannten *Kathodenfall*, als V_C in Abb. 3.4 eingezeichnet. Der Wert des Potentialgefälles liegt in der Größenordnung der ersten Ionisationsenergie des verwendeten Plasmamediums, typischerweise ist er kleiner als 10 V [31, S.5].

Da zur Aufrechterhaltung einer Bogenentladung hohe Ströme erforderlich sind, treten an der Kathode sehr hohe Stromdichten, $j_e \approx 10^2 \dots 10^7 \text{ A cm}^{-2}$, auf [16, S.504]. Um diese bereitstellen zu können, wird von der Kathode der Mechanismus der *Thermionic Field*

Emission, einer Kombination aus *Thermoemission*, Emission aufgrund hoher Temperatur der Kathode, und *Feldemission*, Absenkung der Auslösearbeit der Kathode durch Feldüberhöhung, genutzt, [16, S.510]. Die einzelnen Beiträge werden im Folgenden kurz erläutert:

Die Sättigungsstromdichte j_T der Thermoemission lässt sich durch die *Dushman-Richardson-Formel* ausdrücken [32, S.1]:

$$j_T = A_0 T^2 \exp \left[-\frac{e \varphi_0}{k_B T} \right], \quad \varphi_0 = e\varphi - \frac{3k_B T}{2e} \quad (3.2)$$

Dabei ist A_0 eine materialartabhängige Konstante, T die Temperatur des Metalls und φ dessen Austrittsarbeit. Wie in (3.2) erkennbar, skaliert j_T mit $T^2 \times \exp[-1/T]$, daher sind hohe Temperaturen wünschenswert. Dies führt zu einer Einschränkung bei der Wahl des Kathodenmaterials, da sich die maximale thermische Belastung eines Materials aus dessen Schmelzpunkt ergibt.

Für die Feldemission lässt sich die Sättigungsstromdichte j_F durch die *Fowler-Nordheim-Formel* beschreiben, [33, S.179]:

$$j_F = \frac{e^2}{4\pi h} \frac{1}{\varphi + \varepsilon_F} \sqrt{\frac{\varepsilon_F}{\varphi}} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m}\varphi^{3/2}\xi}{3e\hbar|\mathbf{E}|} \right] \quad (3.3)$$

In (3.3) sind ε_F die Fermienergie des Metalls und ξ ein Korrekturfaktor, welcher die Herabsetzung der Austrittsarbeit durch ein elektrisches Feld beschreibt. Da j_F mit $\exp[-1/|\mathbf{E}|]$ skaliert, ist ein möglichst hohes elektrisches Feld wünschenswert.

Für eine möglichst große Sättigungsstromstärke ist also ein Material mit hohem Schmelzpunkt und niedriger Austrittsarbeit notwendig. Diese Anforderungen führen zur Wahl von Wolfram-Kathoden mit La_2O_3 -Zusatz. Wolfram sorgt mit seinem hohen Schmelzpunkt dafür, dass die Kathode nicht schmilzt, während die Oxid-Beimischung die Auslösearbeit signifikant herabsetzt: von $\varphi_W \geq 4.5$ eV auf $\varphi_{W+La_2O_3} \leq 2$ eV [34, S.99].

Bogensäule

Die *Bogensäule* ist der Bereich der stärksten Lichtemission und der größten räumlichen Ausdehnung der Bogenentladung. Sie ist zudem der einzige Bereich, in dem die Quasineutralität innerhalb der Entladung gewahrt ist. Damit auch der einzige Bereich, in dem sich thermodynamische Gleichgewichte einstellen können [35, S.367].

Aus Abb. 3.4 wird ersichtlich, dass sich die Temperatur und das elektrische Feld innerhalb der Bogensäule entlang der Entladungssachse quasi nicht verändern, sodass sich die Veränderung des Potentials direkt aus der Position entlang der Entladungssachse und der elektrischen Feldstärke ergibt. Dies lässt die Bestimmung der innerhalb des Entladungsraumes wirkenden elektrischen Feldstärke über die Messung der Potentiale der die Entladung umgebenden Wände zu [1, S.459].

Anodenschicht

Im Bereich direkt um die Anode stellt sich eine negative Raumladungszone ein, da die positiven Ionen durch das Potential der Anode abgestoßen werden. Das durch die Raumladungszone hervorgerufene Potentialgefälle wird *Anodenfall*, V_A in Abb. 3.4, genannt und ist üblicherweise etwas kleiner als der Kathodenfall. Durch den Anodenfall werden Elektronen auf die Anode beschleunigt, was je nach Geometrie der Anode zur unterschiedlichen Interaktionen zwischen Entladung und Anode führen kann:

Ist diese klein, so schnürt sich der Bogen auf wenige μm zusammen, was zu punktuellen Erhitzungen auf über 3000 K führen kann. Diese werden durch ein Zusammenziehen des Lichtbogens verursacht, ein sogenannter *Anodenspot* bildet sich aus, sodass die Stromdichte an der Anode die der positiven Säule weit übersteigt: $j_{\text{Anode}} \gg j_{\text{pos. Säule}}$ [36, S.2]. Durch die daraus resultierende intensive Interaktion zwischen Plasma und Anode wird diese an der Stelle des Anodenspots beschädigt. Ist die zur Verfügung gestellte Fläche hingegen groß genug, so ankert der Bogen diffus und die Anode bleibt kühl [16, S.523]. Während die Entstehung von Anodenspots zu einer starken Anodenerosion führen kann, bleibt beim diffusen Ankern die Anode quasi unbeschädigt. Für den stabilen Betrieb einer Entladung ist daher eine Anode mit möglichst großer Oberfläche erstrebenswert.

3.2.2. Radiale Struktur der positiven Säule

In einer wandstabilisierten Bogenentladung ist die elektrische Feldstärke innerhalb des Entladungsquerschnittes quasi konstant [16, S.526], jedoch variieren T und n deutlich mit der radialen Position innerhalb der Entladung. Die Dichten und Temperaturen der geladenen Teilchen sind dabei im Zentrum des Bogens am größten und nehmen zum Rand hin ab [16, S.525]. Die Dichten sinken deutlich schneller ab als die Temperatur. Dieses Phänomen lässt sich durch die Saha-Gleichung (2.2) erklären, welche die Dichten mit der Temperatur verknüpft. Das radiale Temperaturprofil einer solchen Entladung lässt sich mit der *Elenbaas-Heller-Gleichung* (3.4) beschreiben (hier in der Formulierung aus [31, S.36], erstmals beschrieben in [37, S.699]):

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda(T) \frac{dT}{dr} \right) + \sigma_{\mathbf{E}}(T) |\mathbf{E}|^2 = 0 \quad (3.4)$$

Dabei sind r die Position entlang des Radius, T die Temperatur, $\lambda(T)$ die Wärmeleitfähigkeit, $\sigma_{\mathbf{E}}(T)$ und $|\mathbf{E}|$ die elektrische Leitfähigkeit bzw. Feldstärke. Da $\lambda(T)$ nichtlinear ist, existiert keine analytische Lösung dieser Gleichung [16, S.527]. Durch modellhafte Annahmen, wie das *Steenbeck Modell* lassen sich die Temperatur- und Leitfähigkeitsverteilungen dennoch annähern [38, S.59ff].

Dieses Modell geht in der Beschreibung der Bogenentladung davon aus, dass sich die Brennspannung immer auf den niedrigst möglichen Wert für die gegebene Stromstärke und äußeren Parametern einstellt. Abb. 3.5 stellt die Lösung dieses Modells schematisch dar.

Der dort dargestellte parabolische Temperaturabfall gilt nur für monoatomare Gase, für eine Beschreibung des Temperaturverlaufs für molekulare Gase siehe [35, S.389].

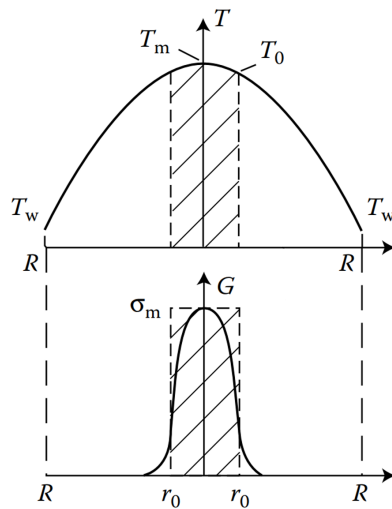


Abb. 3.5.: T - und σ -Profil einer wandstabilisierten Bogenentladung nach dem Steenbeck-Modell. Deutlich sichtbar ist der scharf begrenzte innere leitfähige Kanal, in dem quasi der komplette Entladungsstrom fließt, in der Darstellung schraffiert dargestellt. T_m , T_0 und T_w stellen die Temperaturen des Zentrums, des Kanalrandes und der Wand dar. r_0 bezeichnet den Radius des leitenden, R den des begrenzenden Kanals, aus [16, S.528].

Mit der Lösung des Steenbeck Modells ergibt sich ein heißer, dichter und leitender Kern, während die Randbereiche aufgrund ihrer niedrigeren Dichte kaum zur Leitfähigkeit des Bogens beitragen.

Grundlagen der Emissionsspektroskopie

4.1. Spektroskopie

Als Spektroskopie werden verschiedene Methoden zusammengefasst, die sich mit der Vermessung von Spektrallinien beschäftigen. Dies erfolgt in der Regel, um *nichtinvasive* Diagnostik vorzunehmen [40, S.2]. Nichtinvasiv bedeutet dabei, dass keinerlei Messinstrumente in die zu untersuchende Materie eingebracht werden, sondern die Diagnostik komplett von außen betrieben wird. Für die Aufzeichnung von Spektren verwendete Geräte werden *Spektrometer* genannt, sie spalten das gesamte Spektrum entlang der Wellenlänge auf und speichern die so gewonnen Informationen. Diese Aufspaltung kann durch die Verwendung von Prismen erfolgen, vgl. Abb. 4.1. Für Details zu dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Spektrometer siehe Kap. 5.3.



Abb. 4.1.: *Schema der Aufspaltung weißen Lichtes durch ein Prisma, [39].*

Für die Plasmaphysik ist die *Emissionsspektroskopie* vor allem zur Dichte- und Temperaturdiagnose von grundlegender Bedeutung. Um zu erläutern, worauf diese Diagnostik basiert und wie sie funktioniert, wird im Folgenden auf die Entstehung und Zusammensetzung von Spektren eingegangen, vgl. Kap. 4.2 bis Kap. 4.4.

4.2. Entstehung von Spektren

Unter dem Begriff *Spektrum* wird im Allgemeinen die Gesamtheit der elektromagnetischen Strahlung verstanden [41, S.44]. Für die Plasmadiagnostik sind je nach untersuchtem Plasma verschiedene Wellenlängenbereiche interessant. So ist für die Untersuchung von *Warm Dense Matter*-Plasmen der als Röntgenstrahlung bekannte Bereich von wenigen hundertstel bis einigen zehntel nm wichtig [42, S.45002-p4]. Für viele Laborplasmen ist der sichtbare Bereich zwischen 350 nm und 780 nm bedeutend, da viele Atome und Ionen bei moderaten Dichten und Temperaturen in diesem Bereich strahlen [25]. Für Medizin, Biologie und Materialwissenschaften sind jeweils eigene Bereiche des elektromagnetischen Spektrums von gesteigertem Interesse [43, S.3ff].

Auch für das in dieser Arbeit behandelte Plasma ist der sichtbare Bereich von besonderem Interesse, da dort der H_{β} -Übergang zur Dichtebestimmung sowie diverse AR-Linien, welche eine Bestimmung der Elektronentemperatur erlauben, zu finden sind [25]. Eine Übersicht der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten AR-Linien ist in Tab. 6.2 gegeben.

Die Entstehung von Strahlung in einem Plasma wird durch drei Prozesse dominiert, welche im folgenden aufgeschlüsselt sind. Die Angabe innerhalb der Klammern hinter der Bezeichnung des Prozesses gibt die Zustände der Elektronen vor und nach dem Stoß an [17, S.85], vgl. auch Kap. 2.2.1 und Abb. 4.2.

Bremsstrahlung (frei-frei)

Ablenkung von Ladungsträgern, meistens Elektronen, im elektrischen Mikrofeld anderer Plasmateilchen, **2** in Abb. 4.2. Dabei entsteht ein *kontinuierliches* Spektrum [17, S.104f].

Photorekombination (frei-gebunden)

Einfang von freien Elektronen durch Ionen, das sich ergebende Spektrum ist nicht komplett kontinuierlich. Die Energieniveaus der Atome/Ionen sind sichtbar, **3** in Abb. 4.2, [44, S.2]

Spontane Emission (gebunden-gebunden)

Durch Stöße angeregte (d.h. auf höhere Niveaus verschobene) Elektronen fallen in einen energetisch niedrigeren Zustand zurück. Dieser Vorgang erzeugt *scharfe Linien*, welche die Energiestruktur der Atome resp. Ionen sichtbar machen, **1** und **4** in Abb. 4.2

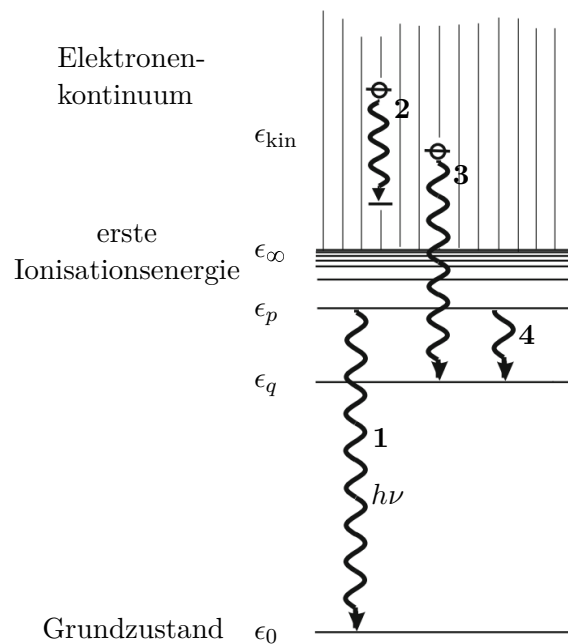


Abb. 4.2.: Der Ursprung der Strahlung innerhalb eines Plasmas, die Erklärung der Zahlen findet sich im Text, nach [17, S.86].

Für die vorliegende Arbeit ist vor allem die *Linienstrahlung* von Interesse, da deren Intensitätsverteilung Aufschlüsse über die Besetzungsdichten der einzelnen Zustände der verschiedenen Plasmaspezies gewährt. Aus diesen lässt sich wiederum die Elektronentemperatur bestimmen. Weiterhin lässt sich aus der Form der Linienprofile die Elektronendichte

bestimmen. Elementare Prozesse und Modelle der Linienstrahlung werden in Kap. 4.3 beschrieben.

4.2.1. Begriff der Intensität

Da für die folgenden Diskussionen und die Auswertung der Begriff der *Intensität* von großer Bedeutung ist, werden er und seine Verwendung in dieser Arbeit im Folgenden erläutert.

Als Maß für die Energie, welche eine lokale Plasmazelle abstrahlt, wird die Emissivität ε genutzt [17, S.6]. Aus ihr ergibt sich die Strahlung an der Oberfläche eines Plasmas, die *Radianz* L für optisch dünne Plasmen [17, S.8]:

$$L = \int \varepsilon(\mathbf{s}) d\mathbf{s} \quad (4.1)$$

In (4.1) ist $\int d\mathbf{s}$ der Beobachtungsweg in das Plasma. Mit der Radianz lässt sich der Strahlungsfluss $\Phi(\lambda) \Delta\lambda$ durch ein Spektrographen bestimmen, dieser beschreibt die auf einen Detektor treffende Strahlungsleistung innerhalb eines Wellenlängenintervalls $\Delta\lambda$:

$$\Phi(\lambda) \Delta\lambda = L(\lambda) \Delta\lambda A_s \Omega_m \quad (4.2)$$

In (4.2) sind A_s und Ω_m geometrische Kenngrößen des verwendeten Spektrographen. Die Stärke des vom Strahlungsflusses hervorgerufenen Signals $S(\lambda, t)$ in einem Detektor ist im Allgemeinen vom Detektor und der betrachteten Wellenlänge abhängig. Als Zusammenhang zwischen Strahlungsfluss und Signal wird im Rahmen dieser Arbeit die *Quanteneffizienz* $\eta(\lambda)$ des Detektors verwendet. Unter der Annahme, dass alle betrachteten Größen zeitlich invariant sind, folgt für $S(\lambda, t) \Delta\lambda$ mit der Belichtungszeit τ und $R(\lambda) = \eta(\lambda) A_s \Omega_m$ als der Empfindlichkeit des optischen Systems:

$$S(\lambda, t) \Delta\lambda = \tau R(\lambda) L(\lambda) \Delta\lambda \quad (4.3)$$

Das in (4.3) bestimmte $S(\lambda, t) \Delta\lambda$ wird in dieser Arbeit als *Intensität* bei der Darstellung von Spektren genutzt. Auf die Bestimmung der Gesamtintensität einer Linie wird in Kap. 4.3.1 eingegangen.

4.3. Linienstrahlung

Linienstrahlung wird durch Übergänge von gebundenen Elektronen erzeugt, daher ist die Energie der abgestrahlten Photonen von den Zuständen des Atoms oder Ions direkt abhängig. Jedes von einem Spektrometer aufgezeichnete Profil einer Linie enthält vier potentielle Informationsquellen:

1. die **Intensität**, sie lässt Rückschlüsse auf die Zustandsbesetzung der strahlenden Teilchen zu, siehe Kap. 4.3.1
2. die **Form der Spitze**: *eingedellte* Linienprofile weisen auf Selbstabsorption der Strahlung hin, *abgeflachte* hingegen auf ein optisch dichtes Plasma; siehe Kap. 4.3.3
3. die **Form des Linienprofils**; Lorentz- oder Gaußprofil: Aussage über den Prozess hinter der Linienverbreiterung, siehe Kap. 4.3.5
4. die **Breite der Linie**; häufig *FWHM* (Full Width at Half Maximum), siehe Kap. 4.3.5

Bei den nachfolgenden Diskussionen bezeichnen p und q den jeweils energetisch höheren bzw. niedrigeren Zustand eines betrachteten Übergangs, vgl. auch Abb. 4.2.

4.3.1. Intensität einer Linie

Die Emissivität ε_{pq} eines Überganges $p \rightarrow q$ lässt sich beschreiben [17, S.87] als:

$$\varepsilon_{pq} = \frac{h c A_{pq}}{4\pi \lambda_{pq}} n_p \quad (4.4)$$

In (4.4) ist λ_{pq} die Wellenlänge des abgestrahlten Photons, A_{pq} der Einsteinkoeffizient für spontane Emission, c die Lichtgeschwindigkeit und n_p die Dichte der Spezies im Zustand p . Das vom Detektor aufgezeichnete Signal einer Linie ergibt sich unter Verwendung von (4.3) zu:

$$S_{pq}(\lambda, \tau) \Delta\lambda = \tau R(\lambda) L_{pq}(\lambda) \Delta\lambda \quad (4.5)$$

Für das *Gesamtintensität* $I_{pq}(\tau)$ genannte gesamte Signal einer optisch dünnen Linie unter Kenntnis ihrer Profilform $\mathcal{L}_{pq}(\lambda)$ folgt daraus:

$$I_{pq}(\tau) = \int S_{pq}(\lambda\tau) d\lambda \quad (4.6)$$

$$= \tau \int \int R(\lambda) \mathcal{L}_{pq}(\lambda) \varepsilon_{pq}(\mathbf{s}) d\mathbf{s} d\lambda \quad (4.7)$$

$$\rightarrow I_{pq}(\tau) = \tau \bar{R} \frac{h c A_{pq}}{4\pi \lambda_{pq}} \bar{n}_p \quad (4.8)$$

In (4.8) stehen $\bar{\varepsilon}_{pq}$ und \bar{n}_p für über die Sichtachse gemittelte Größen. Aus (4.8) abgeleitete Plasmaparameter geben also nur gemittelte Werte des Plasmas wieder.

4.3.2. Verhältnisse von Intensitäten des gleichen Grundzustandes

Mit (4.8) sowie der Boltzmannverteilung (2.4) lässt sich ein Ausdruck für das Verhältnis zweier Linien desselben Grundzustands in Abhängigkeit der Temperatur formulieren, dabei sind ϵ_i die Energien der jeweiligen oberen Zustände und g_i deren statistische Gewichte, vgl. auch [17, S.187]:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\lambda_2 A_1 n_1}{\lambda_1 A_2 n_2} = \frac{\lambda_2 A_1 g_1}{\lambda_1 A_2 g_2} \exp \left[-\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{k_B T_e} \right] \quad (4.9)$$

Durch das Verhältnis zweier Linien lässt sich also bei Kenntnis der notwendigen Parameter eine Aussage über $k_B T_e$ treffen, wenn (4.9) entsprechend umgestellt wird:

$$k_B T_e = -\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\ln \left[\frac{I_1 g_2 A_2 \lambda_1}{I_2 g_1 A_1 \lambda_2} \right]} \quad (4.10)$$

Um die Genauigkeit der Temperaturbestimmung auf diese Weise zu erhöhen, wird die obige Gleichung weiter umgeformt:

$$(\epsilon_1 - \epsilon_2) \times \frac{-1}{k_B T_e} = \ln \left[\frac{I_1 g_2 A_2 \lambda_1}{I_2 g_1 A_1 \lambda_2} \right] \quad (4.11)$$

Aus (4.11) wird direkt ein linearer Zusammenhang zwischen den Energien der oberen Zustände und dem Logarithmus der jeweiligen Intensitäten deutlich. Dieser kann zur Erhöhung der Genauigkeit der Temperaturbestimmung genutzt werden, indem $\ln \left(\frac{I_p g \lambda_{pq}}{g_p A_{pq}} \right)$ gegen ϵ_p für mehrere beobachtete Linien in einem Graphen aufgetragen wird. Die so entstandenen Datenpunkte können mit einer linearen Regression angepasst werden, deren Steigung $-1/k_B T_e$ entspricht. Einen solchen Graphen nennt man *Boltzmannplot* [17, S.187], vgl. Abb. 7.7. Diese Technik bietet als weiteren Vorteil die mögliche Identifikation optisch dichter Linien, welche unterhalb der Regressionsgerade liegen [17, S.187].

Da sich die Herleitung zu (4.11) der Boltzmannverteilung bedient, darf diese Methode zur Bestimmung von T_e nur angewandt werden, wenn sich das beobachtete Plasma wenigstens in einem LTE befindet. Für Plasmen in pLTE darf diese Methode nur für Linien mit $p \geq p_{cr}$ angewandt werden [17, S.187].

4.3.3. Optische Tiefe

Optisch dünne Plasmen zeichnen sich dadurch aus, dass jedes Photon, welches innerhalb des Plasmas erzeugt wird, die Oberfläche erreicht. Wird ein Plasma allerdings dicht, gelangt nicht mehr jedes emittierte Photon an die Oberfläche, sondern einige werden von den Plasmateilchen *absorbiert*. Zur mathematischen Beschreibung dieser Absorption wird die Größe der *optischen Tiefe* τ genutzt [17, S.13]:

$$\tau(x, \lambda) = -\int_0^x \kappa(x', \lambda) dx' \quad (4.12)$$

Dabei wird τ von der Oberfläche des Plasmas zurück zum Ursprung innerhalb des Plasmas bestimmt. In (4.12) ist $\kappa(x', \lambda)$ der *Absorptionskoeffizient*, dieser beschreibt die Abschwächung einer Linie durch Absorption in Abhängigkeit der Wegstrecke durch das Plasma. Die Integrationsgrenzen beziehen sich dabei auf den Ursprungsort des Photons x und den Beobachtungspunkt an der Oberfläche des Plasmas. Das so definierte τ lässt eine weitere Klassifizierung von Plasmen zu [17, S.13f]:

- Für $\tau(-l, \lambda) \ll 1$ gilt ein Plasma als optisch dünn, (4.1) gilt uneingeschränkt und vereinfacht sich zu

$$L = \varepsilon |\mathbf{s}| \quad (4.13)$$

- Für $\tau(-l, \lambda) \gg 1$ gilt ein Plasma als optisch dicht, daher gestaltet sich die Bestimmung der Linienintensitäten deutlich komplexer.

Dabei bezeichnet $-l$ den Ursprungsort innerhalb des Plasmas der beobachteten Strahlung. Zur Bestimmung von τ können Werte für κ aus Simulationen, z.B. [45, S.438], [46, S.213] oder [47, S.2] herangezogen werden.

$k_B T / \text{eV}$	p / mbar	κ / cm^{-1}
0.43	1000	≤ 0.0001
1.72	1000	≤ 1

Tab. 4.1.: Werte für κ im sichtbaren Bereich einer Argonentladung, aus [47, S.2].

Wird für κ das Maximum aus Tab. 4.1 genutzt und von einem konstanten κ innerhalb des Querschnittes der Bogensäule ausgegangen, folgt:

$$\tau(-l_1, \lambda) \leq 3.3 \times 10^{-1}, \quad \tau(-l_2, \lambda) \leq 5 \times 10^{-1} \quad (4.14)$$

Dabei entsprechen l_1 und l_2 den verwendeten Kanaldurchmessern, also den Längen der Beobachtungsachse innerhalb des Plasmas. Für beide Kanaldurchmesser ergibt sich zwar $\tau < 1$, jedoch nicht $\tau \ll 1$. Bei der Auswertung der im Rahmen dieser Arbeit erhobenen Spektren muss darauf geachtet werden, ob sich Linien deutlich abseits der Regressionsgerade der angefertigten Boltzmannplots befinden.

4.3.4. Linienprofile

Bei den vorherigen Überlegungen wurde über die Form, das *Profil*, einer abgestrahlten Linie keine Aussage getroffen. Da Linienstrahlung durch *gebunden-gebunden* Übergänge von scharf definierten Energiezuständen erzeugt wird, sollte das Profil, welches die Intensität einer Linie als Verteilung über λ beschreibt, keine wahrnehmbare Breite haben. Jedoch unterliegt jede emittierte und aufgezeichnete Linie diversen Verbreiterungsmechanismen, von denen einige für die Auswertung der aufgenommen Spektren von großer Bedeutung sind. Diese werden im Folgenden erläutert.

Jeder Verbreiterungsmechanismus *faltet* die ursprüngliche Linienform mit einem von der Art der Verbreiterung abhängigen Profil der Form \mathcal{L} . Der Begriff der *Faltung* entstammt der Mathematik, dort beschreibt er den gewichteten Mittelwert einer Funktion f mit einer anderen Funktion g :

$$f \otimes g = (f * g)(x) := \int f(\tau) g(x - \tau) d\tau \quad (4.15)$$

In der Physik wird die Faltung verwendet, um die Veränderungen der Profilform \mathcal{L} von Spektrallinien zu beschreiben, welche durch Verbreiterungen entstehen. Die sich aus den Verbreiterungen ergebenden Profilformen entsprechen der Gauß- \mathcal{L}^G [48, S.2] und Lorentz-Verteilung \mathcal{L}^L [17, S.153]:

$$\mathcal{L}^G(\lambda) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_c)^2}{2\sigma^2}\right], \quad \mathcal{L}^L(\lambda) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\gamma}{(\lambda - \lambda_c)^2 + \gamma^2} \right) \quad (4.16)$$

In den Beschreibungen der Profile sind σ und γ die Standardabweichung der Gauß-Verteilung bzw. der Skalierungsfaktor der Lorentz-Verteilung. λ_c ist die zentrale Wellenlänge des Linienprofils, also der Wert, an dem das Profil den Maximalwert annimmt. Die so definierten Profilformen sind flächennormiert, daher ändert sich durch die Verbreiterungen die Gesamtintensität einer Linie nicht [17, S.153]. Für die Halbwertsbreiten $\Delta\lambda_{1/2}$, die *FWHM*, der jeweiligen Profile gilt [17, ebenda]:

$$\Delta\lambda_{1/2}^G = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)}, \quad \Delta\lambda_{1/2}^L = 2\gamma \quad (4.17)$$

Die durch Verbreiterungsmechanismen verursachte Faltung eines Gauß- und Lorentz-Profiles erzeugt das *Voigt-Profil* \mathcal{V} , [16, S.430] welches in Abb. 4.3 dargestellt ist:

$$\mathcal{V} = \mathcal{L}^G \otimes \mathcal{L}^L = \mathcal{L}^L \otimes \mathcal{L}^G \quad (4.18)$$

Der in (4.18) formulierte Zusammenhang ist gültig, da die betrachteten Profile symmetrisch sind und bedeutet, dass die Reihenfolge der Prozesse für die Spektroskopie keinerlei Rolle spielt. Da die in (4.18) angegebene Funktion analytisch nicht zu lösen ist, wird die Form des Voigt-Profiles numerisch durch den Realteil $\Re[w(z)]$ der skalierten komplexwertigen Fehlerfunktion, die *Faddeeva-Funktion* $w(z)$ angenähert [49, S.66f]:

$$\mathcal{V}(\lambda, \lambda_c, \gamma, \sigma) = \frac{\Re[w(z)]}{\sigma\sqrt{2\pi}}, \quad z = \frac{\lambda - \lambda_c + i\gamma}{\sigma\sqrt{2}} \quad (4.19)$$

Eine Darstellung von Voigt-Profilen gleicher Halbwertsbreiten ist in Abb. 4.3 gegeben.

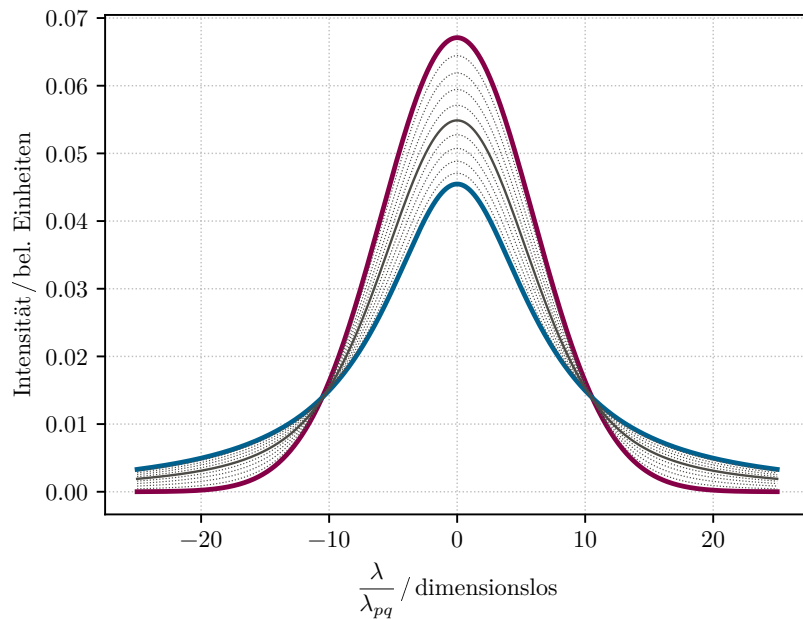


Abb. 4.3.: Darstellung von Gauß- (magenta), Lorentz- (blau) und Voigt-Profilen (grau) unterschiedlicher Gauß- und Lorentzanteile. Alle Kurven sind flächennormiert und haben dieselbe Halbwertsbreite.

4.3.5. Verbreiterungsmechanismen

Natürliche Verbreiterung

Aus der Heisenberg'schen Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ folgt, dass die Zustände eines betrachteten Übergangs $p \rightarrow q$ mit Lebensdauern t_p, t_q nicht scharf definiert sind, sondern einer natürlichen Verbreiterung unterliegen [17, S.156]:

$$\frac{\Delta \lambda_{1/2}^{\text{Nat}}}{\lambda_{pq}} = \frac{\lambda_{pq}}{2\pi c} (A(p \rightarrow) + A(q \rightarrow)) \quad (4.20)$$

In (4.20) ist A der summierte Einsteinkoeffizient für alle Übergänge vom jeweiligen Zustand. $\frac{\Delta \lambda_{1/2}}{\lambda_{pq}}$ liegt für die in dieser Arbeit betrachteten Linien in der Größenordnung von $< 10^{-10}$ und sind daher vernachlässigbar. Die sich ergebende Verbreiterung ist lorentzförmig.

Dopplerverbreiterung

Aufgrund der thermischen Bewegung des emittierenden Teilchens relativ zum Beobachter ergibt sich eine zusätzliche Verbreiterung der Profile, die Dopplerverbreiterung. Sie hat die Form eines Gaußprofils und lässt sich wie folgt berechnen [17, S.157]:

$$\frac{\Delta \lambda_{1/2}^{\text{Dop}}}{\lambda_{pq}} = 7.715 \times 10^{-5} \sqrt{\frac{k_B T_a / \text{eV}}{m_a / \text{u}}} \quad (4.21)$$

Die relative Größenordnung für ein emittierendes H -Atom ($m_a = 1 \text{ u}$) bei einer Temperatur von $k_B T_a = 1.5 \text{ eV}$ beträgt ca. 10^{-4} . Damit ergibt sich bei der Betrachtung der H_β -Linie mit einer Wellenlänge von $\lambda_{H_\beta} = 486.13 \text{ nm}$ eine Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{1/2}^G$ von einigen Zehntel nm. Da die relative Verbreiterung einer Linie in (4.21) bei gegebener Spezies nur von der Temperatur des emittierenden Teilchens abhängig ist, kann durch diese Verbreiterung bei geeigneten Linien und genügend hoher Temperatur eine Abschätzung der Temperatur der emittierenden Spezies vorgenommen werden.

Apparatebreite

Durch Brechung der Profile an Eingangsschlitz und dispersivem Element eines Spektrometers wird die transmittierte Linie näherungsweise gaußförmig verbreitert [44, S.14], [40, S.24]. Die Apparatebreite ist charakteristisch für das verwendete System. Die genaue Kenntnis der Apparatebreite σ_{App} ist für die in dieser Arbeit betriebene Spektroskopie allerdings von untergeordnetem Interesse, da die Dopplerverbreiterung nicht zur Temperaturanalyse genutzt wird, siehe Kap. 9.4. Für die Analyse der Spektren wird empirisch ein Wert für σ_{App} ermittelt und für die Auswertung der Spektren in Kap. 7.4 genutzt.

Starkverbreiterung

Die Anwesenheit geladener Teilchen erzeugt im Plasma elektrische Mikrofelder [21, S.273ff]. Durch diese werden die Zustände der emittierenden Atome oder Ionen aufgespalten, ein Phänomen, das als *Stark-Effekt* bekannt ist [50, S.47ff]. Dabei zeigen Wasserstoff-Atome und Ionen mit eng beieinander liegenden entarteten Zuständen eine lineare Aufspaltung bezüglich der Feldstärke, alle anderen Ionen und Atome eine quadratische [51, S.13f]. Diese Aufspaltung führt zu einer linearen Verbreiterung der Linien mit der Elektronendichte [52, S.345]. Die zur Auswertung genutzten AR-Linien folgen der quadratischen Aufspaltung.

Für die Diagnostik von Plasmen wird dabei die H_β Linie herangezogen, da sie gut beschrieben ist. Nach [53, S.1499] ergibt sich die Starkverbreiterung dieser Linie zu:

$$\text{FWHM} = 2\gamma = 4.800 \text{ nm} \times \left(\frac{n_e}{1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.68116} \quad (4.22)$$

Für andere Spezies findet man für die Verbreiterung isolierter Linien in der Literatur, zum Beispiel bei [54], halbe Halbwertsbreiten γ_{tab} für bestimmte n_e^{lit} . Der Zusammenhang zwischen der zu messenden $n_{e,\text{exp}}$ und γ_{tab} ergibt sich zu [17, S.168]:

$$n_{e,\text{exp}} = \frac{\gamma_{\text{exp}}}{\gamma_{\text{tab}}} n_{e,\text{tab}} \quad (4.23)$$

Damit ist bei genügend guter Auflösung des Spektrometers oder hohen Elektronendichte eine weitere Dichteanalyse möglich. Die angegebenen γ_{tab} schwanken jedoch für ARII je nach beobachteter Linie um bis zu 40 % [54, S.834ff]. Die Skalierung der gemessenen Halbwertsbreiten mit den bestimmten Elektronendichten wird in Kap. 9.3 diskutiert.

4.4. Strahlungskontinuum

Der kontinuierliche Anteil des Spektrums eines Plasmas setzt sich aus der Bremsstrahlung und Rekombinationstrahlung zusammen, vgl. Kap. 4.2 und Abb. 4.4.

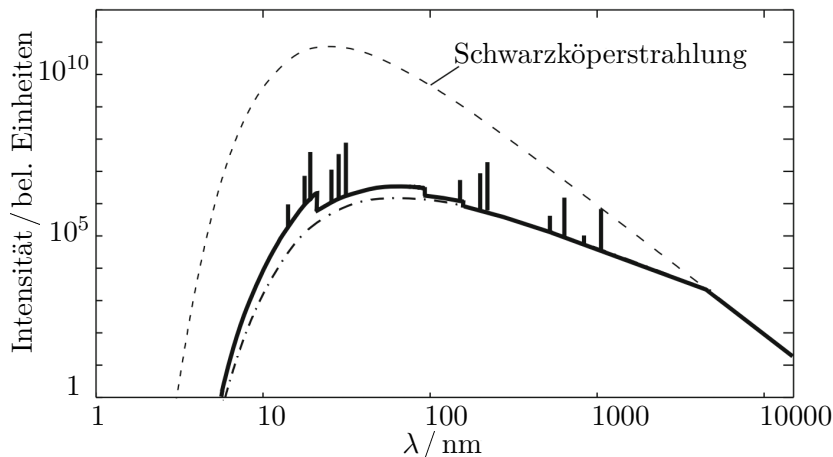


Abb. 4.4.: Simuliertes Spektrum eines dichten Wasserstoff-Plasmas bei $T_e = 10 \text{ eV}$ und $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, auf der y -Achse ist die Intensität aufgetragen. Die dicke durchgezogene Linie ist die Intensität des Kontinuums, deutlich zu sehen sind die Kanten der Absorptionsbanden, aus [17, S.86].

Das durch Rekombinationstrahlung entstehende Spektrum ist dabei nicht rein kontinuierlich. Durch die Energieniveaus der rekombinierenden Teilchen sind in ihm scharfe Kanten erkennbar. Der Einfluss der Rekombinationsstrahlung ist laut [23, S.149] besonders bei wasserstoffähnlichen Ionen von Bedeutung, daher wird diese im Weiteren vernachlässigt. Für die Beschreibung des Kontinuums wird daher bei der Auswertung der Spektren nur die Bremsstrahlung verwendet. Nach [17, S.105] ergibt sich für deren Emissivität $\varepsilon_{\lambda}^{ff}(\lambda)$:

$$\varepsilon_{\lambda}^{ff}(\lambda) = \chi \times n_e n_z z^2 \left(\frac{\epsilon_R}{k_B T_e} \right)^{1/2} \times \xi^{ff}(z, T_e, \lambda) \times \lambda^{-2} \times \exp \left[-\frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right] \quad (4.24)$$

Dabei beträgt $\chi = 4.108 \times 10^{-46} \frac{\text{Wm}^4}{\text{sr}}$ und fasst diverse atomphysikalische Gewichtungsfaktoren zusammen. Die Größen z , ϵ_R sowie $\xi^{ff}(z, T_e, \lambda)$ stehen für den Ladungszustand des betrachteten Ions, die Rydbergenergie sowie den Bibermann-Faktor, je nach Quelle auch Gaunt-Faktor genannt. (4.24) wird in der Auswertungssoftware genutzt, um das Kontinuum aus den Spektren abzuziehen, siehe auch Kap. 7.4.

Teil II.

Aufbau, Mess- und Auswertemethodik

Nachdem in den vorausgegangenen Kapiteln die zur Beschreibung der behandelten Materie und Auswertung notwendigen Begriffe und Modelle erläutert wurden, wird in den folgenden Kapiteln auf den entwickelten Aufbau sowie die Durchführung der Messungen eingegangen.

Begonnen wird in Kap. 5 mit dem neu entwickelten Plasmafenster auf Basis einer kaskadierten, wandstabilisierten Bogenentladung, daran anschließend wird die elektrische Beschaltung, welche sowohl die Zündspannung als auch den Entladungsstrom bereitstellt, beschrieben. Dem folgt die Erläuterung des spektroskopischen Aufbaus, welcher die Ermittlung der Plasmaparameter ermöglicht.

In Kap. 6 wird zunächst auf die in dieser Arbeit verwendete Fehlerabschätzung und -fortpflanzung eingegangen. Im Anschluss daran wird die Erhebung der einzelnen Messgrößen sowie ihre Verwendung und die dazu gehörigen Fehlerabschätzungen besprochen.

Den Schlusspunkt dieses Teils der Arbeit bildet Kap. 7. In diesem wird die zur Auswertung der Spektalaufnahmen entwickelte Software anhand eines Beispielspektrums beschrieben. Da die Ermittlung der Elektronendichte und -temperatur durch die vorgestellte Software erfolgt, werden die Berechnungen dieser Größen sowie ihrer Fehler aus den aufgezeichneten Spektren dort erläutert.

Experimenteller Aufbau

5.1. Aufbau des Plasmafensters

Der innerhalb diese Arbeit neu entwickelte Aufbau basiert auf dem von H. Maecker entwickelten Konzept einer *kaskadierten Bogenentladung für hohe Leistungen* [1, S.458]. Der den Bogen begrenzende Kanal ist aus gegeneinander isolierten Kühlplatten aufgebaut, eine solche Konstruktion ist in Abb. 5.1 dargestellt und hat mehrere Vorteile: So können Bögen bei hohen Leistungen stabil betrieben werden und „die Differenz der Spannungsabfälle dieser Platten gegen die Kathode, geteilt durch den Abstand der Plattenmitten, ergibt direkt die Feldstärke“ [1, S.459].

Das besondere an seinem Aufbau ist die radiale Stabilisierung des Bogens durch wassergekühlte, unterbrochene Kupferwände. Durch diesen Einschluss wird der Bogen stabilisiert; es treten weniger Verwirbelungen auf und man erhält ein homogenes, räumlich und zeitlich stabiles Plasma [1, S.459f], vgl. auch Kap. 3.2.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Aufbau folgt dem Typ Plasmafenster der TU Eindhoven, siehe u.A: Rosado [55, S.63]; Kroesen [56, S.27], Krasik [57] und Hershcovitch [2, S.5286]. Er ist in Abb. 5.2 im Querschnitt dargestellt und unterscheidet sich von den erwähnten Aufbauten in drei substanziellen Punkten:

Zum einen ist am hier beschriebenen Aufbau an der Vakuumseite eine wassergekühlte Blende aus Kupfer mit einer zentralen Bohrung von 5 mm angebracht. Diese ist notwendig, da das heiße Gas sonst den Niederdruckrezipienten zu stark erhitzt, siehe auch Kap. 11. Zum anderen fungiert nicht die letzte Kühlplatte als Anode, sondern diese sind, wie die Kathoden, austauschbar. Weiterhin ist der Abstand zwischen den Elektroden und der ersten Platte groß gegenüber dem der anderen Aufbauten.

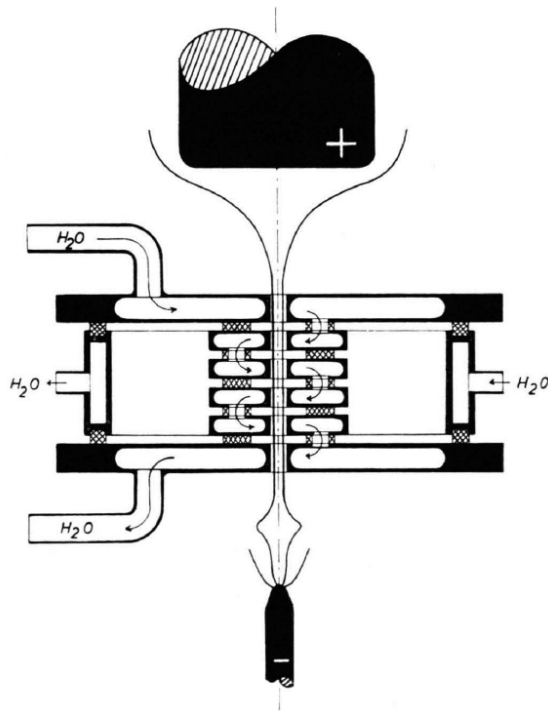


Abb. 5.1.: Schematischer Aufbau H. Maeckers [1, S.458].

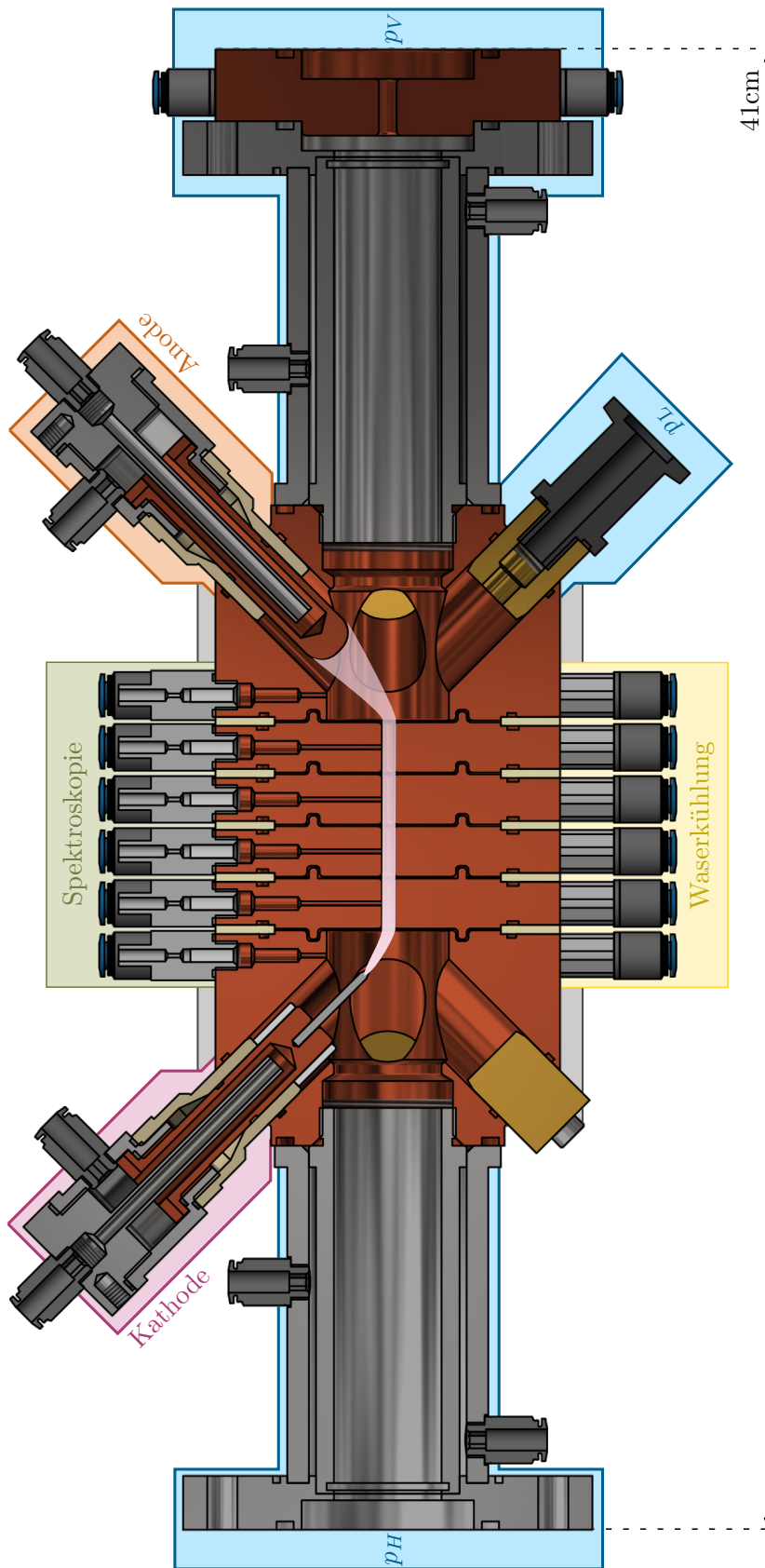


Abb. 5.2.: Querschnittgrafik des verwendeten Aufbaus. Die verschiedenen Farben symbolisieren unterschiedliche Baugruppen und werden nachfolgend im Einzelnen erläutert. Das Plasma ist in dieser Grafik zentral in einem hellen Rosaton eingezeichnet. Die Hochdruckseite p_H mit Gasinlass befindet sich links. Auf der rechten Seite ist hinter der Blende ein Rezipient mit Scrollpumpe angeschlossen. Mit Pfeilen versehene Zahlen und Buchstaben am oberen Rand der Grafik geben die Indizes der Bauteile an. Die wichtigsten Geometrischen Parameter sind in Tab. 5.2 zusammengefasst.

5.1.1. Beschreibung des verwendeten Aufbaus

Farbe	Baugruppe
Grau	Plasmafenster, bestehend aus Kühlplatten und Elektrodenhaltern
Magenta	Kathoden
Orange	Anoden
Gelb	Zu- und Abläufe der Wasserkühlung
Grün	Spektroskopische Zugänge
Blau	Gastechnischer Aufbau mit differentieller Pumpstufe (rechts)

Tab. 5.1.: Zuordnung der in Abb. 5.2 verwendeten Farben zu den entsprechenden Baugruppen.

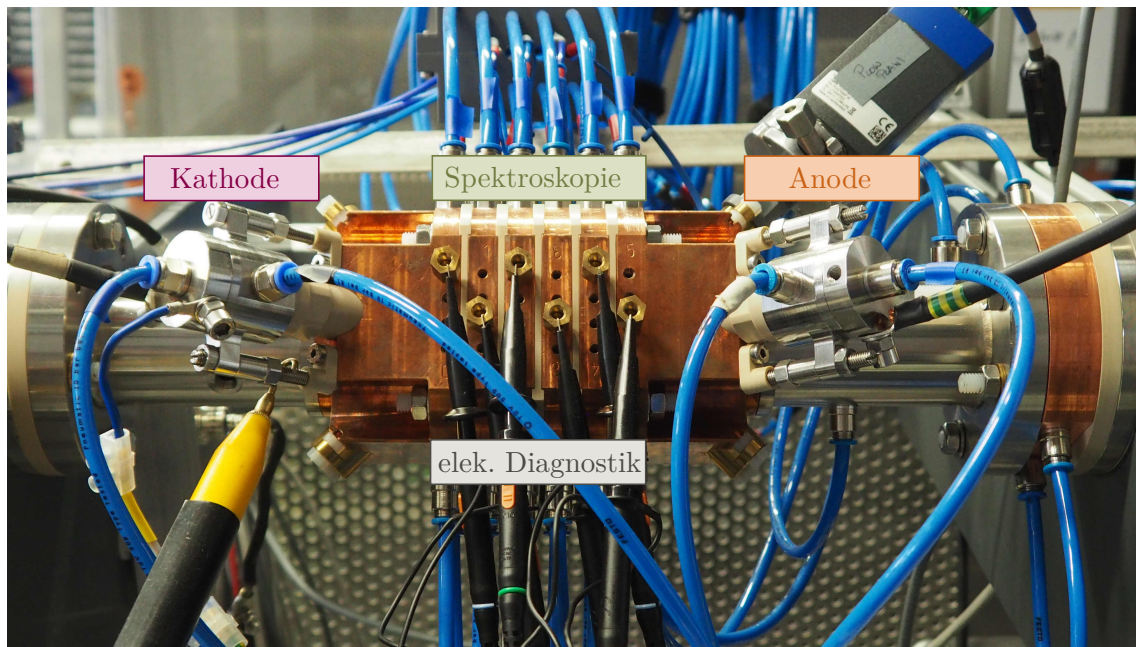


Abb. 5.3.: Fotografie des beschalteten Experiments, die Darstellung folgt Abb. 5.2, sodass sich die Kathode links und die Anode rechts befinden.

Abb. 5.2 stellt den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Aufbau im Querschnitt dar, die Zuordnung der dort verwendeten Farben zu den jeweiligen Baugruppen ist in Tab. 5.1 aufgeschlüsselt. In Abb. 5.3 ist eine Fotografie des entwickelten Aufbaus wiedergegeben. Die einzelnen Baugruppen werden im Folgenden einzeln besprochen, dabei wird die Reihenfolge von Tab. 5.1 eingehalten. Tab. 5.2 fasst die wichtigsten geometrischen Parameter des entwickelten Aufbaus zusammen.

a) Plasmafenster

Die den Entladungskanal formenden Kühlplatten sind das zentrale Element des Plasmafensters. Sie sind aus massivem Kupfer gefertigt und wassergekühlt, um die von der Entladung abgegebene Leistung, $2.5 \text{ kW} \leq P_{\text{Verlust}} \leq 8.5 \text{ kW}$, gut aufzunehmen und an das Kühlwasser

Parameter	Größe
Gesamtlänge	41 cm
Länge des Kanals	57.5 mm
Durchmesser des Kanals	3.3 mm sowie 5 mm
Anzahl der genutzten Kathoden	je 1
Anzahl der Anoden	1
Anzahl der spektroskopischen Zugänge	6

Tab. 5.2.: Geometrische Kenngrößen des entwickelten Aufbaus.

abgeben zu können. Die Kühlplatten sind 12 mm breit und durch *Poly-Ether-Ether-Keton* (PEEK) Scheiben gegeneinander isoliert. Die Nut-Feder-Konstruktion der Kühlplatten schützt die PEEK-Isolatoren vor Strahlungsschäden und ermöglicht eine lange Lebensdauer der Isolatoren.

Der Entladungskanal selbst wird durch eine Bohrung mit $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$ oder $\varnothing_K = 5 \text{ mm}$ gebildet, welche nacheinander vermessen wurden und zu unterschiedlichen Ergebnissen führen, siehe Abschnitt III. Er ist durch die Abstände zwischen den Kühlplatten jeweils um 0.5 mm unterbrochen.

Den Übergang zwischen Kühlplatten und Adapterstutzen zu den Vakuumrezipienten bilden zwei Elektrodenhalter, welche ebenfalls aus massivem Kupfer gefertigt und wassergekühlt sind. Sie können jeweils bis zu 4 Elektroden aufnehmen, wobei einer der Plätze auf der Niederdruckseite, rechts in Abb. 5.2, von einem Druckmesskopf zur Aufzeichnung von p_L belegt ist.

b) Kathoden

Auf der Hochdruckseite, links in Abb. 5.2, befinden sich die Halterung für die Kathoden. Diese basieren auf wasserdurchspülten Kupferzylindern, in welche jeweils eine Wolfram-Lanthanoxid-Nadel eingelassen ist. Für die Begründung der Wahl dieses Materials siehe Kap. 3.2.1, Unterpunkt *Kathodenschicht*. Diese Nadeln dienen der Entladung als eigentliche Kathode, das Plasma brennt von ihren Spitzen, wobei die in dieser Arbeit präsentierten Messungen mit jeweils nur einer eingebauten Kathode entstanden sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Messungen jeweils mit nur einer eingebauten Kathode durchgeführt. Mit den verwendeten Nadeln wurden jeweils Betriebszeiten von über 5 h erreicht.

c) Anoden

Die Halterung der Anoden befindet sich auf der Niederdruckseite, rechts in Abb. 5.2. Die Anoden sind ähnlich den Kathoden konstruiert. Im Gegensatz zu diesen verfügen sie allerdings nicht über eine Aufnahme für die Spitzen, sondern sind vorne massiv ausgeführt und abgerundet. Dies geschieht, um die in Kap. 3.2.1, Unterpunkt *Anodenschicht*, erläuterte Problematik bei zu kleinen Anodengeometrien zu vermeiden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit einer eingebauten Anode gearbeitet. Diese zeigte auch nach über 10 h Betrieb außer oberflächlichen Verfärbungen keine Abnutzungserscheinungen.

d) Spektroskopische Zugänge

Die Auskopplung der Strahlung aus dem Plasmafenster zu den Lichtwellenleitern ist durch radiale Bohrungen in den Kühlplatten realisiert. Zum Vakuumverschluss werden Quarzglasstäbchen verwendet, welche im genutzten Wellenlängenbereich transparent sind. Die Weiterleitung der Strahlung zum Spektrometer wird in Kap. 5.3 sowie ausführlich in [3, S.39ff] besprochen.

Der in Abb. 5.2 dargestellte Aufbau sieht sechs spektroskopische Zugänge vor. Von diesen wurden im Verlauf dieser Arbeit jedoch nur die mittleren vier genutzt, da das in [3, S.41ff] entwickelte Linsensystem nur für vier Beobachtungspunkte ausgelegt ist. Die Erweiterung dieses abbildenden Systems ist für die zukünftige Weiterentwicklung des Plasmafensters vorgesehen.

e) Gastechnischer Aufbau

Der gastechnische Aufbau des Experimentes besteht auf der Hochdruckseite aus einem CF63-Kreuzstück, an das ein *Massenflusscontroller* (MFC) angebracht ist. Mit diesem wird der Volumenfluss Q_{MFC} durch den Aufbau gesteuert. Weiterhin befindet sich an der Hochdruckseite ein Pirani-Kapazitäts-Manometer zur Erfassung von p_H .

Auf der Niederdruckseite befindet sich in einer der Fassungen für die Anoden ein Adapter, an den ein weiteres Pirani-Kapazitäts-Manometer angebracht ist. Dieses misst den Druck p_L , welcher sich in unmittelbarer Nähe der Anode einstellt. Gasflussabwärts folgt die wassergekühlte Blende mit einer Apertur von 5.0 mm, sie dient der Kühlung des Restgases, bevor dieses in das abschließende CF63-Kreuzstück strömt. Am niederdruckseitigen Kreuzstück befinden sich eine Scrollpumpe sowie ein Fullrange-Manometer zur Messung von p_V . Tab. 5.3 fasst die gastechnischen Parameter, die dazugehörigen Messgeräte sowie typische Messwerte zusammen.

Parameter	Messgerät	Controller	typ. Werte
Q_{MFC}	Bronkhorst EL-Flow Prestige	integriert	0.4 slm bis 20 slm
p_V	Pfeiffer Vacuum PKR 251	Pfeiffer Vacuum TPG 261	≤ 4 mbar
p_L	Agilent PCG-750	Agilent XGS600	≤ 240 mbar
p_H	Agilent PCG-750	Agilent XGS600	≤ 740 mbar

Tab. 5.3.: Gastechnische Kenngrößen des Aufbaus.

5.2. Elektrische Beschaltung des Aufbaus

Für die Zündung und den Betrieb des Plasmafensters ist eine elektrische Beschaltung notwendig, welche vier Bedingungen erfüllen muss:

1. Ein genügend langer ($t \geq 5 \mu\text{s}$) und hoher ($U_d \geq 800 \text{ V}$) Spannungspuls muss zur Zündung bereitgestellt werden. Dazu wurde ein *pulsformendes Netzwerk* (PFN) nach Art der Rayleigh-Linie aufgebaut, vgl. [58, S.16ff], welches separat aufgeladen wird.
2. Die Trennung zwischen Zündpuls und empfindlichen elektrischen Bauteilen muss gewährleistet sein, dies ist durch eine in den Stromkreis eingebaute Diode realisiert.
3. Die zur Verfügung stehende Stromstärke muss 15 A überschreiten.
4. Dem Hauptnetzteil muss nach der Zündung genügend Zeit zum Hochfahren gegeben werden, dazu wurde dem Hauptnetzteil eine Stützkapazität parallel geschaltet.

In Abb. 5.4 ist das Schaltbild des Aufbaus dargestellt, dort sind die Baugruppen zur Zündung **blau**, die zum Betrieb **dunkelmagenta** umrahmt. Die Bezeichnungen der Netzteile sowie deren Kennzahlen finden sich in Tab. 5.4.

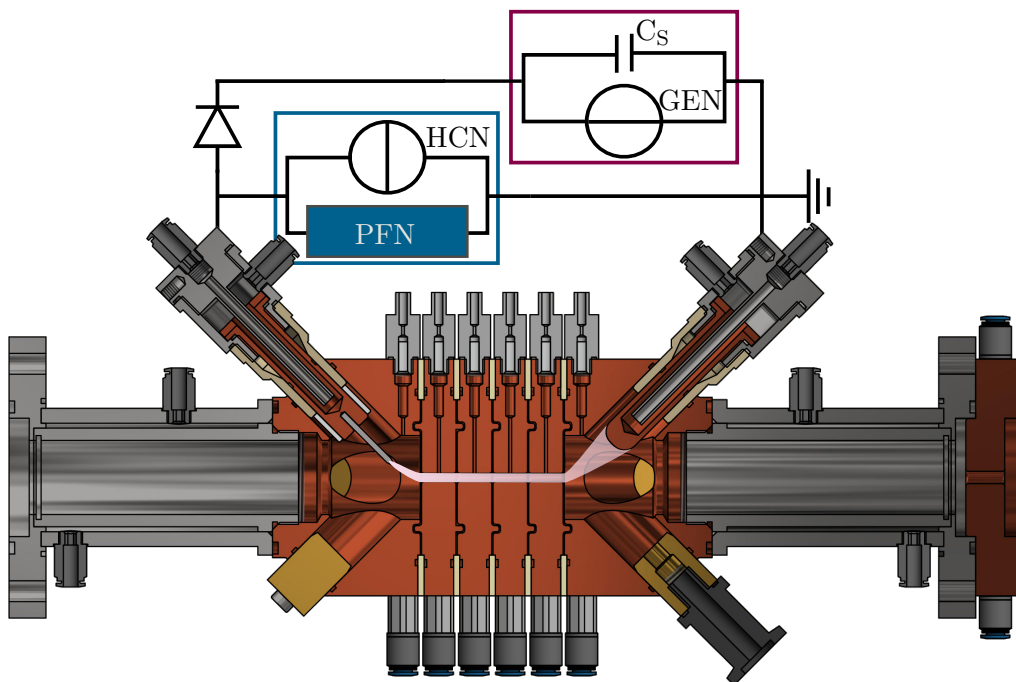


Abb. 5.4.: Elektrische Beschaltung des Aufbaus.

Bauteil	Bezeichnung	Betriebsgrößen
Hauptnetzteil	Heinzinger GEN 250-60	$U \leq 250 \text{ V}, I \leq 60 \text{ A}$
Hochspannungsnetzteil	FUG HCN 35-6500	$U \leq 950 \text{ V}, I \leq 35 \text{ mA}$

Tab. 5.4.: Verwendete Netzteile .

5.3. Spektroskopischer Aufbau

Die an den spektroskopischen Zugängen gesammelte Strahlung wird mittels Lichtwellenleitern auf ein von A. Michel im Rahmen seiner Masterarbeit [3] entwickeltes Linsensystem geleitet. Dieses kann bis zu vier Beobachtungspunkte auf den Eingangsschlitz des verwendeten Spektrometers fokussieren. Abb. 5.5 gibt das Schema der Abbildung von vier Beobachtungspunkten auf den Eingangsschlitz des Spektrometers wieder. Für die genaue Konstruktion und Parametrisierung des abbildenden Systems siehe [3, S.41f].

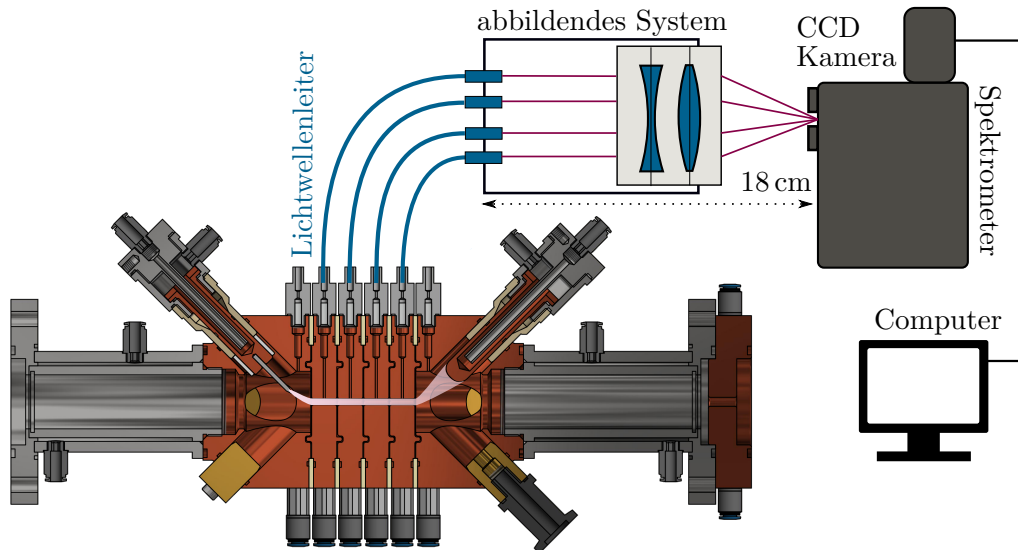


Abb. 5.5.: Darstellung des optischen Abbildungssystems, nach [3, S.39].

Das verwendete Spektrometer ist nach der Czerny-Turner-Konfiguration mit einer Wegstrecke von 0.5 m konstruiert, siehe [17, S.39ff] für eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise. Zur Aufzeichnung der Spektren wird eine in der Ausgangsebene des Spektrometers eingebaute CCD-Kamera vom Typ *PIXIS 256* verwendet. Tab. 5.5 fasst die wichtigsten spektroskopischen Parameter des beschriebenen Experiments zusammen.

Kameramodell		Princeton Instruments Acton - Pixis 256
Auflösung des Chips		$1024 \times 256 \text{ Pixel}^2$
Chipfläche		$26.6 \times 6.7 \text{ mm}^2$
Spektrograph		Princeton Instruments Acton - SpectraPro 2500i
Weglänge Spektrograph		0.5 m
Blazing Gitter		$2400 \frac{\text{grooves}}{\text{mm}}$
λ -Auflösung ($\Delta\lambda$)		$\leq 0.016 \frac{\text{nm}}{\text{pixel}}$

Tab. 5.5.: Kenngrößen der verwendeten Konfiguration zur Aufzeichnung der Spektren.

Fehlerbetrachtung und Messmethodik

6.1. Allgemeine Fehlerbetrachtung

Da keine physikalische Messung beliebig präzise und genaue Ergebnisse liefern kann, wird an dieser Stelle auf Fehlerquellen und die Fortpflanzung von Messfehlern bis zum Endergebnis eingegangen. Es werden allgemeine Formeln aufgestellt und Begriffe erklärt, eine detaillierte Analyse der Fehler findet in den folgenden Kapiteln statt. Begonnen wird mit der Unterscheidung zwischen *systematischen* und *statistischen* Fehlern [59, S.3f]:

- *Statistische Fehler* entstehen durch statistische Schwankungen der einzelnen Messgrößen.
- *Systematische Fehler* ergeben sich aus technischen Ungenauigkeiten oder durch die Verwendung von ungenauen Zahlenwerten für zu Berechnungen hinzugezogenen Größen.

Die Angabe von Messgrößen mit ihren jeweiligen Fehlern erfolgt im Rahmen der vorliegenden Arbeit wie folgt:

$$x = \bar{x} \pm \Delta x_{\Sigma} = \bar{x} \pm (\Delta x_{\text{stat}} + \Delta x_{\text{sys}}) \quad (6.1)$$

Dabei ist \bar{x} der Mittelwert der Messungen, Δx_{stat} der statistische und Δx_{sys} der systematische Fehler. Für aus Messwerten berechnete Größen $G = G(x_1, x_2, x_3, \dots, x_N)$ wird der Mittelwert \bar{G} aus den Mittelwerten der Messergebnisse \bar{x}_i berechnet. Für den Gesamtfehler $(\Delta G)_{\Sigma}$ werden die einzelnen Fehlerbeiträge aufsummiert:

$$(\Delta G)_{\Sigma} = (\Delta G)_{\text{stat}} + (\Delta G)_{\text{sys}} \quad (6.2)$$

Die Bestimmung der einzelnen Fehler anhand der Fehlerfortpflanzung wird im Folgenden erläutert, dabei werden dimensionsbehaftete Fehler Δx *absolute Fehler* und dimensionslose Fehler $\frac{\Delta x}{x}$ *relative Fehler* genannt.

Systematische Fehler

Systematische Fehler rühren von technischen Ungenauigkeiten oder nicht genau bekannten Zahlenwerten her. Für die Fortpflanzung der systematischen Fehler wird nach [60, S.37] die Größtfehlermethode verwendet. Nach ihr berechnet sich der systematische Fehler einer aus Messwerten berechneten Größe G wie folgt:

$$\Delta G(x_1, x_2, \dots, x_N)_{\text{sys}} = \sum_i \left| \frac{\partial G}{\partial x_i} \Delta x_{i,\text{sys}} \right| \quad (6.3)$$

In (6.3) ist $\Delta x_{i,\text{sys}}$ der absolute systematische Fehler der Messgröße x_i . Zur Bestimmung der systematischen Fehler werden die von den Herstellern angegebenen Fehlergrenzen der jeweiligen Messgeräte genutzt. Systematische Fehler lassen sich durch die Wiederholung der Messung nicht verkleinern, da sie ein feste Verschiebung des Messwertes gegenüber dem realen Wert verursachen.

Statistische Fehler

Für die Bestimmung von statistischen Fehlern wird die Fehlerfortpflanzung nach Gauß genutzt [59, S.43, S.33]. Dabei wird von einer normalverteilten Statistik der Messgrößen ausgegangen.

$$\Delta G(x_1, x_2, \dots, x_N)_{\text{stat}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial G}{\partial x_i} \Delta x_{i,\text{stat}} \right)^2} \quad (6.4)$$

Die Bedeutung der Variablen in (6.4) entspricht dabei der von (6.3). N ist hier zusätzlich die Anzahl der durchgeführten Messungen, daher lässt sich durch häufiges Wiederholen einer Messung deren statistischer Fehler verringern. Die statistischen Fehler der einzelnen Messgrößen $\Delta x_{i,\text{stat}}$ werden im Rahmen dieser Arbeit durch ihre Standardabweichung ausgedrückt [59, S.11f].

6.2. Aufzeichnung und Auswertung der elektrischen Parameter

Um eine vollständige Charakterisierung des Plasmafensters im Betrieb zu ermöglichen, werden die äußeren elektrischen Parameter aufgezeichnet und ausgewertet. Dazu werden die Betriebsspannung und -stromstärke sowie die Potentiale der Kühlplatten aufgezeichnet.

6.2.1. Bestimmung der Betriebsspannung und der Leistung

Die Betriebsspannung U_{Σ} wird der am Hauptnetzteil angezeigten Spannung U_{GEN} gleichgesetzt. Dies erfolgt, da die Ungenauigkeiten sowohl des Tastkopfes (ca. 6% [61]) als auch des Oszilloskops (ca. 3% bei bestmöglicher Einstellung [61]) größer sind als die Anzeigengenauigkeit des Netzteils ($\Delta U_{\text{GEN}} = 1.25 \text{ V}$ [62, S.26]). Auch unter Berücksichtigung des Spannungsabfalls über die Diode von $\Delta U_{\text{Diode}} = 1 \text{ V}$ [63] ist die angezeigte Spannung am Hauptnetzteil genauer als die Auswertung über das Oszilloskop. Für die Bestimmung der Stromstärke I_{Plasma} wird ebenfalls der angezeigte Wert am Hauptnetzteil I_{GEN} verwendet, sein Fehler beträgt $\Delta I_{\text{GEN}} = 0.3 \text{ A}$ [62, S.26].

Die am Aufbau abfallende Leistung P wird aus dem Produkt aus Stromstärke und Betriebsspannung bestimmt:

$$P = U_{\text{GEN}} I_{\text{GEN}} \quad (6.5)$$

Für den Fehler ΔP ergibt sich unter Berücksichtigung des Spannungsabfalls über die Diode:

$$\Delta P = I (\Delta U_{\text{GEN}} + \Delta U_{\text{Diode}}) + U \Delta I_{\text{GEN}} \quad (6.6)$$

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta U_{\text{GEN}} + \Delta U_{\text{Diode}}}{U_{\text{GEN}}} + \frac{\Delta I_{\text{GEN}}}{I_{\text{GEN}}} \quad (6.7)$$

Diesen Überlegungen folgend ergibt sich für alle bestimmten Leistungen ein Fehler $\frac{\Delta P}{P}$ von weniger als 4.5%.

6.2.2. Aufzeichnung der Plattenpotentiale

Zur Potentialdiagnostik werden an Kathode und Kühlplatten Spannungstastköpfe verwendet. Diese sind an zwei Oszilloskope angeschlossen, welche mittels einer Software ausgelesen werden, siehe Kap. 6.2.

Für die Aufzeichnung sowohl der Potentiale an Kathode und Kühlplatten als auch der Drücke wird eine selbst entwickelte Software verwendet. Diese liest über USB- und RS232-Schnittstellen alle entsprechenden Parameter der in Tab. 5.3 aufgeführten Controllern sowie den Oszilloskopen aus und zeichnet diese auf. Das Auslesen der Controller geschieht mit einer Zeitauflösung von etwa $\Delta t = 1 \text{ s}$; mit derselben Zeitauflösung werden die erhobenen und eingegebenen Werte mit einem Zeitstempel für die spätere Verwendung in eine Datei geschrieben. Alle nicht auslesbaren Werte werden der Software per Hand übermittelt.

Bei der automatisierten Aufzeichnung des Potentialverlaufs entlang der Entladungsachse kommt es in weniger als 5 % der Fälle zu Übertragungsfehlern, bei denen die Werte der Potentiale um eine bis zwei Größenordnungen verschoben sind. Diese Werte wurden gelöscht und bei der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt. Zur Verdeutlichung ist ein Ausschnitt der automatisierten Aufzeichnung in Tab. 6.1 dargestellt, in dem die Ausreißer rot hervorgehoben sind.

Zeit	λ_z	I	φ_K	φ_{P0}	φ_{P1}	φ_{P2}	φ_{P3}	φ_{P4}	φ_{P5}	φ_A	p_V	Q_{MFC}
mm:ss	nm	A	V	V	V	V	V	V	V	V	mbar	slm
28:29	501	45	-118	-110	-104	-77	-54	-32	-12.5	-0.29	3.81	2.5
28:30	501	45	-118	-1.1	-104	-77	-54	-32	-12.5	-0.29	3.81	2.5
28:31	501	45	-118	-1.1	-104	-77	-54	-32	-12.5	-0.29	3.81	2.5
28:32	501	45	-118	-111	-104	-77	-54	-32	-12.5	-0.29	3.81	2.5
28:33	501	45	-118	-111	-104	-77	-54	-32	-12.5	-0.29	3.81	2.5
28:34	501	45	-118	-111	-104	-77	-5.0	-32	-12.5	-0.28	3.81	2.5
28:35	501	45	-118	-111	-104	-77	-5.0	-32	-12.5	-0.28	3.8	2.5
28:36	501	45	-118	-111	-104	-77	-54	-32	-12.5	-0.28	3.84	2.5

Tab. 6.1.: Ausschnitt der aufgezeichneten Daten vom 25. Okt. 2018, weniger als 5% aller Messdaten sind Ausreißer. Die φ_j geben die gemessenen Potentiale der jeweiligen Bauteile an, dabei steht K für die Kathode, A für die Anode und Pk für die entsprechende Kühlplatte, vgl. Abb. 5.2.

Der Fehler der Potentialmessung an den Platten entsteht durch die Fehler der Tastköpfe (6 %) sowie den Fehler des Oszilloskops bei bestmöglicher Einstellung (3 %) [61]. In erster Näherung addieren sich diese Fehler, sodass die Potentialmessungen mit einem Fehler von $\frac{\Delta\varphi}{\varphi} = 9\%$ behaftet sind.

6.2.3. Bestimmung der elektrischen Feldstärke und spezifischen Leistung

Zur Bestimmung des Betrags der elektrischen Feldstärke $|\mathbf{E}|$ innerhalb der Bogensäule wird wie in Kap. 5.1 beschrieben vorgegangen: Die Potentiale der den Kanal formenden Kühlplatten werden aufgezeichnet und mit den Abständen ihrer Mittelpunkte linear angepasst. Die dafür verwendete Routine `scipy.optimize.curve_fit()`, [64], berücksichtigt die Fehler der Potentialmessungen. Aus der sich ergebenden Steigung wird schließlich der Betrag der elektrischen Feldstärke berechnet. Die verwendete Routine ermittelt zudem den Fehler der Steigung, sodass aus diesem $\Delta|\mathbf{E}|$ bestimmt werden kann. Ein Ergebnis dieser Vorgehensweise ist in Abb. 6.1 für $\varnothing_{\text{Kanal}} = 3.3 \text{ mm}$ und $I = 60 \text{ A}$ dargestellt.

Die Auswertung ergibt für die ermittelten Feldstärken für die verwendeten Durchmesser folgende Fehlergrenzen:

$$\frac{\Delta|\mathbf{E}|_{3.3 \text{ mm}}}{|\mathbf{E}|_{3.3 \text{ mm}}} \leq 11 \% \quad \frac{\Delta|\mathbf{E}|_{5.0 \text{ mm}}}{|\mathbf{E}|_{5.0 \text{ mm}}} \leq 14 \% \quad (6.8)$$

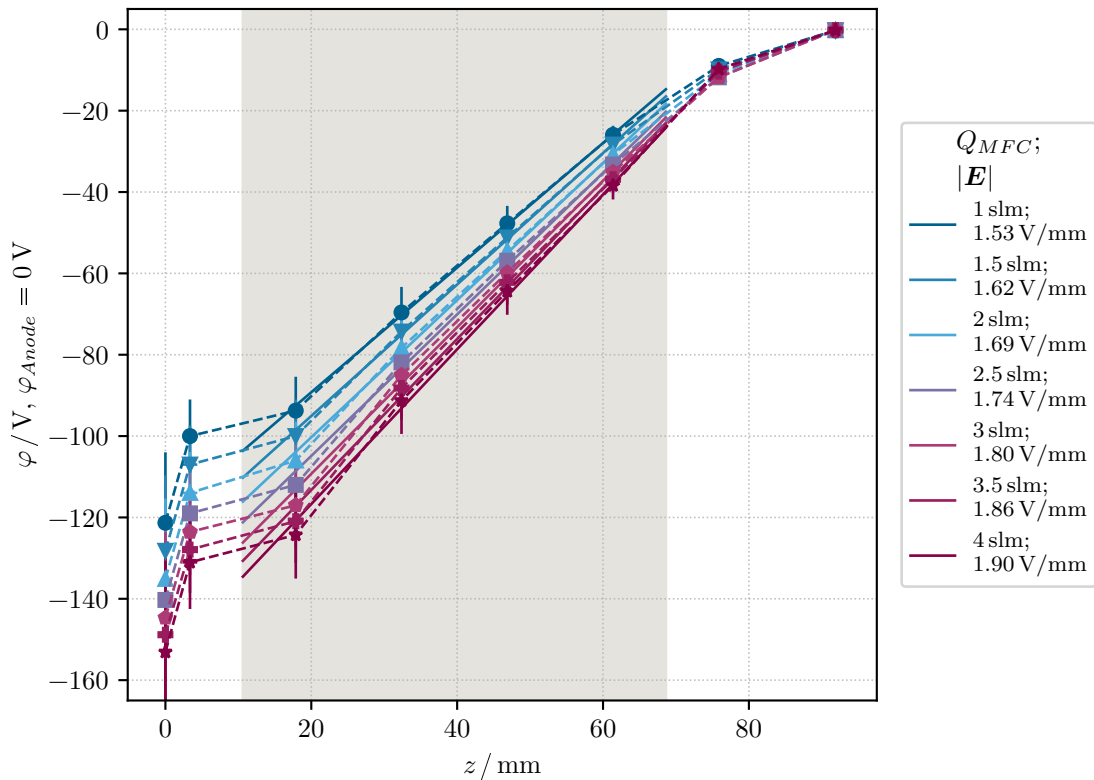


Abb. 6.1.: Darstellung der Bestimmung des Betrages des E -Feldes in der positiven Säule durch lineare Regression entlang des Kanals. Die Ausdehnung des Kanals ist als hellgrauer Bereich eingezeichnet. Die präsentierten Daten wurden mit $I = 60 \text{ A}$ sowie $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$ erhoben, die Fehler sind kleiner als 11%.

Die spezifische Leistung w , ein Maß für den Leistungsabfall entlang der Bogensäule, ergibt sich nach [16, S.526] zu

$$w = |\mathbf{E}| I \quad (6.9)$$

Da sich der Fehler in $|\mathbf{E}|$ aus der linearen Anpassung ergibt und der Fehler in I von der systematischen Ungenauigkeit dominiert wird, erfolgt die Bestimmung des Fehlers in w nach der Größtfehlermethode:

$$\Delta w = w \left(\frac{\Delta |\mathbf{E}|}{|\mathbf{E}|} + \frac{\Delta I}{I} \right) \quad (6.10)$$

6.3. Aufzeichnung und Auswertung der Spektren

Die in dieser Arbeit durchgeführte Ermittlung der Plasmaparameter basiert auf Aufnahmen, welche mit dem in Kap. 5.3 beschriebenen optischen Aufbau erzeugt werden. Diese dienen nicht nur der Bestimmung der Plasmaparmeter, sondern ermöglichen auch die Überprüfung der Zusammensetzung des Plasmas. An dieser Stelle wird darauf eingegangen, wie diese Spektren erhoben werden, welche Überlegungen der Auswahl der aufgezeichneten Wellenlängen zugrunde liegen und wie der Fehler in der Intensitätsverteilung bestimmt wird. Die Auswertung der Spektren sowie die Fehleranalyse der aus den Profilformen gewonnenen Halbwertsbreiten findet in Kap. 7 statt.

6.3.1. Aufzeichnung der Spektren

Wie in Kap. 5.3 beschrieben, wird die Strahlung des Plasmas über ein optisches System auf einen Kamerachip abgebildet, welcher die Intensität pro Pixel abspeichert. Eine so erstellte Aufnahme ist in Abb. 6.2 in Falschfarbendarstellung dargestellt, die einzelnen Beobachtungspunkte sind darin als Streifen erkennbar. Unterschiede in den Intensitäten der einzelnen Streifen sind auf das optische System zurück zu führen und haben keine plasmaphysikalische Bedeutung.

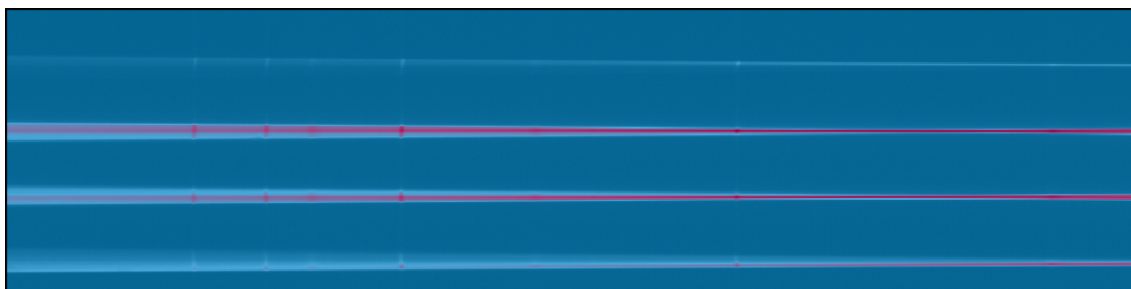


Abb. 6.2.: Darstellung einer Aufnahme, mit logarithmierter Intensität. $\lambda_Z = 464 \text{ nm}$, $Q_{MFC} = 4 \text{ slm}$, $\varnothing_{\text{Kanal}} = 3.3 \text{ mm}$, $I = 60 \text{ A}$.

Da die so erstellten Aufnahmen neben spektroskopischen Informationen auch Intensitätsrauschen und -offset enthalten, werden zusätzlich Hintergrundaufnahmen gemacht. Diese entstehen unter gleichen Bedingungen wie die spektroskopischen Aufnahmen, nur dass dabei kein Licht in das Spektrometer fällt, und werden zum Abzug des Hintergrundes genutzt, siehe Kap. 7.2. Zur Auswertung der Aufnahmen eines Experimentiertages wird derselbe Hintergrund verwendet, da er von rein kamerainternen Prozessen dominiert wird.

6.3.2. Auswahl der aufzuzeichnenden Wellenlängen

Für die Bestimmung der Elektronendichte nach der in Kap. 4.3.5 vorgestellten Methode muss die H_β -Linie bei 486.13 nm aufgezeichnet werden. Benutzt man zur Bestimmung von $k_B T_e$ aus zwei Linien (4.9) unter der Annahme, dass die Fehler für g und λ im Vergleich zu denen in A und I vernachlässigbar klein sind [25], so lässt sich ein Ausdruck für den

Fehler der Temperaturbestimmung nach dieser Methode herleiten:

$$k_B T_e = \frac{-(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{\ln(\chi)}, \quad \chi = \frac{g_2 A_2 I_1 \lambda_1}{g_1 A_1 I_2 \lambda_2}$$

$$\Delta(k_B T_e) = \frac{-k_B T_e}{\ln(\chi)} \sqrt{\left(\frac{\Delta I_1}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_1}{A_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_2}{I_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_2}{A_2}\right)^2}$$

Wird oben stehender Ausdruck für $\Delta(k_B T_e)$ zum relativen Fehler in $k_B T_e$ umformuliert,

$$\frac{\Delta(k_B T_e)}{k_B T_e} = \frac{k_B T_e}{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta I_1}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_1}{A_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_2}{I_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_2}{A_2}\right)^2} \quad (6.11)$$

so erkennt man, dass die Genauigkeit dieser Methode steigt, je größer $\epsilon_1 - \epsilon_2$ gegenüber $k_B T_e$ ist. Diese Aussage stellt ein Auswahlkriterium für die zu verwendenden Linien dar. Da $\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_2$ für intensive ARI-Linien maximal 1.5 eV beträgt, wird zur Bestimmung von T_e auf ARII-Linien zurückgegriffen, da diese innerhalb weniger nm Übergänge mit $\Delta\epsilon \geq 1.8$ eV erzeugen. Zusätzlich weisen ARII-Linien auch bei hohen Elektronendichten eine schwächere Asymmetrie als ARI-Linien auf [52, S.343]. Mit diesen Überlegungen folgen die in Tab. 6.2 aufgelisteten Aufnahmeintervalle mit den darin aufzufindenden ARII-Linien und einigen wichtigen Parametern der jeweiligen Übergänge bzw. oberen Zustände.

λ_z / nm	λ_{pq} / nm	A_{pq} / s^{-1}	g_p	ϵ_p / eV	Konfiguration	Term	J
464	457.93	8.0e+7	2	19.973	$3s^2 3p^4(^3P)4p$	$2S^\circ$	1/2
	458.99	6.64e+7	6	21.127	$3s^2 3p^4(^1D)4p$	$2F^\circ$	5/2
	459.88	6.7e+7	4	21.352	$3s^2 3p^4(^1D)4p$	$2P^\circ$	3/2
	460.96	7.89e+7	8	21.143	$3s^2 3p^4(^1D)4p$	$2F^\circ$	7/2
	463.72	7.1e+6	6	21.127	$3s^2 3p^4(^1D)4p$	$2F^\circ$	5/2
	465.79	8.92e+7	2	19.801	$3s^2 3p^4(^3P)4p$	$2P^\circ$	1/2
486	480.60	7.80e+7	6	19.223	$3s^2 3p^4(^3P)4p$	$4P^\circ$	5/2
	484.78	8.49e+7	2	19.305	$3s^2 3p^4(^3P)4p$	$4P^\circ$	1/2
	487.98	8.23e+7	6	19.680	$3s^2 3p^4(^3P)4p$	$2D^\circ$	5/2
501	496.51	3.94e+7	4	19.762	$3s^2 3p^4(^3P)4p$	$2D^\circ$	3/2
	497.22	9.7e+6	2	19.305	$3s^2 3p^4(^3P)4p$	$4P^\circ$	1/2
	500.93	1.51e+7	6	19.223	$3s^2 3p^4(^3P)4p$	$4P^\circ$	5/2
	501.72	2.07e+7	6	21.127	$3s^2 3p^4(^1D)4p$	$2F^\circ$	5/2

Tab. 6.2.: Genutzte ARII-Linien aus [25]. Die horizontalen Trennlinien begrenzen die einzelnen Aufnahmeintervalle, λ_z bezeichnet die zentrale Wellenlänge der jeweiligen Intervalle.

6.3.3. Wellenlängen- und Intensitätskalibration

Um die Pixel des Kamerachips bestimmten Wellenlängen zuordnen zu können, hat A. Michel [3, S.46ff] eine Kalibrierung mithilfe einer Spektrallampe durchgeführt. Die Zuordnung der x-Achse des Kamerachips zu λ erfolgt entsprechend dieser Kalibrierung.

Um Spektren unterschiedlicher Aufnahme Fenster miteinander vergleichen zu können, muss die Empfindlichkeit R des Gesamtsystems in Abhängigkeit der aufgezeichneten Wellenlänge, kalibriert werden. Dazu wurde eine kalibrierte Wolfram-Halogenlampe an das abbildende System angeschlossen und Aufnahmen für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Aufnahme Fenster angefertigt. Der Ablauf der Kalibrierung des verwendeten optischen Systems ist [3, S.48ff] zu entnehmen. Die dort ermittelten Kalibrationsfaktoren der Empfindlichkeit werden von der entwickelten Software genutzt, um die Spektren untereinander vergleichen zu können, siehe Kap. 7.3. Da sich bei der Bestimmung der Empfindlichkeit herausstellte, dass die Spektren in den Randbereichen verzerrt sind, wurden Grenzen definiert, innerhalb derer die bestimmte Empfindlichkeit genutzt werden darf. Diese Grenzen definieren also denjenigen Ausschnitt der aufgezeichneten Spektren, welcher zur Auswertung der Aufnahmen herangezogen wird. Die relativen systematischen Fehler der Intensitätsbestimmung werden mit denen der Kalibrationsfaktoren angenähert [3, S.48f]:

$$\frac{\Delta I}{I} \leq 5 \%$$

Innerhalb der Gültigkeitsgrenzen der Empfindlichkeitskalibration beträgt der Fehler der Wellenlängenzuordnung ca. 4% [Evaluation der Daten aus 3, S.46f].

6.3.4. Auswertung der aufgezeichneten Spektren

Um aus den ausgezeichneten Spektren Plasmaparameter zu bestimmen, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Code entwickelt, welcher die komplette Auswertung vom Abzug des Hintergrundes bis zur Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur durchführt. Dieser wird in Kap. 7 ausführlich besprochen, dort wird auch auf den Fehler der Halbwertsbreite Δf_V eingegangen.

6.4. Auswertung der Plasmaparameter

Aus den vom Code berechneten Elektronendichten und -temperaturen lassen sich die mittlere freie Weglänge der Elektronen, siehe Kap. 2.2.3, sowie die Temperatur der schweren Teilchen im Plasma, siehe Kap. 2.3.3, abschätzen. Für die Fehleranalyse dieser Größen wird die Fehlerfortpflanzung nach der Größtfehlermethode genutzt. Diese führt tendenziell zu einer Überschätzung der Fehler, wird aber genutzt, da die Fehler der meisten Messgrößen sich aus Simulationen bzw. computergestützten Anpassungen ergeben oder von systematischen Fehlern dominiert werden.

6.4.1. Bestimmung der mittleren freien Weglänge

Zur Bestimmung der mittleren freien Weglänge der Elektronen $l_{e,\Sigma}$ wird (2.7) ausgewertet. Um den dazu notwendigen Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Elektronen und Atomen $\sigma_{ea} = \sigma_{ea}(k_B T_e)$ zu ermitteln, werden Datensätze aus *LXcat* [65] genutzt: [66]–[76]. Die dort angegebenen Daten werden für das hier interessante Intervall zwischen $k_B T_e = 0.9$ eV und $k_B T_e = 1.35$ eV linear angepasst. Die so bestimmten Werte für der Steigung m und des y-Achsenabschnitts b werden gemittelt und zur Berechnung von $\sigma_{ea}(k_B T_e)$ genutzt. Der Gesamtfehler in $l_{e,\Sigma}$ ergibt sich daher zu:

$$\Delta l_{e,\Sigma} = \frac{l_{ea}^2 \Delta l_{ei}}{(l_{ea} + l_{ei})^2} + \frac{l_{ei}^2 \Delta l_{ea}}{(l_{ea} + l_{ei})^2} \quad (6.12)$$

$$\Delta l_{ea} = l_{ea} \left(\frac{\Delta n_e}{n_e} + \frac{\Delta \sigma_{ea}}{\sigma_{ea}} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \frac{1}{1 - \alpha} \right) \quad (6.13)$$

$$\Delta l_{ei} = l_{ei} \left(\frac{\Delta \ln \Lambda_c}{\ln \Lambda_c} + \frac{\Delta n_e}{n_e} + \frac{\Delta(k_B T_e)}{k_B T_e} \right) \quad (6.14)$$

Für den Fehler $\Delta \sigma_{ea}$ und den des Coulomb-Logarithmus $\Delta \ln \Lambda_c$ ergibt sich aus der vorangegangenen Beschreibung und der in Kap. 2.2.3:

$$\Delta \sigma_{ea} = m \Delta(k_B T_e) + k_B T_e \Delta m + \Delta b \quad (6.15)$$

$$\Delta \ln \Lambda_c = 0.5 \frac{\Delta n_e}{n_e} + 1.5 \frac{\Delta(k_B T_e)}{k_B T_e} \quad (6.16)$$

Bei der Auswertung von (2.7) wird angenommen, dass das Plasma höchstens einfach ionisiert ist, woraus $n_i = n_e$ und $Z = 1$ folgen. Die Überprüfung dieser Annahme findet in Kap. 9.2 statt.

6.4.2. Abschätzung der Temperatur der schweren Teilchen

Die Abschätzung der Temperatur der schweren Teilchen wird in Kap. 10.6 durch die Evaluation von (2.15) vorgenommen. Dazu werden folgende Annahmen genutzt:

1. (2.15) darf unter Berücksichtigung von Coulomb-Kollisionen auch für Plasmen höherer Ionisationsgrade genutzt werden.
2. Die Elektronentemperatur ist an den Beobachtungspunkten zeitlich konstant.
3. Die Kollisionsfrequenz der schweren Teilchen untereinander ist groß genug, dass diese mit einer Temperatur beschrieben werden können.
4. Die elektrische Feldstärke ist entlang der Entladungsachse konstant.

Mit diesen Annahmen folgt für $\frac{d}{dt}k_B T_e = 0$ mit der Gesamtkollisionsfrequenz $\nu_{e,\Sigma} = \nu_{ea} + \nu_{ei}$:

$$\frac{k_B T_h}{k_B T_e} \approx 1 - 200 (m_h/u) \left(\frac{(|\mathbf{E}|/Vm^{-1}) (l_{e,\Sigma}/m)}{(k_B T_e/eV)} \right)^2 \quad (6.17)$$

Für den Fehler in der so bestimmten Temperatur der schweren Teilchen folgt nach der Größtfehlermethode:

$$\Delta(k_B T_h) = (k_B T_e - k_B T_h) \left(\frac{\Delta|\mathbf{E}|}{|\mathbf{E}|} + \frac{\Delta l_{e,\Sigma}}{l_{e,\Sigma}} + \frac{\Delta(k_B T_e)}{k_B T_e} \right) + \Delta(k_B T_e) \quad (6.18)$$

6.4.3. Entlang der Entladungsachse gemittelte Größen

In Kap. 10.7 werden entlang der Entladungsachse gemittelte Größen $\langle G \rangle$ vorgestellt. Die Ermittlung der Fehler der einzelnen dort verwendeten Größen folgt den in den jeweiligen Kapiteln beschriebenen Methoden. Für sie wird der Fehler nach der Fehlerfortpflanzung bestimmt, siehe Kap. 6.1:

$$\langle G \rangle = \frac{1}{N} \sum_j \bar{G}_j \quad (6.19)$$

$$\Delta \langle G \rangle = \frac{1}{N} \sum_j \Delta \bar{G}_j \quad (6.20)$$

Dabei werden für $\Delta \bar{G}_j$ die Gesamtfehler der jeweiligen Größen genutzt.

6.5. Aufzeichnung und Auswertung der gastechnischen Parameter

Um Aussagen über die Leistungsfähigkeit des Plasmafensters treffen zu können, wurde in Kap. 1 bereits das Verhältnis aus Hoch- und Niederdruck q definiert. Die zur Bestimmung von q notwendigen Drücke und der Volumenfluss Q_{MFC} durch den MFC sollten von einer selbst geschriebenen Software ausgelesen und gespeichert werden. Da zu Beginn der Messungen jedoch der serielle Port des *XGS600* ausfiel, wurden die Werte für p_H und p_L per Hand aufgezeichnet. Zur Bestimmung der Fehler in den Druckmessungen und der Messung des Volumenflusses werden die Datenblätter der jeweiligen Hersteller herangezogen:

Messkopf / -gerät	Druckbereich / Volumenfluss	Genauigkeit
Agilent PCG-750	1×10^{-3} mbar bis 100 mbar	$\pm 15 \%$
	100 mbar bis 950 mbar	$\pm 5 \%$
	950 mbar bis 1050 mbar	$\pm 2.5 \%$
Pfeiffer TPG 250	1×10^{-8} mbar bis 1×10^3 mbar	$\pm 30 \%$
Bronkhorst EL-Flow Prestige	0 slm bis 2 slm	$\pm 3 \%$
	2 slm bis 4 slm	$\pm 2 \%$

Tab. 6.3.: Genauigkeit des Anzeigewertes der Agilent Druckmessköpfe (oben, [77]), des Pfeiffer Messkopfes (mittig, [78]), sowie des MFC (unten, [79]).

Als Arbeitsgas wird Argon mit einer 2%igen Beimischung von Wasserstoff verwendet. Argon wurde gewählt, da seine physikalischen Eigenschaften ausführlich beschrieben sind, während die Beimischung des Wasserstoffs der Dichteanalyse dient, vgl. Kap. 4.3.

6.5.1. Volumenfluss

Der am MFC eingestellte Volumenfluss Q_{MFC} entspricht einem Teilchenfluss Γ_{AR} , welcher entlang des Aufbaus konstant ist [12, S.615]. Die Umrechnung ist in (6.21) mathematisch dargestellt [12, S.615]:

$$\Gamma_{\text{AR}} = Q_{\text{MFC}} n_{\text{AR}}^0 = \mathbf{v} \mathbf{A} n_{\text{AR}}^0 \quad (6.21)$$

In (6.21) ist n_{AR}^0 die Teilchendichte von Argon bei Normbedingungen. In Tab. 6.4 sind die entsprechenden Volumen- bzw. Teilchenflüsse und die sich jeweils einstellenden Niederdruckwerte p_V zusammengefasst.

$Q_{\text{MFC}} / \text{slm}$		1	1.5	2	2.5	3	3.5	4
$\Gamma_{\text{AR}} / 10^{20} \text{s}^{-1}$		4.49	6.74	8.98	11.23	13.48	15.72	17.97
p_V / mbar		2.32	2.83	3.28	3.70	4.07	4.41	4.72

Tab. 6.4.: Umrechnung zwischen dem vorgegebenen Volumenstrom Q_{MFC} bei Raumtemperatur und dem Teilchenfluss. Die unterste Zeile gibt die sich einstellenden p_V wieder.

6.5.2. Gemessene Drücke

Als Maß der Leistungsfähigkeit des Plasmafensters wird das Verhältnis q zwischen Hochdruck p_H und Niederdruck p_V verwendet:

$$q = \frac{p_H}{p_V} \quad (6.22)$$

Nach (1.1) gilt mit (6.21) und L als *effektiver Länge* des Gesamtsystems für q :

$$q = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{\Gamma_{\text{Ar}}}{p_V} 32\pi L} \sqrt{\frac{\langle k_B T_{\text{Ar}} \rangle}{p_H} \langle \eta \rangle} \quad (6.23)$$

Die rechte Wurzel in (6.23) ist von der über den Aufbau gemittelten Temperatur des Argons $\langle k_B T_{\text{Ar}} \rangle$ abhängig, welche mit der Elektronendichte skaliert, siehe Kap. 2.3.4. Die Größe $\langle \eta \rangle$ bezeichnet die über den Aufbau gemittelte effektive Viskosität des Argons. In ihr sind, zusätzlich zur klassischen kinetischen Viskosität, alle Effekte mit berücksichtigt, welche durch das Plasma verursacht werden.

Um die erreichten Druckverhältnisse des Plasmafensters mit denen einer differentiellen Pumpstufe zu vergleichen, werden vor der Zündung des Lichtbogens die Druckverhältnisse $q_0 = q_0(\varnothing_K, \dot{m}, I = 0)$ ermittelt.

$$q_0 = \frac{p_{H,0}}{p_{V,0}} \quad (6.24)$$

Diese werden dann genutzt, um ein normiertes Verhältnis q_n zu bilden:

$$q_n = \frac{q(\varnothing_K, \dot{m}, I)}{q_0} = \frac{p_H}{p_{H,0}} \quad (6.25)$$

Diese normierten Verhältnisse geben direkt die Verbesserung des Druckverhältnisses mit Entladung gegenüber einer differentiellen Pumpstufe ohne Entladung wieder.

Für den Fehler im Verhältnis zweier Drücke Δq ergibt sich nach (6.3):

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{\Delta p_1}{p_1} + \frac{\Delta p_2}{p_2} \quad (6.26)$$

und somit mit den Werten aus Tab. 6.3 für die Bestimmung von q und q_n :

$$\frac{\Delta q}{q} = 32.5\% \dots 35\%, \quad \frac{\Delta q_n}{q_n} = 10\% \quad (6.27)$$

6.6. Messsystematik

Um einen reproduzierbaren Messablauf einzuhalten, wurden die Messungen nach folgendem Schema durchgeführt:

Bevor das Plasmafenster in Betrieb genommen wird, wird eine Hintergrundaufnahme erstellt, bei der das Plasma noch nicht brennt, aber der spektroskopische Aufbau messbereit eingestellt ist. Nach erfolgter Zündung der Entladung werden die gewünschte Stromstärke und Volumenfluss eingestellt. Hat sich die Entladung nach ca. 30 s stabilisiert, werden Spektren bei den jeweiligen zentralen Wellenlängen aufgezeichnet.

Die Dauer der einzelnen Aufnahmereihen hängt dabei von der maximal zu beobachtenden Intensität bei den gewählten Parametern ab, diese darf die maximale Intensität des Chips nicht überschreiten. Andererseits muss die Aufnahmedauer lang genug gewählt werden, damit die plasmaphysikalisch relevante Information nicht durch Rauschen überlagert wird. Durch diese Anforderungen ergeben sich Aufnahmedauern zwischen 3 s und 10 s.

Sind alle Spektren für eine Paarung aus Stromstärke und Volumenfluss aufgezeichnet, wird der Volumenfluss verändert und mit der Aufzeichnung der Spektren erneut begonnen. Sobald bei fester Stromstärke Spektren für alle Volumenflüsse aufgenommen wurden, wird die Stromstärke variiert und mit den Messungen erneut begonnen. Tab. 6.5 fasst alle genutzten Parameter zusammen.

Größe	Formelzeichen	genutzte Werte
Volumenfluss	Q_{MFC}	1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4 slm
Stromstärke	I	40, 45, 50, 55, 60 A
zentrale Wellenlänge	λ_z	464, 486, 501 nm
Belichtungsdauer	τ	$3 \text{ s} \leq \tau \leq 10 \text{ s}$
Kanaldurchmesser	\varnothing_K	3.3, 5.0 mm

Tab. 6.5.: Parameter, unter denen die Messungen durchgeführt werden.

Verarbeitung der Spektralaufnahmen

7.1. Notwendigkeit einer Software

Da die Plasmaparameter nicht direkt in den Spektralaufnahmen ersichtlich sind, müssen diese aufbereitet und ausgewertet werden. Dafür wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Software entwickelt, welche die Aufbereitung und Auswertung der Aufnahmen automatisiert durchführt. Für die Charakterisierung des vorgestellten Plasmafensters wurden mit dieser über 6700 Spektren ausgewertet.

7.2. Verwendung des aufgezeichneten Hintergrunds

Um das durch verschiedene Effekte, hier vor allem Auslese- und Shot-Noise [80, S.3], entstandene Offset der Aufnahmen herauszurechnen, werden 10 Aufnahmen gemacht, ohne dass Licht auf den Kamerachip fällt. Die komplette Intensität dieser Aufnahmen entsteht durch kamerainterne Prozesse und enthält keine Informationen in Bezug auf die Plasmaparameter.

Die Hintergrundaufnahmen werden pro Pixelposition gemittelt, so dass sich eine Matrix ergibt, welche die gemittelte Intensitätsverteilung des Hintergrunds beinhaltet. Alle Werte über der vom Chip vorgegebenen Maximalintensität von $2^{16} - 1$ werden von der Mittelung ausgeschlossen. Dieser Hintergrund wird von allen angefertigten Spektralaufnahmen abgezogen.

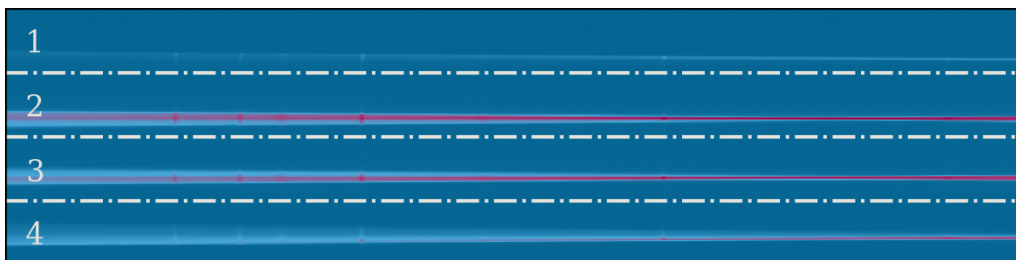


Abb. 7.1.: Darstellung einer Aufnahme, bei der der Betrag der Intensität logarithmiert wurde. Die vier Beobachtungspunkte sind im Bild durch horizontale hellgraue Linien getrennt. Die Identifikation der Spektren innerhalb dieser Streifen wird im Folgenden beschrieben. $\lambda_z = 464 \text{ nm}$, $Q_{MFC} = 4 \text{ slm}$, $\varnothing_{\text{Kanal}} = 3.3 \text{ mm}$, $I = 60 \text{ A}$.

Der Abzug des Hintergrundes ist insbesondere bei den äußeren Beobachtungspunkten von Bedeutung. Wie aus Abb. 7.1 ersichtlich, ist das Signal-zu-Hintergrund Verhältnis für diese Streifen schlecht, sodass der Abzug des Hintergrundes eine signifikante Verbesserung bringt.

7.3. Verarbeitung einer einzelnen Aufnahme

Nach dem Abzug des Hintergrundes wird jedem Pixel der x-Achse jeder Spektralaufnahme eine Wellenlänge zugeordnet, dies geschieht mit der in Kap. 6.3.3 besprochenen Kalibrierung. Im Anschluss wird jede Spektralaufnahme in vier gleich hohe horizontale Streifen geschnitten, wobei jeder Streifen einem der Beobachtungspunkte entlang der Plasmaachse entspricht, vgl. Abb. 5.2.

Zur Identifikation der einzelnen Spektren innerhalb eines Streifens werden die Intensitäten zunächst zeilenweise aufsummiert. Als Zeilen, welche spektrale Informationen enthalten, werden solche identifiziert, deren Gesamtintensität 5% oder mehr des Maximalwertes beträgt. Diese Zeilen werden im Anschluss spaltenweise aufsummiert und ergeben so ein Spektrum der Form Intensität pro Wellenlänge. Die so gewonnenen Spektren werden mit der Empfindlichkeit des optischen Systems gewichtet, zur Bestimmung derselben siehe Kap. 6.3.3. Auf diese Weise gewonnene Spektren aus der in Abb. 7.1 dargestellten Aufnahme sind in Abb. 7.2 abgebildet.

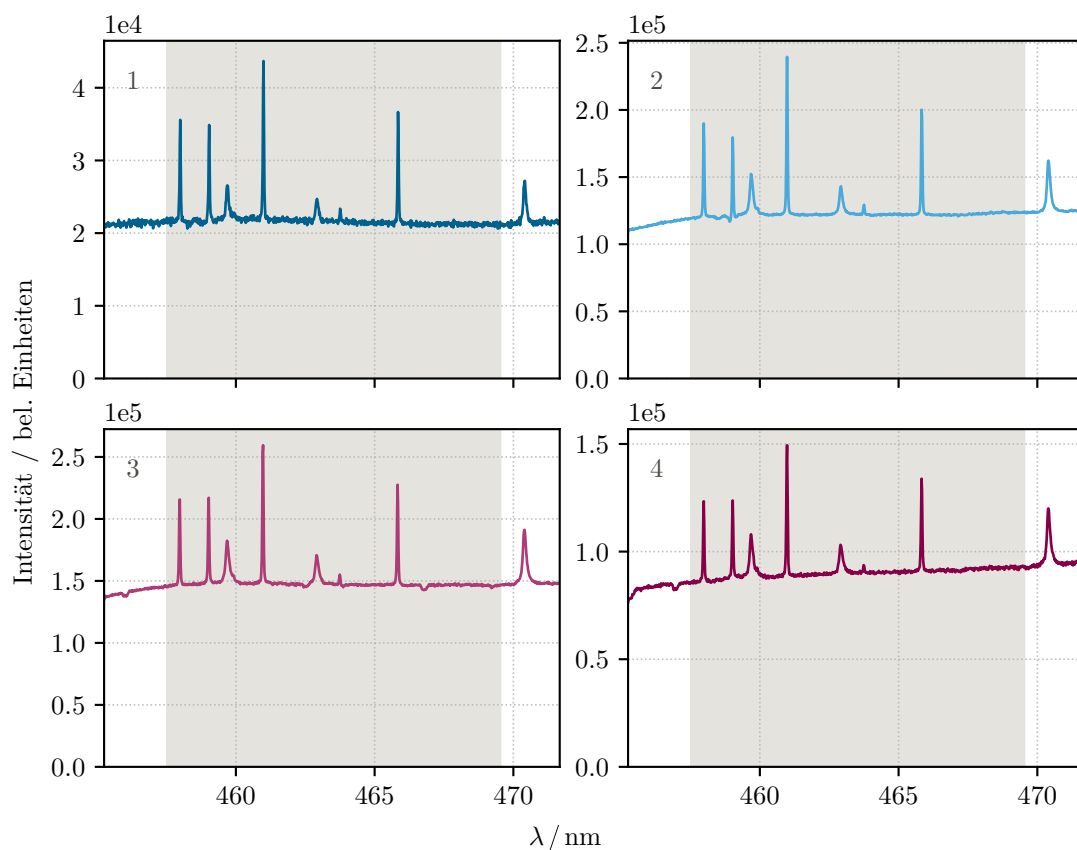


Abb. 7.2.: Erstellte Spektren derselben Aufnahme wie in Abb. 7.1, die einzelnen Graphen entsprechen den Spektren der Beobachtungspunkte. Die Nummern in den einzelnen Graphen geben die Aufnahmeposition an, vgl. Abb. 5.2. Grau hinterlegt ist der Bereich, in dem die ermittelte Empfindlichkeit gültig ist. Linien außerhalb dieses Bereiches wie die hier dargestellte AR I-Linie bei 470.23 nm werden zu keiner Analyse genutzt.

7.4. Verarbeitung eines einzelnen Spektrums

7.4.1. Abzug des Kontinuums

Für die Anpassung einzelner Linien muss der kontinuierliche Untergrund abgezogen werden. Dieser lässt sich mit (4.24) und unter der Annahme, dass die Koeffizienten für kleine Wellenlängenänderungen konstant sind, nach folgendem Modell beschreiben:

$$\varepsilon_{\lambda}^{ff}(\lambda) = \Theta \times \lambda^{-2} \times \exp\left[\frac{\vartheta}{\lambda}\right] \quad (7.1)$$

Zur Formulierung von (7.1) wird genutzt, dass die in Θ zusammengefassten Vorfaktoren aus (4.24) für konstante Dichten und Temperaturen unabhängig von der betrachteten Wellenlänge sind. Weiterhin wird

$$\xi^{ff}(455 \text{ nm} < \lambda_{pq} < 507 \text{ nm})|_{T_e \approx \text{const.}} \approx \text{const.}$$

angenommen [81, Interpolation der verlinkten elektronischen Resource].

Um die Parameter für (7.1) zu bestimmen, werden mit der Routine `scipy.signal.find_peaks()` Linien aus dem Spektrum herausgesucht [82]. Diese werden dann aus dem Spektrum herausgerechnet und das übriggebliebene Spektrum mit der Minimierung von

$$f(\lambda) = \sum_{\lambda} (\text{Spektrum}_0(\lambda) - \text{Kontinuum}(\lambda))^2 \quad (7.2)$$

angepasst. Dabei steht *Spektrum₀* für den von Linien bereinigten Teil des Spektrums und für *Kontinuum* wird (7.1) verwendet. Bei Spektren, welche die H_β-Linie enthalten, bleibt die weitere Umgebung dieser Linie zur Bestimmung des Kontinuums unberücksichtigt, da diese sehr breit werden kann und damit das Kontinuum verfälscht. Zur Minimierung von (7.2) wird die Methode `scipy.optimize.minimize()` verwendet [83]. Ein Beispiel für den Abzug des Kontinuums ist in Abb. 7.3 dargestellt. Das von der Kontinuumstrahlung bereinigte Spektrum wird der Anpassungsroutine übergeben.

7.4.2. Anpassungsroutine

Um Informationen über die Linienformen sowie Gesamtintensitäten zu erhalten, müssen die erhobenen Spektren mit der Faddeeva-Funktion angepasst werden, vgl. Kap. 4.3. Durch diese Anpassung werden die Halbwertsbreiten der Gauß- und Lorentz-Profile sowie die Intensität der Linie bestimmt.

Für diese Anpassung wird ein Algorithmus benutzt, welcher innerhalb der Arbeitsgruppe im Rahmen einer Bachelorarbeit entwickelt wurde, siehe [84, S.37ff]. Dieser Algorithmus ermittelt verschiedene Linien innerhalb eines Spektrums, passt diese an und optimiert die Parameter der einzelnen Kurven so, dass das gesamte Spektrum möglichst gut abgebildet wird. Da die in (4.19) definierte Funktion flächennormiert ist, muss zur Anpassung von

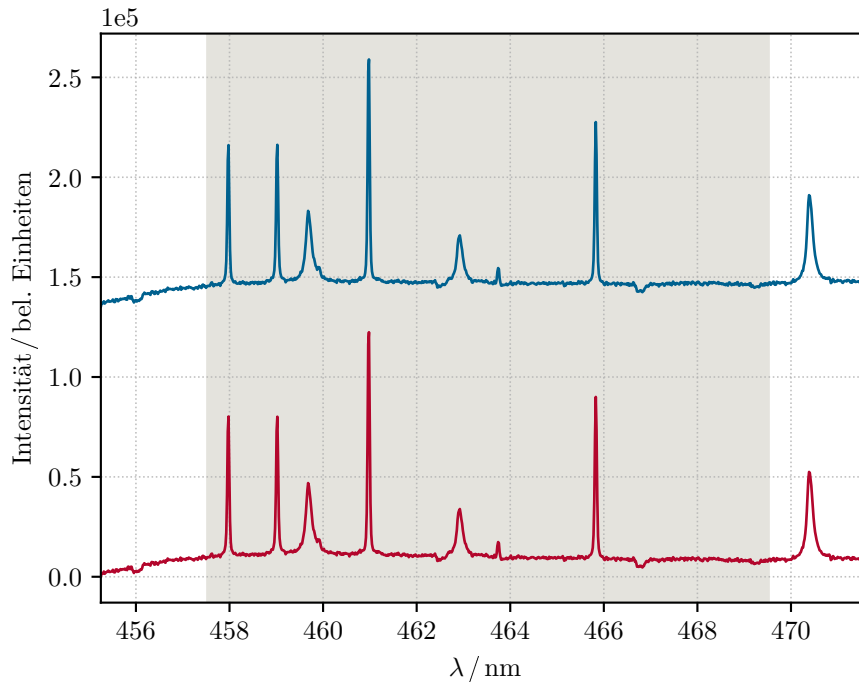


Abb. 7.3.: Darstellung des aufgezeichneten Spektrums (blau) und dem vom Kontinuum bereinigten Spektrum (rot) für den dritten Beobachtungspunkt aus Abb. 7.1.

unterschiedlich intensiver Linien eine skalierbare Profilfunktion verwendet werden:

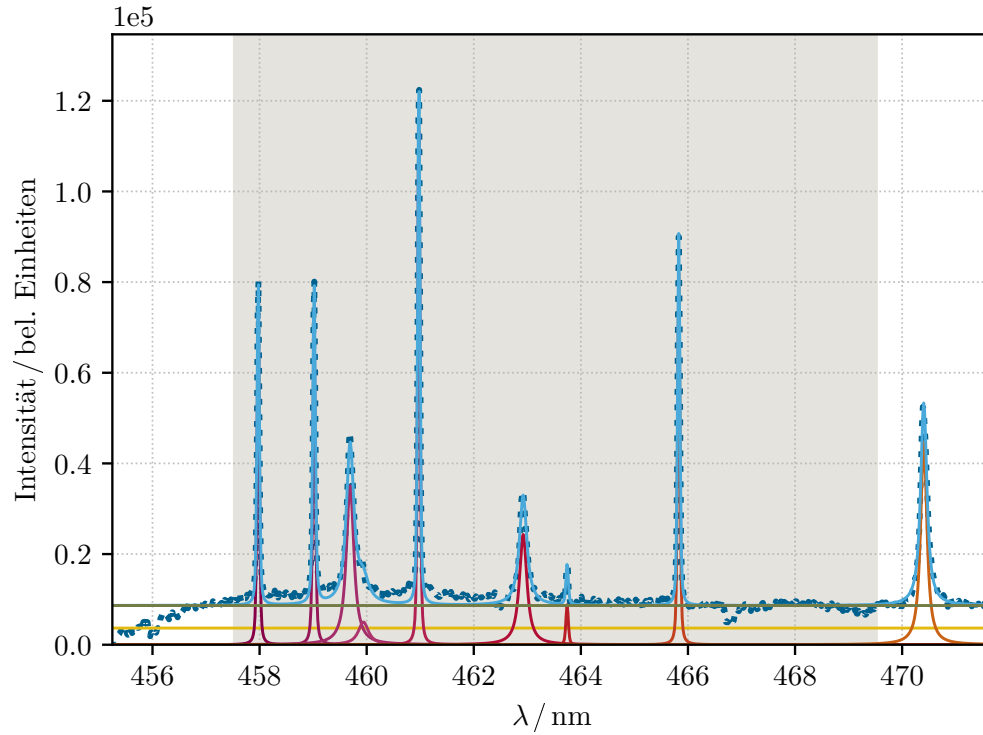
$$\mathcal{V}^{\text{fit}}(\lambda, \lambda_{pq}, \gamma, \sigma, a) = a \times \mathcal{V}(\lambda, \lambda_{pq}, \gamma, \sigma) \quad \rightarrow \quad \int \mathcal{V}^{\text{fit}}(\lambda) d\lambda = a \quad (7.3)$$

Der Wert a beschreibt aufgrund der Normierung des Voigt-Profiles dessen Fläche und wird in der folgenden Auswertung als Wert der Gesamtintensität einer Linie genutzt. In Abb. 7.4a ist das Ergebnis der Anpassung eines Spektrums dargestellt, die dazugehörigen Linienparameter sind in Tab. 7.4b aufgeführt.

Bestimmung der Randbedingungen für die Anpassungsroutine

Damit die von der Anpassungsroutine gefundenen Profilformen physikalisch sinnvollen Parametern entsprechen, müssen Randbedingungen für die Halbwertsbreiten vorgegeben werden. Dazu werden der Anpassungsroutine für λ_{pq} Werte der NIST-Datenbank [25] vorgegeben, welche um bis zu 0.05 nm unter- bzw. überschritten werden dürfen. Für die Anpassung der gemessenen Linienprofile durch Voigt-Profile nach (7.3) müssen prinzipiell alle Verbreiterungsmechanismen, welche in Kap. 4.3.5 erörtert wurden, berücksichtigt werden. Dazu wird das Verhalten der Parameter σ und γ bei Faltungen gleicher Profile verwendet [48, S.7] sowie [17, S.155]:

$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_{\text{App} \otimes \text{Dop}} = \sqrt{\sigma_{\text{App}}^2 + \sigma_{\text{Dop}}^2}, \quad \gamma_{\Sigma} = \gamma_{\text{Stark} \otimes \text{Nat}} = \gamma_{\text{Stark}} + \gamma_{\text{Nat}} \quad (7.4)$$



(a) Darstellung des Ergebnisses der Anpassungsroutine. Das Originalspektrum ist in dunkelblauen Punkten wiedergegeben, die einzelnen angepassten Profile in Rottönen und das sich ergebene gesamte angepasste Spektrum ist hellblau. Das Offset und der Grenzwert zur Anpassung sind in dunkelgrün und gelb eingezeichnet.

λ_{pq} / nm	$a / 10^5$	$\sigma_{\Sigma} / \text{nm}$	$\gamma_{\Sigma} / \text{nm}$
457.98	2.994	1.680×10^{-2}	1.106×10^{-2}
459.02	3.191	1.680×10^{-2}	1.329×10^{-2}
459.95	1.108	1.740×10^{-2}	1.100×10^{-1}
460.96	4.818	1.680×10^{-2}	1.069×10^{-2}
463.74	3.755	1.680×10^{-2}	1.179×10^{-2}
465.83	3.389	1.680×10^{-2}	1.097×10^{-2}
459.68	5.675	1.680×10^{-2}	7.886×10^{-2}
462.92	3.932	1.680×10^{-2}	7.921×10^{-2}
470.40	5.986	1.740×10^{-2}	6.416×10^{-2}

(b) Ergebnisse der Anpassung, die horizontale Linie trennt AR II-Linien (oben) von AR I-Linien (unten). Die Parameter entsprechen denen in (7.3).

Abb. 7.4.: Ergebnisse der Anpassungsroutine für Beobachtungspunkt 3 aus Abb. 7.1

Um die notwendigen Beiträge zur Bestimmung von $\sigma_{\text{App} \otimes \text{Dop}}$ und $\gamma_{\text{Stark} \otimes \text{Nat}}$ bestimmen zu können, werden Plasmaparameter ähnlicher Experimente herangezogen. Dabei bedeutet ähnlich, dass eine Bogenentladung innerhalb einer Argon- oder Wasserstoffumgebung betrieben wird. Eine Übersicht über die verwendeten Veröffentlichungen ist in Tab. 7.1 gegeben.

Quelle	$k_B T_e / \text{eV}$	n_e / cm^{-3}
[85]	0.86 ...1.12	1×10^{16} ... 1.6×10^{16}
[86]	1.16 ...2.07	1.2×10^{17} ... 2.0×10^{17}
[87]	2.1	2.0×10^{17}
[88]	0.66	3×10^{15}
[89]	≥ 1.72	1×10^{14} ... 1×10^{17}
[90]	0.69 ...1.1	
[91]	0.91 ...1.06	3.1×10^{16} ... 7.6×10^{16}
[92]	1.16 ...1.22	6×10^{16} ... 2×10^{17}
[93]	0.94 ...1.2	0.74×10^{17} ... 2.03×10^{17}
[94]	2.24	0.86×10^{17} ... 2.12×10^{17}
[95]	1.29 ...2.67	0.2×10^{17} ... 2.0×10^{17}

Tab. 7.1.: Aufstellung der Ergebnisse verschiedener Veröffentlichungen für T_e und n_e . Dabei wurden nur Bogenentladungen in Argon- oder Wasserstoffumgebung berücksichtigt.

Zusammenfassend lassen sich die Grenzen der zu erwartenden Parameter ausdrücken als:

$$k_B T_e \in [0.66 \text{ eV}, 2.7 \text{ eV}], \quad n_e \in [1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}, 2.12 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}] \quad (7.5)$$

Um aus (7.5) die notwendigen Randbedingungen zu ermitteln, müssen die aus den Plasmaparametern resultierenden Halbwertsbreiten bestimmt werden. So ist nach Kap. 4.3.5 die natürliche Linienbreite kleiner als $10^{-10} \times \lambda_{pq}$. Im Vergleich dazu ergeben sich laut [54, S.834ff] für die verwendeten ARII-Linien $\gamma_{\text{Stark}}^{\text{ARII}}$ von wenigstens $1.05 \times 10^{-5} \text{ nm}$. Daher ist es gerechtfertigt, die natürliche Verbreiterung für die Bestimmung von γ_Σ zu vernachlässigen.

Für Halbwertsbreiten von ARII werden [54, S. 830ff] sowie [96, S. 123ff] genutzt. Für die H_β -Linie wurde (4.22) ausgewertet. Da für die in dieser Arbeit beobachteten ARI-Linien keine Halbwertsbreiten auffindbar sind, werden aus [54, S.828ff] Breiten anderer ARI-Linien als Näherung genutzt. Eine Übersicht über die so ermittelten Grenzen für γ_Σ ist in Tab. 7.2 gegeben.

Spezies	$\gamma_\Sigma^{\text{min}} / \text{nm}$	$\gamma_\Sigma^{\text{max}} / \text{nm}$
H	2.1×10^{-2}	4.0×10^0
ARI	7.0×10^{-5}	1.4×10^0
ARII	1.1×10^{-5}	1.1×10^{-1}

Tab. 7.2.: γ -Randbedingungen, die den Dichtegrenzen entsprechen (7.5).

Zur Bestimmung der Gauß-Breite σ_Σ müssen Apparatebreite und Dopplerverbreiterung berücksichtigt werden. Erstere hängt rein vom genutzten optischen System ab und wird im

vorliegenden Fall empirisch bestimmt. Dazu werden die vom Code ermittelten σ -Werte von Spektren niedriger Elektronendichte herangezogen, aus der Mittelwertbildung dieser ergibt sich $\sigma_{\text{App}} = 1.68 \times 10^{-2} \text{ nm} \pm 7\%$.

Für die Dopplerverbreiterung wird (4.21) ausgewertet. Als niedrigste bzw. höchste Wellenlänge bei der Betrachtung von Argon werden $\lambda_{pq} = 457.93 \text{ nm}$ sowie $\lambda_{pq} = 506.20 \text{ nm}$ verwendet.

Spezies	$\sigma_{\text{Dop}}^{\text{min}} / \text{nm}$	$\sigma_{\text{Dop}}^{\text{max}} / \text{nm}$
H	1.3×10^{-2}	2.6×10^{-2}
AR	1.9×10^{-3}	4.3×10^{-3}

Tab. 7.3.: σ_{Dop} -Randbedingungen, die den Temperaturgrenzen entsprechen (7.5).

In Kap. 10 wird gezeigt, dass die erreichten Elektronendichten nicht ausreichend sind, um den Plasmazustand als LTE zu charakterisieren. Daraus ergibt sich die Folgerung, dass die Temperaturen der Atome und Ionen von denen der Elektronen abweichen, diese sind im Allgemeinen geringer. Als untere Grenze für σ_{Σ} wird daher die Apparatebreite verwendet. Die finalen Randbedingungen für die Anpassungsroutine sind in Tab. 7.4 aufgeführt.

Spezies	$\sigma_{\Sigma} / \text{nm}$	$\gamma_{\Sigma} / \text{nm}$
H	$1.68 \times 10^{-2} - 3.1 \times 10^{-2}$	$2.2 \times 10^{-2} - 4.0 \times 10^0$
ARI	$1.68 \times 10^{-2} - 1.7 \times 10^{-2}$	$7.0 \times 10^{-5} - 1.4 \times 10^0$
ARII	$1.68 \times 10^{-2} - 1.7 \times 10^{-2}$	$1.1 \times 10^{-5} - 1.1 \times 10^{-1}$

Tab. 7.4.: Darstellung der Randbedingungen, gegeben sind jeweils obere und untere Grenze.

Güte der Anpassungsroutine

Für die folgenden Diskussionen werden die Gesamtbreiten der Voigt-Profile als $\gamma = \gamma_{\Sigma}$ sowie $\sigma = \sigma_{\Sigma}$ genutzt. Der hier vorgestellte Algorithmus passt vor allem die Flanken, also die Halbwertsbreite f_V des Voigt-Profils an. Nach [97, S.234] ergibt sich diese zu:

$$f_V \approx 1.0692\gamma + \sqrt{0.8664\gamma^2 + 8 \ln(2) \sigma^2} \quad (7.6)$$

Aus (7.6) folgt, dass die Halbwertsbreite des Voigt-Profils für stark voneinander abweichende γ bzw. σ vom jeweils größeren Beitrag dominiert wird. Gilt also beispielsweise $\sigma \gg \gamma$, so folgt $f_V \approx 2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma$, siehe auch [97, S.233]. Für eine gute Aussagekraft beider angepasster Halbwertsbreiten muss also $\gamma \approx \sigma$ gelten. In Abb. 7.5 ist das Verhalten von f_V/σ für den in dieser Arbeit interessanten Bereich von σ für verschiedene Werte von γ dargestellt. Es wird deutlich, dass für $\gamma < 1 \times 10^{-2} \text{ nm}$ der Algorithmus keine sinnvollen Werte für γ bestimmen kann, da die Halbwertsbreite des Voigt-Profils f_V allein vom Gaußanteil dominiert wird.

Der relative Fehler in f_V wird wie folgt abgeschätzt: Da mehr verwertbare Punkte zu einer besseren Anpassung führen, wird der Fehler mit zunehmender Anzahl derselben

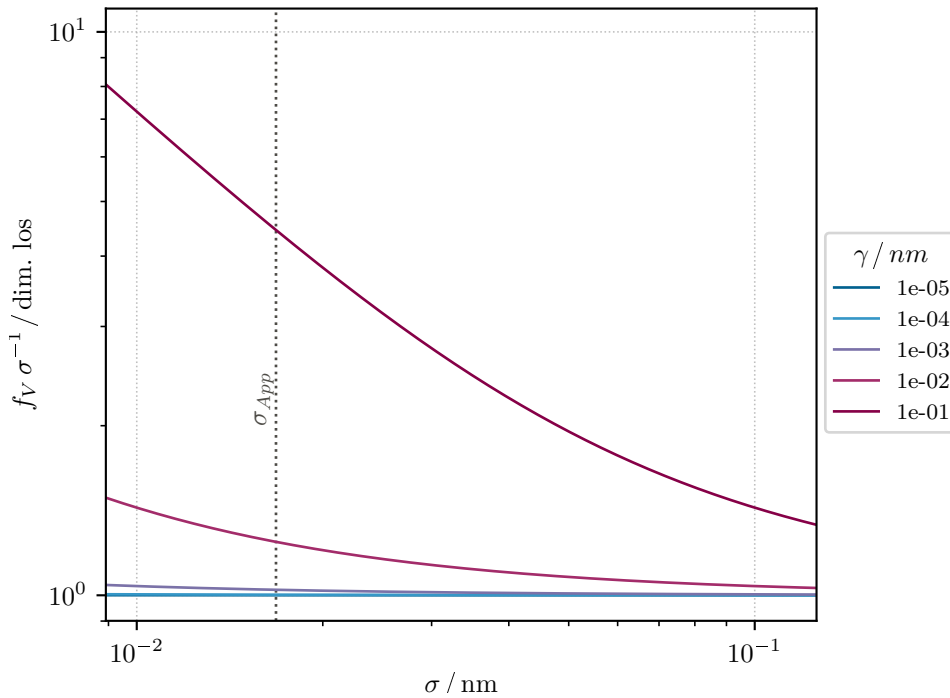


Abb. 7.5.: Darstellung der auf den Gaußanteil normierten Halbwertbreite des Voigt-Profiles $f_V \sigma^{-1}$ in Abhängigkeit des Gaußanteils σ für verschiedene Lorentzanteile γ .

kleiner. Weiterhin kann der Fehler in f_V nicht besser sein als die Unsicherheit der Breite eines Pixels in nm. Kombiniert führt dies zur Abschätzung des Fehlers in f_V :

$$\frac{\Delta f_V}{f_V} \approx \frac{\Delta \lambda}{f_V} \frac{\text{NOISE}}{\text{MAX}(\text{PROFIL})} + \frac{\Delta(\Delta \lambda)}{\Delta \lambda} \quad (7.7)$$

In (7.7) stellt der erste Faktor des linken Summanden das Verhältnis zwischen λ -Auflösung des Spektrums ($\Delta \lambda$) und der Halbwertbreite des Voigt-Profiles f_V dar. Dazu multipliziert wird das Verhältnis zwischen aufgezeichnetem Rauschen, NOISE und dem Maximum des Linienprofils MAX(PROFIL). Beide Faktoren skalieren invers mit der Anzahl an Punkten, die der Algorithmus nutzen kann, um die mathematische Profilform an die aufgezeichneten Daten anzupassen. Der rechte Summand beschreibt die Unsicherheit in der Breite eines Pixels. Zur Bestimmung von NOISE werden im Anschluss an die Anpassungsroutine alle gefundenen Peaks aus dem Spektrum abgezogen. Als NOISE wird dann die Standardabweichung der verbliebenen Intensitätsverteilung bezeichnet. Um aus Δf_V die Fehler der jeweiligen Profilparameter zu bestimmen, werden die folgenden Abschätzungen genutzt:

$$\frac{\Delta \gamma}{\gamma} \approx \frac{\Delta f_V}{f_V} \frac{f_V}{2\gamma}, \quad \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \approx \frac{\Delta f_V}{f_V} \frac{f_V}{2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma} \quad (7.8)$$

Diese beruhen auf dem beschriebenen Verhalten von f_V für $\gamma \gg \sigma$ bzw. $\sigma \gg \gamma$.

7.5. Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur

7.5.1. Elektronendichte

Aus Spektren, welche die H_β -Linie enthalten, werden alle angepassten AR-Linien abgezogen, um ein Spektrum zu erhalten, welches nur die H_β -Linie enthält. Im Anschluss wird die H_β -Linie gesondert angepasst, um die Lorentzhalbwertbreite γ und die Elektronendichte n_e aus ihr zu bestimmen. Ein Ergebnis einer solchen Anpassung ist in Abb. 7.6 dargestellt.

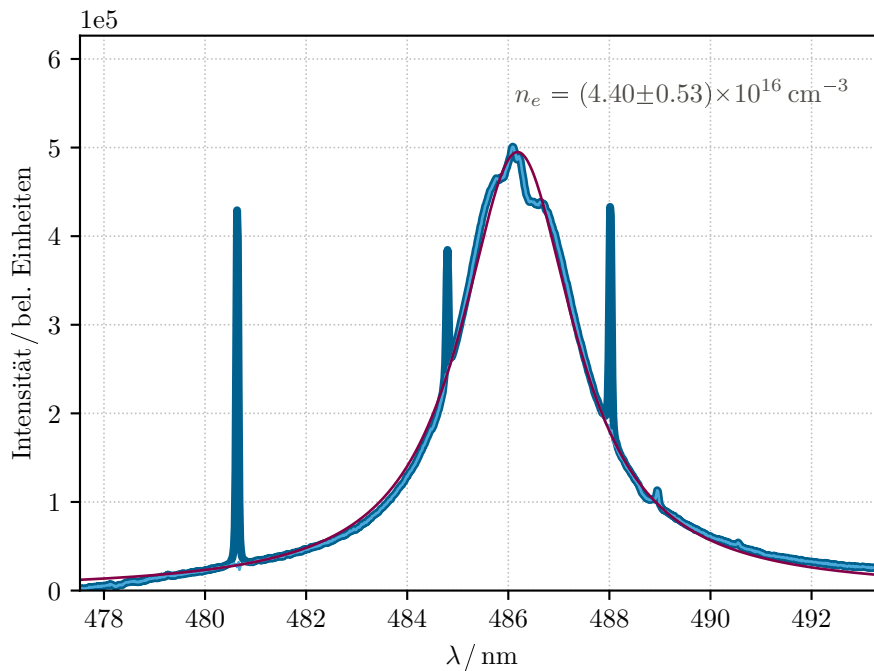


Abb. 7.6.: Darstellung eines Durchlaufs der H_β -Analyse. Das dunkelblaue Spektrum ist das aufgenommene, das hellblaue wurde durch den Abzug aller Linien außerhalb der H_β -Linie erstellt und das dunkelrote ist die beste Anpassung der Routine. Die äußeren Parameter entsprechen denen von Abb. 7.1.

Nachdem alle Einzelspektren angepasst wurden, sammelt eine weitere Routine alle γ_{Stark} für die gegebene Kombination aus Stromstärke und Beobachtungspunkt auf. Zur Bestimmung der gemittelten Elektronendichte werden diese mit `numpy.mean()` gemittelt und mit `numpy.std(ddof = 1)` aus ihnen die Standardabweichung bestimmt. Aus dem Mittelwert $\bar{\gamma}$ wird die mittlere Elektronendichte bestimmt.

Der Fehler Δn_e wird der Darstellung in Kap. 6.1 folgend bestimmt. Für den systematischen Fehler $(\Delta n_e)_{\text{sys}}$ werden die Unsicherheiten aus Theorie sowie Experiment genutzt:

$$(\Delta n_e)_{\text{ges}} = (\Delta n_e)_{\text{sys}}^{\text{theo}} + (\Delta n_e)_{\text{sys}}^{\text{exp}} + (\Delta n_e)_{\text{stat}} \quad (7.9)$$

Die einzelnen Summanden in (7.9) ergeben sich zu:

$$(\Delta n_e)_{\text{sys}}^{\text{exp}} = \frac{1}{0.68116} \times \frac{\Delta\gamma}{\bar{\gamma}_{\text{sys}}} \times \bar{n}_e = 0.0734 \times \bar{n}_e \quad (7.10)$$

$$(\Delta n_e)_{\text{stat}} = \frac{1}{0.68116} \times \frac{\Delta\gamma}{\bar{\gamma}_{\text{stat}}} \times \bar{n}_e \quad (7.11)$$

$$(\Delta n_e)_{\text{ges}} = \frac{\bar{n}_e}{0.68116} \times \left(\frac{\Delta\gamma}{\bar{\gamma}_{\text{stat}}} + \frac{\Delta\gamma}{\bar{\gamma}_{\text{sys}}} \right) + (\Delta n_e)_{\text{sys}}^{\text{theo}} \quad (7.12)$$

Die Unsicherheit der Theorie $(\Delta n_e)_{\text{sys}}^{\text{theo}}$ folgt aus der unbekanntem Temperatur der Wasserstoff- sowie Argon-Teilchen [53, S.1493]. Damit ergibt sich $(\Delta n_e)_{\text{sys}}^{\text{theo}} \approx 0.05 \times \bar{n}_e$. Der experimentelle Fehler $\Delta (n_e)_{\text{sys}}^{\text{exp}}$ ergibt sich aus einer abgeschätzten Ungenauigkeit $\frac{\Delta\gamma}{\bar{\gamma}_{\text{sys}}}$ nach (7.8). Die Anpassungsroutine gibt den absoluten Fehler der Dichtebestimmung mit aus, dieser liegt unterhalb von 15 %.

7.5.2. Elektronentemperatur

Die Temperaturbestimmung wird auf Basis der in Kap. 4.3 besprochenen Methode der Boltzmannplots durchgeführt. Sie setzt ein LTE oder wenigstens pLTE der genutzten Linien voraus, damit die durch diese Methode bestimmte Temperatur der Elektronentemperatur entspricht. Die Erfüllung dieses Kriteriums ist für alle ermittelten Plasmaparameter gegeben, siehe dazu Kap. 10.2.

Zur Erstellung der Boltzmannplots werden die Daten vorheriger Anpassungen ausgewertet. Damit eine Linie für die Erstellung der Plots berücksichtigt wird, muss sie wenigstens 5 mal in den ausgewerteten Spektren identifiziert worden sein sowie innerhalb der Grenzen der Empfindlichkeitsbestimmung liegen, vgl. Kap. 6.3.3. Für die so bestimmten Treffer werden, der Diskussion in Kap. 4.3, Unterpunkt *Verhältnisse von Intensitäten*, folgend, die Wertepaare für den Boltzmann-Plot aus Literaturdaten und der ermittelten Intensität bestimmt. Mit diesen wird ein Boltzmannplot angefertigt und eine lineare Regression durchgeführt. Diese wird mit der Routine `scipy.optimize.curve_fit()` [64] unter Berücksichtigung der Fehler in den jeweiligen Wertepaaren durchgeführt. Aus der sich so ergebenden Steigung lässt sich dann die Temperatur bestimmen.

In Abb. 7.7 ist das Ergebnis einer solchen Temperaturbestimmung dargestellt, der gesamte Fehler eines Messpunktes setzt sich aus einem systematischen Anteil (Ungenauigkeiten in den verwendeten A_{pq} und I_{pq}) sowie einem statistischen Anteil (Schwankungen der Intensitätsmessung) zusammen. Da zur Berechnung von $\ln\left(\frac{I_{pq}\lambda_{pq}}{A_{pq}g_p}\right)$ Wellenlängen aus der NIST-Datenbank [25] verwendet werden, deren relative Unsicherheiten in der Größenordnung von 10^{-6} liegen, werden diese vernachlässigt. Somit folgt für den Fehler eines

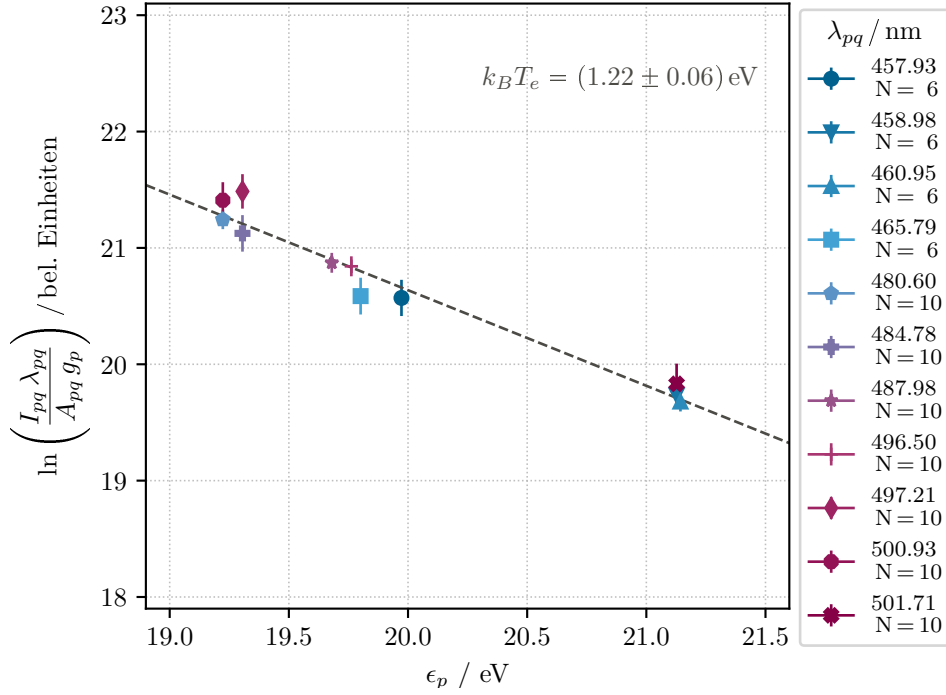


Abb. 7.7.: Darstellung eines Boltzmann-Plots. N gibt die Anzahl der genutzten Anpassungen pro Datenpunkt an. Dieser Plot wurde mit den Daten aller Aufnahmen aus Abb. 7.1 für den zweiten Beobachtungspunkt erstellt.

einzelnen Punktes aus N Messungen mit genauen ϵ und g :

$$\Delta \ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right)_{\text{stat}} = \frac{\Delta I_{pq}}{I_{pq}} \quad (7.13)$$

$$\Delta \ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right)_{\text{sys}} = \frac{\Delta I_{pq}}{I_{pq}} + \frac{\Delta A_{pq}}{A_{pq}} \quad (7.14)$$

$$\Delta \ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right)_{\Sigma} = \Delta \ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right)_{\text{stat}} + \Delta \ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{A_{pq} g_p} \right)_{\text{sys}} \quad (7.15)$$

Die Temperatur $k_B T_e$ wird aus der Steigung m einer linearen Regression durch die Datenpunkte bestimmt, somit folgt für die Temperatur und deren Fehler:

$$k_B T_e = -\frac{1}{m} \rightarrow \frac{\Delta(k_B T_e)}{k_B T_e} = \frac{\Delta m}{m} \quad (7.16)$$

Zur Bestimmung von Δm wird der entsprechende Eintrag der resultierenden Kovarianzmatrix der Anpassungsroutine verwendet, dies impliziert die Unabhängigkeit des y-Achsenabschnittes und der Steigung. $\frac{\Delta(k_B T_e)}{k_B T_e}$ liegt für die in dieser Arbeit ermittelten Elektronentemperaturen unter 7.5 %.

Teil III.

Darstellung der Messergebnisse

In den folgenden Kapiteln werden die Messergebnisse sowie aus ihnen abgeleitete Größen präsentiert und diskutiert. Die verwendeten Abkürzungen, Bezeichnungen und Fehlergrenzen folgen den in den vorhergegangenen Kapiteln eingeführten Nomenklaturen und Methoden.

Die zur Darstellung der Messwerte erstellten Graphen sind teilweise von einem oder mehreren Rahmen umschlossen. Diese codieren den verwendeten Kanaldurchmesser bei der Erhebung der Daten, **blaue** Rahmen stehen für $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$, **dunkelrote** für $\varnothing_K = 5.0 \text{ mm}$.

In den folgenden Tabellen sind die wichtigsten Messergebnisse zusammengefasst. Die Diskussion ihres Verhaltens mit den äußeren Parametern findet in Kap. 8 bis Kap. 11 statt.

Elektrische Parameter

$\varnothing_K / \text{mm}$	$ U _{\text{max}} / \text{V}$	$P_{\text{max}} / \text{kW}$	$ E _{\text{max}} / \text{V mm}^{-1}$
(3.3 ± 0.1)	(141.5 ± 2.3)	(8.5 ± 0.4)	(1.9 ± 0.2)
(5.0 ± 0.1)	(85.3 ± 2.3)	(4.9 ± 0.3)	(0.85 ± 0.13)

Übersicht der gemessenen elektrischen Parameter.

Plasmaparameter

$\varnothing_K / \text{mm}$	$n_{e,\text{min}} / \text{cm}^{-3}$	$n_{e,\text{max}} / \text{cm}^{-3}$	$(k_B T_e)_{\text{min}} / \text{eV}$	$(k_B T_e)_{\text{max}} / \text{eV}$
(3.3 ± 0.1)	$(0.25 \pm 0.09) \times 10^{16}$	$(4.16 \pm 0.54) \times 10^{16}$	(1.02 ± 0.06)	(1.27 ± 0.08)
(5.0 ± 0.1)	$(0.08 \pm 0.04) \times 10^{16}$	$(1.02 \pm 0.16) \times 10^{16}$	(0.97 ± 0.05)	(1.23 ± 0.08)

Übersicht der gemessenen Plasmaparameter.

Druckparameter

$\varnothing_K / \text{mm}$	$p_{\text{H,max}} / \text{mbar}$	q_{max}	$q_{\text{n,max}}$
(3.3 ± 0.1)	(740 ± 47)	(152 ± 54)	(12.2 ± 1.3)
(5.0 ± 0.1)	(280 ± 24)	(61 ± 22)	(8.1 ± 0.9)

Übersicht der gemessenen Druckparameter.

Elektrische Messdaten

8.1. Betriebsspannung und Verlustleistung

Die aufgezeichneten Betriebsspannungen und berechneten Verlustleistungen sind in Abb. 8.1 dargestellt und in Tab. 8.1 zusammengefasst.

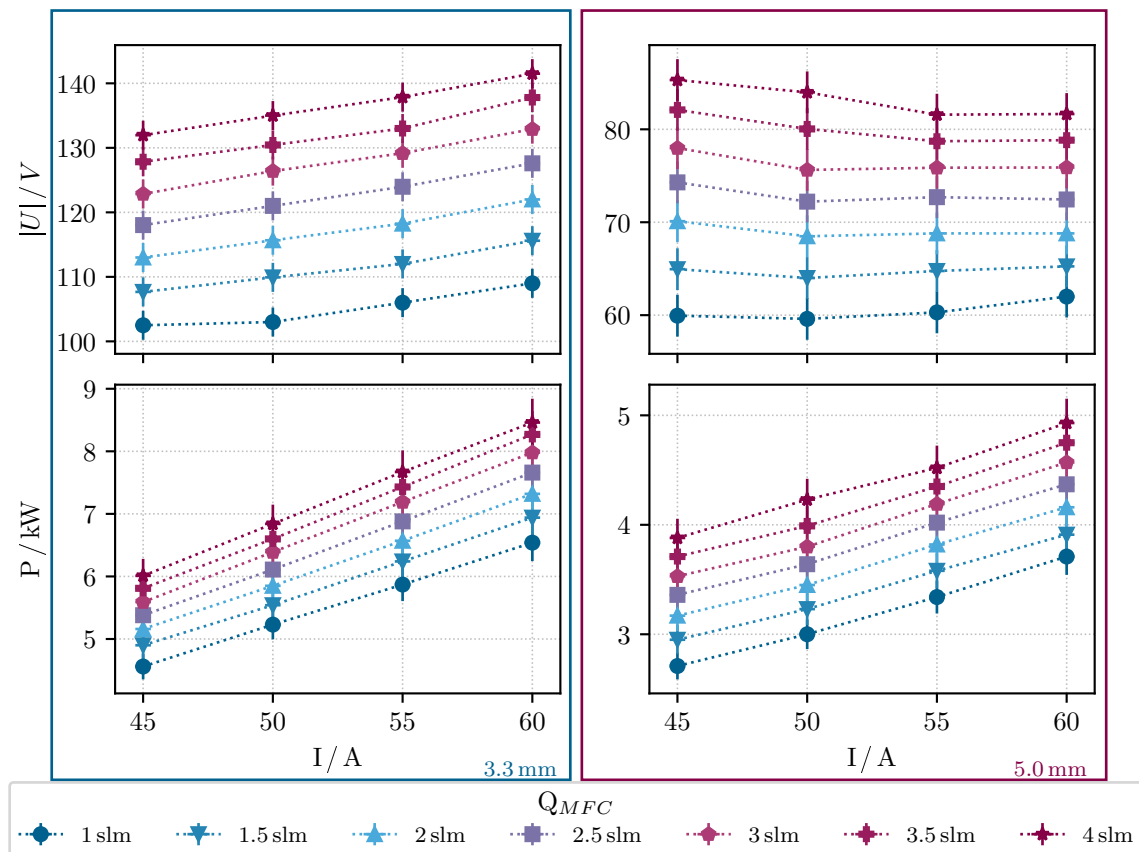


Abb. 8.1.: Darstellung der Betriebsspannung U_{GEN} und Verlustleistung des Aufbaus P in Abhängigkeit des Betriebsstromes I und des Volumenflusses Q_{MFC} für die beiden verwendeten Kanaldurchmesser 3.3 mm (links) sowie 5.0 mm (rechts).

$\varnothing_K / \text{mm}$	$ U _{\min} / \text{V}$	$ U _{\max} / \text{V}$	P_{\min} / kW	P_{\max} / kW
3.3	102.5 ± 2.3	141.5 ± 2.3	4.6 ± 0.3	8.5 ± 0.4
5.0	59.6 ± 2.3	85.3 ± 2.3	2.7 ± 0.2	4.9 ± 0.3

Tab. 8.1.: Maximal- und Minimalwerte für $|U|$ sowie P .

Auffällig in Abb. 8.1 ist, dass die Betriebsspannungen für $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$ stetig mit der Stromstärke und dem Volumenfluss steigen, was auf einen quasi konstanten Plasmawiderstand schließen lässt. Für $\varnothing_K = 5.0 \text{ mm}$ ändert sich das Verhalten, bei $Q = 1 \text{ slm}$ steigt

die Spannung noch leicht mit der Stromstärke an, ab $Q = 2.5 \text{ slm}$ sinkt sie bei steigendem Strom. Um das Verhalten der Betriebsspannung bei Veränderung der Stromstärke zu diskutieren, wird das ohmsche Gesetz genutzt [15, S.273]:

$$|j| = \frac{I}{A} = \sigma_E |\mathbf{E}| \approx \sigma_E \frac{U}{L} \quad (8.1)$$

$$\rightarrow U \approx \frac{L}{A} \frac{I}{\sigma_E} = \frac{L}{\pi r^2} \frac{I}{\sigma_E} \quad (8.2)$$

In (8.2) sind L die Länge des Plasmas, $A = \pi r^2$ dessen Querschnittsfläche innerhalb des Kanals, I die Stromstärke, sowie σ_E die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas. Diese kann nach [15, S.273] wie folgt berechnet werden:

$$\sigma_E = \frac{n_e e^2}{\sqrt{2\pi k_B T_e m_e}} l_{e,\Sigma} \quad (8.3)$$

Unter der Annahme, dass der Gesamtwiderstand $R = U/I$ vom Widerstand der Plasmasäule innerhalb des Kanals dominiert wird können mit den in Kap. 10 präsentierten Daten die elektrische Leitfähigkeit der Säule sowie der Radius des leitfähigen Kanals bestimmt werden. Die sich aus (8.2) sowie (8.3) mit der Länge des Kanals $L = 57.5 \text{ mm}$ ergebenden Daten sind in Abb. 8.2 dargestellt.

Aus den Darstellungen in Abb. 8.2 ist zu entnehmen, dass sowohl sich die elektrische Leitfähigkeit als auch der Radius des leitfähigen Kanals r_{Bogen} für die beiden Kanaldurchmesser jeweils nahezu konstant ist. Kombiniert ergeben diese Werte einen konstanten Plasmawiderstand, wie er sich aus der Darstellung in Abb. 8.1 ergibt.

Dass die in Abb. 8.2 dargestellten Werte für r_{Bogen} größer sind als der Durchmesser des jeweiligen Kanals, widerspricht der in Kap. 3.2.2 hergeleiteten Annahme eines dünnen, leitfähigen Kanals, welcher den gesamten Strom trägt. Mögliche Erklärungen für diese Abweichung umfassen neben zu ungenau bestimmten Plasmaparametern die Möglichkeit, dass der Strom auch über die Kühlplatten getragen wird und sich zwischen ihnen ausdehnt. Da sie allerdings quasi massefrei aufgebaut sind, stellen sich ihre Potentiale auf das jeweilige Plasmapotential ein, was einen Stromfluss über sie ausschließt. Eine Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen durch den überlagerten Teilchenfluss führt zu noch größeren Radien, sodass auch diese Erklärungsmöglichkeit auszuschließen ist. Der Widerspruch zwischen berechneten Plasmaradien und realen Kanaldurchmessern ist daher wahrscheinlich mit der Abschätzung der Schwerteilchentemperatur in Kap. 10.6 oder der Näherung des Druckverlaufs innerhalb des Plasmas, siehe Kap. 11 zu begründen. Wird der Druck über- oder die Temperatur unterschätzt, führt dies nach der Diskussion in Kap. 2.2.3 zu einer kleineren freien mittleren Weglänge, woraus sich eine zu kleine elektrische Leitfähigkeit ergibt.

Für realistischere Werte von r_{Bogen} können [98, S.1173, Fig.4] und [57, S.053305-4, Fig.5] herangezogen werden, dort wird angegeben, dass die vom Plasma eingenommene Querschnittsfläche größer als 80% der zur Verfügung gestellten Fläche wird. Bei $\varnothing_K =$

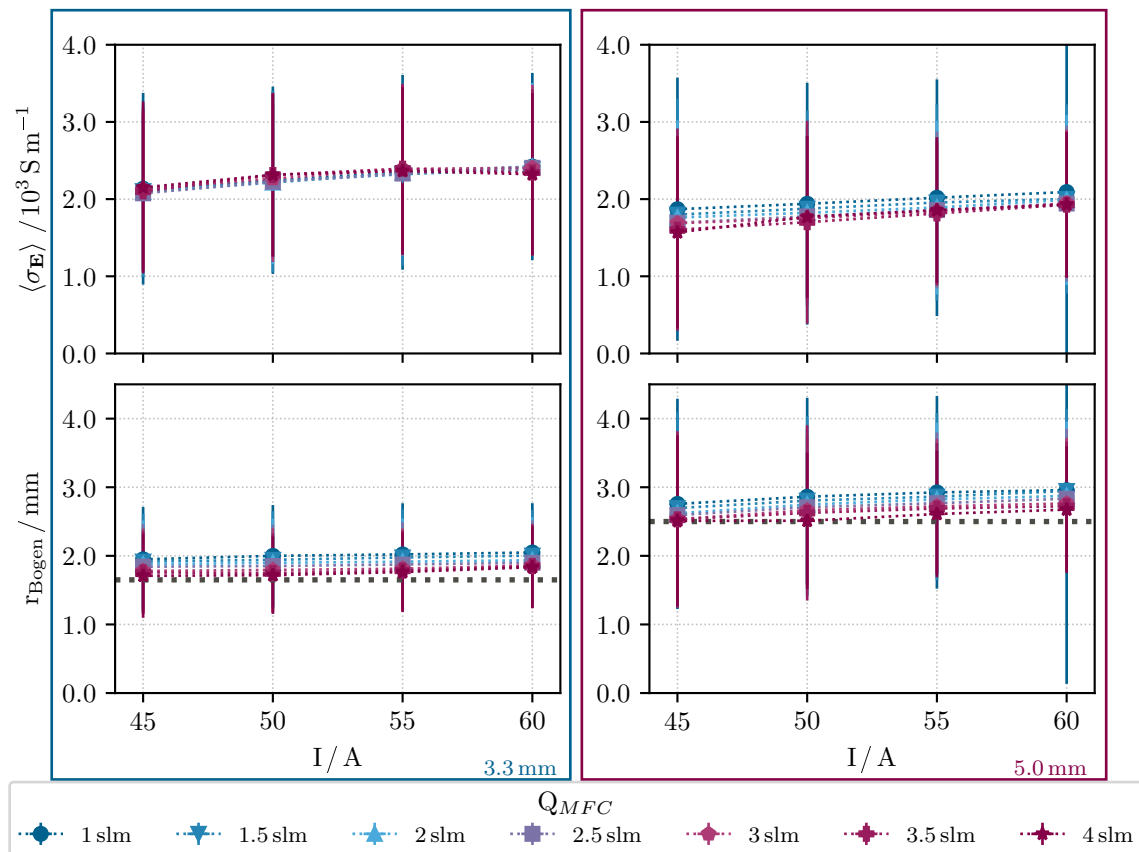


Abb. 8.2.: Darstellung der nach (8.2) und (8.3) bestimmten gemittelten elektrischen Leitfähigkeit $\langle \sigma_E \rangle$ und des Kanalradius r_{Bogen} . Die dunkelgrauen horizontalen Linien entsprechen den Radien der Bohrkanäle des Aufbaus.

5.0 mm indiziert von einem linearen Zusammenhang abweichendes Verhalten bei konstantem Volumenfluss eine Veränderung der Querschnittsfläche oder der Leitfähigkeit, während die generell höheren Spannungen beim kleineren Kanaldurchmesser nach (8.2) für eine kleinere Querschnittsfläche des leitfähigen Kanals sprechen.

Die in Abb. 8.1 ebenfalls dargestellten Verlustleistungen steigen stetig für beide verwendeten Kanaldurchmesser mit dem Massendurchfluss und der Stromstärke. Dieses Verhalten deutet daraufhin, dass die mit der Erhöhung des Massendurchflusses und der Stromstärke einhergehende Druckerhöhung einen höheren Plasmawiderstand bedingt, siehe auch Kap. 11 für den Zusammenhang zwischen dem Druck, der Stromstärke und dem Massendurchfluss.

8.2. Elektrische Feldstärke und spezifische Leistung

Die nach der Beschreibung in Kap. 6.2.3 bestimmten Beträge der elektrischen Feldstärke $|\mathbf{E}|$ sind in Abb. 8.3 zusammen mit der spezifischen Leistung der Bogensäule pro Längeneinheit w dargestellt. w kann unter anderem genutzt werden, um den Anteil der abgestrahlten Leistung an der Gesamtleistung abzuschätzen [16, S.526, Tab.8.7].

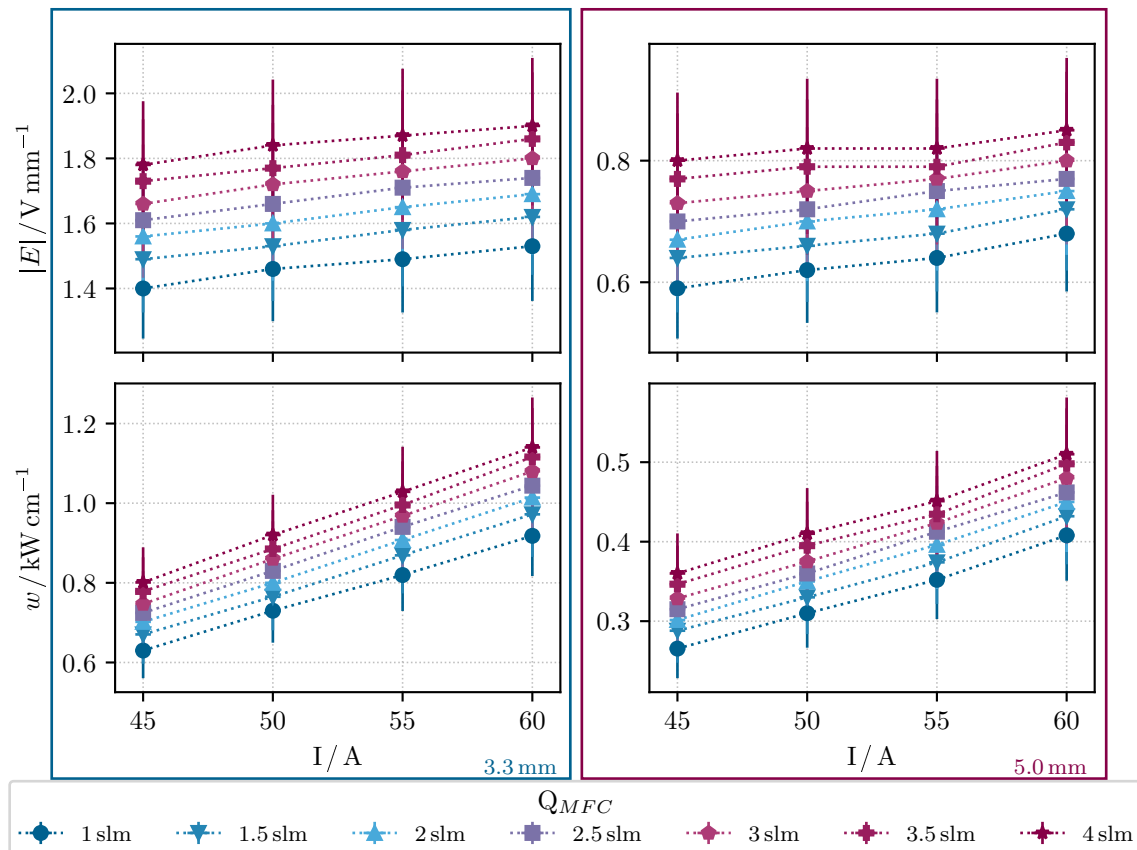


Abb. 8.3.: Darstellung der ermittelten Stärke des elektrischen Feldes (oben) sowie der spezifischen elektrischen Leistung w (unten) für alle Parameter. Die Fehler für $|\mathbf{E}|$ sowie w betragen bei 3.3 mm und 5.0 mm weniger als 11%, resp. 14%.

$\varnothing_K / \text{mm}$	$ \mathbf{E} _{\min} / \text{V mm}^{-1}$	$ \mathbf{E} _{\max} / \text{V mm}^{-1}$	$w_{\min} / \text{kW cm}^{-1}$	$w_{\max} / \text{kW cm}^{-1}$
3.3	1.4 ± 0.2	1.9 ± 0.2	0.63 ± 0.07	1.14 ± 0.13
5.0	0.59 ± 0.09	0.85 ± 0.12	0.27 ± 0.04	0.51 ± 0.08

Tab. 8.2.: Maximal- und Minimalwerte für $|\mathbf{E}|$ sowie w .

Der Darstellung der Ergebnisse in Abb. 8.3 ist zu entnehmen, dass sowohl der Betrag der Feldstärke, als auch die an der Säule abfallende spezifische Leistung mit zunehmendem Strom und Volumenfluss steigt. Der Anstieg von $|\mathbf{E}|$ mit zunehmender Stromstärke deckt sich mit [29, S.274, Fig.10.15]. Beim Vergleich der hier präsentierten Daten mit den in dort dargestellten ist zu beachten, dass im vorliegenden Fall mit zunehmender Stromstärke

auch der Druck im Entladungskanal steigt. Die hier dargestellten Werte für $|\mathbf{E}|$ werden in Kap. 10.6 genutzt, um die Temperatur der schweren Teilchen abzuschätzen.

Bei [16, S.524] werden für Bogenentladungen bei hohen Drücken Werte für w von 0.2 kW cm^{-1} bis 0.5 kW cm^{-1} angegeben, die in Abb. 8.3 dargestellten Werte für w liegen bei $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$ jedoch über dieser Einschätzung. Diese Abweichung kann darin begründet sein, dass für LTE-Plasmen die elektrische Feldstärke für die Heizung und die daraus resultierende Volumenionisation verantwortlich ist, während sie für nicht LTE-Plasmen den Elektronen genug Energie für direkte Ionisation bereitstellen muss [16, S.534]. Dass die Werte für w bei $\varnothing_K = 5.0 \text{ mm}$ innerhalb der von [16, S.524] angegebenen Grenzen liegen, ist wiederum durch die erhöhte mittlere freie Weglänge zu erklären, welche in Kap. 10.5 dargestellt ist. Durch die größere freie Weglänge zwischen Stößen nehmen die Elektronen im Mittel mehr Energie aus dem Feld auf und sind so eher in der Lage, ionisierend zu stoßen, ohne dass die elektrische Feldstärke stark angehoben werden muss.

Weiterhin ist in [16, S.526, Tab.8.7] eine Abschätzung für den Anteil der abgestrahlten Leistung an der Gesamtleistung in Abhängigkeit von w für $p \approx 1 \text{ bar}$ gegeben. Dieser Aufstellung zufolge beträgt der Anteil der abgestrahlten Leistung ca. 52 % der gesamten Verlustleistung für Argon und $w \gg 95 \text{ W cm}^{-1}$. Für das in dieser Arbeit behandelte Plasma ist dieser Anteil etwas geringer sein, da die elektrische Leistung im Plasma bei niedrigen Drücken nicht als Volumenanregung genutzt wird, sondern zur direkten Ionisation aufgewendet wird. Sollte die Entladung jedoch im atmosphärischen Bereich betrieben werden, ist der Schutz der Isolatoren zwischen den Kühlplatten vor der Strahlung des Plasmas unabdingbar, da bei hohem Druck der Anteil der Strahlungsleistung an der Gesamtleistung steigt.

Spektralaufnahmen

Da die Analyse der Plasmaparameter in Kap. 10 zeigt, dass die vorhandene Elektronendichte nicht ausreicht, um den Plasmazustand als LTE zu charakterisieren, liegt die Temperatur des Restgases deutlich unterhalb der der Elektronen. In Verbindung mit den verwendeten Arbeitsdrücken von unter 1 bar ist davon auszugehen, dass der Absorptionskoeffizient κ für das hier vorgestellte Plasma unterhalb des in Tab. 4.1 angegebenen Maximalwerts $\kappa = 1$ liegt. Zusätzlich sind in keinem der angefertigten Boltzmannplots Linien zu finden, die stark von der Regressionsgeraden abweichen, weshalb von einer expliziten Überprüfung der optischen Tiefe abgesehen und im Folgenden von einem optisch dünnen Plasma ausgegangen wird.

9.1. Identifikation der aufgezeichneten Linien

Für die Darstellung der Zuordnung der identifizierten Linien werden Spektren genutzt, die bei $\varnothing_K = 3.3$ mm, $I = 60$ A sowie $Q_{MFC} = 1$ slm am zweiten Beobachtungspunkt erhoben wurden. Es handelt sich um Spektren mit Kontinuum, bei welchen die Quanteneffizienz bereits berücksichtigt ist. Die Auswahl der präsentierten Spektren ist darin begründet, dass sich unter diesen Bedingungen alle in den Spektren erscheinenden Linien gut identifizieren lassen. Sie sind also weder zu wenig intensiv, noch überlagern sie sich übermäßig. Die Zuordnung der gefundenen Linien zu Elementen erfolgt über die NIST-Datenbank [25], sie ist in Abb. 9.1 bis 9.3 dargestellt. Eine Übersicht über die identifizierten und zur Auswertung genutzten Linien ist in Tab. 6.2 gegeben.

Die Darstellung des Spektrums mit der H_β -Linie, Abb. 9.2, zeigt zwei Spitzen in der rechten Flanke dieser Linie. Dabei handelt es sich um zwei ARII-Linien bei 486.59 nm sowie 486.76 nm [25]. Diese werden aus Gründen der Übersicht in Abb. 9.2 nicht markiert und, da sie von der H_β -Linie sehr stark überlagert werden, nicht zur Auswertung herangezogen. Da die Emissivitäten dieser Linien nach [25] deutlich unterhalb der Intensität der H_β -Linie liegen, wird ihr Einfluss auf das Profil der H_β -Linie vernachlässigt.

Insgesamt lassen sich die Linien innerhalb der gültigen Quanteneffizienz sehr gut identifizieren. Sie weisen eine durchschnittliche Abweichung von weniger als 0.017 nm $\approx \Delta\lambda$ gegenüber den in der Literatur angegebenen Werten auf. Nach [54] liegen die durch den Stark-effekt hervorgerufenen Verschiebungen der Linien für Elektronendichten ab 1×10^{17} cm $^{-3}$ unterhalb der hier gemessenen Abweichungen. Daher ist davon auszugehen, dass die hier beobachteten Verschiebungen hauptsächlich systematischer Natur sind.

Die Abweichungen sind für die Linien in den Randbereichen der Spektralaufnahmen um einen Faktor 10 größer als im mit der Quanteneffizienz kalibrierten Bereich der Aufnahmen. Wie in Kap. 9.3 gezeigt wird, weichen auch die Halbwertsbreiten dieser Linien deutlich von

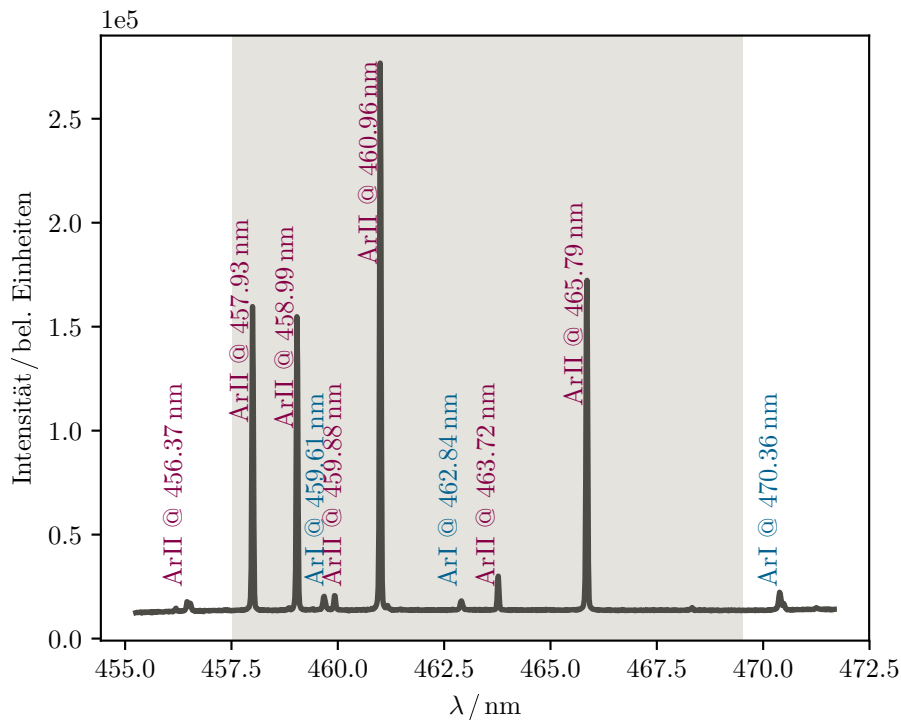


Abb. 9.1.: Darstellung des Spektrums für $\lambda_z = 464$ nm. Farblich markiert sind die strahlenden Spezies sowie die Wellenlängen des jeweiligen Überganges. Grau hinterlegt ist der Bereich, in dem die ermittelte Quanteneffizienz gültig ist. Linien außerhalb dieses Bereiches werden weder zur Temperatur- noch zur Dichteanalyse genutzt. Das Spektrum wurde bei $\varnothing_K = 3.3$ mm, $I = 60$ A und $Q_{MFC} = 1$ slm am zweiten Beobachtungspunkt aufgezeichnet.

den theoretischen Vorhersagen aus [54] ab. Beide Aussagen sind zusätzliche Begründungen, die Linien in den Randbereichen der Aufnahmen nicht zur Diagnose heranzuziehen. Für die folgende Auswertung der Spektralaufnahmen wird davon ausgegangen, dass die genutzten Wellenlängen- und Intensitätskalibrationen innerhalb des grau hinterlegten Bereichs eine konstante Güte haben.

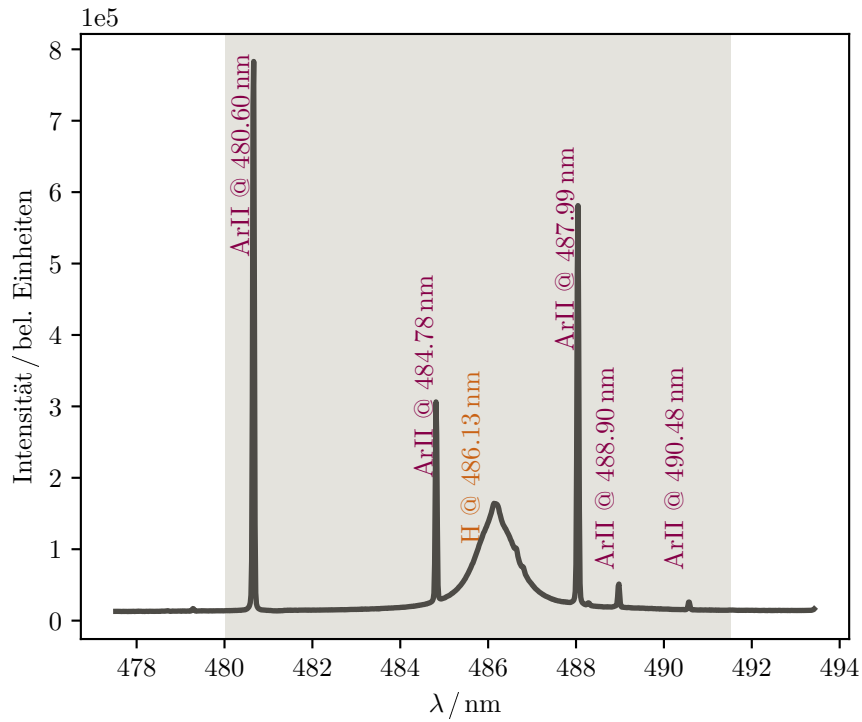


Abb. 9.2.: Darstellung des Spektrums für $\lambda_z = 486$ nm. Alle weiteren Informationen sind der Unterschrift zu Abb. 9.1 zu entnehmen.

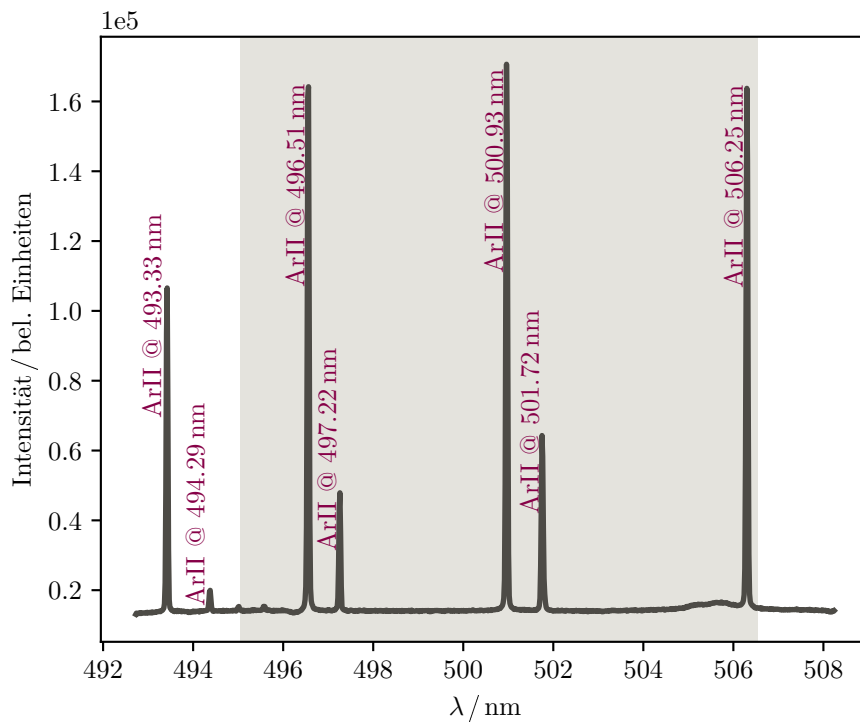


Abb. 9.3.: Darstellung des Spektrums für $\lambda_z = 501$ nm. Alle weiteren Informationen sind der Unterschrift zu Abb. 9.1 zu entnehmen.

9.2. Zusammensetzung des Plasmas

Um die Zusammensetzung des Plasmas zu überprüfen, werden intensive Linien von Elementen gesucht, die bei der Konstruktion des Plasmafensters genutzt werden oder sich in der Luft befinden. Eine Auswahl solcher Linien ist in Tab. 9.1 gegeben, die Wellenlängen sind [25] entnommen.

Spezies	λ_{pq} / nm	Spezies	λ_{pq} / nm
N I	496.40	Cu I*	465.11
N II	500.52	Cu II*	481.29
O II	464.18	W I*	489.38
Si II*	505.60	W II*	460.46

Tab. 9.1.: *Intensive Linien ausgewählter Elemente, deren Auftreten auf Verunreinigungen des Plasmas schließen lassen. Die Liniendaten sind [25] entnommen. Die mit einem * versehenen Elemente wurden bei der Konstruktion des Fensters verwendet.*

Da sich keine der in Tab. 9.1 zusammengefassten Linien in den erhobenen Spektren finden lässt, ist davon auszugehen, dass das Plasma keine oder nur vernachlässigbar viele dieser Fremdatome enthält.

Die in Abb. 9.3 bei $\lambda \approx 505 \text{ nm}$ erscheinende Erhebung im Spektrum hat ihren Ursprung in einer Verunreinigung des Plasmas. Sie skaliert mit der Elektronendichte, was für einen atomaren Ursprung der Erhebung spricht. In [25] ist bei 505.21 nm eine stark strahlende C I-Linie angegeben, deren γ nach [54, S.852] bis zu 0.16 nm für die hier auftretenden Elektronendichten beträgt. Diese große Halbwertsbreite dieser Linie könnte die Breite der Erhebung gut erklären. Der Ursprung des Kohlenstoffs ist wahrscheinlich das verwendete Vakuumfett, da sonst nur die PEEK-Isolatoren Kohlenstoff beinhalten und diese keine Schädigungen aufweisen.

Die Analyse der maximalen Ionisationsstufe des Argons beruht auf dem Fehlen der AR III-Linien bei 484.92 nm , 499.40 nm und 495.27 nm . Diese gehören laut [99, S.391] zu den intensivsten AR III-Linien und sind in keinem der aufgezeichneten Spektren zu identifizieren. Daher kann die maximale Ionisationsstufe auf $1+$ festgelegt und von $n_i = n_e$ ausgegangen werden.

9.3. Veränderung von γ_Σ mit der Elektronendichte

Um Rückschlüsse auf die Güte der Anpassungsroutine bei der Bestimmung der Halbwertsbreiten ziehen zu können, wird die Entwicklung von γ mit der Elektronendichte für die aufgezeichneten ARII-Linien untersucht. Dazu wird aus den bestimmten γ ein Wert für γ_{exp} ($n_e = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) extrapoliert, um diesen mit den in [54] sowie [96] angegebenen Werten vergleichen zu können.

Wie in Kap. 4.3.5 folgen alle Linien von nicht-wasserstoffähnlichen Übergänge dem quadratischen Stark-Effekt. Daher skaliert ihre Starkverbreiterung näherungsweise linear mit der Elektronendichte [17, S.168]. Die $\bar{\gamma}$ der aufgezeichneten AR-Linien werden für jede Kombination aus Q_{MFC} , I und d gegen die jeweilige Elektronendichte aufgetragen und linear angepasst, um die Güte der γ -Bestimmung zu überprüfen. Aus der so ermittelten Steigung m lässt sich γ_{exp} für eine Elektronendichte $n_e = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bestimmen. Da der verwendete Code aufgrund des in Kap. 7.4.2 dargestellten Zusammenhangs zwischen f_V , γ und σ für kleine $\bar{\gamma}$ keine gute Aussage treffen kann, werden zur Anpassungen nur $\bar{\gamma}$ genutzt, die größer sind als $\gamma_{\text{min}}^{\text{fit}} = 5 \times 10^{-3} \text{ nm}$. Ein Beispiel für dieses Verfahren ist in Abb. 9.4 dargestellt.

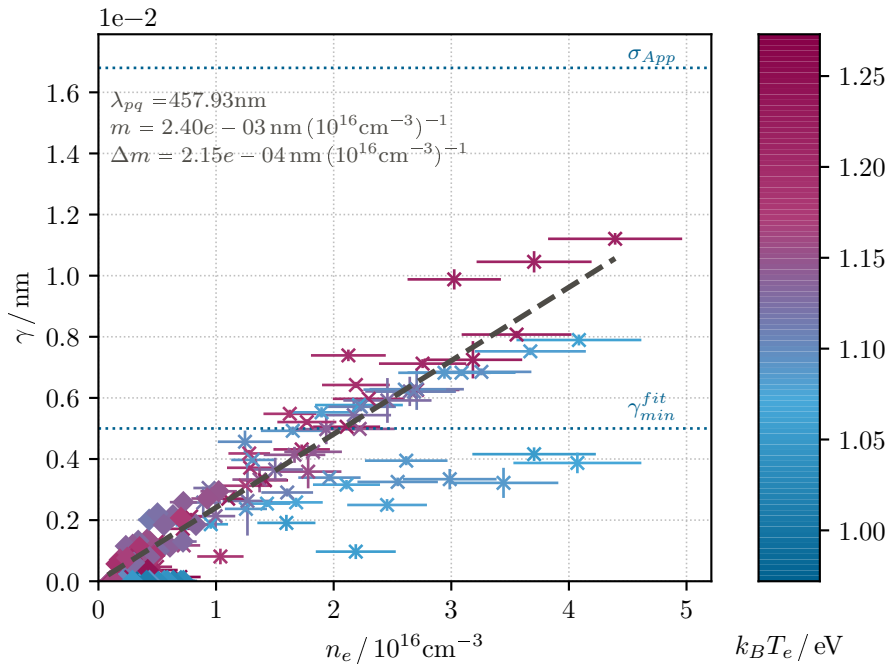


Abb. 9.4.: Darstellung der Ermittlung von $\gamma = \gamma(n_e)$ für die ARII-Linie bei 457.93 nm. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist jeder 3. gemessene Wert nicht dargestellt. Die verwendeten Symbole kodieren den jeweils genutzten Kanaldurchmesser, "x" steht für $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$.

Die so ermittelte Halbwertsbreite bei $n_e = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ wird genutzt, um sie mit gemittelten Werten aus [54, S.836ff] und [96, S.123ff] zu vergleichen. Tab. 9.2 fasst die so

ermittelten Werte der ARII-Linien zusammen. Bei der Erstellung dieser Tabelle wurde Quelle [39] in [96] ignoriert, diese scheint einem systematischen Fehler zu unterliegen, sodass die dort angegebenen γ im Schnitt über 50% über dem Mittel der anderen Quellen liegen. Weiterhin wurde bei der Erstellung von Tab. 9.2 der Einfluss der Elektronentemperatur auf die Stark-Verbreiterung vernachlässigt.

λ_{pq} / nm	$\overline{\gamma}_{\text{tab}} / \text{nm}$	$\Delta\gamma_{\text{tab}} / \text{nm}$	$\overline{\gamma}_{\text{exp}} / \text{nm}$	$\Delta\gamma_{\text{exp}} / \text{nm}$	Quelle
457.93	2.96×10^{-2}	$+0.67 \times 10^{-2}$ -0.65×10^{-2}	2.40×10^{-2}	0.22×10^{-2}	[54]
	3.25×10^{-2}	$+1.35 \times 10^{-2}$ -0.94×10^{-2}			[96]
458.99	2.99×10^{-2}	$+0.52 \times 10^{-2}$ -0.42×10^{-2}	2.94×10^{-2}	0.38×10^{-2}	[54]
460.96	2.77×10^{-2}	$+0.63 \times 10^{-2}$ -0.35×10^{-2}	2.54×10^{-2}	0.12×10^{-2}	[54]
	3.19×10^{-2}	$+1.12 \times 10^{-2}$ -0.78×10^{-2}			[96]
463.72	3.66×10^{-2}	$+0.01 \times 10^{-2}$ -0.01×10^{-2}	3.01×10^{-1}	0.28×10^{-1}	[54]
465.79	3.10×10^{-2}	$+0.61 \times 10^{-2}$ -0.50×10^{-2}	2.87×10^{-2}	0.19×10^{-2}	[54]
	3.25×10^{-2}	$+0.71 \times 10^{-2}$ -0.77×10^{-2}			[96]
480.60	2.48×10^{-2}	$+0.75 \times 10^{-2}$ -0.38×10^{-2}	1.91×10^{-2}	0.13×10^{-2}	[54]
	2.87×10^{-2}	$+1.18 \times 10^{-2}$ -1.23×10^{-2}			[96]
484.78	2.85×10^{-2}	$+0.54 \times 10^{-2}$ -0.28×10^{-2}	1.61×10^{-2}	0.12×10^{-2}	[54]
	3.06×10^{-2}	$+0.71 \times 10^{-2}$ -0.85×10^{-2}			[96]
487.99	3.33×10^{-2}	$+0.26 \times 10^{-2}$ -0.17×10^{-2}	3.27×10^{-2}	0.25×10^{-2}	[54]
	3.96×10^{-2}	$+0.96 \times 10^{-2}$ -0.93×10^{-2}			[96]
496.51	3.59×10^{-2}	$+0.32 \times 10^{-2}$ -0.31×10^{-2}	2.97×10^{-2}	0.13×10^{-2}	[54]
	3.77×10^{-2}	$+0.85 \times 10^{-2}$ -0.49×10^{-2}			[96]
500.93	3.16×10^{-2}	$+0.29 \times 10^{-2}$ -0.29×10^{-2}	2.81×10^{-2}	0.14×10^{-2}	[54]
	3.54×10^{-2}	$+0.62 \times 10^{-2}$ -1.12×10^{-2}			[96]
501.72	4.37×10^{-2}	—	4.70×10^{-2}	0.32×10^{-2}	[54]
506.20	3.64×10^{-2}	$+0.40 \times 10^{-2}$ -0.40×10^{-2}	5.91×10^{-2}	0.33×10^{-1}	[54]
	4.04×10^{-2}	$+0.37 \times 10^{-2}$ -0.81×10^{-2}			[96]

Tab. 9.2.: Zu $n_e = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ extrapolierte Werte für γ_{Stark} nach (4.23) für ARII. Die aus den Quellen extrahierten Daten sind Mittelwerte der dort präsentierten. Diese Tabelle vernachlässigt den Einfluss der Temperatur, sowohl bei den selbst erhobenen Daten als auch bei den Daten aus den angegebenen Quellen. Die angegebenen Fehlergrenzen $\Delta\gamma_{\text{tab}}$ beziehen sich auf den jeweils größten bzw. niedrigsten angegebenen Wert.

Der Darstellung in Tab. 9.2 ist zu entnehmen, dass die Größenordnung der ermittelten $\overline{\gamma}_{\text{exp}}$ mit den Ergebnissen anderer Veröffentlichungen übereinstimmen. Abweichungen von mehr als $0.5 \times 10^{-2} \text{ nm}$ sind für die Linien bei 457.93 nm, 480.60 nm, 484.78 nm, 496.51 nm, 506.20 nm zu finden.

Diese sind jedoch entweder mit anderen Linien überlagert (484.78 nm sowie 506.20 nm), haben ein schlechtes Signal-zu-Rauschen-Verhältnis (463.72 nm) oder liegen nah am Rand der gültigen Quanteneffizienz (457.93 nm, 480.60 nm, 496.51 nm). Die $\overline{\gamma_{\text{exp}}}$ der übrigen gemessenen ARII-Linien sind im Rahmen der in [54] und [96] angegebenen Fehlergrenzen in guter Übereinstimmung mit den dort gegebenen Mittelwerten. Diese Aussage gilt jedoch nur für die gemittelten $\overline{\gamma_{\text{exp}}}$, eine einzelne Messung an einem Beobachtungspunkt kann deutlich von der Linearen abweichen, siehe Abb. 9.4.

Da für die beobachteten AR I-Linien keine Daten anderer Experimente publiziert wurden, dient die Angabe der $\overline{\gamma_{\text{exp}}}$ der beiden innerhalb der Quanteneffizienz erhobenen AR I-Linien in Tab. 9.3 allein der Vollständigkeit.

λ_{pq} / nm	$\overline{\gamma_{\text{tab}}^*} / \text{nm}$	$\Delta\gamma_{\text{tab}}^* / \text{nm}$	$\overline{\gamma_{\text{exp}}} / \text{nm}$	$\Delta\gamma_{\text{exp}} / \text{nm}$	Quelle
459.61	—	—	1.88×10^{-1}	0.04×10^{-1}	—
462.84	—	—	2.11×10^{-1}	0.05×10^{-1}	—

Tab. 9.3.: Zu $n_e = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ normierte Werte für γ_{Stark} von ARI. Diese Tabelle vernachlässigt den Einfluss der Temperatur auf die Starkverbreiterung.

Die in Abb. 9.4 angedeutete Aufspaltung zwischen Messpunkten hoher und niedriger Temperatur lässt sich für einige der in Tab. 9.2 aufgeführten Linien beobachten. Sie ist jedoch nie eindeutig und für 465.79 nm sogar umgekehrt, siehe Abb. 9.5.

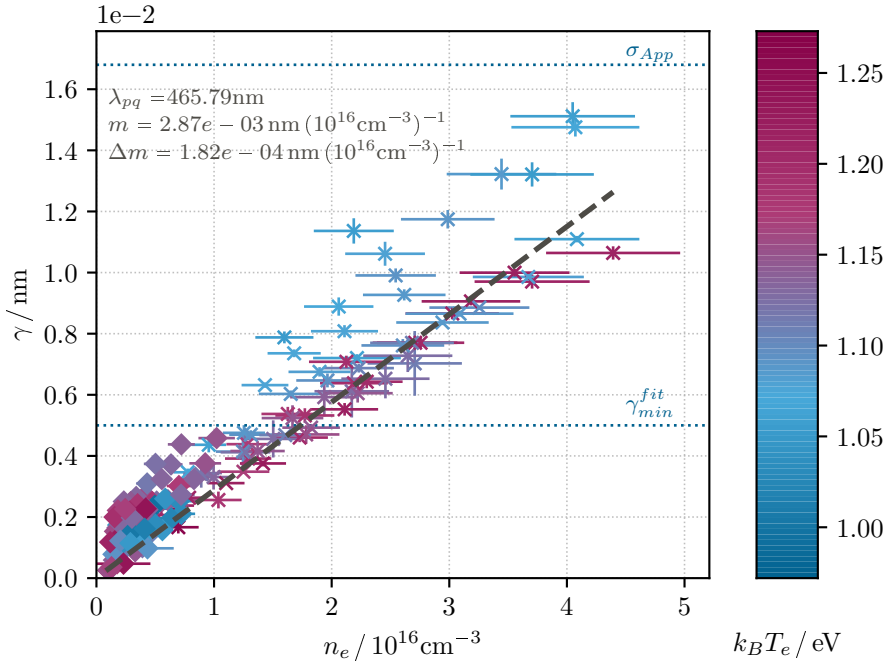


Abb. 9.5.: Darstellung der Ermittlung von $\gamma = \gamma(n_e)$ für die ARII-Linie bei 465.79 nm. Die restlichen Daten sind der Bildunterschrift zu Abb. 9.4 zu entnehmen.

Da der Starkeffekt auch eine schwache Temperaturabhängigkeit aufweist [52, S.344f], erscheint eine nähere Untersuchung der Temperaturabhängigkeit von $\overline{\gamma_{\text{exp}}}$ sinnvoll. Da diese allerdings den hier vorhandenen Rahmen sprengen würde, wird an dieser Stelle darauf verzichtet.

9.4. Veränderung von σ_Σ mit der Elektronendichte

Die guten Ergebnisse der $\overline{\gamma_{\text{exp}}}$ -Bestimmung lassen sich für $\overline{\sigma_{\text{exp}}}$ nicht wiederholen. Abb. 9.6 zeigt eine typische Verteilung der Werte für σ bei einer Argon-Linie, wie sie der Anpassungsalgorithmus ausgibt. Dort ist zu erkennen, dass die meisten Werte einer der vorgegebenen Randbedingungen entsprechen. Die Werte, welche zwischen den Randbedingungen liegen, weisen keinerlei Systematik auf, sondern scheinen zufällig verteilt. Werden die Randbedingungen für σ und AR-Linien näher betrachtet, so lässt sich feststellen, dass diese nur einen Unterschied von 3.5% zulassen. Da der abgeschätzte Fehler in f_V mit $\frac{\Delta f_V}{f_V} = 5\%$ größer ist als der prozentuale Unterschied der Randbedingungen, ist die geringe Aussagekraft der angepassten σ nicht verwunderlich.

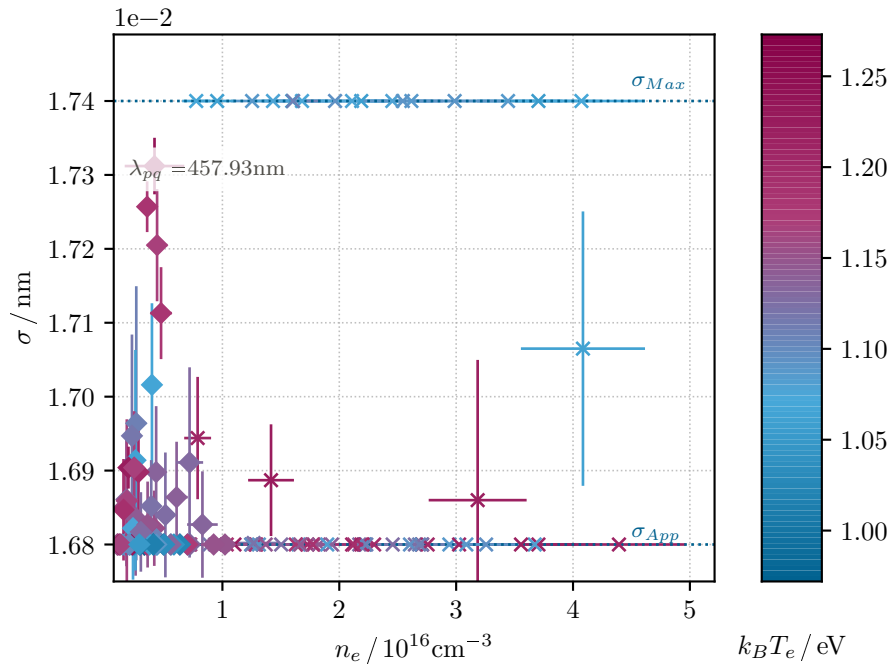


Abb. 9.6.: Darstellung der Ermittlung von $\sigma = \sigma(n_e)$ für die AR II-Linie bei 457.93 nm. Die restlichen Daten sind der Bildunterschrift zu Abb. 9.4 zu entnehmen.

Für Wasserstoff sind die Randbedingungen zwar weiter gefasst als für Argon, jedoch zeigen die σ -Werte auch dort ein ähnliches Bild. Zu den Argumenten, welche für σ bei Argon angebracht wurden, kommt bei Wasserstoff hinzu, dass γ bei steigender Elektronendichte deutlich größer wird als σ . Nach (7.6) führt dies zu einer fast vollständigen Unabhängigkeit der Halbwertsbreite f_V von σ .

Die in Kap. 4.3.5 angesprochene Option der Temperaturbestimmung über die Dopplerverbreiterung der aufgezeichneten Argon-Linien ist daher für die hier präsentierten Daten nicht sinnvoll durchzuführen, damit sie genutzt werden kann, muss $\sigma_{\text{App}} \sim \sigma_{\text{Dop}}$ gelten. Für zukünftige Arbeiten am hier vorgestellten Aufbau ist dafür eine deutlich niedrigere Breite B des Eingangsschlitzes des Spektrographen notwendig.

9.5. Verhältnis von Linien atomaren Ursprungs zu solchen ionischen Ursprungs

Die aufgezeichneten Spektren enthalten neben den zur Temperaturbestimmung genutzten ARII-Linien auch ARI-Linien. Wird das Verhältnis der Intensität einer ARII-Linie zu der einer ARI-Linie untersucht, ergibt sich das in Abb. 9.7 beispielhaft dargestellte Verhalten.

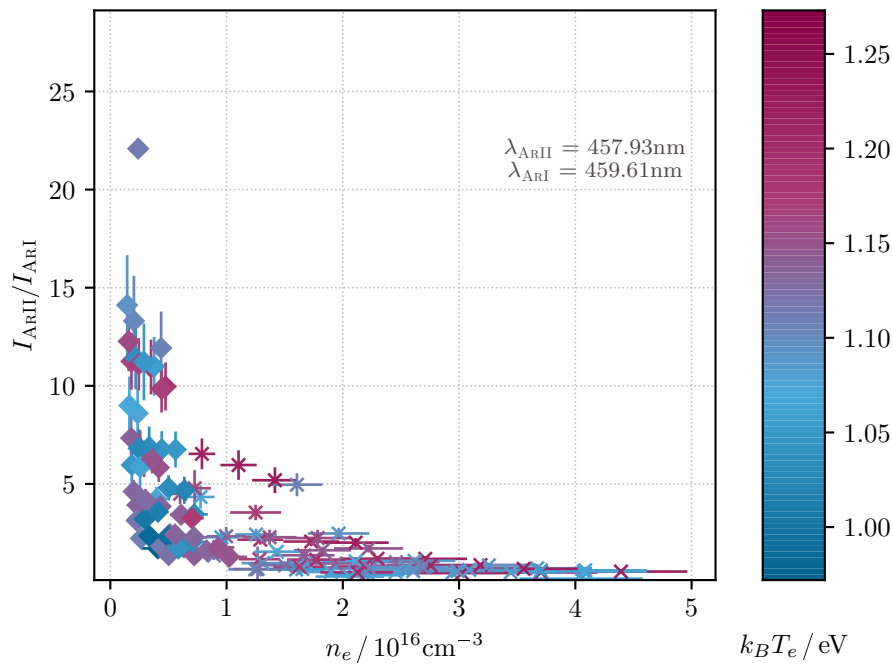


Abb. 9.7.: Darstellung des Verhältnisses der Intensitäten der ARII-Linie bei 457.93 nm und der ARI-Linie bei 459.61 nm. Die restlichen Daten sind der Bildunterschrift zu Abb. 9.4 zu entnehmen.

Zu erkennen ist, dass bei niedrigen Elektronendichten die Intensität der ARII-Linie deutlich größer ist als die der ARI-Linie, während sich für große Elektronendichten das Verhältnis umkehrt. Dieses Verhalten ist für alle aufgezeichneten Linien gegeben und wird in Kap. 10.5 weiter erläutert.

Plasmaparameter

10.1. Elektronendichte

Zur Bestimmung der Elektronendichte n_e wird die Stark-Verbreiterung der H_β -Linie genutzt, siehe Kap. 7.5.1, dort ist auch die Berechnung der Fehler beschrieben. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abb. 10.1 für $\varnothing_K = 3.3$ mm sowie Abb. 10.2 für $\varnothing_K = 5.0$ mm dargestellt, in Tab. 10.1 zusammengefasst und werden im Folgenden diskutiert.

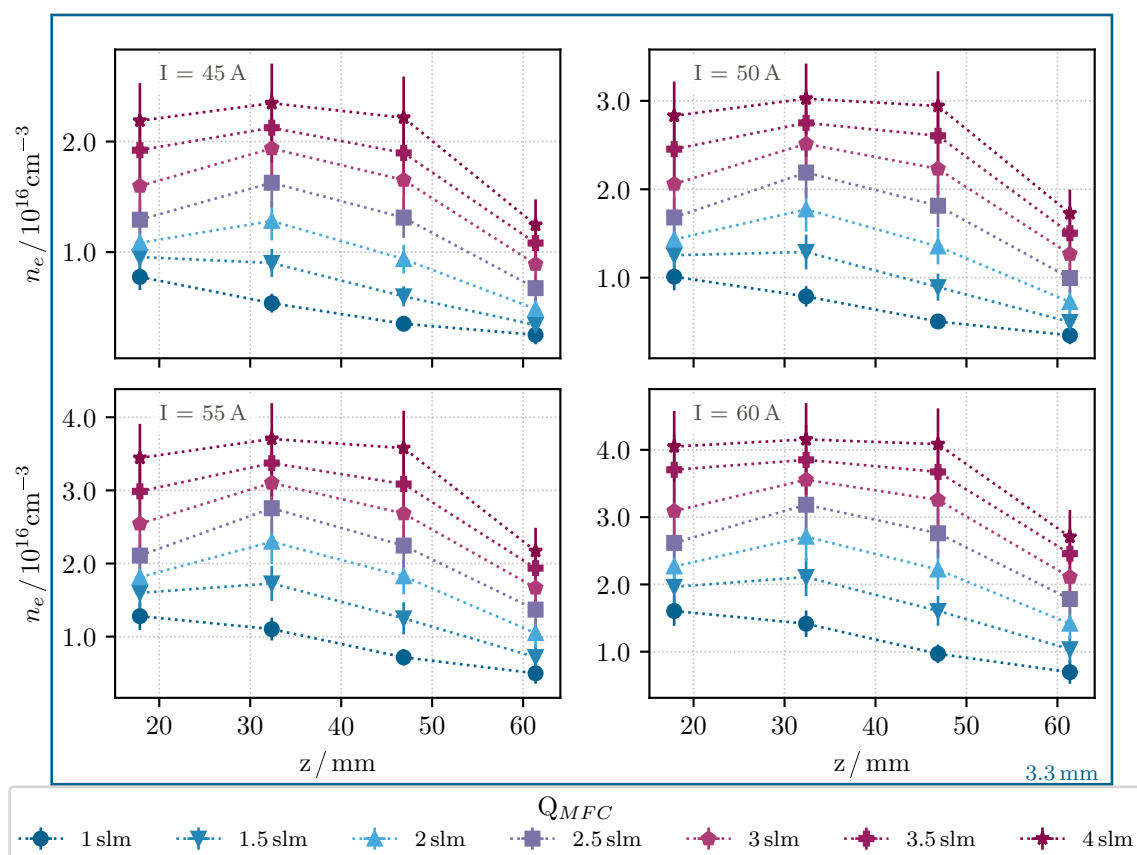


Abb. 10.1.: Darstellung der bestimmten Elektronendichten für 3.3 mm Kanaldurchmesser. Die Positionen auf der x-Achse entsprechen den Mittelpunkten der Beobachtungsfenster relativ zur Kathodenspitze. Der in der Legende kodierte Parameter ist der am MFC eingestellte Volumenfluss Q_{MFC} .

$\varnothing_K / \text{mm}$	$n_{e,\text{min}} / \text{cm}^{-3}$	$n_{e,\text{max}} / \text{cm}^{-3}$
(3.3 ± 0.1)	$(0.25 \pm 0.09) \times 10^{16}$	$(4.16 \pm 0.54) \times 10^{16}$
(5.0 ± 0.1)	$(0.08 \pm 0.04) \times 10^{16}$	$(1.02 \pm 0.16) \times 10^{16}$

Tab. 10.1.: Übersicht der gemessenen Elektronendichten.

In Abb. 10.1 ist zu erkennen, dass für Volumenflüsse größer als 1.5 slm die Elektronendichte für alle Stromstärken ihr Maximum am zweiten Beobachtungspunkt erreicht. Bei $Q = 1.5$ slm gilt dies erst ab Stromstärken über 50 A, während die Elektronendichte für $Q = 1$ slm mit der Entfernung zur Kathode kontinuierlich abnimmt.

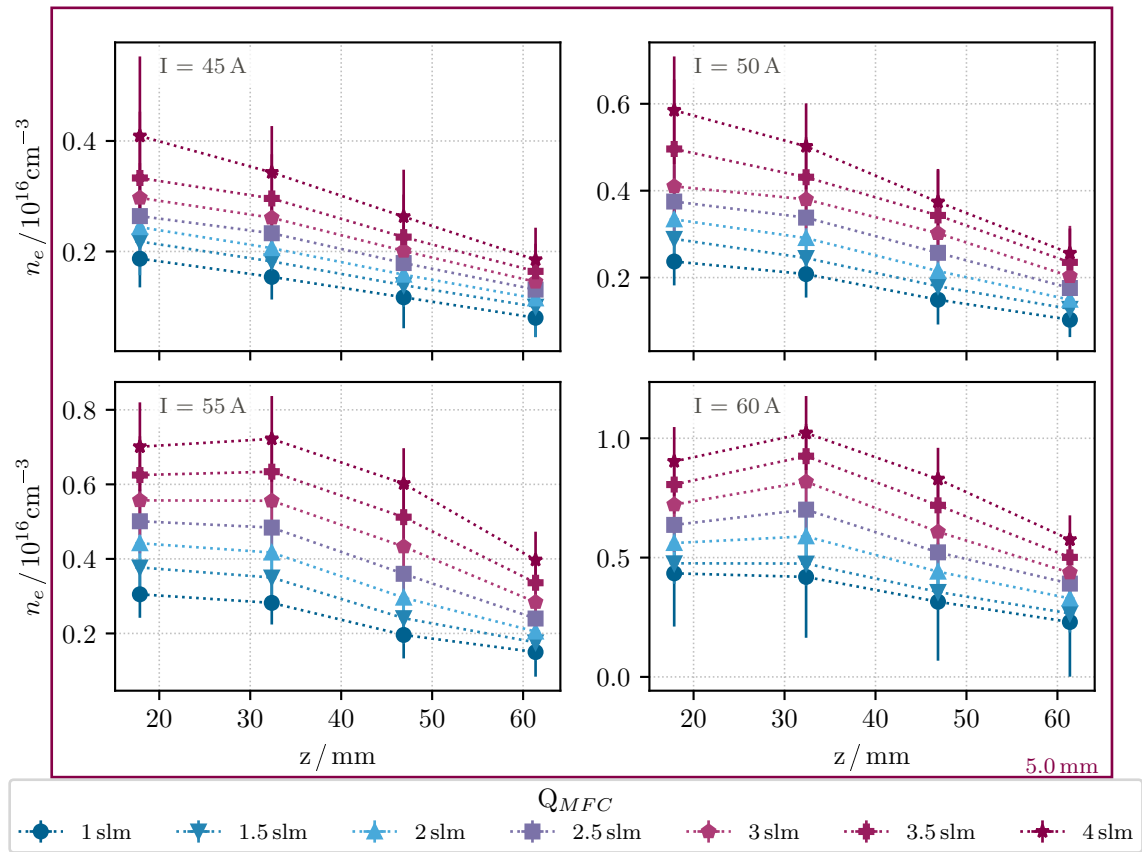


Abb. 10.2.: Darstellung der bestimmten Elektronendichten für 5.0 mm Kanaldurchmesser. Die restlichen Informationen sind der Bildunterschrift zu Abb. 10.1 zu entnehmen.

Wie in Abb. 10.2 dargestellt, liegt für $\varnothing_K = 5.0$ mm das Maximum der Elektronendichte erst ab 55 A und nur für höhere Volumenflüsse, $Q_{MFC} \geq 2$ slm, am zweiten Beobachtungspunkt. Für alle anderen Wertepaare fällt die Dichte monoton mit dem Abstand von der Kathode, folgt also dem Verhalten, welches für $\varnothing_K = 3.3$ mm und $Q_{MFC} = 1$ slm zu beobachten ist.

Das Verhalten der Dichte in Abhängigkeit von der axialen Position stimmt für $\varnothing_K = 3.3$ mm sehr gut mit den Daten von [56, S.62] sowie [100, S.2555] überein. Auch die Steigerung der Elektronendichte mit dem Volumenfluss ist in den Veröffentlichungen der TU Eindhoven entsprechend belegt, siehe zum Beispiel [56, S.68]. In [101, S.54] wird die hier präsentierte Form der Dichteprofile mit dem Zuwachs der Fließgeschwindigkeit entlang der Entladungsachse erklärt. Dieser führt zu einer Abnahme des Plasmadrucks, wodurch die Elektronentemperatur und damit der Ionisationsgrad α steigt, siehe [85, S.543, Fig.5], [100, S.255, Fig.10], Kap. 10.3 sowie Kap. 10.4. Werden diese Effekte kombiniert, ergeben

sich die hier dargestellten Dichteprofile mit einem Dichtemaximum ungefähr in der Mitte des Entladungskanals. Nach dem Überschreiten der maximalen Elektronendichte dominiert die Verringerung des Plasmadruckes durch die Fließgeschwindigkeit, sodass die Gesamt- und Elektronendichten wieder abnehmen. Aus den monoton abfallenden Dichteprofilen für niedrige Volumenflüsse lässt sich aus der vorhergehenden Diskussion ableiten, dass sich die Schwerteilchentemperatur nicht stark ändert, sodass eine starke Variation der Fließgeschwindigkeit nicht auftritt.

Die gemessenen Werte der Elektronendichten lassen sich jedoch nur näherungsweise mit denen in [85], [100], [101] sowie [102] veröffentlichten Quellen vergleichen, da dort mit einem Kanaldurchmesser von $\varnothing_K = 4.0$ mm gearbeitet wurde. Bei diesem ergibt sich der maximale Wert für die Elektronendichte bei $I = 50$ A zu $n_{e, \max} = 1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Der in dieser Arbeit ermittelte Maximalwert für die Elektronendichte bei $I = 50$ A ergibt sich zu $n_{e, \max} = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bei $\varnothing_K = 3.3$ mm. Wird die sich aus Abb. 10.1 sowie Abb. 10.2 ergebende Skalierung der Elektronendichte mit dem Kanaldurchmesser berücksichtigt, lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den hier präsentierten Daten und denjenigen aus [85], [100], [101] sowie [102].

Zusätzlich ist in [101, S.53f, Fig.'s 8-10] das Verhalten von n_e mit der Stromstärke und dem Volumenfluss dargestellt. Während die dort veröffentlichten Dichteprofile für kleine Stromstärken und Massendurchflüsse nahezu linear abfallen, weisen sie für hohe I und \dot{m} eine zunächst steigende und dann abfallende Elektronendichte auf. Die Zunahme der Elektronendichte mit der Stromstärke I lässt sich durch die Modellrechnungen von [98, S.1172f, Fig.3, Fig.4] erklären, dort ist dargestellt, dass sowohl die Querschnittsfläche als auch die Elektronendichte mit der Stromstärke zunehmen. Da die in dieser Arbeit dargestellten Dichteprofile über den Durchmesser des Entladungskanals gemittelt sind, führt eine Steigerung des Bogendurchmessers zu einer Erhöhung der gemessenen Elektronendichten. Weiterhin führt auch eine Steigerung der Stromdichte zu einer höheren Elektronendichte, da wie in Kap. 2.2.3 dargelegt, der Strom innerhalb der Säule einer Bogenentladung primär von den Elektronen getragen wird.

Die in Abb. 10.1 sowie Abb. 10.2 präsentierten Daten zeigen eine Steigerung der Elektronendichte mit dem angelegten Volumenfluss Q_{MFC} . Dies ist durch die Abhängigkeit der sich einstellenden Drücke an den beiden Enden des Kanals von Q_{MFC} zu begründen, das sich bei höherem Q_{MFC} höhere Drücke einstellen, woraus eine Erhöhung der Teilchendichte folgt. Bei einem ähnlichen Ionisationsgrad, vgl. Kap. 10.4, führt eine Erhöhung der Teilchendichte daher zu einer Steigerung der Elektronendichte.

Da das Einstellen eines thermodynamischen Gleichgewichtes stark von der Elektronendichte abhängt, wird im Folgenden eine Überprüfung der Erfüllung der dafür notwendigen Kriterien durchgeführt, um die in Kap. 10.3 dargestellten Temperaturen interpretieren zu können.

10.2. Überprüfung des thermodynamischen Gleichgewichtes

Die in Kap. 2.3.4 vorgestellten Kriterien für das Einstellen verschiedener thermodynamischer Gleichgewichte werden nun anhand der in Kap. 10.1 dargestellten Elektronendichten überprüft. Das Ergebnis ist in Abb. 10.3 dargestellt.

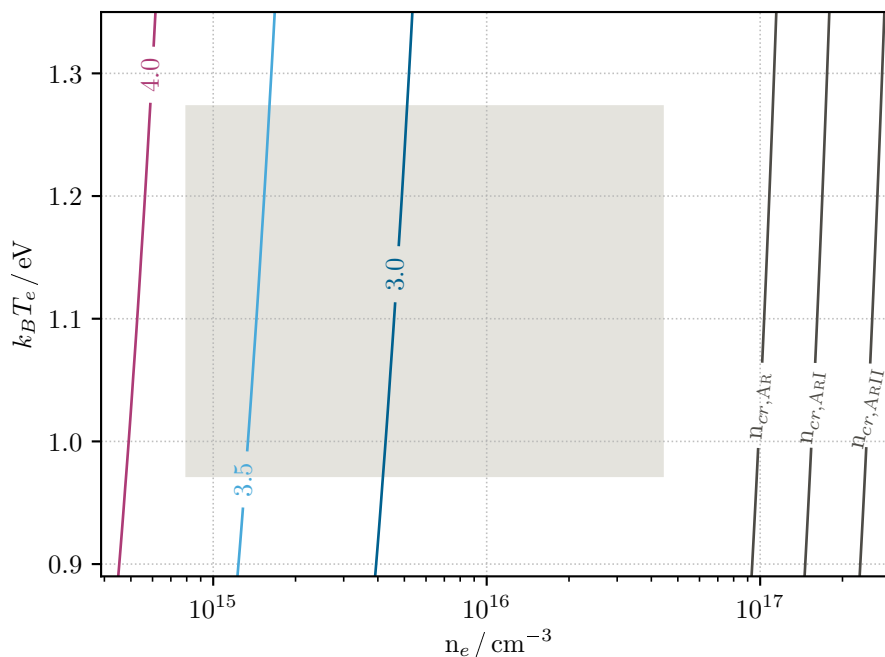


Abb. 10.3.: p_{cr} bestimmt nach (2.20). Das graue Rechteck umspannt die im Rahmen dieser Arbeit erhobenen Werte, $p_{cr} \leq p = 4$ ist für alle Messwerte gewährleistet. Die dunkelgrauen Kurven entsprechen den nach (2.16) sowie (2.18) bestimmten notwendigen Dichten für eine Saha-Verteilung zwischen ARI und ARII, $n_{cr, AR}$, sowie einer Boltzmannverteilung der ARI und ARII-Niveaus, $n_{cr, ARI}$ und $n_{cr, ARII}$.

Das in Abb. 10.3 eingezeichnete graue Rechteck umschließt die in dieser Arbeit ermittelten Plasmaparameter. $p_{cr} \leq p = 4$ ist für alle in Tab. 6.2 aufgeführten verwendeten Linien gewährleistet. Daher kann in jedem Fall von einem pLTE der beobachteten Linien ausgegangen werden, woraus folgt, dass die in Kap. 10.3 bestimmten Temperaturen denen der freien Elektronen entsprechen.

Da jedoch alle ermittelten Elektronendichten unterhalb der kritischen Dichten für ein LTE liegen, ergeben sich folgende Konsequenzen:

- Die kinetischen Energien der Elektronen und schweren Teilchen weichen voneinander ab, $T_e \neq T_h$.
- Die Saha-Gleichung (2.2) darf nicht genutzt werden, um die Zusammensetzung des Plasmas zu bestimmen. Stattdessen werden Berechnungen von FLYCHK [18] zur Bestimmung des Ionisationsgrades genutzt, siehe Kap. 10.4.

10.3. Elektronentemperatur

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur wird die in Kap. 4.3 besprochene Methode des Boltzmannplots verwendet, die Gültigkeit ihrer Ergebnisse ist in Kap. 10.2 überprüft und bestätigt. Abb. 10.4 und Abb. 10.5 stellen die so pro Beobachtungspunkt ermittelten Elektronentemperaturen in Abhängigkeit von Entladungsstrom und Volumenfluss für die beiden verwendeten Kanaldurchmesser dar, die ermittelten Minimal- und Maximalwerte sind in Tab. 10.2 zusammengefasst.

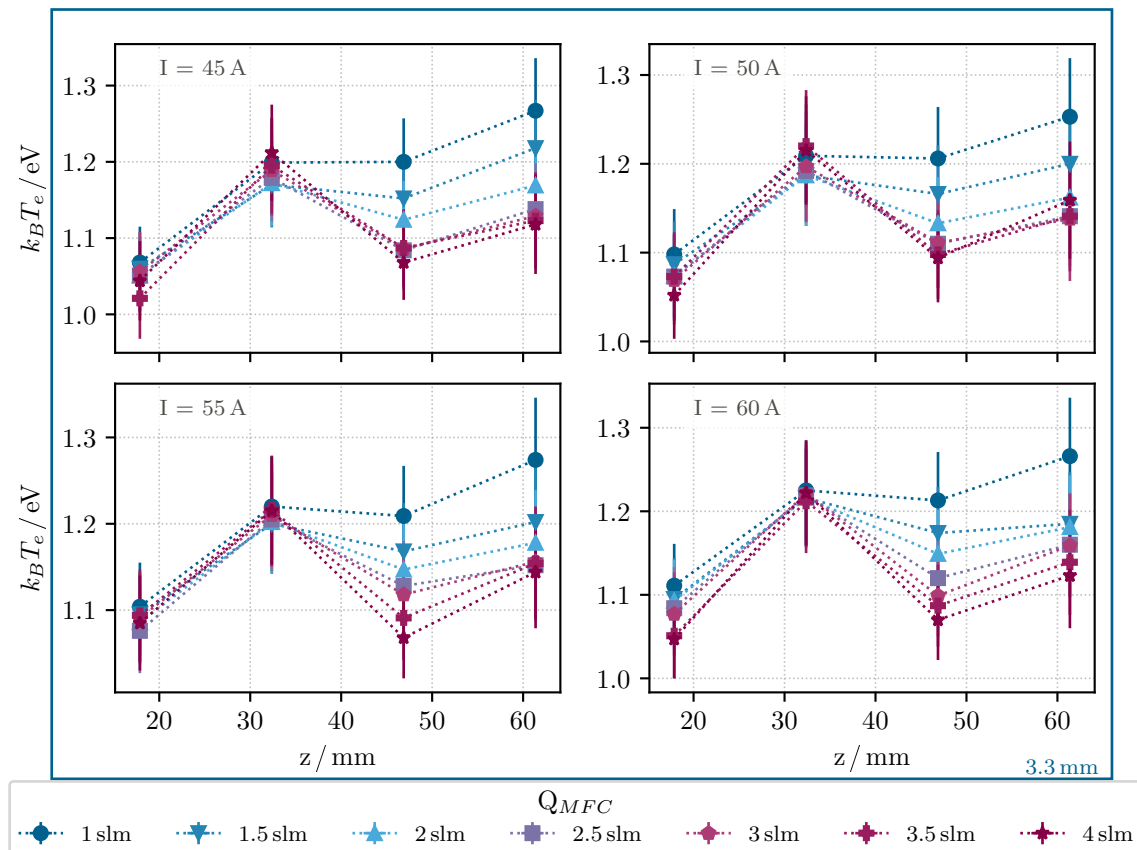


Abb. 10.4.: Darstellung der bestimmten Elektronentemperaturen für 3.3 mm Kanaldurchmesser. Die Positionen auf der x-Achse entsprechen den Mittelpunkten der Beobachtungsfenster relativ zur Kathodenspitze.

$\varnothing_K / \text{mm}$	$(k_B T_e)_{\min} / \text{eV}$	$(k_B T_e)_{\max} / \text{eV}$
(3.3 ± 0.1)	(1.02 ± 0.06)	(1.27 ± 0.08)
(5.0 ± 0.1)	(0.97 ± 0.05)	(1.23 ± 0.08)

Tab. 10.2.: Übersicht der gemessenen Elektronentemperaturen.

In Abb. 10.4 und Abb. 10.5 ist zu erkennen, dass die Elektronentemperatur bei konstantem Massendurchfluss von der Stromstärke unabhängig ist. Nach der in Kap. 11.1 dargestellten Abhängigkeit des Druckes von der Stromstärke folgt daraus, dass die Elektronentemperatur

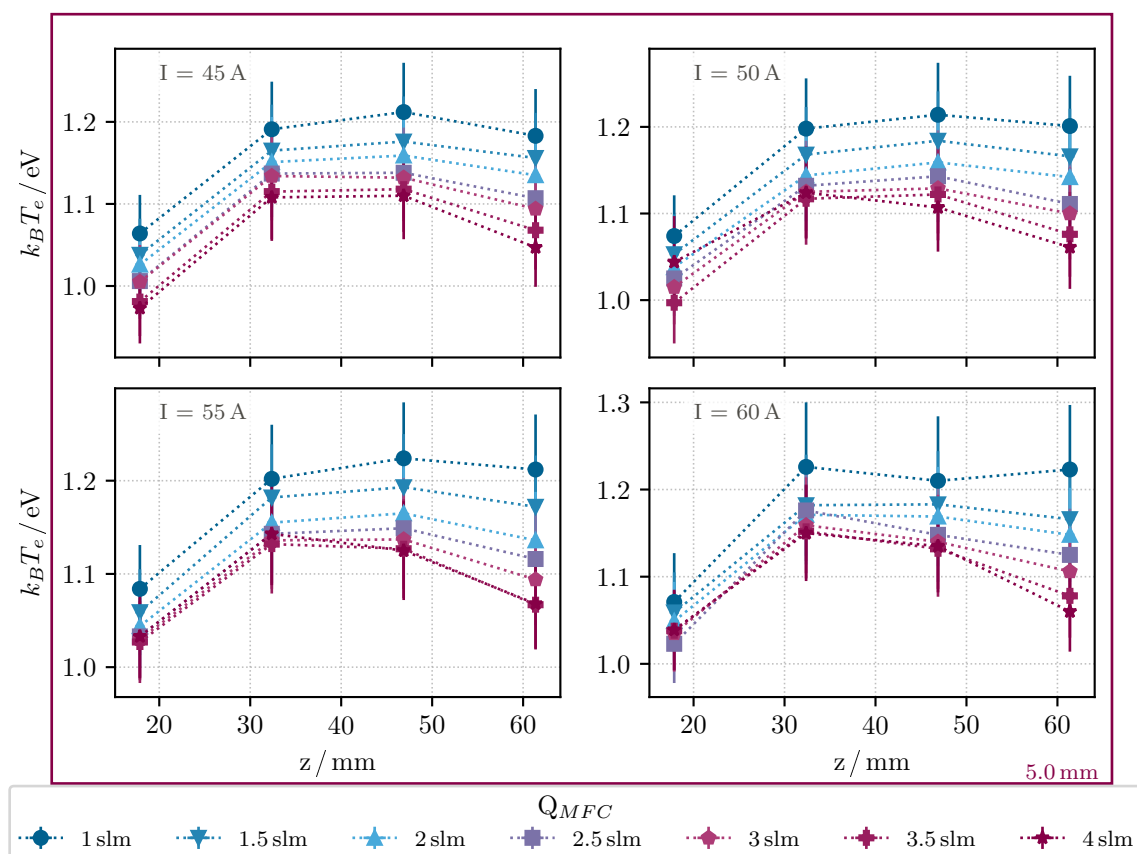


Abb. 10.5.: Darstellung der bestimmten Elektronentemperaturen für 5.0 mm Kanaldurchmesser. Die Positionen auf der x-Achse entsprechen den Mittelpunkten der Beobachtungsfenster relativ zur Kathodenspitze.

auch vom Druck nahezu unabhängig ist, was mit den experimentellen und berechneten Daten von [56, S.60] sowie [100, S.2555] übereinstimmt.

Die Variation der Elektronentemperatur mit der axialen Position sowie einer Veränderung des Massendurchflusses folgt der Diskussion der Profilformen in Kap. 10.1: Da der Druck entlang der Entladungsachse kontinuierlich abnimmt [102, Fig.2.3, S.33], während die Elektronendichte steigt, muss die Elektronentemperatur ansteigen, um den entsprechenden Ionisationsgrad zu erreichen. Ab ca. der Hälfte des Entladungskanals nimmt die Elektronendichte stärker ab als die Neutralteilchendichte, sodass der Ionisationsgrad sinkt, was sich in einer niedrigeren Elektronentemperatur manifestiert, was die in Abb. 10.5 dargestellten Profilformen erklären kann.

Für $\varnothing_K = 3.3$ mm fällt die Elektronentemperatur jedoch für $Q_{MFC} \geq 1.5$ slm nach dem ersten Beobachtungspunkt ab. Durch den Vergleich von Abb. 10.4 und Abb. 10.5 lässt sich eine experimentelle Ursache für das Verhalten der Elektronentemperatur bei $\varnothing_K = 3.3$ mm ausschließen. Wäre zum Beispiel die Intensitätsverteilung auf dem Kamerachip die Ursache der Profilformen, so müssten sie für beide Kanaldurchmesser gleich sein. Da die Spektralaufnahmen für $I = 60$ A an einem anderen Tag entstanden sind als für $I \leq 55$ A

scheint eine experimentelle Ursache umso mehr unrealistisch. Daher muss die Abnahme der Elektronentemperatur durch plasmainterne Prozesse verursacht werden. Wird angenommen, dass die Temperatur der schweren Teilchen ab dem zweiten Beobachtungspunkt abnimmt, folgt daraus, dass sich ihre Dichte erhöht, was einen niedrigeren Ionisationsgrad bedingt. Für die Temperatur der schweren Teilchen bei $\varnothing_K = 5.0$ mm ergibt sich aus dieser Argumentation, dass diese sich viel weniger stark verändert als bei $\varnothing_K = 3.3$ mm, die Schwerteilchentemperatur wird in Kap. 10.6 besprochen.

Aus Abb. 10.4 und Abb. 10.5 lässt sich ablesen, dass die Elektronentemperatur mit steigendem Massendurchfluss leicht abnimmt. Dieses Verhalten deckt sich mit den in [100, S.2555, Fig.8] sowie [103, S.123511-3, Fig.6] veröffentlichten Daten und lässt sich durch die gestiegene Neutralteilchendichte erklären: Je mehr schwere Teilchen sich im Entladungsvolumen befinden, umso größer wird die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und schweren Teilchen, was zu einem effektiveren Energieübertrag von den Elektronen auf die schweren Teilchen führt, wodurch die Elektronen mehr Energie verlieren und ihre Temperatur sinkt.

10.4. Ionisationsgrad

Da die bestimmten Elektronendichten die Verwendung der Saha-Gleichung nicht erlauben, muss der Ionisationsgrad α auf anderem Wege bestimmt werden. Der Ionisationsgrad wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit unter der Annahme maximal einfach ionisierter Ionen wie folgt definiert:

$$\alpha = \frac{n_i}{n_h} = \frac{n_e}{n_i + n_a} \quad (10.1)$$

Dieser wird durch die Auswertung mit FLYCHK [18] durchgeführter Berechnungen für ein nLTE-Modell mit den gemessenen und in Kap. 10.1 sowie Kap. 10.3 bestimmten Plasmaparametern berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 10.6 dargestellt.

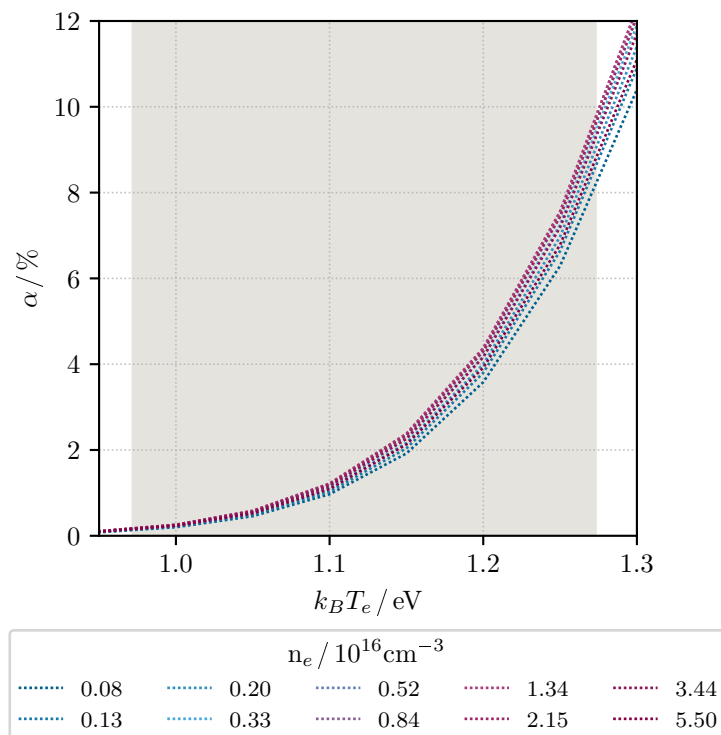


Abb. 10.6.: Darstellung des mit FLYCHK [18] bestimmten Ionisationsgrades $\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_a}$ für die erhobenen Plasmaparameter. Das graue Rechteck umspannt die in dieser Arbeit bestimmten Elektronentemperaturen.

In Abb. 10.6 deutlich zu erkennen ist die schwache Abhängigkeit des Ionisationsgrades von der Elektronendichte, während er stark mit $k_B T_e$ skaliert. Weiterhin liegt der Ionisationsgrad für alle Plasmaparameter unter 10%. Die Größenordnung des durch FLYCHK berechneten Ionisationsgrades deckt sich mit der in [100, S.2557, Fig.16] angegebenen.

10.5. Bestimmung der mittleren freien Weglänge

Mit den in den vorangegangenen Kapiteln dargestellten Plasmaparametern lässt sich die in Kap. 2.2.3 vorgestellte Größe der mittleren freien Weglänge $l_{e,\Sigma}$ bestimmen. Dazu wird wie in Kap. 6.4.1 beschrieben vorgegangen. Die so bestimmten mittleren freien Weglängen sind in Abb. 10.7 und Abb. 10.8 dargestellt sowie in Tab. 10.3 zusammengefasst.

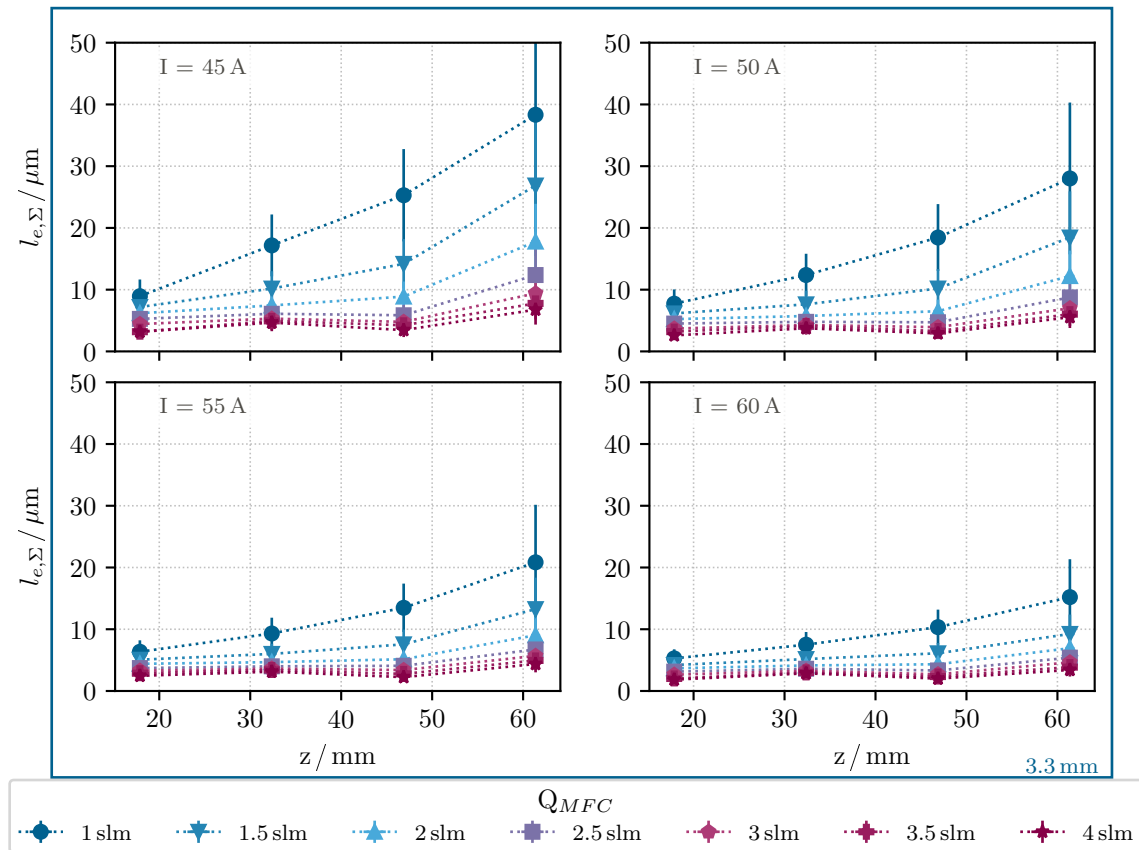


Abb. 10.7.: Darstellung der ermittelten mittleren freien Weglängen für elastische Stöße innerhalb der Entladung und $\varnothing_K = 3.3$ mm.

$\varnothing_K / \text{mm}$	$(l_{e,\Sigma})_{\min} / \mu\text{m}$	$(l_{e,\Sigma})_{\max} / \mu\text{m}$
(3.3 ± 0.1)	(1.84 ± 0.55)	(38 ± 19)
(5.0 ± 0.1)	(7.0 ± 2.3)	(95 ± 56)

Tab. 10.3.: Übersicht der errechneten mittleren freien Weglängen.

Diesen Darstellungen ist zu entnehmen, dass je nach Konfiguration die mittleren freien Weglängen zwischen $1.84 \mu\text{m}$ und $95 \mu\text{m}$ variieren. Die Tatsache, dass sie für $\varnothing_K = 5.0$ mm durchweg höher sind als für den kleineren Kanaldurchmesser bedingt eine schlechtere Angleichung der Elektronen- und Schwerteilchentemperatur, siehe dafür auch Kap. 10.6. Da zur Abschätzung der Schwerteilchentemperatur in Kap. 10.6 die mittlere freie Weglänge genutzt

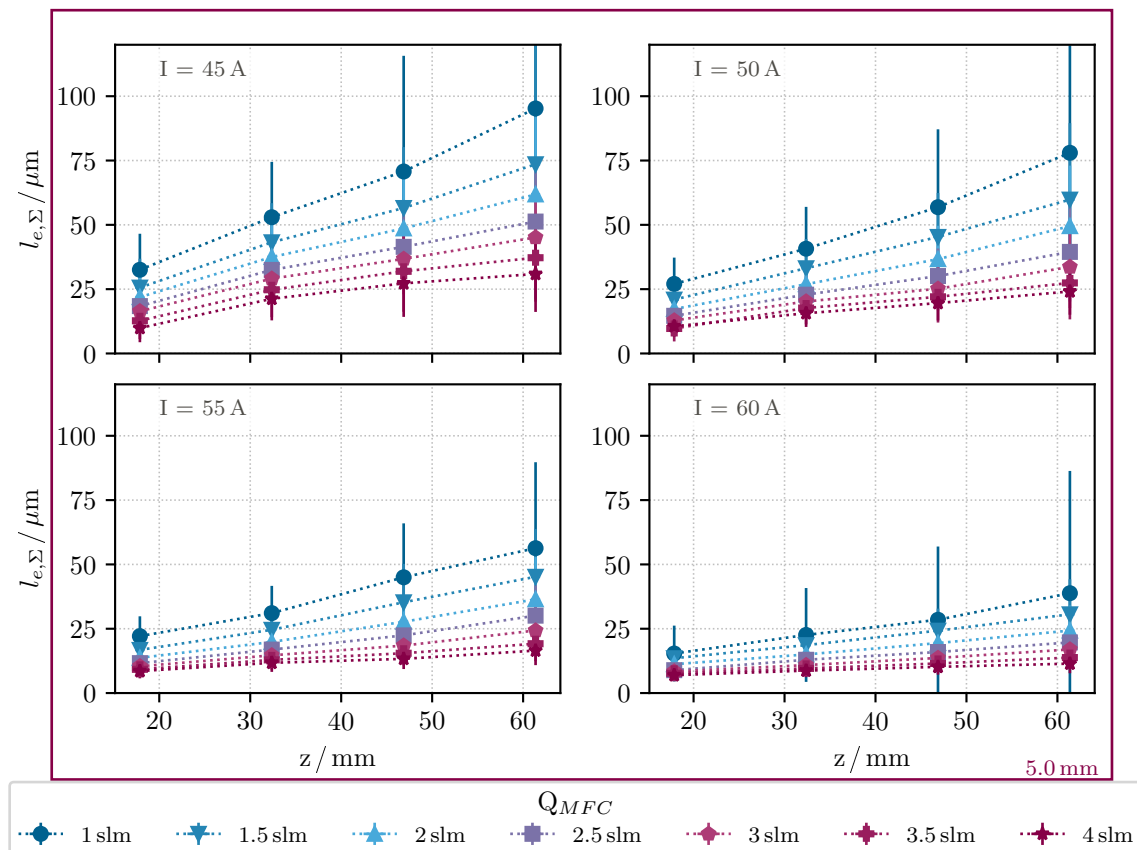


Abb. 10.8.: Darstellung der ermittelten mittleren freien Weglängen für elastische Stöße innerhalb der Entladung und $\varnothing_K = 5.0 \text{ mm}$.

wird, ergibt sich für den kleinen Kanaldurchmesser eine höhere Schwerteilchentemperatur als für den größeren.

Aus dem für niedrige Elektronen- und Schwerteilchendichten größeren Coulomb- Stoßquerschnitt gegenüber dem Elektron-Atom-Stoßquerschnitt,

$$l_{ea} \sim 1 \times 10^3 \mu\text{m} \quad l_{ei} \sim 10 \mu\text{m}$$

folgt das in Kap. 9.5 dargestellte Verhalten der Intensitäten von ARII- sowie ARI-Linien. Anschaulich bedeutet die unterschiedliche Größe der mittleren freien Weglängen, dass für niedrige Elektronendichten Stöße von Elektronen mit Ionen deutlich häufiger stattfinden als solche zwischen mit Atomen. Im dünnen Plasma vorhandene Ionen werden also bevorzugt angeregt, sodass trotz eines geringen Ionisationsgrades die Linienemission von Ionen die Linienstrahlung des Plasmas dominiert.

Für dichte Plasmen mit niedrigen Ionisationsgraden gewinnen die Elektron-Schwerteilchenstöße wieder an Bedeutung, sodass verstärkt Linien aus atomarem Ursprung im Spektrum aufzufinden sind, vgl. Kap. 9.5

10.6. Abschätzung der Temperatur der schweren Teilchen

Die Temperatur der schweren Teilchen $k_B T_h$ wird nach der in Kap. 6.4.2 beschriebenen Methode abgeschätzt. Die so bestimmten Schwerteilchentemperaturen sind in Abb. 10.9 und Abb. 10.10 dargestellt sowie in Tab. 10.4 zusammengefasst. Bei der Darstellung der errechneten Schwerteilchentemperaturen wurden alle rechnerisch negativen Temperaturen auf die Raumtemperatur gesetzt. Dass sich bei der Auswertung von (6.17) negative Temperaturen einstellen, hängt vermutlich damit zusammen, dass bei niedrigen Dichten der Energieverlust durch inelastische Stöße in (2.15) nicht mehr vernachlässigt werden darf. Durch die in Kap. 10.5 dargestellte und diskutierte Vergrößerung der mittleren freien Weglänge finden mehr inelastische Stöße zwischen Elektronen und Ionen statt, vgl. Kap. 9.5. Beim folgenden Rückfall der so angeregten Zustände wird die Energie aus dem Plasma abgestrahlt und trägt so nicht zu einer Angleichung der Temperaturen von Elektronen und schweren Teilchen bei.

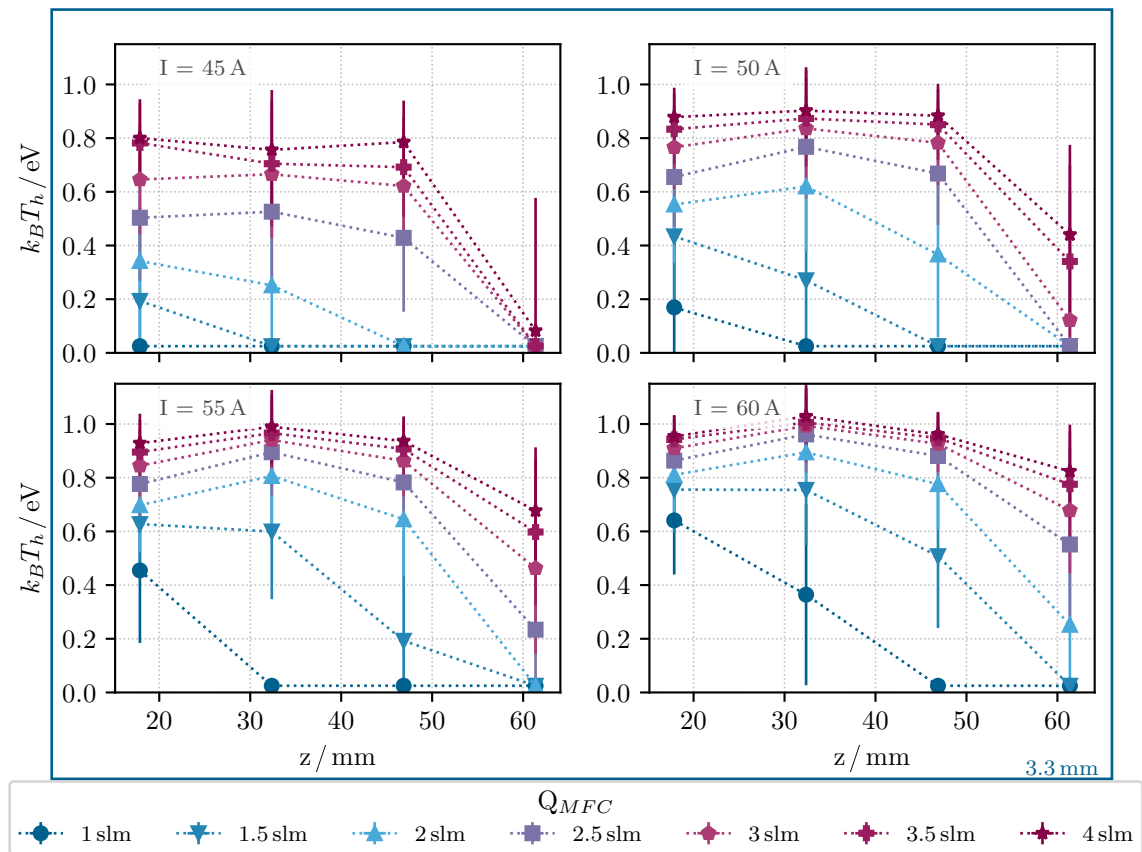


Abb. 10.9.: Darstellung der ermittelten Schwerteilchentemperaturen für $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$.

Aus diesen Graphen wird ersichtlich, dass die Schwerteilchentemperatur für hohe Elektronendichten sehr viel größer ist als für niedrige. Die Temperaturen sind für $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$ durchweg höher als für $\varnothing_K = 5.0 \text{ mm}$, was durch die höheren Elektronendichten für $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$ zu begründen ist, vgl. Kap. 10.1. Sie erreichen im Maximum 1.03 eV , was

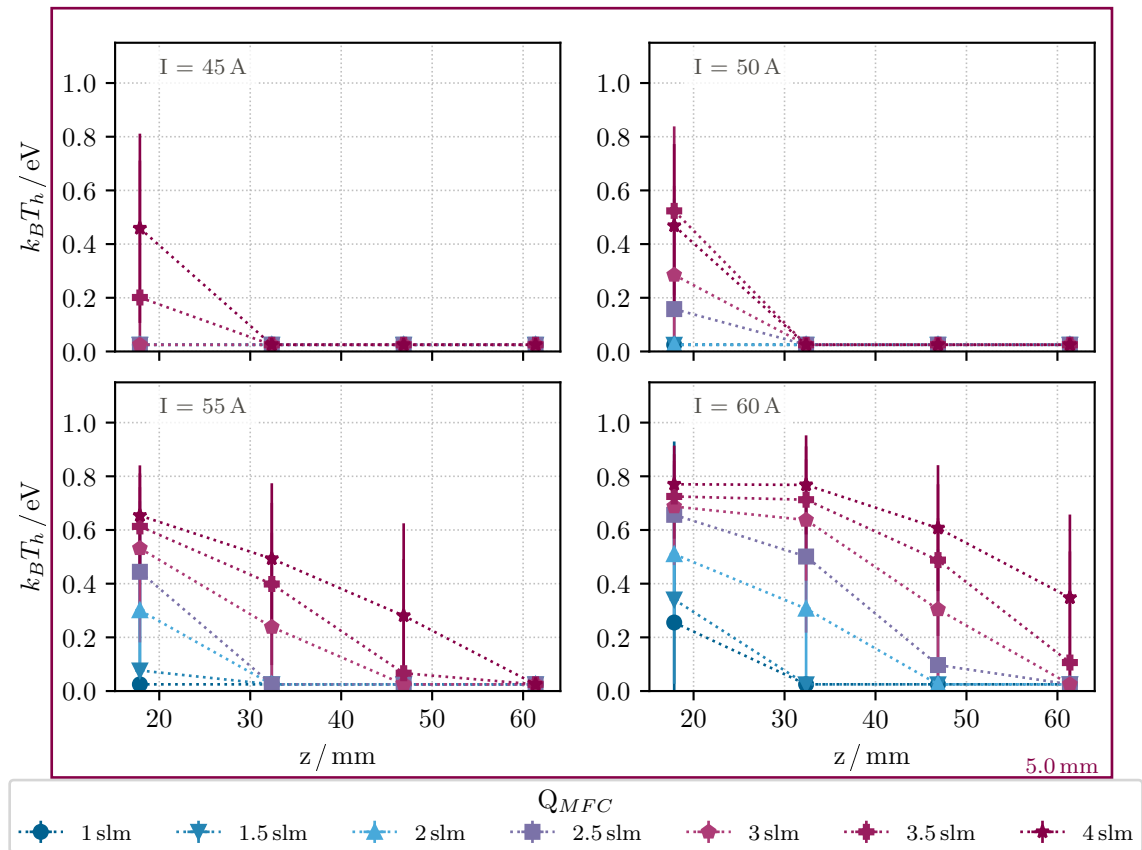


Abb. 10.10.: Darstellung der ermittelten Schwerteilchentemperaturen für $\varnothing_K = 5.0 \text{ mm}$.

$\varnothing_K / \text{mm}$	$(k_B T_h)_{\text{min}} / \text{eV}$	$(k_B T_h)_{\text{max}} / \text{eV}$
(3.3 ± 0.1)	(--)	(1.03 ± 0.13)
(5.0 ± 0.1)	(--)	(0.77 ± 0.15)

Tab. 10.4.: Übersicht der errechneten Schwerteilchentemperaturen, die Minimalwerte entsprechen rechnerisch negativen Werten und sind daher nicht angegeben.

nicht ganz der Elektronentemperatur entspricht. Da die bestimmten Elektronendichten an keinem Beobachtungspunkt ausreichen, um den Zustand des Plasmas als LTE zu klassifizieren, ist die beobachtete Differenz zwischen Elektronen- und Schwerteilchentemperatur im Einklang mit den Vorhersagen.

Die Abnahme der Schwerteilchentemperatur mit z erklärt sich durch die in Kap. 10.1 dargestellte Verringerung der Elektronendichte entlang der Entladungsachse. Daraus ergibt sich wie in Kap. 10.5 dargestellt eine größere mittlere freie Weglänge, welche nach (6.17) eine niedrigeren Schwerteilchentemperatur bedingt. In [101, S.52, Fig.4] ist gezeigt, dass die Temperatur der schweren Teilchen $k_B T_h$ bei konstantem Volumenfluss mit der Stromstärke zunimmt, was mit den hier präsentierten Daten gut übereinstimmt. Der Anstieg von $k_B T_h$ mit der Stromstärke und dem Volumenfluss ergibt sich durch die Erhöhung der Elektronendichte mit I und Q_{MFC} . Diese führt wie in Kap. 10.5 dargestellt zu einer

kleineren mittleren freien Weglänge, welche wiederum den Energieübertrag von Elektronen auf die schweren Teilchen intensiviert.

Die in Abb. 10.9 und Abb. 10.10 dargestellten Schwerteilchentemperaturen liegen am letzten Beobachtungspunkt teilweise deutlich über der Temperatur der Kühlplatten. Daraus folgt, dass noch heißes Gas aus dem Entladungsvolumen in das p_L -Volumen strömt und dieses aufheizt, auf die sich daraus ergebenden Konsequenzen wird in Kap. 11.1 weiter eingegangen. Im p_H -Volumen wurde keine Temperaturbestimmung vorgenommen, sodass

10.7. Entlang der Entladungsschse gemittelte Größen

Für die Diskussionen in Kap. 8 und Kap. 12 werden entlang der Entladungsschse gemittelte Plasmaparameter benötigt, diese sind in Abb. 10.11 und Abb. 10.12 dargestellt. Die Mittelung ist für die Verknüpfung der Plasmaparameter mit den Druckdaten aus Kap. 11 notwendig, da die Drücke keine orts aufgelösten Größen entlang der Entladungsschse sind, sondern sich nur auf die an die Entladung angrenzenden Bereiche beziehen.

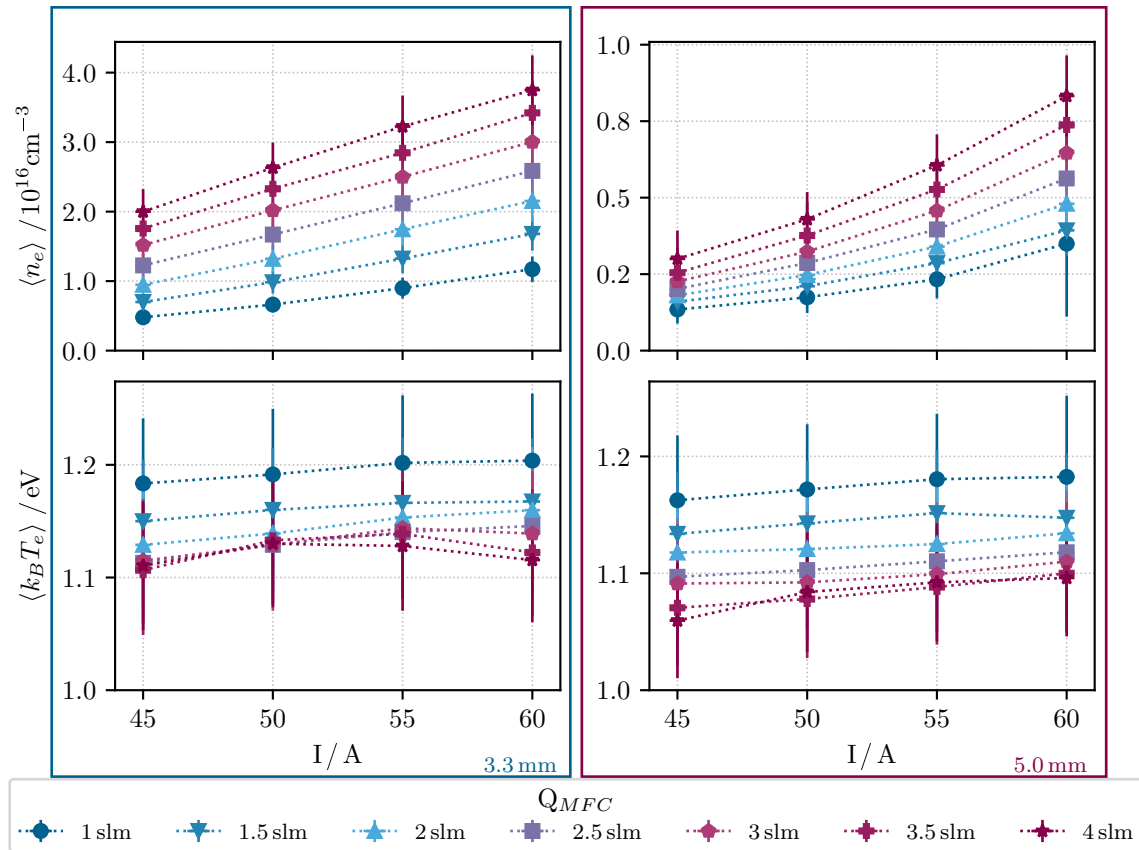


Abb. 10.11.: Darstellung der entlang der Entladungsschse gemittelten Plasmaparameter.

Die in Abb. 10.11 dargestellten Elektronendichten steigen mit zunehmendem Volumenfluss und zunehmender Stromstärke, wie die in [29, S.273, Fig.10.14] sowie [56, S.69, Fig.5.15] dargestellten Daten nahelegen. Dabei zeigen sie bei $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$ für Volumenflüsse größer als 1.5 slm eine lineare Steigerung mit der Stromstärke, für alle anderen Volumenflüsse und $\varnothing_K = 5.0 \text{ mm}$ eine stärkere Steigerung.

Die in Abb. 10.11 dargestellten Werte für die gemittelten Elektronentemperaturen zeigen, dass diese für steigenden Volumenfluss abnehmen aber fast unabhängig von der Stromstärke sind. Dieses Verhalten der Temperaturen wurde in Kap. 10.3 beschrieben und folgt z.B. den Daten aus [56, S.68].

Beim Vergleich der Elektronentemperaturen bei $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$ und $\varnothing_K = 5.0 \text{ mm}$ kann man eine leicht höhere Temperatur beim kleineren Durchmesser erkennen. Aufgrund des

besseren Wärmeabtransports bei $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$ muss die Temperatur auf der Entladungsachse höher sein, um die für die erhöhte Stromdichte notwendige elektrische Leitfähigkeit bereitzustellen, siehe auch [29, S.284].

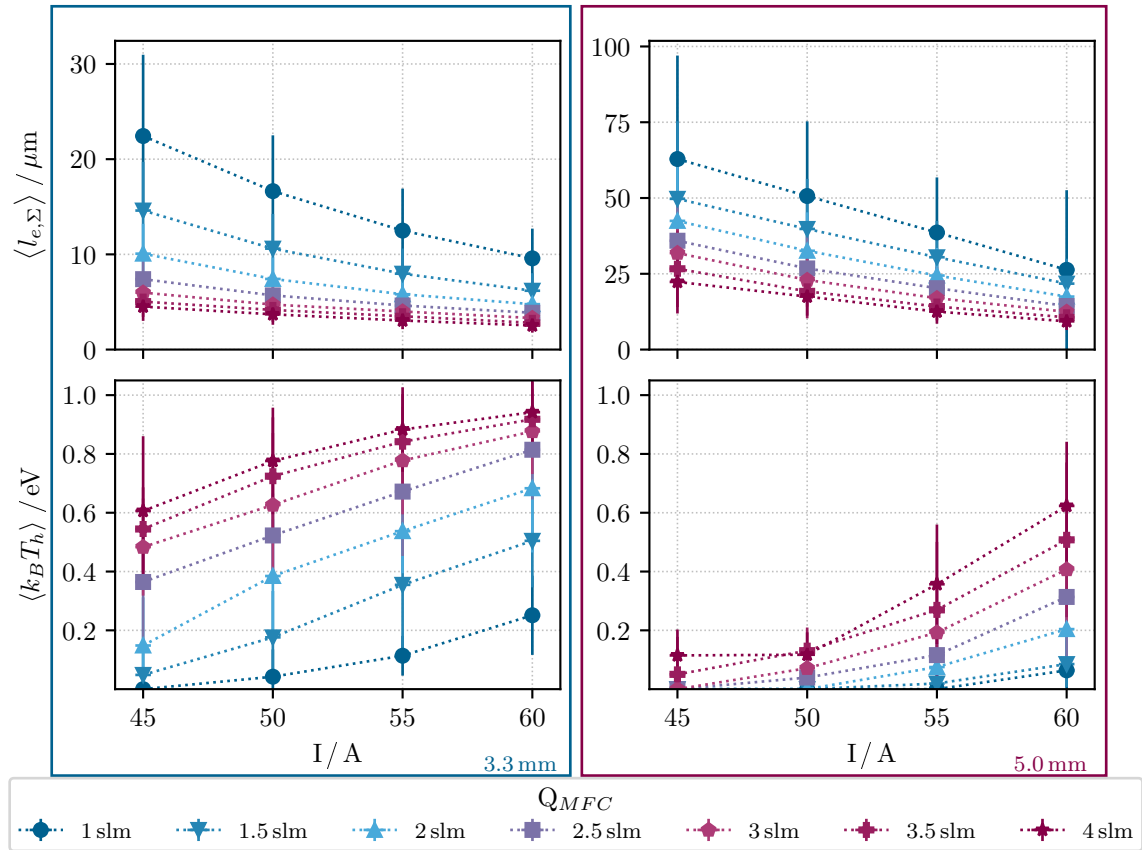


Abb. 10.12.: Darstellung der entlang der Entladungsachse gemittelten mittleren freien Weglängen der Elektronen sowie die Schwerteilchentemperaturen.

In Abb. 10.12 sind die entlang der Entladungsachse gemittelten mittleren freien Weglängen der Elektronen sowie Schwerteilchentemperaturen dargestellt. Wie bereits in Kap. 10.5 und Kap. 10.6 erläutert, steigt die Temperatur der schweren Teilchen mit der Stromstärke und dem Massendurchfluss an. Dies ist durch die simultan abnehmende mittlere freie Weglänge der Elektronen zu erklären, wodurch der Energieübertrag von den Elektronen auf die schweren Teilchen intensiviert wird.

Zusammenfassend steigen die Elektronendichten und Schwerteilchentemperaturen mit dem Teilchenfluss und der genutzten Stromstärke. Bemerkenswert an den in diesem Kapitel dargestellten Daten ist, dass die Schwerteilchentemperatur für hohe Stromstärken beim großen Kanaldurchmesser ähnlich hohe Werte annimmt wie für niedrige Stromstärken beim kleinen Kanaldurchmesser, obwohl die dazugehörigen Elektronendichten niedriger sind. Dies ist ein Hinweis auf eine verstärkte Coulomb-Wechselwirkung zum Energieübertrag von Elektronen auf Ionen, welche die Energie dann wiederum auf die Atome übertragen.

Druckverläufe des Plasmafensters

11.1. Drücke entlang der Entladung

Die sich bei unterschiedlichen Volumenflüssen und Stromstärken einstellenden Werte von p_H und p_L sind in Abb. 11.1 dargestellt und in Tab. 11.1 zusammengefasst.

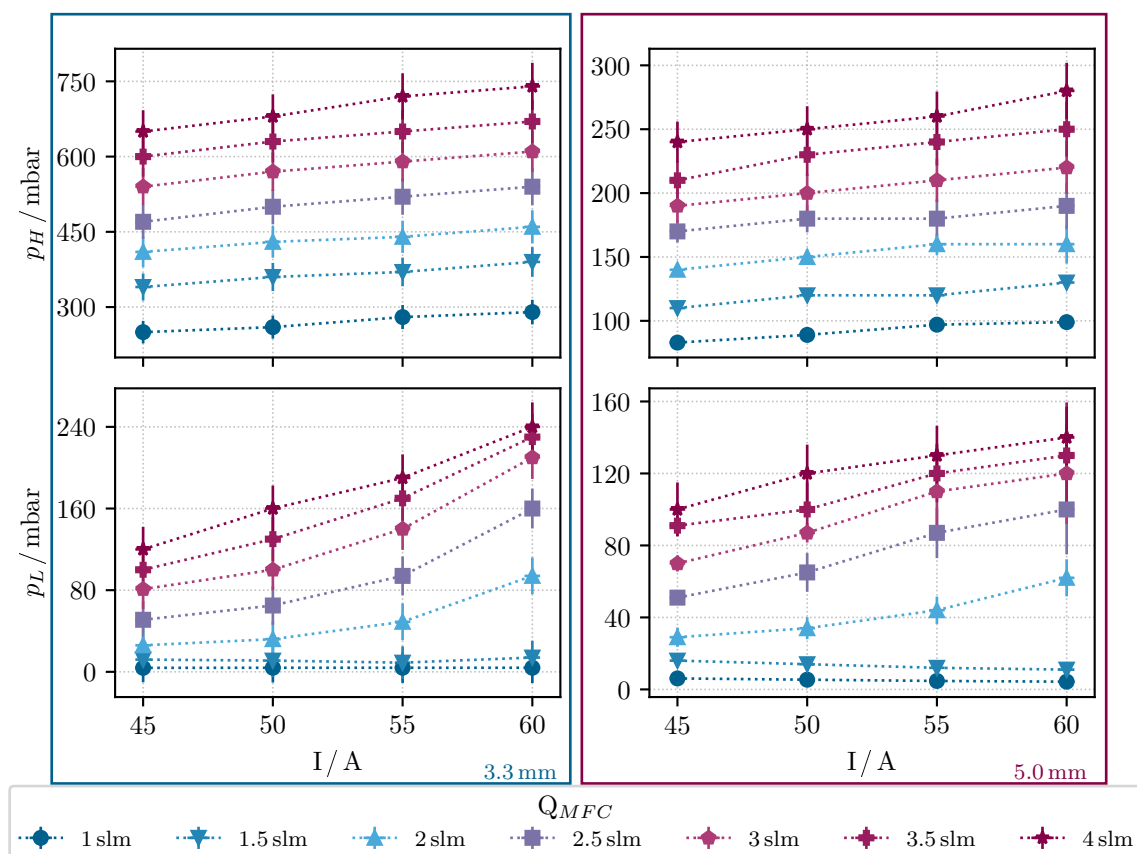


Abb. 11.1.: Darstellung des Verhaltens von p_H (oben) und p_L (unten) in Abhängigkeit der Stromstärke und des Volumenflusses.

$\varnothing_K / \text{mm}$	$p_{H,\text{max}} / \text{mbar}$	$p_{H,\text{min}} / \text{mbar}$	$p_{L,\text{max}} / \text{mbar}$	$p_{L,\text{min}} / \text{mbar}$
(3.3 ± 0.1)	(740 ± 47)	(250 ± 23)	(240 ± 22)	(3.9 ± 0.69)
(5.0 ± 0.1)	(280 ± 24)	(83 ± 15)	(140 ± 17)	(4.3 ± 0.75)

Tab. 11.1.: Übersicht der gemessenen Drücke entlang der Entladung.

Aus (1.1) folgt $p_H \propto \frac{1}{A}$, sodass höhere Drücke bei kleinerem Kanaldurchmesser zu erwarten sind, dies deckt sich mit der Darstellung der Daten in Abb. 11.1. Aus dieser geht weiterhin hervor, dass die Werte für p_H bei beiden verwendeten Kanaldurchmessern gleich-

mäßig mit einer Erhöhung der Stromstärke und des Massendurchflusses steigen. Das Verhalten von p_L stellt sich jedoch anders dar; während p_L für niedrige Volumenflüsse quasi konstant ist, steigen sie für $Q \geq 2$ slm stark an.

Zur Erläuterung dieses Verhaltens wird aus (1.1) und (6.21) folgender Ausdruck für p_L hergeleitet:

$$p_L = \sqrt{p_V^2 + \frac{2p_V}{n_h} \frac{\Gamma_{AR} 10\eta L}{\pi R^4}} \quad (11.1)$$

Unter der Annahme, dass sich die Temperatur des Gases innerhalb der Blende zwischen p_L und p_V nicht signifikant verändert, ist bei konstantem Teilchenfluss die Dichte der schweren Teilchen n_h die einzige Veränderliche in (11.1). Daraus folgt für die Veränderung von p_L :

$$dp_L \propto -dn_h \quad (11.2)$$

(11.2) bedeutet, dass eine Steigerung von p_L aus einer Verringerung von n_h herrührt. Nach (2.10) ist die Teilchendichte antiproportional zur Temperatur der jeweiligen Spezies, sodass eine Steigerung von p_L ein Hinweis auf eine Erhöhung der Gastemperatur im p_L -Volumen ist. Dieses Ergebnis deckt sich mit der in Kap. 10.6 dargestellten Erhöhung der Schwerteilchentemperatur innerhalb der Entladung. Die heißen schweren Teilchen strömen in das p_L -Volumen und verlieren erst dort ihre Temperatur, sodass eine erhöhte Temperatur im Entladungsvolumen auch zu einer erhöhten Temperatur im p_L -Volumen führt. Abb. 11.1 und Kap. 10.6 folgend gilt der geschilderte Zusammenhang nur, falls der Teilchenfluss groß genug ist. Ein weiteres Indiz für die Erhitzung des p_L -Volumens liefert der PVC-Stutzen, welcher den Druckmesskopf für p_L an den Aufbau anschließt: er zeigt Verfärbungen durch Hitzeeinwirkung.

Die Konstanz des Drucks im p_L -Volumen bei $Q_{MFC} \leq 1.5$ slm rührt ebenfalls vom in Abb. 10.9 und Abb. 10.10 dargestellten Temperaturverlauf innerhalb des Entladungsvolumens her. Für $Q_{MFC} \leq 1.5$ slm ist die Schwerteilchentemperatur für alle Stromstärken bereits vor dem letzten Beobachtungspunkt auf die Temperatur der begrenzenden Wände abgefallen, sodass das ausströmende Gas nicht zu einer Erhitzung des p_L -Volumens beitragen kann.

In Abb. 11.2 sind der mittlere Druck $\langle p \rangle$ sowie die Druckdifferenz δp zwischen Beginn und Ende des Entladungskanals dargestellt. Während der mittlere Druck dem Verhalten von p_H folgt und monoton mit der Stromstärke und dem Volumenfluss ansteigt, zeigt das Verhalten der Druckdifferenz davon deutlich abweichendes Verhalten. Für $\varnothing_K = 3.3$ mm ist die Abnahme von δp bei hohen Stromstärken erneut mit der erhöhten Temperatur im p_L -Volumen zu begründen. Aufgrund der Temperaturerhöhung des p_L -Volumens steigt p_L stärker als p_H , sodass δp fällt.

Für $\varnothing_K = 5.0$ mm zeichnet sich für δp bei hohen Volumenflüssen keine klar nachvollziehbare Struktur ab. So fällt δp für $Q_{MFC} = 4$ slm zunächst ab, um dann wieder anzusteigen, während δp für $Q_{MFC} = 3.5$ slm zunächst steigt und dann wieder fällt. Werden die angegebenen Fehlerbalken mit berücksichtigt, lässt sich festhalten, dass die Messwerte für δp

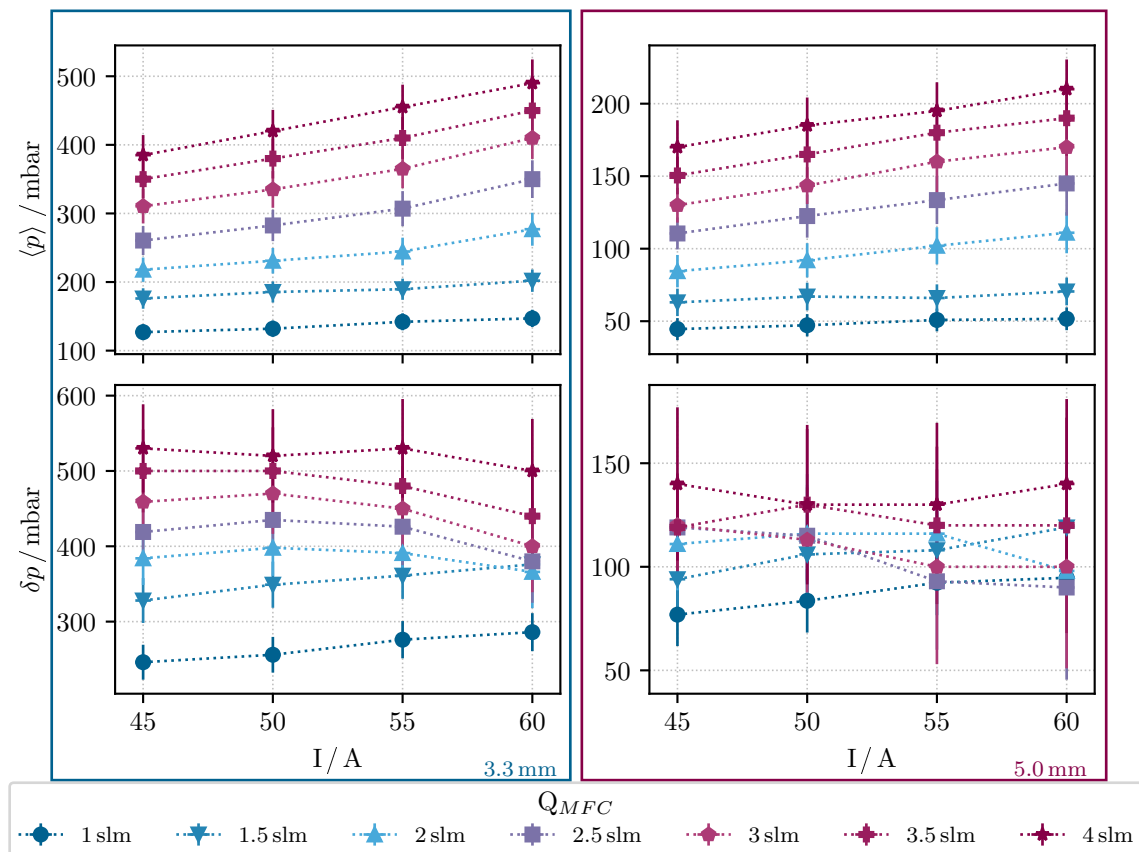


Abb. 11.2.: Darstellung des mittleren Drucks $\langle p \rangle$ innerhalb des Entladungskanals (oben) sowie der Druckdifferenz zwischen den Enden des Kanals δp (unten) in Abhängigkeit der Stromstärke und des Volumenflusses.

bei $\varnothing_K = 5.0$ mm als Beispiel für die Streuung von Messwerten genutzt werden können. Anders formuliert erscheint der Messfehler zu groß, um aus den dargestellten Werten für δp einen sinnvollen Zusammenhang mit I oder Q_{MFC} ableiten zu können.

11.2. Drücke entlang des Gesamtaufbaus

Die Diskussion der Drücke entlang des Gesamtaufbaus beginnt mit der Präsentation der gemessenen Drücke auf der Hochdruckseite p_H sowie der Niederdruckseite p_V in Abb. 11.3, sie sind zusätzlich in Tab. 11.2 zusammengefasst. Für $\varnothing_K = 3.3$ mm sind höhere Werte für p_H erreichbar als für $\varnothing_K = 5.0$ mm, dieses Verhalten folgt dem in (1.1) formulierten Zusammenhang zwischen p_H sowie A und deckt sich mit den Ergebnissen von [104, S.018201-3, Fig.3] sowie [103, S.123511-4, Fig.8].

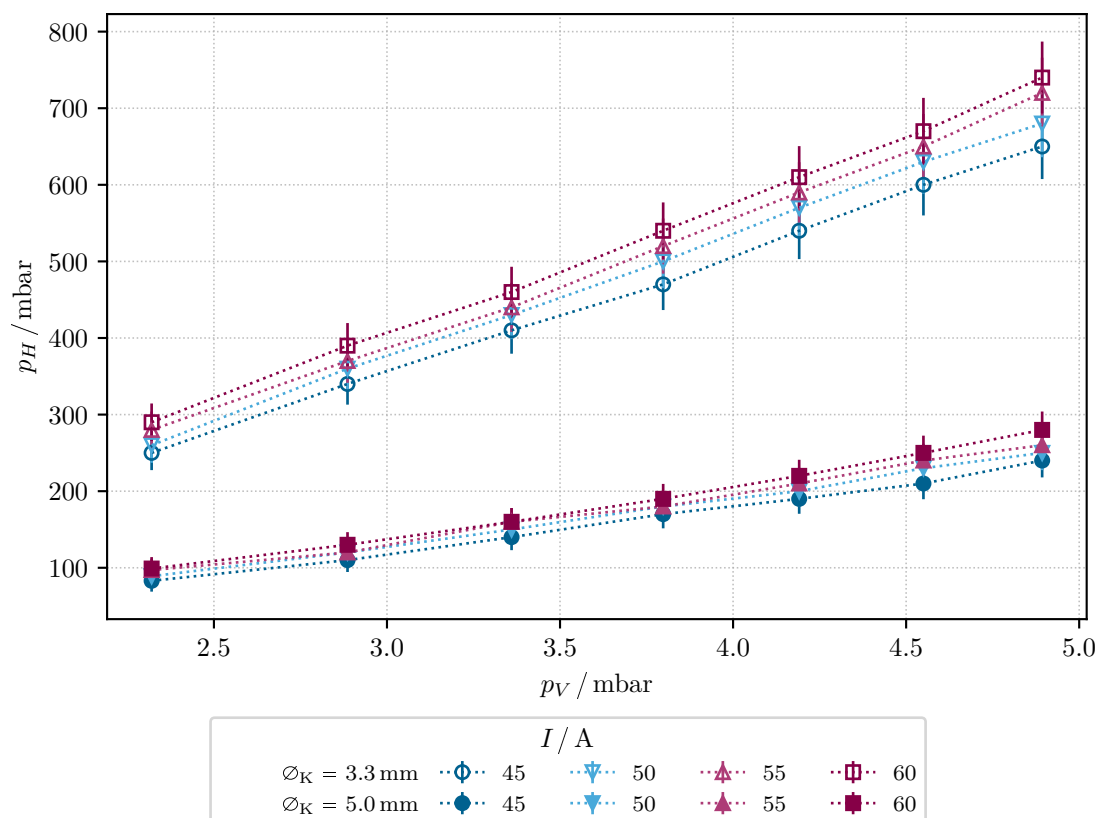


Abb. 11.3.: Darstellung von p_H gegen p_V . Die Fehlergrenzen betragen 30% für p_V , aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Fehlerbalken für p_V sowie die Werte ohne Entladung nicht eingezeichnet. Für das Verhältnis von p_H zu p_V ohne Entladung siehe Tab. 11.3.

$\varnothing_K / \text{mm}$	$p_{H,\text{max}} / \text{mbar}$	$p_{H,\text{min}} / \text{mbar}$	$p_{V,\text{max}} / \text{mbar}$	$p_{V,\text{min}} / \text{mbar}$
(3.3 ± 0.1)	(740 ± 47)	(250 ± 23)	(4.9 ± 1.5)	(2.3 ± 0.71)
(5.0 ± 0.1)	(280 ± 24)	(83 ± 15)	(4.6 ± 1.4)	(2.2 ± 0.68)

Tab. 11.2.: Übersicht der gemessenen Drücke entlang des Gesamtaufbaus.

Aus den in Tab. 6.4 dargestellten Werten für p_V lässt sich schließen, dass p_V mit dem Volumenfluss $Q_{\text{MFC}} = \frac{\Gamma_{\text{Ar}}}{n_h}$ ansteigt. Der Darstellung in Abb. 11.3 ist zudem zu entnehmen, dass eine Steigerung der Stromstärke nur einen geringen Einfluss auf den erreichbaren

Druckunterschied hat. Dieses Verhalten folgt aus den in Kap. 10.7 dargestellten Verläufen der Elektronendichte und Schwerteilchentemperatur. Die für die Heizung des Entladungsgases maßgebliche Elektronendichte steigt mit dem Volumenfluss, also der Gesamtdichte stärker als mit der zur Verfügung gestellten Stromstärke, dieses Verhalten ist analog auch für die Schwerteilchentemperatur zu beobachten.

Für den folgenden Vergleich der Druckverhältnisse des Plasmafensters mit und ohne Entladung sind die ermittelten Druckverhältnisse q_0 ohne Entladung in Tab. 11.3 angegeben.

$\varnothing_K / \text{mm}$	q_0 (1 slm)	q_0 (1.5 slm)	q_0 (2 slm)	q_0 (2.5 slm)	q_0 (3 slm)
(3.3 ± 0.1)	10.3	11.5	12.7	13.6	14.5
(5.0 ± 0.1)	5.5	6.3	6.67	7.08	8.25
$\varnothing_K / \text{mm}$	q_0 (3.5 slm)	q_0 (4 slm)			
(3.3 ± 0.1)	15.3	16.1			
(5.0 ± 0.1)	8.83	9.15			

Tab. 11.3.: Gemessene Werte für q_0 (Q_{MFC}). Der Fehler beträgt 35%.

Mit den in Abb. 11.3 dargestellten Messergebnissen von p_H und p_V lassen sich nach Kap. 6.5 das Verhältnis q von p_H zu p_V sowie die Verbesserung des Druckquotienten durch den Betrieb der Entladung $q_n = \frac{q}{q_0}$ ermitteln. Die errechneten Werte für q sowie q_n sind in Abb. 11.4 dargestellt.

Aus den in Abb. 11.4 dargestellten Ergebnissen für q bei unterschiedlichen Kanaldurchmessern, aber sonst gleichen äußeren Parametern, folgt mit (1.1) für die Erhöhung der Viskosität $\langle \eta \rangle$ durch die erhöhte Plasmadichte bei $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$:

$$\frac{\langle \eta \rangle_{3.3}}{n_{h,3.3}} \left(\frac{\langle \eta \rangle_{5.0}}{n_{h,5.0}} \right)^{-1} = \left(\frac{q_{3.3} A_{3.3}}{q_{5.0} A_{5.0}} \right)^2 \quad (11.3)$$

$$\rightarrow \frac{\langle \eta \rangle_{3.3}}{n_{h,3.3}} \left(\frac{\langle \eta \rangle_{5.0}}{n_{h,5.0}} \right)^{-1} \approx 1.2 \quad (11.4)$$

Aus (11.4) lässt sich unter der Annahme, dass der Ionisationsgrad $\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_h}$ näherungsweise von der Elektronendichte unabhängig ist, das Verhältnis der effektiven Viskositäten bestimmen:

$$\frac{\langle \eta \rangle_{3.3}}{\langle \eta \rangle_{5.0}} \approx 1.2 \times \frac{n_{e,3.3}}{n_{e,5.0}} \quad (11.5)$$

$$\approx 1.2 \times (3.4 \dots 6.9) \quad (11.6)$$

Da nach [15, S.270, Fig.7.1] die Steigerung der Viskosität durch die Erhöhung der Gastemperatur bei Argon maximal einem Faktor 3 entspricht, folgt aus (11.6), dass weitere Effekte eine tragende Rolle beim Verschlussmechanismus des Plasmafensters spielen müssen, oder

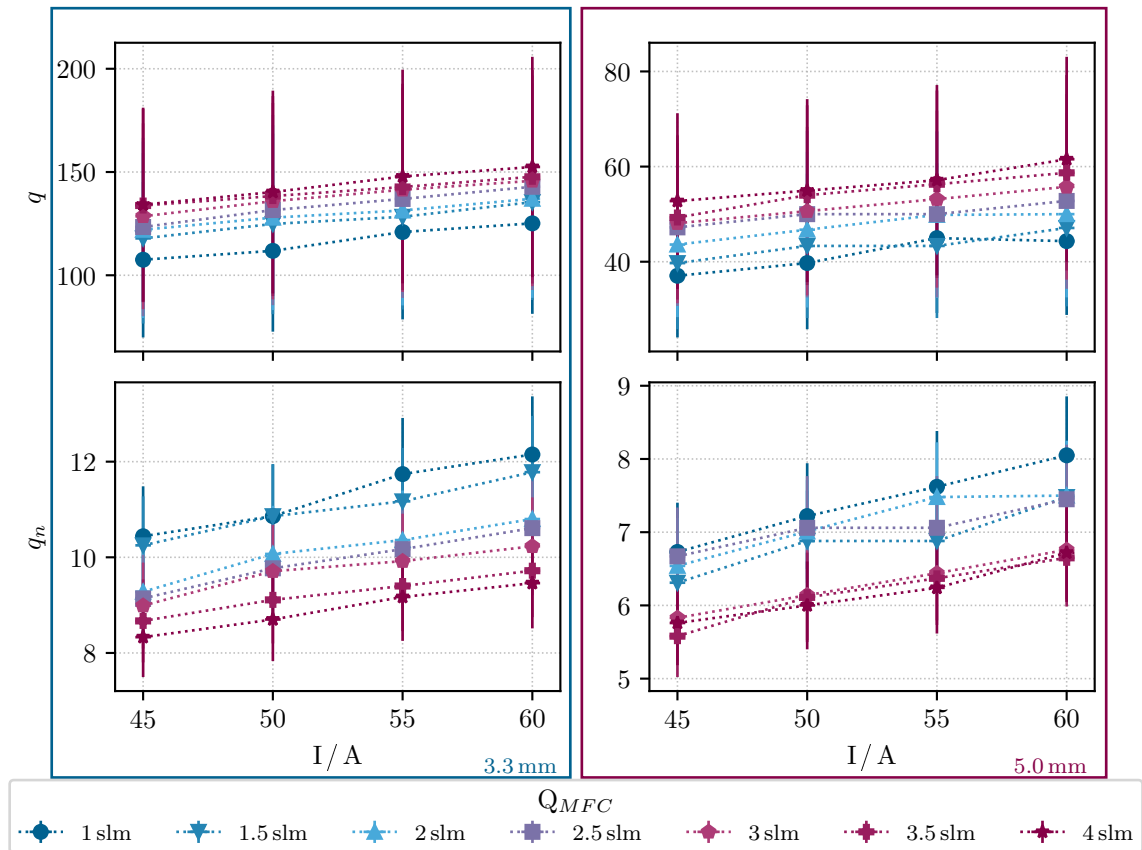


Abb. 11.4.: Darstellung des Verhaltens von q und q_n in Abhängigkeit der Stromstärke und des Volumenflusses. Die Fehlergrenzen betragen 35% für q sowie 10% für q_n .

eine der bei der Aufstellung von (1.1) gemachten Vereinfachungen nicht zulässig ist. Auf diese Abweichung zwischen der aus (1.1) resultierenden Vorhersagen und den Messergebnissen wird im Folgenden weiter eingegangen.

Die höchsten Werte für q stellen sich beim größten Volumenfluss und der höchsten Stromstärke ein, während sich für q_n die höchsten Werte beim niedrigsten Volumenfluss einstellen. Der Zusammenhang zwischen q und p_V ergibt sich direkt aus (1.1), wohingegen die gefundenen Maxima für q_n bei minimalem Teilchenfluss im Rahmen des in (1.1) formulierten Zusammenhangs nicht erklärbar sind. Daraus folgt, dass die zur Aufstellung von (1.1) gemachten Vereinfachungen, namentlich die Vernachlässigung der Interaktion geladener Teilchen untereinander, sowie die Annahme nur geringer Temperaturänderungen entlang des betrachteten Volumenflusses, für die Beschreibung des Plasmafensters nur eingeschränkt gelten. Um diese Einflüsse zu berücksichtigen, können Simulationen, die auf der *Navier-Stokes-Gleichung* basieren, verwendet werden [19, S.65ff].

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{v} + \frac{\mathbf{F}}{m} - \frac{\nabla p}{\rho} \quad (11.7)$$

In (11.7) sind elektrische und magnetische Felder durch \mathbf{F} berücksichtigt. Da eine ausführliche Diskussion der Navier-Stokes-Gleichung den für diese Arbeit verfügbaren Rahmen sprengt, wird an dieser Stelle auf eine tiefergreifende Diskussion verzichtet. Diverse Veröffentlichungen zum Plasmafenster, z.B. [100]–[103] sowie [105], nutzen (11.7) für die Simulation der Plasmaparameter. Die Ergebnisse aus nLTE-Simulationen von [100]–[102] decken sich mit den hier präsentierten, daher ist davon auszugehen, dass das Verhalten von q_n durch die Coulomb-Wechselwirkung zu begründen ist. Zur weiteren Untersuchung sind daher weitere die Navier-Stokes-Gleichung nutzende nLTE-Simulationen vonnöten.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Leistungsfähigkeit des Plasmafensters bei konstantem Kanaldurchmesser stark vom verwendeten Teilchendurchfluss und schwach von der erzielten Elektronentemperatur abhängt. Den stärksten Einfluss auf das erreichbare Druckverhältnis zwischen Hoch- und Niederdruck hat jedoch der verwendete Kanaldurchmesser, (1.1) folgend.

Teil IV.

Diskussion und Ausblick

Diskussion der Ergebnisse

Die in Kap. 8 bis Kap. 11 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass das gesteckte Ziel dieser Arbeit erreicht werden konnte: Der entwickelte Aufbau ist in der Lage, Druckunterschiede von mehreren hundert mbar aufrechtzuerhalten und arbeitet über 5 h hinweg stabil. Als Limitierung der Betriebsdauer erwies sich das Kathodenmaterial; durch die große Hitze an der Nadel scheint das Lanthan-Oxid aus ihr heraus zu brennen. Dies bedingt eine höhere Austrittsarbeit am Fußpunkt der Entladung, wodurch dieser in Bereiche höherer Lanthan-Oxid-Konzentration wandert, bis er schließlich am Kathodenhalter angekommen ist und die Nadel ausgebrannt ist. Abb. 12.1 zeigt einen hochgewanderten Fußpunkt im Betrieb, dieser ist fast am Halter angekommen.

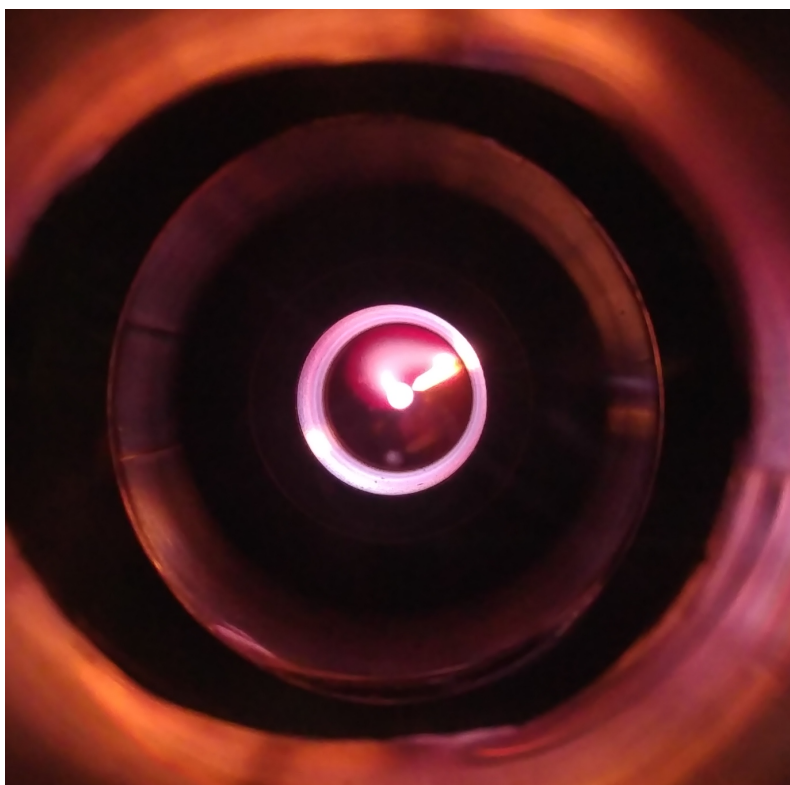


Abb. 12.1.: *Blick auf die Kathodenseite des Plasmafensters im Betrieb. Der kleine helle Kreis in der Mitte des Bildes ist der vom Plasma erfüllte Entladungskanal, von rechts oben ragt die glühende Kathodennadel bis an den Rand dieses Kanals. Zu erkennen ist, dass der Fußpunkt der Entladung von der Kathodenspitze in Richtung Halter gewandert ist und einen Bogen formend in den Entladungskanal brennt.*

Die dem Plasmafenster zugrunde liegenden Plasmaparameter können durch das optische System und die entwickelte Software zuverlässig bestimmt werden. Sie entsprechen den von anderen Gruppen veröffentlichten Daten ähnlicher Aufbauten, siehe [56], [101] sowie [102], und werden im Folgenden zusammengefasst.

Der beobachtete Einfluss einer steigenden Elektronendichte auf die erreichbare Druckdifferenz zwischen Hoch- und Niederdruckseite lässt sich durch die stärkere Angleichung von Elektronen- und Schwerteilchentemperaturen bei höheren Elektronendichten erklären, siehe Kap. 10.6. Diese führt einerseits zu einer Steigerung der Viskosität und andererseits zur Verringerung der Dichte des Gases im Entladungskanal, [15, S.268ff] sowie (2.10). Beide Effekte führen zu einer Verringerung des Teilchenflusses bei konstanter Druckdifferenz, beziehungsweise einer Erhöhung derselben bei konstantem Teilchenfluss. Um den Einfluss der Elektronendichte auf q zu verdeutlichen, ist dieses in Abb. 12.2 für die verwendeten Kanaldurchmesser gegen die ermittelten Elektronendichten dargestellt.

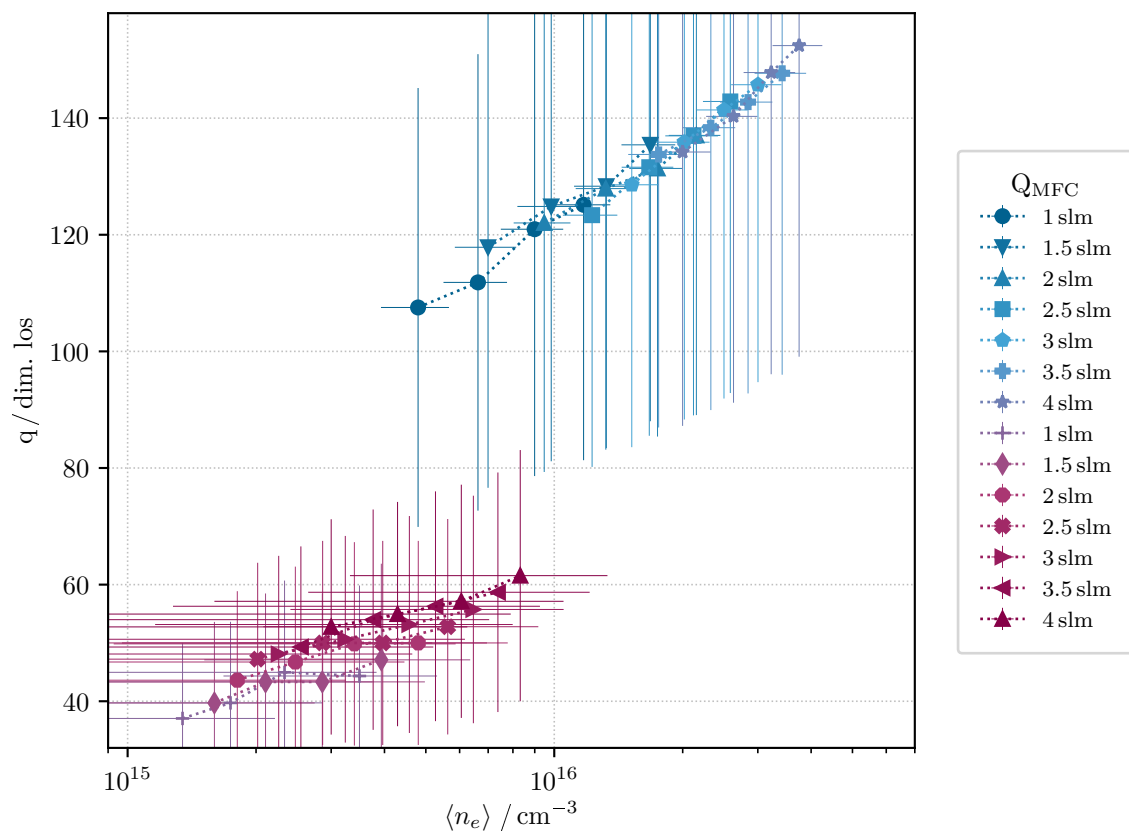


Abb. 12.2.: Darstellung des Verhaltens von q in Abhängigkeit der Elektronendichte, die blauen Symbole markieren $\varnothing_K = 3.3 \text{ mm}$, die roten $\varnothing_K = 5.0 \text{ mm}$. Die Fehlergrenzen betragen 35% für q sowie typ. weniger als 15% für n_e , siehe auch Kap. 10.1. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Fehlerbalken in dieser Darstellung dünner ausgeführt als in den anderen Darstellungen.

In Abb. 12.2 lässt sich erkennen, dass die Querschnittsfläche (1.1) entsprechend einen großen Einfluss auf den erreichbaren Druckunterschied hat. Zwischen den erreichten Druckverhältnissen bei ähnlicher Elektronendichte liegt ein Unterschied von einem Faktor 2 für die beiden Kanaldurchmesser. Im Rahmen der Fehlergrenzen für q entspricht dieser Faktor dem Verhältnis der Querschnittsflächen des großen und kleinen Kanals $\frac{5^2}{3.3^2} = 2.3$. Für den Betrieb des Plasmafensters mit einer großen Apertur bedeutet das bei konstanter Elektronendichte ein deutlich schlechteres Verhältnis zwischen p_H und p_L . Daher ist mit

großer Apertur eine sehr hohe Elektronendichte oder eine deutlich erhöhte Stoßrate der Elektronen notwendig, um eine effektive Heizung der schweren Teilchen zu gewährleisten.

Die Elektronendichte skaliert einerseits mit der Stromstärke und andererseits mit dem Teilchenfluss durch das Plasmafenster, siehe Kap. 10.1. Da jedoch weder die Stromstärke noch der Teilchenfluss dauerhaft beliebig in die Höhe getrieben werden können, muss die Stoßrate der Elektronen anderweitig erhöht werden. Sie ließe sich durch ein geeignet gewähltes magnetisches Feld erhöhen, welches die Elektronen zur Gyration innerhalb der Entladung zwingt [19, S.22]. Durch diese Gyration wird die Strecke, welche die Elektronen zwischen Kathode und Anode zurücklegen müssen, deutlich verlängert, wodurch jedes Elektron häufiger stößt.

12.1. Abschätzungen den Strahltransport betreffend

Für eine erste Abschätzung des Energieverlustes $-\frac{d\epsilon}{dx}$ des Teilchenstrahls beim Transfer durch das Plasmafenster kann die Bethe-Formel [106] zu Rate gezogen werden. Da nach dieser Gleichung der Energieverlust proportional zum Quadrat des effektiven Ladungszustandes Z_{eff}^2 ist und dieser nach [107, S.1553] stark vom durchschnittlichen Ladungszustand des Plasmas abhängt, kann das in dieser Arbeit beschriebene Plasma aufgrund des niedrigen Ionisationsgrades näherungsweise als kaltes Gas geringer Dichte beschrieben werden.

In [108, S.19] werden darauf basierende Abschätzungen für die Transmission eines 11.4 MeV u^{-1} Bismuth-Strahls durch ein Argon-Plasma dargestellt, wobei die Daten mit *SRIM* [109] berechnet wurden. Für $p = 1 \text{ mbar}$ folgt aus diesen Abschätzungen eine Eindringtiefe von über 200 m, was für ein Argon-Plasma bei einem mittleren Druck von weniger als 500 mbar eine Eindringtiefe von 40 cm ergibt, sodass der Strahl das Plasmafenster dieser Abschätzung zufolge für niedrige Drücke durchqueren kann.

Ebenfalls in [108, S.19] sind Eindringtiefen eines Teilchenstrahls für leichtere Gase dargestellt. Da diese größer sind als für Argon, sind für den späteren Einsatz als Transmissionsventil leichtere Gase wie Wasserstoff, Helium oder Neon zum Betrieb erstrebenswert. Die Ionisationsenergien für Helium und Neon liegen allerdings über der von Argon [25], sodass das Erreichen eines LTEs und somit einer effektiven Heizung des im Entladungsvolumen befindlichen Gases höhere Elektronendichten als beim Betrieb mit Argon erfordert. Bei der Verwendung von Wasserstoff als Betriebsgas kann das Plasmafenster als Stripper genutzt werden, vgl. [110] sowie [111]. Die erreichbaren Druckunterschiede bei Verwendung des Plasmafensters mit alternativen Betriebsgasen ist daher ein weiteres interessantes Feld für zukünftige Untersuchungen.

Zusätzlich zum Energieverlust des Strahls durch Stöße mit den Teilchen des Plasmas und dem dazugehörigen Wachstum der Emittanz des Strahls [112, S.1] kann der Strahl durch das azimuthale B-Feld des Plasmas auch fokussiert werden [113, S.1970f]. In [113] wird für den Linseneffekt durch das Plasma eine magnetische Flussdichte von 70 mT angegeben.

Für die Bestimmung der magnetischen Flussdichte innerhalb der Entladung des Plasmafensters kann folgende Formel verwendet werden [108, S.29]:

$$B_{\theta}(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} r \quad (12.1)$$

In (12.1) sind μ_0 die magnetische Feldkonstante, I die Stromstärke der Entladung, R der Radius des leitfähigen Kanals sowie r die radiale Ortskoordinate. Die mit dieser Abschätzung errechnete maximale magnetische Flussdichte für den in dieser Arbeit vorgestellten Aufbau beträgt ca. 8 mT. Betrachtet man durch die Lorentzkraft [114, S.25] verursachte radiale Ablenkung eines Teilchenstrahls, lassen sich für verschiedene Ionen mit (12.2) Abschätzungen bezüglich der fokussierenden Kraft berechnen.

$$F_r = q\beta c B_{\theta}(r) \quad (12.2)$$

In (12.2) sind q die Ladung des betrachteten Teilchens, βc dessen Geschwindigkeit und $B_{\theta}(r)$ die magnetische Flussdichte am Ort des Teilchens. Unter den Annahmen, dass die magnetische Flussdichte entlang des Plasmaradius konstant ist, $B_{\theta}(r) = B_{\theta, \max}$ und das betrachtete Teilchen am äußersten Rand des Plasmas eintritt, lassen sich aus (12.2) Abschätzungen für die auf das Teilchen wirkende fokussierende Kraft F_r , sowie die Radialgeschwindigkeit v_r und den Ablenkungswinkel α anfertigen. Diese sind in Tab. 12.1 für verschiedene Teilchen aufgeführt, dabei wird von $v_x = \beta c$ ausgegangen. Die Auswahl der zur Abschätzung verwendeten Teilchen und Energien begründet sich für Bi^{25+} in der bereits genutzten Quelle [108], U^{4+} @ 1.4 MeV u^{-1} wurde gewählt, da es sich dabei um eine typische Schwerionen-Energie-Kombination am UNILAC-Gasstripper an der GSI handelt [7]. Die Abschätzungen für Protonen sind wiedergegeben, da es sich dabei nach Elektronen um die leichtesten geladenen Teilchen handelt und daher bei ihnen die größte Ablenkung zu erwarten ist.

Teilchen	E/MeV u^{-1}	F_r /N	v_r /m s^{-1}	α /°
Bi^{25+}	11.4	1.5×10^{-12}	5.3×10^3	6.5×10^{-3}
U^{4+}	1.4	8.4×10^{-14}	7.5×10^2	2.6×10^{-3}
H^+	1	1.8×10^{-14}	4.44×10^4	1.8×10^{-1}
H^+	10	5.6×10^{-14}	4.44×10^4	1.8×10^{-1}
H^+	100	1.6×10^{-13}	4.44×10^4	1.8×10^{-1}

Tab. 12.1.: Nach (12.2) abgeschätzte fokussierende Kräfte F_r , Radialgeschwindigkeit v_r sowie den Ablenkungswinkel α am Ende des Plasmakanals mit einer Länge von 57.5 mm und einem Radius von $r = 1.5$ mm für unterschiedliche Teilchen.

Aus den in Tab. 12.1 angegebenen Kräften und Ablenkungen des Strahls durch das Plasmafenster, wird deutlich, dass für eine signifikante Fokussierung der Teilchenstrahlen deutlich höhere magnetische Flussdichten notwendig sind, damit die fokussierende Eigenschaft des Plasmafensters als Plasmalinse in Erscheinung tritt. In [115] werden zur

Fokussierung eines Strahls durch eine Plasmalinse 240 kA angegeben, solche Stromstärken lassen sich jedoch nur gepulst und nicht dauerhaft einsetzen. Des Weiteren skaliert die magnetische Flussdichte nach (12.1) mit dem inversen Quadrat des Radius des leitfähigen Kanals, sodass der Fokuseffekt für große Aperturen noch kleiner wird, als er es für die hier präsentierten ist.

Ausblick

Für die Zukunft sind nach der erfolgreichen Entwicklung und ersten Untersuchung des Plasmafensters weitere wichtige Experimente zur Erforschung der Funktionsweise des Fensters notwendig. So ist die in Kap. 12 angesprochene Überprüfung der Strahltransmission durchzuführen. Während Untersuchungen anderer Arbeitsgruppen die erfolgreiche Transmission von Elektronen- und Protonenstrahlen niedrigerer Energien, VUV- sowie γ -Strahlung [116]–[119] bereits zeigen, sind die Transmissionseigenschaften eines Plasmafensters für schwere Ionen hoher Energien bisher nirgends eingehend untersucht und publiziert, sodass hier ein wertvoller Beitrag zum Verständnis des Plasmafensters und zum sicheren Betrieb von Hochstrombeschleunigern geleistet werden kann. Auch Untersuchungen im Hinblick auf die Veränderung der Strahlqualität beim Durchgang durch das Plasmafenster sind in der Literatur bisher nicht verfügbar, daher sind verlässliche Voraussagen bezüglich der Transmissionseigenschaften unter unterschiedlichen Bedingungen noch nicht möglich. Um diese zu ermöglichen, sind Simulationen unter Berücksichtigung der Strahl-Plasma-Wechselwirkung notwendig. Diese können darüber hinaus dazu dienen, das Verständnis dieser Wechselwirkung zu verbessern, indem die Ergebnisse der Simulationen mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden.

Im Hinblick auf den dauerhaften Einsatz des Plasmafensters an einer Beschleunigeranlage gilt es die Lebensdauer des Gesamtsystems weiter zu verbessern und mögliche Anzeichen für einen Ausfall der Funktion zu identifizieren. In Bezug auf die Betriebsdauer des Fensters deutet sich das Ausbrennen des Lanthan-Oxids aus den Kathodennadeln als größte Schwachstelle an. Den Beobachtungen im Betrieb folgend beginnt der Ansatzpunkt des Bogens bei fortwährendem Betriebs an der Kathode hinauf in Richtung des Halters zu wandern, siehe Abb. 12.1. Mutmaßlich ergibt sich dieses Verhalten aus der Diffusion des Lanthan-Oxids aus der Nadel durch die hohen Temperaturen im Betrieb. Als alternative Materialien bieten sich fast nur weitere Wolfram-Verbindungen oder reines Wolfram an, da aufgrund der hohen Temperatur des Lichtbogens ein hoher Schmelzpunkt für das Material der Nadeln unabdingbar ist. Wolfram-Thorium-Nadeln weisen das Problem der Radioaktivität auf, was den Umgang mit ihnen entsprechend schwieriger gestaltet, könnten aber aufgrund des höheren Siedepunktes von Thorium gegenüber Lanthanoxid eine längere Lebensdauer ermöglichen. Da die verwendeten Wolfram-Lanthan-Oxid-Nadeln optisch keine Schäden aufweisen, ist davon auszugehen, dass auch die Verwendung von reinem Wolfram als Nadelmaterial zu einer Steigerung der Lebensdauer führen kann. Aufgrund der dann höheren Austrittsarbeit steigt allerdings der Spannungsbedarf der Entladung, sodass insgesamt mehr elektrische Leistung aufgewandt werden muss. Häufig für den Betrieb von Bogenlampen genutzter Kohlenstoff scheidet aus, da dieser verbrennt und daher noch häufiger ausgetauscht

werden müsste. Das Verhalten verschiedener Kathodenkonfigurationen und -Materialien gilt es daher im Hinblick auf die erreichbare Lebensdauer zu untersuchen.

Als Frühwarnsystem für einen Ausfall des Fensters kann die entwickelte Diagnostik genutzt werden. Durch die Optimierung der Empfindlichkeit des optischen Systems sowie die Identifikation geeigneter Linien kann mit der in dieser Arbeit präsentierten Software und den Methoden eine engmaschige Überwachung der Plasmaparameter erreicht werden. Diese kann im Weiteren genutzt werden, um spektroskopisch Abweichungen vom Soll-Verhalten zu identifizieren und frühzeitig, zum Beispiel bei fortschreitender Elektronenerosion, vor einem möglichen Ausfall zu warnen. Zur Unterstützung dieser Warnfunktion kann die Strom- und Spannungsaufzeichnung automatisiert werden, welche ebenfalls auf Zeichen sich anbahnender Ausfälle hindeuten kann.

Für eine mögliche Steigerung der erreichbaren Druckunterschiede über das Gesamtsystem ist im Anodenblock des Aufbaus die Installation einer zusätzlichen Vakuumpumpe vorgesehen, welche gemäß (1.1) den erreichbaren Druckquotienten weiter steigert. Ebenfalls möglich ist der Betrieb einer Turbopumpe am p_V -Rezipienten, wodurch sich q ebenfalls steigern lässt.

Die in der Einführung diskutierte Nutzung eines Plasmafensters an einem Gasstripper wird bei RIBF des Riken Nishina Centers in Japan untersucht [8], [120]. Dort sollen zwei entgegengesetzte Plasmafenster zur Verringerung des Teilchenflusses zwischen Stripperzelle und differentiellen Pumpsystemen eingesetzt werden, eine Schemazeichnung ist in Abb. 13.1 dargestellt.

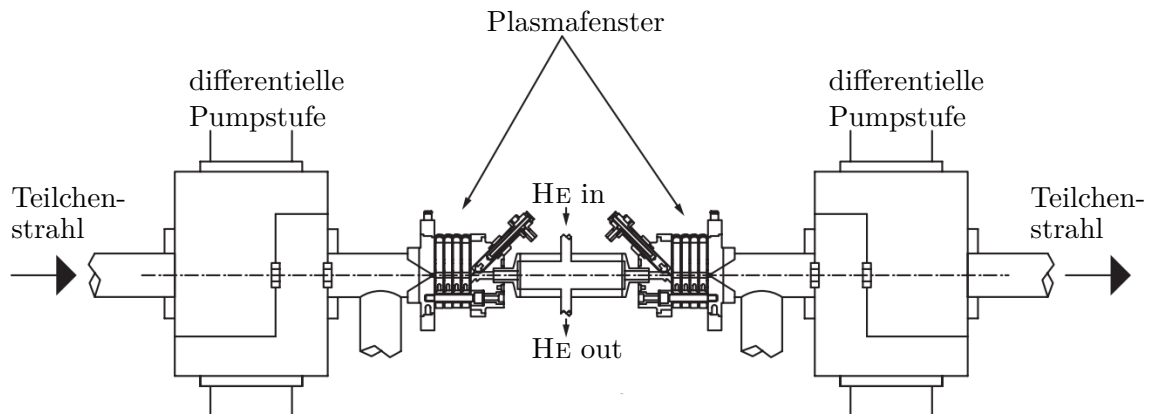


Abb. 13.1.: Für den Einsatz am RIBF des Riken Nishina Centers vorgeschlagener Low-Z-Gasstripper unter der Nutzung von Plasmafenstern, aus [120, S.033503-7, Fig.9].

Die in Abb. 13.1 vorgeschlagene Konfiguration zweier entgegengesetzter Plasmafenster kann auch zwischen einer Targetkammer und der Beschleunigeranlage verwendet werden, um diese vor Migration radioaktiver Isotope aus der Targetkammer zu schützen. Das ist vor allem notwendig, wenn bei Experimenten mit Teilchenstrahlen volatiler Radioaktivität

entsteht, welcher das Beschleunigersystem zu kontaminieren droht, siehe [9, S.78ff] sowie [10].

Für den Einsatz des entwickelten Plasmafensters bei intensiven, hochenergetischen Schwerionenstrahlen ist eine größere Apertur vonnöten. Da diese nach (1.1) jedoch zu einer drastischen Verschlechterung des erreichbaren Druckquotienten führt, ist eine Weiterentwicklung des hier präsentierten Plasmafensters zwingend erforderlich. So könnte zum Beispiel durch ein geeignetes axiales magnetisches Feld die Strecke, welche geladene Teilchen im Kanal zurücklegen, erhöht werden, siehe auch Kap. 12. Die dadurch erhöhte Stoßrate sollte den Impulsübertrag von den Elektronen auf die Teilchen des Arbeitsgases deutlich erhöhen und einen besseren Verschluss der beiden Druckbereiche ermöglichen.

Neben der Anwendung des hier präsentierten Plasmafensters an Beschleunigeranlagen bietet sich der hier präsentierte Aufbau an verschiedenen Stellen auch für die Grundlagenforschung an. So kann eine kaskadierte Bogenentladung genutzt werden, um durch den Starkeffekt verursachte Halbwertsbreiten zu bestimmen [86], [92]. Durch den Druckgradienten am präsentierten Aufbau lassen sich diese simultan für unterschiedliche Dichten messen. Auch der modulare Aufbau mit schnell austauschbaren Elektroden kann ausgenutzt werden, um solche Untersuchungen an Metallen vorzunehmen, welche durch den Bogen von der Kathode losgelöst werden und so einen Teil der Entladung bilden. Der in Kap. 7 vorgestellte Code ist für die Ermittlung solcher Halbwertsbreiten bestens geeignet und erwies sich im Rahmen dieser Arbeit als sehr zuverlässig.

Für eine abschließende Bewertung der Transmissionseigenschaften des Plasmafensters ist die Berücksichtigung der Raumladungskompensation durch die Plasmaelektronen notwendig. Da das Plasma im Gegensatz zu einem Elektronenstrahl sowohl aus Elektronen als auch aus Ionen besteht, ist davon auszugehen, dass der Effekt der Raumladungskompensation nur eintritt, wenn die Ladungsdichte des Teilchenstrahls gering gegenüber der Elektronendichte im Plasma ist.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Maecker, „Ein zylindrischer Bogen für hohe Leistungen“, *Zeitschrift für Naturforschung A*, Jg. 11, Nr. 6, S. 457–459, Jan. 1956. DOI: 10.1515/zna-1956-0606.
- [2] A. Hershcovitch, „High-pressure arcs as vacuum-atmosphere interface and plasma lens for nonvacuum electron beam welding machines, electron beam melting, and nonvacuum ion material modification“, *J. Appl. Phys.*, Jg. 78, Nr. 9, S. 5283, 1995. DOI: 10.1063/1.359704.
- [3] A. Michel, „Synchronized and space-resolved side-on electron temperature and density measurement along the discharge axis inside a plasma window“, Masterarbeit, AG Plasmaphysik - IAP - Goethe Universität Frankfurt a.M., 2018.
- [4] M. Dehmer, „Spektrometrische Analyse der Bogenentladung eines Plasmafensters“, Bachelorarbeit, AG Plasmaphysik - IAP - Goethe Universität Frankfurt a.M., 2017.
- [5] J. W. von Goethe, *Faust*. Reclam Philipp Jun., 1808.
- [6] Nature Reviews Physics. (2019). Future Particle Accelerators, Collection, Adresse: <https://www.nature.com/collections/cajfidcee> (besucht am 01.07.2019).
- [7] P. Scharrer, W. Barth, M. Bevic, C. E. Düllmann, L. Groening, K. P. Horn, E. Jäger, J. Krier und A. Yakushev, „A pulsed gas stripper for stripping of high-intensity, heavy-ion beams at 1.4 MeV/u at the GSI Unilac“, in *Proceedings of HIAT2015, Yokohama, Japan*, 2015.
- [8] H. Imao, „Development of gas stripper at RIBF“, in *9th International Particle Accelerator Conference*, 2018.
- [9] IAEA, „Implications of Partitioning and Transmutation in Radioactive Waste Management“, IAEA, Techn. Ber. 435, 2004.
- [10] J. A. Hearne und P. V. Tsvetkov, „Analysis of the transmutation of long lived fission products using a charged particle beam“, *Annals of Nuclear Energy*, Jg. 133, S. 501–510, 2019. DOI: 10.1016/j.anucene.2019.06.035.
- [11] T. Briefs. (1998). Plasma Window Technology for Propagating Particle Beams and Radiation from Vacuum to Atmosphere. D. Langiulli, Hrsg., Adresse: <https://www.techbriefs.com/component/content/article/tb/techbriefs/electronics-and-computers/1834> (besucht am 01.07.2019).
- [12] B. R. Munson, *Fundamentals of Fluid Mechanics*. John Wiley & Sons, Inc., 2012.
- [13] I. Langmuir, „Oscillations in Ionized Gases“, *PNAS*, Jg. 14, Nr. 8, S. 627–637, Aug. 1928. DOI: 10.1073/pnas.14.8.627.
- [14] B. M. Smirnov, *Fundamentals of Ionized Gases*. Wiley-VCH Verlag, 2012.
- [15] M. I. Boulos, P. Fauchais und E. Pfender, *Thermal Plasmas*. Springer Science + Business Media New York, 1994. DOI: 10.1007/978-1-4899-1337-1.

- [16] A. A. Fridman und L. A. Kennedy, *Plasma Physics and Engineering*. Taylor & Francis Routledge, 2011.
- [17] H.-J. Kunze, *Introduction to Plasma Spectroscopy*. Springer Berlin Heidelberg, 2009. DOI: 10.1007/978-3-642-02233-3.
- [18] H. K. Chung, M. H. Chen, W. L. Morgan, Y. Ralchenko und R. W. Lee, „FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements“, *High Energy Density Physics*, Jg. 1, Nr. 1, S. 3–12, Dez. 2005. DOI: 10.1016/j.hedp.2005.07.001.
- [19] F. F. Chen, *Introduction to plasma physics*. Plenum Press, New York, 1984.
- [20] J. D. Huba, *NRL Plasma Formulary*, N. R. Laboratory, Hrsg., electronic, 2018. Adresse: https://www.nrl.navy.mil/ppd/sites/www.nrl.navy.mil/ppd/files/pdfs/NRL_FORMULARY_18.pdf (besucht am 24.04.2019).
- [21] I. I. Sobel'man, L. A. Vainshtein und E. A. Yukov, *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1995.
- [22] G. Cristoforetti, A. D. Giacomo, M. Dell'Aglio, S. Legnaioli, E. Tognoni, V. Palleschi und N. Omenetto, „Local Thermodynamic Equilibrium in Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Beyond the McWhirter criterion“, *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, Jg. 65, Nr. 1, S. 86–95, 2010. DOI: 10.1016/j.sab.2009.11.005.
- [23] D. Salzmann, *Atomic Physics in Hot Plasmas*. OXFORD UNIV PR, 1998.
- [24] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill Book Company, 1964.
- [25] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader und NIST ASD Team, *NIST Atomic Spectra Database*, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.5.6), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2018. Adresse: <https://physics.nist.gov/asd> (besucht am 08.06.2018).
- [26] T. Fujimoto und R. W. P. McWhirter, „Validity criteria for local thermodynamic equilibrium in plasma spectroscopy“, *Physical Review A*, Jg. 42, Nr. 11, S. 6588–6601, 1990. DOI: 10.1103/physreva.42.6588.
- [27] B. T. Draine, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*. Princeton University Press, 2011.
- [28] A. Küchler, *Hochspannungstechnik*. Springer Science + Business Media, 2004. DOI: 10.1007/978-3-540-78413-5.
- [29] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag, 1991.
- [30] Sir H. Davy, *Elements of Chemical Philosophy*. 1812, Bd. 1. Adresse: <https://archive.org/stream/elementschemica00davygoog> (besucht am 27.06.2018).
- [31] M. F. Hoyaux, *Arc Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 1968. DOI: 10.1007/978-3-642-85652-5.

-
- [32] S. Dushman, „Electron Emission from Metals as a Function of Temperature“, *Phys. Rev.*, Jg. 21, S. 623–636, 6 1923. DOI: 10.1103/PhysRev.21.623.
- [33] R. H. Fowler und L. Nordheim, „Electron Emission in Intense Electric Fields“, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Jg. 119, Nr. 781, S. 173–181, Mai 1928. DOI: 10.1098/rspa.1928.0091.
- [34] M. Ushio, A. A. Sadek und F. Matsuda, „Comparison of temperature and work function measurements obtained with different GTA electrodes“, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Jg. 11, Nr. 1, S. 81–101, 1991. DOI: 10.1007/bf01447035.
- [35] W. Finkelnburg und H. Maecker, „Elektrische Bögen und thermisches Plasma, mit 337 Figuren“, in *Handbuch der Physik Band XXII Gasentladungen II*, S. Flügge, Hrsg. Springer-Verlag Berlin Göttingen Heidelberg, 1956, Bd. 22.
- [36] M. Ushio, „Arc Discharge and electrode phenomena“, *Pure & Appl. Chem.*, Jg. 60, Nr. 5, S. 809–814, 1988.
- [37] R. Rompe und P. Schulz, „Über mehrere Arten von Quecksilber-Hochdrucksäulen“, *Zeitschrift für Physik*, Jg. 112, Nr. 11, S. 691–703, Nov. 1939, ISSN: 0044-3328. DOI: 10.1007/BF01339975.
- [38] M. Steenbeck, „Eine Prüfung des Minimumprinzips für thermische Bogensäulen an Hand neuer Meßergebnisse“, *Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus den Siemens-Werken*, XIX, Jg. 1, Z. für wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten der Siemens-Werke, Hrsg., S. 59–67, 16. Jan. 1940.
- [39] Pink Floyd und S. Thorgerson, *The Dark Side of the Moon*, online, 2017. Adresse: http://www.pinkfloyd.com/music/images/discography/album_dsom_front.jpg (besucht am 09.10.2017).
- [40] K. Behringer, *Einführung in die Plasmaspektroskopie*, Skript zur Vorlesung, 2000.
- [41] J. Highland, Hrsg., *Was ist Was - Licht und Farbe*. Tessloff Verlag, 1985.
- [42] A. Schönlein, G. Boutoux, S. Pikuz, L. Antonelli, D. Batani, A. Debayle, A. Franz, L. Giuffrida, J. J. Honrubia, J. Jacoby, D. Khagani, P. Neumayer, O. N. Rosmej, T. Sakaki, J. J. Santos und A. Sauteray, „Generation and characterization of warm dense matter isochorically heated by laser-induced relativistic electrons in a wire target“, *A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics*, 2016.
- [43] E. Kovalchuk, „Optical parametric oscillators for precision IR spectroscopy and meteorology“, en, 2008. DOI: 10.18452/15759.
- [44] T. Belmonte, C. Noël, T. Gries, J. Martin und G. Henrion, „Theoretical background of optical emission spectroscopy for analysis of atmospheric pressure plasmas“, *Plasma Sources Science and Technology*, Jg. 24, Nr. 6, S. 064003, Okt. 2015. DOI: 10.1088/0963-0252/24/6/064003.
-

- [45] V. Aubrecht und M. Bartlová, „Calculation of radiative heat transfer in argon arc plasmas“, *Czechoslovak Journal of Physics*, Jg. 50, Nr. 3, S. 437, März 2000, ISSN: 1572-9486. DOI: 10.1007/BF03165924.
- [46] C. Deron, P. Rivière, M.-Y. Perrin und A. Soufiani, „Coupled Radiation, Conduction, and Joule Heating in Argon Thermal Plasmas“, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Jg. 20, Nr. 2, S. 211–219, Apr. 2006. DOI: 10.2514/1.17175.
- [47] N. Bogatyreva, M. Bartlova und V. Aubrecht, „Absorption properties of argon arc plasma“, in *43rd EPS Conference of Plasma Physics Proceedings*, 2016.
- [48] P. A. Bromiley, *Products and Convolutions of Gaussian Probability Density Functions*, Online, Imaging Sciences Research Group, Institute of Population Health, School of Medicine, University of Manchester, Stopford Building, Oxford Road, Manchester, M13 9PT., 14. Aug. 2014.
- [49] B. H. Armstrong, „Spectrum line profiles: The Voigt function“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Jg. 7, Nr. 1, S. 61–88, 1967. DOI: 10.1016/0022-4073(67)90057-X.
- [50] A. P. Thorne, *Spectrophysics*. Chapman und Hall, 1988.
- [51] M. A. Gigosos, „Stark broadening models for plasma diagnostics“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Jg. 47, Nr. 34, S. 343001, 2014. DOI: 10.1088/0022-3727/47/34/343001.
- [52] N. Konjević, „Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines: present status and applications“, *Physics Reports*, Jg. 316, Nr. 6, S. 339–401, 1999. DOI: 10.1016/S0370-1573(98)00132-X.
- [53] M. A. Gigosos, M. A. Gonzalez und V. Cardenoso, „Computer simulated Balmer-alpha, -beta and -gamma Stark line profiles for non-equilibrium plasma diagnostics“, *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2003.
- [54] N. Konjević, A. Lesage, J. R. Fuhr und W. L. Wiese, „Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms (A Critical Review of Selected Data for the Period 1989 Through 2000)“, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Jg. 31, Nr. 3, S. 819–927, Sep. 2002. DOI: 10.1063/1.1486456.
- [55] R. J. Rosado, „An investigation of non-equilibrium effects in thermal argon plasmas“, en, 1981. DOI: 10.6100/IR79267.
- [56] G. M. W. Kroesen, „Plasma Deposition: investigations on a new approach“, Diss., Technische Universiteit Eindhoven, 1. Jan. 1988.
- [57] Y. E. Krasik, S. Gleizer, V. Gurovich, I. Kronhaus, A. Hershcovitch, P. Nozar und C. Taliani, „Plasma window characterization“, *J. Appl. Phys.*, Jg. 101, Nr. 5, S. 053305, März 2007. DOI: 10.1063/1.2472280.

-
- [58] E. G. Cook, „Pulse Forming Network Investigation“, Magisterarb., Graduate Faculty of Texas Tech University, 1975.
- [59] I. G. Hughes und T. P. A. Hase, *Measurements and their Uncertainties A practical guide to modern error analysis*. Oxford University Press, 2010, 160 S.
- [60] K. Eden und H. Gebhard, *Dokumentation in der Mess- und Prüftechnik: Messen - Auswerten - Darstellen Protokolle - Berichte - Präsentationen*. Vieweg+Teubner Verlag, 2011.
- [61] GW Instek, *Schnellstartanleitung GDS-1000B Serie*, 2018.
- [62] TDK LAMBDA, *USER MANUAL FOR GENESYS 10KW/15KW Document 83530000 Rev L*, TDK-Lambda Americas Inc., 405 Essex Road, Neptune, NJ 07753.
- [63] Semikron, *SKN 100 Datasheet*, 2010.
- [64] The SciPy community. (14. Sep. 2018). `scipy.optimize.curve_fit`, Adresse: https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit.html.
- [65] Plasma Data Exchange Project. (31. Jan. 2019). LXcat, Adresse: <http://nl.lxcat.net>.
- [66] S. F. Biagi. (18. Apr. 2019). MAFBOLTZ Versions 8.9 and later, Fortran program, Adresse: <http://www.lxcat.net/Biagi>.
- [67] O. Zatsarinny und K. Bartschat, „B-spline Breit–Pauli R-matrix calculations for electron collisions with argon atoms“, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Jg. 37, Nr. 23, S. 4693–4706, Nov. 2004. DOI: 10.1088/0953-4075/37/23/010.
- [68] M. Allan, O. Zatsarinny und K. Bartschat, „Near-threshold absolute angle-differential cross sections for electron-impact excitation of argon and xenon“, *Physical Review A*, Jg. 74, Nr. 3, Sep. 2006. DOI: 10.1103/physreva.74.030701.
- [69] O. Zatsarinny, Y. Wang und K. Bartschat, „Electron-impact excitation of argon at intermediate energies“, *Physical Review A*, Jg. 89, Nr. 2, Feb. 2014. DOI: 10.1103/physreva.89.022706.
- [70] R. P. McEachran und A. D. Stauffer, „Momentum transfer cross sections for the heavy noble gases“, *The European Physical Journal D*, Jg. 68, Nr. 6, Juni 2014. DOI: 10.1140/epjd/e2014-50166-7.
- [71] —, „Viscosity cross sections for the heavy noble gases“, *The European Physical Journal D*, Jg. 69, Nr. 4, Apr. 2015. DOI: 10.1140/epjd/e2015-50729-0.

- [72] M. Hayashi, „Bibliography of Electron and Photon Cross Sections with Atoms and Molecules Published in the 20th Century - Argon -“, National Institute for Fusion Science Japan, Forschungsber., 2003. Adresse: <http://www.nifs.ac.jp/report/nifs-data072.html> (besucht am 30.04.2019).
- [73] L. L. Alves, „The IST-LISBON database on LXCat“, *Journal of Physics: Conference Series*, Jg. 565, S. 012007, Dez. 2014. DOI: 10.1088/1742-6596/565/1/012007.
- [74] C. Yamabe, S. J. Buckman und A. V. Phelps, „Measurement of free-free emission from low-energy-electron collisions with Ar“, *Physical Review A*, Jg. 27, Nr. 3, S. 1345–1352, März 1983. DOI: 10.1103/physreva.27.1345.
- [75] V. Puech und L. Torchin, „Collision cross sections and electron swarm parameters in argon, Elastic momentum transfer cross section corrected on 27 Nov 2012“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Jg. 19, Nr. 12, S. 2309–2323, Dez. 1986. DOI: 10.1088/0022-3727/19/12/011.
- [76] Groupe GREPHE at LAPLACE in Toulouse. (2019). SLIGO database, Adresse: <http://www.lxcat.net/SIGLO>.
- [77] Agilent Technologies, *Pirani Capacitance Diaphragm Gauge, PCG-750 PCG-752*, 2012.
- [78] Pfeiffer Vacuum, *Compact FullRange Gauge PKR 251*, 2008.
- [79] Bronkhorst High-Tech B.V., *EL-FLOW Prestige series Thermal Mass Flow Meters*, 2018.
- [80] B. Ma, S. McLoone, J. Ringwood und N. MacGearailt, „An analysis of noise on optical emission spectroscopy measurements“, in *IET Irish Signals and Systems Conference (ISSC 2010)*, IET, 2010. DOI: 10.1049/cp.2010.0510.
- [81] P. A. M. van Hoof, R. J. R. Williams, K. Volk, M. Chatzikos, G. J. Ferland, M. Lykins, R. L. Porter und Y. Wang, „Accurate determination of the free-free Gaunt factor – I. Non-relativistic Gaunt factors“, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Jg. 444, Nr. 1, S. 420–428, 2014. DOI: 10.1093/mnras/stu1438.
- [82] The SciPy community. (5. Mai 2018). `scipy.signal.find_peaks`, Adresse: https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.signal.find_peaks.html.
- [83] —, (5. Mai 2018). `scipy.optimize.minimize`, Adresse: <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.minimize.html>.
- [84] T. Knautz, „Spektroskopische Bestimmung von Temperaturprofilen in Schaltlichtbögen von Mittelspannungsschaltanlagen“, Bachelor Thesis, Goethe Universität Frankfurt, 29. Sep. 2016.
- [85] G. M. W. Kroesen, D. C. Schram und J. C. M. de Haas, „Description of a Flowing Cascade Arc Plasma“, *Plasm*, Jg. 10, Nr. 4, S. 532–551, 1990.

-
- [86] S. Pellerin, K. Musiol, B. Pokrzywka und J. Chapelle, „Stark width of 4p-4s Ar I transition (696.543nm)“, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, Jg. 29, S. 3911–3924, 1996. DOI: 10.1088/0953-4075/29/17/014.
- [87] S. Pellerin, K. Musiol und J. Chapelle, „Measurement of atomic parameters of singly ionized argon lines—III. Stark broadening parameters“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Jg. 57, Nr. 3, S. 377–393, 1997. DOI: 10.1016/s0022-4073(96)00134-3.
- [88] N. Ohno, M. A. Razzak, H. Ukai, S. Takamura und Y. Uesugi, „Validity of Electron Temperature Measurement by Using Boltzmann Plot Method in Radio Frequency Inductive Discharge in the Atmospheric Pressure Range“, *Plasma and Fusion Research*, Jg. 1, S. 028–028, 2006. DOI: 10.1585/pfr.1.028.
- [89] N. K. Joshi, S. N. Sahasrabudhe, K. P. Sreekumar und N. Venkatramani, „Axial variation of electron number density in thermal plasma spray jets“, *Eur. Phys. J. D*, Jg. 26, S. 215–219, 2003, Stark, Argon, Spectro. DOI: 10.1140/epjd/e2003-00211-9.
- [90] J. Mirapeix, A. Cobo, C. Jaúreguia und J. M. López-Higuera, „Fast algorithm for spectral processing with application to on-line welding quality assurance“, *Meas. Sci. Technol.*, Jg. 17, S. 2623–2629, 2006. DOI: 10.1088/0957-0233/17/10/013.
- [91] X. Tu, B. G. Chéron, J. H. Yan und K. F. Cen, „Electrical and spectroscopic diagnostic of an atmospheric double arc argon plasma jet“, *Plasma Sources Sci. Technol.*, Jg. 16, S. 803–812, 2007. DOI: 10.1088/0963-0252/16/4/016.
- [92] S. Djurovic, Z. Mijatovic, R. Kobilarov und I. Savic, „Characteristics of a pulsed wall-stabilized arc plasma at atmospheric pressure“, *Plasma Sources Sci. Technol.*, Jg. 21, S. 025007, 2012.
- [93] K. Dzieraega und K. Musioł, „Stark broadening and shift for ArII lines“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Jg. 52, Nr. 6, S. 747–754, 1994. DOI: 10.1016/0022-4073(94)90040-x.
- [94] S. Djeniže, M. Malešević, A. Srećković, M. Milosavljević und J. Purić, „Stark broadening and shift of singly-ionized argon spectral lines in higher multiplets“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Jg. 42, Nr. 5, S. 429–435, 1989. DOI: 10.1016/0022-4073(89)90011-3.
- [95] J. A. Aparicio, M. A. Gigosos, V. R. González, C. Pérez, M. I. de la Rosa und S. Mar, „Measurement of Stark broadening and shift of singly ionized Ar lines“, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, Jg. 31, Nr. 5, S. 1029–1048, 1998. DOI: 10.1088/0953-4075/31/5/011.

- [96] T. Gajo, Z. Mijatović, I. Savić, S. Djurović und R. Kobilarov, „Stark widths and shifts of Ar II spectral lines in visible part of spectrum“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Jg. 127, S. 119–129, 2013. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2013.05.005.
- [97] J. J. Olivero und R. L. Longbothum, „Empirical fits to the Voigt line width: A brief review“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Jg. 17, Nr. 2, S. 233–236, Feb. 1977. DOI: 10.1016/0022-4073(77)90161-3.
- [98] T. K. Bose und R. V. Seeniraj, „Two-temperature Elenbaas-Heller problem with argon plasma“, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Jg. 26, Nr. 10, S. 1163–1176, Okt. 1984. DOI: 10.1088/0741-3335/26/10/002.
- [99] F. R. T. Luna, F. Bredice, G. H. Cavalcanti und A. G. Trigueiros, „Atomic transitions for the doubly ionized argon spectrum, Ar III“, *Brazilian Journal of Physics*, Jg. 30, Nr. 2, Juni 2000. DOI: 10.1590/s0103-97332000000200020.
- [100] J. J. Beulens, D. Milojevic, D. C. Schram und P. M. Vallinga, „A two-dimensional nonequilibrium model of cascaded arc plasma flows“, *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, Jg. 3, Nr. 9, S. 2548–2557, Sep. 1991. DOI: 10.1063/1.859967.
- [101] J. J. Beulens, *Surface modification using a cascade arc plasma source*, en, 1992. DOI: 10.6100/ir369354.
- [102] G. M. Janssen, „Design of a General Plasma Simulation Model, Fundamental Aspects and Applications“, Diss., Eindhoven University of Technology, 2000. Adresse: <https://plasimo.phys.tue.nl/publications/janssen2000.pdf>.
- [103] S. Huang, K. Zhu, Y. R. Lu, S. Z. Wang, A. Hershcovitch, L. Yang und X. Y. Zhang, „Quantitative characterization of arc discharge as vacuum interface“, *Physics of Plasmas*, Jg. 21, S. 1123511, 2014. DOI: 10.1063/1.4903462.
- [104] B.-L. Shi, S. Huang, K. Zhu und Y.-R. Lu, „Experimental study of the plasma window“, *Chinese Physics C*, Jg. 38, Nr. 1, S. 018201, Jan. 2014. DOI: 10.1088/1674-1137/38/1/018201.
- [105] S. Huang, K. Zhu, B. L. Shi, Y. R. Lu, A. Hershcovitch, L. Yang, X. Y. Zhang und G. D. Wei, „Numerical simulation study on fluid dynamics of plasma window using argon“, *Physics of Plasmas*, Jg. 20, Nr. 7, S. 073508, Juli 2013. DOI: 10.1063/1.4813249.
- [106] H. Bethe, „Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie“, *Annalen der Physik*, Jg. 397, Nr. 3, S. 325–400, 1930. DOI: 10.1002/andp.19303970303.
- [107] J. Jacoby, D. H. H. Hoffmann, W. Laux, R. W. Müller, H. Wahl, K. Weyrich, E. Boggasch, B. Heimrich, C. Stöckl, H. Wetzler und S. Miyamoto, „Stopping of Heavy Ions in a Hydrogen Plasma“, *Physical Review Letters*, Jg. 74, Nr. 9, S. 1550–1553, Feb. 1995. DOI: 10.1103/physrevlett.74.1550.

-
- [108] S. H. Neff, „Heavy-ion Beam Transport in Plasma Channels – Transport Properties and Channel Stability“, Diss., Technische Universität Darmstadt, 25. Apr. 2005. Adresse: <http://elib.tu-darmstadt.de/diss/000561>.
- [109] J. F. Ziegler und J. P. Biersack, „The Stopping and Range of Ions in Matter“, in *Treatise on Heavy-Ion Science*, Springer US, 1985, S. 93–129. DOI: 10.1007/978-1-4615-8103-1_3.
- [110] W. Barth, A. Adonin, C. E. Düllmann, M. Heilmann, R. Hollinger, E. Jäger, J. Khuyagbaatar, J. Krier, P. Scharer, H. Vormann und A. Yakushev, „U28+-intensity record applying a H2-gas stripper cell“, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, Jg. 18, Nr. 4, Apr. 2015. DOI: 10.1103/physrevstab.18.040101.
- [111] G. Loisch, G. Xu, K. Cistakov, A. Fedjuschenko, M. Iberler, Y. Liu, T. Rienecker, A. Schonlein, F. Senzel, J. Wiechula und J. Jacoby, „Review of the State-of-the-Art Development of the Spherical Theta Pinch Plasma Source“, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Jg. 42, Nr. 5, S. 1163–1172, Mai 2014. DOI: 10.1109/tps.2014.2309976.
- [112] N. Kirby, M. Berry, I. Blumenfeld, M. J. Hogan, R. Ischebeck und R. Siemann, „Emittance growth from Multiple Coulomb Scattering in a plasma wakefield accelerator“, in *2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC)*, IEEE, 2007. DOI: 10.1109/pac.2007.4440680.
- [113] H. Nakanishi, Y. Yoshida, T. Ueda, T. Kozawa, H. Shibata, K. Nakajima, T. Kurihara, N. Yugami, Y. Nishida, T. Kobayashi, A. Enomoto, T. Oogoe, H. Kobayashi, B. S. Newberger, S. Tagawa, K. Miya und A. Ogata, „Direct observation of plasma-lens effect“, *Physical Review Letters*, Jg. 66, Nr. 14, S. 1870–1873, Apr. 1991. DOI: 10.1103/physrevlett.66.1870.
- [114] R. P. Drake, *High-Energy-Density Physics*. Springer-Verlag GmbH, 2006.
- [115] U. Neuner, R. Bock, M. Roth, P. Spiller, C. Constantin, U. N. Funk, M. Geissel, S. Hakuli, D. H. H. Hoffmann, J. Jacoby, A. Kozyreva, N. A. Tahir, S. Udreă, D. Varentsov und A. Tauschwitz, „Shaping of Intense Ion Beams into Hollow Cylindrical Form“, *Physical Review Letters*, Jg. 85, Nr. 21, S. 4518–4521, 2000. DOI: 10.1103/physrevlett.85.4518.
- [116] A. Hershcovitch und A. Team, „Air boring and nonvacuum electron beam welding with a plasma window“, *Physics of Plasmas*, Jg. 12, Nr. 5, S. 057102, 2005. DOI: 10.1063/1.1863232.
- [117] D. Raparia und A. Hershcovitch, „Plasma Window for SNS Target“, Brookhaven National Laboratory, Techn. Ber., 3. Apr. 2002.

- [118] A. Giuliani, I. Yao, B. Lagarde, S. Rey, J.-P. Duval, P. Rommeluere, F. Jamme, V. Rouam, F. Wein, C. D. Oliveira, M. Ros, A. Lestrade, K. Desjardins, J.-L. Giorgetta, O. Laprevote, C. Herbaux und M. Refregiers, „A differential pumping system to deliver windowless VUV photons at atmospheric pressure“, *Journal of Synchrotron Radiation*, Jg. 18, Nr. 4, S. 546–549, Mai 2011. DOI: 10.1107/s0909049511016517.
- [119] B. T. Pinkoski, I. Zacharia, A. Hershcovitch, E. D. Johnson und D. P. Siddons, „X-ray transmission through a plasma window“, *Review of Scientific Instruments*, Jg. 72, Nr. 3, S. 1677, 2001. DOI: 10.1063/1.1344598.
- [120] H. Okuno, N. Fukunishi, A. Goto, H. Hasebe, H. Imao, O. Kamigaito, M. Kase, H. Kuboki, Y. Yano, S. Yokouchi und A. Hershcovitch, „Low-Zgas stripper as an alternative to carbon foils for the acceleration of high-power uranium beams“, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, Jg. 14, Nr. 3, März 2011. DOI: 10.1103/physrevstab.14.033503.