



UNTERSUCHUNG DES EINFLUSSES
EINES EXTERNEN
HELMHOLTZSPULEN-MAGNETFELDES
AUF DIE ELEKTRONENDICHTE UND -TEMPERATUR
EINER KASKADIERTEN BOGENENTLADUNG

Institut für angewandte Physik

Bachelorarbeit

vorgelegt von

Michael A. Händler
geboren am 28.10.1995 in Langen

am 09.05.2022

Betreuer: Dr. Marcus Iberler

Erstprüfer: Dr. Marcus Iberler
Zweitprüfer: Prof. Dr. Joachim Jacoby

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Abschlussarbeit selbstständig und nur unter Verwendung der von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst zu haben. Sowohl inhaltlich als auch wörtlich entnommene Inhalte wurden als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in dieser oder vergleichbarer Form noch keinem anderem Prüfungsgremium vorgelegen.

Datum: _____ Unterschrift: _____

Danksagungen

In erster Linie richtet sich mein Dank an Herrn Andre Michel, Doktoranden an der Goethe Universität, welcher mir wiederholt, in großem Maße, bei der Planung, dem Aufbau und der Durchführung meines Experimentes sowie der Korrektur meiner Arbeit geholfen hat. Ich danke ihm auch für hilfreiche Ratschläge und Anregungen die mich zum weiteren Forschen motiviert haben.

Weiter möchte ich ein Dankeschön an Herr Dr. Bernhard Bohlender richten. Einerseits dafür, dass er mich zu der Arbeit am Plasma Window eingeladen hat, andererseits aber auch für seine Hilfe und Unterstützung in den ersten Wochen meiner Bachelorvorbereitung.

In besonderer Weise danke ich Herrn Prof. Dr. Joachim Jacoby, der während seiner Vorlesung zur Plasmaphysik mir einen ersten Einblick in die Plasmaphysik gewährt und dadurch das Interesse an Plasmaforschung bei mir geweckt hat.

Ein großes Dankeschön möchte ich auch an Dr. Marcus Iberler und den Rest der AG Plasmaphysik, dafür dass sie mich mit offenen Armen aufgenommen haben und mir bei Problemen immer mit Rat und Tat zur Seite standen, richten.

Auch möchte ich Astrid Hergt, Alexander Engeda, Laura Lauf, Sophie Schmeißner und Luna-Fee Düster für ihre Hilfe besonders in Formsachen, aber auch für die Motivation die ich von ihnen bekommen habe, danken.

Zum Schluss möchte ich noch meiner Familie und meinen Freunden für ihre anhaltende Unterstützung danken.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung des Einflusses eines externen, durch ein Helmholtzspulenpaar erzeugten, Magnetfeldes auf eine kaskadierte Bogenentladung. Diese kaskadierte Bogenentladung wird mit Hilfe eines Plasmawindows erzeugt, welches in seiner ursprünglichen Form von A. Hershcovitch [Her95] vorgeschlagen wurde. Das in dieser Arbeit verwendete Plasma Window ist ein gegenüber dem ursprünglichen Aufbau verändertes Setup und wurde im Rahmen von [Boh19] in der Arbeitsgruppe Plasmaphysik der Goethe Universität Frankfurt entwickelt.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Untersuchungen liegt auf der Erhebung und Auswertung von Messdaten zur Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur der kaskadierten Bogenentladung. Das hier genutzte Plasma Window besteht aus einem segmentierten Kanal, der zwei Kammern unterschiedlichen Drucks miteinander verbindet und in dem eine Entladung gezündet wird. Der Verbindungskanal des Plasma Windows besitzt dabei einen Durchmesser von 5 mm.

Da davon ausgegangen wird, dass der größte Einfluss des Magnetfeldes auf die Bogenentladung dann erreicht wird wenn der Gyrationradius der Elektronen kleiner als der Radius des Verbindungskanals ist, wurden Helmholtzspulen konstruiert, die die benötigte Magnetfeldstärke von 1,3 mT erreichen können. Die in dieser Versuchsreihe verwendete Helmholtzspule erreichte dabei eine maximale Magnetfeldstärke von 6,1 mT.

Um den möglichen Einfluss des externen Magnetfeldes sicher bestimmen zu können, wurden jeweils Messdaten über die Bogenentladung mit und ohne externen Magnetfeld aufgenommen und ausgewertet. Des Weiteren wurden Bogenentladungen bei verschiedenen Gas- (2 und 4 slm) und Anodenströmen (60 bis 100 A) untersucht, um sicherzustellen, dass mögliche Einflüsse dieser Parameter bei dieser Versuchsreihe nicht übersehen werden.

Die Ergebnisse der Untersuchung ergaben keinen signifikanten Einfluss des verwendeten externen Magnetfeldes auf die Elektronendichte und -temperatur der kaskadierten Bogenentladung. Auch ließ sich kein Einfluss auf die Intensität der aufgenommenen Spektren feststellen. Allerdings ergaben die Messdaten einen Einfluss auf den Druck der Niederdruckseite des Plasma Windows. Worauf dieser Effekt basiert konnte, aufgrund des Fokusses dieser Arbeit auf die Elektronendichte und -temperatur, nicht endgültig geklärt werden.

Inhaltsverzeichnis

Eidesstattliche Erklärung	I
Danksagungen	II
Zusammenfassung	III
1. Einleitung	1
2. Theoretischer Hintergrund	2
2.1. Definition eines Plasmas	2
2.1.1. Ideales Plasma	2
2.2. Plasmacharakteristika	3
2.2.1. Debylänge	3
2.2.2. Plasmafrequenz	4
2.2.3. Mittlere freie Weglänge	4
2.2.4. Plasmatemperatur	5
2.3. Ionisationsprozesse	7
2.4. Plasma im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht	9
2.4.1. Besetzungsdichteverteilung	9
2.4.2. Ionendichte	9
2.4.3. Teilchengeschwindigkeit	10
2.5. Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht und Ungleichgewicht	11
2.6. Zündbedingung für Entladungen	12
2.6.1. Paschengesetz	14
2.7. Entladungsformen	15
2.7.1. Glimmentladung	16
2.7.2. Bogenentladung	16
2.8. Plasma im externen Magnetfeld	18
2.8.1. Lorentzkraft	18
2.8.2. Helmholtzspulen	20
2.9. Grundlagen der Spektroskopie	21
2.9.1. Kontinuierliches Spektrum	21
2.9.2. Diskretes Spektrum	22
2.9.3. Bestimmung der Elektronentemperatur	28
3. Experimenteller Aufbau	30
3.1. Plasma Window	30
3.2. Helmholtzspulen-Daten	32

3.3. Spektroskopie	33
3.3.1. Aufbau Spektrometer	33
3.3.2. Interferenz am Gitter	34
3.3.3. CCD-Detektor	35
4. Auswertung	36
4.1. Auswertung der Spektralaufnahmen	36
4.1.1. Kalibration des Spektrometers	36
4.1.2. Auswahl der Wellenlängen	38
4.1.3. Auswertung der aufgezeichneten Daten	39
4.1.4. Fehler Elektronentemperatur	42
4.1.5. Fehler Elektronendichte	42
4.2. Auswertung des Helmholtzspulen-Magnetfeldes	43
4.2.1. Fehler der Magnetfeldbestimmung	44
5. Ergebnisse	46
5.1. Ergebnisse der Bestimmung der Elektronendichte	46
5.2. Ergebnisse der Bestimmung der Elektronentemperatur	48
6. Diskussion	51
6.1. Intensitätsvergleich der Spektren	51
6.2. Zusammenfassende Bewertung	54
7. Ausblick	57
A. Tabellen	58

1. Einleitung

Da die Teilchen- und Kernphysik auf hochqualitative und hochenergetische Teilchenstrahlen angewiesen ist, spielen Teilchenbeschleuniger in diesen Forschungsdisziplinen eine wichtige Rolle. Forschungen an den Grenzen des Machbaren erfordern allerdings spezifische Strahleneigenschaften. Um diese Strahleneigenschaften für Anwendungen wie bspw. dem Gasstripper oder der Schwerionentumorthherapie aufrechterhalten zu können sind Trennungen von Vakuum zu Hochdruckbereichen erforderlich.

Neben differentiellen Pumpstufen welche die Trennung der Druckbereiche durch Verwendung langer Strahlrohre und mehreren Vakuumpumpen erzeugt und Feststofffolien welche die Trennung durch den mechanischen Verschluss des Kanals erzeugt, kann man dafür auch das Plasmafenster (*eng. Plasma Window*), welches die Trennung durch Erzeugung einer Bogenentladung erreicht, verwenden. Dabei hat das Plasma Window gegenüber der differentiellen Pumpstufe den Vorteil, dass es weniger Platz benötigt. Gleichzeitig besteht beim Plasma Window im Gegensatz zur Drucktrennung durch Feststofffolien nicht die Gefahr einer spontanen Zerstörung und damit Kontamination des Beschleunigers mit Atmosphärendruck. Im Kontrast zur Feststofffolie erzeugt das Plasma Window die Drucktrennung nicht durch den mechanischen Verschluss des Kanals, sondern durch die Veränderung der Viskosität des Gases innerhalb des Kanals.[Her95]

Zum Einfangen bzw. Zwingen geladener Teilchen auf bestimmte Bahnen werden gerichtete Magnetfelder verwendet. Dabei lassen sich die Magnetfelder am einfachsten durch Verwendung von Helmholtzspulen erzeugen.

Da diverse Plasmaparameter von den Stößen der geladenen Teilchen innerhalb des Plasmas abhängig sind, liegt die Idee eines möglichen, für die Drucktrennung positiven Einflusses eines externen Magnetfeldes auf das Plasma Window nahe.

Im Rahmen dieser Arbeit soll also untersucht werden ob ein externes Helmholtzspulen-Magnetfeld einen Einfluss auf die, für die Drucktrennung entscheidenden, Plasmaparameter der Bogenentladung hat.

2. Theoretischer Hintergrund

2.1. Definition eines Plasmas

Der Begriff "Plasma" findet in der Physik Verwendung, um den Materiezustand eines ionisierten Gasgemisches von anderen Materiezuständen wie beispielsweise Feststoffen, Flüssigkeiten oder Gasen abzugrenzen. Aufgrund der großen Reichweite der Coulombkräfte zwischen geladenen Teilchen ($\propto r^{-2}$), lassen sich in einem Plasma kollektive Erscheinungen beobachten, die sich von einer bloßen Wechselwirkung in Form von direkten Stößen unterscheiden. Dabei ist die Anzahl an geladenen Teilchen innerhalb eines Gasvolumens, ab dem man ein ionisiertes Gas als Plasma bezeichnet, dann erreicht wenn das Verhalten des Plasmas maßgeblich durch innere sowie äußere elektromagnetische Felder beeinflusst wird (siehe Abschnitt 2.8). [Str18, S.01ff]

Umgangssprachlich wird der Plasmazustand auch oft als vierter Aggregatzustand bezeichnet, wobei sich diese Bezeichnung an die temperaturabhängige Phasenänderung von Materie anlehnt, welche typischerweise bei etwa 3000K, durch verschiedene Ionisationsprozesse (siehe Abschnitt 2.3), in den Plasmazustand übergeht. Dabei ist allerdings anzumerken, dass aus thermodynamischer Sicht kein Phasenübergang zwischen Gas und Plasma stattfindet. Da ein Plasma durch ausreichende Energiezufuhr aus einem neutralen Gas erzeugt werden kann, muss es auf großen Skalen elektrisch neutral sein. [Fu1, S.06]

Um also Plasmen von gewöhnlicher Materie unterscheiden zu können wird vorausgesetzt dass folgende Bedingungen erfüllt sind :

1. Der Anteil der freien Ladungsträgern eines Plasmas, im Vergleich zu den ungeladenen Plasmabestandteilen, muss mindestens 10^{-4} sein. [Jac09] (siehe Abschnitt 2.4.2)
2. Ein Plasma muss nach außen elektrisch neutral sein.¹ [Jac09] (siehe Abschnitt 2.2.1)

2.1.1. Ideales Plasma

Aufgrund des großen Ionisationsgrades des Plasmazustandes (siehe Abschnitt 2.1) kommt es innerhalb eines Plasmas zu Wechselwirkungen zwischen den einzelnen geladenen Bestandteilen. Dies führt zum Entstehen von elektrischen Strömen und elektromagnetischen Feldern innerhalb eines Plasmas, welche sich auf das kollektive Verhalten der geladenen Bestandteile des Plasmas auswirken. Dadurch gestaltet sich eine quantitative Untersuchung einzelner

¹Diese Forderung wird auch oft als Forderung nach *Quasineutralität* bezeichnet.

Plasmacharakteristika (siehe Abschnitt 2.2) sehr komplex.

Ein vereinfachtes Modell zur Beschreibung von Plasmen ist das ideale Plasma. Unter einem idealen Plasma versteht man ein Plasma bei dem die Wechselwirkungen der einzelnen Bestandteile untereinander gegenüber der thermischen Bewegungen vernachlässigt werden kann. [Zoh12, S. 15]

Dies lässt sich mathematisch durch den Kopplungs- oder Gamma-Parameter beschreiben. [Str18, S.06]

$$\Gamma = \frac{e^2 n^{\frac{1}{3}}}{4\pi\epsilon_0 T} \quad (2.1)$$

- e : Elementarladung
- ϵ_0 : elektrische Feldkonstante
- n : Teilchendichte
- T : Temperatur

Der in Gleichung 2.1 beschriebene Gamma-Parameter Γ stellt das Verhältnis der potentiellen Energie benachbarter Ladungsträger und der kinetischen Energie dar, wodurch sich Rückschlüsse auf die Teilchen-Teilchen-Wechselwirkung innerhalb des Plasmas ziehen lassen. Ist der Parameter kleiner als 1 spricht man von einem idealen Plasma. [Poh04, S.05]

Für dieses gilt, in Anlehnung an das ideale Gas, dass es sich durch die thermodynamischen Parameter p (Druck), V (Volumen), T (Temperatur), und N (Teilchenzahl) und dadurch durch das ideale Gasgesetz

$$pV = Nk_B T \quad (2.2)$$

beschreiben lässt.

2.2. Plasmacharakteristika

2.2.1. Debylänge

In der Nähe der positiven geladenen Ionen eines Plasmas befinden sich, aufgrund ihres elektrischen Potentials, vermehrt negativ geladene Elektronen. Da die Elektronen ein dem Ionenpotential entgegengesetztes Potential haben folgt, dass es ein Volumen V_D um ein Ion geben muss in dem sich so viele Elektronen befinden, dass das positive Ionenpotential vollständig abgeschirmt ist. Von Außen betrachtet würde dieses Volumen V_D dann elektrisch neutral erscheinen. Nimmt man an, dass besagtes Volumen V_D eine Kugel ist, an deren Rand das Potential des Ions auf das $\frac{1}{e}$ -fache abfällt, sodass es, von außen betrachtet, vom Potential der Elektronen abgeschirmt werden kann, lässt sich der Radius λ_D der Kugel über die sogenannte Debylänge bestimmen. [Fu1, S.33ff]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.3)$$

T_e : Elektronentemperatur
 n_e : Elektronendichte

2.2.2. Plasmafrequenz

Durch Anlegen eines externen elektrischen Feldes kann man die Elektronen eines Plasmas gegenüber den Ionen des Plasmas auslenken. Nach Abschalten des externen Feldes würden sich die Elektronen aufgrund der elektrischen Kräfte in Richtung der positiven Ionen bewegen. Dabei würden sie aufgrund ihrer Trägheit anfangen um das Ion zu oszillieren. Die Frequenz dieser Oszillation wird auch als Plasmafrequenz ω_p bezeichnet und kann mit folgender Formel ermittelt werden. [Fu1, S.35]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.4)$$

m_e : Elektronenmasse
 n_e : Elektronendichte

Treffen nun externe elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz $\omega_{extern} < \omega_p$ auf das Plasma werden diese von dem Plasma reflektiert. Ist die Frequenz der externen elektromagnetischen Wellen $\omega_{extern} > \omega_p$ so kommt es zu Transmission, d.h. das Plasma wird für sie durchlässig.

2.2.3. Mittlere freie Weglänge

Im Inneren eines Plasmas bewegen sich die Ionen und Elektronen frei. Ihre Bewegung folgt dabei einer Geschwindigkeitsverteilung, welche im Falle eines Plasmas im thermodynamischen Gleichgewichts als Maxwell-Boltzmann Verteilung beschrieben werden kann (siehe Abschnitt 2.4.3).[Gü13]

Dadurch, dass sich alle Teilchen innerhalb des Plasmas frei in allen Richtungen bewegen, stoßen sie zwangsläufig aneinander. Die Strecke die durchschnittlich von einem Teilchen ohne Stoß durchlaufen wird nennt man mittlere freie Weglänge. Diese mittlere freie Weglänge hängt wiederum vom Wirkungsquerschnitt der Teilchen ab.

Da der Wirkungsquerschnitt σ_s von den Radien des Projektilteilchens r_A und des Targetteilchens r_B abhängig ist und sich über die Formel

$$\sigma_s = \pi(r_A + r_B)^2 \quad (2.5)$$

berechnen lässt, und da der Elektronenradius $r_e \ll r_{Ion}$ ist, ist der Wirkungsquerschnitt eines Elektron-Ion-Stoß kleiner als der Wirkungsquerschnitt eines Ion-Ion-Stoßes. [Fr2, S.10f] Des Weiteren hängt die mittlere freie Weglänge auch davon ab, ob das Targetteilchen stationär ist oder sich in Bewegung befindet. Ist das Targetteilchen stationär so lässt sich die

mittlere freie Weglänge für Elektronen λ_{me} und Ionen λ_{mI} wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned}\lambda_{me} &= \frac{1}{\pi r_B^2} \frac{k_B T}{p} \\ \lambda_{mI} &= \frac{1}{4\pi r_B^2} \frac{k_B T}{p}\end{aligned}\tag{2.6}$$

r_B : Radius des Targetteilchens hier ein Ion bzw. Gasmolekül
 p : Druck
 T : Temperatur

Eine weitere Bestimmung der mittleren freien Weglänge führt zudem über die Betrachtung der Teilchengeschwindigkeit sowie der Zeit, die zwischen zwei Stößen vergeht. Dies lässt sich wie folgt ausdrücken :

$$\lambda_{AB} = v_A \tau_{AB}\tag{2.7}$$

v_A : Projektilgeschwindigkeit
 τ_{AB} : Stoßzeit

Die Zeit, die zwischen zwei Stößen vergeht lässt sich dabei aus der Häufigkeit der Stöße in Form einer mittleren Frequenz ν_{AB} bestimmen. Diese ergibt sich aus dem Produkt der Teilchendichte der Targetteilchen n_B sowie dem Mittel über den Wirkungsquerschnitt der Stöße multipliziert mit der Geschwindigkeit des Projektilteilchens v_A : [Gü13, S.19]

$$\nu_{AB} = n_B \langle \sigma_s v_A \rangle\tag{2.8}$$

$$\tau_{AB} = \frac{1}{\nu_{AB}}\tag{2.9}$$

n_B : Anzahldichte der Targetteilchen

2.2.4. Plasmatemperatur

Da die leichten Elektronen bei einem Stoßprozess mit einem Ion oder einem neutralen Gaspartikel nur wenig Energie an den Stoßpartner abgeben, stellen sich zwischen diesen Bestandteilen des Plasmas verschiedene Temperaturen ein: die Elektronentemperatur T_e und die Gas-/Iontemperatur T_a (siehe Abbildung 2.1). Da sich diese Temperaturen im Niederdruckbereich voneinander unterscheiden befindet sich das Plasma in diesem Bereich im thermischen Nichtgleichgewicht. Bei hohen Drücken finden genügend Stöße der einzelnen Plasmabestandteile statt, sodass sich die Temperaturen T_e und T_a einander annähern können bis sich schließlich ein thermisches Gleichgewicht einstellt.

Daher ist bei der Verwendung des Begriffs 'Plasmatemperatur' zu unterscheiden, welche Art von Plasma vorliegt. Im folgenden wird betrachtet, was mit Plasmatemperatur bei Plasmen

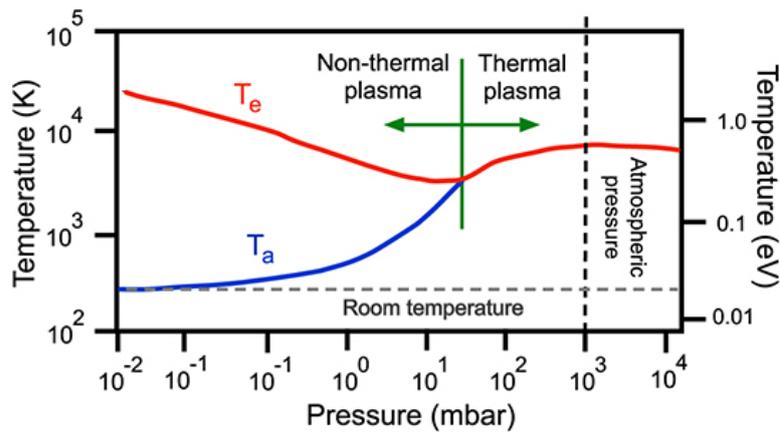


Abbildung 2.1.: Elektronentemperatur T_e und Gas-/Iontemperatur T_a im Plasma in Abhängigkeit vom Druck [Noo19]

in thermodynamischen Gleichgewicht (siehe Abschnitt 2.4), im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (siehe Abschnitt 2.5) und nicht-thermischen Plasmen gemeint ist.

Plasmatemperatur im thermodynamischen Gleichgewicht

Im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht haben alle Teilchenspezies (Atome, Elektronen, Ionen und Moleküle) die gleiche Temperatur T , wodurch sich das Plasma im Strahlungsgleichgewicht befindet und Hohlraumstrahlung emittiert. [Kun09, K. 8] (siehe Abschnitt 2.4)

Plasmatemperatur im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht

Im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht haben die Teilchenspezies in lokalen Bereichen innerhalb des Plasmavolumens die gleiche Temperatur. Dabei unterscheiden sich die Temperaturen der einzelnen lokalen Teilbereiche, wodurch sich das Plasma nicht mehr im Strahlungsgleichgewicht befindet und von der Hohlraumstrahlung abweichende Kontinua registrierbar sind. [Kun09, K. 8]

In diesem Fall würde man mit Plasmatemperatur also die Temperatur innerhalb des betrachteten Bereiches im Plasmavolumen bezeichnen.

Plasmatemperatur im nicht-thermischen Plasma

Bei nicht-thermischen Plasmen ist die Temperatur der Elektronen erheblich höher als die Temperatur der Ionen und des neutralen Gases. Solche Plasmen sind typischerweise Niederdruckplasmen. Bei nicht-thermischen Plasmen ist der Begriff der Plasmatemperatur aufgrund der extrem unterschiedlichen Temperaturen der einzelnen Teilchenspezies nicht mehr direkt anwendbar. Daher geht man in diesem Bereich dazu über anstelle der Plasmatemperatur T die Elektronentemperatur T_e und Ionen- bzw. Gastemperatur T_a zu verwenden. [Gü13]

2.3. Ionisationsprozesse

Reaktion	Prozess (1)	inverser Prozess (2)
A:	$\xrightarrow{\text{Stoßionisation}}$ $\overbrace{A^{+Z} + e}$	$\xleftarrow{\text{Dreierstoßrekombination}}$ $\overbrace{A^{+Z+1} + e + e}$
B:	$\xrightarrow{\text{Stoßanregung}}$ $\overbrace{A^{+Z} + e}$	$\xleftarrow{\text{Stoßabregung (Stöße 2. Art)}}$ $\overbrace{(A^{+Z})^* + e}$
C:	$\xrightarrow{\text{Photoionisation}}$ $\overbrace{A^{+Z} + h\nu}$	$\xleftarrow{\text{Strahlungsrekombination}}$ $\overbrace{A^{+Z+1} + e}$
D:	$\xrightarrow{\text{Photoabsorption}}$ $\overbrace{A^{+Z} + h\nu}$	$\xleftarrow{\text{spontane Emission}}$ $\overbrace{(A^{+Z})^*}$
E:	$\xrightarrow{\text{Photoabsorption}}$ $\overbrace{A^{+Z} + e + h\nu}$	$\xleftarrow{\text{Bremsstrahlung}}$ $\overbrace{A^{+Z} + e^*}$
F:	$\xrightarrow{\text{Induzierte Absorption}}$ $\overbrace{A^{+Z} + 2h\nu}$	$\xleftarrow{\text{Induzierte Emission}}$ $\overbrace{(A^{+Z})^* + h\nu}$
G:	$\xrightarrow{\text{Autoionisation}}$ $\overbrace{(A^{+Z})^{**}}$	$\xleftarrow{\text{dielektronische Rekombination}}$ $\overbrace{A^{+Z+1} + e}$

Abbildung 2.2.: Übersicht über An- und Abregungsprozesse sowie Ionisations- und Rekombinationsprozesse innerhalb eines Plasmas, wobei * einen einfachen und ** einen zweifach angeregten Zustand anzeigt. A steht in der Abbildung für ein Atom, Z für den Ladungszustand, e für ein Elektron, h für das planck'sche Wirkungsquantum und ν für die Frequenz (Eigene Darstellung nach [Fu1])

Im folgenden wird auf Prozesse und Teilprozesse eingegangen, welche zur Ionisation von Molekülen und Atomen beitragen. Zu jedem dieser Prozesse existiert auch ein inverser Prozess welcher die Elektronen bzw. Photonen mit den Atomen bzw. Moleküle rekombiniert.

Stoßionisation (Reaktion A)

Bei der Stoßionisation stößt ein Elektron, mit einer kinetischen Energie E_e größer als die Ionisationsenergie E_I , mit einem Atom wodurch ein Elektron aus einer Atomschale gelöst und dadurch das Atom/Ion ionisiert wird. Dadurch verliert das Elektron soviel kinetische Energie, wie gemäß E_I erforderlich ist. Im Umkehrprozess bewegt sich ein Elektron mit einer kinetischen Energie $E_e < E_I$ auf ein ionisiertes Atom zu, welches dieses freie Elektron einfangen kann. Dabei wird wiederum die Bindungsenergie frei, welche sich auf ein in der Nähe befindliches freies Elektron überträgt und dieses beschleunigt. [Fin48]

Stoßanregung (Reaktion B)

Reicht die kinetische Energie des Elektrons nicht aus um ein Elektron aus der Atomschale zu lösen, wird das Elektron in der Atomschale durch den Stoß nur angeregt und auf ein höheres Energieniveau angehoben. In diesem Fall spricht man von einer Stoßanregung. Da sich das angeregte Elektron nur in einem labilen Zustand befindet fällt es nach einer bestimmten Zeit ohne weitere Anregung wieder zurück auf seinen ursprünglichen Zustand und überträgt die so freiwerdende Energie auf ein sich in der Nähe befindliches Elektron (Stoßabregung). [Fin48]

Photoionisation (Reaktion C)

Trifft ein Photon mit einer Energie $E_{\text{Photon}} = h\nu$ gleich der oder größer der Ionisationsenergie E_I auf ein Atom, so löst sich ein Elektron mit entsprechender Bindungsenergie vom Atom. Dabei nimmt das gelöste Elektron die Energiedifferenz $E_{\text{Photon}} - E_I$ als kinetische Energie auf. Der Umkehrprozess der Photoionisation läuft Analog zu dem Umkehrprozess der Stoßionisation ab, wobei in diesem Fall bei dem Umkehrprozess der Photoionisation ein Photon mit einer Energie $E_{\text{Photon}} = E_I$ emittiert wird. [Fin48]

Photoabsorption (Reaktion D & E)

Sollte das einfallende Photon nicht genug Energie haben um das Atom zu ionisieren, wird selbiges angeregt, indem ein Hüllenelektron auf ein höheres Energieniveau angehoben wird. Da wie in der vorherig beschriebenen Reaktion bereits erwähnt angeregte Zustände instabil sind, fällt das angeregte Elektron nach einer gewissen Zeit wieder in seinen Grundzustand zurück, wobei ein Photon mit der Anregungsenergie emittiert wird.

Des Weiteren wird in der Abbildung 2.2 ein Anregungsprozess als Photonenabsorption bezeichnet, welcher auch als inverse Bremsstrahlung bekannt ist. Dabei absorbieren freie Elektronen welche durch das elektrische Feld eines Atoms abgelenkt werden Photonen, wodurch sie ihre kinetische Energie erhöhen können. Bei dem dazugehörigen Umkehrprozess werden durch das Ablenken oder Abbremsen von freien Elektronen durch Ionen Photonen emittiert (Bremsstrahlung). [KG98]

Induzierte Absorption (Reaktion F)

Befindet sich ein Atom in einem angeregtem Zustand kann es, durch ein einfallendes Photon, weiter angeregt aber auch abgeregt werden. Im Falle einer weiteren Anregung kann das Atom dadurch ionisiert werden, während im Falle einer Abregung das Atom zwei kohärente Photonen emittiert. [Ein16]

Autoionisation (Reaktion G)

Unter der Autoionisation versteht man einen Effekt bei dem ein Atom oder Molekül, dadurch, dass es sich in einem angeregten Zustand oberhalb der Ionisationsenergie befindet, ionisiert wird. Unter anderem kann dieser Effekt auftreten wenn zwei Elektronen eines Atoms

gleichzeitig angeregt werden. Durch einen Energietransfer von einem auf das andere Elektron wird das Atom ionisiert. [KG98]

Der Umkehrprozess, bei dem ein zweifach angeregtes Atom sich durch Emitieren eines Photons abregt, wird auch als dielektronische Rekombination bezeichnet.

Durch Einfangen eines freien Elektrons kann, wenn dabei ein Elektron angeregt wird, ein Ion in ein zweifach angeregtes Atom übergehen. [BS85]

2.4. Plasma im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht

Bei Plasmen im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht, sogenannten TE Plasmen (von eng. thermodynamic Equilibrium), befinden sich die in 2.3 beschriebenen Prozesse im Gleichgewicht. Das heißt es finden genau soviele Anregungs- wie Abregungsprozesse statt.

2.4.1. Besetzungsdichteverteilung

Die Verteilung der Besetzungsdichte der einzelnen Anregungszustände eines Atoms folgt in einem TE Plasma der Boltzmann-Verteilung. Daraus ergibt sich für das Verhältnis einer Besetzungszahl des Niveaus k mit der eines Niveaus i :

$$\frac{n_k}{n_i} = \frac{g_k}{g_i} e^{\frac{-(E_k - E_i)}{k_B T_e}} \quad (2.10)$$

Mit $g_{k/i}$ der Entartung beziehungsweise Gewichtung und $E_{k/i}$ der Energie des Zustandes z . [Fu1]

Anzumerken ist, dass wie in Abschnitt 2.2.4 erwähnt wurde in einem Plasma welches sich im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht befindet die Elektronen und die restlichen Teilchenspezies die selbe Temperatur haben.

2.4.2. Ionendichte

Für Plasmen im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht lässt sich das Verhältnis der Ionendichten durch die Saha-Gleichung beschreiben. Diese stellt eine Verbindung zwischen der Temperatur und dem Ionisationsgrad eines Plasmas her. Dadurch ergibt sich für das Verhältnis zweier Ionisationsgrade Z und $Z + 1$ folgende Gleichung [Fu1]:

$$\frac{n_{Z+1} n_e}{n_Z} = \frac{g_{Z+1}}{g_Z} \frac{2(2\pi m_e k_B T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{W_{i,Z}}{k_B T_e}} \quad (2.11)$$

- g_Z : Entartung beziehungsweise Gewichtung des Zustandes Z
- $W_{i,Z}$: Ionisationsenergie des Zustandes Z
- n_e : Elektronendichte
- n_{Z+1}, n_Z : Ionendichte in den energetischen Grundzuständen
- T_e : Elektronentemperatur

2.4.3. Teilchengeschwindigkeit

Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Innerhalb eines Plasmas im thermischen Gleichgewicht folgt die Geschwindigkeitsverteilung der Plasmabestandteile der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Dies lässt Aussagen über die kinetische Energie der Plasmabestandteile zu.[BK98]

Der Energiegehalt eines Plasmas im thermodynamischen Gleichgewicht lässt sich also unter Zuhilfenahme dieser Verteilung beschreiben, wobei sie sich erst nach einer ausreichend hohen Anzahl an Stoßprozessen innerhalb des Plasmas einstellt. Die erwähnte Maxwell-Boltzmann-Verteilung lautet:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2} \frac{mv^2}{k_B T}} \quad (2.12)$$

Durch Integration dieser Verteilung über die Geschwindigkeit lässt sich die mittlere Energie der Plasmabestandteile bestimmen.[vK14]

$$\langle E \rangle = \frac{\int (\frac{1}{2}mv^2 f(v)) d^3v}{\int f(v) d^3v} \quad (2.13)$$

Für $\langle E \rangle$ ergibt sich daraus der folgende Ausdruck:

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.14)$$

Daraus folgt, dass die mittlere Energie der Plasmabestandteile proportional zu deren Temperatur ist. Damit die notwendige Anzahl an Stößen innerhalb des Plasmas erreicht wird muss eine ausreichend große Anzahl an Teilchen innerhalb des Plasmavolumens vorhanden sein. In einem beschränkten Volumen ist dafür ein hoher Druck notwendig, da bei niedrigem Druck weniger Stöße pro Raumeinheit auftreten.

Mittlere Geschwindigkeit

Durch Verwendung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung ist es durch Anwendung des Integrals über die Geschwindigkeit

$$\langle v \rangle = \int_0^\infty v F(v) dv \quad (2.15)$$

möglich, die mittlere Geschwindigkeit der Bestandteile eines Plasmas zu bestimmen. Dabei steht $F(v)$ für die dreidimensionale Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung, welche man durch die Kombination der Maxwell-Boltzmann-Verteilung 2.12 mit dem Volumenelement des Geschwindigkeitsraumes erhält.

$$F(v) dv = f(v) * 4\pi v^2 dv \quad (2.16)$$

$F(v)dv$: dreidimensionale Maxwell-Boltzmann-Verteilung
 $4\pi v^2 dv$: Volumenelement des Geschwindigkeitsraums in Kugelkoordinaten

Durch lösen der Gleichung 2.15 erhält man die Formel 2.17.

$$v_M = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (2.17)$$

2.17 ist die mittlere Geschwindigkeit der Plasmabestandteile im TE. Sie stellt den Durchschnittswert der Geschwindigkeiten dar, was bedeutet, dass sowohl Plasmabestandteile mit viel größeren, aber auch kleineren Geschwindigkeiten im Plasmavolumen auftreten können. Des weiteren ist die so berechnete Geschwindigkeit nicht gerichtet, das heißt die einzelnen Plasmabestandteile bewegen sich in keine einheitliche Richtung sondern durcheinander.

[CSW10, S.7ff]

Wahrscheinlichste Geschwindigkeit

Um das Vorhandensein von sehr schnellen und sehr langsamen Plasmabestandteile zu berücksichtigen kann man mithilfe der Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_W der Plasmabestandteile berechnen. Dazu berechnet man das Maximum der Geschwindigkeitsverteilung $\frac{dF(v)}{dv} = 0$, wodurch man die Gleichung:

$$v_W = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (2.18)$$

erhält. [CSW10, S.7ff]

2.5. Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht und Ungleichgewicht

Die Bedingungen für das vollständige thermodynamische Gleichgewicht sind nur sehr selten gegeben, da dafür alle Plasmacharakteristika (siehe Abschnitt 2.2) räumlich homogen sein müssen. Dies ist im Labor nicht realisierbar. Um dennoch auf Laborplasmen die Gesetzmäßigkeiten eines vollständigen thermodynamischen Gleichgewichts effektiv anwenden zu können, kann man nun die Plasmen in kleine Bereiche aufteilen, in denen näherungsweise die Temperatur der einzelnen Teilchenspezien und deren Dichte als konstant angenommen werden können.

Diese kleinen Bereiche bezeichnet man in thermodynamischen Untersuchungen als Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE : local thermodynamic Equilibrium). Für diese LTE-Bereiche wird angenommen, dass in ihrem Inneren die Kollisionsraten so hoch sind, dass man die selben Gesetzmäßigkeiten verwenden kann die im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht gelten (siehe Abschnitt 2.3 bis 2.4.3). [Sal98]

Ist die Elektronendichte und daraus folgend die Kollisionsrate zwischen den Bestandteilen

des Plasmas jedoch nicht ausreichend um für einzelne Bereiche von einem thermodynamischen Gleichgewicht zu sprechen, lässt sich ab einer kritischen Hauptquantenzahl stattdessen von einem partiellen LTE (kurz. pLTE) sprechen.[BFP94, S.168f]

Für die Besetzung der Zustände oberhalb der kritischen Hauptquantenzahl lässt sich die Boltzmann-Verteilung verwenden. Die kritische Hauptquantenzahl lässt sich über die folgende Formel bestimmen.[FM90, S.6598]

$$p_{cr} \geq 85 \times \frac{(T_e/z^2)^{0.1}}{(n_e/z^7)^{0.133}} \quad (2.19)$$

- p_{cr} : Hauptquantenzahl
- T_e : Elektronentemperatur
- n_e : Elektronendichte
- z : Ladungszustand

Sobald sich der Unterschied der Ionen- und Elektronentemperatur vergrößert verändert sich die Koppelung der Ionen und Elektronen derart, dass die Reaktionen aus Abschnitt 2.3 aus dem Gleichgewicht geraten. Dadurch laufen mehr Rekombinations- als Ionisationsprozesse ab, wodurch das Plasma instabil wird und kollabiert.

2.6. Zündbedingung für Entladungen

Abgesehen von thermischer Energiezufuhr lassen sich auch Entladungen innerhalb eines Gasvolumens dazu verwenden, um Plasmen zu erzeugen. Daher wird im Folgenden darauf eingegangen, wie und in welcher Form Entladungen auftreten.

Damit es zu einer Entladung zwischen einer Anode und einer Kathode kommen kann, ist ein leitfähiger Elektronenkanal nötig. Dieser kann sich bilden sobald sich ein freies Elektron von der Kathode zur Anode bewegt. Dabei kann dieses erste freie Elektron (*Startelektron*), welches beispielsweise durch Fremdionisation in Form von externer Strahlung (UV-Strahlung, kosmische Strahlung o.ä.) aus seiner Bindung gelöst wurde, aus dem Gasvolumen oder der Oberfläche der Kathode stammen. Ein zwischen den Elektroden befindliches E-Feld beschleunigt dann das Elektron von der Kathode weg und zur Anode hin. Dabei stößt das Elektron nach einer bestimmten Strecke mit den Gasteilchen (siehe Abschnitt 2.2.3), welche sich im Volumen zwischen der Anode und der Kathode befinden. Aufgrund der deutlich geringeren Masse eines Elektrons im Gegensatz zu einem Atom geht bei den Stößen so gut wie keine Energie verloren. Dadurch steigt die durch das Feld aufgenommene Energie $E_e = Ue$ so weit an bis sie ausreicht, dass bei einem Stoß das Elektron ein Atom ionisieren kann, wodurch ein weiteres Elektron freigesetzt wird. Allerdings können die Elektronen auf dem Weg zur Anode bspw. durch Rekombinationsprozesse (vgl. Abschnitt 2.3) gestoppt werden. Die Photonen, welche von diesen Rekombinationsprozessen freigesetzt werden, lösen, wenn sie auf die Kathode treffen, weitere Elektronen aus (siehe Abschnitt 2.3). Auch können durch eintreffende Ionen auf der Kathode ebenfalls Elektronen emittiert werden (*Sekundärelektronenemission*). Wird durch diese Stoß- und Ionisationsprozesse von jedem Elektron ein weiteres

freies Elektron freigesetzt bildet sich eine Elektronenlawine aus (*Lawinenbildung*). Durch die beschriebenen Prozesse können also direkt mehrere Elektronenlawinen hintereinander ablaufen, wodurch ein leitfähiger Kanal entsteht über welchen sich die Elektroden entladen. Dies wird dann als Durchschlag bezeichnet.[Kü09]

Dieser Prozess lässt sich mathematisch durch den Ionisierungskoeffizient (*1. Townsend Koeffizient*) α beschreiben. Wobei der Ionisierungskoeffizient α die Anzahl der ionisierenden Stöße pro Längeneinheit ist.[Kü09]

$$dN = N\alpha dx \quad (2.20)$$

Daraus ergibt sich für die Gesamtzahl der freigesetzten Elektronen nach zurückgelegter Strecke x :

$$N = N_{\text{Beginn}}e^{\alpha x} \quad (2.21)$$

Es zeigt sich, dass der Weg pro ionisierenden Stoß von dem Kehrwert des Ionisierungskoeffizienten α beschrieben wird. Damit die kinetische Energie eines Elektrons ausreicht um ein Atom zu ionisieren muss es eine bestimmte Strecke lang beschleunigen. Da wie in Abschnitt 2.2.3 bereits beschrieben Elektronen zwischen Stößen nur eine bestimmte Strecke, die mittlere freie Weglänge (λ_{me}), zurücklegen können, folgt, dass sie diese Strecke mehrere Male durchlaufen müssen, bevor sie ein Atom ionisieren können. Daraus folgt:

$$\frac{1}{\alpha} = z\lambda_{me} \quad (2.22)$$

z : Anzahl der Durchläufe die ein Elektron benötigt um ein Atom ionisieren zu können

Geht man davon aus, dass die nötige Energie W_i zur Ionisierung eines Atoms von einem Elektron beim ersten Durchlauf der Strecke λ_i erreicht wird, folgt für die freie Weglänge :

$$\lambda_i = \frac{W_i}{eE} \quad (2.23)$$

λ_i : Ionisierungsstrecke
 E : elektrische Feldstärke
 W_i : Ionisierungsernergie

Durch den Oberflächenionisierungskoeffizienten (*2. Townsend Koeffizient*) γ wird die Rückwirkung der Ionen auf die Kathode und die Anzahl an neuen Startelektronen die pro Ion freigesetzt werden beschrieben. Um einen stabilen Entladungskanal, über welchen eine vollständige Entladung ablaufen kann zu gewährleisten muss für die Zündbedingung gelten:

$$\gamma(e^{\alpha x} - 1) \geq 1 \quad (2.24)$$

Daraus folgt, dass für eine stabile Entladung pro Startelektron mindestens ein neues Elektron für eine weitere Lawine gebildet werden und das Auftreffen der Ionen an der Kathode weitere Startelektronen freisetzen muss. [Kü09]

2.6.1. Paschengesetz

Durch die in Abschnitt 2.6 beschriebene Zündbedingung (2.24) kann man die benötigte Zündspannung U_d bei einem Abstand d der Elektroden herleiten.

Dies ist das sogenannte Paschengesetz. Es beschreibt die Durchschlagspannung einer planaren Elektrodengeometrie in Abhängigkeit des Produktes aus Gasdruck p zwischen den Elektroden und der Entfernung d der Elektroden.

$$U_d = \frac{B * pd}{\ln\left(\frac{A * pd}{\ln 1 + \frac{1}{\gamma}}\right)} \quad (2.25)$$

A & B sind gasspezifische Konstanten deren Werte in verschiedenen Tabellen einsehbar sind (siehe bspw. [Kü09]).

Mit Gleichung 2.25 können für verschieden Gase die jeweiligen Zündspannung in Abhängigkeit des Abstands der Elektroden und des Druckes graphisch aufgetragen werden. Für verschiedene Gase sind in Abbildung 2.3 exemplarisch die Paschenkurven angegeben.

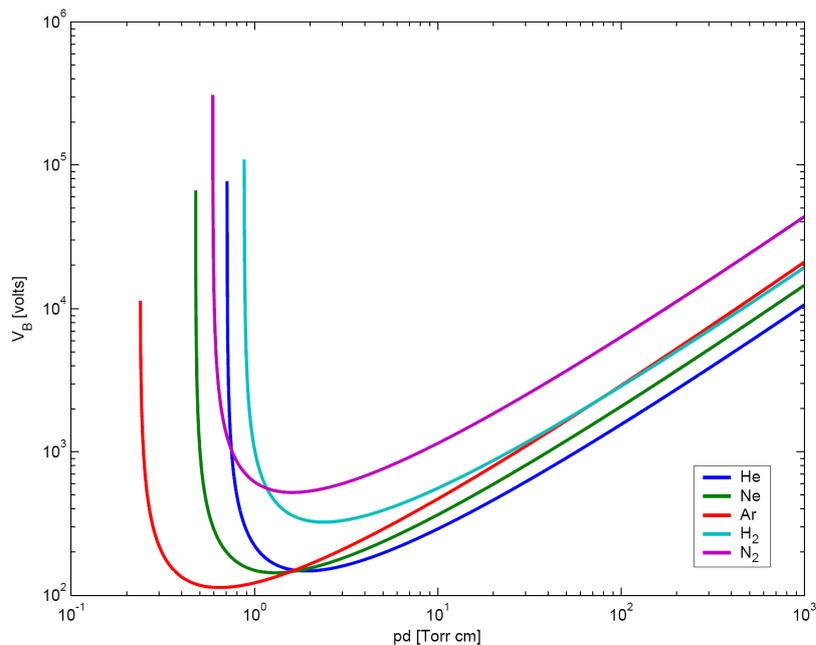


Abbildung 2.3.: Paschen-Kurven verschiedener Gase [Wik20]

Wie in Abbildung 2.3 zu erkennen ist steigt die für einen Durchbruch benötigte Spannung U_d nach Durchschreiten des Minimums exponentiell an wenn das Produkt aus Druck p und dem Abstand der Elektroden d abnimmt. Während rechts von diesem Minimum die Zündspannung in Abhängigkeit von pd linear ansteigt. Daher hat laut Paschengesetz, wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist, jede Durchbruchspannung, abgesehen von der minimalen Durchbruchspannung, immer zwei korrespondierende Druck-Abstands Werte. Daraus folgt, dass bei konstantem Druck für eine gegebene Durchbruchspannung U_d sowohl ein Durchbruch über den kürzesten als auch längsten Weg möglich ist. [Kü09]

2.7. Entladungsformen

Sobald die beschleunigten Elektronen innerhalb eines Gases genug kinetische Energie aufgebaut haben, um die neutralen Gasmoleküle zu ionisieren, können bei einem genügend starken elektrischen Feld mehrere Elektronenlawinen ausgelöst werden und es kommt zu einer Entladung (siehe Abschnitt 2.6). Nun muss zwischen zwei Formen der Entladung unterschieden werden. [vK14]

- **unselbstständige Entladung:** Bei einer unselbstständigen Entladung erzeugen die Elektronen beim Durchlaufen des gasgefüllten Volumens keine Elektronenlawine. Da dadurch die Zündbedingung 2.24 nicht erfüllt ist, ist diese Entladungsform auf extern eingebrachte Ladungsträger angewiesen um aufrecht erhalten zu werden.
- **selbstständige Entladung:** Bei einer selbstständigen Entladung können die Elektronen genug kinetische Energie aufnehmen um die neutralen Gasbestandteile zu ionisieren, durch die wiederum beim Aufprallen auf der Kathode ein Startelektron für eine weitere Elektronenlawine ausgelöst werden kann. Dadurch ist die Zündbedingung gegeben und die Entladung kann sich selbst aufrecht erhalten. Die Stromstärke einer selbstständigen Entladung ist daher deutlich größer, als die der unselbstständigen.

Abbildung 2.4 zeigt die Entladungskennlinie eines Gases wobei die Gerade bei 10^{-12} A den Übergang der unselbstständigen in die selbstständige Entladung markiert.

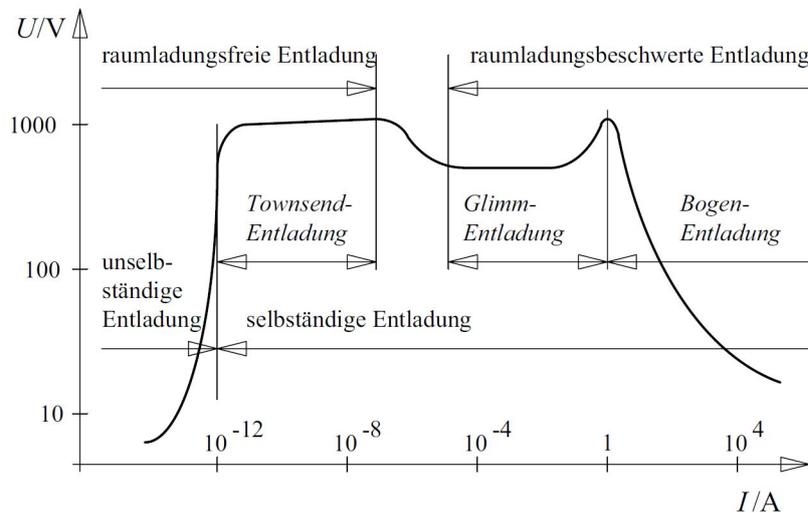


Abbildung 2.4.: Gasentladungskennlinie [Kü09]

Des Weiteren kann man in der Abbildung 2.4 die Bereiche erkennen in denen die unterschiedlichen Entladungsformen dominieren. Die Zündspannung eines Gases ist im Bereich der Townsend-Entladung erreicht. Dabei ist anzumerken, dass die Raumladungen die durch die Entladungen gebildet werden keinen nennenswerten Einfluss auf das E-Feld zwischen den

Elektroden haben. [Kü09]

Die in dem Bereich, der in Abbildung 2.4 als raumladungsbeschwerte Entladung bezeichnet wird, erzeugten Ladungsträger haben dort einen zunehmenden Einfluss auf die Geometrie des elektrischen Feldes innerhalb des Gasvolumens. In diesem Bereich, können innerhalb einer Gasstrecke **Glimm-** und **Bogenentladungen**, auftreten.

2.7.1. Glimmentladung

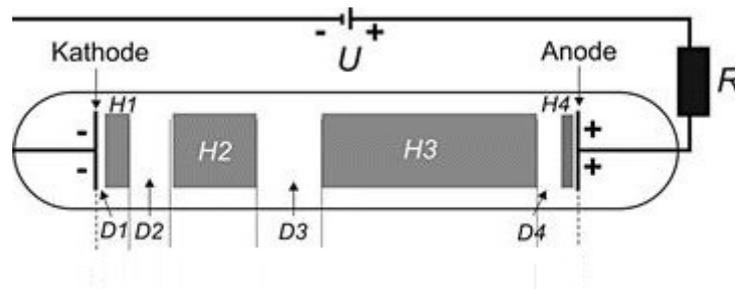


Abbildung 2.5.: Darstellung der Raumentladungszonen einer Glimmentladung.

Dabei steht D1 für den astonschen Dunkelraum oder auch Kathodensaum, D2 für den hittorfschen Dunkelraum oder auch Kathodendunkelraum, D3 für den Faradayschen Dunkelraum, H1 für die Kathodenglimmhaut bzw. den Kathodenraum, H2 für das negative Glimmlicht, H3 für die positive Säule und H4 für das Anoden Glimmlicht [Str18]

Durch den Anstieg der Stromstärke, verursacht durch die Häufung der Ionisationsprozesse innerhalb des Gasvolumens, werden die Rekombinationsvorgänge innerhalb des Plasmas für das bloße Auge sichtbar.

Daraus ergibt sich die charakteristische Leuchterscheinung einer Glimmentladung, welche in guter Näherung den Raumladungszonen im Gasvolumen folgt. Eine beispielhafte Abbildung der einzelnen Zonen ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

Die Hell und Dunkelräume, welche hier dargestellt sind, werden dabei durch Beschleunigungs- und Abbremsmechanismen innerhalb des Gases verursacht. [Str18]

2.7.2. Bogenentladung

Im Gegensatz zur Glimmentladung bildet sich der leitfähige Kanal durch einen Durchbruch einer Gasstrecke, welcher durch Stoß- und Photoionisationsprozesse (siehe Abschnitt 2.3) zunächst als Funken erkennbar wird. Durch die hohe Stromstärke im Vergleich zur Glimmentladung erhitzen sich die Elektroden, wodurch eine Glühemission an der Kathode stattfinden kann. Dabei ist die Stromdichte innerhalb des leitfähigen Kanals so hoch, dass es dort zur Thermoionisation kommen kann. Aufgrund der Thermoionisation stehen sehr schnell viele freie Ladungsträger zur Verfügung, welche die Atome des Gasvolumens ionisieren können. Dies hat ein starkes Lichtphänomen zur Folge, welches auch als Lichtbogen bezeichnet wird.

Aufgrund des gut leitfähigen Lichtbogens verschiebt sich das Anodenpotential in Richtung Kathode, wodurch es lokal zu hohen elektrischen Feldstärken an der Kathodenspitze kommt. Ein zusätzlicher Effekt der zur Spannungsabnahme beiträgt, allerdings in erheblich geringem Maße, ist der sogenannte Anodenfall, welcher durch das Ansammeln von negativ geladenen Ionen an der Anode verursacht wird. Der Spannungsabfall innerhalb des Lichtbogens ist dabei bei kurzen Strecken vernachlässigbar, da er linear von der Länge des Lichtbogens abhängt.

Die Eigenschaften des Lichtbogens werden erheblich durch die Außenbedingungen, vor allem dem vorherrschendem Gasdruck, beeinflusst. So nimmt die Querschnittsfläche des Lichtbogens mit steigendem Druck ab. Dies geschieht, da bei konstantem Gasvolumen und steigendem Druck die Dichte der Teilchen, die zum Ladungstransport beitragen können, zunimmt, wodurch auch die Stromdichte zunimmt. Durch die erhöhte Dichte steigt auch die benötigte Spannung, womit sich auch die Verlustleistung erhöht.

Da die Bogensäule eines Lichtbogens (siehe Abbildung 2.6) ein Plasma ist, ist ein Lichtbogen magnetischen Wechselwirkungen unterworfen (siehe Abschnitt 2.8). Dabei wirkt das von dem Lichtbogen selbst erzeugte Magnetfeld der Auftriebskraft, die der Lichtbogen im kühlerem Umgebungsgas erfährt, entgegen und hält diesen relativ stabil im Raum. [Kü09] Aufgrund der hohen Menge an sich bewegenden Teilchen innerhalb des Lichtbogens, welche mit den Elektroden stoßen, stellt sich ein Verlust an Material an der Kathode und der Anode ein. Der Materieverlust an der Kathode rührt dabei von dem Auftreffen der Ionen auf der Kathode. Da die im Gasvolumen vorhandenen Ionen nicht reichen würden, um den hohen Strom zu leiten, ist es für die Aufrechterhaltung des Lichtbogens notwendig, dass aus der Kathode Elektronen freigesetzt werden können.

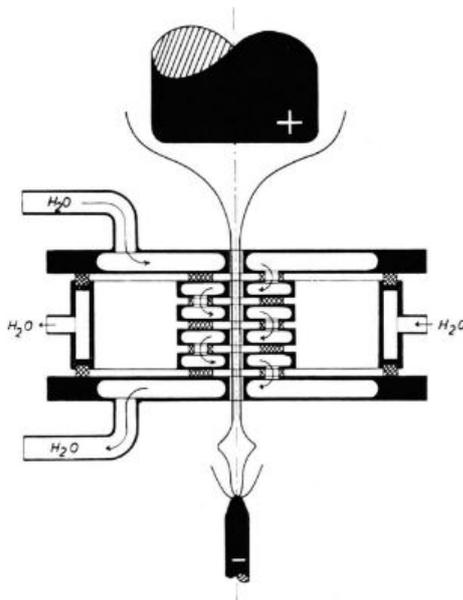


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung einer Bogenentladung innerhalb eines Plasma Windows. [Mae56]

2.8. Plasma im externen Magnetfeld

Im Folgenden wird auf das Verhalten der geladenen Bestandteile eines Plasmas innerhalb eines homogenen Magnetfelds eingegangen.

2.8.1. Lorentzkraft

Wenn sich ein elektrisch geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit \vec{v} durch ein externes Magnetfeld bewegt, wirkt auf dieses Teilchen eine elektromagnetische Gesamtkraft. Diese wird auch als Lorentzkraft bezeichnet.

$$\vec{F}_L(\vec{x}, t) = \left(\underbrace{\vec{F}_E}_{q\vec{E}(\vec{x}, t)} + \underbrace{\vec{F}_B}_{q(\vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{x}, t))} \right) \quad (2.26)$$

Dabei beschreibt \vec{F}_E die Wirkung des \vec{E} -Feldes auf das Teilchen, welche man auch durch $q\vec{E}(\vec{x}, t)$ ausdrücken kann. Der Term \vec{F}_B beschreibt die Wirkung eines externen \vec{B} -Feldes auf das geladene Teilchen. [Jac09]

Zur Vereinfachung wird angenommen, dass \vec{F}_E dabei parallel zu \vec{v} verläuft. Dadurch verrichtet das elektrische Feld Arbeit am Teilchen, wodurch sich der Betrag der Geschwindigkeit des Teilchens ändert. Da sich \vec{F}_B durch das Kreuzprodukt

$$\vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{x}, t)$$

beschreiben lässt, erkennt man, dass \vec{F}_B senkrecht auf dem Geschwindigkeits- und Magnetfeldvektor steht. Daher verrichtet das \vec{B} -Feld keine Arbeit am Teilchen sondern ändert dessen Bewegungsrichtung auf einer Kreisbahn.

Gyrationsfrequenz

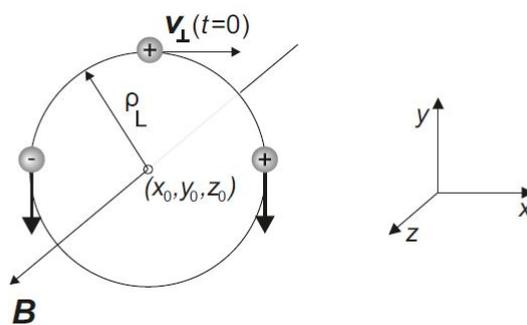


Abbildung 2.7.: Darstellung der Gyrationsbewegung, wobei ρ_L für den Gyrationsradius, B für die Magnetische Flussdichte und v_\perp für die senkrechte Geschwindigkeitskomponente, des Teilchens, steht. [Str18]

Die Änderung der Bewegungsrichtung manifestiert sich bei beschleunigten Teilchen in einer Spiralbewegung entlang der Beschleunigungsachse.

Die Frequenz, mit der sich das Teilchen auf der Kreis- bzw. Spiralbahn bewegt wird auch als Gyrationfrequenz ω_G bezeichnet und setzt sich wie folgt zusammen: [Str18]

$$\omega_G = \frac{qB}{m} \quad (2.27)$$

B : Betrag der magnetische Flussdichte
 m : Teilchenmasse
 q : Ladung

Lamor-Radius

Durch die Anfangsbedingung ($v(t = 0) = v_{\perp} \vec{e}_x$, mit dem Einheitsvektor \vec{e}_x in x-Richtung (siehe Abbildung 2.7) und unter Verwendung der Komponentenschreibweise der x- und y-Anteile der Gleichung 2.26:

$$\dot{v}_x = \frac{qB}{m} v_y + \frac{F_x}{m} \quad (2.28)$$

$$\dot{v}_y = \frac{qB}{m} v_x + \frac{F_y}{m} \quad (2.29)$$

erhalten wir folgende Gleichungen, zur Berechnung der Teilchenbahnen.

$$v_x = +v_{\perp} \cos(\omega_G t) \quad (2.30)$$

$$v_y = -v_{\perp} \sin(\omega_G t) \quad (2.31)$$

Das Integral dieser Geschwindigkeiten liefert die Ortskurven des Teilchens im Magnetfeld. Setzt man die Anfangsbedingungen in diese Kurven ein und berechnet den Radius der Kreisbahn, so ergibt sich für den Bahnradius der sogenannte Lamor oder auch Gyrationradius ρ_L :

$$\rho_L = \left| \frac{v_{\perp}}{\omega_G} \right| = \left| \frac{mv_{\perp}}{qB} \right| \quad (2.32)$$

Des Weiteren lässt sich durch einsetzen einer Probeladung in die Geschwindigkeitsgleichung 2.31, unter Verwendung des Zusammenhangs $\omega_G = \frac{qB}{m}$, die Drehrichtung der Teilchenbahn bestimmen. Da für ein positiv geladenes Teilchen die Geschwindigkeitskomponente v_y negativ wird, während sie für ein Teilchen mit negativer Ladung positiv wird folgt, dass wenn man den Feldlinien entgegen schaut sich die Elektronen gegen und die Ionen im Uhrzeigersinn drehen (siehe Abbildung 2.8). [Str18]

Da der Energieerhalt eines Plasmas in der Regel durch die Temperatur charakterisiert wird ist es von Vorteil die Geschwindigkeitskomponente v_{\perp} durch die mittlere Geschwindigkeit

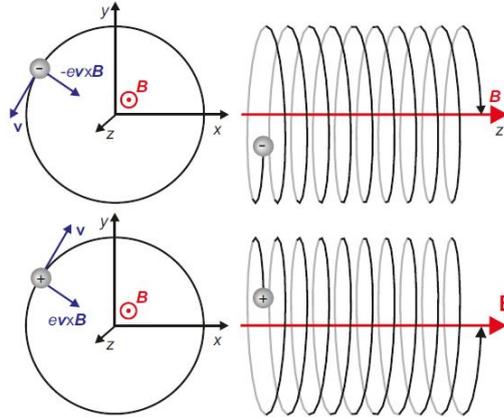


Abbildung 2.8.: Darstellung einer Überlagerung der Gyrationbewegung eines Elektrons (oben) bzw. eines Ions (unten) und einer Bewegung entlang des elektrischen Feldes (z-Achse) [Str18]

der Plasmabestandteile bei einer Temperatur T zu ersetzen. Durch einsetzen des Zusammenhangs $\sqrt{2\frac{T}{m}} = v_{\perp}$ in Gleichung 2.32 erhalten wir:

$$\rho_L = \frac{\sqrt{2mT}}{|q|B} \quad (2.33)$$

2.8.2. Helmholtzspulen

Zum Erzeugen des externen Magnetfeldes wurde für diese Arbeit eine Helmholtzspule verwendet. Unter einer Helmholtzspule versteht man eine Kombination aus zwei Spulen mit gleicher Windungszahl, welche in gleicher Stromflussrichtung betrieben werden. Dabei ist die Helmholtz-Spule der Spezialfall bei dem im Zentrum des Spulenpaares ein homogenes Magnetfeld auftritt.[Boc29]

Zurückführen lässt sich dieser Zusammenhang darauf, dass die magnetische Flussdichte des Helmholtzspulen-Paares die Summe der magnetischen Flussdichten der einzelnen Spulen ist, welche sich durch das Biot-Savart-Gesetz berechnen lassen. [Dem17]

$$\vec{B}_{Spule}(z) = \frac{\mu_0 N_W I}{2} \frac{R_S^2}{(R_S^2 + (z - z_0)^2)^{\frac{3}{2}}} \vec{e}_z \quad (2.34)$$

- μ_0 : magnetische Flussdichte
- \vec{e}_z : Einheitsvektor in Z-Richtung
- N_W : Anzahl der Spulenwindungen
- R_S : Spulenradius

Daraus ergibt sich, bei gleicher Stromflussrichtung und -stärke, für den Fall identischer Win-

dungszahl und einem Abstand $d = R_S$: [HU95, S.10]

$$\left. \frac{d^2}{dz^2} \vec{B}(z) \right|_{z_0} = 0 \quad (2.35)$$

Was die Homogenität des Magnetfeldes an der Stelle z_0 zwischen den beiden einzelnen Spulen beweist. [Max73]

2.9. Grundlagen der Spektroskopie

Um Rückschlüsse auf die Plasmaparameter (siehe Kapitel 2.2) ziehen zu können nutzt die Emissionsspektroskopie den typischen Strahlungsausstritt des Plasmas. Da, bei dieser Messtechnik die emittierte Strahlung von außen detektiert wird, handelt es sich bei der Emissionsspektroskopie um eine nichtinvasive Technik. Das bedeutet: Das Plasma wird nicht beeinflusst und die Messergebnisse, durch die Messung, nicht verfälscht.

Das Emissionsspektrum eines Plasmas besteht aus der Überlagerung der verschiedenen Emissionslinien, welche durch die Ionisations- und Anregungsprozesse (siehe Abschnitt 2.3) als Photonen emittiert werden. Dabei ist der Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung einerseits abhängig von der kinetischen Energie der Elektronen und andererseits von deren mittleren freien Weglänge. Da die kinetische Energie der emittierten Elektronen und deren mittlere freie Weglänge von der Temperatur und der Dichte des Plasmas abhängen (siehe Abschnitt 2.2.3), lassen sich dadurch Rückschlüsse auf eben diese Plasmaparameter ziehen. [Kun09]

2.9.1. Kontinuierliches Spektrum

Der kontinuierliche Anteil des Spektrums entsteht durch freie Elektronen, welche Rekombinations- bzw. Bremsstrahlung emittieren. Dabei ist der kontinuierliche Anteil des Spektrums bei hoher Dichte und Temperatur stärker ausgeprägt als bei niedriger.

Bremsstrahlung

Wird ein geladenes Teilchen beschleunigt oder abgebremst wird dabei die sogenannte Bremsstrahlung emittiert. Es handelt sich um einen elastischen Stoß, durch welchen keine Differenz der inneren Energie durch Anregung oder Ionisation entsteht. Da das Elektron, bei dem "Stoß", nicht mit dem Ion direkt wechselwirken muss, sondern auch Bremsstrahlung emittieren kann, wenn es mit dem Coulombpotential des Ion wechselwirkt, wird auch der Ausdruck frei-freier-Übergang verwendet.

Während dieses Prozesses findet eine Umwandlung der kinetischen in Strahlungsenergie statt. Dabei verhält sich die Strahlungsleistung proportional zum Quadrat der Geschwindigkeitsänderung des Teilchens, woraus sich ein kontinuierliches Bremsstrahlungsspektrum ergibt.[Fu2] Da die Photonenenergie, der von der Bremsstrahlung emittierten Photonen, von deren Temperatur abhängig ist, ist durch sie eine Temperaturbestimmung möglich.

Rekombinationsstrahlung

Neben der Bremsstrahlung tragen, zu einem kontinuierlichen Spektrum, auch die durch Rekombinationsprozesse freiwerdende elektromagnetische Strahlung, auch Rekombinationsstrahlung oder frei-gebundene-Übergänge genannt, bei. Die Rekombinationsstrahlung entspricht dabei der beim Übergang eines eingefangenen Elektrons in einen niedrigeren Zustand, frei werdenden Bindungsenergie.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Ion ein Elektron einfängt ist dann am höchsten, wenn die Geschwindigkeit des freien Elektrons in etwa der Geschwindigkeit der gebundenen Elektronen entspricht. Da dies hauptsächlich für langsame, also kalte, Elektronen zutrifft, finden die meisten Rekombinationsprozesse im eher kalten und optisch dünnen Randgebiet eines Plasmas statt.

Da jedes Ion mehrere Orbitale, mit jeweils eigener Bindungsenergie, also auch Elektronengeschwindigkeit, besitzt und Elektronen die eine höhere Energie, beim Einfangen, besitzen als die Bindungsenergie, diese Energiedifferenz mit abstrahlen, entsteht ein kontinuierliches Spektrum. Die Intensität dieses Spektrums nimmt mit zunehmender Photonen-Energie an Intensität ab.

Bei Temperaturen von wenigen keV sind die charakteristischen Eigenschaften des Rekombinationsspektrums auch bei Überlagerung mit dem Bremsstrahlungsspektrum gut zu erkennen und lassen sich daher zur Bestimmung der Temperatur gut verwenden. [Fu2]

2.9.2. Diskretes Spektrum

Durch das Einfangen eines Elektrons auf ein angeregtes Niveau bzw. dadurch das sich ein Elektron durch einen Anregungsprozess auf einem angeregten Niveau befindet kann es durch spontane Emission elektromagnetischer Strahlung auf ein Niveau geringerer Bindungsenergie wechseln (siehe Abschnitt 2.3).

Da bei der Abregung die jeweilige Energiedifferenz emittiert wird und die Abregung auch in Kaskaden erfolgen kann, können eine Vielzahl diskreter und für das Element spezifischer Frequenzen im Spektrum gefunden werden. Diesen diskreten Linien können, da die abgestrahlten Frequenzen in direktem Zusammenhang mit der Konfiguration des jeweiligen Teilchens stehen, viele Informationen entnommen werden.

Da die Boltzmann-Verteilung (Gleichung 2.10) von der Dichte des Plasmas unabhängig ist, kann sie zur Bestimmung der Temperatur verwendet werden. Dazu wird der Logarithmus des Verhältnisses aus der Intensität zweier Linien von benachbarten Anregungszuständen gegen die Anregungsenergie aufgetragen. Die inverse Steigung des so erhaltenen Plots, auch Boltzmannplot genannt, entspricht dann der Elektronentemperatur. [Gri97]

Aus der so ermittelten Elektronentemperatur des Plasmas, lässt sich über die Saha-Gleichung (Gleichung 2.11) die Plasmadichte bestimmen. Da die angegebenen Formeln nur im TE bzw. LTE (siehe Abschnitt 2.4 und 2.5) gültig sind, kann diese Beziehung nur verwendet werden wenn der Gleichgewichtszustand des Plasmas bekannt ist.

Des Weiteren gibt es die Möglichkeit die Dichte bzw. die Temperatur eines Plasmas über die Vermessung der Doppler- oder Druckverbreiterung der Halbwertsbreite einer Linie zu bestimmen. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass der Gleichgewichtszustand des

Plasmas nicht genau bekannt sein muss. Allerdings muss auch bei dieser Methode die Geschwindigkeitsverteilung (siehe Abschnitt 2.4.3) einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgen. Auch ist es notwendig die Beiträge aller Verbreiterungsmechanismen, welche zur Verbreiterung der Halbwertsbreite, der zur Analyse verwendeten Spektrallinie, beigetragen haben könnten, zu bestimmen.[Kun09]

Da in dieser Arbeit, diese Methode zur Bestimmung der Elektronentemperatur angewandt wird, wird in den folgenden Abschnitten genauer auf die möglichen Verbreiterungsmechanismen und ihre Beiträge eingegangen.

Grundbegriffe der Spektrallinien

Anhand Abb 2.9 sollen hier zunächst die Grundbegriffe, die bei der Beschreibung eine Spektrallinie Verwendung finden, erläutert werden.

Bei dem Übergang eines Elektrons von einem angeregten Niveau zu einem weniger energetischem Niveau, auch gebunden-gebundener-Übergang genannt, wird nur in erster Näherung genau die Energiedifferenz als elektrische Strahlung einer spezifischen Frequenz abgegeben. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, dass die emittierte Strahlung eine Verteilung um die zu erwartende Frequenz ($\omega_{jk} = \frac{E_k - E_j}{h}$), besitzt.

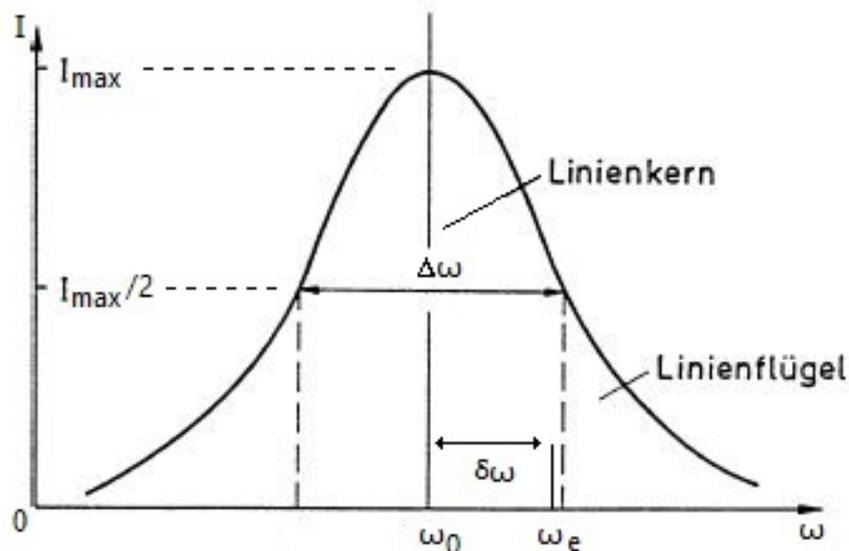


Abbildung 2.9.: Linienprofil und Halbwertsbreite einer Spektrallinie nach [Dem11, S.43]

- $\Delta\omega$: Halbwertsbreite
- $\delta\omega$: Frequenzverschiebung
- ω_0 : gemessene Frequenz
- ω_e : emittierte Frequenz

Mit Halbwertsbreite, bzw. voller Halbwertsbreite bei halben Maximum (eng. Full Width at

Half Maximum: FWHM), wird die Breite der Verteilungsfunktion bei halber Höhe der Maximalintensität bezeichnet. Zur Analyse einer Spektrallinie wird einerseits die Verbreiterung der Halbwertsbreite der Linie, sowie die Verschiebung der gemessenen Frequenz gegenüber der emittierten Frequenz bestimmt.

Natürliche Linienbreite

Die Energiebreite Γ eines emittierten Photons hängt über die Heisenbergsche Unschärfere-lation von der Lebensdauer des angeregten Zustandes des Elektrons τ , welcher das Photon emittiert hat, ab.

$$\Gamma\tau \leq \hbar \quad (2.36)$$

Da der Übergang eines Elektrons aus einem angeregten Zustand in ein weniger energetischen Zustand ein statistischer Prozess ist, ist es nicht genau vorhersagbar zu welchem Zeitpunkt ein Photon emittiert werden wird, wodurch das genaue bestimmen der Lebensdauer eines Anregungszustandes τ nicht möglich ist. Allerdings lässt sich, durch Zuhilfenahme des Einsteinkoeffizienten A_{jk} , die Wahrscheinlichkeit eines Überganges eines Elektrons von einem Niveau j auf ein anderes Niveau k bestimmen. Dadurch ist man in der Lage, indem man über alle möglichen Übergänge summiert, die mittlere Lebensdauer τ_k eines angeregten Zustandes k zu bestimmen. (siehe Gleichung 2.37)

$$\tau_k = \frac{1}{\sum_j A_{jk}} = \frac{1}{A_k} \quad (2.37)$$

Da sich Wahrscheinlichkeiten durch Verteilungsfunktionen annähern lassen können daher auch die Spektrallinien durch eine Verteilungsfunktion angenähert werden.

Um die Verteilungsfunktion der Frequenzen der Photonen, welche ein Elektron emittiert, herauszufinden, wird das Elektron als gedämpfter harmonischer Oszillator betrachtet. Dabei liefert das Potential des Atoms, in dem das Elektron gebunden ist, die Rückstellkraft. Für die genaue quantenmechanische Behandlung siehe [HS08, S.157 ff].

Aus der quantenmechanischen Betrachtung ergibt sich, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom die Frequenz ω aus dem angeregten Zustand k abstrahlt einer Lorentzverteilung, welche in Gl. 2.38 beschrieben ist, folgt.

$$\frac{I(\omega)}{I(\omega_e)} = g_L(\omega) = \frac{2\left(\frac{\Delta\omega_{nat}}{2}\right)^2}{\pi\Delta\omega_{nat}\left(\frac{\Delta\omega_{nat}}{2}\right)^2 + (\omega - \omega_e)^2} \quad (2.38)$$

$\Delta\omega_{nat}$ stellt in dieser Gleichung die voller Halbwertsbreite der Frequenz, welche sich aufgrund des Zusammenhanges $E = \hbar\omega$ nur um den Faktor \hbar von der Energiebreite Γ unterscheidet.

Für die Lorentzverteilung gilt:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g_L(\omega)d\omega = 1 \quad (2.39)$$

Des Weiteren befindet sich das Maximum der Verteilung beim Erwartungswert der Frequenz ($\omega_e = \omega$). [HS08]

Dopplerverbreiterung

Die einzelnen Plasmabestandteile besitzen unterschiedliche Geschwindigkeiten, welche sich, im thermischen Gleichgewicht, durch bestimmte Verteilungsfunktionen beschreiben lassen (siehe Abschnitt 2.4.3).

Im folgenden wird die nichtrelativistische Betrachtung herangezogen. Diese liefert eine Verschiebung der Emissionsfrequenz, hervorgerufen durch die Bewegung eines Photonen emittierenden Teilchens, für einen ruhenden Beobachter. Diese Verschiebung lässt sich durch den Zusammenhang

$$\delta\omega = \vec{k}_0 * \vec{v} \quad (2.40)$$

\vec{k}_0 : Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle
 \vec{v} : Geschwindigkeitsvektor des Teilchens

berechnen. [Dem11, S.47 ff]

Die Frequenzverschiebung ist dabei hauptsächlich von der Komponente in Beobachtungsrichtung, welche durch das Skalarprodukt berücksichtigt wird, abhängig. Während das Vorzeichen der Geschwindigkeit angibt ob sich die beobachtete Frequenz ω_0 , im Bezug zur emittierten Frequenz ω_e , für einen ruhenden Beobachter, vergrößert oder verkleinert.

Daraus folgt, für die Beobachtungsrichtung:

$$\delta\omega = \vec{k}_0 * \vec{v} = \omega \frac{v_B}{c} \quad (2.41)$$

Woraus sich, unter Berücksichtigung das $\omega_e = \omega \pm \delta\omega$ ist, für die Beobachtungsrichtungskomponente der Geschwindigkeit v_B der Zusammenhang

$$v_B = \frac{\omega_e \mp \omega_0}{\omega_0} c \quad (2.42)$$

ergibt.

Da es bei der Dopplerverbreiterung nur auf die Bewegung des emittierenden Teilchens in Bezug auf die Beobachtungsrichtung ankommt, kann man hier, für die Geschwindigkeitsverteilung die eindimensionale Maxwell-Verteilung verwenden. Diese Verteilung folgt, da sie symmetrisch ist, im Gegensatz zur Verteilung der Geschwindigkeitsbeiträge, wiederum einer Gaußverteilung.

Das Intensitätsmaximum der Gaußverteilung eines emittierenden Teilchens, würde dann, bei einem sich nicht bewegenden Teilchens, bei der emittierten Wellenlänge liegen ($\omega_e = \omega_0$). Durch die Verschiebung dieses Maximums lässt sich dadurch die Geschwindigkeitskomponente in Beobachtungsrichtung bestimmen (Gl. 2.42).

Des Weiteren fällt die Intensität der Gaußverteilung im Bereich der Linienflügel erheblich schneller ab als die Intensität der Lorentzverteilung. Aufgrund der unterschiedlichen Profilverläufe ist es, trotz der Überlagerung der Lorentz- und Gaußverteilung möglich Informationen über beide Verteilungen zu erhalten. Voraussetzung dafür ist allerdings, dass keiner der

beiden Verteilungen zu stark dominiert. Des Weiteren ist darauf zu achten, dass die Dopplerverbreiterung sich bei hohen Temperaturen und leichten Teilchen am stärksten auswirkt, linear mit der Frequenz ω_e ansteigt und im sichtbaren Spektrum etwa zwei Größenordnungen über der natürlichen Linienbreite liegt.[Dem11]

Durch die verschiedenen verschobenen Lorentzverteilungen der emittierenden Teilchen eines Plasmas, kann, für ein Plasma, die Gaußverteilung als Überlagerung der Lorentzverteilungen gebildet werden. Berücksichtigt man diesen Zusammenhang ergibt sich aus der Überlagerung von Lorentzverteilungen und der Gaußverteilung für die Dopplerverbreiterung ein Voigtprofil (siehe Abbildung 2.10). [Dem11]

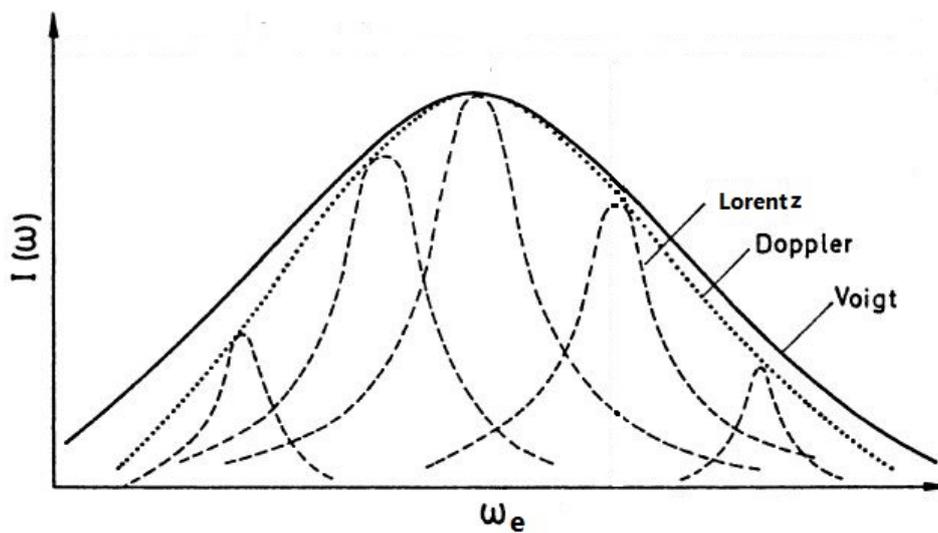


Abbildung 2.10.: Voigtprofil der Dopplerverbreiterung nach [Dem11, S.50]

Stoßverbreiterung

Neben der natürlichen Linienbreite und der Dopplerverbreiterung existieren noch weitere linienverbreiternde Effekte, welche sich auf die Wechselwirkung der Potentiale miteinander stoßender geladener Teilchen des Plasmas zurückführen lassen. Da die Anzahl an Stößen, der Teilchen untereinander, mit steigendem Druck zunimmt, steigt auch der Anteil der Stoßverbreiterung an der gemessenen Linienbreite.

Aufgrund der Abstandsabhängigkeit des Wechselwirkungspotentials verschiedener Teilchen, verschieben sich die Energieniveaus wenn Atome miteinander stoßen. Dabei ist der Betrag der Verschiebung davon abhängig ob es sich bei der Wechselwirkung um einen elastischen oder inelastischen Stoß handelt und welches Energieniveau man betrachtet.

Findet die Emission eines Photons während eines elastischen Stoßes statt, ist die Frequenz

des emittierten Photons genau um den Wert, im Bezug zur emittierten Frequenz ω_e verschoben, um den das Energieniveau verschoben wurde. Da sich für die Abstände der Atome innerhalb eines Gases bzw. eines Plasmas eine statistische Verteilung um einen mittleren Abstand ergibt, ist man in der Lage für die Verschiebung der Frequenzen ebenfalls eine Verteilung um einen Mittelwert der Verschiebung $\langle \delta\omega_S \rangle$ zu erstellen. Für die Verteilung um die emittierte Frequenz ergibt sich dann folgender Zusammenhang.

$$\omega_0 = \omega_e + \langle \delta\omega_S \rangle \quad (2.43)$$

Da durch inelastische Stöße die effektive Lebensdauer der Energieniveaus, aus denen die Photonen emittiert werden, abnimmt, entsteht durch die inelastischen Stöße eine zusätzliche Verbreiterung.

Verwendet man zur Beschreibung der Stoßverbreiterung das Modell des gedämpften harmonischen Oszillators und bindet man dabei die inelastischen Stöße als zusätzliche Dämpfung der Amplitude und die elastischen Stöße als Phasenverschiebung ein, erhält man für die Intensität der verschiedenen Frequenzen wiederum eine Lorentzverteilung. [Dem11]

Starkeffekt

Ab einer gewissen Anzahl an Stoßpartner kann der sogenannte Starkeffekt den stärksten Einfluss auf die Verbreiterung einer Spektrallinie haben. Diese Anzahl ist bei Plasmen ab einer Elektronendichte von $n_e \geq 10^{20} \text{cm}^{-3}$ erreicht, da ab dieser Elektronendichte der Starkeffekt einen stärkeren Beitrag liefert als die Dopplerverbreiterung. ([Fu1, S.21])

Zu beobachten ist der Starkeffekt wenn sich die Ionen und Atome in einem elektrischen Feld, wie beispielsweise dem elektrischen Feld der geladenen Plasmabestandteile, befinden. Durch dieses elektrische Feld werden die Spektrallinien der Atome und Ionen aufgespalten. Die vergleichsweise großen Abstände der aufgespaltenen Spektrallinien zueinander sorgen schlussendlich für die Verbreiterung der Spektrallinien. Da sich die Abstände der aufgespaltenen Spektrallinien untereinander aus der Energiedifferenz der einzelnen aufgespaltenen Komponenten nach Gl. 2.44, antiproportional zur Kernladungszahl verhalten, weisen Wasserstofflinien die stärkste Aufspaltung und Verbreiterung auf.[BSN04]

$$\Delta E = -R \frac{h}{c} \frac{N}{Z_{Kern}} \quad (2.44)$$

Insbesondere ergibt sich daraus für die Starkverbreiterung der H_β -Linie, welche für die Bestimmung der Elektronendichte in dieser Arbeit genutzt wird, der Zusammenhang: [GGCP03, S.1499]

$$FWHM = 4,800 \text{nm} * \left(\frac{n_e}{10^{17} \text{cm}^{-3}} \right)^{0,68116} \quad (2.45)$$

2.9.3. Bestimmung der Elektronentemperatur

Unter Kenntnis der notwendigen Parameter ist es möglich aus dem Verhältnis zweier Spektrallinien durch Umstellen der Gleichung

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\lambda_2 A_1 n_1}{\lambda_1 A_2 n_2} = \frac{2}{\lambda_1} \frac{A_1 g_1}{A_2 g_2} \exp \left[-\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{k_B T_e} \right] \quad (2.46)$$

- ϵ_i : Energie des jeweiligen oberen Zustandes
- g_i : statistisches Gewicht des jeweiligen Zustandes

$k_B T_e$ zu bestimmen. [Kun09, S,187]

Unter der Annahme, dass sich zwei Anregungszustände p und q mit $E_q < E_p$ durch die Anzahl an Wechsel zwischen den Anregungszuständen p und q mit $N_p A_{pq}$ beschreiben lässt folgt für die Intensität der Spektrallinie: [Cor62]

$$I = h \frac{c}{\lambda} N_p A_{pq} \quad (2.47)$$

- λ : Wellenlänge der betrachteten Spektrallinie
- c : Lichtgeschwindigkeit
- N_p : Anzahl der Atome im Zustand p
- A_{pq} : Einsteinkoeffizient für spontane Emission vom Zustand p in den Zustand q

In einem LTE Plasma ist die Anzahl an Atomen im Anregungszustand p proportional zu dem statistischen Gewicht g des Zustandes. Unter Zuhilfenahme des Boltzmannverteilungsfaktors $e^{-\frac{E_p}{k_B T_e}}$ kann die Anzahl der Atome im Anregungszustand p wie folgt berechnet werden:

$$N_p = N_0 \frac{g_p}{g_0} e^{-\frac{E_p}{k_B T_e}} \quad (2.48)$$

N_0 : Anzahl der Atome im Grundzustand

Durch einsetzen von Gleichung 2.48 in Gleichung 2.47 und umstellen erhält man :

$$\frac{I \lambda}{A_{pq} g_p} = hc \frac{N_0}{g_0} e^{-\frac{E_p}{k_B T_e}} \quad (2.49)$$

Im letzten Schritt erhält man durch anwenden des Logarithmus auf Gleichung 2.49 einen linearen Ausdruck, welcher von der Elektronentemperatur T_e abhängig ist.

$$\ln \left(\frac{I \lambda}{A_{pq} g_p} \right) = \ln \left(hc \frac{N_0}{g_0} \right) - \frac{E_p}{k_B T_e} \quad (2.50)$$

Plottet man jetzt $\ln \left(\frac{I \lambda}{A_{pq} g_p} \right)$ für die Intensitäten verschiedener Spektrallinien gegen deren Anregungsenergien, erhält man einen Graphen, dessen Steigung dem Term $-\frac{1}{k_B T_e}$ aus Gleichung 2.50 entspricht. Diesem Zusammenhang folgend, lässt sich so die Elektronentemperatur T_e

durch den negativen Kehrwert der Steigung bestimmen. [Cor62]

Der Term $\ln\left(hc\frac{N_0}{g_0}\right)$ aus Gleichung 2.50, kann dabei vernachlässigt werden, wenn die verwendeten Spektrallinien zum selben Element mit dem selben Anregungs- und Grundzustand gehören, da in diesem Fall der Term als konstant angesehen werden kann.

3. Experimenteller Aufbau

Im Zuge dieser Arbeit werden die Auswirkungen eines externen homogenen Magnetfeldes auf die Elektronendichte und -temperatur eines Lichtbogenplasmas untersucht. Zu diesem Zweck wurde der Aufbau des Plasma Windows aus [Boh19] (siehe Abschnitt 3.1) durch das Anbringen eines Helmholtzspulenpaares (siehe Abbildung 3.1) zwischen, Anode und Kathode modifiziert.

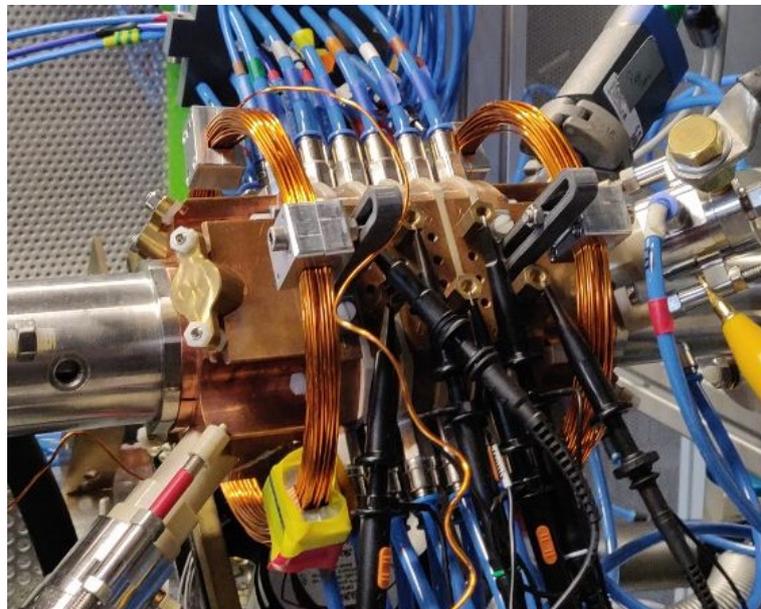


Abbildung 3.1.: Bild des modifizierten Aufbaus

Im Folgenden werden die einzelnen Teile des experimentellen Aufbaues, sowie die Messgeräte, kurz erklärt.

3.1. Plasma Window

Das in dieser Arbeit verwendete Plasma Window entspricht dem in [Her95], sowie [Boh19] entwickelten Aufbau. An dieser Stelle wird nur auf die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften dieses Aufbaus eingegangen. Für weitere Informationen zur Geometrie, Funktionsweise und elektrischen Beschaltung dieses Aufbaus sei auf die genannten Quellen verwiesen.

Bei dem Plasma Window handelt es sich um eine Apparatur, welche zum Trennen zweier Druckbereiche verwendet wird. Diese basiert auf dem Prinzip einer kaskadierten Bogenentladung nach [Mae56] (siehe auch Abschnitt 2.7.2).

Das hier genutzte Plasma Window (siehe Abbildung 3.2) wird in drei Bereiche unterschieden: Die "Hochdruck-" bzw. Kathodenseite, die "Tiefdruck-" bzw. Anodenseite, sowie der Verbindungskanal. Mit Hilfe eines Zündpulses wird zwischen Kathode und Anode ein Lichtbogen generiert. Aufgrund der hohen Temperatur des Lichtbogens verändert sich die Viskosität des Gases innerhalb des Plasma Windows, sodass ein Druckgradient von der Kathoden- zur Anodenseite entsteht. [Her95]

In den Seiten der Kupferplatten sind der Länge nach, senkrecht zum Entladungskanal, mehrere Bohrungen angebracht (siehe Abbildung 3.2). Diese Bohrungen sind mit Glasfaserkabeln besetzt, welche eine spektroskopische Beobachtung der entstehenden Bogenentladung ermöglichen (siehe Abschnitt 3.3).

Sämtliche Komponenten sind aufgrund der hohen thermischen Energie im Lichtbogen zudem mit einer Wasserkühlung verbunden.

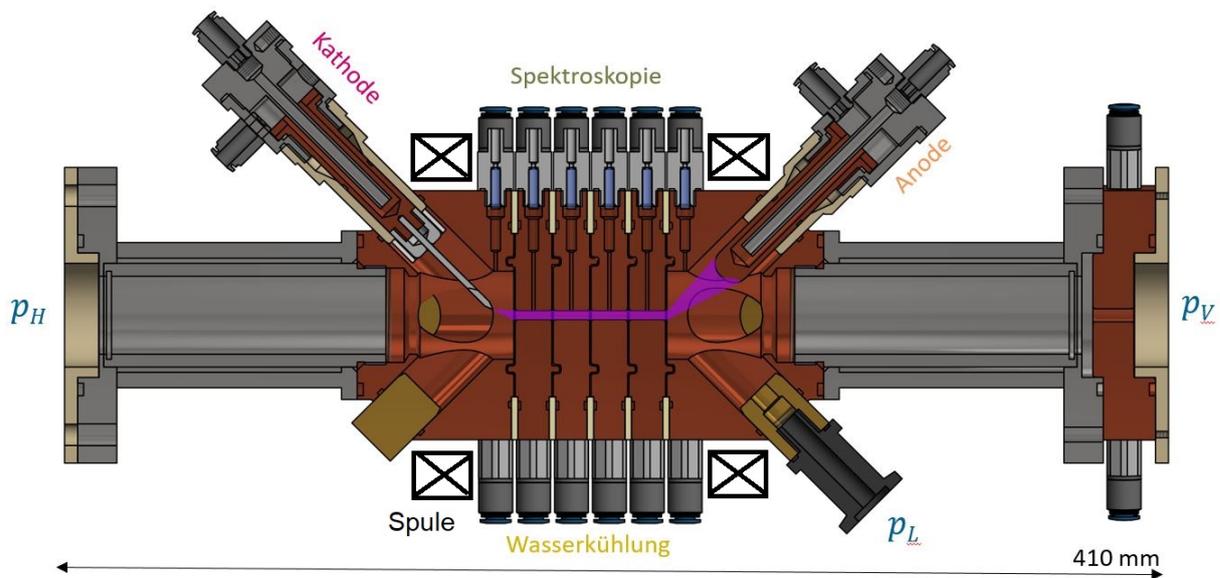


Abbildung 3.2.: Querschnitts Darstellung des hier verwendeten Plasma Windows mit Spulen. (Eigene Darstellung nach [Boh19])

Beidseitig sind an den abschließenden Kupferplatten vier Steckplätze für Kathoden respektive Anoden vorhanden. Für den hier verwendeten Versuch wurden jeweils eine Kathode und Anode verwendet. Bei der Kathode handelt es sich um eine Wolframnadel mit einer 1,5% igen Lanthanoxid Beimischung, während es sich bei der Anode um eine abgerundete Kupferstange handelt.

Zur Überwachung der Druckparameter befinden sich an beiden Enden des Plasma Windows Druckmessköpfe (p_H , p_L und p_V). Während der Messungen werden die Platten-, sowie Kathoden und Anodenpotentiale über Spannungsmessköpfe überwacht. Die Lichtbogenspannung

und der Strom werden vom Hauptnetzteil abgelesen. Für diese Arbeit wurden Kupferplatten mit einem Entladungskanaldurchmesser von 5 mm verwendet.

3.2. Helmholtzspulen-Daten

Für diese Arbeit wurden zwei Spulen mit den folgenden Parametern angefertigt:

Windungen	Durchmesser	Abstand der Spulen	Strom [A]
45	14,5 cm	9,6 cm	10

Tabelle 3.1.: Parameter des Helmholtzspulenpaares

Da die Geometrie des Plasma Window sowie die elektrische Beschaltung und Messdiagnostik den für das Spulenpaar den zur Verfügung stehenden Platz limitieren, wurden die Spulen in einem Abstand von $9,6\text{cm}$ angebracht. Hieraus ergibt sich eine Abweichung von der Bedingung der Helmholtzspulengeometrie (siehe Abschnitt 2.8.2). Auf die Auswirkungen von dieser geometrischen Anordnung wird in Kapitel 4.2 näher eingegangen. Abbildung 3.3 zeigt die elektrische Verschaltung des Spulenpaares.

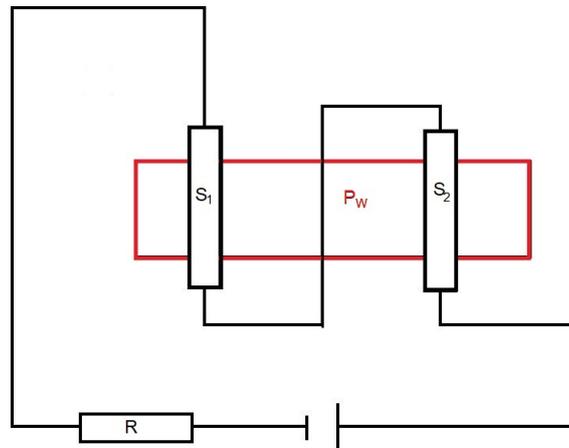


Abbildung 3.3.: Schaltbild der Spule. Dabei ist R der verwendete Vorwiderstand von $1\ \Omega$, S_1 und S_2 die verwendeten Spulen und das mit P_W gekennzeichnete rote Viereck das Plasma Window.

3.3. Spektroskopie

Für die Auswertung der Plasmaparameter wurde das radial vom Lichtbogen emittierte Licht mittels Glasfaserkabel in ein Spektrometer eingekoppelt. Bei dem verwendeten Glasfaserkabel handelt es sich um einen Multimode-Lichtwellenleiter, mit einem Kerndurchmesser von $d = 400\mu\text{m}$, einer Länge von 2m und einer numerischen Apertur von $N_A = 0,22$. Das eine Ende des Lichtwellenleiters wurde dabei an der dritten Platte des Plasma Windows angebracht und mittels eines Verbindungsstückes, welches vor dem Eingangsspalt des Spektrometers angebracht ist, mit dem Spektrometer verbunden. Diese Konfiguration verhindert den Einfall unerwünschten Streu- oder Umgebungslichts in das Spektrometer.

Abbildung 3.5 zeigt das verwendete Spektrometer mit angebrachten Verbindungsstück (rot; 1) und CCD-Detektor (grün; 3).

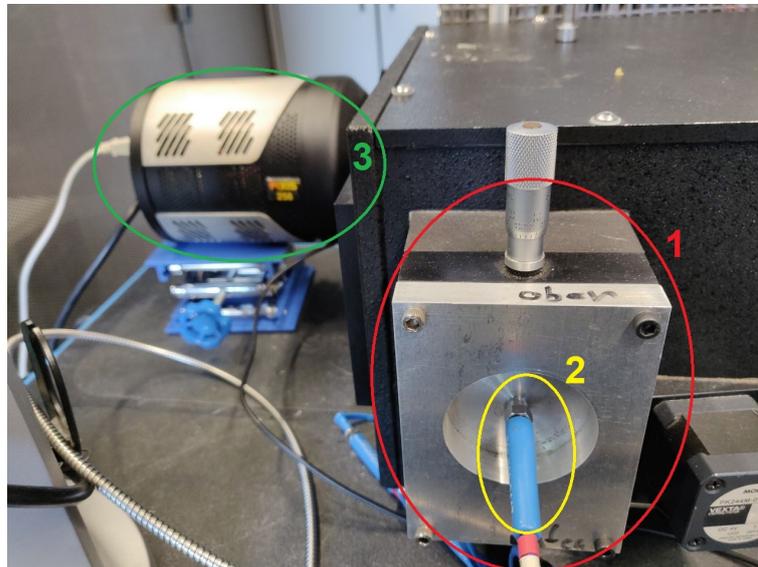


Abbildung 3.4.: Spektrometer mit Verbindungsstück (rot; 1), Glasfaserkabel (gelb; 2) und CCD-Detektor (grün; 3)

Da ein schmaler Spalt notwendig ist um die Kohärenzbedingung für die Entstehung von Interferenzen, auf der die Funktion des eingesetzten Spektrometers beruht, zu gewährleisten (siehe Abschnitt 3.3.2) wurden die Messreihen bei einer Eintrittsspaltbreite von $d = 120\mu\text{m}$ durchgeführt dies entspricht der gleichen Einstellung zur Erfassung der Spektren in [Boh19].

3.3.1. Aufbau Spektrometer

Unter einem Spektrometer versteht man ein Instrument zur Zerlegung von Licht in seine spektralen Bestandteile. Das dispersive Element des Instrumentes kann entweder durch ein Prisma oder ein Gitter realisiert werden.

Zunächst wird die Strahlung auf den Eintrittsspalt projiziert, durch welches es dann in das

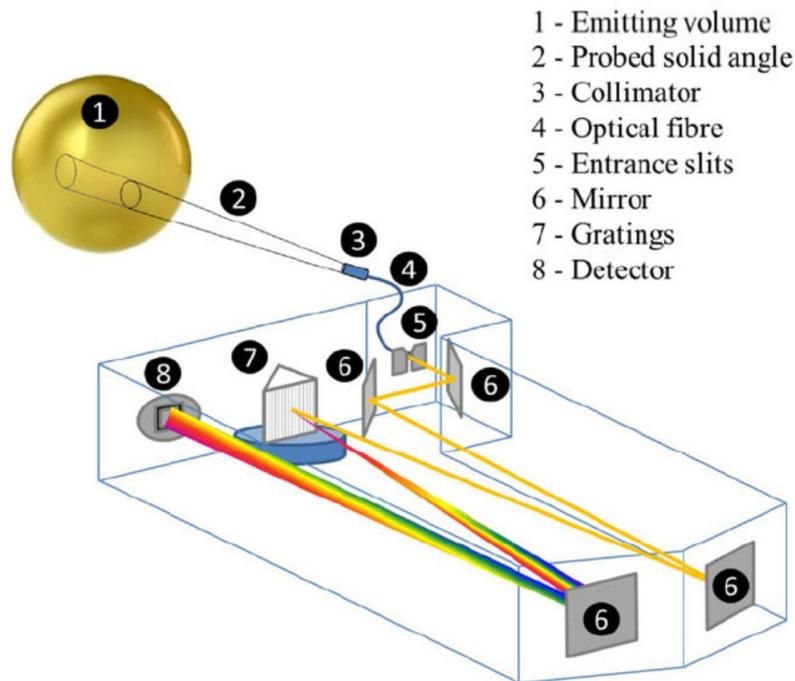


Abbildung 3.5.: Darstellung des Aufbaus eines Spektrometers nach [BNG⁺15]

Innere des Instrumentes gelangt. Dort wird die Strahlung an einem Kollimator parallelisiert, auf ein Prisma bzw. Gitter gelenkt und durch Beugung oder Brechung in seine einzelnen Wellenlängen zerlegt. Zum Schluss werden die einzelnen Wellenlängenbereiche durch einen Kollektor, hinter dem Austrittsspalt, scharf auf einen Punkt des Detektors fokussiert (siehe Abbildung 3.5).

Der Vorteil der Gitterspektrometer besteht darin, dass sie über einen breiteren Wellenbereich hinweg eine konstante Dispersion und ein hohes Auflösungsvermögen besitzen. Während der Vorteil von Prismenspektrometern der geringe Intensitätsverlust ist. [Mar18]

Das in dieser Arbeit verwendete Spektrometer ist ein Gitterspektrometer¹ mit einem Gitterparameter von $2400 \frac{\text{g}}{\text{mm}}$.

3.3.2. Interferenz am Gitter

Da die für ein Gitterspektrometer benötigten Welleninterferenzen nur dann auftreten wenn die Lichtwellen kohärent sind ist es für ausgedehnte Lichtquellen, welche in der Regel nicht kohärent sind, nötig, dass die Kohärenzbedingung

$$\alpha \ll \frac{\lambda}{4 \sin \theta} \approx \frac{\lambda}{4 \theta} \quad (3.1)$$

¹Princeton Instruments Acton SP2500i Spektrometer

- θ : Beobachtungswinkel
 α : Ausdehnung der Lichtquelle
 λ : Wellenlänge

erfüllt ist. Für weit entfernte Lichtquellen und kleine Beobachtungswinkel kann die Bedingung grundsätzlich als erfüllt angesehen werden. Man spricht dann von örtlicher Kohärenz oder partieller Kohärenz. [BSN04]

Bei einem Spektrometer ist die Ausdehnung der Lichtquelle α gleichzusetzen mit der Breite des Eintrittspaltes, welcher bei dem hier verwendeten Versuchsaufbau zwischen 0 mm und 3 mm verstellbar ist und für diese Versuchsreihe auf 0,12 mm eingestellt wurde.

3.3.3. CCD-Detektor

Zum Registrieren der Spektren wurde bei dieser Arbeit ein CCD-Detektor² (Charge-Couple-Device) an dem Ausgangsschlitz, in der Brennebene des Spektrometers angebracht. Zur örtlichen Auflösung der Intensitäten greift der CCD-Detektor auf das Funktionsprinzip der Halbleitertechnik und die Verwendung eines Arrays aus Photodioden kombiniert mit MOS-Kapazitäten (Metal Oxide Semiconductors) zurück. Dabei besitzt der CCD-Detektor eine Fläche von $26,6 \times 6,7 \text{ mm}^2$ mit 1024 Pixel x 256 Pixel. Da die Pixel durch den inneren Photoeffekt proportional zur Intensität aufgeladen werden lässt sich bei korrekter Einstellung des CCD-Detektors und unter Verwendung des Spektrometers die Intensitätsverteilung der Strahlung gut auflösen. In der dieser Arbeit zugrundeliegenden Versuchsreihe wurde eine Belichtungszeit von 50 Millisekunden ausgewählt.

Über eine zeitlich getaktete Spannung werden, im Anschluss der Messung, die Pixel durch die MOS-Kapazitäten ausgelesen. Die so von den Pixeln weitergeleitete Ladungsmenge, wird dann vom CCD-Detektor zu einem zweidimensionalen Profil zusammengesetzt. Die so aufgenommenen Spektren werden dann mit dem Programm WinSpec³, mit welchem auch die Belichtungszeit eingestellt wurde, direkt betrachtet und abgespeichert.

²PIXIS:256E CCD von Princeton Instruments

³[//ftp.piaction.com/Public/Manuals/Princeton%20Instruments/WinSpec%202.6%20Spectroscopy%20Software%20User%20Manual.pdf](http://ftp.piaction.com/Public/Manuals/Princeton%20Instruments/WinSpec%202.6%20Spectroscopy%20Software%20User%20Manual.pdf)

4. Auswertung

Für diese Arbeit wurden die Plasmaspektren bei unterschiedlichen Bogenstromstärken und Gasflüssen jeweils mit und ohne externes Magnetfeld aufgenommen. Um die verschiedenen Spektren aufzunehmen wurde dabei das Programm WinSpec und für die endgültig Auswertung das Programm Origin verwendet.

Auf beide Programme, sowie auf das Vorgehen bei der Auswertung, wird im folgenden Kapitel kurz eingegangen, bevor im nächsten Kapitel (5) die Ergebnisse der Arbeit vorgestellt werden.

4.1. Auswertung der Spektralaufnahmen

Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, wird die Strahlung des Plasmas auf einen Kamerachip abgebildet, sodass die Intensität pro Pixel gespeichert wird. Daher ist es notwendig das Intensitätsrauschen und den Offset des Kamerachips bei den Messungen zu berücksichtigen. Des Weiteren ist es, aufgrund der unterschiedlichen Empfindlichkeit des Chips auf die verschiedenen Wellenlängen, notwendig die aufgenommenen Spektren durch eine Kalibrierungskurve zu bereinigen.

Auch ist es, aufgrund der begrenzten Beobachtungsbreite von $\approx 10 \text{ nm}$ des verwendeten Spektrometers, wichtig, eine begründete Vorauswahl der zu betrachteten Wellenlängen zu treffen, um genügend Beobachtungsfenster für eine Auswertung der Plasmaparameter aufzunehmen

4.1.1. Kalibration des Spektrometers

Für die Wellenlängenkalibrierung wurde die Kalibration aus [Mic18] verwendet. Die Wellenlängenauflösung pro Pixel des CCD-Chips erfolgte unter Zuhilfenahme einer Spektrallampe¹. Die mit diesen Aufnahmen erstellten Spektren, folgten für die verwendeten Wellenlänge einer quadratischen Funktion. Durch die Annahme, dass diese Funktion ein Polynom zweiten Grades ist ließen sich bestimmte Pixel des Kamerachips bestimmten Wellenlängen zuordnen. Anhand dieser Kalibrierung erfolgte die Zuordnung der Wellenlänge λ zu der x-Achse des Kamerachips. Für weitere Informationen zur Herleitung siehe [Mic18, S.46ff].

Da in der vorliegenden Arbeit jedoch in einem anderen Bereich der y-Achse des Kamerachips gemessen wurde als in [Mic18], wurde eine neue Intensitätskalibration durchgeführt. Für eine Intensitätskalibration müssen zunächst das Intensitätsrauschen und der Offset berücksichtigt werden, die allen Aufnahmen überlagert sind. Dazu wurden zunächst 10 Spektren

¹Stellar Net Inc SL2 Calibration lamp

aufgenommen während kein Licht in das Spektrometer einfällt. Der Mittelwert der sich so ergebenden Spektren wird dann während der Auswertung durch das Programm Origin von dem Mittelwert der zu betrachtenden Spektren abgezogen. Da die Hintergrundspektren rein von kamerainternen Prozessen abhängig ist, benötigt man pro Versuchstag nur eine Hintergrundmessung. In Abbildung 4.1 ist die Bereinigung der aufgenommenen Spektren beispielhaft für das Spektrum der verwendeten Intensitätslampe² um die zentrale Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$ dargestellt.

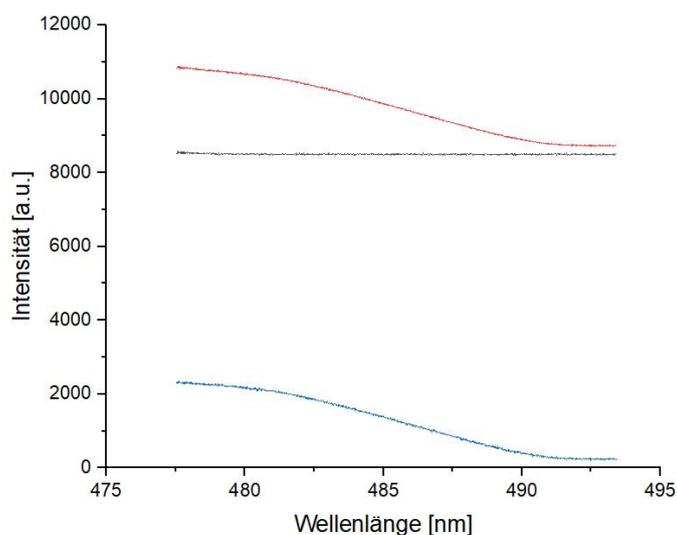


Abbildung 4.1.: Gemessenes Spektrum (rot), gemessenes Hintergrundrauschen (schwarz) und bereinigtes Spektrum (blau)

Im Anschluss wurden die Aufnahmen der Spektrallampe verwendet um, mithilfe des Planckgesetzes

$$L_{\lambda}^B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (4.1)$$

das Profil der zu erwartenden Abstrahlungsintensität pro Wellenlänge auszurechnen. Zur Bestimmung der zur erwartenden Abstrahlungsintensität $I_{Lampe}(\lambda)$ kann man nun noch die Terme A und B als Platzhalter für $2hc^2$ und $\frac{hc}{k_B T}$, welche sich zu $A = 1,16854 \cdot 10^{10} \text{ Wnm}^4 \pm 1,1\%$ und $B = 6882,354 \text{ nm} \pm 0,12\%$ ergeben, einführen (siehe [Mic18, S.50f]). Sodass man für die zu erwartende Intensität der Lampe in Abhängigkeit der Wellenlänge die Formel

$$I_{Lampe}(\lambda) = \frac{A}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{B}{\lambda}} - 1} \quad (4.2)$$

erhält.

Die durch Gleichung 4.2 von Origin angenäherte abgestrahlte Intensität folgt dabei der Schwarzkörperstrahlung. In Abbildung 4.2 ist die Intensitätsverteilung exemplarisch für den

²Bentham CL7 Deuterium Lampe

Wellenlängenbereich der Kalibrierung des Chips um die zentrale Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$ dargestellt. Dabei ist anzumerken, dass der Ausdruck linear erscheint da das verwendete Beobachtungsfenster nur einen kleinen Teil der Funktion abbildet.

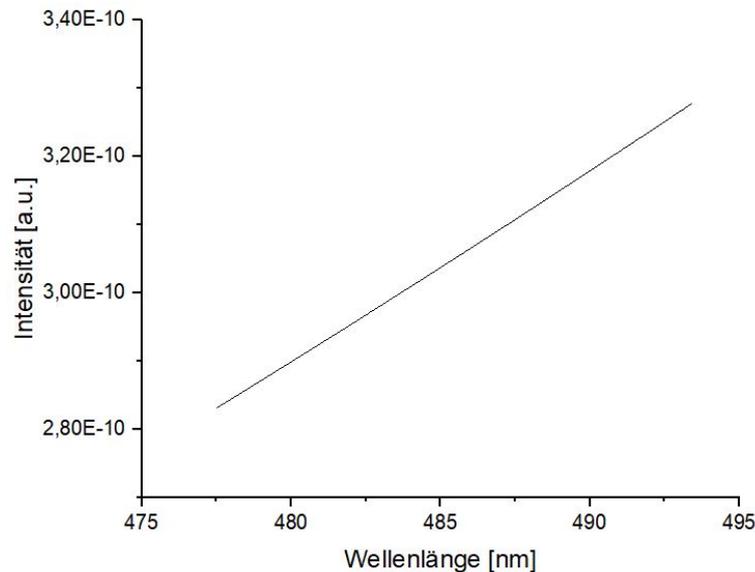


Abbildung 4.2.: Intensitätsverteilung der Schwarzkörperstrahlung

Um nun die Kalibrationskurve des CCD-Chips $K(\lambda)$ zu erhalten muss man die zu erwartende Intensitätskurve $I_{Lampe}(\lambda)$, welche sich aus Gleichung 4.2 bestimmen lässt (siehe Abbildung 4.2), durch die aufgenommene Intensitätskurve der Lampe $I_{L_{gemessen}}(\lambda)$ (siehe Abbildung 4.1) teilen.

$$K(\lambda) = \frac{I_{Lampe}(\lambda)}{I_{L_{gemessen}}(\lambda)} \quad (4.3)$$

In Abbildung 4.3 ist beispielhaft die Kalibrationskurve des CCD-Chips für die zentrale Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$ dargestellt. Für die Zentralen Wellenlängen $\lambda = 464 \text{ nm}$ und $\lambda = 501 \text{ nm}$ wurden analog Kalibrationskurven erstellt. Diese Kalibrationskurven sind mit den experimentell bestimmten und vom Offset bereinigten Spektren zu multiplizieren, um eine Vergleichbarkeit der Emissionslinien in einem Beobachtungsfenster zu ermöglichen. Diese Art, der hier genutzten Kalibration entspricht also einer relativen Kalibration, bei dem nur das Verhältnis der Spektrallinien zueinander von Interesse ist, nicht jedoch der Energieinhalt der gemessenen Linien. Siehe auch [Fan06].

4.1.2. Auswahl der Wellenlängen

Möchte man die Elektronendichte durch die in den Abschnitt 2.9.2 und 2.9.3 vorgestellten Zusammenhänge bestimmen, ist es notwendig die H_{β} -Linie bei $486,13 \text{ nm}$ aufzuzeichnen.

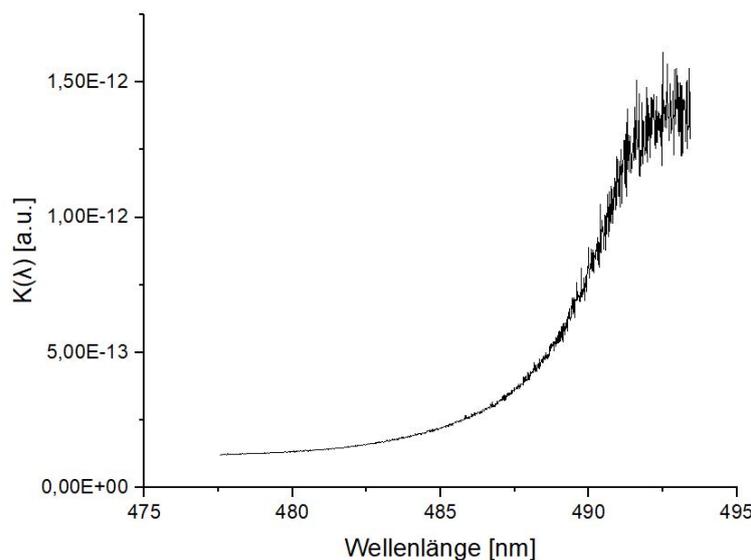


Abbildung 4.3.: Empfindlichkeit des Chips bei 486 nm

Für die Bestimmung der Elektronentemperatur lässt sich anhand von Formel 4.6 sehen, dass die Genauigkeit dieses Parameters steigt, je größer $\epsilon_1 - \epsilon_2$ im Vergleich zu $k_B T_e$ ist. Unter Berücksichtigung dieses Zusammenhanges wurden in dieser Arbeit für die Bestimmung der Elektronentemperatur T_e neben der H_β -Linie, die ARII Linien aufgenommen, die auch in den Arbeiten von B. Bohlender [Boh19] und A. Michel [Mic18] genutzt wurden. Auf diese Weise ergibt sich eine direkte Vergleichbarkeit der hier bestimmten Elektronentemperaturen mit denen aus den bisherigen Arbeiten. Da die Elektronentemperatur gemäß [Boh19] im Bereich von ca. 1.1eV liegt, wird durch die Auswahl dieser Linien der Messfehler minimiert. Hinzu kommt, dass ARII-Linien bei hohen Elektronendichten im Vergleich zu ARI-Linien eine schwächere Asymmetrie aufweisen. [Kon99, S,343]

Aus diesen Überlegungen folgend wurden schließlich Aufnahmen bei den zentralen Wellenlängen um die H_β -Linie (484 nm) und den ARII-Linien um 464 nm und 501 nm gemacht. Diese umfassen die Wellenlängen beschrieben in Tabelle 4.1.

4.1.3. Auswertung der aufgezeichneten Daten

Die Bestimmung der Plasmaparameter, Elektronendichte und -temperatur, aus den aufgezeichneten Spektren, sowie die Bestimmung des Mittelwertes der Spektren, Abzug des Hintergrundes (gezeigt in Abbildung 4.4) und Bereinigung der Spektren mit den jeweiligen Kalibrationskurven (siehe Abbildung 4.6), erfolgte in dieser Arbeit unter Zuhilfenahme des Programmes Origin.

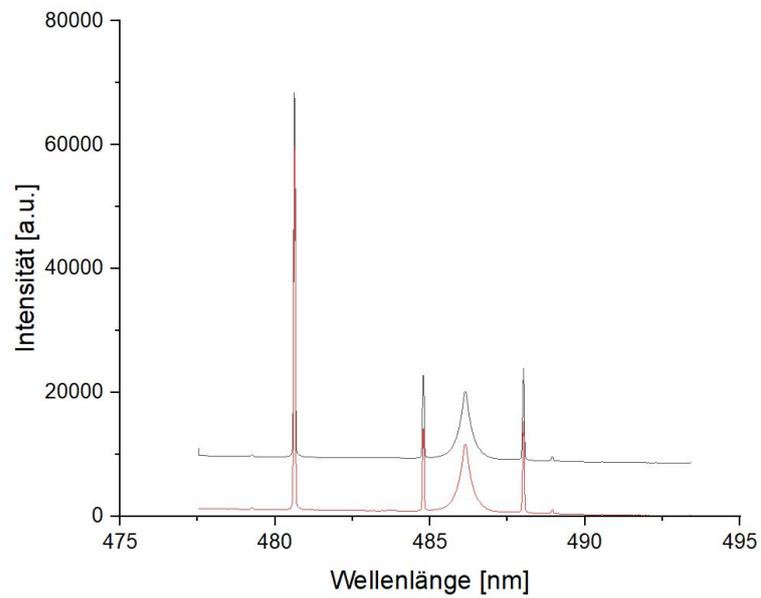


Abbildung 4.4.: Mittelwert der Spektren (schwarz), vom Hintergrund bereinigtes Spektrum (rot). Bsp. für die zentrale Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$, einem Gasfluss von 2 slm und einem Anodenstrom von 60 A.

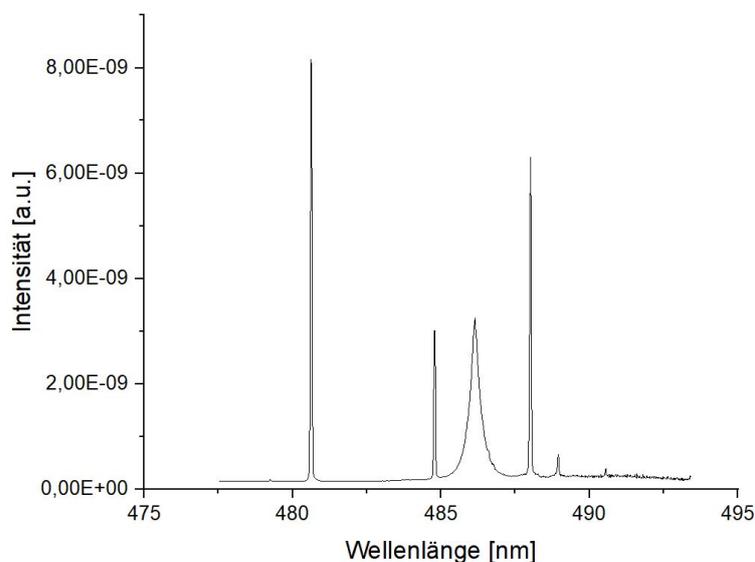


Abbildung 4.5.: Mit der Kalibrationskurve $K(\lambda)$ bereinigtes Spektrum für die zentrale Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$, einem Gasfluss von 2 slm und einem Anodenstrom von 60 A.

Sobald die Spektren bereinigt sind wurde dann mit Origin ein Voigt-Fit über die H_β -Linie gelegt, wobei mit der in Origin integrierten Maskieren-Funktion, die Peaks der anderen Spektrallinien aus der Berechnung des Voigt-Fites herausgenommen wurden. Origin gibt dann automatisch die, für die weitere Berechnung der Elektronendichte wichtige, Lorentzverbreiterung an.

Für die Bestimmung der Elektronendichte wird die, durch den Voigt-Fit bestimmte, Lorentzverbreiterung wL als $FWHM$ in Gleichung 2.45 eingesetzt und nach der Elektronendichte umgestellt. Für das hier gegebene Beispiel ergibt sich also eine Elektronendichte von $\approx 2,4 * 10^{-15} \frac{1}{\text{cm}^3} \pm 0,3\%$.

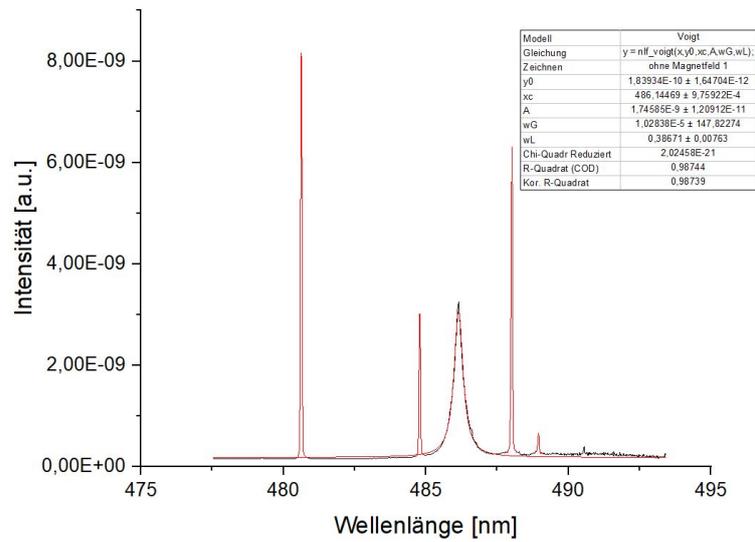


Abbildung 4.6.: Mit Voigt-Fit bearbeitetes Spektrum für die zentrale Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$, einem Gasfluss von 2 slm und einem Anodenstrom von 60 A.

λ_{pq} [in nm]	A_{pq} [in s^{-1}]	g_p	E_p [in eV]
457,93	$8,0 * 10^7$	2	19,973
458,99	$6,64 * 10^7$	6	21,127
459,88	$6,70 * 10^7$	4	21,352
460,96	$7,89 * 10^7$	8	21,143
463,72	$7,10 * 10^6$	6	21,127
465,79	$8,92 * 10^7$	2	19,801
480,60	$7,80 * 10^7$	6	19,223
484,78	$8,49 * 10^7$	2	19,305
487,98	$8,23 * 10^7$	6	19,680
496,51	$3,94 * 10^7$	4	19,762
497,22	$9,70 * 10^6$	2	19,305
500,93	$1,51 * 10^7$	6	19,223
501,72	$2,07 * 10^7$	6	21,127

Tabelle 4.1.: Terme der AR II Spektrallinien für die Temperaturbestimmung [KRR21]

Unter Verwendung der in Tabelle 4.1 aufgelisteten Werte und der Gleichung 2.50 lassen sich Boltzmannplotte, an deren Steigung man die Elektronentemperatur bestimmen kann, erstellen. Abbildung 4.7 zeigt einen der verwendeten Boltzmannplotte.

Anhand dieses Boltzmannplottes soll im folgenden demonstriert werden, wie die Elektronentemperatur bestimmt wurde. Der abgebildete Boltzmannplot (Abbildung 4.7) hat eine Steigung von $-0,72447 \pm 0,09154 \frac{(a.u.)}{eV}$. Diese entspricht dem negativen Kehrwert von $k_B T_e$ (siehe Abschnitt 2.9.3), sodass sich die Elektronentemperatur zu $\approx 1,38$ eV ergibt.

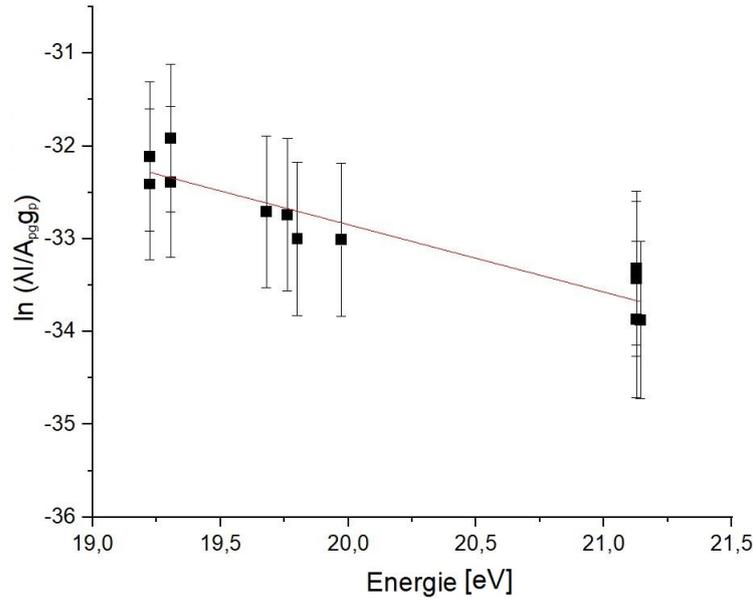


Abbildung 4.7.: Boltzmannplot bei 2 sL Gasstrom und 60 A Anodenstrom ohne externes Magnetfeld

4.1.4. Fehler Elektronentemperatur

Aus der durch Gleichung 2.46 erhaltenen Gleichung:

$$k_B T_e = -\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\ln \left[\frac{I_1 g_2 A_2 \lambda_1}{I_2 g_1 A_1 \lambda_2} \right]} \quad (4.4)$$

und unter der Annahme, dass der Fehler von g und λ im Vergleich zu dem Fehler von A und I vernachlässigbar ist, lässt sich der Fehler der Temperaturbestimmung wie folgt berechnen.

$$\Delta(k_B T_e) = \frac{-k_B T_e}{\ln \left[\frac{I_1 g_2 A_2 \lambda_1}{I_2 g_1 A_1 \lambda_2} \right]} \sqrt{\left(\frac{\Delta I_1}{I_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_1}{A_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_2}{I_2} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_2}{A_2} \right)^2} \quad (4.5)$$

Daraus ergibt sich für den relativen Fehler von $k_B T_e$.

$$\frac{\Delta(k_B T_e)}{k_B T_e} = \frac{k_B T_e}{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta I_1}{I_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_1}{A_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_2}{I_2} \right)^2 + \left(\frac{\Delta A_2}{A_2} \right)^2} \quad (4.6)$$

Des Weiteren wurde zur Bestimmung des Fehlers der Elektronentemperatur auch der von Origin gegebene Fehler der Steigung der Boltzmannplotte genutzt. Für den Fehler des prozentualen Vergleiches der Elektronentemperaturen wurden die Fehler dann von absolute in relative Fehler umgerechnet und gemäß der Größtfehlerabschätzung miteinander verrechnet.

4.1.5. Fehler Elektronendichte

Zur Bestimmung des Fehlers der Elektronendichte wurde der von Origin gegebene Fehler des FWHM genutzt. Für den Fehler des prozentualen Vergleiches der Elektronendichten wurde die so mithilfe der Gleichung 2.45 berechneten Fehler dann von absolute in relative Fehler umgerechnet und miteinander verrechnet.

4.2. Auswertung des Helmholtzspulen-Magnetfeldes

Da es aus Platzgründen nicht möglich war die Helmholtzspulen im optimalen Abstand zueinander anzubringen (siehe Abschnitt 2.8.2) ist es nötig das Magnetfeld der Helmholtzspulen auszumessen, um sicher zu gehen, dass die notwendige Magnetflussdichte B im relevanten Bereich des Plasma Windows erreicht wird.

Zur Vermessung des Magnetfeldes wurde eine Hallsonde³ aus Silizium verwendet. Über die Formel [Hoc18]

$$B = \frac{U_H - U_0}{A_H I_H} b \quad (4.7)$$

- U_H : gemessene Hallspannung
- I_H : Hallstrom
- A_H : Hallkonstante
- b : Breite der Hallsonde
- U_0 : Offsetspannung der Hallsonde

ergibt sich, unter Berücksichtigung des Spannungsoffsets der verwendeten Hallsonde von $U_0 = 20,2mV$ und mit $A_H = 10^{-3} \frac{m^3}{As}$, $b = 5,3 * 10^{-6}m$ und $I_H = 8mA$, für den in dieser Arbeit verwendeten Spulenstrom von $10A$, der folgende Verlauf für die Magnetfeldstärke in Abhängigkeit der Einschubtiefe der Hallsonde in die Spulenkonfiguration (ohne Plasmafenster).

Nun kann man, unter Zuhilfenahme der Gleichung 2.33 und unter Berücksichtigung, dass der Gyrationradius der Elektronen kleiner als der Radius des Durchbruchkanals sein muss, die minimal nötige Magnetflussdichte bestimmen. Die Bestimmung des Gyrationradius nach Gleichung 2.33 ist von der Geschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld abhängig. Da sich diese nicht für jedes einzelne Elektron bestimmen bzw. vorhersagen lässt verwenden wir hierfür die wahrscheinlichste Geschwindigkeit des Elektrons (siehe Abschnitt 2.4.3). Zur Berechnung der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit wird davon ausgegangen, dass die Elektronentemperatur $\approx 1eV$ betragen wird, da dies die Elektronentemperatur ist, welche in [Boh19] gemessen wurde. Aus dieser Überlegung folgt schließlich, dass man, bei einem Gyrationradius von $\rho_L = 2,5mm$ und einer Geschwindigkeit von $v_{\perp} \approx 593676,75 \frac{m}{s}$ eine Magnetflussdichte von mindestens $1,35mT$ benötigt.

Wie am Graph 4.8 zu erkennen ist, verläuft das Magnetfeld nicht homogen. Des Weiteren ist zu erkennen, dass das Magnetfeld im relevanten Bereich, zwischen den beiden Spulen,

³von Asensor Technology AB aus der HE144 Hall Sensor Serie

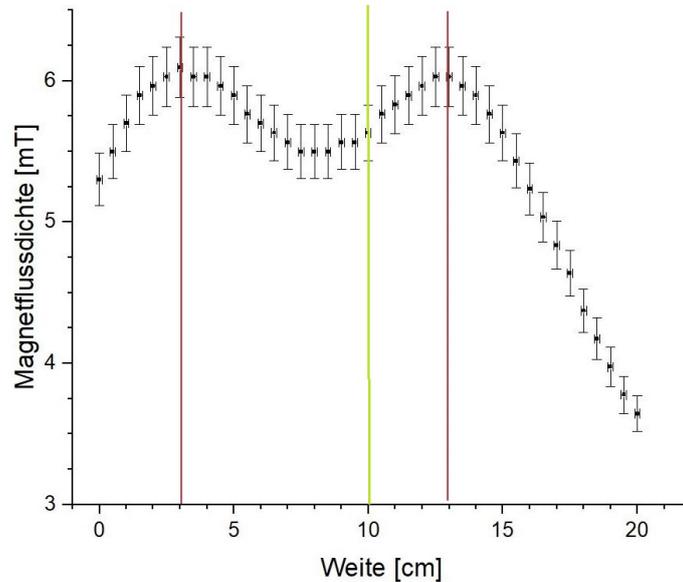


Abbildung 4.8.: Gemessene Magnetflussdichte. Die roten Linien markieren die Zentren der einzelnen Spulen, die Grüne Linie markiert die Stelle an der die Daten der einzelnen Messungen aufgenommen wurden.

die nach Gleichung 2.33 errechnete, für diese Arbeit notwendige, Magnetflussdichte von 1,35 mT nicht unterschreitet.

4.2.1. Fehler der Magnetfeldbestimmung

Da zwischen $U_H(B)$ und B ein linearer Zusammenhang besteht, kann man die, aus der Kalibration der Hallsonde resultierende, Geradengleichung mit Hilfe der Linearen Regression bestimmen.

$$U_H(B) = B * m + t \quad (4.8)$$

- m : Steigung
- t : y-Achsenabschnitt
- B : Konstante

Mit $m = \frac{I_H A_H}{b}$ und $t = U_0$ und unter Berücksichtigung der von Origin für m und t angegebenen Fehler von m und t erhält man dann für die Fehlerrechnung des Magnetfeldes :

$$\Delta B = \left| \frac{\partial B}{\partial U_H} \right| \Delta U_H + \left| \frac{\partial B}{\partial U_0} \right| \Delta U_0 + \left| \frac{\partial B}{\partial m} \right| \Delta m \quad (4.9)$$

5. Ergebnisse

In den folgenden Abschnitten werden die Messergebnisse präsentiert. Größen, welche nicht direkt mit den Messinstrumenten aufgezeichnet wurden, wurden anhand der Formeln aus den vorangegangenen Kapitel berechnet.

5.1. Ergebnisse der Bestimmung der Elektronendichte

Für die Elektronendichte, welche nach Gleichung 2.45, bestimmt wurde, ergaben sich in dieser Arbeit folgende Graphen. Die dazugehörigen Werte sind der übersichtlicher im Anhang A einsehbar.

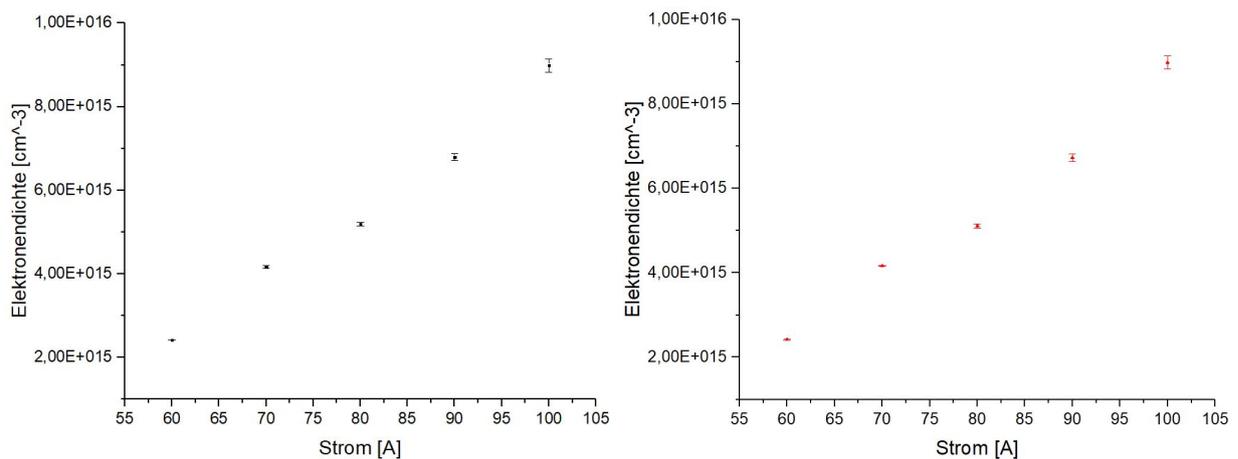


Abbildung 5.1.: Elektronendichte ohne (schwarz; links) und mit Magnetfeld (rot, rechts) bei einem Gasfluss von 2 Standardlitern

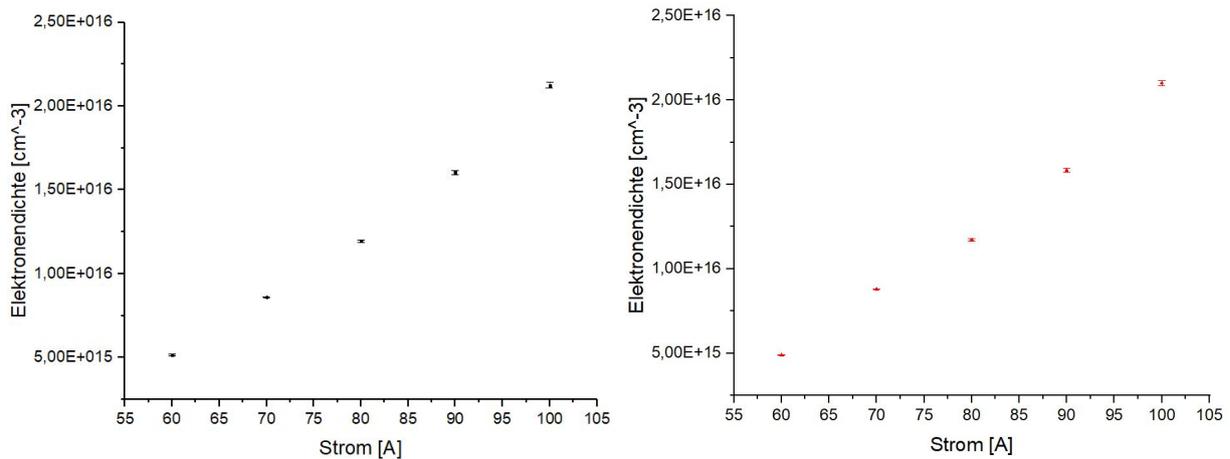


Abbildung 5.2.: Elektronendichte ohne (schwarz; links) und mit Magnetfeld (rot; rechts) bei einem Gasfluss von 4 Standardlitern

Für einen besseren Vergleich wurden die Elektronendichten welche bei eingeschaltetem Magnetfeld gemessen wurden durch die ohne eingeschaltetes Magnetfeld gemessenen Elektronendichten geteilt und die so erhaltene prozentuale Veränderung in den folgenden Graphen abgebildet.

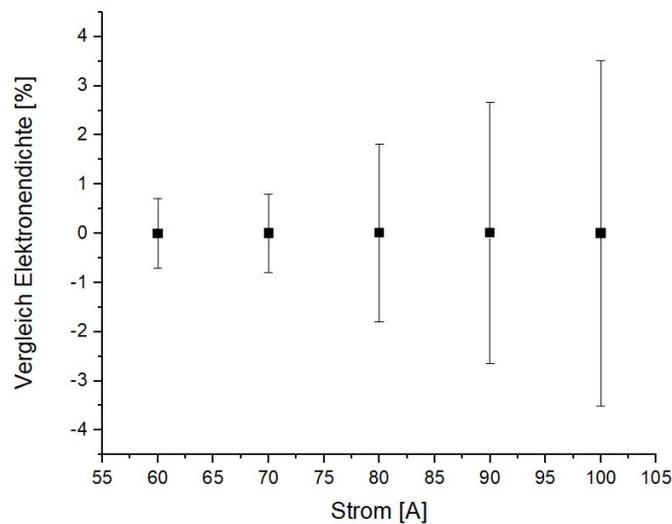


Abbildung 5.3.: Vergleich der Elektronendichte mit und ohne Magnetfeld in Prozent bei 2 slm

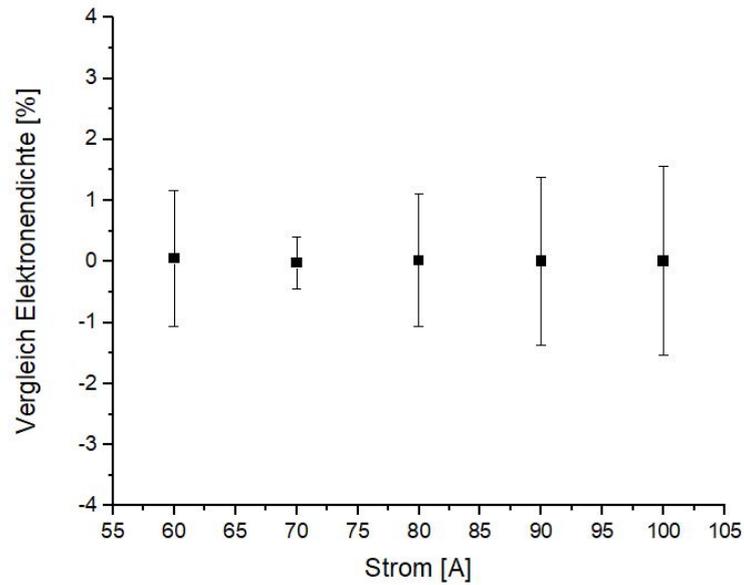


Abbildung 5.4.: Vergleich der Elektronendichte mit und ohne Magnetfeld in Prozent bei 4 slm

5.2. Ergebnisse der Bestimmung der Elektronentemperatur

Zur Bestimmung der Elektronentemperaturen T_e wurden, dem in Abschnitt 2.9.3 beschriebenen Vorgehen folgend für die aufgenommenen Spektren mit und ohne externem Magnetfeld, jeweils Boltzmannplots erstellt (siehe Abschnitt 2.9.3 und 4.1.2).

Die aus den Boltzmannplots gewonnenen Elektronentemperaturen sind in den folgenden Graphen dargestellt. Die dazugehörigen Tabellen sind im Anhang A zu finden.

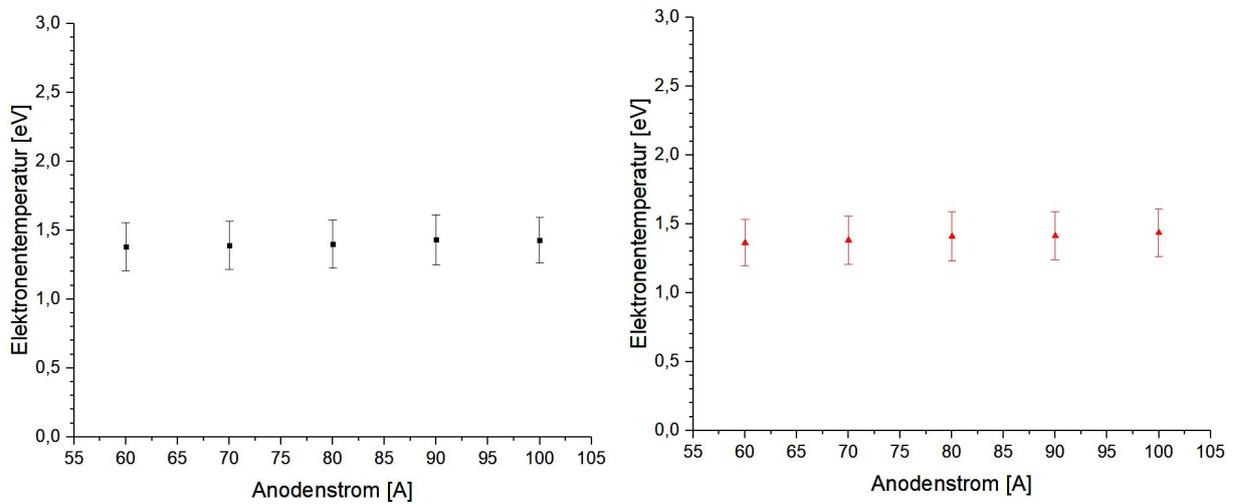


Abbildung 5.5.: Elektronentemperatur ohne (schwarz;links) und mit Magnetfeld (rot;rechts) bei einem Gasfluss von 2 Standardlitern

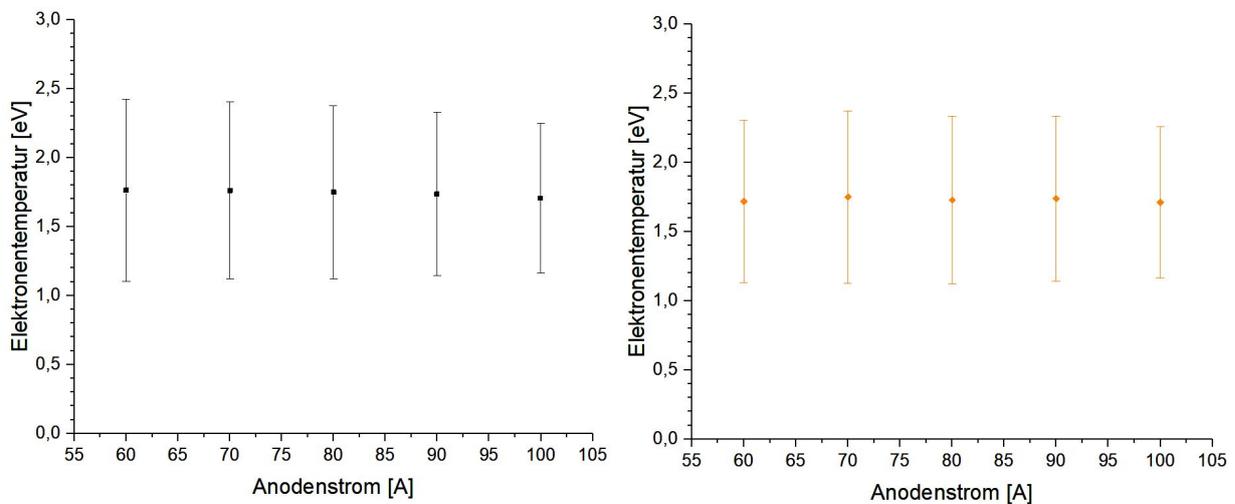


Abbildung 5.6.: Elektronentemperatur ohne (schwarz;links) und mit Magnetfeld (rot;rechts) bei einem Gasfluss von 4 Standardlitern

Um einen besseren Vergleich der Veränderung der Elektronentemperaturen zu haben, wurden jeweils die Temperaturen die beim eingeschalteten Magnetfeld gemessen worden durch die geteilt, die gemessen wurden als das Magnetfeld ausgeschaltet war. Die so erhaltene prozentuale Veränderung wurde in den folgenden Graphen abgebildet.

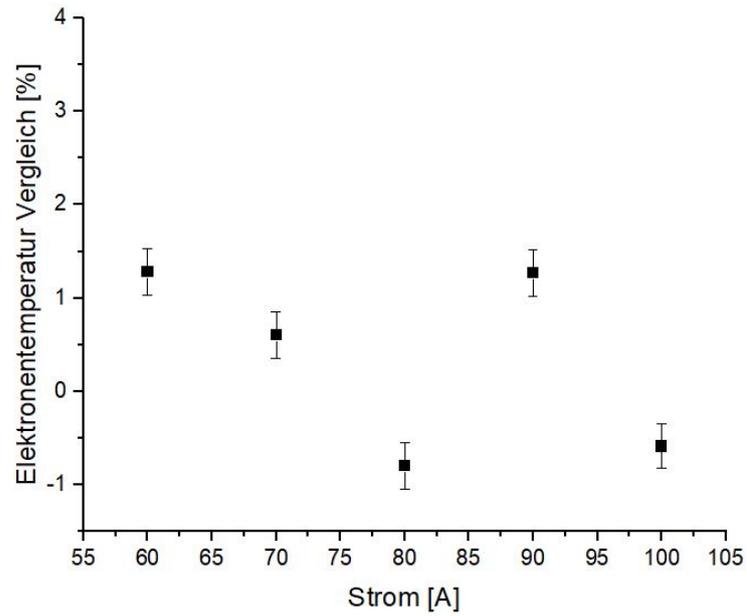


Abbildung 5.7.: Vergleich der Elektronentemperatur mit und ohne Magnetfeld in Prozent bei 2 slm

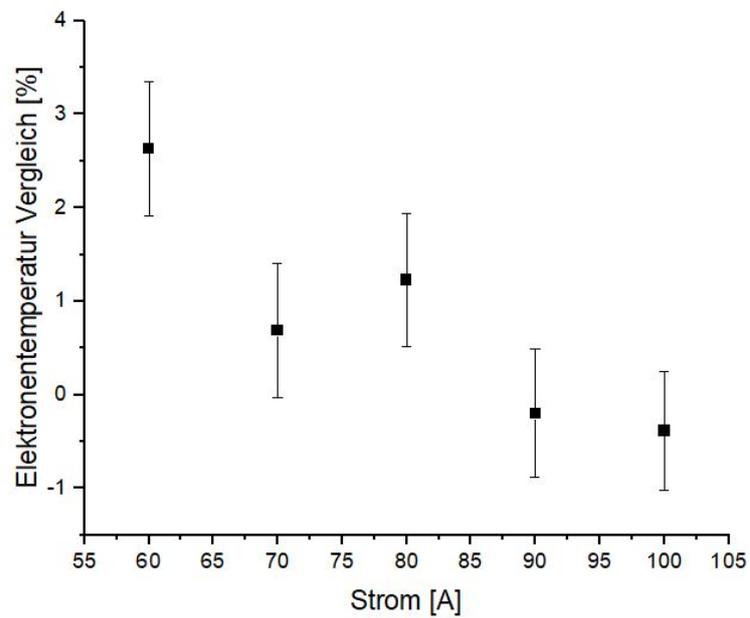


Abbildung 5.8.: Vergleich der Elektronentemperatur mit und ohne Magnetfeld in Prozent bei 4 slm

6. Diskussion

6.1. Intensitätsvergleich der Spektren

Wie ein Vergleich der Elektronendichten und Temperaturen aus den Abschnitten 5.1 und 5.2 zeigt ergibt sich kein signifikanter Einfluss des Magnetfeldes auf die untersuchten Plasmaparameter.

Um dennoch einen möglichen Einfluss des Magnetfeldes auf die Bogenentladung zu untersuchen, wurde diejenigen Linien der aufgenommenen Spektren genauer betrachtet, bei denen sich die größte Abweichung zwischen den einzelnen Messungen ergab.

Nach Aufnahme und Bereinigung der Spektren (siehe Kapitel 4 und Abschnitt 2.9), wurden die Intensitäten der gemessenen Spektren (siehe Abbildung 6.1) mit und ohne externes Magnetfeld verglichen. Dazu wurden die Spektren die beim eingeschalteten Magnetfeld aufgenommen wurden durch die Spektren geteilt die aufgenommen wurden als das Magnetfeld abgeschaltet war. Dabei wurden zum Vergleich die Spektrallinien verwendet die den größten Unterschied in der Intensität mit und ohne eingeschaltetes Magnetfeld aufgewiesen haben.

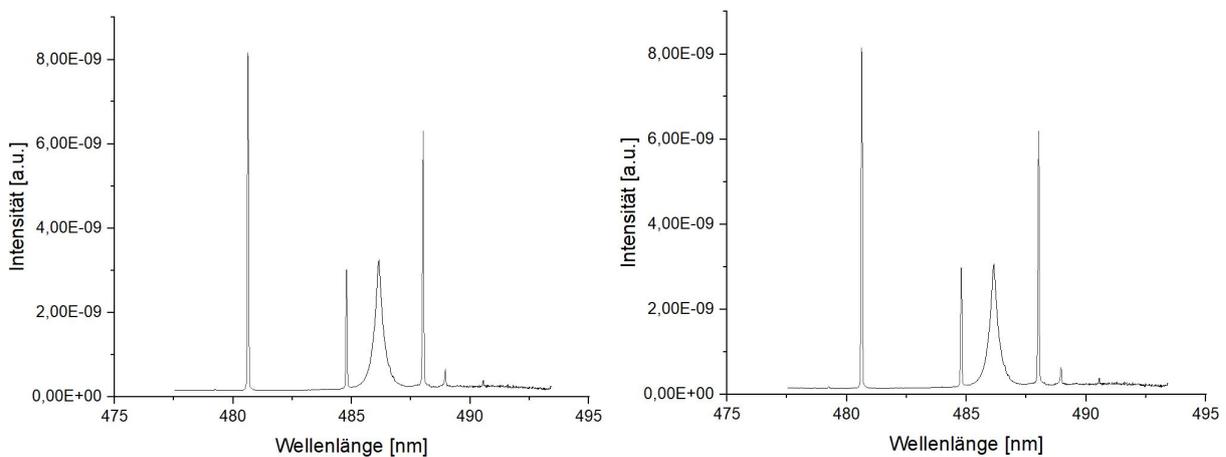


Abbildung 6.1.: Aufgenommene Spektren bei einem Anodenstrom von 60 Ampere und einem Gasfluss von 2 slm. Rechts ohne Magnetfeld, Links mit Magnetfeld

Dabei ergaben sich für die unterschiedlichen Gasströme und Anodenströme die in den folgenden Graphen dargestellten Abweichungen, wobei die Vorzeichen der Prozentwerte angeben ob die Intensität um diesen Prozentsatz abgenommen ('-') oder zugenommen ('+') haben. Die Zahlenwerte der Abweichungen sind in den Tabellen im Anhang A aufgelistet.

Bei den Fehlern handelt es sich um die, von Origin angegeben, relative statistische Abweichung der gemittelten Spektren, welche sich für den Vergleich der Spektren, nach der Größtfehlerbestimmung, wie folgt berechnet.

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta S_O}{S_O} + \frac{\Delta S_M}{S_M} + \frac{\Delta S_B}{S_B} \quad (6.1)$$

- $\frac{\Delta V}{V}$: relativer Fehler des Vergleichs der Intensität der Spektren mit und ohne Magnetfeld
- $\frac{\Delta S_O}{S_O}$: relative Standardabweichung des gemittelten Spektrums ohne externes Magnetfeld
- $\frac{\Delta S_M}{S_M}$: relative Standardabweichung des gemittelten Spektrums mit externem Magnetfeld
- $\frac{\Delta S_B}{S_B}$: relative Standardabweichung des Backgroundspektrums

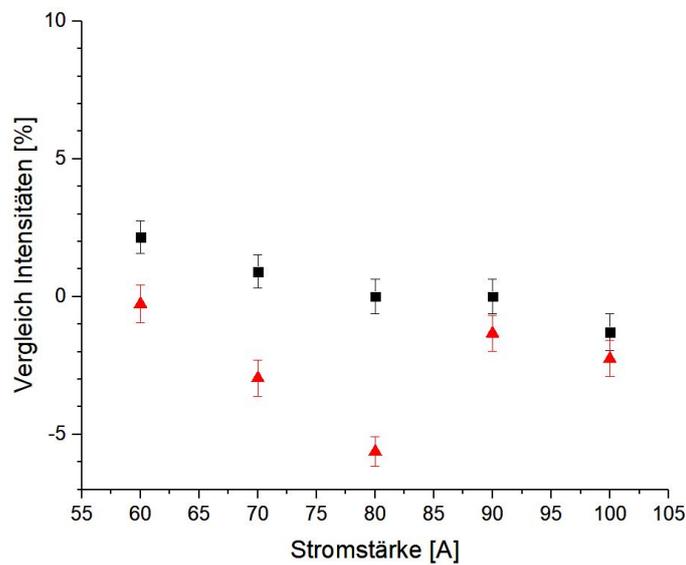


Abbildung 6.2.: Intensitätsvergleich der Spektrallinie bei $\lambda = 462,774$ nm mit einem Gassstrom von 2 Standartliter (schwarz) bzw 4 Standartliter (rot)

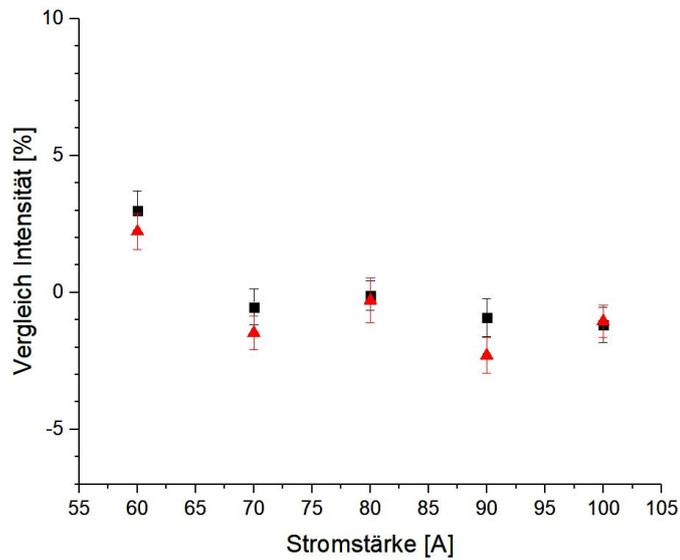


Abbildung 6.3.: Intensitätsvergleich der Spektrallinie bei $\lambda = 501,226$ nm mit einem Gasstrom von 2 Standardliter (schwarz) bzw 4 Standardliter (rot)

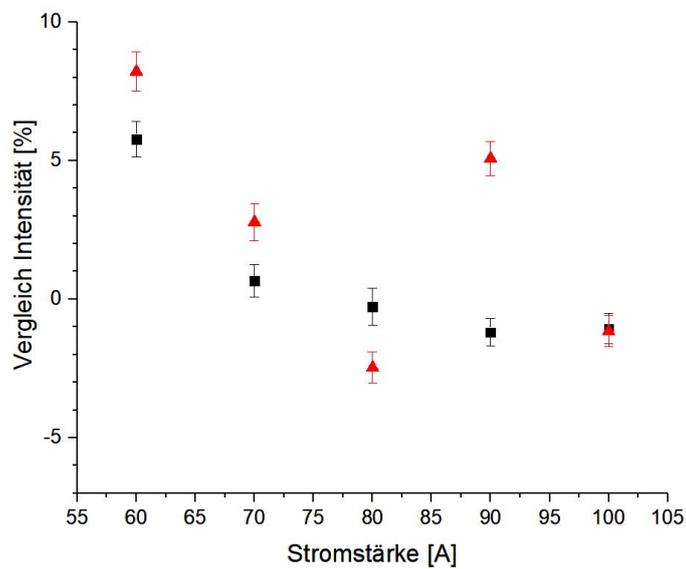


Abbildung 6.4.: Vergleich der Intensitäten der Spektrallinie bei $\lambda = 486,329$ nm (H_{β} -Linie) mit einem Gasstrom von 2 Standardliter (schwarz) bzw 4 Standardliter (rot)

6.2. Zusammenfassende Bewertung

Beim Vergleich der Spektrenintensitäten der Bogenentladung ohne externes Helmholtzspulen-Magnetfeld zu den Intensitäten mit externem Magnetfeld konnte kein erkennbares Muster (siehe Abschnitt 6.1 und Anhang A) festgestellt werden. Daher ist ein Einfluss eines externen Helmholtzspulen-Magnetfeldes mit der in Abschnitt 4.2 gezeigten Flussdichte auf die Intensität der untersuchten bzw. gemessenen Spektrallinien nicht mit Sicherheit nachzuweisen. Dies zeigt sich direkt in der Auswertung der Elektronendichte und Elektronentemperatur wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben.

Für die Elektronendichte wurde erwartet, dass sie sich erhöht. Grund für diese Annahme war hierbei die Überlegung, dass sich die Stoßrate, dadurch dass die geladenen Teilchen durch das Magnetfeld auf eine längere Laufbahn (Spiralbahn)(siehe Abschnitt 2.8.1) gezwungen werden, zunehmen sollte. Im Gegensatz dazu wurde erwartet, dass die Elektronentemperatur aufgrund der erhöhten Stoßrate der geladenen Teilchen abnehmen sollte, wodurch sich die Schwerteilchentemperatur und die Elektronentemperatur annähern. Beide Erwartungen konnten innerhalb dieser Bachelorarbeit nicht bestätigt werden, da sich weder für die Elektronendichte noch für die Elektronentemperatur ein signifikanter Unterschied zwischen den Messreihen mit und ohne externen Helmholtzspulen-Magnetfeld ergaben (siehe Kapitel 5 und Anhang A). Ein Einfluss eines externen Helmholtzspulen-Magnetfeldes konnte also auch bei der Elektronendichte und -temperatur in dieser Versuchsreihe nicht nachgewiesen werden.

Allerdings fällt auf, dass die Werte der Elektronentemperatur stark von den Werten aus [Boh19] abweichen (siehe Tabellen A.6 und A.7). Die Ursache dieser Abweichung lässt sich vermutlich auf systematische Fehler zurückführen, konnte aber im Rahmen der Auswertung nicht endgültig geklärt werden. Daher wäre dies in künftigen Messungen zu wiederholen und mit der im Zuge von [Boh19] erstellten Auswertesoftware zu vergleichen.

Auch ist darauf hinzuweisen, dass obwohl kein Einfluss des externen Magnetfeldes auf die Elektronendichte festgestellt werden konnte, sich der bereits in [Boh19] festgestellte Trend für die Elektronendichte auch in dieser Arbeit fortsetzt.

Neben den untersuchten Parametern wurden, zu Kontrollzwecken, auch die Parameter Anodenstrom und Druck überwacht. Dabei ergab sich ein messbarer Einfluss des Magnetfeldes auf den Druck auf der Niederdruckseite (siehe Abbildung 6.5 und Tabelle 6.1).

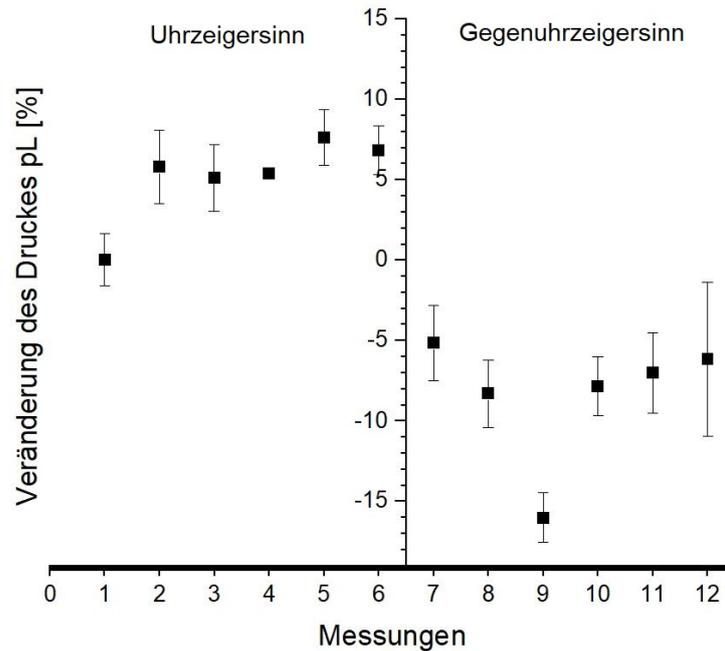


Abbildung 6.5.: Veränderung des Druckes bei Messungen mit eingeschalteten Magnetfeld. Links bzw. die ersten 6 Messpunkte sind dabei die Messungen bei denen die Stromflussrichtung im Uhrzeigersinn ging, während Rechts bzw. die letzten 6 Messpunkte dabei die Messungen darstellen bei denen die Stromflussrichtung gegen den Uhrzeigersinn verlief.

Um auszuschließen, dass die Beeinflussung der Druckmessköpfe durch das Helmholtzspulen-Magnetfeld begründet ist, wurde eine Druckmessung mit eingeschalteten Magnetfeld, aber ohne Bogenentladung durchgeführt. Diese Messung bestätigte, dass die Druckmessköpfe nicht durch das Magnetfeld beeinflusst wurden.

Ein denkbarer Grund für den Druckunterschied könnte die Verformung der Entladung durch das externe Magnetfeld sein. Anschaulich zu sehen ist die Verformung des Lichtbogens anhand der Abnutzungserscheinungen an der Anode (zu sehen in Abbildung 6.6).

Durch die Verformung des Lichtbogens könnte die Bogenentladung näher an dem Druckmesskopf verlaufen sein. Der Druckmesskopf befand sich während der Messreihe dort wo sich in Abbildung 3.2) der Stutzen mit der Beschriftung p_L befindet.

Um zu überprüfen ob diese These eine mögliche Erklärung für das Druckverhalten darstellt, wurden die Druckmessungen bei gegenläufigen Magnetfeld durchgeführt, was für eine Verformung des Bogens in gespiegelter Form sorgen sollte. Die aufgenommenen Druckmessung im gegenläufigen Betrieb scheinen die These zu unterstützen. Ein Einfluss der Umkehrung der Stromflussrichtung auf die anderen Parameter konnte nicht beobachtet werden.

Da der Hauptaugenmerk dieser Arbeit nicht auf der Druckmessung lag, lässt sich die Ursache der Druckveränderung mit den in dieser Versuchsreihe aufgenommenen Daten nicht endgültig klären.

Messung	Anodenstrom [A]	Gasstrom [slm]	Druck ohne Magnetfeld [mbar]	Druck mit Magnetfeld [mbar]	Vergleich [%]
1	60	2	26,378	27,803	5,404
2	70	2	28,838	31,043	7,648
3	80	2	39,089	41,767	6,852
4	80	2	46,390	46,399	0,019
5	90	2	65,092	68,873	5,809
6	100	2	101,178	106,345	5,107
7	60	4	121,799	112,252	-7,835
8	70	4	145,804	135,611	-6,992
9	80	4	174,146	165,169	-5,155
10	80	4	176,659	165,770	-6,164
11	90	4	205,540	188,489	-8,296
12	100	4	247,543	207,903	-16,014

Tabelle 6.1.: Daten der Abbildung 6.5

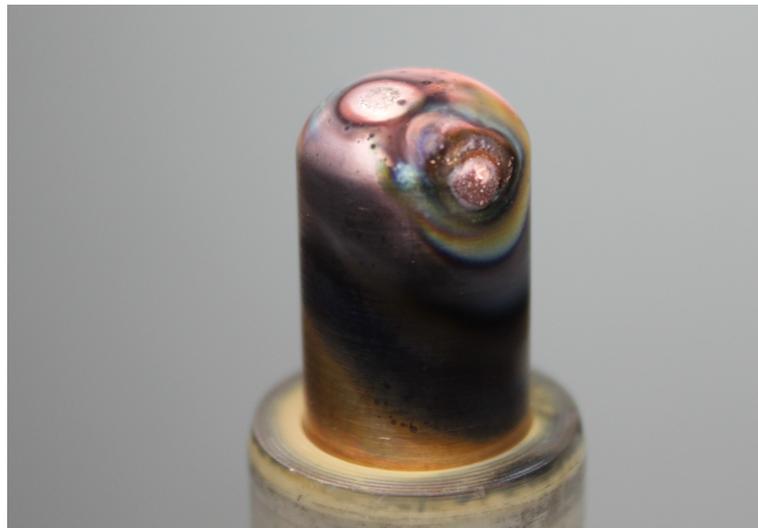


Abbildung 6.6.: Abnutzungserscheinungen an der verwendeten Anode

7. Ausblick

Im folgenden soll auf die weiteren Möglichkeiten der Untersuchung des Einflusses eines Helmholtzspulen-Magnetfeldes auf eine kaskadierte Bogenentladung eingegangen werden. Zunächst würde es sich anbieten den Versuchsaufbau geometrisch zu optimieren, sodass man die Versuchsreihe mit größeren Spulen wiederholen könnte. Damit könnte man die Homogenität des Magnetfeldes über den gesamten Aufbau garantieren. Auch könnte man Spulen mit mehr Windungen oder einen stärkeren Spulenstrom verwenden, um den Einfluss bei einem stärkeren Magnetfeld zu bestimmen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass ein höherer Spulenstrom, sowie eine Erhöhung der Windungen, eventuell das Verwenden einer externen Kühlung nötig macht.

Im Bezug auf die Ergebnisse der Druckmessung könnte man durch Anbringen weiterer Druckmesszellen bzw. der Veränderung der Anodenkonfiguration oder auch einem optischen Zugang überprüfen ob die vermutete Ursache der Druckveränderung den Tatsachen entspricht oder diesem Effekt eine andere Ursache zu Grunde liegt.

Was in dem, dieser Bachelorarbeit zugrundeliegenden Experiment, nicht weiter untersucht wurde und sich daher für weitere Versuchsreihen anbietet, wäre die Untersuchung des Einflusses des externen Helmholtzspulen-Magnetfeldes auf die Zündeigenschaft bzw. -bedingungen der kaskadierten Bogenentladung.

Des Weiteren würde sich auch eine kalorimetrische Messung der Wasserkühlung bei den Magnetfeldmessungen anbieten. Da eine Einschnürung durch ein externes Magnetfeld möglicherweise die Leistungsaufnahme der Kühlung reduziert und so gegebenenfalls die Lebensdauer des Plasma Windows verlängert, da die Kupferplatten dadurch weniger Leistung in Form der auftreffenden Elektronen aufnehmen.

A. Tabellen

Intensitätsvergleich der Spektren

In den folgenden Tabellen sind die Abweichungen der Intensitäten der verschiedenen Spektren für die unterschiedlichen Gas- und Bogenströme aufgelistet. Dabei geben die Vorzeichen der Prozentwerte an ob die Intensität um diesen Prozentsatz abgenommen ("−") oder zugenommen ("+") haben.

Anodenstrom [in Ampere]	Spektrenabweichung bei 2 sL Gasstrom [in %]	Spektrenabweichung bei 4 sL Gaststrom [in %]
60	$-5,776 \pm 0,640$	$-8,210 \pm 0,707$
70	$-0,659 \pm 0,591$	$-2,781 \pm 0,673$
80	$+0,270 \pm 0,664$	$+2,469 \pm 0,563$
90	$+1,198 \pm 0,495$	$-5,075 \pm 0,614$
100	$+1,068 \pm 0,551$	$+1,163 \pm 0,559$

Tabelle A.1.: Ergebnis der Vergleiche der Intensität der Spektrallinie bei 486,329 nm (H_{β} -Linie)

Anodenstrom [in Ampere]	Spektrenabweichung bei 2 sL Gasstrom [in %]	Spektrenabweichung bei 4 sL Gaststrom [in %]
60	$-2,149 \pm 0,596$	$+0,269 \pm 0,686$
70	$-0,906 \pm 0,601$	$+2,960 \pm 0,652$
80	$0,000 \pm 0,620$	$+5,624 \pm 0,535$
90	$0,000 \pm 0,633$	$+1,332 \pm 0,653$
100	$+1,294 \pm 0,660$	$+2,254 \pm 0,657$

Tabelle A.2.: Ergebnis der Vergleiche der Intensität der Spektrallinie bei 462,774 nm

Anodenstrom [in Ampere]	Spektrenabweichung bei 2 sL Gasstrom [in %]	Spektrenabweichung bei 4 sL Gaststrom [in %]
60	$-2,984 \pm 0,731$	$-2,226 \pm 0,653$
70	$+0,544 \pm 0,655$	$+1,477 \pm 0,613$
80	$+0,121 \pm 0,525$	$+0,294 \pm 0,812$
90	$+0,922 \pm 0,697$	$+2,294 \pm 0,654$
100	$+1,178 \pm 0,645$	$+1,049 \pm 0,596$

Tabelle A.3.: Ergebnis der Vergleiche der Intensität der Spektrallinie bei 501,226 nm

Elektronendichte

Für die Elektronendichte, welche nach Gleichung 2.45, bestimmt wurde, ergaben sich in dieser Arbeit folgende Werte für das Plasma mit und ohne externem Magnetfeld:

Anodenstrom [in Ampere]	Elektronendichte ohne externes Magnetfeld [in cm^{-3}]	Elektronendichte mit externem Magnetfeld [in cm^{-3}]
60	$2,41687 * 10^{15} \pm 0,123\%$	$2,41883 * 10^{15} \pm 0,585\%$
70	$4,16666 * 10^{15} \pm 0,644\%$	$4,16433 * 10^{15} \pm 0,15\%$
80	$5,19 * 10^{15} \pm 0,885\%$	$5,11385 * 10^{15} \pm 0,927\%$
90	$6,79496 * 10^{15} \pm 1,316\%$	$6,73173 * 10^{15} \pm 1,345\%$
100	$8,98848 * 10^{16} \pm 1,752\%$	$8,98721 * 10^{15} \pm 1,753\%$

Tabelle A.4.: Elektronendichte bei 2 sL Gasstrom mit und ohne externes Magnetfeld

Anodenstrom [in Ampere]	Elektronendichte ohne externes Magnetfeld [in cm^{-3}]	Elektronendichte mit externem Magnetfeld [in cm^{-3}]
60	$5,16489 * 10^{15} \pm 0,612\%$	$4,89573 * 10^{15} \pm 0,502\%$
70	$8,59825 * 10^{15} \pm 0,09\%$	$8,78704 * 10^{15} \pm 0,33\%$
80	$1,19362 * 10^{16} \pm 0,494\%$	$1,17145 * 10^{16} \pm 0,59\%$
90	$1,60343 * 10^{16} \pm 0,674\%$	$1,58332 * 10^{16} \pm 0,703\%$
100	$2,12517 * 10^{16} \pm 0,767\%$	$2,09959 * 10^{16} \pm 0,776\%$

Tabelle A.5.: Elektronendichte bei 4 sL Gasstrom mit und ohne externes Magnetfeld

Elektronentemperatur

Für die Elektronentemperatur ergaben sich in dieser Arbeit folgende Werte für das Plasma mit und ohne externem Magnetfeld:

Anodenstrom [in Ampere]	Elektronentemperatur ohne externes Magnetfeld [in eV]	Elektronentemperatur mit externem Magnetfeld [in eV]
60	$1,38032 \pm 0,17441$	$1,36288 \pm 0,16685$
70	$1,38953 \pm 0,17313$	$1,38122 \pm 0,17267$
80	$1,39841 \pm 0,17477$	$1,40962 \pm 0,18064$
90	$1,43127 \pm 0,18076$	$1,41335 \pm 0,17483$
100	$1,42692 \pm 0,16474$	$1,43534 \pm 0,17419$

Tabelle A.6.: Elektronentemperatur bei 2 sL Gasstrom mit und ohne externes Magnetfeld

Anodenstrom [in Ampere]	Elektronentemperatur ohne externes Magnetfeld [in eV]	Elektronentemperatur mit externem Magnetfeld [in eV]
60	$1,76277 \pm 0,66127$	$1,7175 \pm 0,58769$
70	$1,76084 \pm 0,64151$	$1,74886 \pm 0,62324$
80	$1,74957 \pm 0,62591$	$1,72834 \pm 0,60606$
90	$1,73452 \pm 0,59175$	$1,73798 \pm 0,59666$
100	$1,70532 \pm 0,54178$	$1,71195 \pm 0,54738$

Tabelle A.7.: Elektronentemperatur bei 4 sL Gasstrom mit und ohne externes Magnetfeld

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Elektronentemperatur T_e und Gas-/Iontentemperatur T_a im Plasma in Abhängigkeit vom Druck [Noo19]	6
2.2.	Übersicht über An- und Abregungsprozesse sowie Ionisations- und Rekombinationsprozesse innerhalb eines Plasmas, wobei * einen einfachen und ** einen zweifach angeregten Zustand anzeigt. A steht in der Abbildung für ein Atom, Z für den Ladungszustand, e für ein Elektron, h für das planck'sche Wirkungsquantum und ν für die Frequenz (Eigene Darstellung nach [Fu1])	7
2.3.	Paschen-Kurven verschiedener Gase [Wik20]	14
2.4.	Gasentladungskennlinie [Kü09]	15
2.5.	Darstellung der Raumentladungszonen einer Glimmentladung. Dabei steht D1 für den astonschen Dunkelraum oder auch Kathodensaum, D2 für den hittorfischen Dunkelraum oder auch Kathodendunkelraum, D3 für den Faradayschen Dunkelraum, H1 für die Kathodenglimmhaut bzw. den Kathodenraum, H2 für das negative Glimmlicht, H3 für die positive Säule und H4 für das Anoden Glimmlicht [Str18]	16
2.6.	Schematische Darstellung einer Bogenentladung innerhalb eines Plasma Windows. [Mae56]	17
2.7.	Darstellung der Gyrationbewegung, wobei ρ_L für den Gyrationradius, B für die Magnetische Flussdichte und v_{\perp} für die senkrechte Geschwindigkeitskomponente, des Teilchens, steht. [Str18]	18
2.8.	Darstellung einer Überlagerung der Gyrationbewegung eines Elektrons (oben) bzw. eines Ions (unten) und einer Bewegung entlang des elektrischen Feldes (z-Achse) [Str18]	20
2.9.	Linienprofil und Halbwertsbreite einer Spektrallinie nach [Dem11, S.43]	23
2.10.	Voigtprofil der Dopplerverbreiterung nach [Dem11, S.50]	26
3.1.	Bild des modifizierten Aufbaus	30
3.2.	Querschnitts Darstellung des hier verwendeten Plasma Windows mit Spulen. (Eigene Darstellung nach [Boh19])	31
3.3.	Schaltbild der Spule. Dabei ist R der verwendete Vorwiderstand von 1Ω , S_1 und S_2 die verwendeten Spulen und das mit P_W gekennzeichnete rote Viereck das Plasma Window.	32
3.4.	Spektrometer mit Verbindungsstück (rot; 1) , Glasfaserkabel (gelb; 2) und CCD-Detektor (grün; 3)	33
3.5.	Darstellung des Aufbaus eines Spektrometers nach [BNG ⁺ 15]	34

4.1.	Gemessenes Spektrum (rot), gemessenes Hintergrundrauschen (schwarz) und bereinigtes Spektrum (blau)	37
4.2.	Intensitätsverteilung der Schwarzkörperstrahlung	38
4.3.	Empfindlichkeit des Chips bei 486 nm	39
4.4.	Mittelwert der Spektren (schwarz), vom Hintergrund bereinigtes Spektrum (rot). Bsph. für die zentrale Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$, einem Gasfluss von 2 slm und einem Anodenstrom von 60 A.	40
4.5.	Mit der Kalibrationskurve $K(\lambda)$ bereinigtes Spektrum für die zentrale Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$, einem Gasfluss von 2 slm und einem Anodenstrom von 60 A.	41
4.6.	Mit Voigt-Fit bearbeitetes Spektrum für die zentrale Wellenlänge von $\lambda = 486 \text{ nm}$, einem Gasfluss von 2 slm und einem Anodenstrom von 60 A.	42
4.7.	Boltzmannplot bei 2 sL Gasstrom und 60 A Anodenstrom ohne externes Magnetfeld	44
4.8.	Gemessene Magnetflussdichte. Die roten Linien markieren die Zentren der einzelnen Spulen, die Grüne Linie markiert die Stelle an der die Daten der einzelnen Messungen aufgenommen wurden.	45
5.1.	Elektronendichte ohne (schwarz; links) und mit Magnetfeld (rot, rechts) bei einem Gasfluss von 2 Standartlitern	46
5.2.	Elektronendichte ohne (schwarz; links) und mit Magnetfeld (rot; rechts) bei einem Gasfluss von 4 Standartlitern	47
5.3.	Vergleich der Elektronendichte mit und ohne Magnetfeld in Prozent bei 2 slm	47
5.4.	Vergleich der Elektronendichte mit und ohne Magnetfeld in Prozent bei 4 slm	48
5.5.	Elektronentemperatur ohne (schwarz;links) und mit Magnetfeld (rot;rechts) bei einem Gasfluss von 2 Standartlitern	49
5.6.	Elektronentemperatur ohne (schwarz;links) und mit Magnetfeld (rot;rechts) bei einem Gasfluss von 4 Standartlitern	49
5.7.	Vergleich der Elektronentemperatur mit und ohne Magnetfeld in Prozent bei 2 slm	50
5.8.	Vergleich der Elektronentemperatur mit und ohne Magnetfeld in Prozent bei 4 slm	50
6.1.	Aufgenommene Spektren bei einem Anodenstrom von 60 Ampere und einem Gasfluss von 2 slm. Rechts ohne Magnetfeld, Links mit Magnetfeld	51
6.2.	Intensitätsvergleich der Spektrallinie bei $\lambda = 462,774 \text{ nm}$ mit einem Gasstrom von 2 Standartliter (schwarz) bzw 4 Standartliter (rot)	52
6.3.	Intensitätsvergleich der Spektrallinie bei $\lambda = 501,226 \text{ nm}$ mit einem Gasstrom von 2 Standartliter (schwarz) bzw 4 Standartliter (rot)	53
6.4.	Vergleich der Intensitäten der Spektrallinie bei $\lambda = 486,329 \text{ nm}$ (H_{β} -Linie) mit einem Gasstrom von 2 Standartliter (schwarz) bzw 4 Standartliter (rot)	53

6.5. Veränderung des Druckes bei Messungen mit eingeschalteten Magnetfeld. Links bzw. die ersten 6 Messpunkte sind dabei die Messungen bei denen die Stromflussrichtung im Uhrzeigersinn ging, während Rechts bzw. die letzten 6 Messpunkte dabei die Messungen darstellen bei denen die Stromflussrichtung gegen den Uhrzeigersinn verlief.	55
6.6. Abnutzungserscheinungen an der verwendeten Anode	56

Tabellenverzeichnis

3.1. Parameter des Helmholtzspulenpaares	32
4.1. Terme der AR II Spektrallinien für die Temperaturbestimmung [KRR21] . .	43
6.1. Daten der Abbildung 6.5	56
A.1. Ergebnis der Vergleiche der Intensität der Spektrallinie bei 486,329 nm (H_{β} - Linie)	58
A.2. Ergebnis der Vergleiche der Intensität der Spektrallinie bei 462,774 nm . . .	58
A.3. Ergebnis der Vergleiche der Intensität der Spektrallinie bei 501,226 nm . . .	59
A.4. Elektronendichte bei 2 sL Gasstrom mit und ohne externes Magnetfeld . . .	59
A.5. Elektronendichte bei 4 sL Gasstrom mit und ohne externes Magnetfeld . . .	59
A.6. Elektronentemperatur bei 2 sL Gasstrom mit und ohne externes Magnetfeld	60
A.7. Elektronentemperatur bei 4 sL Gasstrom mit und ohne externes Magnetfeld	60

Literaturverzeichnis

- [BFP94] M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender. *Thermal Plasmas Fundamentals and Applications*. Springer, 1994.
- [BK98] S. Bartels and R. Karcher. *Lexikon der Chemie*. Spektrum, 1998. Online Version.
- [BNG⁺15] T. Belmonte, C. Noël, T. Gries, J. Martin, and G. Henrion. Theoretical background of optical emission spectroscopy for analysis of atmospheric pressure plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, 24(6):064003, oct 2015.
- [Boc29] R. Bock. Über die homogenität des magnetischen feldes in der helmholtz-gaugainschen doppelkreisanordnung. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 1929.
- [Boh19] B. F. Bohlender. *Entwicklung und plasmaphysikalische Untersuchung eines Plasmafensters zur Erzeugung hoher Druckunterschiede*. PhD thesis, Johann-Wolfgang von Goethe Universität Frankfurt am Main, 2019.
- [BS85] R H Bell and M J Seaton. Dielectronic recombination. I. General theory. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 18(8):1589–1629, apr 1985.
- [BSN04] L. Bergmann, C. Schäfer, and H. Niedrig. *Optik*. Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3. De Gruyter, 2004.
- [Cor62] C. H. Corliss. Temperature of a copper arc. *Journal of Research*, 1962.
- [CSW10] C. Czeslik, H. Seemann, and R. Winter. *Basiswissen Physikalische Chemie*. Springer, 2010.
- [Dem11] W. Demtröder. *Laserspektroskopie 1*. Springer, 2011.
- [Dem17] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2 Elektrizität und Optik*. Springer, 2017.
- [Ein16] A. Einstein. Strahlungsemission und -absorption nach der Quantentheorie. *Verhandlungen der deutschen physikalischen Gesellschaft*, 1916.
- [Fan06] U. Fantz. Basics of plasma spectroscopy. *Plasma Sources Science and Technology*, 2006.
- [Fin48] W. Finkelnburg. *Einführung in die Atomphysik*. Springer Verlag, 1948.

- [FM90] T. Fujimoto and R. W. P. McWhirter. Validity criteria for local thermodynamic equilibrium in plasma spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 42:6588–6601, Dec 1990.
- [Fr2] K. Fröhlich. Elektrische Energiesysteme. Vorlesungsskript, 2002.
- [Fu1] G. Fußmann. Einführung in die Plasmaphysik. Vorlesungsskript, 2001.
- [Fu2] G. Fußmann. Plasmaphysik und fusionsforschung ii. Vorlesungsskript, 2002.
- [Gü13] S. Günter. Einführung in die Plasmaphysik 1. Vorlesungsskript, 2013.
- [GGCP03] M. Gigosos, M. González, and V. Cardeñoso-Payo. Computer simulated balmer-alpha, -beta and -gamma stark line profiles for non-equilibrium plasmas diagnostics. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 58:1489, 08 2003.
- [Gri97] H. R. Griem. *Principles of Plasma Spectroscopy*. Cambridge Monographs on Plasma Physics. Cambridge University Press, 1997.
- [Her95] 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. *Journal of Applied Physics*, 78(9):5283–5288, 1995.
- [Hoc18] C. Hock. Versuch 23: Magnetfeld einer helmholtzspule. *Physikalisches Anfängerpraktikum 2 - Elektrizitätslehre*, 2018.
- [HS08] I. V. Hertel and C.-P. Schulz. *Atome, Moleküle und optische Physik 1 - Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie*. Springer, 2008.
- [HU95] E. Huber and M. Urban. Helmholtzspulen zur kalibrierung von magnetfeldsensoren. *Wissenschaftliche Berichte FZKA 5643*, 1995.
- [Jac09] J. Jacoby. Einführung in die Plasmaphysik. Vorlesungsskript, 2009.
- [Kü09] A. Küchler. *Hochspannungstechnik 3. Auflage*. Springer, 2009.
- [KG98] U. Kilian and W. Greulich. *Lexikon der Physik*. Spektrum, 1998. Online Version.
- [Kon99] N. Konjević. Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines; present status and applications. *Physics Reports*, 316:339–401, 08 1999.
- [KRR21] A. Kramida, Y. Ralchenko, and J. Reader. Nist atomic spectra database. *NIST Atomic Spectra Database*, Stand 2021.
- [Kun09] H J Kunze. *Introduction to Plasma Spectroscopy*. Springer, 2009.
- [Mae56] H. Maecker. Ein zylindrischer bogen für hohe leistungen. *Zeitschrift Fur Naturforschung Section A-a Journal of Physical Sciences - Z NATURFORSCH SECT A*, 11, 06 1956.

- [Mar18] O. Marti. Optik. Vorlesungsskript, Universität Ulm, 2018.
- [Max73] J. C. Maxwell. *Treatise on Electricity and Magnetism*. The Clarendon Press, 1873.
- [Mic18] A. Michel. Synchronized and space-resolved side-on electron temperature and density measurement along the discharge axis inside a plasma window. Master's thesis, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2018.
- [Noo19] N. Noor. Microplasma in ZnO Nano-forests under High Voltage Stress. Master's thesis, Bangladesh University of Engineering Technology, 2019.
- [Poh04] T. Pohl. *Relaxationsdynamik ultra kalter Plasmen*. PhD thesis, Technische Universität Dresden, 2004.
- [Sal98] D. Salzmann. *Atomic Physics in Hot Plasmas*. Number 97 in International Series of Monographs on Physics Ser. Oxford University Press, Incorporated, 1998.
- [Str18] U. Stroh. *Plasmaphysik Phänomene, Grundlagen und Anwendungen 2.Auflage*. Springer, 2018.
- [vK14] A. von Keudell. Einführung in die Plasmaphysik. Vorlesungsskript, 2014. Ruhr Universität Bochum.
- [Wik20] Wikipedia. Paschen-Kurven für verschiedene Gase. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Paschen_Curves.PNG, last edited on 28 October 2020.
- [Zoh12] H. Zohm. Plasmaphysik. Vorlesungsskript, LMU München, 2012.