

Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

BACHELORARBEIT  
im Studiengang Physik

vorgelegt von  
**Lukas Berger**  
geboren in Gronau

2021



# Analyse von Rekombinationsprozessen von hochgeladenen Ionen anhand einer Flugzeitmessung in einer portablen Elektronenstrahlionenfalle

Diese Bachelorarbeit wurde durchgeführt von Lukas Berger am  
Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg  
unter der Betreuung von  
Apl. Prof. Dr. José R. Crespo López-Urrutia



## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die dielektronische Rekombination von Neon, der Ladungsaustausch zwischen hochgeladenen Ionen und neutralen Atomen und die radiative Rekombination von Argon anhand von Flugzeiten in einer Elektronenstrahlionenfalle untersucht. Zu Beginn wurde die Flugstrecke der Ionen zwischen Falle und Detektor  $s_{\text{MCP}} = (74,7 \pm 0,19)$  cm durch eine Ladungszustandsbestimmung bei Flugzeiten von Argon bestimmt. Bei Neon konnten durch KLL-dielektronische Rekombination die Ladungszustände in der Flugzeit als heliumartigem Neon und lithiumartigem Neon identifiziert werden. Mit der bestimmten Flugstrecke und den bestimmten Ladungszuständen konnte die Flugzeitskala kalibriert werden. Als drittes wurde die Intensitätsverteilung der Ladungszustände in Abhängigkeit der Speicherzeit in der Falle für verschiedene Injektionsdrücke und Elektronenstrahlströme für Argon gemessen. So sollte überprüft werden, ob und wie stark die Rekombination von Ionen einen exponentiellen Verlauf folgt, Ladungsaustausch abhängig vom Druck in der Falle und radiative Rekombination abhängig vom Elektronenstrahlstrom ist. Durch Rekombinationsprozesse während des Ionisierungsprozesses war es dabei nicht möglich den höchsten erzeugten Ladungszustand zu messen. Die Auswertung wurde an  $\text{Ar}^{11+}$  durchgeführt und es konnte gezeigt werden, dass nicht nur die Rekombination von  $\text{Ar}^{11+}$  sondern auch Rekombination von höheren Ladungszuständen auf  $\text{Ar}^{11+}$  beobachtet wurde. Durch die Rekombination auf  $\text{Ar}^{11+}$  musste ein deutlich komplexeres Modell zur Beschreibung des Intensitätsverlaufs des Peaks genutzt werden. Die aufgenommenen Daten reichten dabei nicht aus, um dieses Modell an den Daten zu validieren.

### Abstract:

In this thesis, the dielectronic recombination of neon, the charge exchange between highly charged argon ions and neutral atoms and the radiative recombination of argon were studied using time-of-flight data in an electron beam ion trap. Initially, the flight distance of ions from the trap to the detector was determined to be  $s_{\text{MCP}} = (74.7 \pm 0.19)$  cm by a charge state determination through flight times of argon. For neon, it was possible to determine the charge states in the time-of-flight to helium-like neon and lithium-like neon by using KLL-dielectronic recombination data. With the flight distance and charge states determined, the time scale could be calibrated. Thirdly, the intensity distribution of the charge states as a function of storage time in the trap was measured for different injection pressures and electron beam currents. The aim was to verify whether the recombination of the ions follows an exponential course, the charge exchange depends on the pressure in the trap, and the radiative recombination depends on the electron beam current. Due to recombination in the ionization process it was not possible to measure the highest generated charge state. The evaluation was performed on  $\text{Ar}^{11+}$  and it was shown that not only recombination of  $\text{Ar}^{11+}$  but also recombination to  $\text{Ar}^{11+}$  from higher charge states was observed. Recombination to  $\text{Ar}^{11+}$  meant that a much more complex model had to be used to describe the intensity profile of the peak. The recorded data were not sufficient to validate this model.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Das Atom . . . . .	2
2.1.1	Das Wasserstoffatom . . . . .	2
2.1.2	Mehrelektronische Systeme . . . . .	4
2.2	Ionen . . . . .	5
2.2.1	Hochgeladene Ionen . . . . .	6
2.2.2	Ionisationsprozesse . . . . .	6
2.2.3	Atomanregung . . . . .	8
2.2.4	Rekombinationsprozesse . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>12</b>
3.1	Pumpensystem . . . . .	13
3.1.1	Turbomolekularpumpe . . . . .	14
3.1.2	Scrollpumpe . . . . .	14
3.2	Elektronenkanone . . . . .	15
3.2.1	Kathode . . . . .	16
3.3	Injektionssystem . . . . .	17
3.4	Zentrale Vakuumkammer . . . . .	19
3.5	Falle . . . . .	20
3.6	Kollektor . . . . .	23
3.7	Helmholtz-Spulen . . . . .	24
3.8	Detektoren . . . . .	24
3.8.1	Mikroplattendetektor (MCP) . . . . .	25
3.8.2	Channeltron . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Experimenteller Ablauf</b>	<b>28</b>

<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>30</b>
5.1	Vergleich des Signals von Channeltron und MCP . . . . .	30
5.2	Ladungszustandsbestimmung von Argon (ToF) . . . . .	32
5.3	Dielektronische Rekombination an Neon . . . . .	38
5.4	Ladungsaustausch und radiative Rekombination von Argon . . . . .	47
<b>6</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>59</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>61</b>
7.1	Mathematische Konstanten . . . . .	61
7.2	Naturkonstanten . . . . .	61
<b>8</b>	<b>Literatur</b>	<b>63</b>
<b>9</b>	<b>Danksagung</b>	<b>65</b>
<b>10</b>	<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>66</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Atome und Moleküle sind die Bausteine des Lebens und jedes Molekül unseres Körpers ist aus Atomen aufgebaut. Als Beispiel kann hier das Molekül Hämoglobin genannt werden, das den Sauerstoff in der Lunge bindet und in den Blutkreislauf transportiert. Obwohl Atome und Moleküle schon sehr lange erforscht werden, ist die Atom- und Molekülphysik immer noch ein aktives Forschungsgebiet mit neuen Erkenntnissen. Aus unserem Umfeld auf der Erde kennen wir neutrale Atome und Moleküle. Ein Großteil der sichtbaren Materie in unserem Universum liegt jedoch als hochgeladene Ionen in heißen Plasmen vor [1]. In diesen astronomischen Plasmen finden Ionisations- und Rekombinationsprozesse statt. Die dabei emittierten Photonen haben eine typischerweise eine Energie, die im Ultraviolett- bis Röntgenbereich liegt. Die Atmosphäre der Erde absorbiert einen großen Teil dieser Strahlung [2], weswegen die Beobachtung der Rekombinationsspektren mit Bodenteleskopen unmöglich ist. Durch Satelliten, wie dem XMM-Newton mit hochauflösenden Röntgenteleskopen, können diese Spektren aufgenommen und die Rekombination in den Plasmen erforscht werden. Viele aufgenommene Linien im Spektrum konnten durch theoretische Überlegungen oder experimentelle Versuche an hochgeladenen Ionen erklärt werden. Eine beobachtete Linie im Perseus Cluster mit einer Energie von ca. 3.5 keV blieb jedoch zunächst unerklärt und sorgte für verschiedene Interpretationen über die Quelle der Emissionslinie. Insbesondere gab es Spekulationen, diese Linie durch dunkle Materie erklären zu können. Eine mögliche Erklärung lieferte der Ladungsaustausch von vollständig ionisiertem Schwefel mit einem neutralen Atom, bei dem diese Linie gemessen werden konnte [3]. Dies zeigt wie wichtig experimentelle Erforschung dieser Spektren zur Interpretation astrophysikalischer Beobachtungen sind.

In dieser Bachelorarbeit werden dielektronische Rekombination, Rekombination durch Ladungsaustausch und radiative Rekombination untersucht, die auch in heißen Plasmen zu finden sind. Dazu wird das zu untersuchende Element gasförmig in eine Elektronenstrahlionenfalle (EBIT von Electron Beam Ion Trap) injiziert. Das Element wird mit dem Elektronenstrahl durch Elektronenstoßionisation ionisiert und durch die negative Raumladung des Elektronenstrahls, dem elektrostatischen Potential der Driftröhren und einem starken Magnetfeld in der Falle gehalten. Dadurch kann es weiter ionisiert werden, bis hochgeladene Ionen entstehen. Die in der Falle produzierten Ionen werden danach aus dem Experiment extrahiert und gemäß ihrem Ladung/Masse-Verhältnis separiert. Hierdurch ist eine eindeutige Identifikation der vorherrschenden Ionen möglich, indem die Flugzeit der Ionen gemessen wird. Im Folgenden werden erst einige theoretische Grundlagen und Begriffe erklärt. Danach wird der Versuchsaufbau beschrieben. Als Drittes wird der experimentelle Ablauf beschrieben. Danach folgt die Auswertung der aufgenommenen Daten. Als Abschluss der Arbeit wird eine Diskussion der Messergebnisse mit einem Ausblick auf weitere Experimente vorgestellt.

# Kapitel 2

## Grundlagen

Um das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment zu verstehen, müssen zuerst einige Grundlagen und Begriffe erklärt werden.

### 2.1 Das Atom

In dieser Arbeit wird die Rekombination von Atomen untersucht. Moleküle bestehen aus mindestens zwei Atomen (Beispiel: NaCl) und bis zu tausenden Atomen (Beispiel: Proteine) [4]. Atome bestehen aus einem zentralen Kern und Elektronen, die sich in einer Hülle um den Kern befinden. Der Kern besteht aus Neutronen und Protonen, die deutlich schwerer als die Elektronen sind. Das Proton ist positiv und das Elektron negativ geladen und sie ziehen sich durch Coulombwechselwirkung gegenseitig an, was zu einer potentiellen Energie führt. Diese potentielle Energie wirkt der Coulombanziehung des Protons und der Elektronen entgegen und steht daher im Gleichgewicht mit der kinetischen Energie des Kerns und der Elektronen. Um die Struktur und das Verhalten von komplexen Atomen und Molekülen zu verstehen, ist es hilfreich, die Grundlagen des einfachsten möglichen Systems zu untersuchen.

#### 2.1.1 Das Wasserstoffatom

Wasserstoff besteht in seinem häufigsten Isotop aus einem Proton und einem Elektron. Für das Wasserstoffatom ist es Schrödinger 1926 gelungen, die Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \hat{H} \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (2.1)$$

mit dem Hamiltonoperator

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}, t) \quad (2.2)$$

analytisch zu lösen [5], wobei  $-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta$  die kinetische Energie und  $V(\mathbf{r}, t)$  die potentielle Energie beschreibt. Die analytische Lösung ermöglicht eine exakte Berechnung der Wellenfunktion  $\Psi$  des Elektrons. Dadurch konnte auch die Bindungsenergie des Elektrons bestimmt werden.

Wenn der Impuls und die Energie unabhängig von der Zeit sind, lässt sich die Wellenfunktion  $\Psi$  in einen ortsabhängigen und einen zeitabhängigen Faktor aufsplitten. Die Zeitentwicklung ist daher durch

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \quad (2.3)$$

gegeben. Der Ortsteil wird durch Lösung der stationären Schrödingergleichung

$$\hat{H} \psi = E \psi \quad (2.4)$$

bestimmt. Im Fall von Wasserstoff ist diese durch

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta_e - \frac{\hbar^2}{2m_k}\Delta_k - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r}_e - \vec{r}_k|} \right) \psi(\vec{r}_e, \vec{r}_k) = E\psi(\vec{r}_e, \vec{r}_k) \quad (2.5)$$

(Elementarladung  $e$ , Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_0$ , Kernladungszahl  $Z$  und Positionsvektoren  $\vec{r}$ )

gegeben, wobei  $-\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta_e$  und  $-\frac{\hbar^2}{2m_k}\Delta_k$  die kinetische Energie des Elektrons beziehungsweise des Kerns ist und  $-\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r}_e - \vec{r}_k|}$  die potentielle Energie der Coulombwechselwirkung zwischen Elektron und Kern beschreibt.

Um diese stationäre Schrödingergleichung zu lösen, wird die Bewegung der Teilchen in die Bewegung des Schwerpunktes und die Relativbewegung der Teilchen zueinander getrennt.

Im Schwerpunktsystem ergibt sich die Schrödingergleichung zu

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}), \quad (2.6)$$

mit der reduzierten Masse  $\mu = \frac{m_e m_k}{m_e + m_k}$ .

Diese Differentialgleichung ist durch Separation der Variablen analytisch lösbar. Für die Wellenfunktion  $\psi$  ergibt sich

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y_\ell^m(\theta, \varphi). \quad (2.7)$$

Der Radialteil wird durch

$$R(r) = \sqrt{\frac{(n - \ell - 1)!}{2n(n + \ell)!}} \left( \frac{2}{na_0} \right)^{3/2} e^{-r/na_0} \left( \frac{2r}{na_0} \right)^\ell L_{n-\ell-1}^{2\ell+1} \left( \frac{2r}{na_0} \right), \quad (2.8)$$

mit Bohrschem Radius  $a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}$  beschrieben [6]. Die Hauptquantenzahl  $n$  beschreibt die Atomschalen, die Nebenquantenzahl  $l$  kennzeichnet die Form des Orbitals und  $m$  ist die Magnetquantenzahl. Die Atomschalen sind alphabetisch benannt, beginnend mit dem Buchstaben K für die innerste Schale.  $L_{n-\ell-1}^{2\ell+1}$  sind die Laguerre-Polynome.

$Y_\ell^m(\theta, \varphi)$  beschreibt die Kugelflächenfunktionen siehe [7] oder [4].

$|\psi(r, \theta, \varphi)|^2$  beschreibt die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte des Elektrons um den Atomkern nach der Kopenhagener Deutung der Quantenmechanik [4]. Es ergeben sich die Atomorbitale.

$\hat{H}\psi = E\psi$  ist eine Eigenwertgleichung und kann nun gelöst werden. Für die Energie ergeben sich so folgende Energieeigenwerte

$$E_n = -\frac{\mu \cdot Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{Z^2}{n^2} \text{Ry}, \quad (2.9)$$

mit Planckschem Wirkungsquantum  $h$  und  $\text{Ry} = 13,6 \text{ eV}$ .

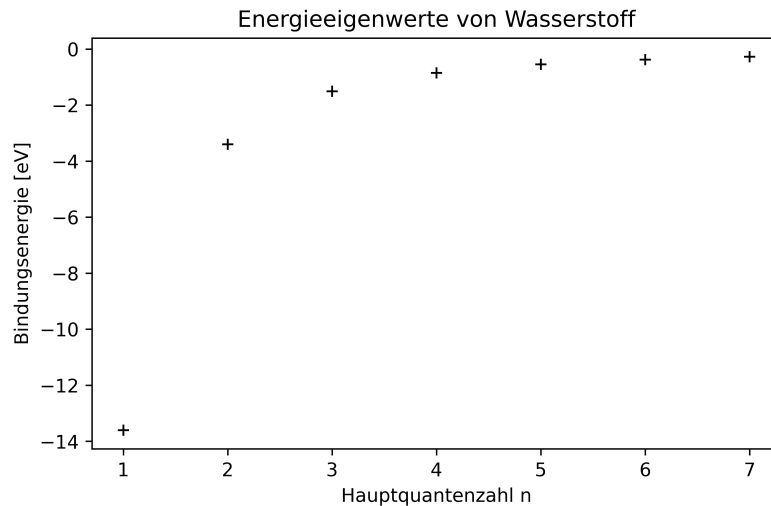


Abbildung 2.1: Dargestellt ist die Bindungsenergie des Elektrons in Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl  $n$  nach Gleichung 2.9.

Die hier dargestellte Lösung der Schrödingergleichung für das Wasserstoffatom gilt für die nicht-relativistische Quantenmechanik. Die Energieeigenwerte sind nur von der Hauptquantenzahl  $n$  abhängig und entartet bezüglich der Drehimpuls- und Magnetquantenzahlen.

### 2.1.2 Mehrelektronische Systeme

Bei Mehrelektronensystemen wird der Aufbau der Elektronenschalen durch Energieminimierung und das Pauli-Prinzip bestimmt, welches besagt, dass die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch gegen Vertauschung zweier Elektronen ist. Dies bedeutet, dass je zwei Elektronen in einem Atom nicht in allen Quantenzahlen übereinstimmen können. Pauli führte dabei einen neuen Freiheitsgrad ein, der später als Spin identifiziert wurde [8].

Für alle Atome mit mehr als einem Elektron kann die Schrödingergleichung nicht analytisch gelöst werden. Dies liegt daran, dass die elektrostatische Wechselwirkung der Elektronen miteinander berücksichtigt werden muss. Dadurch ist das Potential nicht mehr kugelsymmetrisch und die Wellenfunktion lässt sich nicht mehr separieren [4].

Da eine analytische Lösung bei Atomen mit mehreren Elektronen nicht möglich ist, werden entweder vereinfachte Modelle oder numerische Verfahren genutzt, um eine genäherte Lösung zu erhalten. Im Folgenden werden dazu das Hartree-Verfahren sowie der Ansatz der Configuration Interaction vorgestellt.

#### Hartree-Verfahren

Ein numerisches Verfahren um Mehrelektronenatome näherungsweise zu berechnen, ist das Hartree-Verfahren. Es wird mit einem kugelsymmetrischen Potential  $\phi^{(0)}(r)$  begonnen, bei dem die Abschirmung der Elektronen durch die Parameter  $a$  und  $b$  näherungsweise berücksichtigt wird. Zum Beispiel

$$\phi^{(0)}(r) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{Z}{r} - a \cdot e^{-b \cdot r} \right), \quad (2.10)$$

mit  $a$  und  $b$  als anzupassende Parameter.

Dieses Potential wird in die Schrödinger-Gleichung eingesetzt und die Wellenfunktionen und Energieeigenwerte werden für die Elektronen berechnet. Danach wird die Potentialänderung auf ein Elektron durch alle anderen Elektronen in Näherung berechnet. Dies wird für jedes Elektron durchgeführt. Dadurch ergibt sich ein neues Potential  $\phi^{(1)}(r)$ , welches die elektrostatische Wechselwirkung der Elektronen genauer beschreibt und wieder in die Schrödinger-Gleichung eingesetzt werden kann. Dies wird so lange wiederholt, bis die Energieeigenwerte gegen einen Wert konvergieren. Der Wert dieser Annäherung ist dabei immer größer als der reale Wert [4].

Wichtig ist, dass die gesamte Wellenfunktion immer auf das Produkt von Einteilchenwellenfunktionen zurückgeführt werden kann. Mit dem Pauli-Prinzip führt das zu Wellenfunktionen der Form (in diesem Beispiel für zwei Elektronen)

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \psi_1(\vec{r}_1) \psi_2(\vec{r}_2) - \psi_1(\vec{r}_2) \psi_2(\vec{r}_1) \}. \quad (2.11)$$

Dies wird häufig durch die sogenannte Slater-Determinante ausgedrückt [4]

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \psi_1(\vec{r}_1) & \psi_2(\vec{r}_1) \\ \psi_1(\vec{r}_2) & \psi_2(\vec{r}_2) \end{vmatrix}. \quad (2.12)$$

Genauere Ergebnisse werden erreicht, wenn der Spin der Elektronen (Hartree-Fock-Verfahren) und relativistische Effekte (Dirac-Coulomb-Breit Operator anstatt Hamiltonian im Dirac-Hartree-Fock-Verfahren [9]) berücksichtigt werden. Besonders bei schweren Atomen spielen diese relativistischen Effekte eine immer größere Rolle.

### Flexible Atomic Code

Die theoretischen Spektren dieser Arbeit wurden mit dem Flexible Atomic Code (FAC) berechnet. Der FAC wurde genutzt, weil mit ihm bereits vielfach erfolgreich spektrale Emissionen von astrophysikalischen Plasmen modelliert wurden [10]. Astrophysikalische Plasmen enthalten oft hochgeladene Teilchen und haben einen sehr geringen Druck [1]. Dies sind Eigenschaften, die wir auch in unserem Versuchsaufbau finden.

FAC verwendet dabei einen vollständig relativistischen Ansatz, der es erlaubt, ihn auch bei Ionen mit hoher Kernladung anzuwenden. Weiterhin gilt er nach [10] als benutzerfreundlicher als andere Methoden zur Berechnung von theoretischen Spektren.

Der FAC beruht auf dem Ansatz der Configuration Interaction. Configuration Interaction ist ein Post-Hartree-Verfahren und stellt die Gesamtwellenfunktion als Summe aus gewichteten Slater-Determinanten dar. Jede Slater-Determinante entspricht dabei einer möglichen Verteilung der Elektronen. Die Wichtungsfaktoren werden durch Diagonalisierung des Dirac-Coulomb-Breit-Hamiltonoperators bestimmt. Je mehr möglichen Verteilungen der Elektronen berücksichtigt werden, desto genauer wird das Ergebnis. Mit wachsender Anzahl an berücksichtigten möglichen Verteilungen der Elektronen steigt jedoch auch die benötigte Rechenleistung. Eine ausführlichere Erklärung der Funktion des FAC kann in [10] nachgelesen werden.

## 2.2 Ionen

Als Ionen werden elektrisch geladene Atome oder Moleküle bezeichnet. Neutrale Atome wirken nach außen als nicht geladen, da sich die positive Kernladung mit der negativen Elektronenladung ausgleicht. Wird ein Elektron vom Atom entfernt, so ist das Atom positiv geladen und man spricht von einem Ion. Die Elektronen sind an die Atome mit denen im vorherigen Kapitel dargestellten Bindungsenergien (Gleichung 2.9 für Wasserstoff) gebunden. Um ein Elektron

nun von dem Atom zu entfernen, muss die Bindungsenergie für dieses Elektron in der jeweiligen Schale aufgebracht werden. Die Bindungsenergien der Elektronen von Argon sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

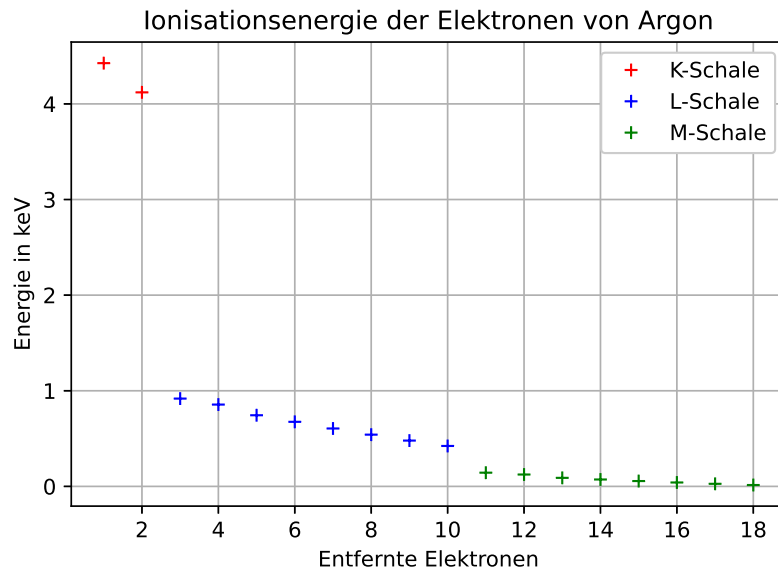


Abbildung 2.2: Dargestellt sind die Bindungsenergien der Elektronen von Argon nach [11]. Die Werte wurden mit einer Kombination von Moore-, relativistischem Hartree-Slater- und Hartree-Fock-Berechnungen erzeugt.

Man erkennt in Abbildung 2.2 auch gut die K-, L- und M-Schalen, die sich energetisch unterscheiden. Die ersten beiden Elektronen sind in der K-Schale, die 8 danach in der L-Schale und die letzten 8 Elektronen in der M-Schale.

### 2.2.1 Hochgeladene Ionen

Nach [12] spricht man von hochgeladenen Ionen (im folgenden HCI nach Highly Charged Ions), wenn mehr als die Hälfte der Elektronen entfernt wurden. Sie weisen daher eine hohe positive Ladung auf. Bei hochgeladenen Ionen lassen sich quantenelektrodynamische, relativistische und nukleare Effekte beobachten, die sich bei nicht geladenen Atomen gar nicht, oder bei Ionen mit schwacher Ladung nur schwer beobachten lassen [13]. Dies liegt daran, dass die Kernkräfte nicht durch die Elektronen abgeschirmt werden.

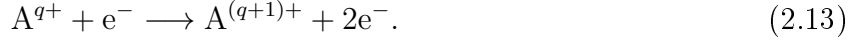
Wenn man über hochgeladene Ionen spricht, so identifiziert man sie oft mit dem neutralen Atom, was die gleiche Anzahl an Elektronen besitzt. So spricht man beispielsweise bei  $\text{Ne}^{8+}$  von helium-artigem Neon, da es, wie neutrales Helium, nur noch zwei Elektronen besitzt. Eine weitere Notation ist in der Spektroskopie üblich, bei der erst das Elementsymbol genannt und dann mit römischen Zahlen der um eins erhöhte Ladungszustand angegeben wird.  $\text{Ar}^{7+}$  wird in dieser Notation zum Beispiel durch Ar VIII dargestellt.

### 2.2.2 Ionisationsprozesse

Es gibt verschiedene Möglichkeiten die Bindungsenergie der Elektronen aufzubringen und ein Atom zu ionisieren. In diesem Kapitel werden drei Ionisationsprozesse vorgestellt.

### Elektronenstoßionisation

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Atome mit einem Elektronenstrahl durch Elektronenstoßionisation ionisiert. Dabei stößt ein freies Elektron auf ein gebundenes Elektron. Ist die kinetische Energie des freien Elektrons größer als die Bindungsenergie des gebundenen Elektrons, so kann das gebundene Elektron entfernt und das Atom ionisiert werden.



Wie man an Abbildung 2.2 erkennt, steigt für jedes weiter entfernte Elektron die benötigte kinetische Energie des freien Elektrons an.

Der Wirkungsquerschnitt kann durch eine empirische Formel von Wolfgang Lotz beschrieben werden [14]:

$$\sigma = \sum_{i=1}^N a_i q_i \frac{\ln \frac{E_e}{E_B}}{E_e E_B} \left( 1 - b_i \exp \left[ -c_i \left( \frac{E_e}{E_B} - 1 \right) \right] \right), \quad (2.14)$$

mit der kinetischen Energie des freien Elektrons  $E_e$ , Bindungsenergie des gebundenen Elektrons  $E_B$  in  $i$ .ter Unterschale,  $q_i$  Anzahl anderer Elektronen in gleicher Schale,  $a_i, b_i$  und  $c_i$  experimentell bestimmte Konstanten.

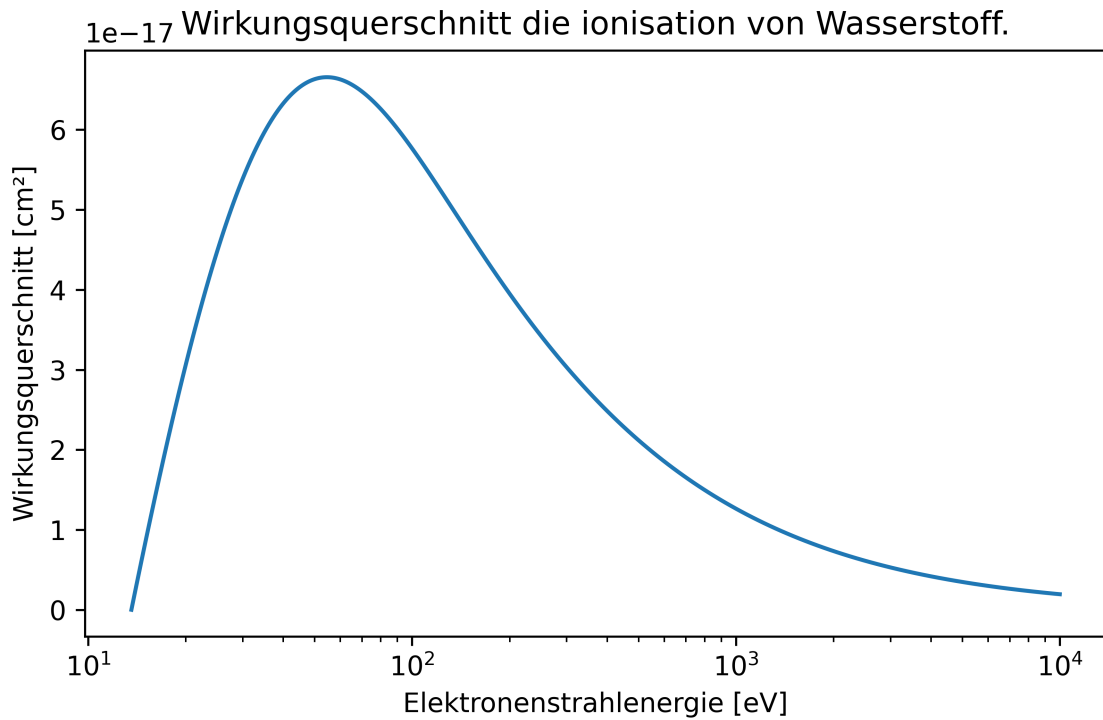


Abbildung 2.3: Dargestellt ist der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Elektronenenergie für die Ionisierung von Wasserstoff mit  $a = 4,0 \cdot 10^{-14}$ ;  $b = 0,6$ ; und  $c = 0,56$  nach [14].

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes freies Elektron mit kinetischer Energie  $E_e$  ein gebundenes Elektron mit Bindungsenergie  $E_B$  entfernt und hat die Dimension einer Fläche. An Abbildung 2.3 kann erkannt werden, dass die Ionisationswahrscheinlichkeit des Atoms erst mit der Elektronenstrahlenergie bis zu einem Maximum ansteigt und danach wieder abfällt.

### Photoionisation

Man kann Atome auch mit Photonen ausreichender Energie ionisieren. Es gilt:



Erstmals wurde dieser Effekt von Albert Einstein 1905 durch Einführung des Photons als Lichtquant erklärt [15], wofür er 1922 den Nobelpreis für Physik erhalten hat.

Die kinetische Energie des freiwerdenden Elektrons hängt dabei von der Energie des Photons  $E_\gamma$  ab.

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (2.16)$$

Das Photon muss mindestens die Bindungsenergie des gebundenen Elektrons haben. Deswegen tritt Ionisation durch Photonen erst ab einer gewissen Wellenlänge auf.

$$E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \hbar\omega \geq E_B \quad (2.17)$$

### 2.2.3 Atomanregung

Ein weiterer wichtiger Prozess bei atomaren Systemen ist die Anregung. Die Anregungsenergie ist geringer als die Ionisierungsenergie und das gebundene Elektron wird nicht vom Atom getrennt, sondern in eine höhere Schale angeregt. Im Folgenden werden einige Anregungsprozesse vorgestellt.

#### Elektronenstoßanregung

Wie bei der Ionisation trifft hier ein freies Elektron mit kinetischer Energie auf ein Atom oder Ion. Die kinetische Energie des Elektrons ist jedoch nicht hoch genug, um das Atom oder Ion (weiter) zu ionisieren. Es gilt:



Dabei gibt das freie Elektron einen Teil seiner kinetischen Energie ab, um das gebundene Elektron anzuregen. Nach Energieerhaltung gilt daher

$$E'_e = E_e - E_a, \quad (2.19)$$

mit der Anregungsenergie  $E_a$  und der kinetischen Energie des freien Elektrons nach dem Stoß  $E'_e$ .

#### Photoanregung

Neben Anregung durch Elektronenstoß können auch Photonen Elektronen anregen. Da dabei jedoch das Photon absorbiert wird und kein weiterer Stoßpartner existiert, der einen Teil der Energie absorbieren kann, muss das Photon die passende Energie haben, um das gebundene Elektron auf eine andere Schale anzuregen. Daher handelt es sich hier um einen resonanten Prozess. Es gilt



und

$$E_\gamma = E_a. \quad (2.21)$$



### Auger-Meitner-Effekt

Bei einem angeregten Atom kann ein Elektron aus den äußeren Schalen in ein Elektronenloch der inneren Schalen fallen. Falls die freiwerdende Energie größer als die Bindungsenergie eines weiteren gebundenen Elektrons ist, so kann ein Elektron aus dem System gelöst werden, wodurch es ionisiert wird [16].

### 2.2.4 Rekombinationsprozesse

Rekombination ist der Umkehrprozess zur Ionisation. Ein geladenes Ion kann ein Elektron einfangen und damit seine Ladung verringern. Man unterscheidet zwischen dem nicht resonanten Prozess der radiativen Rekombination, dem resonanten Prozess der dielektronischen Rekombination und dem Ladungsaustausch eines hochgeladenen Ion und einem neutralen Atom.

#### Radiative Rekombination

Die radiative Rekombination beschreibt den Umkehrprozess zur Photoionisation. Ein Elektron wird eingefangen und die kinetische Energie des freien Elektrons und die Bindungsenergie im Atom werden als Photon abgestrahlt. Es gilt:



und

$$E_{\gamma} = E_{\text{kin}} - E_{\text{B}}. \quad (2.23)$$

Im Gegensatz zu der Photoionisation ist die radiative Rekombination kein resonanter Prozess und kann bei allen Energien stattfinden. Für den Wirkungsquerschnitt gilt nach [17]

$$\sigma_n = \frac{8\pi}{3\sqrt{3}} \frac{\alpha^5 Z_{\text{eff}}^4}{n^3 K \omega}, \quad (2.24)$$

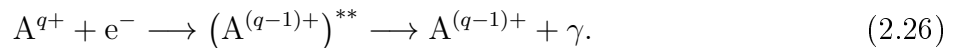
mit Feinstrukturkonstante  $\alpha$ , effektiver Kernladungszahl  $Z_{\text{eff}}$ , kinetischer Energie des eingefangenen Elektrons  $K$  und  $\omega$  die Kreisfrequenz des emittierten Photons.

#### Dielektronische Rekombination

Der Umkehrprozess zum Auger-Meitner-Effekt ist die dielektronische Rekombination (DR). Ein Ion fängt ein freies Elektron ein. Die freiwerdende Energie regt ein anderes Elektron in dem Atom an und besteht dabei aus der Bindungsenergie nach dem Einfang und der kinetischen Energie des eingefangenen Elektrons. Sie muss genau der Anregungsenergie entsprechen um ein gebundenes Elektron anzuregen.

$$E^* \stackrel{!}{=} E_b + E_{\text{kin}} \quad (2.25)$$

Es handelt sich daher um einen resonanten Prozess. Dieser so erzeugte doppelt angeregte Zustand ist instabil und bei dielektronischer Rekombination regt sich das Atom durch Photoemission ab. Die Energie des abgestrahlten Photons entspricht dabei der Bindungsenergiedifferenz der beiden Bindungszustände.



Benannt werden diese Übergänge zuerst durch die beiden Schalen des gebundenen Elektrons und danach durch die Schale des eingefangenen Ions. Spricht man von KLL-DR, so ist das gebundene Elektron von der K- in die L-Schale angeregt, und das freie Elektron in der L-Schale eingefangen worden [18].

In Abbildung 2.4 sind radiative und dielektronische Rekombination für gleiche Anfangs- und Endzustände dargestellt.

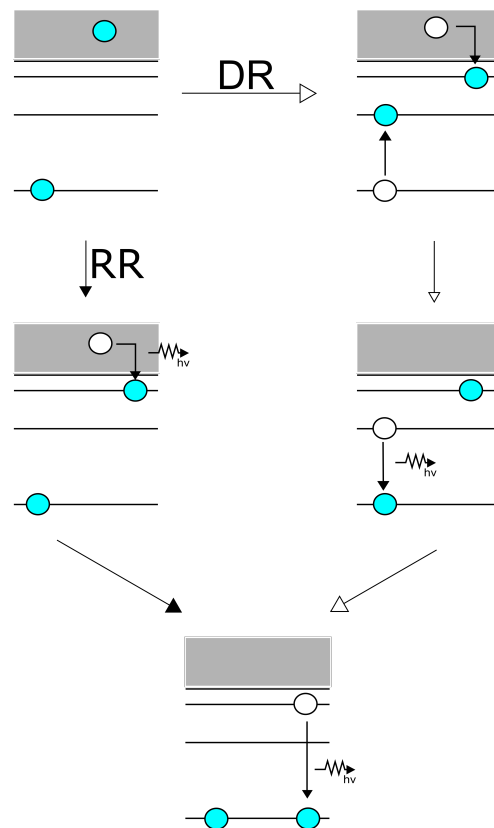


Abbildung 2.4: Gezeigt ist die schematische Darstellung radiativer und dielektronischer Rekombination für gleiche Anfangs- und Endzustände. Dielektronische Rekombination kann auch durch Emission von nur einem Photon stattfinden.

### Rekombinationsprozesse höherer Ordnung

Die Bindungsenergie des eingefangenen Elektrons kann auch mehr als ein Elektron anregen. Man spricht in diesem Fall von trielektronischer Rekombination (TR)(insgesamt drei angeregte Elektronen), quadrulektronische Rekombination (QR)(insgesamt vier angeregte Elektronen) und so weiter. Die Energie des eingefangenen Elektrons muss aber auch hier mit den Anregungsenergien für die gebundenen Ionen übereinstimmen. Daher ist auch dies ein resonanter Prozess [19].

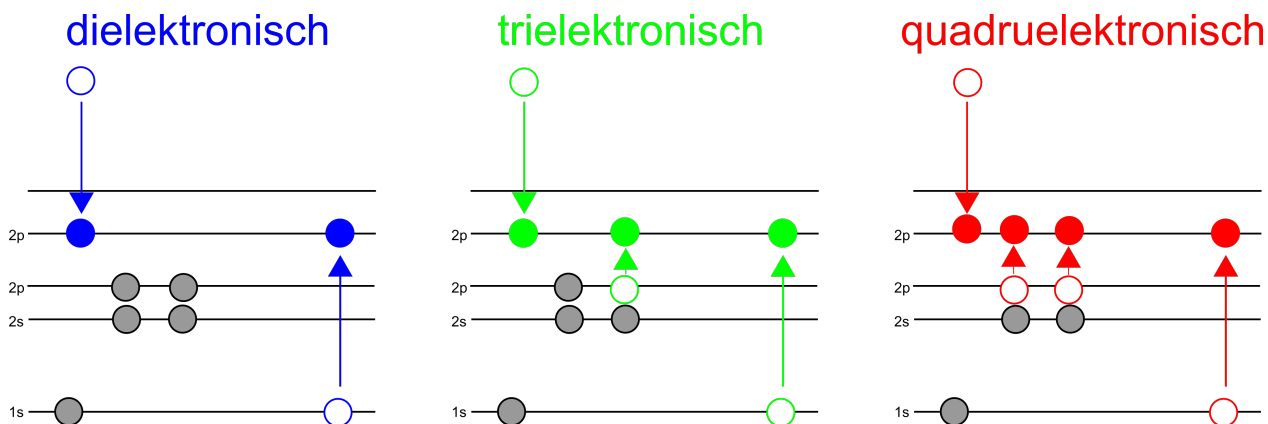
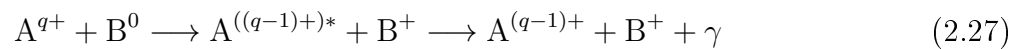


Abbildung 2.5: Gezeigt ist die schematische Darstellung von Rekombinationsprozessen höherer Ordnungen. Entnommen aus [19].

Obwohl der Effekt der trielektronischen und quadreelektronischen Rekombination bei einigen Ionen wie zum Beispiel Krypton relevant ist (siehe [20]), tritt bei leichteren Atomen trielektronische und quadreelektronische Rekombination nicht so stark auf. Aus diesem Grund werden sie daher in dieser Arbeit nicht näher behandelt.

### Ladungsaustausch

Bei dem Ladungsaustausch wird ein Elektron von einem neutralen Atom oder Molekül mit einem Ion ausgetauscht. Beide Atome bilden dabei für eine kurze Zeit ein Quasimolekül, bevor das Elektron des neutralen Atoms in eine der äußeren Schalen des Ions übergeht. Das Ion ist dann angeregt und regt sich entweder direkt oder über Kaskaden durch Photonemission in den Grundzustand ab [21].



Der Ladungsaustausch zwischen Ionen ist dabei aufgrund der Coulombabstoßung der positiv geladenen Ionen sehr unwahrscheinlich [21]. Daher ist es auch unwahrscheinlich, dass mehr als ein Elektron ausgetauscht wird, da das neutrale Atom zum Ion wird.

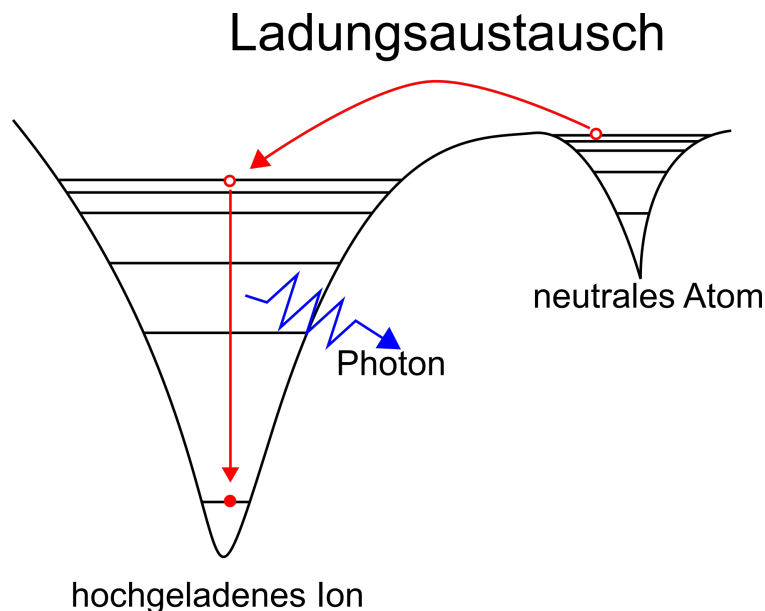


Abbildung 2.6: Gezeigt ist die schematische Darstellung des Quasimoleküls zwischen einem hochgeladenem Ion und einem neutralen Atom.

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden mit der PolarX-Elektronenstrahlionenfalle (PolarX-EBIT) durchgeführt. Die PolarX-EBIT ist eine Weiterentwicklung eines portablen EBIT-Prototyps von Lisa Buchauer und James Harris [22]. Durch ein neuartiges Kanonendesign konnte die Kathode abseits der Elektronenstrahlachse montiert werden. Dadurch wird ein optischer Zugang entlang der Hauptachse des Experimentes ermöglicht. Folglich kann beispielsweise ein externer Photonenstrahl axial durch das Fallenzentrum geführt werden. Statt üblicher supraleitenden Magneten wurden in der PolarX-EBIT Permanentmagnete genutzt. Daher kann auf eine komplexe Kühlung der Magneten verzichtet werden und das Experiment kann mit einem kleinen Transporter zu externen Strahlungsquellen, wie zum Beispiel zu dem Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) zur Röntgenlaserspektroskopie, transportiert werden. Der Nachteil von Permanentmagneten ist das deutlich schwächere Magnetfeld im Vergleich zu supraleitenden Magneten.

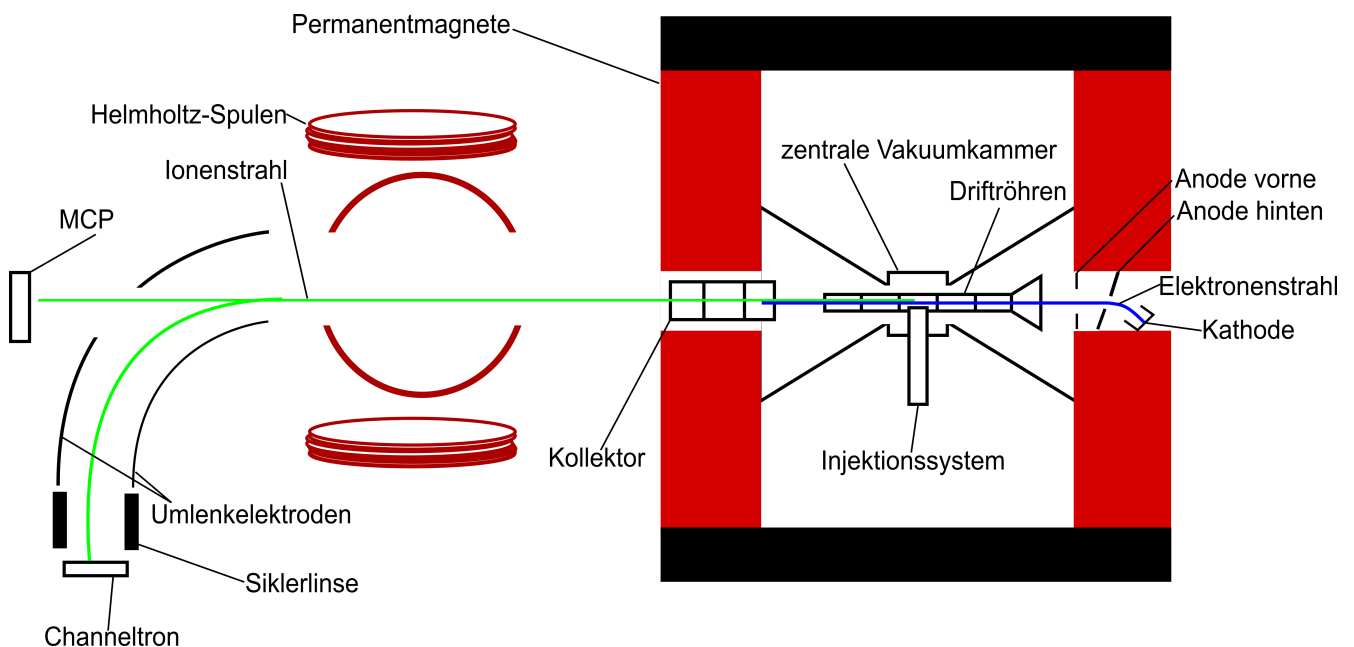


Abbildung 3.1: Gezeigt ist ein vereinfachter schematischer Aufbau der PolarX-EBIT

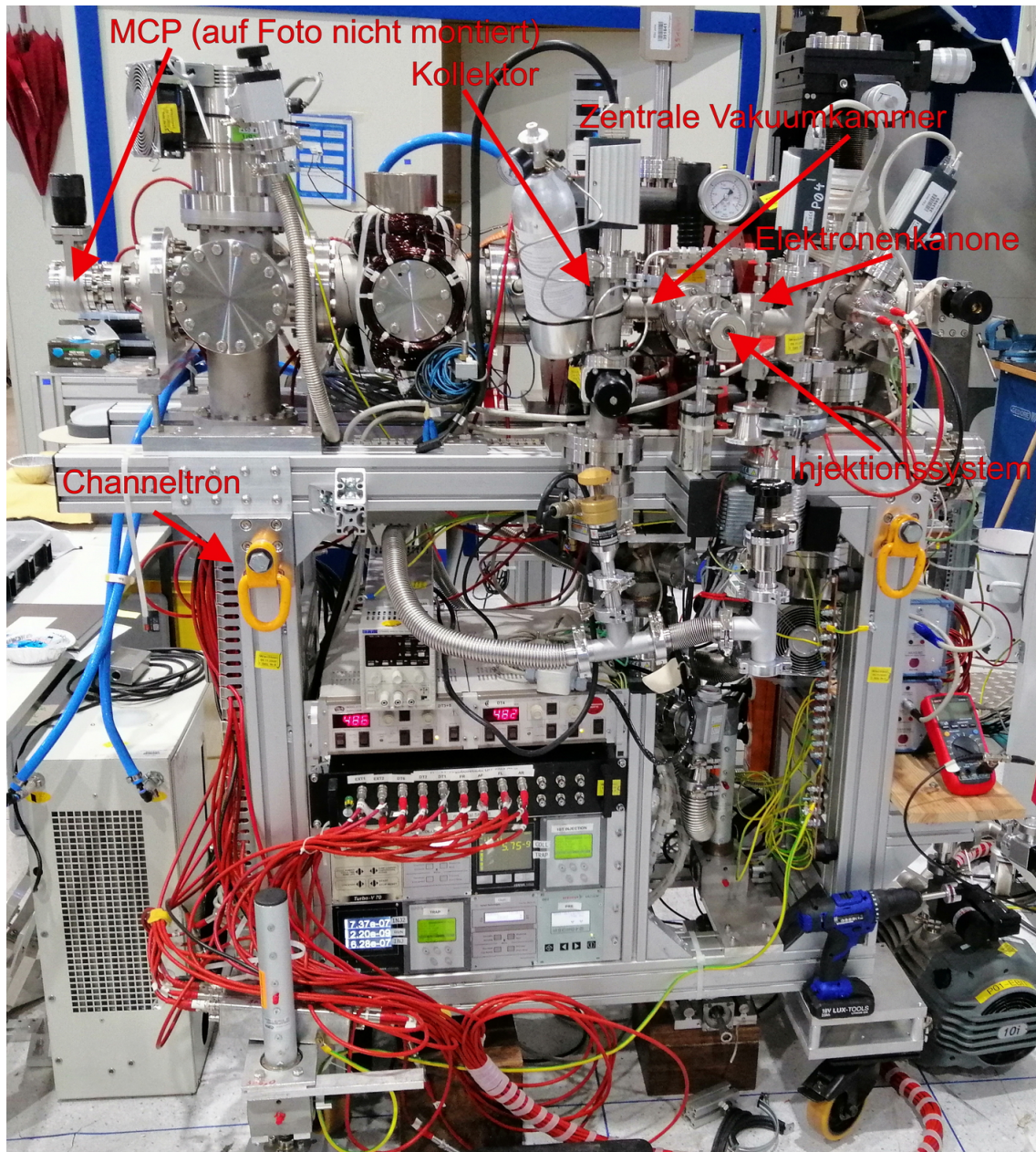


Abbildung 3.2: Die Bild zeigt den Aufbau der PolarX-EBIT. In das Injektionssystem wird das zu untersuchende Gas injiziert. Es trifft in der zentralen Vakuumkammer auf den Elektronenstrahl, der in der Elektronenkanone erzeugt wurde. Die Ionen werden in der zentralen Vakuumkammer durch die Raumladung des Elektronenstrahls, die Driftröhren und das Magnetfeld in einer Falle gespeichert, bevor sie durch eine Beschleunigungsspannung auf die Detektoren beschleunigt werden. In der PolarX wird ein Channeltron und ein MCP als Flugzeitdetektor verwendet. Sie werden später innerhalb dieses Kapitels erklärt.

Im Folgenden wird der Aufbau und die Funktion der PolarX-EBIT erklärt.

### 3.1 Pumpensystem

Innerhalb der EBIT herrscht ein Ultrahochvakuum (ca.  $p = 10^{-9}$ mbar). Das Ultrahochvakuum wird durch ein Pumpensystem mehrerer Turbomolekularpumpen und einer Vorpumpe (Scrollpumpe) erzeugt.

### 3.1.1 Turbomolekularpumpe

Die Turbomolekularpumpe basiert auf dem Prinzip der Übertragung kinetischer Energie des Rotors auf Gasteilchen. Durch den Zusammenstoß mit dem rotierenden Rotor der Pumpe erfahren die Gasteilchen, zusätzlich zu der thermischen Energie, auch einen Impuls in Pumprichtung. Es entsteht eine molekulare Strömung, wofür sich die Rotorscheaufeln mindestens mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Gasteilchen bewegen und die mittlere freie Weglänge der Teilchen größer als die Abmessungen der aktiven Teile in der Turbopumpe sein müssen. Es wird daher eine Vorpumpe benötigt, damit die mittlere freie Weglänge der Teilchen groß genug ist [24]. Die mittlere thermische Geschwindigkeit von leichten Molekülen ist aufgrund der geringen Masse jedoch besonders hoch, weshalb die Pumpleistung für leichte Moleküle schlechter ist.

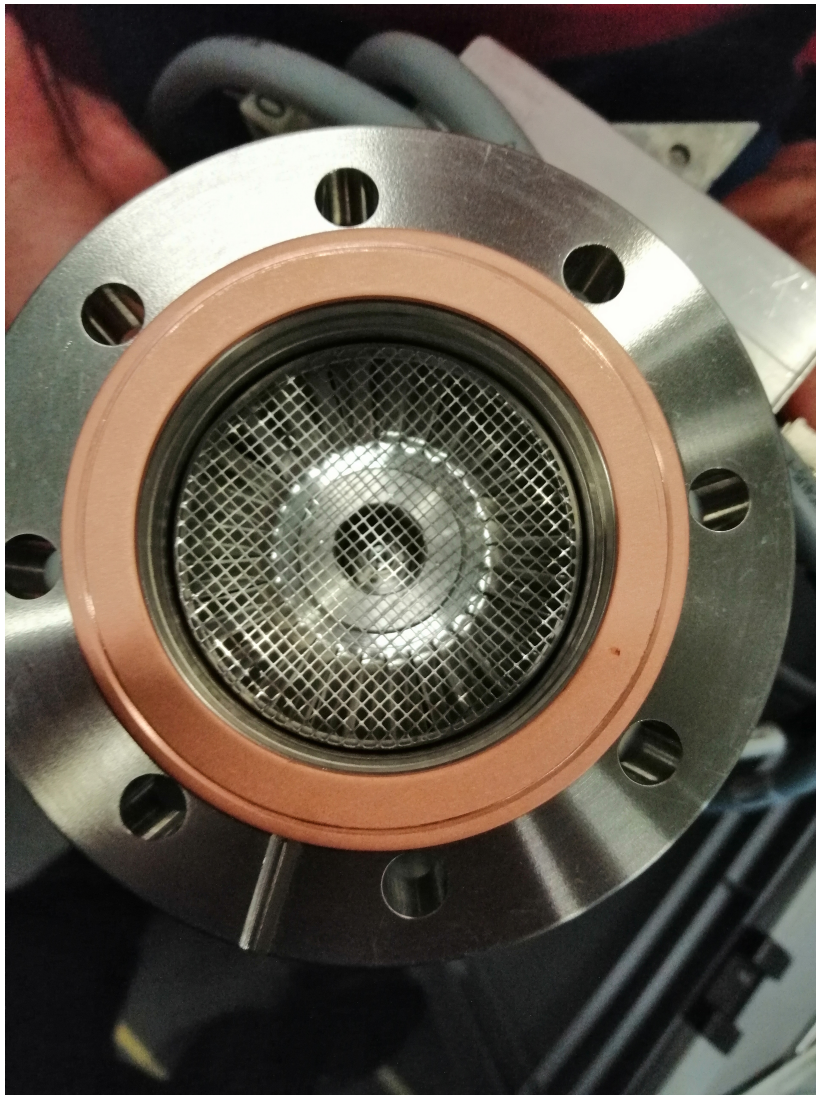


Abbildung 3.3: Das Foto zeigt eine Turbomolekularpumpe mit erkennbaren Rotorscheaufeln.

### 3.1.2 Scrollpumpe

Im experimentellen Aufbau wird eine Scrollpumpe als Vorpumpe genutzt. Sie besteht aus einer feststehenden und einer exzentrisch rotierenden Spirale. Der Antrieb erfolgt durch einen Elektromotor. Die ineinandergreifenden Bewegungen der Spiralen bilden fortlaufende, sichelförmige Hohlräume. Sie verdichten das Gas und befördern es zur Mitte der Festspirale. Dort entweicht es durch die Auslassöffnung [23].

## 3.2 Elektronenkanone

Die Ionen werden in der PolarX-EBIT durch Elektronenstoßionisation ionisiert. Dafür ist ein Elektronenstrahl notwendig, der in der Elektronenkanone erzeugt wird. Dazu werden in der Elektronenkanone freie Elektronen aus der Kathode in das Vakuum durch Glühemission emittiert. In der PolarX-EBIT wird die Austrittsarbeit der Elektronen durch Erhitzen der Kathode überwunden. Die Anode ist eine Elektrode, die auf einem positiven Potential gegenüber der Kathode liegt. Die freien Elektronen werden zur Anode hin beschleunigt. Durch eine Öffnung in der Anode wird der Elektronenstrahl aus der Elektronenkanone geschossen. Der Elektronenstrahl ionisiert in Abbildung 3.4 ein Plasma, das sichtbare Photonen emittiert.

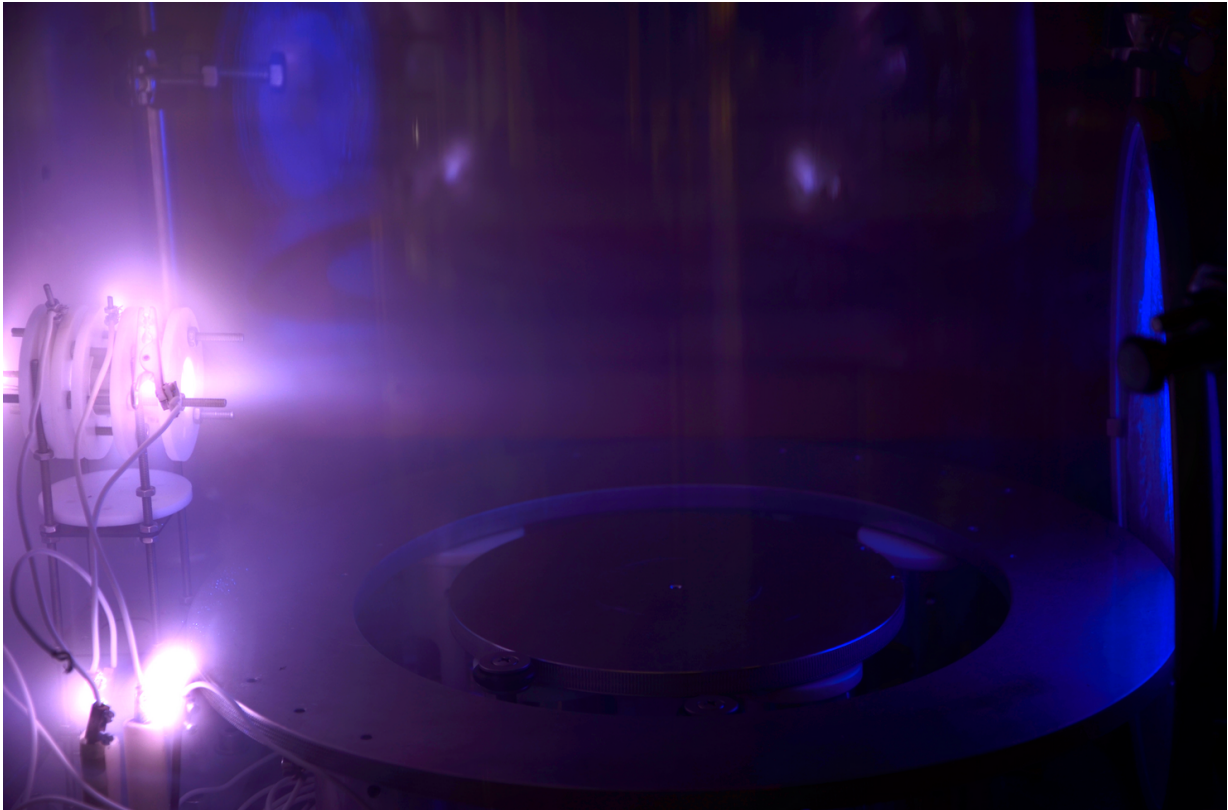


Abbildung 3.4: Der Elektronenstrahl aus der Elektronenkanone (links) ionisiert ein Plasma, welches sichtbare Photonen emittiert. (Foto: Peter Gutschank, 2014).

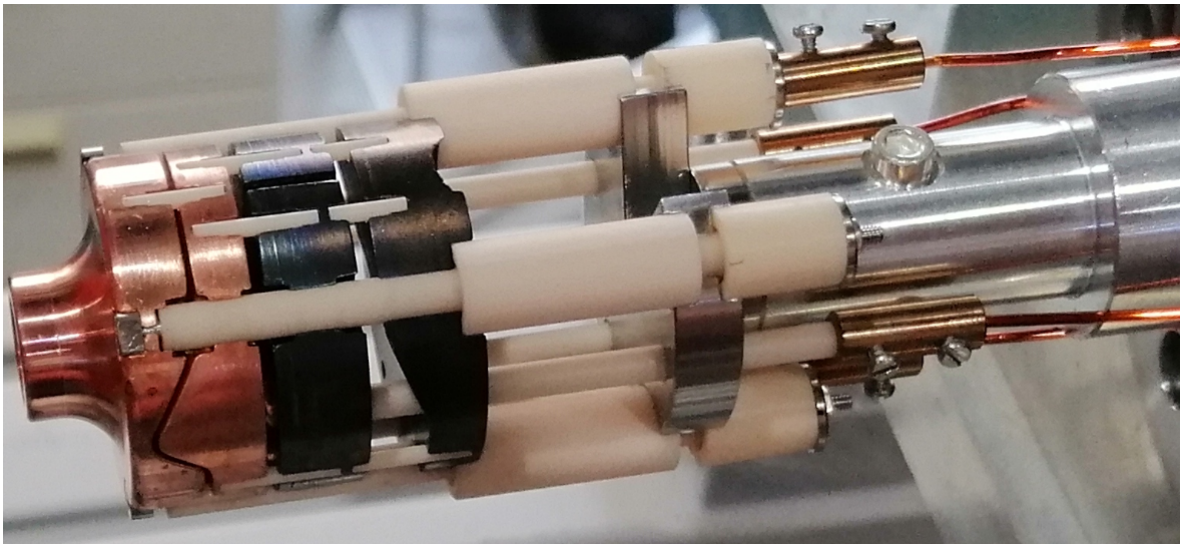


Abbildung 3.5: Das Foto zeigt die in der PolarX verbauten Elektronenkanone. Links in dem Bild ist die zweigeteilte kupferne Anode erkennbar.

In der PolarX-EBIT ist eine Off-Axis-Elektronenkanone verbaut. Die Kathode liegt nicht auf der selben Achse wie der Elektronenstrahl. Dies hat den Vorteil, dass ein externer Photonenstrahl eines Synchrotrons oder einer anderen Strahlungsquelle eingekoppelt werden kann. Der Photonenstrahl kann so nicht auf die Kathode treffen, was die Lebensdauer der Kathode verlängert [25]. Es wird auch verhindert, dass starke Photonenpulse auf die Kathode treffen, was die Elektronenemission verhindern könnte.

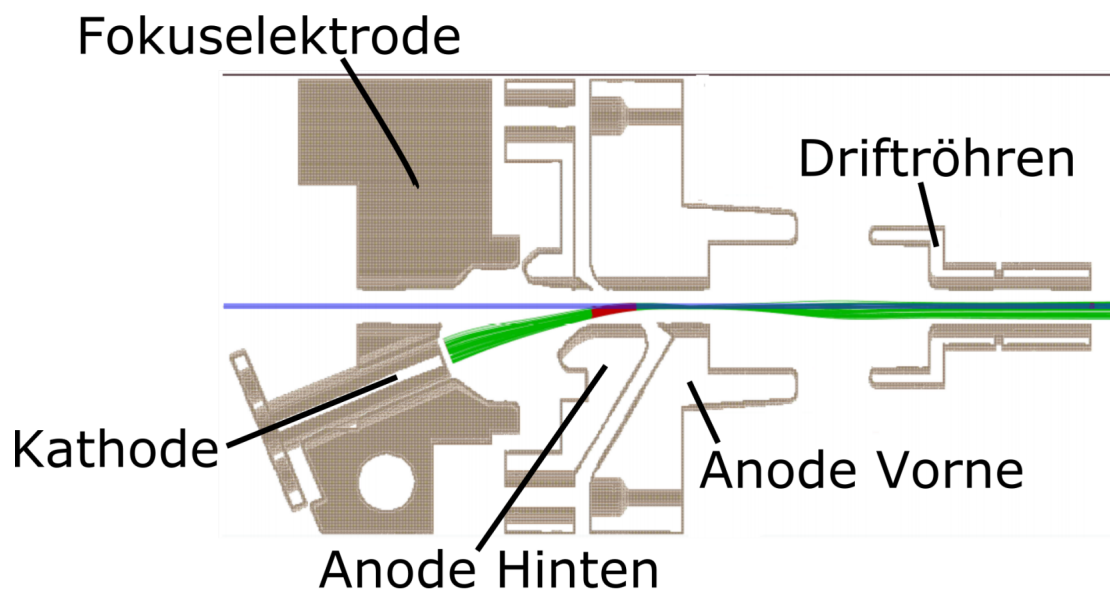


Abbildung 3.6: Die schematische Darstellung zeigt eine Off-Axis-Elektronenkanone mit eingezeichnetem Photonenstrahl. Entnommen aus [26]

### 3.2.1 Kathode

In der Elektronenkanone der PolarX-EBIT wird eine Barium-imprägnierte Wolfram-Dispenser-Kathode genutzt. Es hat sich herausgestellt, dass sie sehr gut geeignet für EBITs sind [25]. Sie hat eine sehr niedrige Austrittsarbeit von ca. 2 eV, emittiert bei relativ niedrigen Temperaturen um 1300 K hohe Stromdichten von bis zu 10 A/cm<sup>2</sup> [25]. Außerdem liefert sie nach kurzer Zeit



konstante Ströme [27] und ist sehr langlebig ([25] und [27]).

### 3.3 Injektionssystem

Das zu untersuchende Gas wird durch das Injektionssystem in die EBIT geleitet. Erst wird in einer Vorstufe ein Feinvakuum ( $\sim 10^{-2}$  mbar) erzeugt. So können nicht nur gasförmige Stoffe injiziert werden, sondern auch flüssige Stoffe, deren Dampfdruck hoch genug ist, dass sie im Feinvakuum bei Raumtemperatur verdampfen.

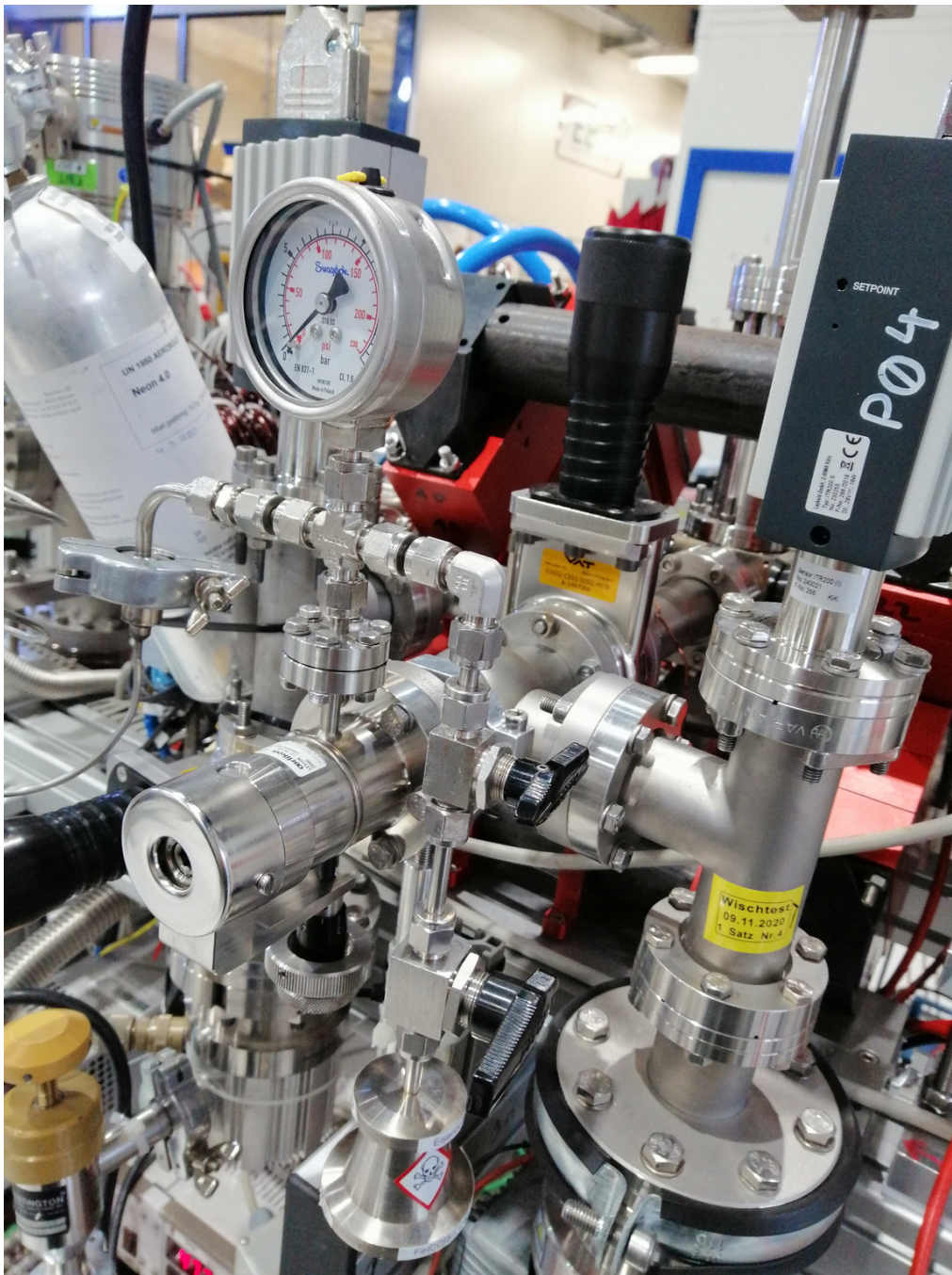


Abbildung 3.7: Das Foto zeigt das mehrstufige Injektionssystem. Angeschlossen ist Neon und Eisenpentacarbonyl. Das erkennbare Schieberventil wurde installiert, um an dem Injektionssystem Veränderungen vornehmen zu können, ohne die EBIT zu belüften.

Mit einem Feindosierventil wird das Gas in die nächste Stufe gelassen. Dort gelangt es über eine Lochblende direkt in die zentrale Vakuumkammer. Die Lochblende wird genutzt, um eine laminare lokale Injektion des Gases in der EBIT zu erzeugen. Mit einer Drucksonde kann in dieser Stufe der Injektionsdruck überwacht werden. Der Injektionsdruck kann über das Feindosierventil geregelt werden und befindet sich im Bereich des Hochvakuums ( $\sim 10^{-7}$  mbar).

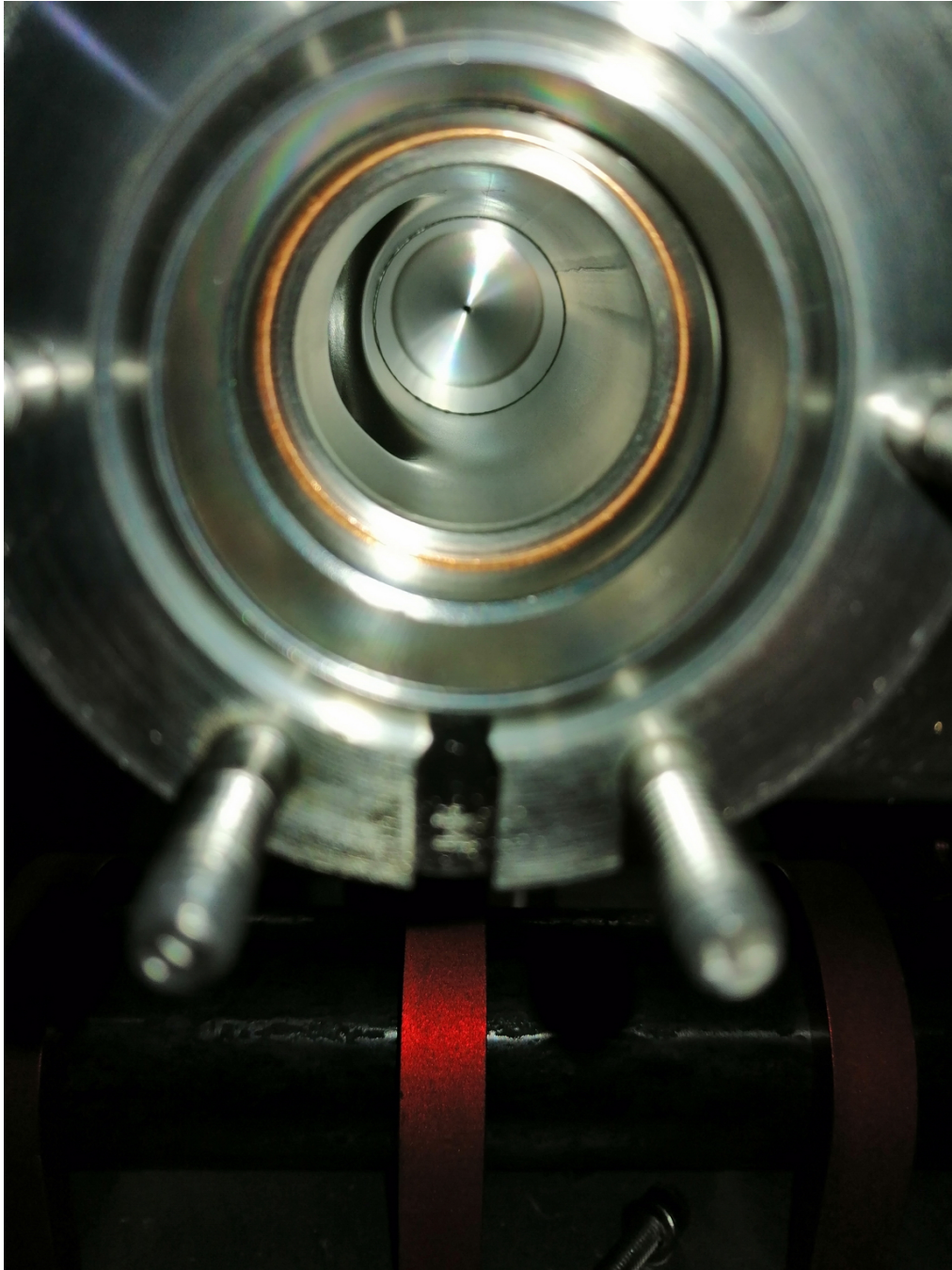


Abbildung 3.8: Das Foto zeigt die Lochblende bei abmontiertem Injektionssystem. Gut zu erkennen ist auch eine in der EBIT übliche Kupferdichtung.

Das injizierte Gas wird durch das Injektionssystem in die zentrale Vakuumkammer geleitet. Sie wird im Folgenden erklärt.

### 3.4 Zentrale Vakuumkammer

Der Elektronenstrahl trifft in der zentralen Vakuumkammer auf die Atome und ionisiert sie. Die Ionen können durch Röntgendetektoren untersucht werden. Innerhalb der Kammer sind die Driftröhren verbaut. An die Kammer ist das Injektionssystem, Drucksensor und mit konischen Verbindungsflanschen auch Elektronenkanone und Kollektor angeschlossen. Diese werden im folgenden näher beschrieben.

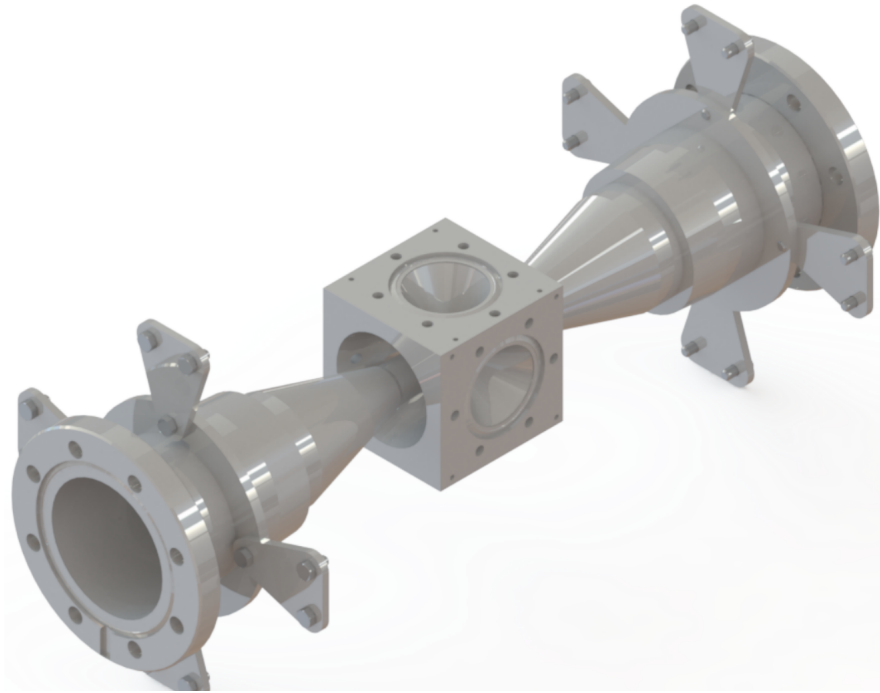


Abbildung 3.9: Das Modell zeigt die zentrale Vakuumkammer (Würfel mit Seitenlänge 70mm) mit konischen Verbindungsstücken. Entnommen aus [28].

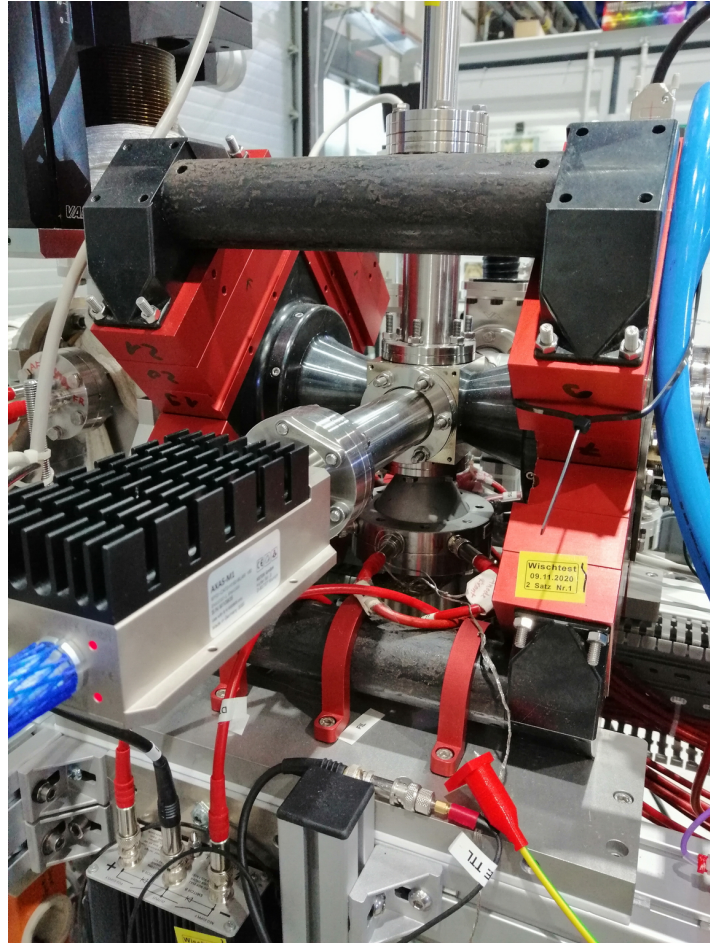


Abbildung 3.10: Das Foto zeigt die zentrale Vakuumkammer.

### 3.5 Falle

In der EBIT werden die Ionen radial durch die starke negative Raumladung des komprimierten Elektronenstrahls gefangen [22]. Es gibt aber noch weitere Effekte, die es ermöglichen, die Ionen auch bei ausgeschaltetem Elektronenstrahl zu speichern. Man redet in diesem Fall von Magnetic Trapping Mode. [28]

In der EBIT werden Ionen durch ein starkes Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen und radial zur Elektronenstrahlachse gespeichert. Die PolarX nutzt dafür NdFeB Permanentmagnete, durch die im Zentrum der Falle ein Magnetfeld von bis zu 0,86 T erzeugt wird [25]. Das geladene Teilchen oszilliert in der Falle aufgrund der Lorentzkraft mit der Zyklotronfrequenz. [29]

$$\omega_c = \frac{q}{m} B, \quad (3.1)$$

mit Ladung  $q$ , Masse  $m$ , Kreiszahl  $\omega_c$ , Magnetfeld  $B$ .  
Der Radius der Kreisbahn ergibt sich daher zu

$$r_c = \frac{mv_{\perp}}{qB}. \quad (3.2)$$

Der Radius der Kreisbahn wird, wie man an Gleichung 3.2 sieht, mit steigendem  $q$  oder  $B$  kleiner.

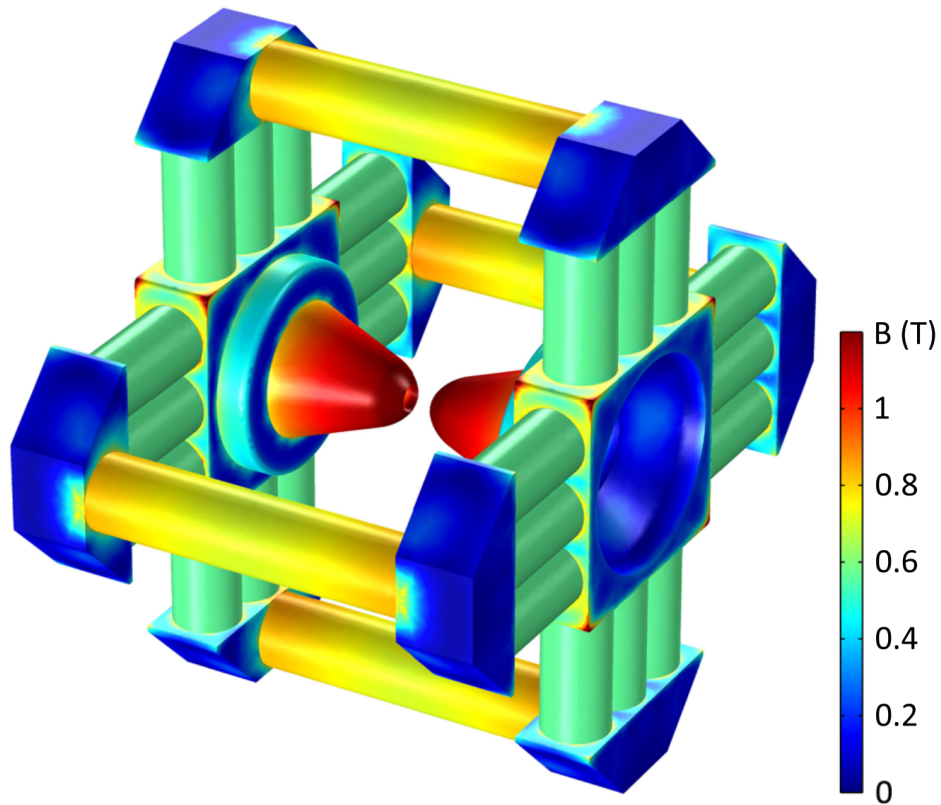


Abbildung 3.11: Die Abbildung zeigt die mit Cosmol simulierte magnetische Flussdichte. (Grün: Permanentmagnete, Blau: magnetischer Stahl, Gelb: weiches Eisen). Entnommen aus [25].

Für optimale Elektronenstrahlkompression und Fokussierung sollte sich die Kathode der Elektronenkanone im Nulldurchgang des Magnetfeldes  $-95,5$  mm (siehe Abbildung 3.12) vom Zentrum der Falle befinden [28].

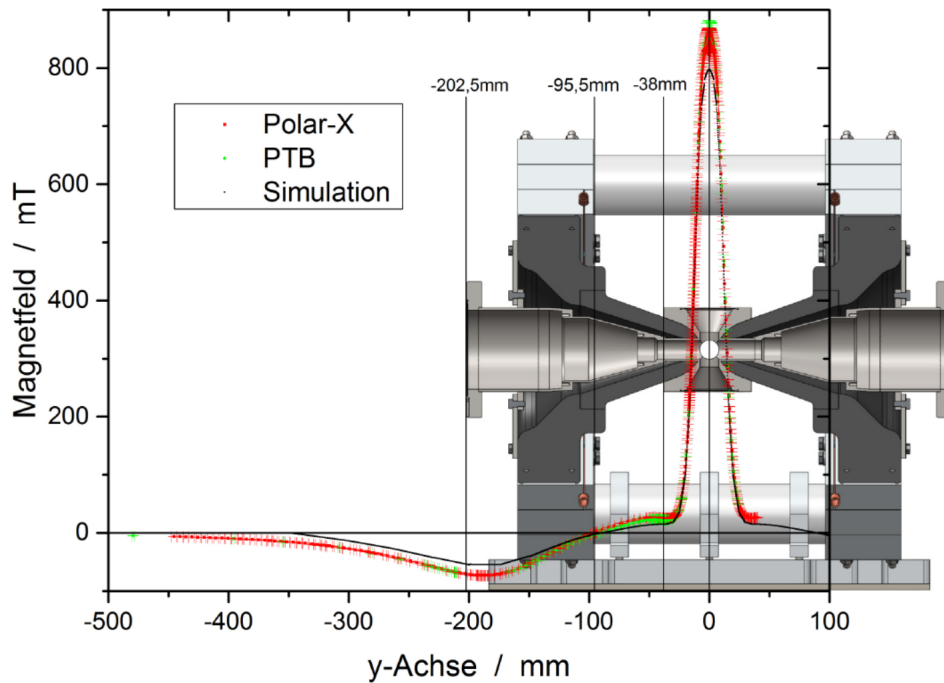


Abbildung 3.12: Die Abbildung zeigt den Verlauf der magnetischen Flussdichte entlang der Strahlachse. Entnommen aus [28].

Axial wird die Bewegungsfreiheit der Ionen durch die Driftröhren begrenzt. Bei den Driftröhren handelt es sich um 6 Elektroden mit Innendurchmesser von 4 mm bis 6 mm, an die individuell eine Spannung von 0 V bis 6000 V angelegt werden kann [28]. Die Elektroden führen auch den Elektronenstrahl durch die Falle. Für eine bessere Führung des Elektronenstrahls wurde in Richtung der Elektronenkanone eine Trompetenelektrode verbaut. Die mittlere Elektrode DT4 bietet vier optische Zugänge [28] [25].

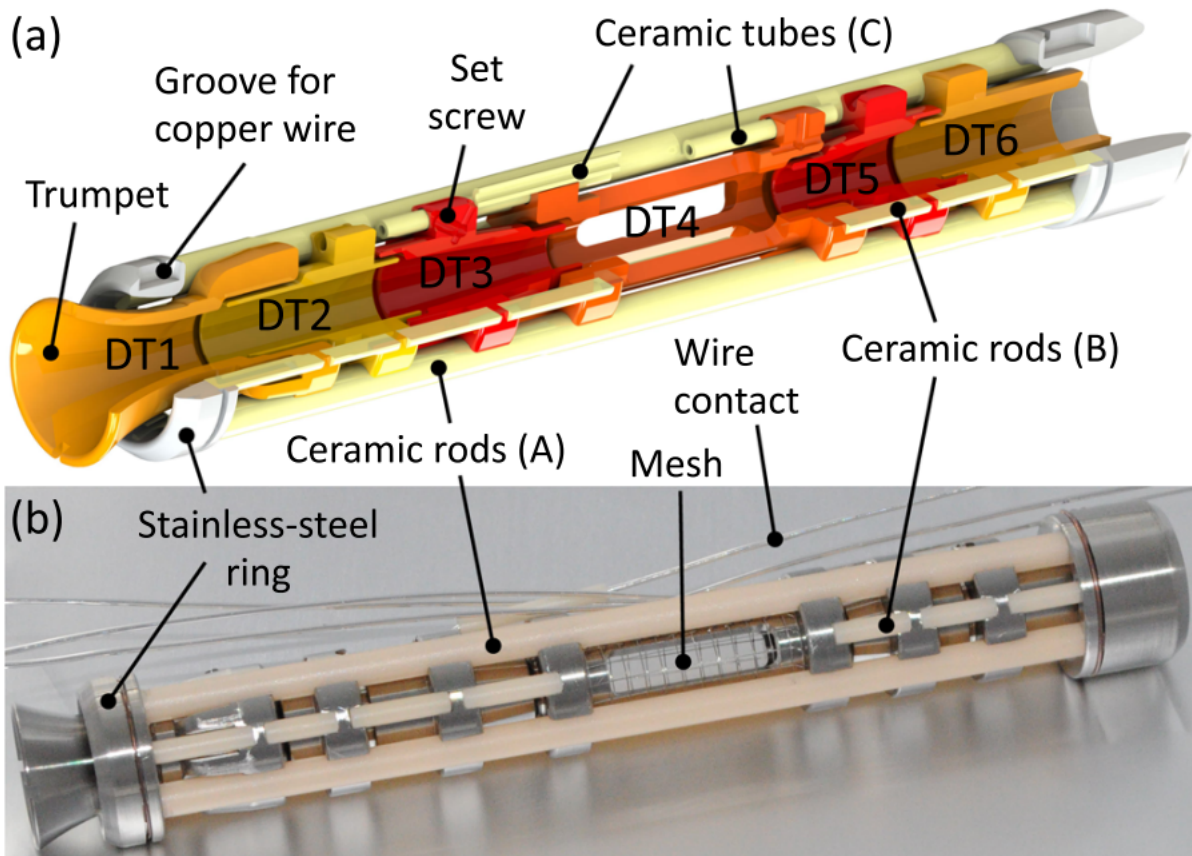


Abbildung 3.13: Dargestellt sind die 6 Elektroden. Die zentrale Driftröhre DT4 befindet sich dabei im Bereich der stärksten Magnetfelddichte. Entnommen aus [25].

### 3.6 Kollektor

Damit der Elektronenstrahl den Aufbau nicht beschädigt, indem er zum Beispiel auf die Detektoren oder thermische isolierte Elektroden trifft, die sich dadurch bis über den Schmelzpunkt erhitzen könnten, wird er durch den Kollektor kontrolliert abgeführt. Der Kollektor besteht aus drei kupfernen rotationssymmetrischen Elektroden [28]. Die erste Elektrode in Strahlrichtung ist über einen kleinen Widerstand geerdet und fängt die Elektronen auf. Sie absorbiert also die Leistung

$$P = \kappa \cdot U_{\text{Kath}} \cdot I_{\text{Kath}}, \quad (3.3)$$

mit Spannungsdifferenz Kollektor Kathode  $U_{\text{Kath}}$ , Emittierter Strom der Kathode  $I_{\text{Kath}}$ , Transmission des Elektronenstrahls bis zum Kollektor  $\kappa$ .

Diese Leistung wird in Wärme umgewandelt und der Kollektor ist deswegen wassergekühlt [28]. Die aufgefangenen Elektronen können von einem Strommessgerät detektiert werden. Der sogenannte Kollektorstrom ist eine wichtige Kenngröße, die angibt, wie viele Elektronen von der Kanone am Kollektor ankommen. Die beiden hinteren Elektroden liegen auf einem negativeren Potential als die Kathode. Dadurch kann der Elektronenstrahl den Kollektor nicht passieren.

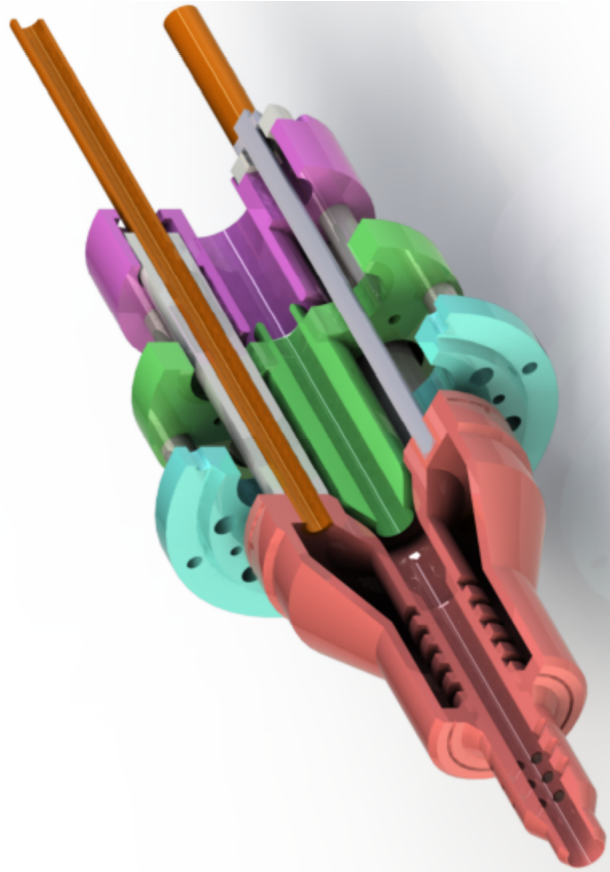


Abbildung 3.14: Die Zeichnung zeigt den Kollektor. Die erste Elektrode in Strahlrichtung ist wassergekühlt und rot dargestellt. Die Wasserleitungen sind orange dargestellt. Entnommen aus [28]

Im Gegensatz zu Elektronen werden die positiv geladenen Ionen nicht durch den Kollektor gefiltert, wenn die Falle invertiert wird. Sie werden durch das negative Potential in dessen Richtung beschleunigt und extrahiert. Die Hochgeladenen Elektronen treffen dann auf die Detektoren

### 3.7 Helmholtz-Spulen

Damit die Ionen detektiert werden, müssen sie auf den Detektor treffen. Diese Ionen sind positiv geladen und stoßen sich gegenseitig durch Coulombwechselwirkung ab. Damit trotzdem alle Ionen auf dem MCP detektiert werden, wird der Ionenstrahl auf den Detektor mit Helmholtz-Spulen fokussiert.

### 3.8 Detektoren

Im Folgenden werden die Detektoren beschrieben, die in dieser Arbeit zur Ionendetektion verwendet wurden. Hauptsächlich wurde der Mikroplattendetektor (MCP) verwendet. In der PolarX sind auch Photonendetektoren verbaut. Bis auf das MCP wurden sie in dieser Arbeit nicht verwendet und werden daher nicht erklärt. Eine Erklärung findet man unter [28].



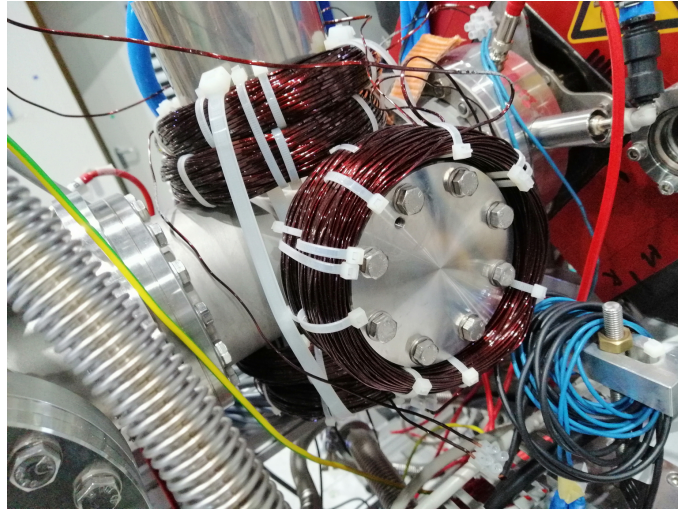


Abbildung 3.15: Dargestellt sind die Helmholtz-Spulen zur Fokussierung des Ionenstrahls auf das MCP.

### 3.8.1 Mikroplattendetektor (MCP)

Als MCP versteht man eine Anordnung von vielen sehr kleinen parallelen Elektronenvervielfachern. Die einzelnen Elektronenvervielfacher haben dabei einen hohen Widerstand von etwa  $100\text{ M}\Omega$  zueinander. Bei den Elektronenvervielfachern handelt es sich um leicht geneigte ( $\sim 8^\circ$ ) dünne Kanäle meist aus Bleiglas (Durchmesser  $6\text{ }\mu\text{m}$  bis  $10\text{ }\mu\text{m}$  [30]). An den beiden Enden des MCP wird eine Spannung von ca.  $1000\text{ V}$  angelegt. Wenn ein Ion auf einen Elektronenvervielfacher trifft, so erzeugt es ein primäres Elektron, das beschleunigt wird und eine Kaskade von Elektronen erzeugt. Diese Kaskade trifft auf eine Anode und kann von einem Strommessgerät ausgelesen werden.

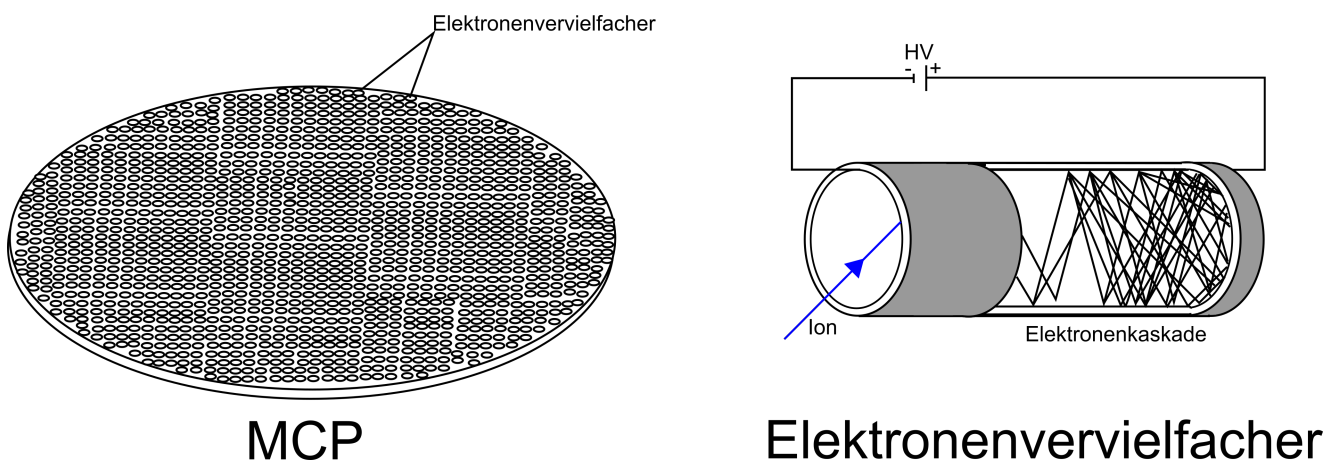


Abbildung 3.16: Gezeigt ist die schematische Darstellung eines MCPs.

Je höher die angelegte Spannung ist, desto stärker ist der Strompuls. Aber mit der Spannung steigt auch die Wahrscheinlichkeit Restgasmoleküle mit den erzeugten Elektronen zu ionisieren. Diese Ionen können zur Oberfläche des MCPs zurückdriften und neue primäre Elektronen im MCP erzeugen. Es entsteht eine Ionenrückkopplungssituation. Moderne MCPs sind meist nach der Chevron-Konfiguration aufgebaut, die aus zwei Mikroplatten, die um  $180^\circ$  rotiert sind, besteht. So wird verhindert, dass erzeugte Ionen die Oberfläche des MCPs erreichen und die Rückkopplung wird reduziert. Typisch sind Verstärkungen um den Faktor  $10^6$  bis  $10^7$  im Chevron MCP [30].

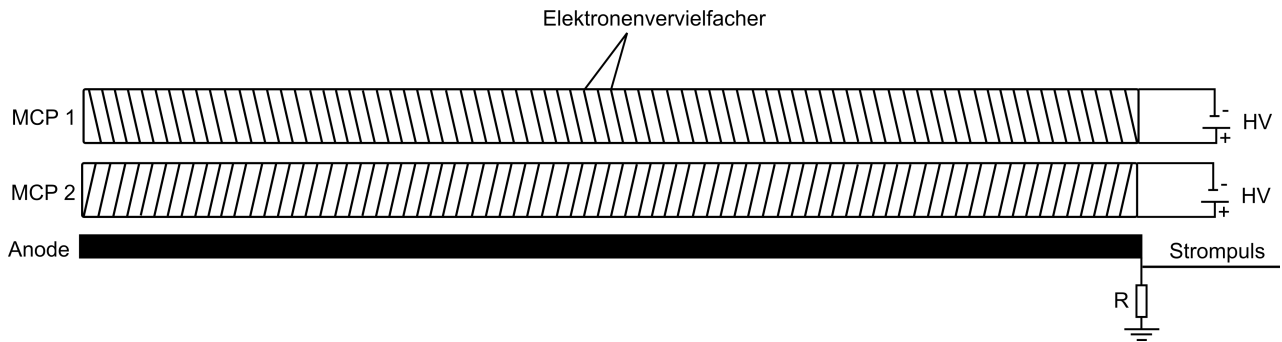


Abbildung 3.17: Gezeigt ist die schematische Darstellung eines Chevron MCPs.

Der Mikroplattendetektor (Micro Channel Plate, MCP) ist direkt in Strahlrichtung der extrahierten Ionen montiert. Über einen konstanten Widerstand wird der Stromimpuls in einem Oszilloskop als Spannung gemessen.

### 3.8.2 Channeltron

Das Channeltron ist unterhalb der Strahlachse montiert (Siehe Abbildung 3.2). Mit elektrostatischen Feldern können die Ionen umgelenkt werden, damit sie auf das Channeltron treffen. Auch im Channeltron werden durch wiederholte Sekundärelektronenemission Ionen nachgewiesen. Typische sind Verstärkungen um den Faktor  $10^8$  [30]. Im Unterschied zum MCP werden im Channeltron nur in einem Kanal Elektronenkaskaden erzeugt. Dieser Kanal ist meistens spiralförmig geformt, damit erzeugte Ionen nicht zum Eingang des Kanals driften und eine Rückkopplung erzeugen [30].

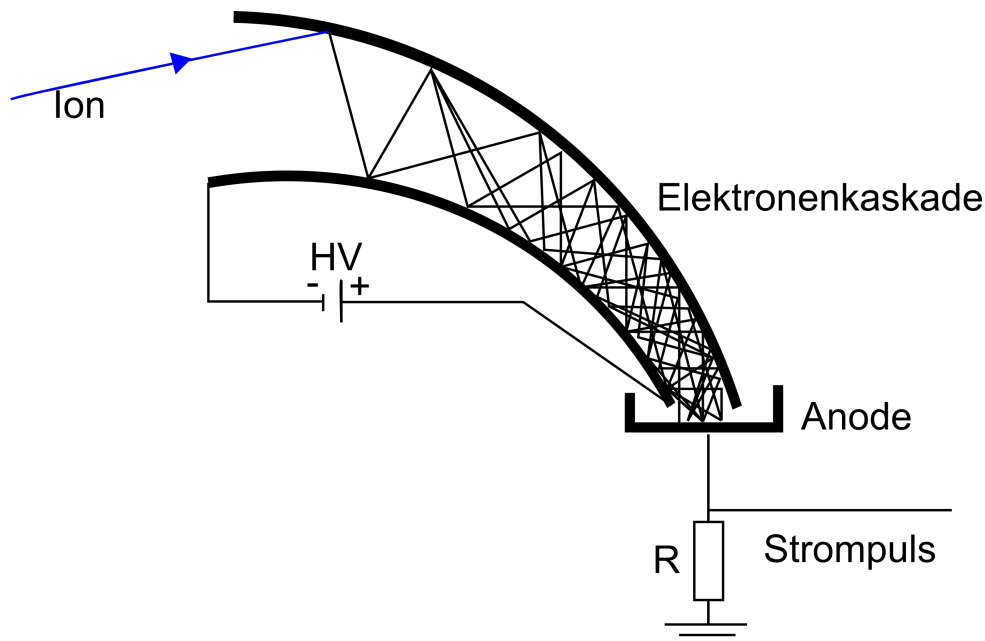


Abbildung 3.18: Dargestellt ist der schematische Aufbau eines Channeltrons.

Channeltrons liefern im Allgemeinen eine höhere Verstärkung als MCPs. Die Fläche eines MCPs ist in der PolarX-EBIT jedoch größer als die Öffnung des Kanals vom Channeltron. Um Ionen voneinander unterscheiden zu können, müssen die Elektronenkaskaden von zwei Ionen auseinandergehalten werden können. Wenn ein Ion eine Elektronenkaskade im Kanal ausgelöst hat und ein weiteres Ion eine Elektronenkaskade auslöst, werden die beiden Elektronenkaskaden

als ein starkes Signal detektiert. Zeitlich kann dann nicht auseinandergehalten werden welche Kaskade durch welches Ion entstanden ist. Dies gilt auch für das MCP.

Ähnlich wie bei dem MCP wird der Strompuls eines Channeltrons über einen konstanten Widerstand von einem Oszilloskop ausgelesen.

# Kapitel 4

## Experimenteller Ablauf

Zu Beginn einer Messung wird Argon oder Neon über das Injektionssystem in die zentrale Vakuumkammer geleitet. Eine wichtige Kenngröße hier ist der Injektionsdruck, der beschreibt, wie viel Gas in die zentrale Vakuumkammer injiziert wird. In der zentralen Vakuumkammer werden die Atome dann durch den Elektronenstrahl ionisiert und in der Falle durch die starke Raumladung des Elektronenstrahls, das starke Magnetfeld und die Driftröhren gehalten. Durch andauernde Elektronenstoßionisation werden die Atome weiter ionisiert. Der höchstmögliche Ladungszustand wird dabei von der Elektronenstrahlenergie und den Bindungsenergien der Atome vorgegeben. Nach der Ionisierung wird die Falle invertiert und die Ionen werden auf den Detektor beschleunigt. Wichtige Kenngrößen sind hier die Kickrate, die angibt wie oft die Falle pro Sekunde invertiert wird, die Kickdauer, die angibt, wie lange die Falle invertiert ist und die Kickspannung, die die Beschleunigungsspannung der Ionen angibt, mit der sie in Richtung des Detektors beschleunigt werden. In dem Detektor lösen die auftreffenden Ionen einen Strompuls aus, der dann über ein Oszilloskop mit konstantem Widerstand als Spannungspuls ausgelesen wird. Die Ionen der Masse  $m$  werden durch die Kickspannung beschleunigt, und erhalten dabei die kinetische Energie

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv^2 \stackrel{!}{=} q \cdot U_{\text{Kickspannung}}. \quad (4.1)$$

Daraus ergibt sich die Geschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2qU_{\text{Kickspannung}}}{m}}. \quad (4.2)$$

Wenn man mit Geschwindigkeiten rechnet, sollte immer abgeschätzt werden, ob man relativistisch rechnen muss. Die kinetische Energie steigt mit zunehmender Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit  $c$  immer steiler an und divergiert wenn man ein Teilchen mit Ruhemasse  $m_0$  auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigen will. Bei geringen Geschwindigkeiten ist dieser Effekt jedoch sehr klein. Als Grenze um abzuschätzen ob man relativistisch rechnen muss wird oft  $0,1 c$  genannt. Gehen wir von komplett ionisiertem Argon aus, erhalten wir bei einer Kickspannung von  $2000 \text{ V}$  eine Geschwindigkeit von  $v_{\text{Argon18+}} \approx 1.4 \cdot 10^{-3} c$ . Da alle hier betrachteten Argonionen langsamer sind, reicht es klassisch zu rechnen. Auch bei komplett ionisiertem Neon und einer Kickspannung von  $2000 \text{ V}$  liegt die Geschwindigkeit in der selben Größenordnung und es reicht aus klassisch zu rechnen.

Mit  $v = \frac{s}{t}$  ergibt sich für die Flugzeit (ToF von Time of Flight) der Ionen

$$t = \frac{s}{\sqrt{\frac{2qU_{\text{Kickspannung}}}{m}}}. \quad (4.3)$$

Wie man an Gleichung 4.3 erkennt, ist die Flugzeit der Ionen eine Funktion  $t \propto \frac{1}{\sqrt{q}}$ . Höher geladene Ionen erreichen den Detektor deutlich früher als niedriger geladene Ionen. So können die Ladungszustände der Ionen anhand der Flugzeit unterschieden werden.

In dieser Arbeit sollen verschiedene Rekombinationsprozesse anhand von Flugzeitmessungen beobachtet werden. Zu Beginn werden die Singale der zwei verbauten Detektoren verglichen, die sich für die Flugzeitbestimmung eignen. Danach wird mit einer Ladungszustandsbestimmung die Flugstrecke der Ionen im Versuchsaufbau bestimmt, die in der weiteren Auswertung verwendet wird. Als Drittes wird die Peakintensität der Flugzeit für verschiedene Elektronenstrahlenergien gemessen und auf dielektronische Rekombination untersucht. Zuletzt werden die Ionen für variable Zeit in der Falle gehalten, bevor sie auf das MCP beschleunigt werden. Durch Messungen bei verschiedenen Elektronenstrahlströmen und Injektionsdrücken sollen die Auswirkungen von radiativer Rekombination und Ladungsaustausch abgeschätzt werden.

# Kapitel 5

## Auswertung

### 5.1 Vergleich des Signals von Channeltron und MCP

Zu Beginn wird das Signal des MCPs mit dem Signal des Channeltrons verglichen. Dazu wird Argon injiziert. Die Einstellungen der EBIT für die erste Messung sind in folgender Tabelle zusammengefasst.

Tabelle 5.1: Einstellungen der EBIT:

Einstellung	Wert
Druck Kanone	$3,6 \cdot 10^{-9}$ mbar
Kathodenspannung	-996 V
Kollektorstrom	1,0 mA
Anode vorne	610 V
Anode hinten	1750 V
DT1	2168 V
DT2	340 V
DT4	184 V
DT3 und DT5	190 V
SL1	1120 V
SL2	952 V
SL3	1000 V
SL4	900 V
BA	300 V
BI	-300 V
FL	-1000 V
FR	-1000 V
Ex1	-1420 V
Ex2	-3386 V
Kickspannung	1657,6 V
Kickrate	10 Hz
Kickdauer	5 $\mu$ s
MCP	-2500 V
Channeltron	-2000 V

Dabei beschreiben DT1 bis DT5 die Driftröhren; SL1 bis SL4 sind fokussierende Söcklerlinsen, die den Ionenstrahl auf das MCP fokussieren; BA und BI sind Umlenkelektroden, die den Elektronenstrahl auf das Channeltron umleiten (bei MCP Messung ausgeschaltet); FL und FR

sind die Fokuselektroden der Elektronenkanone; Ex1 und Ex2 sind die Extraktorelektroden im Kollektor.

Die Rohdaten wurden um den Untergrund korrigiert und in ein Diagramm geplottet (siehe Abbildung 5.2). Das mittlere Rauschen wird in einem Bereich bestimmt, der frei von jeglichen Ionensignalen ist (ca.  $7,4 \cdot 10^{-5}$  s bis  $8,4 \cdot 10^{-5}$  s).

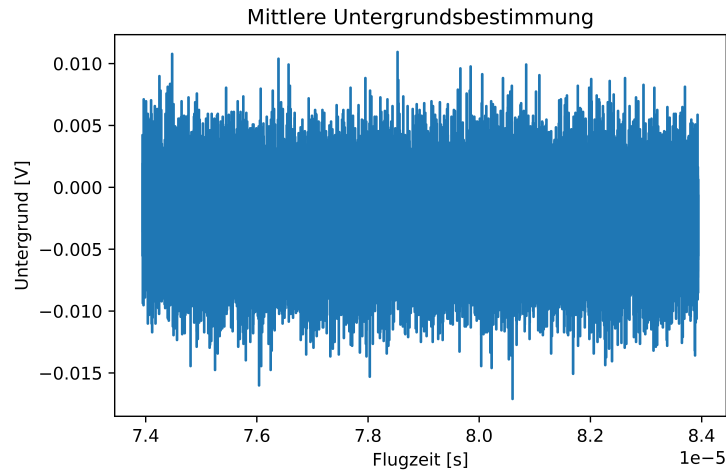


Abbildung 5.1: Dargestellt ist der mittlere Untergrund des MCPs.

Der gemittelte Untergrund ergibt sich zu  $U_{\text{Untergrund MCP}} \sim -0,00279$  V. Analog wurde der Untergrund des Channeltrons bestimmt. Dieser ergibt sich zu  $U_{\text{Untergrund Channeltron}} \sim 0,0000224$  V

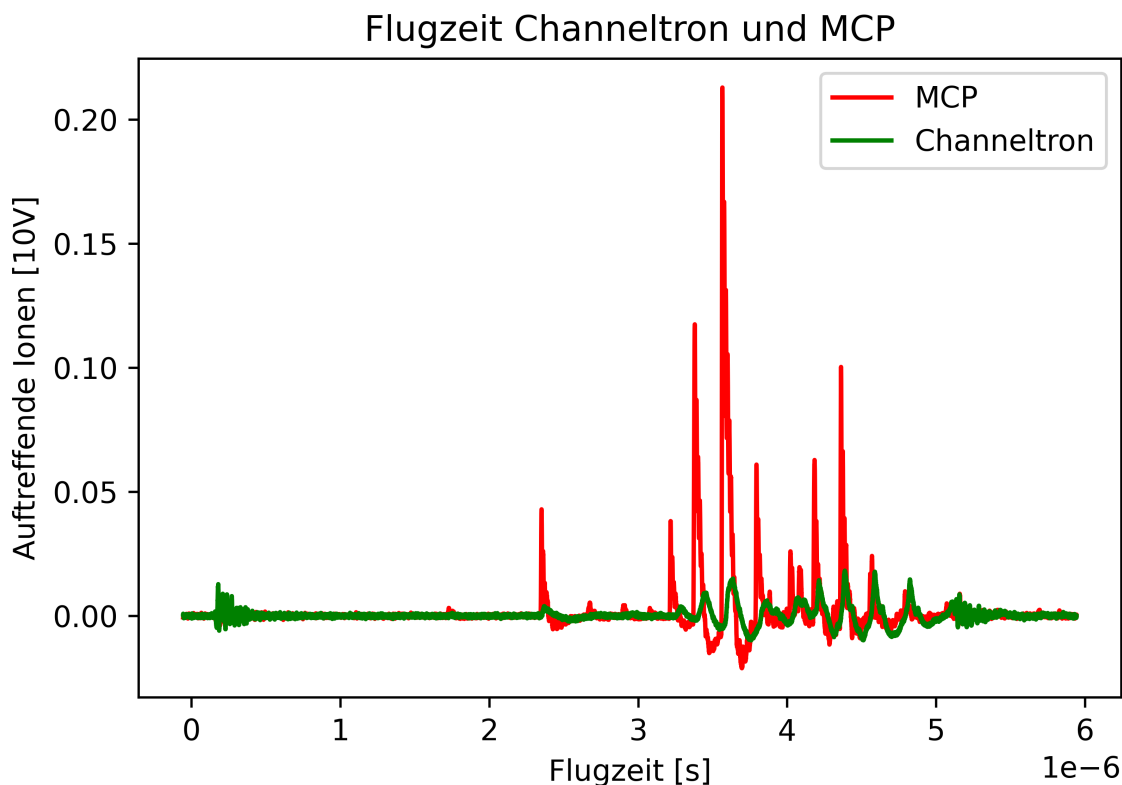


Abbildung 5.2: Dargestellt sind die um den Untergrund korrigierte Rohdaten des MCPs und Channeltrons.

Das MCP liefert ein deutlich stärkeres Signal im Vergleich zu dem Channeltron. Auch das Signal/Rauschen-Verhältnis ist bei dem MCP deutlich größer. Dies liegt hauptsächlich daran, dass durch die größere Oberfläche des MCPs und die Fokussierung der Helmholtz-Spulen mehr Ionen auf das MCP treffen. Im Folgenden wird das MCP für Flugzeitmessungen genutzt. Wird jedoch die PolarX an ein Synchrotron oder Ähnliches angeschlossen, muss das MCP demontiert werden, damit es nicht beschädigt wird. Wie man an Abbildung 5.2 sieht, ist eine Ladungszustandsbestimmung anhand der Flugzeit auch mit dem Channeltron möglich.

## 5.2 Ladungszustandsbestimmung von Argon (ToF)

Nun sollen die vorhandenen Ladungszustände von Argon in der Falle bestimmt werden. Dazu wurde wieder Argon injiziert und ionisiert. Die Einstellungen der EBIT waren:

Tabelle 5.2: Einstellungen der EBIT:

Einstellung	Wert
Druck Kanone	$3,6 \cdot 10^{-9}$ mbar
Kathodenspannung	-498 V
Kollektorstrom	$46,2 \mu\text{A}$
Anode vorne	845 V
Anode hinten	2000 V
DT1	880 V
DT2	150 V
DT4	186 V
DT3 und DT5	195 V
Kickspannung	1847 V
Kickrate	10 Hz
Kickdauer	$0,235 \mu\text{s}$

Der mittlere Untergrund ergibt sich nach Abbildung 5.3 zu  $U_{\text{Untergrund}} \sim 0.375$  V.

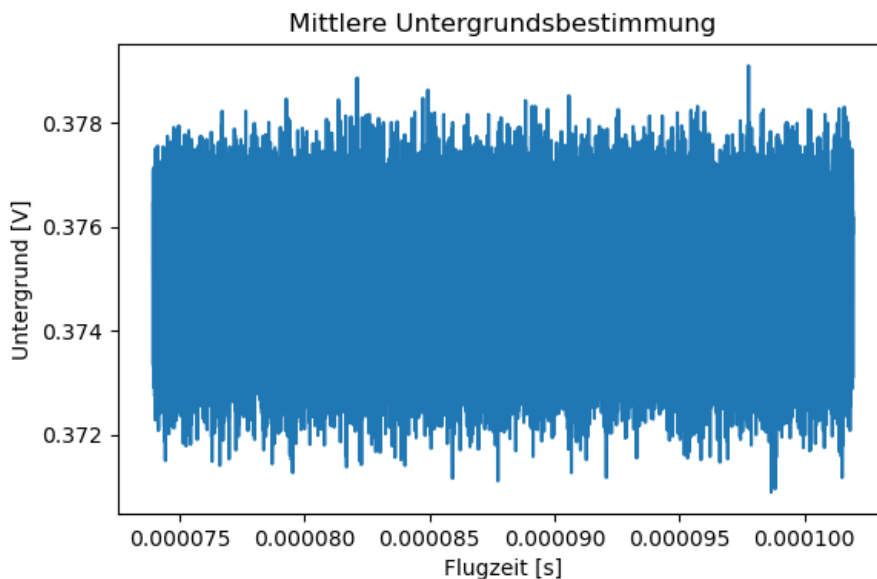


Abbildung 5.3: Dargestellt ist das Signal an dem der Untergrund bestimmt wurde.



Die Positionen der Peaks, die einer Funktion  $f(x) = \frac{1}{\sqrt{t}}$  folgen, wurden bestimmt.

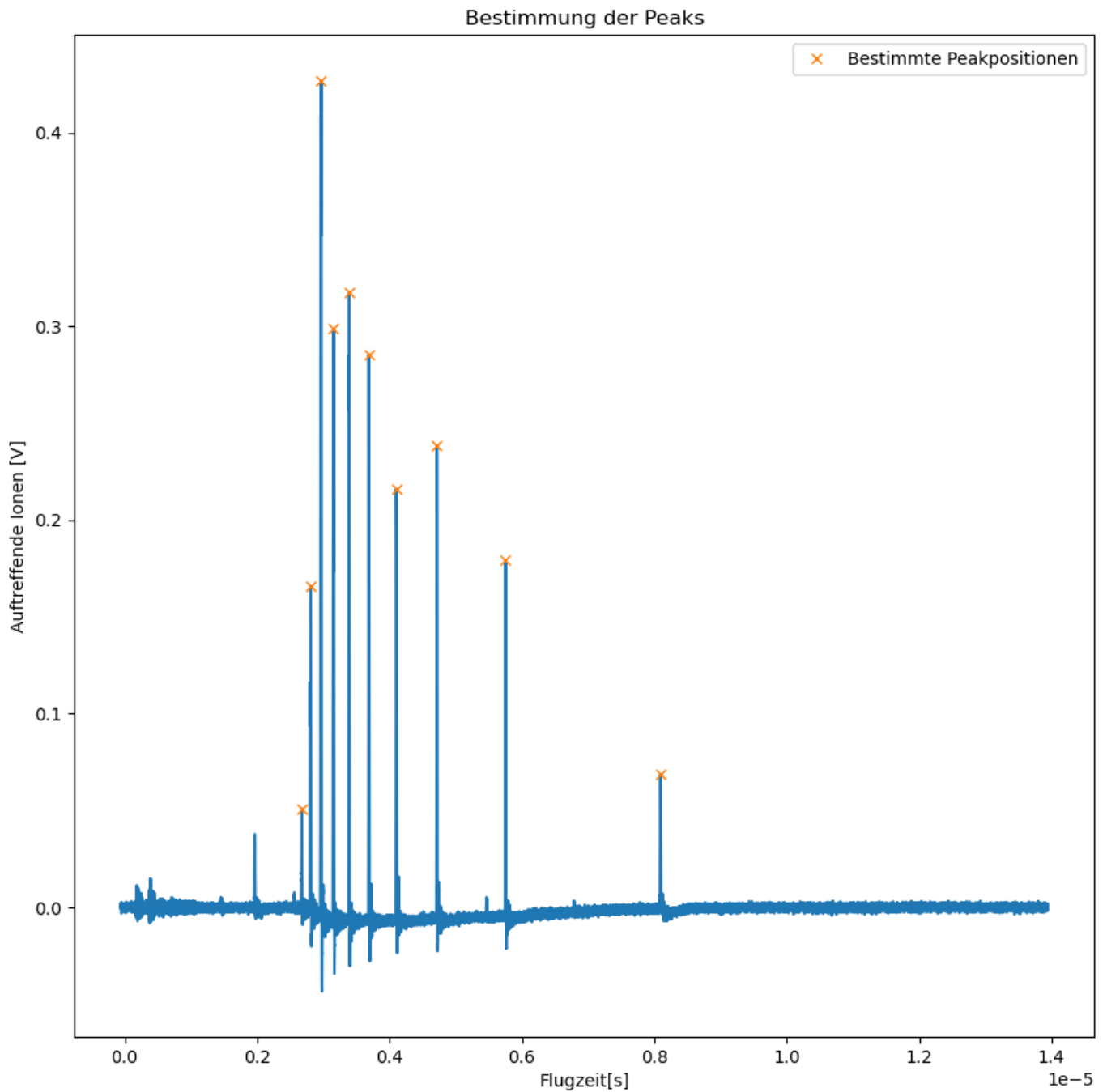


Abbildung 5.4: Dargestellt sind die bestimmten Peaks im Argon-ToF-Spektrum.

Die Elektronen werden durch eine Potentialdifferenz von 684 V beschleunigt. Damit hat jedes Elektron eine kinetische Energie von  $E = 684 \text{ eV}$  mit dem es die Argonionen ionisieren kann.

Tabelle 5.3: Ionisierungsenergien von Argon nach [11]:

Elektron	Ionisierungsenergie
1	4.4262 keV
2	4.1206 keV
3	0.9183 keV
4	0.8557 keV
5	0.7440 keV
6	0.6752 keV
7	0.6056 keV
8	0.5412 keV
9	0.4791 keV
10	0.4228 keV
11	0.1434 keV
12	0.1242 keV
13	0.0893 keV
14	0.0722 keV
15	0.0559 keV
16	0.0409 keV
17	0.0270 keV
18	0.0144 keV

Nach Tabelle 5.3 reicht die Elektronenstrahlenergie theoretisch aus, um bis zu zwölf Elektronen von neutralem Argon zu entfernen. Gleichung 4.3 wurde für die Ladungszustände  $\text{Ar}^{10+}$  bis  $\text{Ar}^{1+}$  mit der leastsquare Methode an die Peaks gefittet. Bei der leastsquare Methode wird der Abstand von jedem Messpunkt zum Fit quadriert. Die Summe der so quadrierten Abstände wird für den Fit minimiert. Der Beginn der Zeitskala  $t = 0$  wird durch den Trigger des Oszilloskops bestimmt. Der Trigger wird durch das Invertieren der Falle und damit dem Start der Flugzeitmessung aktiv ausgelöst. Dieser Schaltvorgang benötigt jedoch Zeit. Die Zeitachse kann daher gegenüber dem Flugzeitstart verschoben sein. Dementsprechend ergeben sich die Fitparameter zu der Strecke  $s_{MCP}$  und der Verschiebung der Zeitachse um  $t_0$ .

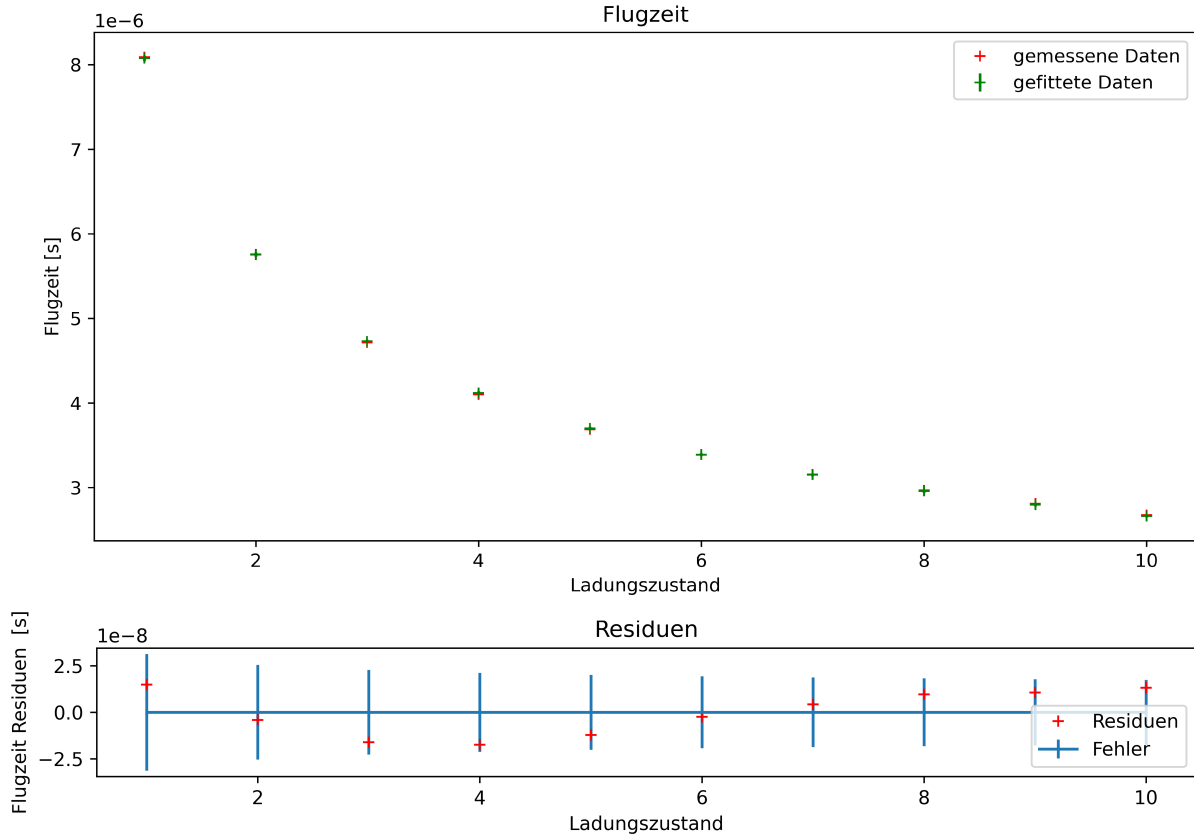


Abbildung 5.5: Dargestellt ist der Fit von 10 Ladungszuständen an die gemessenen Daten.

Der Fit konvergiert bei den Ladungszuständen von  $\text{Ar}^{10+}$  bis  $\text{Ar}^{1+}$  und die Standardabweichung wird minimal. Laut der Elektronenstrahlenergie von 684 eV sollten jedoch zwölf Ladungszustände sichtbar sein. Tatsächlich ist ein 11. Peak erkennbar. Jedoch ist das Signal/Rausch-Verhältnis sehr klein. Ein zwölfter Peak ist nicht zu erkennen. Dies könnte daran liegen, dass die Ionisierungsenergie des sechsten gebundenen Elektrons mit 675,2 eV nah bei der Elektronenstrahlenergie 684 eV liegt. An Abbildung 2.3 kann erkannt werden, dass der Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation sehr klein wird, wenn die Energie des freien Elektrons nahe an der Bindungsenergie liegt. Auch war die Zeit begrenzt, in der der Elektronenstrahl die Atome ionisieren konnte. Weiterhin ist die Elektronenstrahlenergie immer geringer als die Potentialdifferenz zwischen DT4 und Kathode. Dies liegt an der Raumladung, die durch den Elektronenstrahl erzeugt wird [31]. Auch fällt ein Teil der Spannung an den Leitungen ab und die Netzteile haben einen gewissen Fehler. Dadurch kann es sein, dass die Elektronenstrahlenergie nicht ausreicht um  $\text{Ar}^{12+}$  zu erzeugen.

Für die Strecke zwischen DT4 und MCP ergibt sich aus dem Fit  $s_{\text{MCP}} = (74,7 \pm 0,19)$  cm und für  $t_0 = (1,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-07}$  s. Der angegebene Fehler ist die Standardabweichung, die aus dem Fit bestimmt wurde. Der systematische Fehler ist schwierig abzuschätzen, weil es unzählige Fehlerquellen gibt. Dominierend könnte die Ungenauigkeit der Kickspannung sein, da das Netzteil nur sehr grob eingestellt werden kann. Es wird daher für die Kickspannung  $\Delta U = 35$  V abgeschätzt. Nach Fehlerfortpflanzung gilt

$$\Delta t_0(U) = \sqrt{\left(\frac{\partial t_0}{\partial U} \Delta U\right)^2} = \sqrt{\left(-\frac{sq}{2^{3/2}m \left(\frac{qU}{m}\right)^{3/2}} \Delta U\right)^2}. \quad (5.1)$$

Man erkennt, dass der systematische Fehler (Gleichung 5.1) eine Funktion des Ladungszustandes ist. Wie man an Abbildung 5.6 sieht, ist die Abweichung des Fits kleiner als der abgeschätzte systematische Fehler.

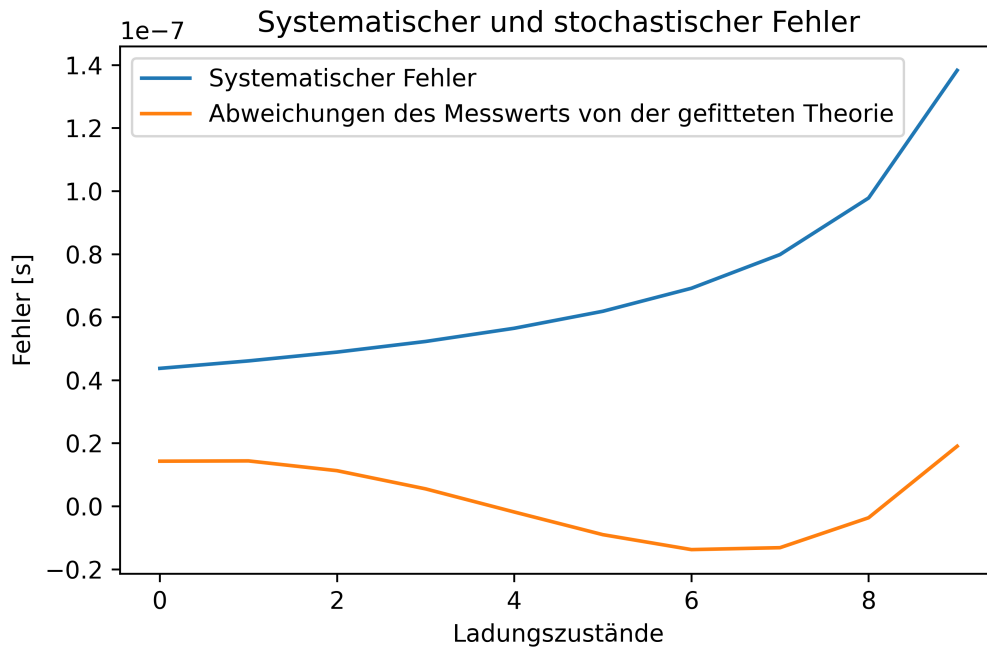


Abbildung 5.6: Dargestellt ist der durch die Kickspannung abgeschätzte systematische Fehler und die tatsächliche Abweichung der Messwerte von der gefitteten Theorie.

An den Residuen kann man noch einen zweiten Effekt erkennen. Die Abweichung der Theorie vom Messwert ist nicht zufällig. Es ist eine Funktion erkennbar. Diese Abweichung könnte durch die Umlenkung des Ionenstrahls durch das Magnetfeld entstanden sein. Die Lorentzkraft ist von der Geschwindigkeit abhängig und diese ist für jeden Ladungszustand unterschiedlich. Daher ergibt sich für jede Ladungsstufe eine leicht unterschiedliche Strecke. Dieser Effekt könnte dann in der Flugzeit beobachtet werden.

Mit den ermittelten Werten für  $s_{\text{MCP}}$  und  $t_0$  wurden daraufhin die Flugzeiten für  $\text{H}^{1+}$ ,  $\text{H}_2^{1+}$ ,  $\text{Ar}^{11+}$  und  $\text{Ar}^{12+}$  prognostiziert. So konnten weitere Peaks bestimmt werden.

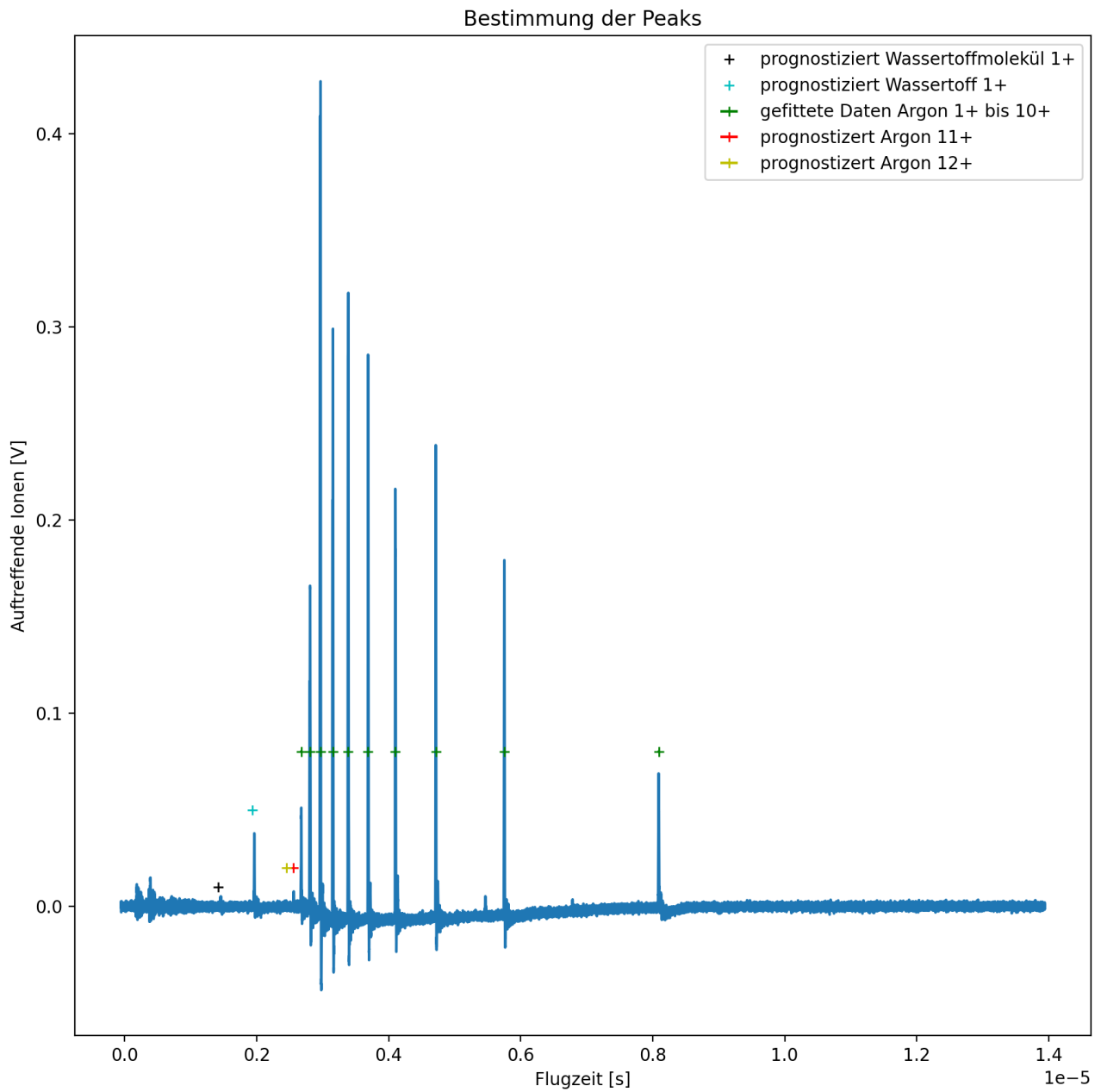


Abbildung 5.7: Dargestellt sind die gefitteten und prognostizierten Peaks.

### 5.3 Dielektronische Rekombination an Neon

Im nächsten Versuchsteil soll KLL-dielektronische Rekombination von Neon untersucht werden. Dazu wird Neon in die EBIT injiziert. Die Einstellungen der EBIT sind:

Tabelle 5.4: Einstellungen der EBIT:

Einstellung	Wert
Kathodenspannung	-431 V
Kollektorstrom	2,242 mA
Anode vorne	700 V
Anode hinten	1600 V
DT1	1660 V
DT2	295 V
FL	-455 V
FR	-455 V
Ex1	-1500 V
Ex2	-6000 V
Kickspannung	659 V
Kickrate	65 Hz
Kickdauer	0,23 $\mu$ s
MCP	-2600 V
Injektionsdruck	$1,45 \cdot 10^{-5}$ mbar

Da dielektronische Rekombination ein resonanter Prozess ist, wird sie nur bei der passenden Elektronenstrahlenergie beobachtet. Die Elektronenstrahlenergie wird von 650 eV bis 815 eV in Schritten von 0,2 eV durchfahren und für jeden Schritt wird ein Flugzeitspektrum aufgenommen. Die Kathodenspannung ist dabei konstant. Daher muss die Potentialdifferenz zur Falle variiert werden. Die Falle wird durch die Elektroden DT3, DT4 und DT5 gebildet. Die Tiefe der Falle (Potentialdifferenz DT4 zu DT3 und DT5) beträgt 20 V. Für jede Elektronenstrahlenergie wird über 64 Messungen gemittelt.

Zu Beginn wurde auch für diese Messung der Untergrund bestimmt. Wie zuvor wurde dazu das mittlere Rauschen in einem Bereich bestimmt, der frei von jeglichen Ionensignalen ist. Die Zeitskala liegt bei dieser Messung in arbiträren Channels vor, die proportional zur Flugzeit sind.

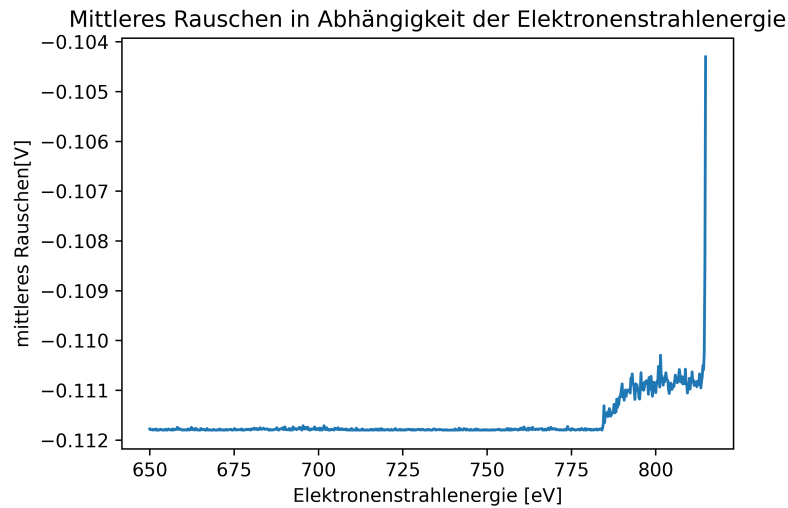


Abbildung 5.8: Dargestellt ist das mittlere Rauschen in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie in einem Bereich, der frei von jeglichen Ionensignalen ist.

Mit dem mittleren Rauschen wurde für jede Elektronenstrahlenergie der Untergrund korrigiert.

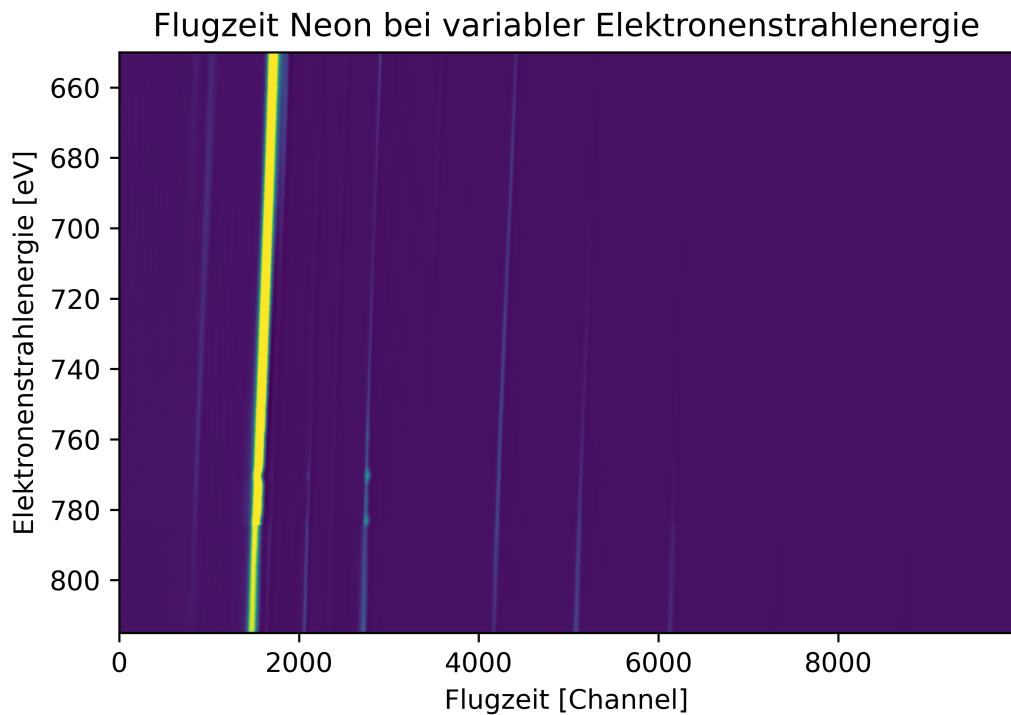


Abbildung 5.9: Hier ist die Flugzeit für Neonionen für verschiedene Elektronenstrahlenergien dargestellt.

Mit der Variation des Potentials der Falle, ändert sich auch die Potentialdifferenz zwischen MCP und der Falle und damit die kinetische Energie der Ionen. Dies führt zu einer Verschiebung, die in Abbildung 5.9 beobachtet werden kann. Für die bessere Zeitbestimmung der Peaks wird dieser Effekt korrigiert. Dazu wird das Flugzeitspektrum für 650 eV mit dem Flugzeitspektrum für 815 eV verglichen.

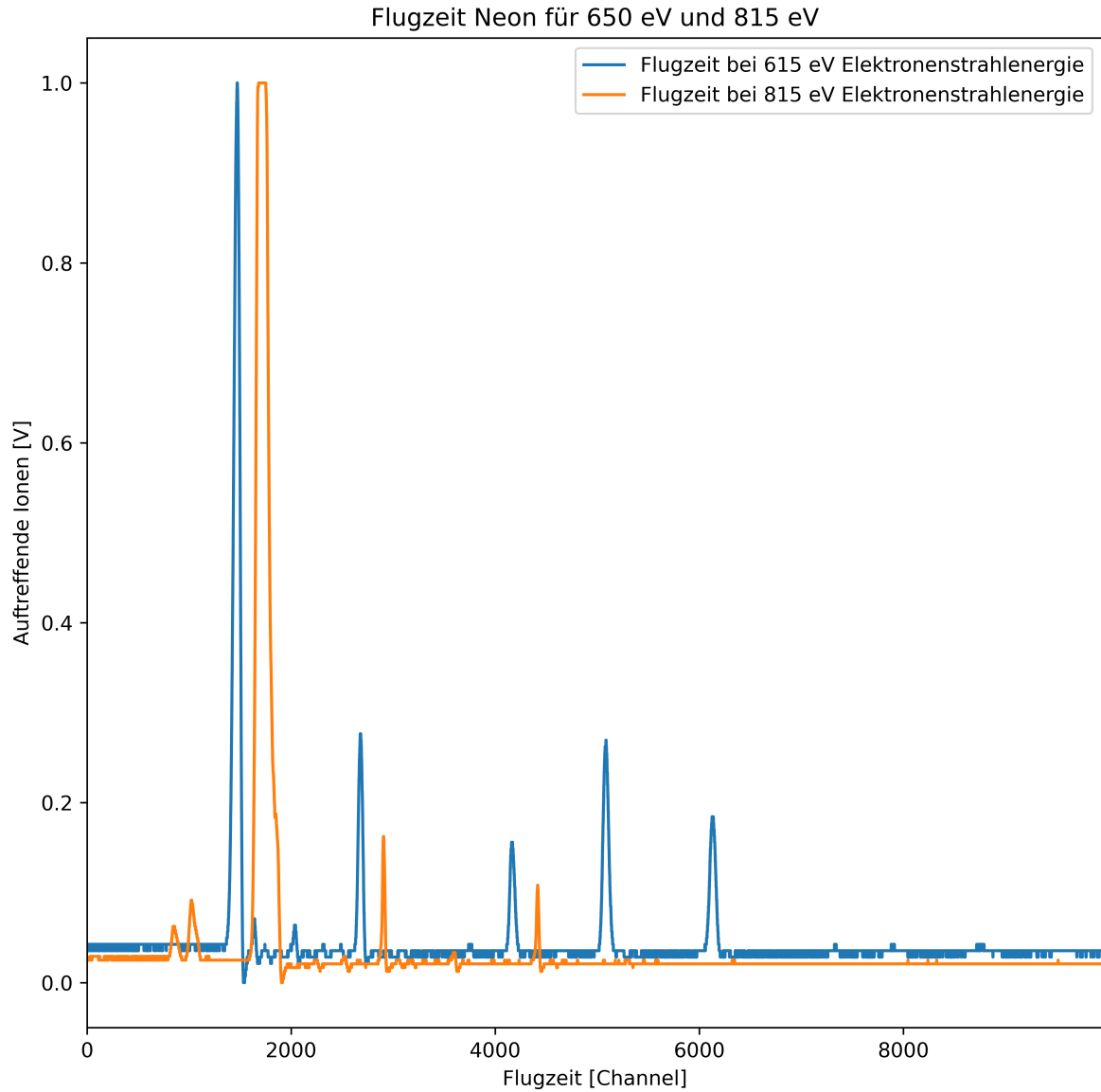


Abbildung 5.10: Dargestellt ist die Verschiebung der Flugzeit durch den Elektronenstrahl.

Die Positionen der Peaks wurden bestimmt und die Verschiebung wird an drei Peaks bestimmt. Die Peaks bei Channel 1472, 2679 und 4165 (650 eV Elektronenstrahlenergie) werden mit den Peaks bei Channel 1716, 2905 und 4416 (815 eV Elektronenstrahlenergie) verglichen. So wird eine durchschnittliche Verschiebung von 240,3 Channel ermittelt. Da die Elektronenstrahlenergie linear von 650 eV bis 850 eV in Schritten von 0,2 V durchfahren wurde, kann davon ausgegangen werden, dass die Verschiebung auch linear wie die Elektronenstrahlenergie verläuft. Für alle Elektronenstrahlenergien wird die Verschiebung extrapoliert und abgezogen.



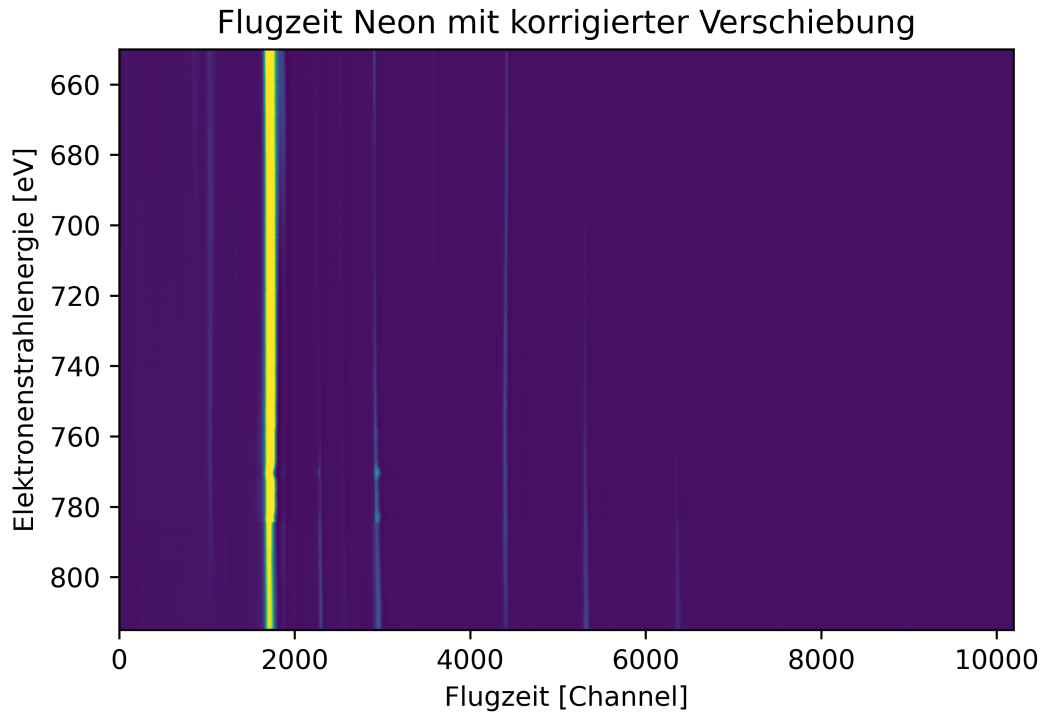


Abbildung 5.11: Dargestellt sind die Flugzeiten für Neonionen, die um die elektronenstrahlbedingte Verschiebung korrigiert wurden. Um ein rechteckiges Bild zu erhalten, wurden die Lücken, die durch die Verschiebung entstanden sind, mit 0 aufgefüllt.

Tabelle 5.5: Ionisierungsenergien Neon nach [11]:

Elektron	Ionisierungsenergie
1	1.3622 keV
2	1.1958 keV
3	0.2390 keV
4	0.2072 keV
5	0.1522 keV
6	0.1203 keV
7	0.0908 keV
8	0.0641 keV
9	0.0404 keV
10	0.0200 keV

Nach Tabelle 5.5 werden durch den Elektronenstrahl für alle Schritte bis zu acht Elektronen entfernt. Bei den Peaks bei Channel 1716 und 2905 sind in Abbildung 5.11 Veränderungen in der Peakintensität bei bestimmten Elektronenstrahlenergien zu erkennen. Wie in den theoretischen Grundlagen angesprochen, ist dielektronische Rekombination ein resonanter Prozess und sollte nur bei bestimmten Elektronenstrahlenergien auftreten. Um zu bestimmen, ob es sich hier um dielektronische Rekombination handelt, wird die Intensität des Peaks bei Channel 2905 in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie dargestellt. Dazu wird das Signal in einem Bereich von 200 Channels um die bestimmten Peakpositionen addiert.

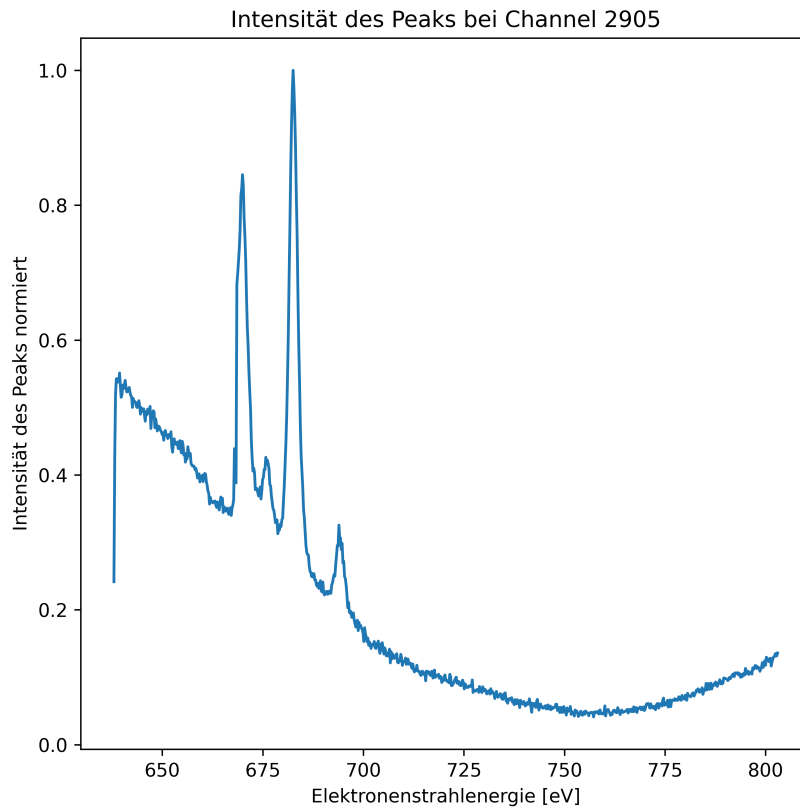


Abbildung 5.12: Dargestellt ist die normierte Intensität des Peaks bei Channel 2905 in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie.

Man kann in Abbildung 5.12 gut die DR-Peaks erkennen. Sie überlagern sich jedoch mit dem generellen Intensitätsverlauf des untersuchten Peaks. Dieser wird durch ein Polynom 2. Grades beschrieben und abgezogen, um die DR-Peaks mit der Theorie vergleichen zu können.

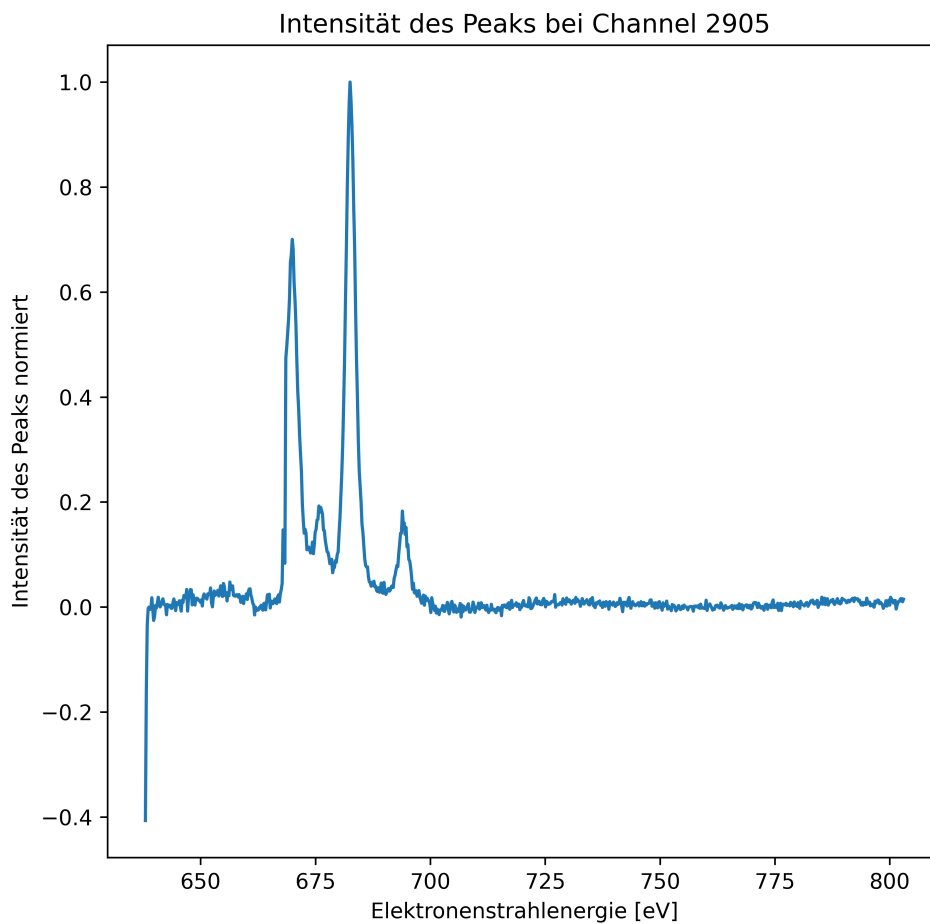


Abbildung 5.13: Dargestellt ist das gemessene und korrigierte DR-Spektrum.

Die theoretischen DR-Spektren wurden mit dem FAC erzeugt [32]. Das gemessene DR-Spektrum passt am besten an das theoretische KLL-DR-Spektrum von heliumartigen-Neon.

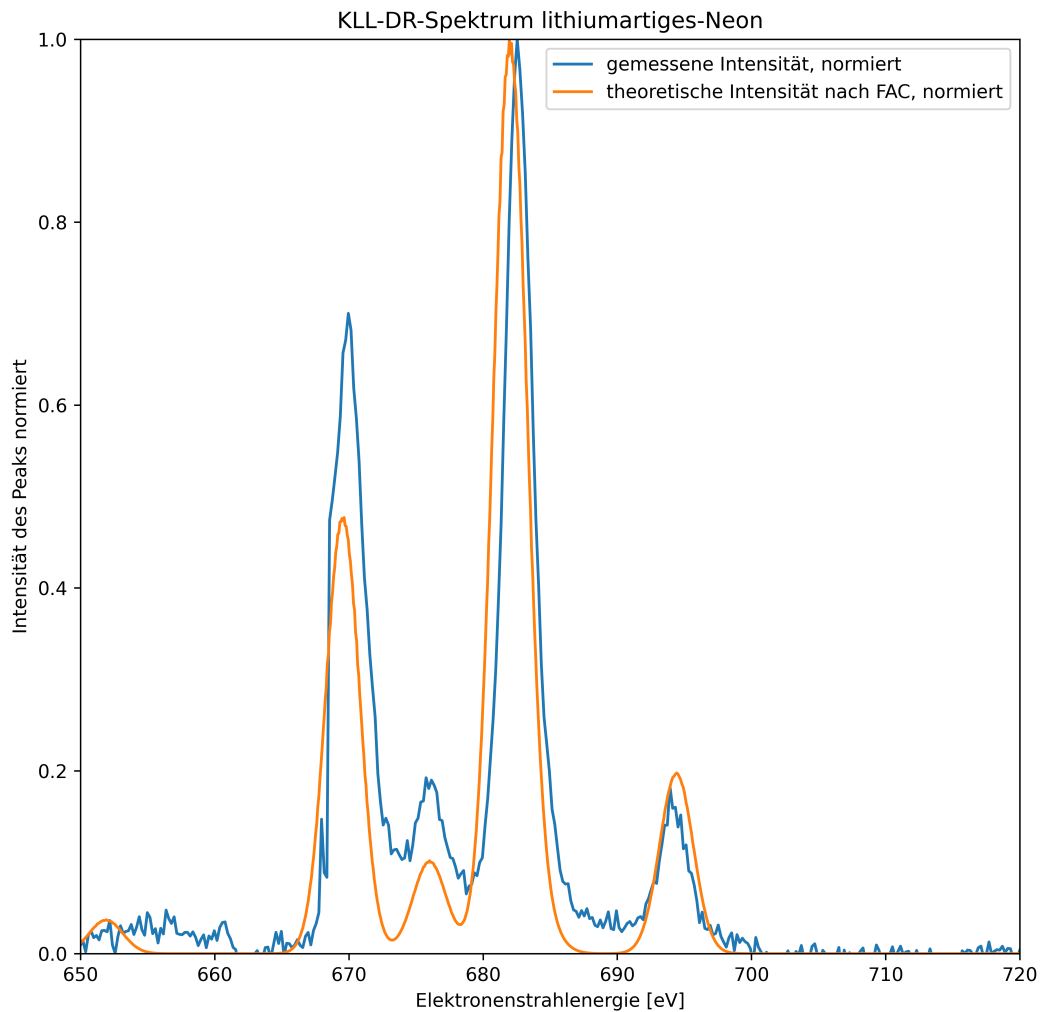


Abbildung 5.14: Dargestellt ist der Vergleich des gemessenen DR-Spektrums mit dem FAC erzeugten theoretischen DR-Spektrum.

Bei der KLL-DR von heliumartigen-Neon fängt das Neon ein freies Elektron auf der L-Schale ein und regt damit ein Elektron von der K- auf die L-Schale an. Aus heliumartigen-Neon wird lithiumartiges-Neon. Durch den Vergleich mit der Theorie konnte der Peak bei Channel 2905 als lithiumartiges Neon bestimmt werden. Handelt es sich um dielektronische Rekombination, müssen die durch DR rekombinierten lithiumartigen-Neonionen bei der Flugzeit der heliumartigen-Neonionen fehlen. Die Peaks im KLL-DR-Spektrum für lithiumartiges-Neon müssen zu Lücken bei dem heliumartigen-Neon werden. Bei dem Peak bei Channel 1716 wird wieder die Intensität des Peaks in Abhängigkeit der Elektronenstrahlenergie geplottet.

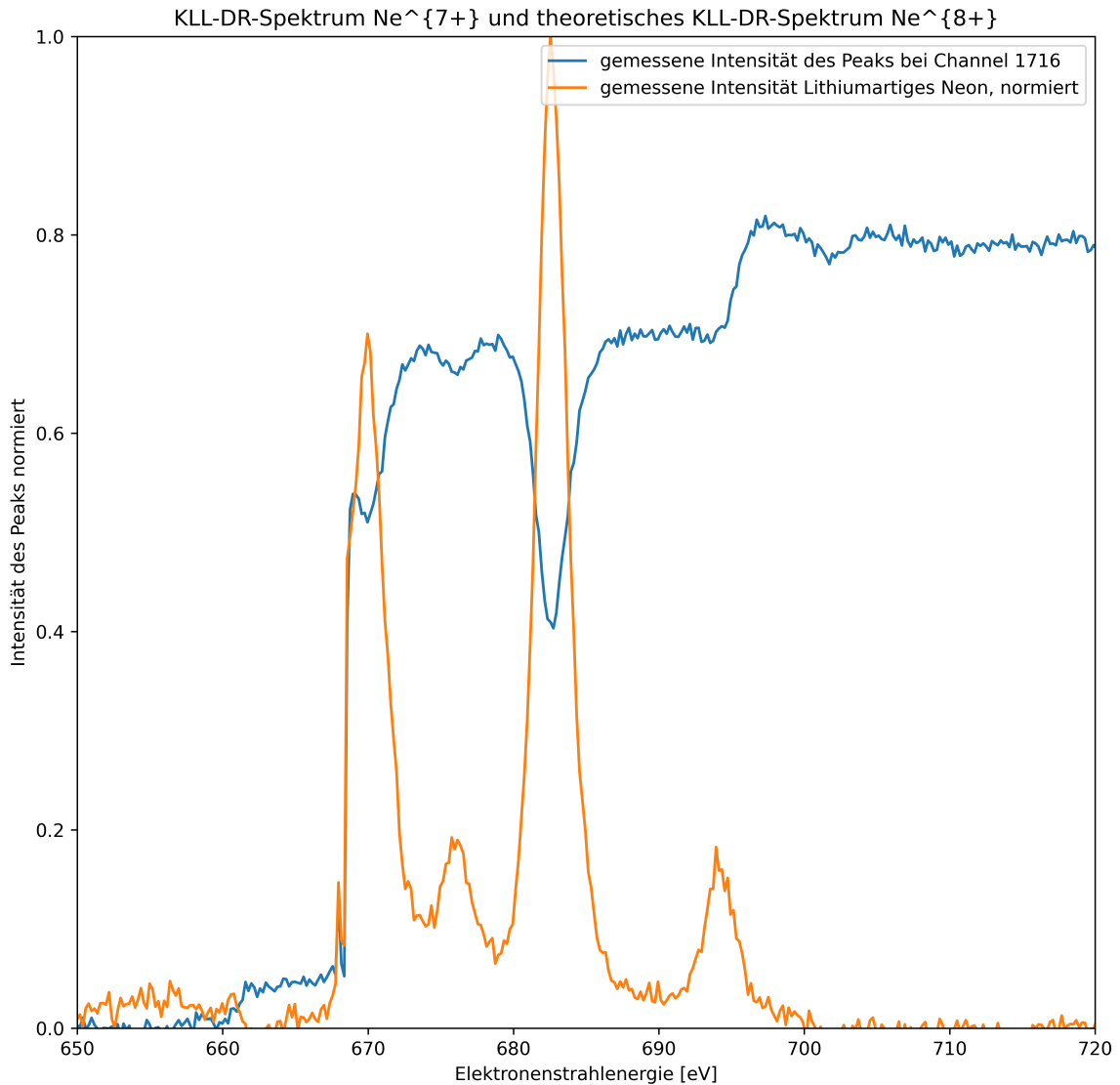


Abbildung 5.15: Dargestellt ist der Vergleich des gemessenen DR-Spektrums für heliumartiges-Neon zu dem mit dem FAC erzeugten theoretischen DR-Spektrum für lithiumartiges-Neon. Das gemessene Spektrum ist um einen konstanten Untergrund korrigiert.

Leider war der Elektronenstrahl nicht konstant genug, um auch für alle Elektronenstrahlenergien eine konstante Produktion von Ionen zu gewährleisten. Trotzdem kann man gut die Bereiche erkennen, wo heliumartiges-Neon zu lithiumartigem-Neon rekombiniert. Es handelt sich daher bei dem untersuchten Peak (Channel 1716) um heliumartiges-Neon.

Da nun klar ist, dass der Peak bei Channel 1716 heliumartiges-Neon, und der Peak bei Channel 2905 lithiumartiges-Neon ist, konnte der Peak bei Channel 4416 als berylliumartiges-Neon bestimmt und die Zeitachse kalibriert werden. Die Kickspannung musste korrigiert werden, da in der Messung das Potential des MCPs zur Falle verändert wurde. Durch die Korrektur der Verschiebung ergibt sich eine Beschleunigungsspannung von  $659 \text{ V} - 165 \text{ V} = 494 \text{ V}$ . Zur Kalibrierung wurden die Flugzeiten von  $\text{Ne}^{8+}$ ,  $\text{Ne}^{7+}$  und  $\text{Ne}^{6+}$  mit Gleichung 4.3 bestimmt und mit einer Verschiebung  $t_0$  und einem Skalierungsfaktor  $a$  an die Daten gefittet. Dabei ergab

sich eine Verschiebung um  $t_0 = (3,470 \pm 0,0048) \cdot 10^{-6}$  s und eine Skalierung um den Faktor  $\frac{1}{a}$ , wobei  $a = (4,54 \pm 0,31) \cdot 10^9$ . Die Fehler sind auch hier die Standardabweichungen, die aus dem Fit bestimmt wurden.

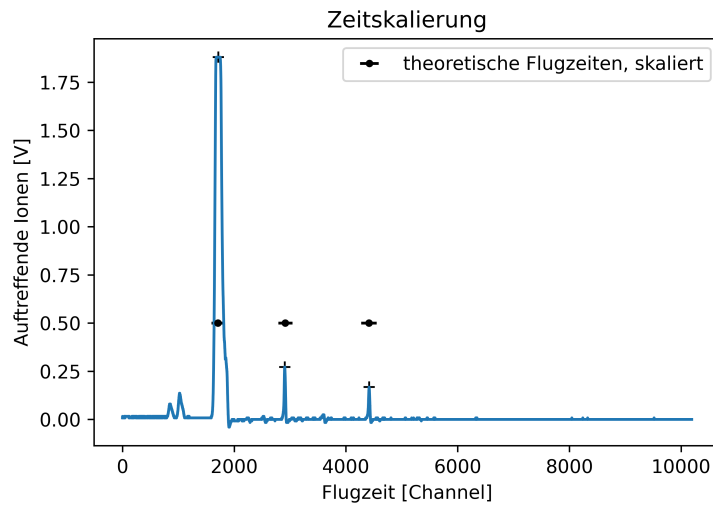


Abbildung 5.16: Die theoretischen Flugzeiten wurden mit Verschiebung  $t_0$  und Skalierung  $a$  an die gemessenen Werte gefittet.

Die daraus resultierenden Flugzeiten sind in Abbildung 5.17 dargestellt.

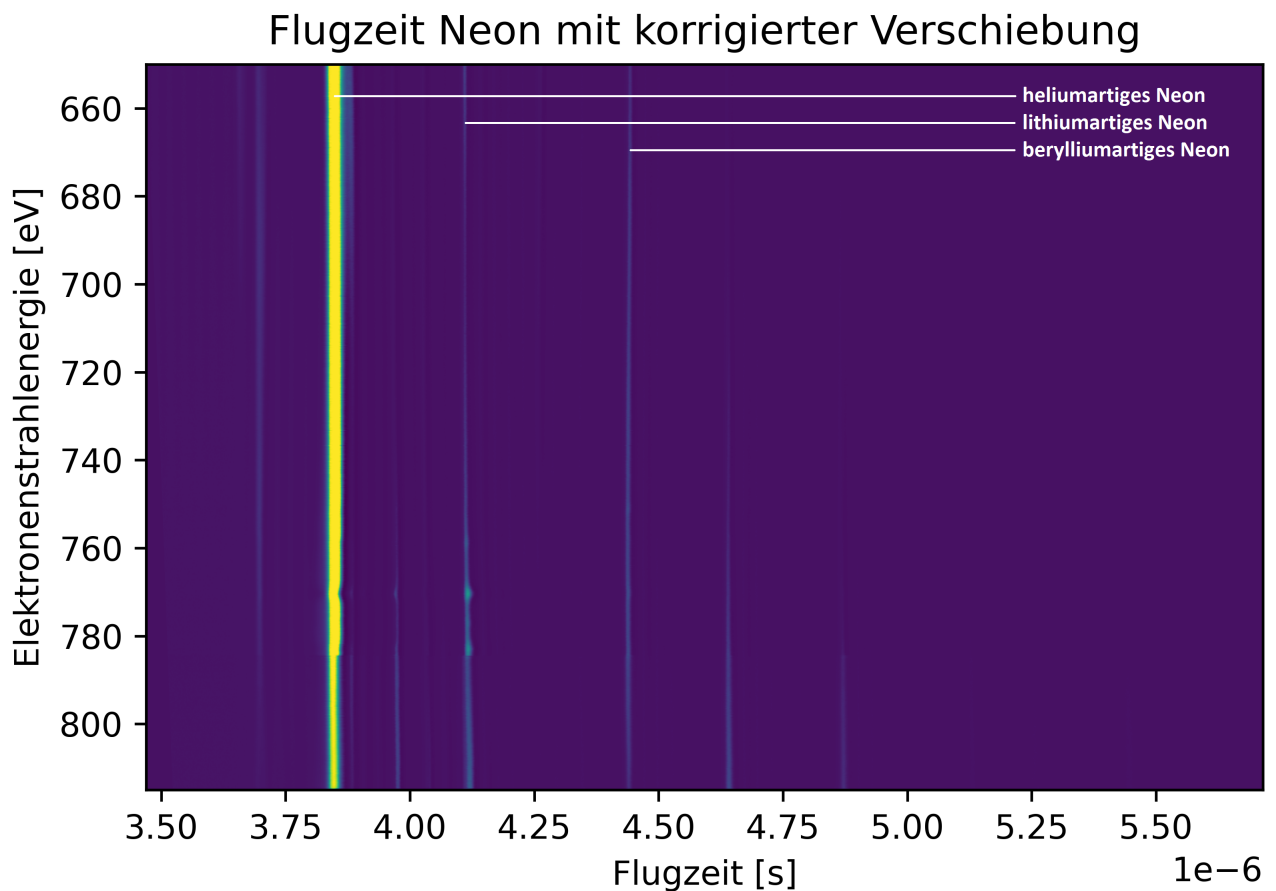


Abbildung 5.17: Dargestellt ist die um die Verschiebung korrigierte Flugzeit von Neonionen mit verschobener und skaliertem Zeitachse.

## 5.4 Ladungsaustausch und radiative Rekombination von Argon

In diesem Versuchsteil soll die Rekombination durch Ladungsaustausch und radiative Rekombination an Argon beobachtet werden. Bei Ladungsaustausch werden zwischen einem Argonion und einem neutralen Atom ein Elektron ausgetauscht. Damit dies passiert, muss ein Argonion auf ein neutrales Atom treffen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür steigt mit der Anzahl der Argonatome in der Falle. Es wird erwartet, dass Ladungsaustausch also bei höherem Druck in der Falle stärker auftritt. Da es von allen Rekombinationsprozessen der Einzige ist, der von dem Druck in der Falle abhängt, kann man durch die Messung der Rekombination (Peakintensitätsverlauf in Abhängigkeit der Speicherzeit) bei verschiedenen Drücken den Effekt des Ladungsaustausches abschätzen.

Bei radiativer Rekombination rekombiniert ein freies Elektron unter Abgabe eines Photons. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess steigt mit der Anzahl der freien Elektronen in der Falle. Sie ist nicht oder nur schwach von dem Druck abhängig, da positiv geladene Ionen und negativ geladene Elektronen sich durch Coulombwechselwirkung anziehen und auch bei niedrigem Druck mit hoher Wahrscheinlichkeit aufeinander treffen. Durch die Messung der Rekombination (Peakintensitätsverlauf in Abhängigkeit der Speicherzeit) bei unterschiedlichen Strömen kann überprüft werden, ob eine höhere Emission von Elektronen der Kathode eine Auswirkung auf die radiative Rekombination hat.

Dielektronische Rekombination wird vernachlässigt, da sie ein resonanter Prozess ist und nur bei bestimmten Elektronenstrahlenergien auftritt und außerhalb des genutzten Energiebereichs liegt.

Für die Rekombination ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit

$$\lambda_{\text{Rekombination}} = \lambda_{\text{Ladungsaustausch}} + \lambda_{\text{Radiative Rekombination}}, \quad (5.2)$$

dass ein Argonion rekombiniert. Durch die Analogie zum Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_{\text{Kernzerfall}} t}, \quad (5.3)$$

bei der  $\lambda_{\text{Kernzerfall}}$  die Zerfallswahrscheinlichkeit des Kerns angibt [4], wird auch hier ein exponentieller Verlauf der Rekombination erwartet.

Die Einstellungen der EBIT waren:

Tabelle 5.6: Einstellungen der EBIT:

Einstellung	Wert
Druck Kanone	$3,6 \cdot 10^{-9}$ mbar
Kathodenspannung	-240 V
Kollektorstrom	1,5 mA
Anode vorne	785 V
Anode hinten	1600 V
DT1	2000 V
DT2	775 V
DT4	120 V
DT3 und DT5	140 V
FL	-270 V
FR	-270 V
Ex1	-1500 V
Ex2	-6000 V
Kickspannung	659 V
Kickrate	variabel
Kickdauer	400 ns
MCP	-2700 V
Injektionsdruck	variabel

Der Elektronenstrahl wird in dieser Messung in 0,5 s von 360 eV linear auf 1160 eV hochgefahren und dann in 0,5 s wieder linear auf 360 eV heruntergefahren. Wie zuvor wird die Kathodenspannung dabei konstant gehalten und das Potential von DT3, DT4 und DT5 variiert. Dies ist notwendig, weil bei direktem Schalten des Elektronenstrahls von 360 eV auf 1160 eV und zurück auf 360 eV Schaltungseffekte beobachtet werden konnten, die für deutlich weniger Ionen in der Flugzeit gesorgt hatten.

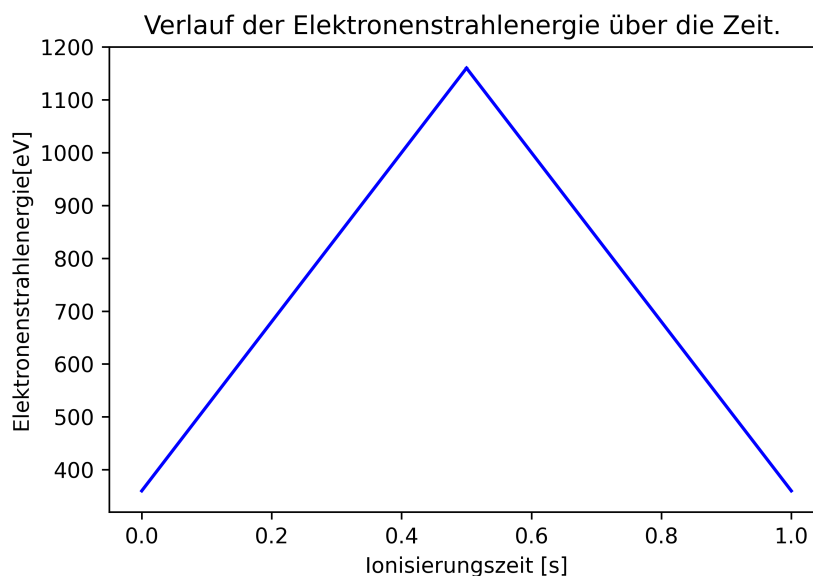


Abbildung 5.18: Dargestellt ist der Verlauf der Elektronenstrahlenergie in Abhängigkeit der Zeit zur Ionisierung des Argons.

Nach der Ionisierung wird die Zeit variiert, in der die Ionen in der Falle gehalten werden. Die Flugzeit der Ionen wird für Speicherzeiten von 0 s bis 1 s in Schritten von 0,02 s aufgenommen.



Da die Potentialdifferenz der Falle zum Zeitpunkt der Extraktion der Ionen immer konstant zum Detektor ist, ist keine Verschiebung der Flugzeit wie in der dielektronischen Rekombination zu erwarten. Diese Messung wird für drei unterschiedliche Drücke mit mehreren Kollektorströmen wiederholt (siehe Abbildung 5.22).

Zu Beginn wird für jede Flugzeitmessung der mittlere Untergrund bestimmt und abgezogen. Danach wird die Flugzeit kalibriert, indem Gleichung 4.3 an eine Messung der Flugzeit gefittet wird. Da die Flugzeit nur sehr schwach von dem Kollektorstrom, und nicht von der Speicherzeit und dem Druck in der Falle abhängt, kann diese Kalibrierung für alle Messungen genutzt werden. Für die Kalibrierung wird die Flugzeitmessung bei Druck  $4,07 \cdot 10^{-5}$  mbar und Kollektorstrom 0,814 mA genutzt, da hier die Peaks am besten zu erkennen sind. Weiterhin wird die Flugzeit bei minimaler und maximaler Speicherzeit addiert, damit alle Peaks berücksichtigt werden.

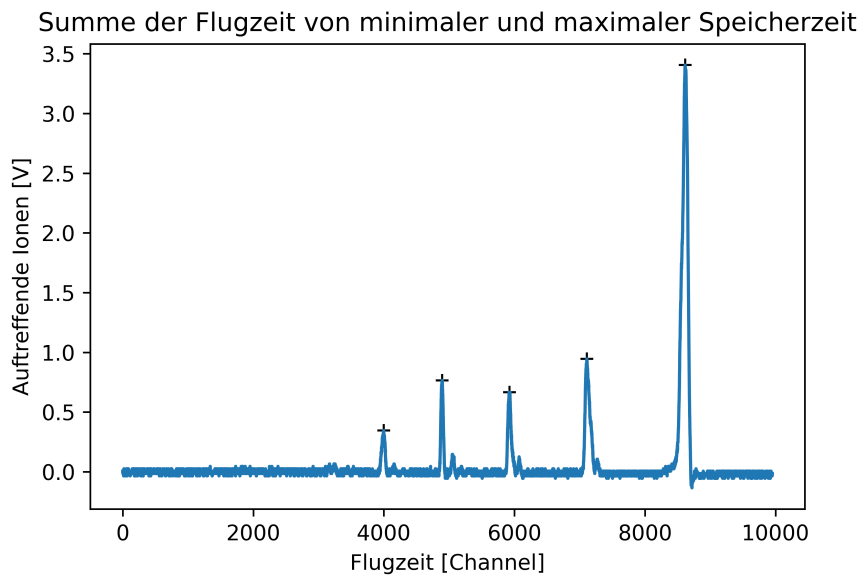


Abbildung 5.19: Dargestellt ist die Summe der Flugzeit von minimaler und maximaler Speicherzeit. Entnommen aus der Flugzeitmessung mit Druck  $4,07 \cdot 10^{-5}$  mbar und Kollektorstrom 0,814 mA.

Wieder wurde zur Kalibrierung Gleichung 4.3 und die Strecke  $s_{\text{MCP}}$  genutzt, die in der Ladungszustandsbestimmung von Argon ermittelt wurde. Die zu fittenden Parameter sind wieder eine Verschiebung  $t_0$  und ein Skalierungsfaktor  $a$ . Die maximale Elektronenstrahlenergie von 1160 eV reicht nach Tabelle 5.3 um  $\text{Ar}^{16+}$  zu erzeugen. Es werden fünf Peaks gefunden, die zur Gleichung 4.3 passen könnten und in allen Messungen zu finden sind. Für  $\text{Ar}^{16+}$  als höchsten Ladungszustand konvergiert der Fit jedoch nicht. Um zu bestimmen, welcher Ladungszustand des Argon auf das MCP trifft, wird der Fehler von Skalierungsfaktor  $a$  und Verschiebung  $t_0$  geplottet. Dieser Fehler ist die Standardabweichung. Sie ist die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung der Messergebnisse von dem Fit der Theorie und sollte minimal für den richtigen Ladungszustand werden.

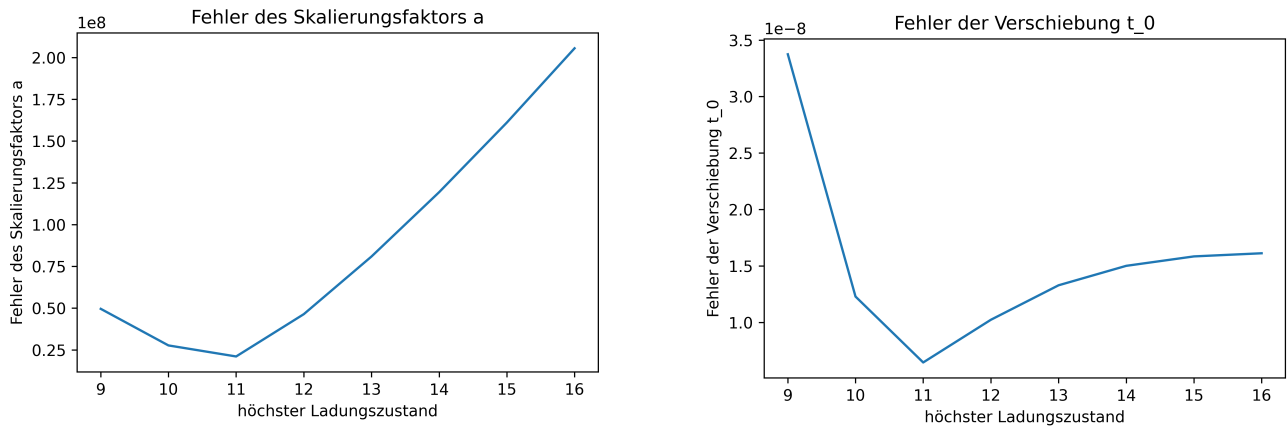


Abbildung 5.20: Dargestellt ist die Standardabweichung der Fitparameter in Abhängigkeit des Ladungszustandes.

Wie an Abbildung 5.20 erkannt werden kann, wird die Standardabweichung minimal für  $\text{Ar}^{11+}$  als höchsten Ladungszustand. Auf das MCP treffen also  $\text{Ar}^{11+}$ ,  $\text{Ar}^{10+}$ ,  $\text{Ar}^{9+}$ ,  $\text{Ar}^{8+}$  und  $\text{Ar}^{7+}$ . Da nun gegeben ist, welche Ladungszustände auf das MCP treffen, kann die Zeitachse kalibriert werden. Für die Verschiebung und die Skalierung ergibt sich  $t_0 = (3,1153 \pm 0,0065) \cdot 10^{-6} \text{ s}$  und  $a = (4,543 \pm 0,021) \cdot 10^9$ .

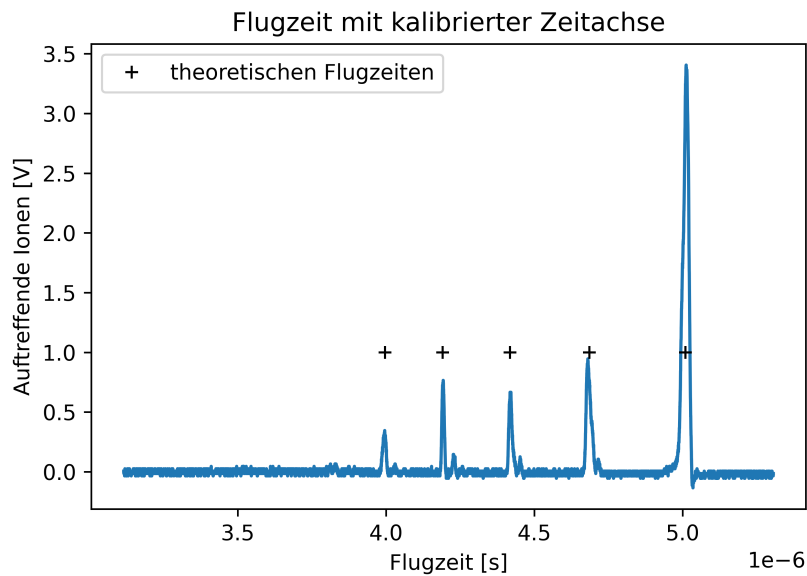


Abbildung 5.21: Dargestellt ist die Flugzeit mit kalibrierter Zeitachse bei einem Druck von  $4,07 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$  und einem Kollektorstrom von  $0,814 \text{ mA}$ .

Für den Druck  $1,7 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$  wurden Flugzeiten für einen Kollektorstrom von  $1,744 \text{ mA}$ ,  $1,5 \text{ mA}$ ,  $1,056 \text{ mA}$  und  $0,818 \text{ mA}$  aufgenommen, welche in Abbildung 5.22 dargestellt sind.

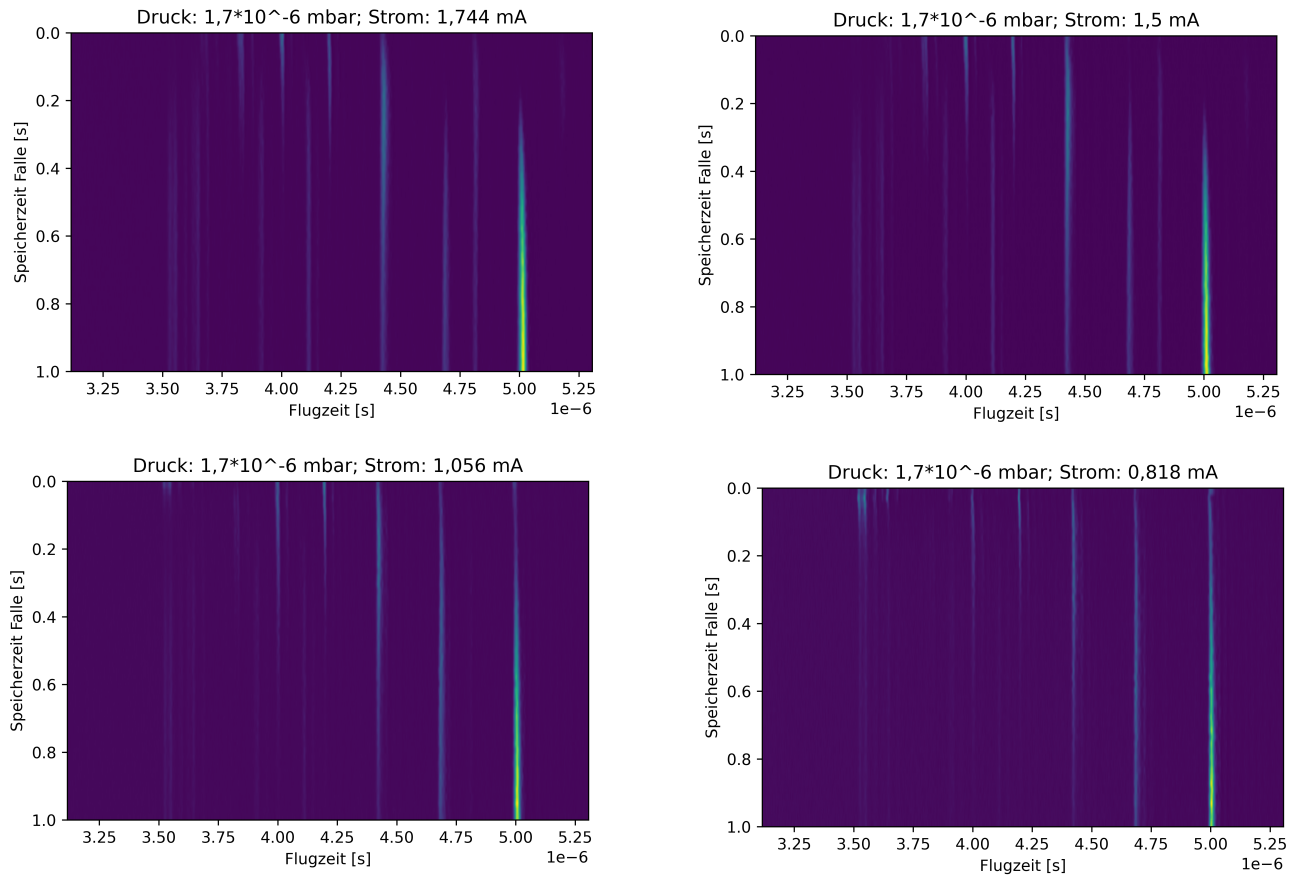


Abbildung 5.22: Dargestellt sind die Flugzeiten für verschiedene Speicherzeiten bei einem Druck von  $1,7 \cdot 10^{-6}$  mbar und unterschiedlichen Kollektorströmen.

Der Intensitätsverlauf des Peaks bei  $4,00 \cdot 10^{-6}$  s wird für alle gemessenen Speicherzeiten bestimmt. Dazu werden in einem Bereich von  $2,2 \cdot 10^{-8}$  s um den Peak das Signal aufsummiert.

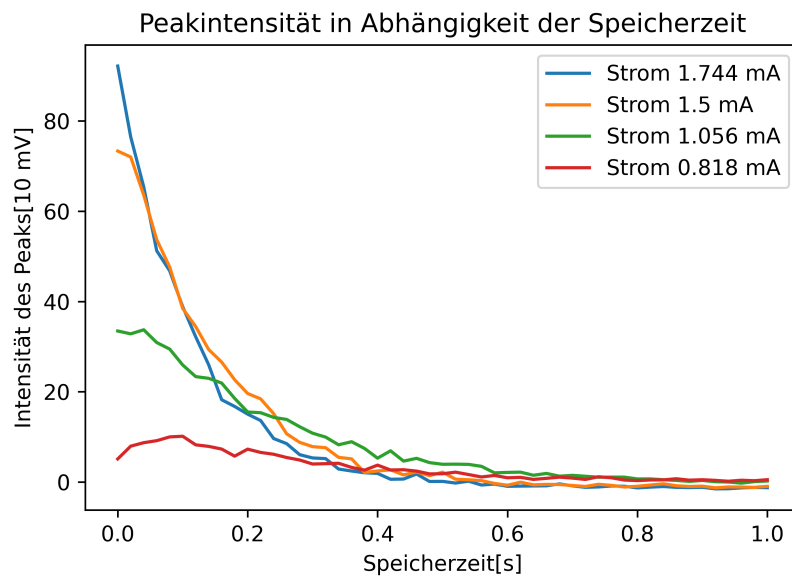


Abbildung 5.23: Dargestellt ist der Intensitätsverlauf des Peaks bei  $4,00 \cdot 10^{-6}$  s in Abhängigkeit der Speicherzeit bei einem Druck von  $1,7 \cdot 10^{-6}$  mbar und verschiedenen Kollektorströmen.

Als nächstes wird der Druck auf  $1,11 \cdot 10^{-5}$  mbar erhöht und erneut gemessen. Dies ist in Abbildung 5.24 dargestellt.

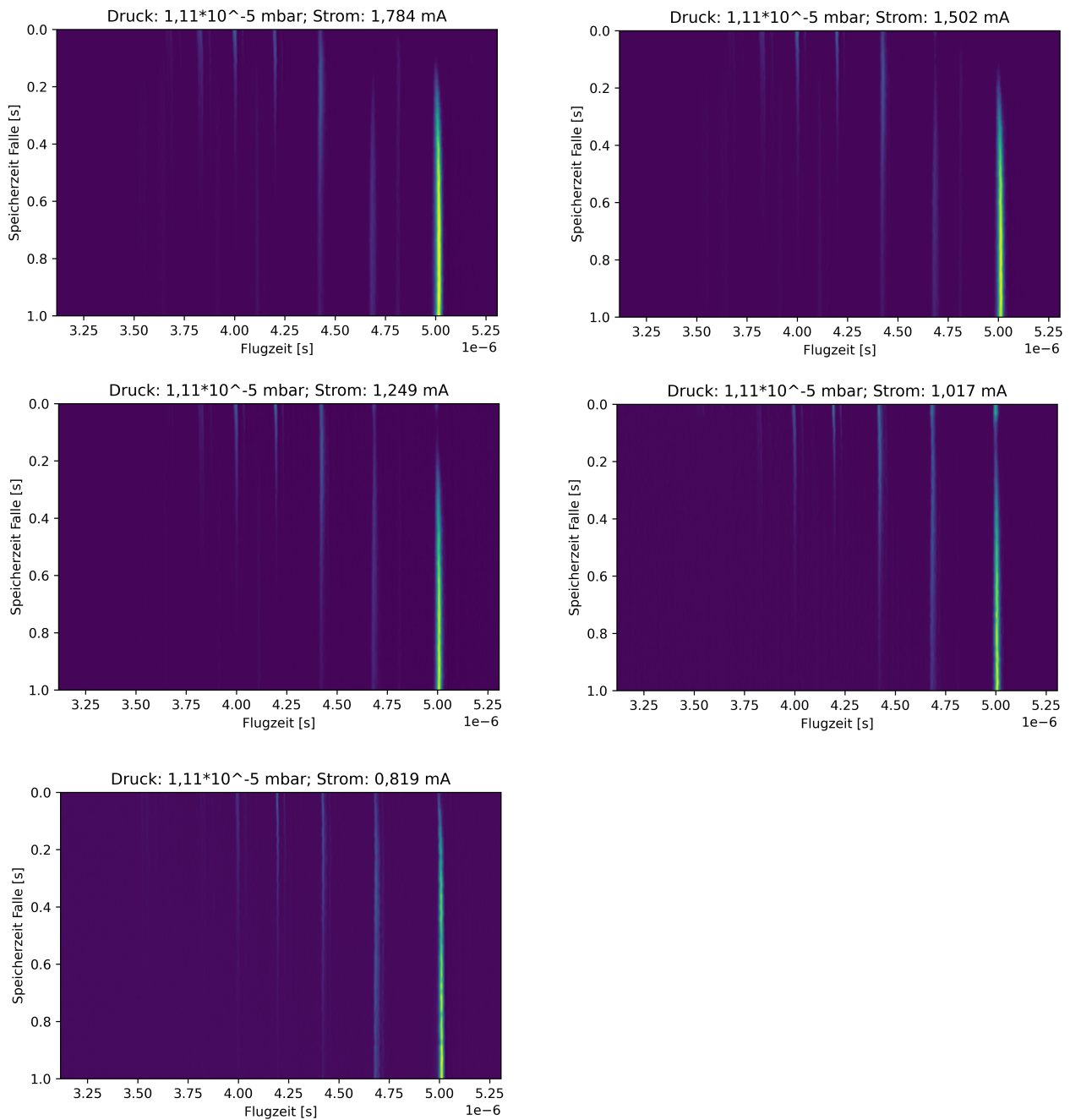


Abbildung 5.24: Dargestellt sind die Flugzeiten für verschiedene Speicherzeiten bei einem Druck von  $1,11 \cdot 10^{-5}$  mbar und unterschiedlichen Kollektorströmen.

Es ergibt sich der Intensitätsverlauf des Peaks bei  $4,00 \cdot 10^{-6}$  s bei einem Druck von  $1,11 \cdot 10^{-5}$  mbar.

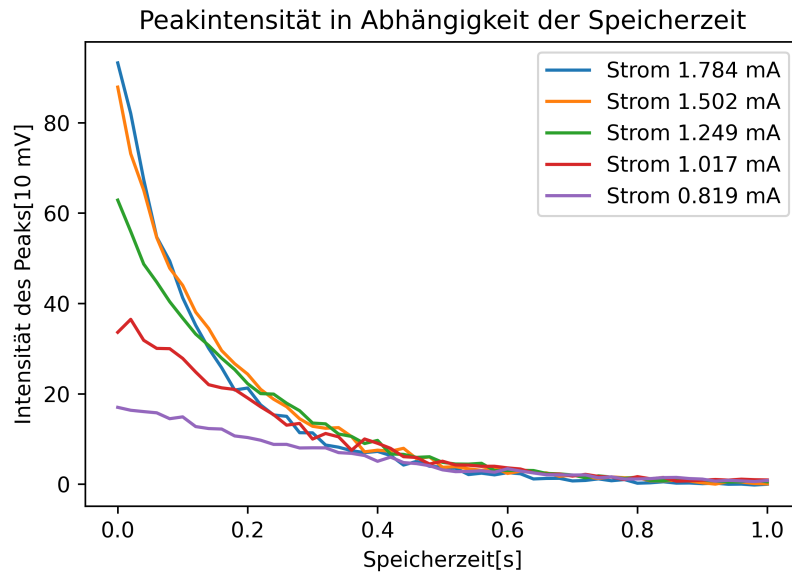


Abbildung 5.25: Dargestellt ist der Intensitätsverlauf des Peaks bei  $4,00 \cdot 10^{-6}$  s in Abhängigkeit der Speicherzeit bei einem Druck von  $1,11 \cdot 10^{-5}$  mbar und verschiedenen Kollektorströmen.

Der Druck wird weiter auf  $4,07 \cdot 10^{-5}$  mbar erhöht und erneut gemessen. Dies ist in Abbildung 5.26 dargestellt.

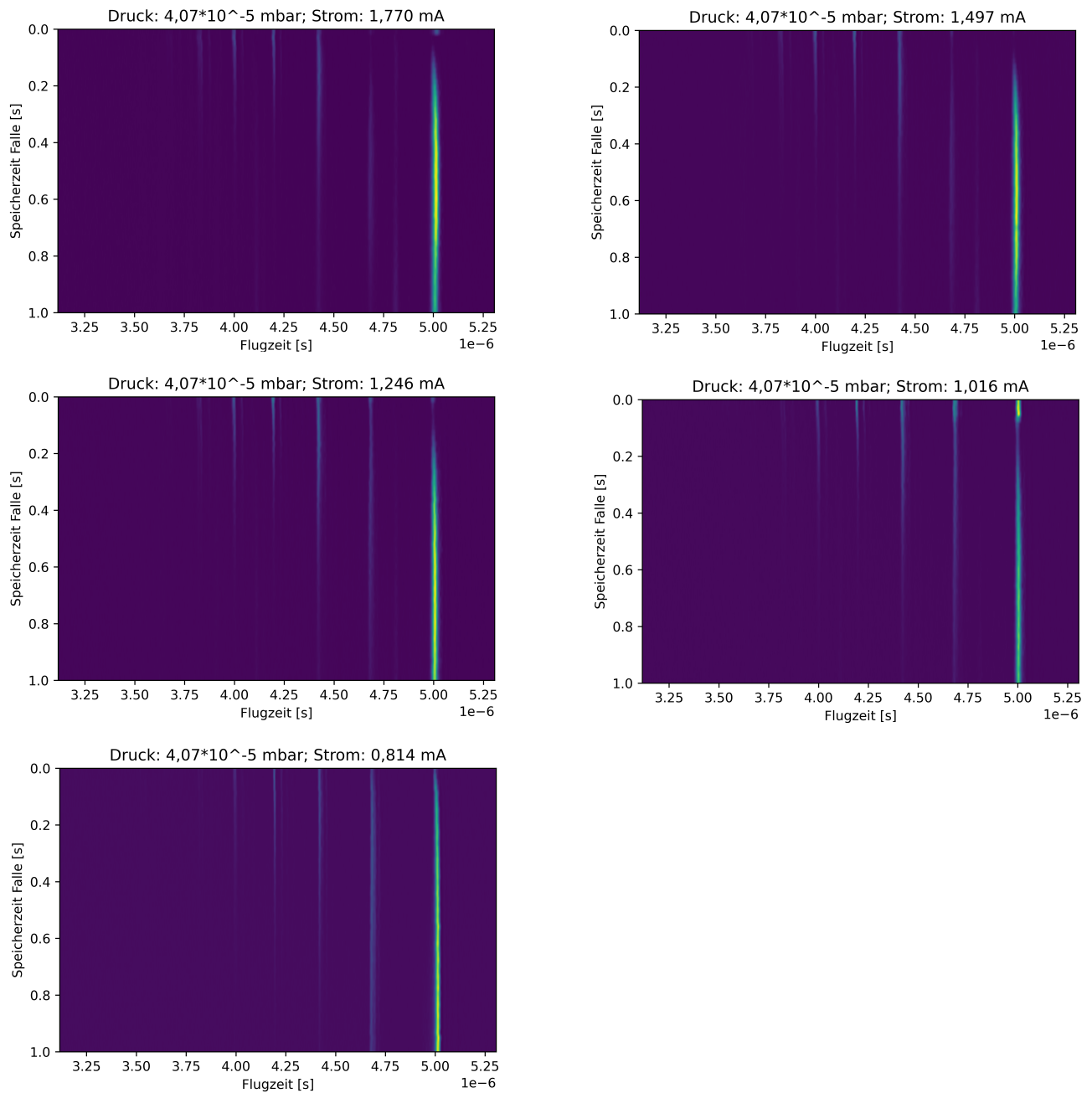


Abbildung 5.26: Dargestellt sind die Flugzeiten für verschiedene Speicherzeiten bei einem Druck von  $4,07 \cdot 10^{-5}$  mbar und unterschiedlichen Kollektorströmen.

Es ergibt sich der Intensitätsverlauf des Peaks bei  $4,00 \cdot 10^{-6}$  s bei einem Druck von  $4,07 \cdot 10^{-5}$  mbar.

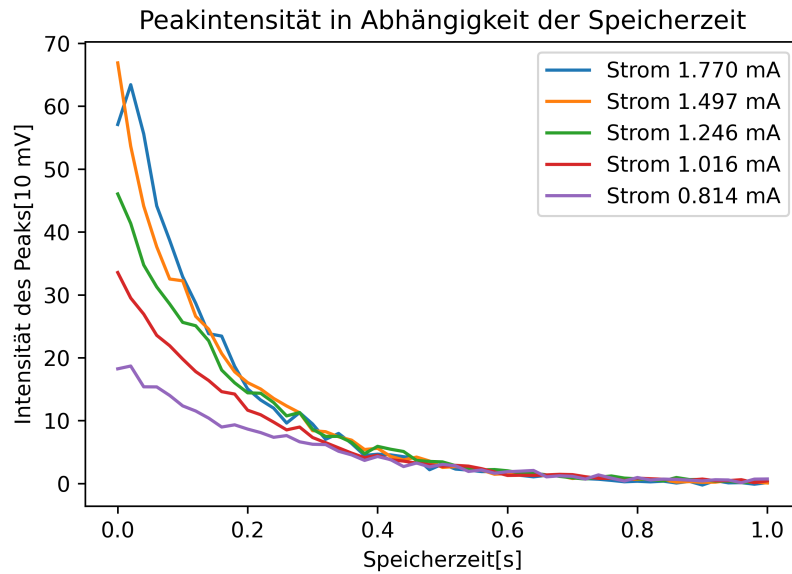


Abbildung 5.27: Dargestellt ist der Intensitätsverlauf des Peaks bei  $4,00 \cdot 10^{-6}$  s in Abhängigkeit der Speicherzeit bei einem Druck von  $4,07 \cdot 10^{-5}$  mbar und verschiedenen Kollektorströmen.

Durch die Analogie zum Zerfallsgesetz werden Exponentialfunktionen erwartet. Exponentialfunktionen haben die Eigenschaft, dass sie bei logarithmischer Darstellung als Geraden erscheinen. Der Peakverlauf über die Speicherzeit wird daher mit logarithmischer y-Achse geplottet.

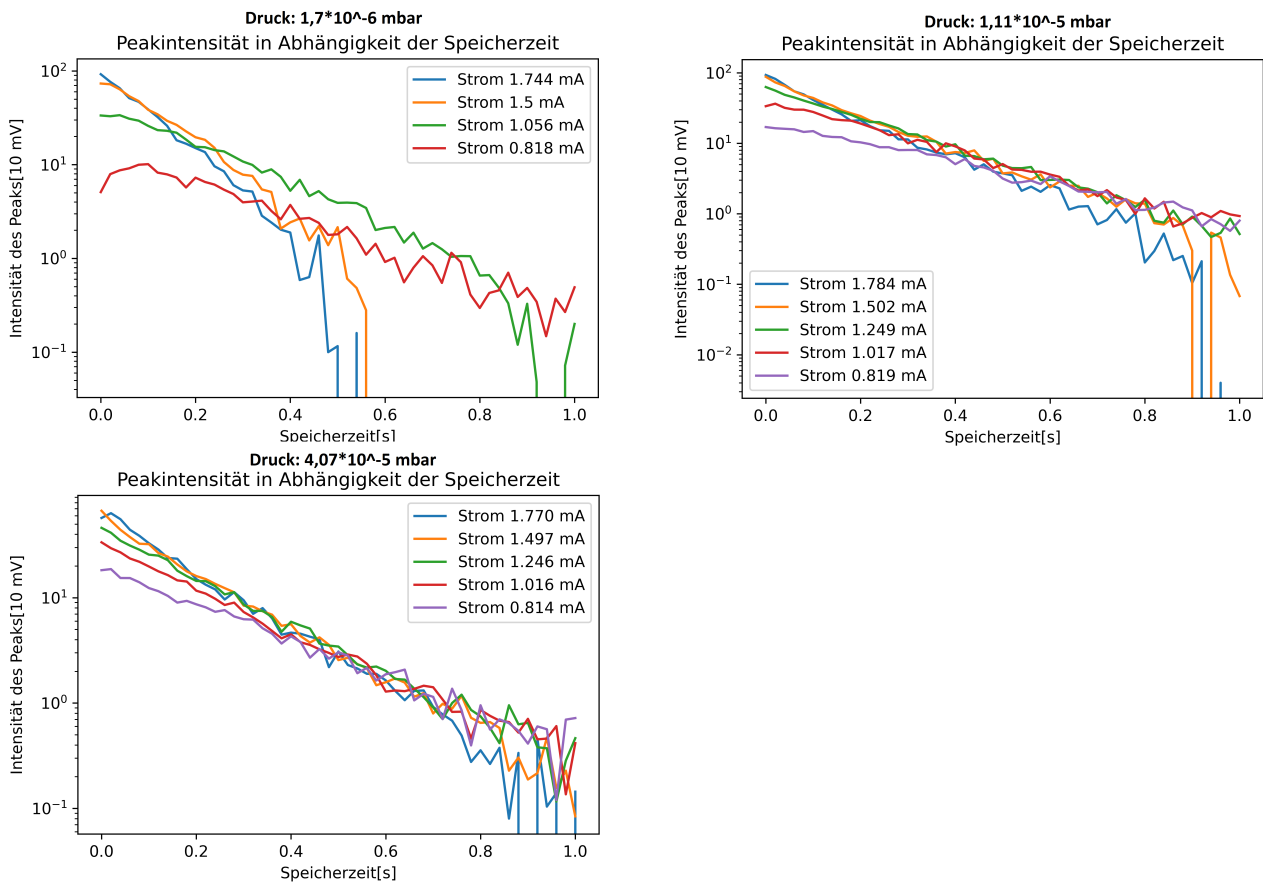


Abbildung 5.28: Dargestellt ist der Intensitätsverlauf des Peaks bei  $4,00 \cdot 10^{-6}$  s in logarithmischer Skala.

An die Messwerte wird eine Funktion  $N(t) = N_0 e^{-\lambda_{\text{Rekombination}} t}$  gefittet. Die Fitparameter sind dabei  $N_0$  und  $\lambda$ . Danach wird die Rekombinationswahrscheinlichkeit  $\lambda_{\text{Rekombination}}$  bei konstantem Strom in Abhängigkeit des Drucks und bei konstantem Druck in Abhängigkeit des Stroms geplottet. Der Fehler auf  $\lambda$  wird durch die Standardabweichung des Fits bestimmt.

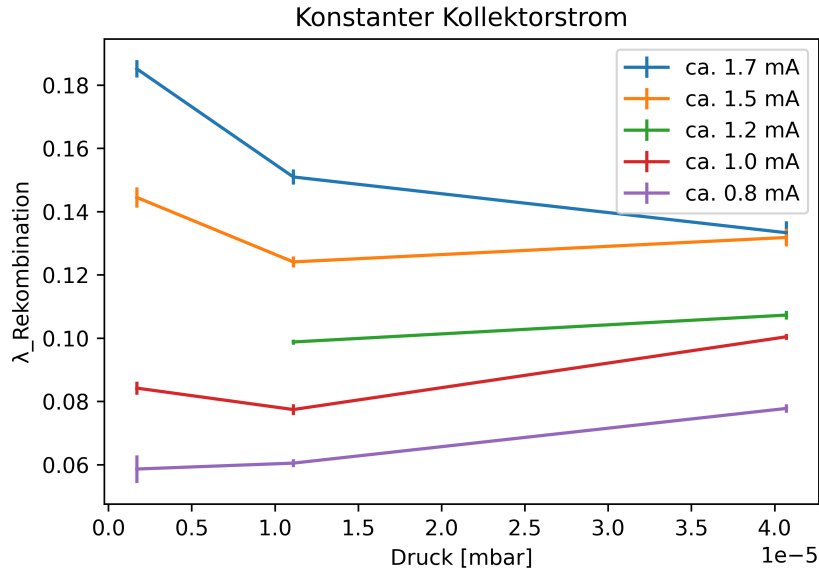


Abbildung 5.29: Dargestellt ist  $\lambda_{\text{Rekombination}}$  bei konstantem Kollektorstrom in Abhängigkeit des Drucks. Die Messpunkte sind nur zur Zwecken der Übersichtlichkeit miteinander verbunden und stellen keine Aussage zu einem prognostizierten Verlauf dar.

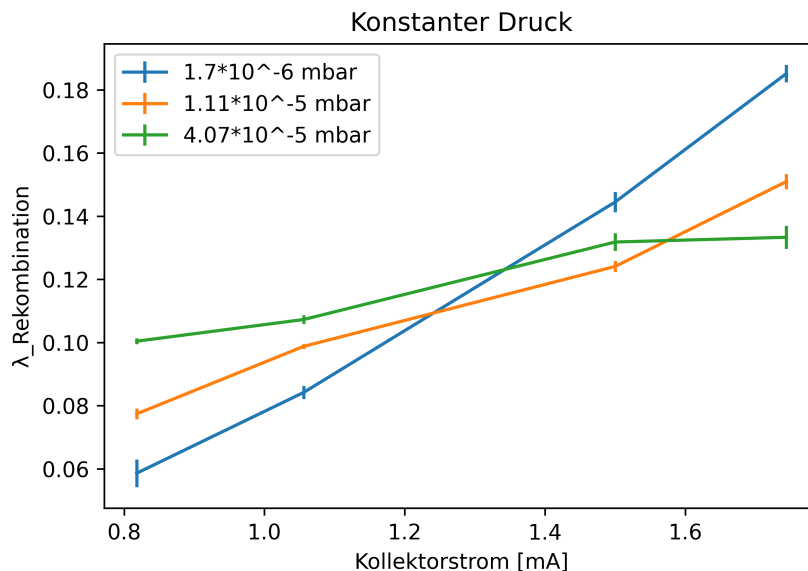


Abbildung 5.30: Dargestellt ist  $\lambda_{\text{Rekombination}}$  bei konstantem Druck in Abhängigkeit des Kollektorstroms. Die Messpunkte sind nur zur Zwecken der Übersichtlichkeit miteinander verbunden und stellen keine Aussage zu einem prognostizierten Verlauf dar.

Diese Messung wurde mit dem Ziel durchgeführt, eine qualitative Aussage über die Abhängigkeit von  $\lambda_{\text{Ladungsaustausch}}$  in Abhängigkeit des Injektionsdrucks in der Falle und  $\lambda_{\text{Radiative Rekombination}}$  in Abhängigkeit des Kollektorstroms zu treffen. Dabei war es geplant  $\text{Ar}^{16+}$  als höchste Ladungsstufe zu erzeugen und diesen Peak in der Flugzeit auf Rekombination zu untersuchen.



Durch das lineare Hoch- und Herunterfahren der Elektronenstrahlenergie wurde jedoch nicht konstant  $\text{Ar}^{16+}$  erzeugt und das Argon rekombinierte, bevor es auf dem MCP detektiert werden konnte. Dadurch wurde  $\text{Ar}^{11+}$  als höchster Ladungszustand gemessen. Misst man nun die Menge an  $\text{Ar}^{11+}$ -Ionen in Abhängigkeit der Speicherzeit der Falle, so misst man nicht nur die Rekombination von  $\text{Ar}^{11+}$  zu  $\text{Ar}^{10+}$ , sondern auch die Rekombination von  $\text{Ar}^{12+}$  zu  $\text{Ar}^{11+}$  und höheren Ladungszuständen. Fittet man an Abbildung 5.30 eine Gerade  $y = mx + b$ , so ergeben sich folgende Steigungen und y-Achsenabschnitte.

Tabelle 5.7: Fitparameter bei einem linearen Fit an die Daten von Abbildung 5.30:

Druck	m	b
$1,7 \cdot 10^{-6}$ mbar	$0,136 \pm 0,007$	$-0,057 \pm 0,009$
$1,1 \cdot 10^{-5}$ mbar	$0,752 \pm 0,007$	$0,017 \pm 0,009$
$4,1 \cdot 10^{-5}$ mbar	$0,039 \pm 0,006$	$0,07 \pm 0,008$

Bei dem y-Achsenabschnitt bei Druck  $1,7 \cdot 10^{-6}$  mbar fällt auf, dass er negativ ist. Das bedeutet, dass die Rekombinationsrate bei einem Kollektorstrom von 0 mA negativ ist und neue Ionen erzeugt werden. Da der Elektronenstrahl während der Speicherzeit der Ionen in der Falle nicht genug Energie hat, um  $\text{Ar}^{11+}$  zu erzeugen, müssen solche Ionen durch Rekombination von höheren Ladungszuständen entstehen. Rekombination aus höheren Ladungszuständen ist daher kein vernachlässigbarer Effekt und muss auch bei der theoretischen Beschreibung berücksichtigt werden. Bei dem Zerfallsgesetz wird angenommen, dass  $N_0$  konstant ist. Durch Rekombination von höheren Ladungszuständen werden jedoch nun neue  $\text{Ar}^{11+}$  erzeugt und das Zerfallsgesetz kann diese Situation nicht beschreiben. Es muss ein System aus gekoppelten Differentialgleichungen gelöst werden. 1910 wurde von Bateman eine analytische Lösung für radioaktive Zerfallsreihen gefunden [33]. Durch die Analogie in diesem Versuch kann auch die Rekombination mit diesem Gesetz beschrieben werden, wenn als Zerfallsprodukt der nächst niedrigere Ladungszustand angenommen wird. Die Bateman-Funktion ergibt sich zu

$$N_n(t) = \sum_{i=1}^n \left[ N_i(0) \times \left( \prod_{j=i}^{n-1} \lambda_j \right) \times \left( \sum_{j=i}^n \left( \frac{e^{-\lambda_j t}}{\prod_{p=i, p \neq j}^n (\lambda_p - \lambda_j)} \right) \right) \right] \quad (5.4)$$

(n ist die Anzahl der Ladungszustände;  $\lambda_i$  sind die Rekombinationswahrscheinlichkeiten der jeweiligen Ladungszuständen;  $N_i(0)$  beschreibt die anfängliche Verteilung der Ladungszustände.)

Die anfängliche Ladungszustandsverteilung  $N_i(0)$  kann aus den gegebenen Daten nicht bestimmt werden. An Tabelle 5.7 kann erkannt werden, dass Rekombination von höheren Ladungszuständen auf  $\text{Ar}^{11+}$  stattfindet. Diese werden jedoch nicht in der Flugzeitmessung detektiert, da die Ionen schon beim Hoch- und Herunterfahren des Elektronenstrahls rekombinieren. Man könnte diese Ladungszustandsverteilung durch den Wirkungsquerschnitt der Elektronenstoßionisation nähern. Dafür muss aber die Elektronenstrahlenergie sehr genau bestimmt sein. Wie man an der Ladungszustandsbestimmung von Argon sehen kann, gibt es Effekte wie die Raumladung, die dabei nicht vernachlässigt werden darf.  $N_i(0)$  aus dem Wirkungsquerschnitt des Elektronenstrahls zu bestimmen, ist durch das lineare Hoch- und Herunterfahren des Elektronenstrahls nicht trivial, da höhere Ladungszustände schon rekombinieren, während niedrigere Ladungszustände noch erzeugt werden. Auch die Rekombinationswahrscheinlichkeit  $\lambda_i$  der höheren Ladungszustände kann deswegen nicht gemessen werden.

Die Rekombination aus höheren Ladungszuständen ist aus den genannten Gründen an den Daten nicht abschätzbar. Daher ist weder eine quantitative noch qualitative Abschätzung der Rekombination durch Ladungsaustausch oder radiative Rekombination möglich. Die Überle-

gungen der Abhängigkeit von  $\lambda_{\text{Ladungsaustausch}}$  von dem Injektionsdruck und der Abhängigkeit von  $\lambda_{\text{Radiative Rekombination}}$  vom Kollektorstrom konnte im Rahmen dieser Arbeit weder überprüft, noch widerlegt werden.

# Kapitel 6

## Diskussion und Ausblick

Zu Beginn wurde das detektierte Signal des MCPs mit dem Signal des Channeltrons anhand von Flugzeiten von ionisiertem Argon verglichen. Dabei lieferte das MCP ein deutlich besseres Signal/Rausch-Verhältnis. Auch das Signal des MCPs war insgesamt stärker, obwohl die Verstärkung eines Channeltrons bautechnisch etwas höher sein kann. Dies wurde darauf zurückgeführt, dass mehr Ionen auf das MCP treffen und die angelegte Verstärkungsspannung am MCP mit 2500 V größer als 2000V beim Channeltron war. Interessant wäre eine Messung, bei dem man das MCP zu einem anderen MCP vergleicht, welches an Stelle des Channeltrons montiert wird. So kann abgeschätzt werden, ob der Unterschied zwischen Channeltron und MCP durch die unterschiedlichen Detektoren entsteht, oder der Versuchsaufbau selbst der limitierende Faktor für das Channeltron-Signal ist.

Als nächstes wurden die Ladungszustände von Argonionen mithilfe von Flugzeiten bestimmt. Die Genauigkeit reichte dabei aus, um 10 Ladungszustände eindeutig zu bestimmen und weitere Peaks als  $H^{1+}$ ,  $H_2^{1+}$ ,  $Ar^{11+}$  und  $Ar^{12+}$  zu identifizieren. Für die Strecke von der Falle zum MCP ergab sich ein Wert von  $s_{MCP} = (74,7 \pm 0,19)$  cm, der in der weiteren Auswertung genutzt wurde. Die Elektronenstrahlenergie wurde aus der Potentialdifferenz zwischen Kathode und DT4 auf 684 eV abgeschätzt. Sie sollte ausreichen um  $Ar^{12+}$  zu erzeugen. Da  $Ar^{12+}$  in der Flugzeitmessung nicht zu erkennen ist, muss die reale Elektronenstrahlenergie in der Nähe von 675,2 eV oder kleiner sein. Dies wurde mit der Raumladung des Elektronenstrahls und Verlusten über die Leitungen, sowie Ungenauigkeiten der Messgeräte erklärt. Desweiteren könnte die Ionisierungszeit in der Falle auch einfach zu kurz gewesen sein um  $Ar^{12+}$  zu erzeugen. Für weitere Messungen könnte man die Elektronenstrahlenergie an den Ionisierungsenergien der Atome kalibrieren. Dazu könnte die Elektronenstrahlenergie erhöht werden, bis ein weiterer Peak mit bekannter Energie in der Flugzeit zu erkennen ist. Als dominanter systematischer Fehler wurde die ungenaue Einstellung der Kickspannung abgeschätzt. Innerhalb einer Messung muss die eingestellte Spannung jedoch relativ konstant gewesen sein, da sonst die Standardabweichung des Fits größer ausgefallen wäre. Mit einem Spannungsmessgerät könnte man die Kickspannung genauer messen, wodurch der systematische Fehler verringert werden könnte. An den Residuen der bestimmten Flugzeiten fällt auf, dass diese nicht stochastisch verteilt sind, sondern einer Funktion folgen. Als Grund hierfür wurde die magnetische Fokussierung des Ionenstrahls auf das MCP genannt. Dies könnte man durch eine Messung ohne Magnetfeld überprüfen.

An Neon wurde KLL-dielektronische Rekombination gemessen. Um DR zu beobachten wurde eine Elektronenstrahlenergie von 650 eV bis 815 eV durchfahren. Da die Kathode auf einem festen Potential liegt, musste das Potential der Falle variiert werden. Dies führte zu einer Verschiebung in der Flugzeit, da sich auch das Potential zum MCP veränderte. Diese lineare Verschiebung wurde bestimmt und korrigiert. An zwei Peaks wurde ein DR-typischer Verlauf der Peakintensität erkannt. Durch den Vergleich zu dem im FAC erzeugten theoretischen Spektrum konnten die Peaks zu lithiumartigem-Neon und heliumartigem-Neon bestimmt werden. Mit einem weiteren Peak, der als berylliumartiges-Neon bestimmt wurde, konnte die Zeitachse

kalibriert werden. Bei dem Peak des heliumartigen-Neons wurden große Schwankungen in der Anzahl der Ionen gemessen. Sie wurden zurückgeführt auf einen Elektronenstrahl, der nicht für alle Elektronenstrahlenergien stabil war.

Als letztes sollte der Ladungsaustausch und die radiative Rekombination untersucht werden. Dabei sollte  $\text{Ar}^{16+}$  als höchster Ladungszustand erzeugt und untersucht werden. Da für Ladungsaustausch eine Abhängigkeit des Drucks in der Falle und für radiative Rekombination eine Abhängigkeit vom Kollektorstrom vermutet wird, wurde die Rekombination für verschiedene Drücke und Kollektorströme gemessen. Dazu wurden die Ionen für verschiedene Speicherzeiten in der Falle gehalten, bevor sie in Richtung des MCPs extrahiert wurden. Mit einer Flugzeitbestimmung konnte der höchste Ladungszustand jedoch auf  $\text{Ar}^{11+}$  bestimmt werden. Dadurch musste auch die Rekombination von höheren Ladungszuständen auf  $\text{Ar}^{11+}$  beachtet werden. Um die Rekombination aus höheren Ladungszuständen berücksichtigen zu können ist eine deutlich umfangreichere Theorie notwendig. Die Ladungszustandsverteilung und die Rekombination aus den höheren Schalen muss bekannt sein, um die Rekombination von  $\text{Ar}^{11+}$  theoretisch bestimmen zu können. Diese konnten jedoch durch die gemessenen Daten nicht bestimmt werden, weshalb keine Aussage möglich war. In weiteren Messungen könnte Neon genutzt werden. Neon hat eine deutlich geringere Ionisierungsenergie. Dadurch könnte die Elektronenstrahlenergie deutlich schneller ohne große Schalteffekte geschaltet und der höchste Ladungszustand gemessen werden. Im höchsten Ladungszustand gibt es keine Rekombination von höheren Ladungszuständen und die Theorie vereinfacht sich deutlich. Weiterhin müssen deutlich mehr Messungen für verschiedene Drücke oder Ströme aufgenommen werden um eine quantitative Aussage treffen zu können. Mit einem Röntgendetektor könnten auch die Photonen gemessen werden, die bei der Rekombination entstehen. Dabei hat das Photon einer radiativen Rekombination eine höhere Energie als ein Photon das beim Ladungsaustausch emittiert wird. Das liegt daran, dass beim Ladungsaustausch das Elektron eines neutralen Atoms in die Schale des Ions übergeht. Dazu muss die Bindungsenergie des Elektrons aufgebracht werden. Bei radiativer Rekombination wird ein freies Elektron aufgenommen und keine Bindungsenergie muss aufgebracht werden.

# Kapitel 7

## Anhang

### 7.1 Mathematische Konstanten

Tabelle 7.1: Mathematische Konstanten

Symbol	Name	Wert
$e$	Eulersche Konstante	2,718281828 ...
$\pi$	Kreiszahl	3,141592653 ...

### 7.2 Naturkonstanten

Tabelle 7.2: Naturkonstanten:

Symbol	Name	Wert
$a_0$	Bohr-Radius	$0,52917721092(17) \cdot 10^{-10} \text{ m}$
$\alpha$	Feinstrukturkonstante	$7,2973525698(24) \cdot 10^{-3}$
$c$	Lichtgeschwindigkeit	$299792458 \text{ m s}^{-1}$
$e$	Elementarladung	$1,602176565(35) \cdot 10^{-19} \text{ C}$
$\varepsilon_0$	Dielektrizitätskonstante des Vakuums	$8,854187817 \dots \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	$6,62606957(29) \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
$k$	Boltzmann-Konstante	$1,3806488(13) \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
$m_e$	Ruhemasse des Elektrons	$9,10938291(40) \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
u	vereinheitlichte atomare Masseneinheit	$1,660538921(73) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
$m_{\text{Argon}}$	Masse des Argonatoms	39,948 u
$m_{\text{Neon}}$	Masse des Neonatoms	20,1797 u



# Literaturverzeichnis

- [1] T. Fang and C. R. Canizares, “Probing cosmology with the x-ray forest,” *The Astrophysical Journal*, vol. 539, pp. 532–539, 8.
- [2] W. Roedel and T. Wagner, “Strahlung und energie in dem system atmosphäre/erdoberfläche,” pp. 1–64, 2011.
- [3] C. Shah, S. Dobrodey, S. Bernitt, R. Steinbrügge, J. R. C. López-Urrutia, L. Gu, and J. Kaastra, “Laboratory measurements compellingly support a charge-exchange mechanism for the “dark matter” 3.5 keV x-ray line,” *The Astrophysical Journal*, vol. 833, p. 52, 12.
- [4] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3*. Springer Berlin Heidelberg.
- [5] E. Schrödinger, “Quantisierung als eigenwertproblem,” *Annalen der Physik*, vol. 384, pp. 361–376, 1926.
- [6] N. Bohr, “I. on the constitution of atoms and molecules,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 26, pp. 1–25, 7 1913.
- [7] T. Fließbach, *Elektrodynamik*. Spektrum Akademischer Verlag, 2012.
- [8] W. Pauli, “Über den zusammenhang des abschlusses der elektronengruppen im atom mit der komplexstruktur der spektren,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 31, pp. 765–783, 2.
- [9] K. G. Dyall, “An exact separation of the spin-free and spin-dependent terms of the dirac-coulomb-breit hamiltonian,” *The Journal of Chemical Physics*, vol. 100, pp. 2118–2127, 2.
- [10] M. F. Gu, “The flexible atomic code.” AIP Publishing, 11 2004, pp. 127–136.
- [11] J. Scofield, “Ionization energies in keV for a particular number of bound electrons(n.e.)”
- [12] C. J. Fontes, D. H. Sampson, and H. L. Zhang, “Inclusion of the generalized breit interaction in excitation of highly charged ions by electron impact,” *Physical Review A*, vol. 47, pp. 1009–1022, 2.
- [13] J. R. C. López-Urrutia and Z. Harman, “Emission and laser spectroscopy of trapped highly charged ions in electron beam ion traps,” 2014.
- [14] W. Lotz, “An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 206, pp. 205–211, 4.
- [15] A. Einstein, “Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtes betreffenden heuristischen gesichtspunkt,” *Annalen der Physik*, vol. 322, pp. 132–148, 1.
- [16] L. Meitner, “Über die  $\beta$ -strahl-spektren und ihren zusammenhang mit der  $\gamma$ -strahlung,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 11, pp. 35–54, 12.

- [17] Y. S. Kim and R. H. Pratt, “Direct radiative recombination of electrons with atomic ions: Cross sections and rate coefficients,” *Physical Review A*, vol. 27, pp. 2913–2924, 6.
- [18] S. Dobrodey, “Untersuchung von K-LL-Resonanzen dielektronischer Rekombination und simultaner Innerschalen-Vakuum-Ultraviolett Übergänge in hochgeladenem Eisen mit einer Elektronenstrahl-Ionenfalle,” Master’s thesis, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 2014.
- [19] C. Beilmann, “Über die Stärke mehrelektronischer Resonanzen bei der Photorekombination und -ionisation,” Ph.D. dissertation, MPI für Kernphysik, 2012.
- [20] C. Beilmann, P. Octavian, L. Arntzen, R. Ginzler, C. Keitel, V. Mäckel, P. Mokler, M. Simon, H. Tawara, I. Tupitsyn, J. Ullrich, J. Crespo López-Urrutia, and Z. Harman, “Intershell trielectronic recombination with k-shell excitation in  $\text{Kr}^{30+}$ ,” *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 80, 11 2009.
- [21] B. J. Wargelin, P. Beiersdorfer, and G. V. Brown, “Ebit charge-exchange measurements and astrophysical applications,” vol. 86. NRC Research Press Ottawa, Canada, 1, pp. 151–169.
- [22] L. F. Buchauer, “Konstruktion einer kompakten elektronenstrahl-ionenfalle mit permanentmagneten für fluoreszenzmessungen,” 2012.
- [23] I. Keech, “Betriebsanleitung scroll-pumpe nxds,” 2018.
- [24] J. Henning, “Die entwicklung der turbomolekularpumpe,” *Vakuum in Forschung und Praxis*, vol. 3, pp. 28–30, 9.
- [25] P. Micke, S. Kühn, L. Buchauer, J. R. Harries, T. M. Bücking, K. Blaum, A. Cieluch, A. Egl, D. Hollain, S. Kraemer, T. Pfeifer, P. O. Schmidt, R. X. Schüssler, C. Schweiger, T. Stöhlker, S. Sturm, R. N. Wolf, S. Bernitt, and J. R. C. López-Urrutia, “The heidelberg compact electron beam ion traps,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 89, p. 63109, 6.
- [26] T. M. Bücking, “An Off-Axis Electron Gun for a Compact Electron Beam Ion Trap,” Master’s thesis, Imperial College, Blackett Laboratory, London, UK, 2013.
- [27] A. W. Hull, “The dispenser cathode. a new type of thermionic cathode for gaseous discharge tubes,” *Phys. Rev.*, vol. 56, pp. 86–93, Jul 1939.
- [28] S. Kühn, “Inbetriebnahme und Charakterisierung einer Elektronenkanone mit optischem Zugang zur Strahlachse in einer kompakten Elektronenstrahlionenfalle,” Master’s thesis, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 2017.
- [29] L. S. Brown and G. Gabrielse, “Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a penning trap,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 58, pp. 233–311, 1.
- [30] I. V. Hertel and C.-P. Schulz, *Atome, Moleküle und optische Physik 2*. Springer Berlin Heidelberg.
- [31] M. Botz, “Untersuchung dielektronischer LMn-Resonanzen von Neon-artigen Kryptonionen mit einer Elektronenstrahl-Ionen-Falle,” Heidelberg, 2020.
- [32] ———, “Erzeugung der theoretischen fac dr-spektren nach persönlicher kommunikation,” 2021.
- [33] H. Bateman, “The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations.” 1910.



# Kapitel 9

## Danksagung

Ich bedanke mich an dieser Stelle bei allen Menschen, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben. Ein besonderer Dank gilt Marc Botz, der nicht nur die theoretischen FAC Spektren dieser Arbeit erstellt hat, sondern auch selbst an den Wochenenden für Fragen zur Verfügung stand. Weiterhin bedanke ich mich bei Steffen Kühn für die eingehende Betreuung und fachkompetente Beratung. Ich bedanke mich auch bei Prof. Dr. José R. Crespo López-Urrutia, der mir ein wissenschaftliches Arbeiten in einem angenehmen Arbeitsklima ermöglichte und sich aktiv an Messungen beteiligte. Bei Prof. Dr. Thomas Pfeifer bedanke ich mich, für die Übernahme der Zweitkorrektur dieser Arbeit. Bei Alissa Greshake, Steffen Kühn, Marc Botz und Peter Gutschank bedanke ich mich für das intensive Lektorieren. Abschließend bedanke ich mich bei meiner Familie für die ausdauernde Unterstützung und die Geduld, die sie mit mir hatten.

# Kapitel 10

## Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel genutzt habe.

Heidelberg, den (Datum) 30.04.2021 Lukas Berger