

TU DRESDEN

FORTGESCHRITTENENPRAKTIKUM

PRAKTIKUMSBERICHT

Elektronenstrahlionenquelle

Autoren:

Toni EHMCKE
Christian SIEGEL

Betreuer:

Dr. G. ZSCHORNACK

Dresden, 4. März 2016

Durchführungstag, 22. Januar 2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Grundlagen	2
1.1	Aufgabenstellung	2
1.2	Aufbau und Funktionsweise des Versuchsplatzes	2
1.2.1	Elektronenstrahlionenquelle A	2
1.2.2	Einzellinse	2
1.2.3	Deflektoren	3
1.2.4	Faradaycup	3
1.3	Elektrisch geladene Teilchen in einem homogenen Magnetfeld	4
1.4	Wechselwirkungsprozesse von Ionen	5
2	Versuchsdurchführung und Auswertung	6
2.1	Einstellen der Betriebsparameter	6
2.2	Aufnahme und Analyse eines Übersichtsspektrums	7
2.3	Einfluss des Drucks auf die Ionenzustände im Strahlkanal . .	7
2.4	Einfluss der Ionisationszeit auf die Ladungszustandsverteilung und Erzeugung	12
3	Diskussion und Zusammenfassung	12

1 Einführung und Grundlagen

1.1 Aufgabenstellung

Eine Elektronenstrahlionenquelle (EBIS) ermöglicht die Herstellung und Entnahme hochgeladener Ionen. Damit ist es möglich, die zeitliche Entwicklung von Ladungszuständen zu beobachten, woraus sich Aussagen über die Ionisationseigenschaften des Elektronenstrahls treffen lassen.

Das Ziel dieses Versuches besteht darin, die Abhängigkeit der Ionisation von Ionisationszeit und Druck in der Ionenquelle zu untersuchen. Dafür werden zunächst die Betriebsparameter der Anlage eingestellt und die Extraktion des Ionenstrahls optimiert. Es folgt die Aufnahme eines Übersichtsspektrums der Ionen Ar^{8+} bis Ar^{18+} bei einer gegebenen, festen Ionisationszeit und einem mittleren Arbeitsdruck. Mit dem gleichen mittleren Druck wird die Zeitentwicklung der Ionisationszustände $8+$ bis $17+$ aufgenommen. Danach erfolgt die Messung der Übersichtsspektren bei höherem und niedrigeren Arbeitsdrücken.

1.2 Aufbau und Funktionsweise des Versuchsplatzes

Der Versuch findet an der Microbeam Facility (MBF) statt. Diese ist in Abbildung 1 als Draufsicht dargestellt. Sie besteht aus der Electron Beam Ion Source - A (EBIS-A), einer Einzellinse, mehreren Deflektoren, zwei Faraday Cups sowie der Targetkammer. Im Folgenden soll die Funktionsweise der ionenoptischen Komponenten und der EBIS-A kurz erklärt werden. Targetkammer wird im Versuch nicht verwendet.

1.2.1 Elektronenstrahlionenquelle A

In der EBIS-A wird durch eine Elektronen stark emittierende Glühkathode in Zusammenarbeit mit elektrischen Feldern ein Elektronenstrahl erzeugt. Ein äußeres Magnetfeld verdichtet diesen. Der Strahl ionisiert primär neutrale Atome durch Stoßionisation bis sich zwischen Rekombinations- und Ionisationsprozessen ein Gleichgewicht einstellt. Für hohe Ladungszustände müssen die Ionen möglichst lange im Bereich des Elektronenstrahls verweilen. Um dies zu erreichen, besteht zentral aus einer Kombination von Driftröhren, welche eine Zusammenstellung dreier konzentrischer Ringelektroden sind.

1.2.2 Einzellinse

In Abbildung 2(c) ist eine Einzelne dargestellt. Sie dient der Fokussierung des Ionenstrahls und ist eine elektrostatische Linse. Sie besteht aus drei zylindrischen Segmenten, wobei das Mittlere ein stark negatives Potential besitzt und die beiden anderen auf Erdpotential liegen. Diese Konfiguration erzeugt gekrümmte Äquipotentialflächen, was analog zu einer optischen Linse der

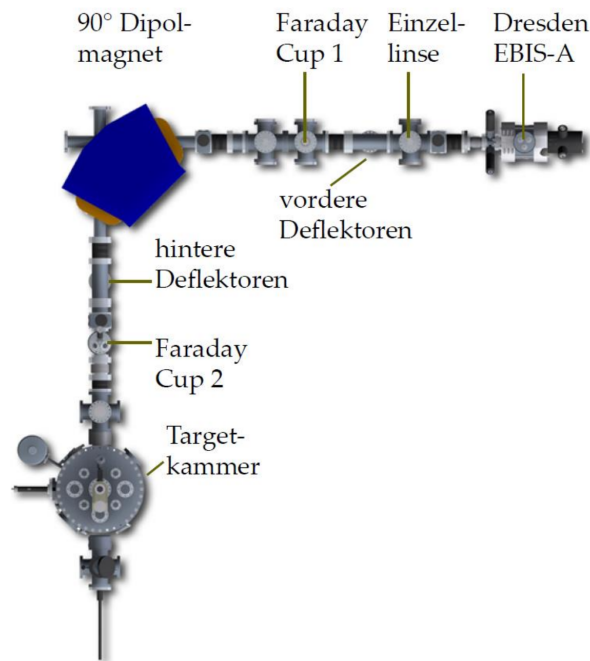


Abbildung 1: Schematischer Aufbau der MBF, Draufsicht [01]

Fokussierung entspricht. Variiert man das Potential, das heißt, die anliegende Spannung, so kann die Brennweite justiert werden, was einen Fokus auf die Brennebene ermöglicht.

1.2.3 Deflektoren

Deflektoren sind schräg eingeschnittene Zylinder, deren Radius orthogonal zur Strahlrichtung steht. Sie liegen parallel zum Strahlkanal und lenken den Ionenstrahl durch elektrostatische Felder ab. Sie sind im Grunde genommen Kondensatoren, welche schiefe und achsenferne Strahlen in Richtung der Strahlachse ablenken können und sich praktisch gut dem zylindrischen Design des Niederenergiestrahlskanals einpassen. In Abbildung 2(a) sind zwei Deflektoren (vertikaler und horizontaler) samt ihrer Lage zur Strahlrichtung skizziert.

1.2.4 Faradaycup

Die Faradaycups messen die extrahierten Ionen. Sie sind elektrisch isolierte Metallbecher, welche in den Ionenstrahl gefahren werden, um die Ionen aufzufangen. Ausgelesen wird die eingefallene Ladung über ein Elektrometer oder einen kalibrierten Widerstand. Hierbei können durch Auftreffen von Ionen auf die Becheroberfläche Sekundärelektronen freigesetzt werden, welche

die Messergebnisse verfälschen. Um das zu verhindern, wird häufig ein weiteres elektrisches Feld eingesetzt, welches die Elektronen daran hindert, den Becher zu verlassen.

In Abbildung 2(b) ist ein Faradaycup skizziert.

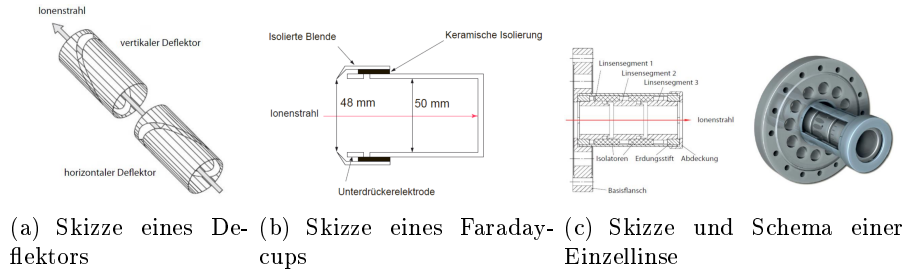


Abbildung 2: Einige Bestandteile der MBS [01]

1.3 Elektrisch geladene Teilchen in einem homogenen Magnetfeld

Um später die verschiedenen elektrisch geladenen Argonionen voneinander trennen zu können, ist im Niederenergiestrahlnkanal ein 90° -Dipol-Magnet verbaut, der ein homogenes Magnetfeld erzeugt und die Ionen auf eine Kreisbahn zwingt. Im Folgenden soll die Dynamik dieser Bewegung erörtert werden.

Betrachte dafür ein elektrisch geladenes Teilchen mit Ladung $Q = q \cdot e$ und Masse m . Es wurde vorher von einem elektrischen Feld mit einer Spannung U_B auf die Geschwindigkeit $\vec{v}(t = 0) = v\vec{e}_x$ beschleunigt und befindet sich anschließend in einem homogenen Magnetfeld $\vec{B} = B\vec{e}_z$. In diesem erfährt es die *Lorentzkraft*:

$$\vec{F}_L(t) = Q \cdot \vec{v}(t) \times \vec{B} = QB(-v_x(t)\vec{e}_x + v_y(t)\vec{e}_y) = m \cdot \dot{\vec{v}}(t) \perp \vec{v}(t). \quad (1)$$

Die z-Komponente ändert sich dabei nicht, somit findet die Bewegung o.B.d.A. in der x-y-Ebene statt. Da die Kraft zusätzlich zu jedem Zeitpunkt t senkrecht zu der Geschwindigkeit ist, entsteht eine Bewegung auf einer Kreisbahn, deren Radius R durch das Kräftegleichgewicht zwischen Lorentzkraft (1) und der Zentrifugalkraft(2) bestimmt wird:

$$\vec{F}_Z = -\frac{m \cdot v^2}{R} \cdot \frac{\vec{F}_L}{|\vec{F}_L|} \stackrel{!}{=} -\vec{F}_L \quad (2)$$

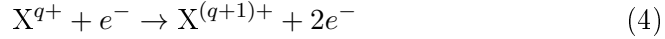
$$\Rightarrow R = \frac{mv}{QB} = \sqrt{\frac{2U_B m}{QB^2}} \quad (3)$$

Wobei (3) aus der Ersetzung der Geschwindigkeit durch die Beschleunigungsspannung $U_B Q = mv^2/2$ erfolgte. Im Experiment ist der Radius $R = 461 \text{ mm}$

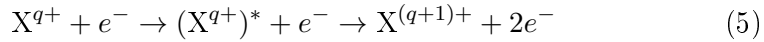
des Dipolmagneten vorgegeben, somit können durch Variation der Magnetflussdichte B Teilchen einer bestimmten spezifischen Ladung Q/m ausgefiltert werden. Dies wird später außerdem dazu genutzt, um Fremdionen im Übersichtsspektrum bei niedrigen Drücken identifizieren zu können, wobei die Zuordnung durch die Verhältnisbildung Masse zu Ladung nicht unbedingt eindeutig ist.

1.4 Wechselwirkungsprozesse von Ionen

Trifft der Elektronenstrahl der EBIS auf die im Potentialtopf gebundenen neutralen Atome, beginnt die sukzessive Ionisation dieser bis sich in der Quelle ein stationärer Zustand zwischen Ionisations- und Rekombinationsprozessen einstellt. Um diesen Vorgang besser zu verstehen, sollen im Folgenden Abschnitt kurz die wichtigsten physikalischen Effekte diskutiert werden. Der in der Ionenquelle dominante **Ionisationsvorgang**, ist die sogenannte **Elektronenstoßionisation**. Dabei wird ein Elektron des Atoms oder Ions aus der Atomhülle durch Zusammenstoß mit einem Elektron des Kathodenstrahls herausgelöst. Die kinetische Energie des Strahlelektrons muss dabei größer sein als die Ionisationsenergie des Atoms.



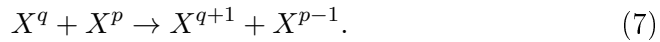
Der **Augerprozess** stellt einen mehrstufigen Ionisationsvorgang dar. Dabei wird ein Atom durch einen Elektronenstoß in einen metastabilen angeregten Zustand versetzt und kehrt unter Aussendung eines sogenannten Augerelektrons eines äußeren Orbitals in den Grundzustand zurück.



Prozesse, die der Erhöhung der Ladungszustände von Ionen entgegenwirken, nennt man **Rekombinationsvorgänge**. Der in der Quelle dominante Prozess dieser Art ist die **strahlende Rekombination**. Dabei wird ein Elektron aus dem Elektronenstrahl in der Hülle eines Ions eingefangen. Die dabei freiwerdende Bindungsenergie und überschüssige kinetische Energie des Elektrons wird in Form eines Photons emittiert.



Neben den Wechselwirkungen der Elektronen des Kathodenstrahles mit den Atomen in der Falle kommt es auch zu Interaktionen der Ionen untereinander. Ein Prozess dieser Art ist der **Ladungsaustausch**, der besonders hoch ionisierte Teilchen bei Zusammenstößen in niedrigere Ladungszustände versetzt. Dabei findet für $q < p$ folgende Reaktion statt:



Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess ist proportional zur Energie der Ionen und nimmt somit für hohe Arbeitsdrücke zu. Will man besonders hohe Ionisationszustände erreichen, ist es somit notwendig, den Druck so gering wie möglich zu halten.[01]

2 Versuchsdurchführung und Auswertung

2.1 Einstellen der Betriebsparameter

Um die folgenden Messungen unter möglichst günstigen Bedingungen durchführen zu können, wurden zunächst unter Anweisung des Betreuers die Betriebsparameter der Ionenfalle Überprüfung und gegebenenfalls optimiert:

- linke Potentialwand $U_0 = 11,857 \text{ kV}$
- Potentialtopf ($\hat{=}$ Beschleunigungsspannung) $U_A = 11,707 \text{ kV} = U_B$
- rechte Potentialwand $U_{B1} = 12,007 \text{ kV}$
- Extraktionszeit $t_{ext} = 20 \text{ ms}$

Da die Abhängigkeit der Argonionisationen von Arbeitsdruck und Ionisationszeit innerhalb des Strahlrohrs untersucht werden soll, werden diese in den folgenden Abschnitten genauer spezifiziert. Abbildung 3 skizziert nochmals die Potentialverhältnisse entlang der Strahlachse.

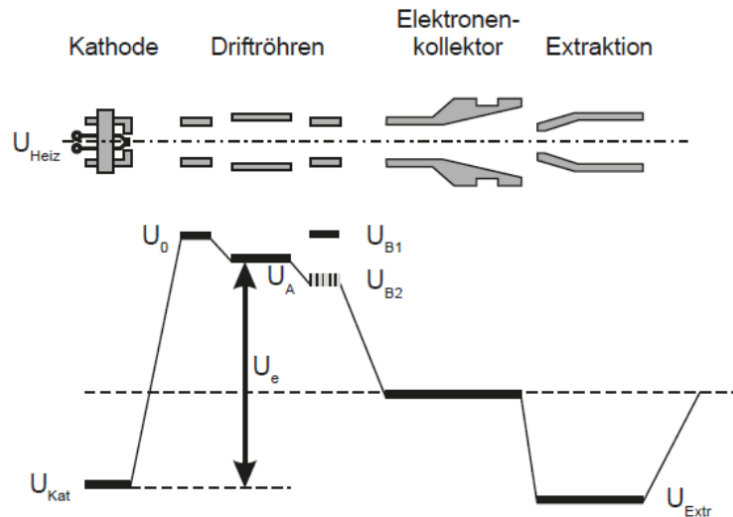


Abbildung 3: Elektrodenanordnung (oben) mit zugehörigem Potentialverlauf in der Ionenfalle.[01]

2.2 Aufnahme und Analyse eines Übersichtsspektrums

Um die einzelnen Ionisationszustände des Argons sauber voneinander trennen zu können, ist es notwendig zu wissen, wie man den Strom des 90°-Dipol-Magneten wählen muss. Im Experiment sollen die Ionen Ar^{8+} bis Ar^{18+} untersucht werden. Mit Hilfe von Formel (3) wird das Magnetfeld abgeschätzt, um die gewünschten Ionen auszufiltern. Es ergibt sich ein Messintervall von $B = 50,4 \dots 75,6 \text{ mT}$, wobei die untere Grenze den höchsten Ionisationszustand Ar^{18+} und die obere Grenze den niedrigsten Zustand Ar^{8+} herausfiltert. Die Einstellung dieser Magnetflussdichten erfolgt über die Variation des Spulenstroms von 17,3 A bis 27,2 A. Bei der ersten Messung wurde die Ionisationszeit mit $t_{\text{ion}} = 380 \text{ ms}$ zu hoch gewählt, um damit niedrigere Ladungszustände als Ar^{13+} zu erzeugen. Dieser Effekt wird im zweiten Versuchsteil näher erörtert. Abbildung 4 zeigt das dabei entstandene Übersichtsspektrum, welches bei mittlerem Arbeitsdruck von $p = 7 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ entstanden ist. Die Ladung Q wurde dabei über 5 Zyklen integriert. Um ein vollständiges Übersichtsspektrum zu erhalten, wurde die Messung am Ende des Versuchstages mit einer niedrigeren Ionisationszeit $t_{\text{ion}} = 80 \text{ ms}$ und einem nicht signifikant erhöhten Arbeitsdruck $p = 2 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ wiederholt. Diese Wahl maximiert die Häufigkeit von mittleren Ionisationszuständen um Ar^{12} und ermöglicht die Messung aller möglicher Peaks. Abbildung 5 zeigt das zugehörige Übersichtsspektrum, bei dem ebenfalls über 5 Zyklen integriert wurde.

Durch Ermitteln der Peakpositionen erhält man die Magnetflussdichten, die im zweiten Versuchsteil genutzt werden sollen, um die Ladungszustände zu isolieren. Um zu prüfen, ob die in Abbildung 5 eingezeichnete Zuordnung korrekt ist, wurde ein quadratischer Fit der reziproken relativen Ladung e/Q , welche nach (8) proportional zu B^2 ist, vorgenommen.

$$\frac{1}{q} = \frac{e}{Q} = \frac{r^2 e}{2U_B m_{\text{Ar}}} \cdot B^2 \simeq 21,92 \frac{1}{\text{T}^2} \cdot B^2 \quad (8)$$

Wobei $m_{\text{Ar}} = 39,9 \text{ u}$ die Masse von Argon ist. Abbildung 6 zeigt das Ergebnis dieses Fits mit dem Ansatz $1/q = A \cdot B^2$. Dabei wurde die Proportionalitätskonstante mit $A = (21,7 \pm 0,1)/\text{T}^2$ bestimmt, was nach (8) sehr gut zum theoretischen Wert passt.

2.3 Einfluss des Drucks auf die Ionenzustände im Strahlkanal

Um den Einfluss des Arbeitsdrucks im Niederenergiestrahlskanal zu untersuchen, wurden zwei weitere Übersichtsspektren mit gleicher Ionisationszeit von $t_{\text{ion}} = 380 \text{ ms}$ und Messzeit von $t_{\text{mess}} = 2000 \text{ ms}$ (5 Zyklen), aber mit

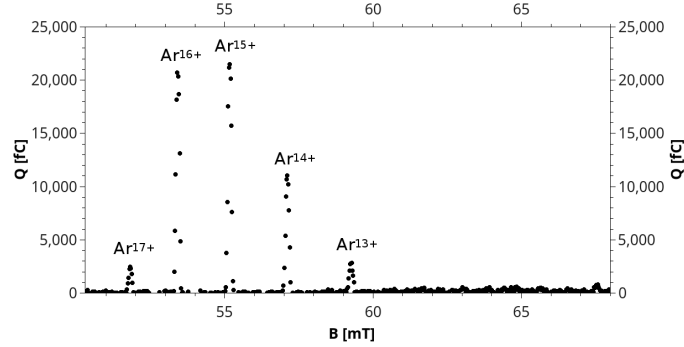


Abbildung 4: Übersichtsspektrum bei $p = 7 \cdot 10^{-9}$ mbar und $t_{ion} = 380$ ms. Die Peaks niedriger Ladungszustände verschwinden aufgrund der zu hohen Ionisationszeit.

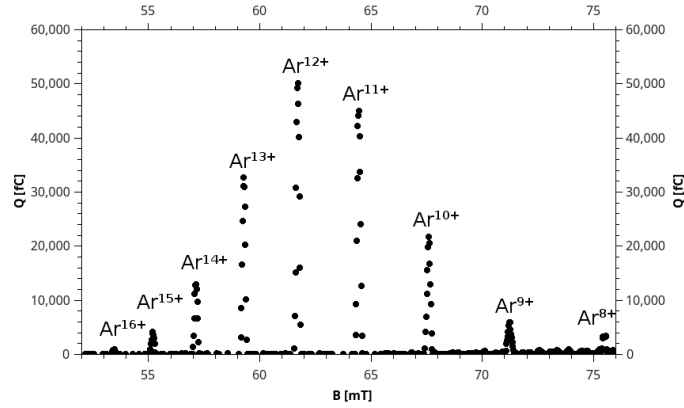


Abbildung 5: Übersichtsspektrum bei mittlerem Arbeitsdruck $p = 2 \cdot 10^{-8}$ mbar und $t_{ion} = 80$ ms. Alle gewünschten Peaks sind erkennbar, da nun mittlere Ladungszustände am häufigsten auftreten.

verschiedenen Drücken aufgenommen. Abbildung 7 zeigt dabei den direkten Vergleich vom Spektrum mit niedrigem Arbeitsdruck $p_1 = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar (rot) und hohem Arbeitsdruck $p_2 = 5 \cdot 10^{-8}$ mbar (blau).

Es fällt auf, dass bei **niedrigen Drücken** ein viel geringerer Ionenstrom durch die Anlage fließt und somit am Faradaycup weniger Ladung pro Zeiteinheit nachgewiesen wird. Die kinetische Gastheorie liefert einen Zugang, um dies zu verstehen: Druck ist ein Maß für die Kraft, die Gasmoleküle auf die Gefäßwand ausüben. Je niedriger der Druck, desto weniger Kollisionen der Teilchen gibt es mit der Gefäßwand und auch untereinander. Dies führt zu einer geringeren mittleren Geschwindigkeit der Gasteilchen und somit zu einer geringeren Stromdichte $j = n \cdot Q \cdot v$, welche am Faradaycup als Ladung

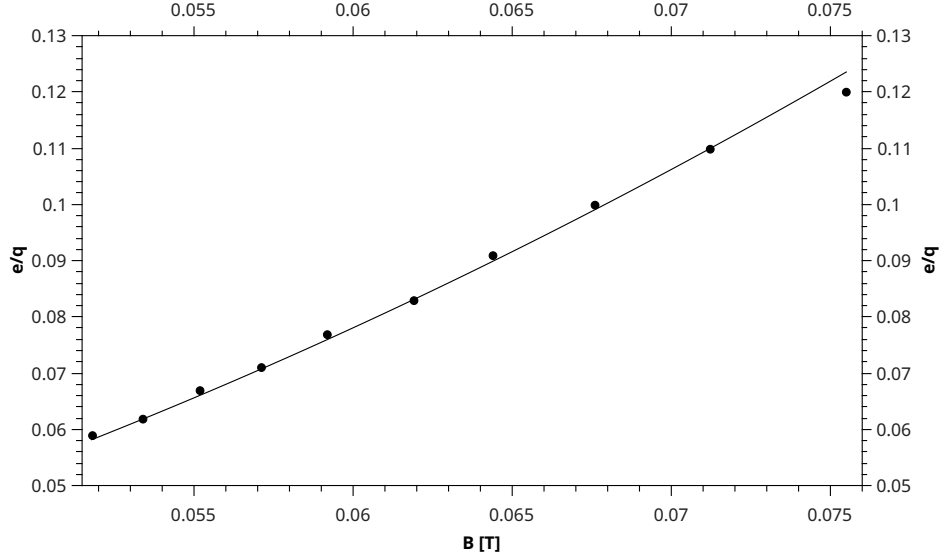


Abbildung 6: Quadratischer Fit, um Zuordnung der Peaks aus Abbildung 5 zu verifizieren.

pro Zeiteinheit und Fläche nachgewiesen wird. Doch warum tritt diese Absenkung hauptsächlich bei mittleren Ionenzuständen (Ar^{13+} bis Ar^{15+}) auf? Dies kann über die Verringerung des *Ladungsaustauschs* zwischen den Ionen, der in Abschnitt 1.4 näher erläutert wird, begründet werden. Die Häufigkeit dieses Prozesses sinkt bei niedrigem Druck, wodurch hochgeladene Ionen begünstigt werden und die Absenkung des Ionenstroms kompensiert wird.

In Abbildung 7 ist bei etwa 51 mT ein roter Peak deutlich zu sehen. Diesen könnte man naiverweise aufgrund des niedrigen Drucks dem höchst angeregten Argonzustand Ar^{18+} zuordnen. Das ist allerdings nicht der Fall, da die Theorie diesen bei etwa 50,4 mT erwarten würde. Man kann spekulieren, ob der Peak zu einem höchst angeregten Fremdion aus dem Strahlkanal gehört. Ein Atom, bei dem diese Zuordnung hervorragend funktioniert, ist Sauerstoff mit einer Masse von $m_O = 16$ u. Der Peak zu O^{7+} ist genau an der erwarteten Position und auch sonstige Maxima des Sauerstoffs passen sehr gut in das gemessene Spektrum herein, fallen aber teilweise mit denen des Argons zusammen.

Bei **hohem Druck** ist nicht nur die mittlere Geschwindigkeit, sondern auch die Teilchenzahl und somit auch die Zahl an Fremdatomen im Strahlkanal deutlich höher. Da der Ladungsaustausch nun begünstigt wird und zudem der Ionenstrom größer ist, treten Peaks von gering angeregten Fremdionen als starkes Untergrundrauschen vor allem im Bereich hoher Magnetfelder auf. Das führt dazu, dass mittlere und niedrige Argonionisationszustände, die

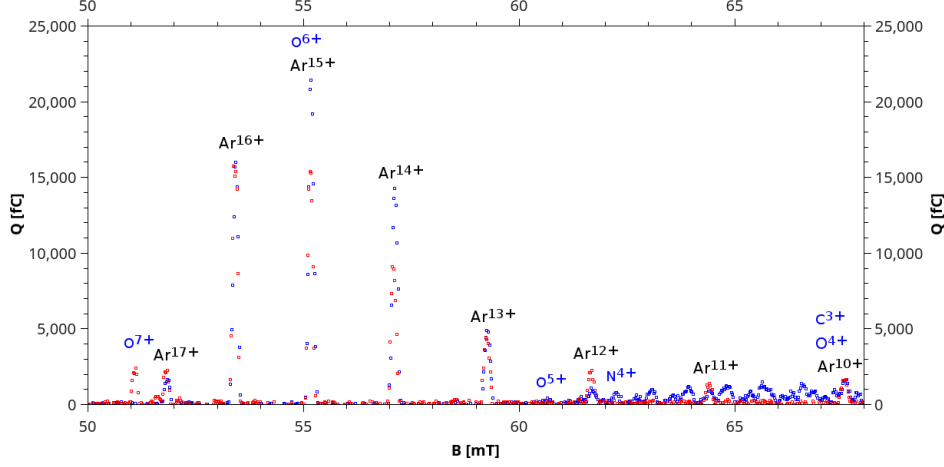


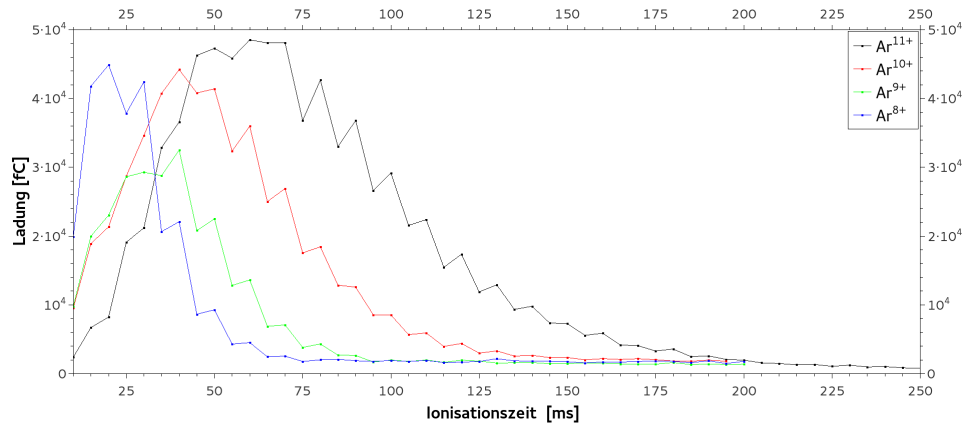
Abbildung 7: Übersichtsspektrum mit $t_{ion} = 380$ ms unter verschiedenen Drücken $p_1 = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar (rot) und $p_2 = 5 \cdot 10^{-8}$ mbar (blau). In blau beschriftete Peaks kennzeichnen mögliche Fremdionen im Strahlkanal.

durch die hohe Ionisationszeit ohnehin unterdrückt sind, nicht mehr sauber herausgefiltert werden können. In Abbildung 7 wurde ein Versuch unternommen, mögliche Fremdionen mit Sauerstoff-, Stickstoff- und Kohlenstoffatomen zu identifizieren. Dies ist allerdings rein spekulativ, da die Peaks nur sehr klein sind und man zu noch höheren Magnetfeldern hätte übergehen müssen. Außerdem fallen viele Maxima aufgrund gleicher spezifischer Ladung Q/m zusammen, wodurch keine eindeutige Zuordnung möglich ist.

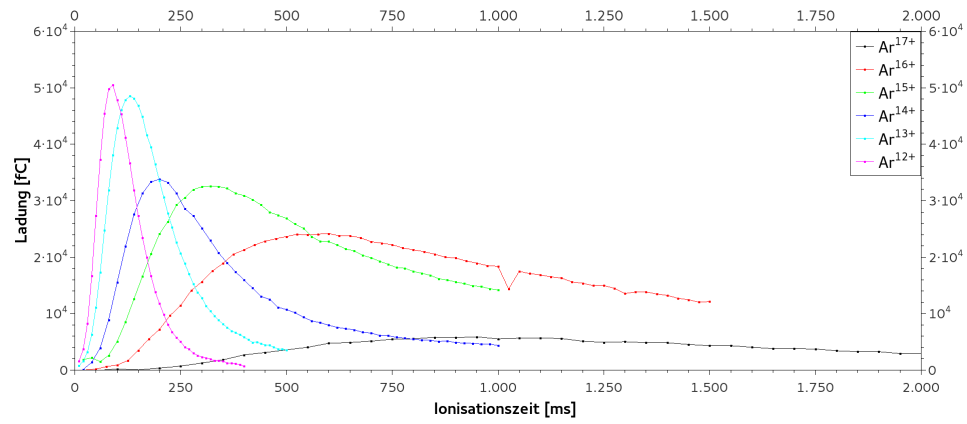
Da die Anzahl der Ionen proportional zur am Faradaycup gemessenen Ladung ist, erhält man durch Verhältnisbildung eine grobe Abschätzung der Anzahl an Fremdatomen. Dafür sucht man Peaks, die mit keinem anderen Fremdatom zusammenfallen und die nach Möglichkeit dem am häufigsten auftretenden Ionenzustand entsprechen, z.B. von O^{7+} und Ar^{16+} .

$$\frac{N_O}{N_{Ar}} = \frac{Q(O^{7+})}{Q(Ar^{16+})} \approx 15,4 \% \quad (9)$$

Das heißt, es befindet sich tatsächlich noch ein signifikanter Anteil an Fremdatomen im Strahlkanal, der mit den untersuchten Ionen wechselwirkt.



(a) Peaks der Zustände 8+ bis 11+



(b) Peaks der Zustände 12+ bis 17+

Abbildung 8: Einfluss der Ionisationszeit auf die Erzeugung von Ladung verschiedener Ladungszustände

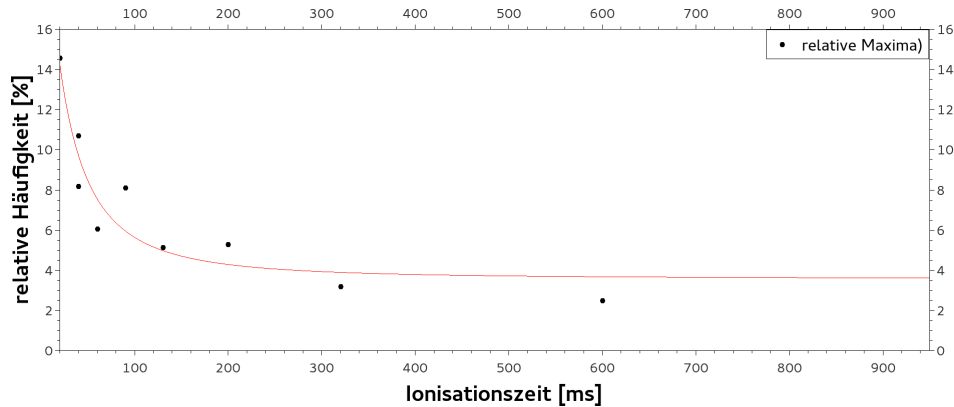


Abbildung 9: Zeitliche Entwicklung der Ladungszustandsverteilung (Maximum der Zustände)

2.4 Einfluss der Ionisationszeit auf die Ladungszustandsverteilung und Erzeugung

3 Diskussion und Zusammenfassung

Im Experiment wurde die Abhängigkeit der Ionisationszustände Ar^{8+} bis Ar^{17+} in der EBIS von der Ionisationszeit und dem im Strahlkanal vorherrschenden Druck untersucht. Zu diesem Zweck wurden im ersten Versuchsteil Übersichtsspektren, die die am Faradaycup gemessene Ladung $Q(B)$ in Abhängigkeit vom Dipol-Magnetfeld B darstellen, bei verschiedenen Drücken und konstanter Ionisationszeit aufgenommen. Dabei wurden zwei Effekte bei steigendem Druck beobachtet: Zum einen erhöht sich der Ionenstrom und somit die nachgewiesene Ladung, da die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen zunimmt und zum anderen wird der Einfluss des Ladungsaustausches größer, wodurch höhere Ionisationszustände unterdrückt werden. Dies führte dazu, dass die Fremdatome (vor allem Sauerstoff) im Strahlkanal ein starkes Untergrundrauschen erzeugt haben. Will man somit besonders hohe Ionisationszustände erreichen, muss der Druck bzw. die mittlere Energie der Teilchen im Kanal herabgesetzt werden. Eine Möglichkeit dafür stellt die sogenannte **Ionenkühlung** dar, bei der leichte Fremdionen im Potentialtopf gebunden werden, welche die Energie der schweren Ionen aufnehmen und die Falle dabei verlassen. Dadurch wird dem System kontinuierlich Energie entzogen - die Ionen werden gekühlt - und sie verbleiben länger im Quellvolumen, sodass höhere Ladungszustände erreicht werden können. Diese Möglichkeit ist vor allem für sehr schwere Kerne wie Uran essentiell nutzbar. [01]

Weiterhin wurde mit Hilfe der Übersichtsspektren die Theorie der Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld des Dipol-Magneten sehr gut bestätigt, da die mit Formel (3) berechneten Magnetfelder sehr gut mit dem quadratischen

Fit aus Abbildung 6 korrespondieren.

Literatur

- [01] Dr. Günter Zschornack. *Elektronenstrahlquelle EBIS-A*. Großröhrsdorf,
zuletzt geöffnet: 03.03.2016