

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

Zyklotronresonanzen von Ionen im hochfrequenz-modulierten magnetisch fokussierten Elektronenstrahl

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

von
Bernhard Zipfel
aus Kelkheim im Taunus

Frankfurt am Main 2000

(DF1)

Vom Fachbereich der

Johann Wolfgang Goethe Universität als Dissertation angenommen

Dekan: Prof. Dr. W. Mäntele.....

Erster Gutachter: Prof. Dr. R. Becker.....

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. A. Schempp.....

Datum der Disputation:

Inhaltsverzeichnis

1. <u>Einleitung</u>	1
2. <u>Grundlagen und theoretische Überlegungen</u>	3
Prinzip der EBIS/T.....	3
Die EBIS/T und das Prinzip der Penningfallen	5
Abschätzung der Frequenzen in der Falle mit Raumladung	6
Zyklotronbewegung ist viel kleiner als die Amplitude der Pendelbewegung.....	7
Pendelamplitude ist viel größer als der Zyklotronradius	8
Simulation der allgemeinen Bewegungen in der Falle	10
Numerische Behandlung der Ionenbewegung in Fallen mit vielen Teilchen.....	11
Ergebnisse der simulierten gekoppelten Pendelbewegung	13
Zeitkonstanten.....	16
Kompensationszeiten	16
Energieaustausch und Kühleffekte der Ionen untereinander.....	17
Relaxionszeit kohärenter Bewegungen.....	18
Anregungszeit	19
Anregung durch Modulation des Elektronenstrahls	21
Simulation der Ionenbewegungen bei Anregung	22
Ion-Ionen Kühlung als Reibungskraft	23
Ion-Ionen Kühlung über Stöße.....	26
3. <u>Experimenteller Aufbau der Pit-EBIS/T</u>	30
Der Kryostat.....	30
Das Magnetfeld	33
Die Konstruktion der Falle.....	35
Die Elektronenkanone	37
Die Extraktionsbarriere.....	41
Das Analysesystem.....	42
Elektronik.....	43
Vakuum	44

<u>4. Experimente und Ergebnisse</u>	<u>46</u>
Allgemeines	46
Selektives Entfernen einzelner Ionensorten	47
Erkennen der Ioneneigenresonanzen.....	47
Frequenz- und Energieverschiebung durch unterschiedliche Raumladung.....	49
Variation der Anregungsdauer und Wechselwirkungen der Ionen.....	50
Der Kompensationsgrad.....	53
Kontinuierliche Anregung	54
Erhöhung der Effizienz der EBIS durch kontinuierliche Anregung.....	54
Effektivitätsvergleich zwischen Wehnelt- und Dipolanregung.....	56
Abhängigkeiten der kontinuierlichen Anregung.....	57
Analyse der radialen Verteilung der Ionen in der Falle	62
<u>5. Zusammenfassung und Ausblick</u>	<u>67</u>
<u>6. Referenzen</u>	<u>69</u>
<u>7. Anhang</u>	<u>73</u>
Ergänzende Literatur	73
Abbildungsverzeichnis	73
IGUN Eingabe-Datei.....	75
INTMAG Eingabe-Datei.....	76
Konstruktionszeichnungen	76

1. Einleitung

Durch ihre Fähigkeit zur Erzeugung höchst geladener niederenergetischer Ionen sind Elektronenstrahl-Ionenquellen und Fallen (EBIS/T) ein wichtiges Instrument der Atomphysik geworden. Hochgeladene Ionen in Fallen [SMILETRAP], [RETRAP], [ISOLTRAP] bieten die exaktesten Untersuchungsmöglichkeiten für eine Überprüfung der Quantenelektrodynamik [Persson] [Audi]. Um die Ionen in die Mitte der Falle zu positionieren werden neue Methoden zur Ion-Ionen-Kühlung für das Füllen der Falle gesucht [Holder].

Diese Arbeit soll Möglichkeiten aufzeigen, wie die hochgeladenen Ionen in Zukunft direkt in der Präzisionsfalle erzeugt werden können. Man profitiert dann vom Wegfall eines komplizierten Injektions- und Separationsmechanismus mit den damit verbundenen Verlusten. Es soll weiter untersucht werden, ob nicht nur Experimente mit einzelnen Ionen, sondern mit vielen Ionen gleichzeitig in der Falle möglich sind. Stehen viele Ionen dem Experiment zur Verfügung erhöht dies die Empfindlichkeit bei der Untersuchung von Reaktionen mit kleinen Wirkungsquerschnitten. So könnte ein präpariertes Ionenensemble in einer Penningfalle als dichtes Ionentarget für Stoßexperimente dienen.

Andererseits benutzt oder plant man Elektronenstrahl-Ionenquellen zur Füllung von Speicherringen [CRYSIS], [ASTRID], [LHC] und [RHIC], oder eines Beschleunigers [REX-ISOLDE]. Mit der durch eine EBIS gegebenen Möglichkeit sehr hoch geladene Ionen erzeugen zu können, wird die nachfolgende Beschleunigung sehr effektiv, jedoch begrenzt die vom Elektronenstrahl zum radialen Einschluß der Ionen zur Verfügung gestellte Raumladung die Zahl der Ionen.

Dazu soll in dieser Arbeit methodisch untersucht werden, wie unerwünschte Ionen mit einem elektrischen Wechselfeld aus der elektrostatischen Falle einer EBIS/T entfernt werden können, um deren Kapazität für einen einzigen Ladungszustand zu erhöhen. Dies wäre auch von großer Bedeutung bei der Formung kurzer und sehr intensiver Strahlimpulse [RHIC], [LHC], zum „single-turn“-Einschuß in ein Synchrotron, wo die erwarteten Strahlströme von mehr als mA von hochgeladenen Ionen erhebliche Probleme beim Strahltransport verursachen können.

Eine neue Anwendung für eine EBIS könnte sich bei der Produktion nackter leichter Ionen für die Hadronentherapie [Eickhoff] ergeben. Durch die direkte Erzeugung von C^{6+} kann die Einschußenergie des Synchrotrons niedriger, der Linearbeschleuniger kürzer und einfacher (ohne

Stripper) und, da die Intensitäten der EBIS für „single-turn“-Einschuß ausreichen, der Betrieb der Anlage wesentlich vereinfacht werden [Becker]. Ein Problem stellen hier die hohen Anforderungen an die Reinheit des Ionenstrahls dar, weil z.B. C^{6+} und O^{8+} , die von der EBIS gleichzeitig hergestellt werden können, unterschiedliche Reichweiten im Gewebe haben, aber sich im Strahlweg kaum mehr voneinander trennen lassen.

Es ist also zu untersuchen, ob in der Ionenquelle die Separation mit Hilfe der resonanten Anregung schon während der sukzessiven Höherionisation in einem niedrigeren Ladungszustand erfolgen kann, bei der C und O mit teilweise sehr unterschiedlichen q/m -Verhältnissen vorliegen.

2. Grundlagen und theoretische Überlegungen

Prinzip der EBIS/T

Eine Elektronenstrahlionenquelle und Falle (EBIS/T) dient zur Erzeugung hochgeladener Ionen mit Hilfe eines dichten Elektronenstrahls. Dabei entstehen Ionen durch Elektronenstoßionisation, erst aus dem Neutralgas und dann durch sukzessives weiteres Ionisieren. Die Ionen werden dabei in dem negativen Raumladungspotential des Elektronenstrahls gehalten. Der Elektronenstrahl selbst wird durch ein externes Magnetfeld zusammengehalten. Die erste EBIS wurde von E. D. Donets 1968 [Donets1] entworfen. Inzwischen wird die Methode der Stoßionisation in einer Vielzahl von Quellen zur Erzeugung von Ionen benutzt. Keine andere Ionenquelle kann aber so hochgeladene langsame Ionen produzieren wie die EBIS (bis U^{92+} [Marrs]).

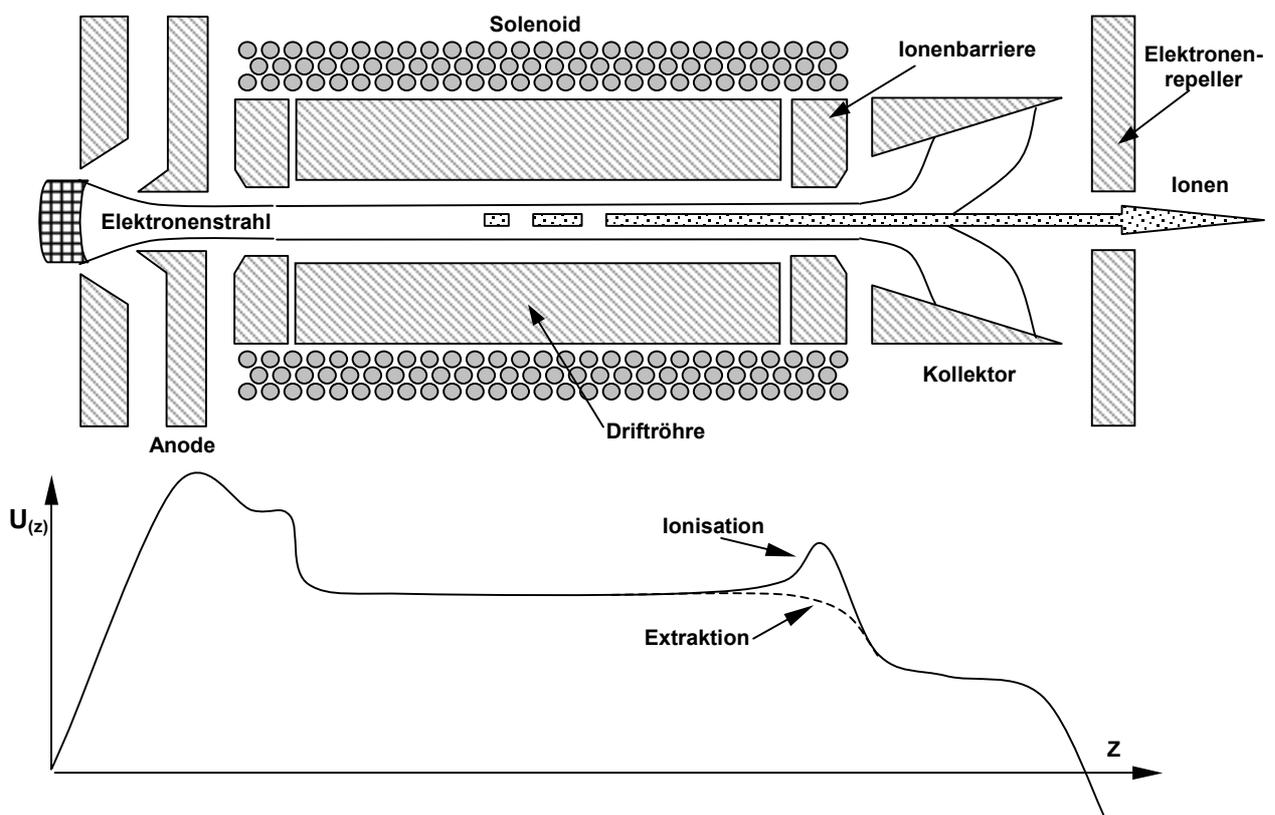


Abbildung 2-1 Schematischer Aufbau einer EBIS/T mit typischen axialen Potentialverlauf auf der Achse zum longitudinalen Einschluß (—) und der Extraktion (----) der Ionen

Abbildung 2-1 zeigt den schematischer Aufbau einer EBIS/T mit Kanonensystem, Strahlführung, Driftröhre, Kollektor und Extraktionssystem. Die Produktion von hochgeladenen Ionen ist um so effektiver, je höher die Stromdichte des Elektronenstrahls ist. Deshalb wird das Magnetfeld auch zur Kompression des Elektronenstrahls benutzt.

Im unteren Teil ist der Potentialverlauf zum axialen Einschluß der Ionen dargestellt. Während der Extraktion wird entweder die Ionisationsröhre über das Potential der Extraktionsbarriere gehoben oder, wie im Bild dargestellt, die Extraktionsbarriere unter das Ionisationspotential gepulst. Radial werden die Ionen von der negativen Raumladung des Elektronenstrahls gehalten.

Die Potentialdepression im Teilchenstrahl ist

$$U_{Dep} = \frac{\rho_S}{4\pi\epsilon_0} r_S^2 \quad (1)$$

mit dem Strahlradius r_S , der Ladungsdichte im Teilchenstrahl ρ_S

$$\rho_S = \frac{I_S}{\pi r_S^2 \sqrt{v_S}} = \frac{I_S}{\pi r_S^2 \sqrt{2 \frac{q}{m} |U_S}} \quad (2)$$

dem Strom I_S des Strahls ($I_S < 0$ für Elektronen), der Energie der Teilchen im Strahl U_S , der Teilchenmasse m_S und der Geschwindigkeit der Teilchen im Strahl v_S .

Die Potentialdepression in Volt im Elektronenstrahl läßt sich dann schreiben als:

$$U_{Dep} = \frac{I_e}{4\pi \epsilon_0 \sqrt{2 \frac{e}{m_e} U_e}} = 15146,62 \frac{I_e}{\sqrt{U_e}} \quad (3)$$

Die Feldstärke ist die differentielle Ableitung nach dem Radius der Formel (1):

$$\vec{E}(r) = \frac{\rho_e}{2\pi\epsilon_0} r \frac{\vec{r}}{|r|} \quad (4)$$

Sie nimmt vom Strahlrand bis zur Strahlumfassung mit $1/r$ ab. Dann kann die größte Feldstärke senkrecht zur Strahlrichtung mit $E_{max}=E(r_S)$ abgeschätzt werden.

Die Ionen werden über eine definierte Zeit eingeschlossen und dann gepulst axial aus der Falle gelassen. Wie viele Ionen man pro Puls extrahieren kann wird durch die negative Raumladung des Elektronenstrahl begrenzt. Ist die Raumladung durch die Ionen neutralisiert verliert die Falle ihre radiale Haltekraft und kann kein Ionen mehr speichern. Die Anzahl der speicherbaren positiven Ladungen ist durch die Strahlkapazität gegeben [Donets2].

$$C^+ = 3.36 \times 10^{11} I_e L U_e^{-1/2} \quad (5)$$

Dabei ist U_e die Elektronenenergie in $[keV]$, L die Länge der Falle in $[m]$ und I_e der Elektronenstrom in $[A]$. Der maximal lieferbare Ionenstrom einer EBIS ist gegeben durch die im Puls enthaltenen Ladungen multipliziert mit der Wiederholrate der Extraktion.

$$I_{max} = v_{extr.} \times C^+ \quad (6)$$

Die EBIS/T und das Prinzip der Penningfallen

Wie in einer EBIS/T werden Ionen der Ladung q und der Masse m in Penningfallen auch radial durch das Magnetfeld von einigen Tesla gehalten und axial durch zwei positiv geladene Polkappen gefangen. Das Potential Φ hat die allgemeine Form:

$$\Phi = \frac{U_0}{2r_0} [r^2 - z^2] \quad (7)$$

Die Bewegung der Ionen wird im wesentlichen durch drei Eigenfrequenzen beschrieben. Durch die Pendelfrequenz zwischen den Polkappen mit dem Abstand z_0 und dem Potential U_0 ,

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2qU_0}{mz_0^2}}, \quad (8)$$

der Magnetron- und der modifizierten Zyklotronfrequenz [Schweikhard] [Kluge],

$$\omega_m = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \quad \omega_c' = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}}. \quad (9)a,b$$

Die Magnetronbewegung kann als $E \perp B$ -Drift interpretiert werden. Das radiale elektrische Feld steht senkrecht zu dem axialen magnetischen Feld. Dies führt zu einer tangentialen Drift. Die Ionen driften auf runden Equipotentialflächen um das Zentrum der Falle. Sind die Ionen einmal um das Zentrum gekreist, so haben sie dadurch einen Umlauf ihrer Zyklotronrotation verloren. Dies führt zu den Beziehung (10) und (11) für die freie Zyklotronfrequenz [Van Dyck2].

$$\omega_c = \frac{q}{m} B = \omega_c' + \omega_m \quad (10)$$

Durch Messen aller drei vorhandenen Frequenzen inklusive der axialen Pendelbewegung in der Penningfalle läßt sich trotz Abweichungen von der idealen Feldkonfiguration über Gleichung (11) auf die freie Zyklotronfrequenz zurückschließen [Brown].

$$\omega_c^2 = \omega_c'^2 + \omega_z^2 + \omega_m^2 \quad (11)$$

Ohne anwesendes elektrisches Feld entarten die beiden Frequenzen zu der freien Zyklotronfrequenz im Magnetfeld. Die Entartung spielt eine wichtige Rolle, da bei langen Fallen, wie der EBIS/T, das Feld der Polkappen keinen Einfluß mehr auf die Ionen ausübt. Die freie Zyklotronfrequenz wird zu einer charakteristische Eigenfrequenz jeder Ionensorte mit einem Betrag (pro Ladung und Tesla mal Atommasse) von

$$V_{cyclo} = 15.356 \text{ MHz} \times \frac{Q_{[e]}}{A_{[amu]}} B_{[T]} \quad (12)$$

bzw. bei 2 Tesla ca. 15.356 MHz für völlig ionisierte Ionen mit einem Verhältnis von Masse zu Ladung $A/Q=2$.

Eine ortsunabhängige resonante Anregung ist immer dann möglich, wenn die radiale Potentialverteilung einer parabolischen Form entspricht. Dann nimmt die radiale Feldstärke, sowie die daraus resultierende Geschwindigkeit der E_LB-Drift, genauso linear zu wie sich der Weg der E_LB-Drift (Umfang der Magnetronbewegung) linear verlängert. Die Zeit für einen Umlauf der Magnetronbewegung bleibt erhalten – die Frequenz ω_m bleibt konstant. Da nach Gleichung (10) $\omega'_c = \omega_c - \omega_m$ ist, bleibt auch die modifizierte Zyklotronfrequenz unabhängig von dem radialen Abstand des Teilchens zur Fallenmitte.

In zweiter Näherung (Taylor 2. Ordnung) können alle Potentialmulden als Lösung der Laplacegleichung mit einer Parabel beschrieben werden. Dies bedeutet, daß für kleine Auslenkungen der Ionen aus dem Potentialminimum die Eigenfrequenz konstant bleibt, da das Potential für kleine Auslenkungen nur wenig von der Form der Parabel abweicht. Daraus folgt umgekehrt: ist der Elektrodenabstand groß gegenüber der Ionenbewegung, so muß man die Elektroden nicht exakt hyperbolisch fertigen, da sich im Bereich der Ionenbewegung ein nahezu parabolischer Potentialverlauf einstellt.

Bei Penningfallen versucht man die radiale Form des Quadrupolfeldes über einen möglichst weiten Bereich parabolisch zu halten indem man das Verhältnis zwischen Durchmesser und Länge der Falle mit der quadratischen Wurzel aus 2 wählt. Der Unterschied der EBIS/T zur Penningfalle besteht darin, daß das radial parabolische elektrische Feld in der Falle nicht von Elektroden geformt wird, sondern seine Ursache die Raumladung der Teilchen in der Falle ist [Zipfel].

Zur Selektion von Ionen wird üblicherweise ein wechselndes Dipolfeld an die Ionenfalle angelegt. Energieübertragung tritt immer nur dann auf, wenn die anregende Frequenz des Dipolfeldes mit der Eigenfrequenz des Ions, der modifizierten Zyklotronfrequenz, übereinstimmt. Ionen einer anderen Eigenfrequenz vollführen Schwebungen aber können keinen größeren Energiebetrag aufnehmen.

Um mehrere Ionensorten anzuregen, benutzt man ein Dipolfeld, dessen Frequenz über einen größeren Bereich durchgeföhren wird, um breitbandig anregen zu können.

Die Methode der breitbandigen Anregung der Ionen läßt sich ebenso dazu benutzen um die Falle von unerwünschten Ionen zu befreien („säubern“). Dazu werden die Ionen so stark angeregt, bis ihre Energie groß genug geworden ist, daß sie nicht mehr von den Kräften der Falle gehalten werden können und auf die begrenzenden Elektroden treffen. Die Stärke der Anregung kann entweder direkt über die Stärke des anregenden Dipolfeldes oder durch die Dauer der Anregung geregelt werden. Auf diese Weise lassen sich die Haltekräfte der Falle über die Stabilitätsbedingungen für die einzelnen Ionensorten so einstellen, daß man eine Anreicherung nur ausgesuchter Ionen in der Falle erhält.

Abschätzung der Frequenzen in der Falle mit Raumladung

Die Anwesenheit von elektrischen Feldern in der Falle verändert die Zyklotronfrequenz (9). Der Elektronenstrahl erzeugt mit seiner Ladung elektrische Felder, die eine Störung der freien Zyklotronbewegung bewirken. Bei einer Gleichverteilung der Ladung in der Falle entsteht ein radial parabolisch zunehmendes Potential, wenn die Falle Zylindersymmetrie, wie bei allen Fallen mit Driftröhre, aufweist. Die modifizierte Zyklotronfrequenz ist also auch hier innerhalb des Elektronenstrahls unabhängig vom Ort. Außerhalb der gleichverteilten Ladung nimmt das Potential nur noch logarithmisch bis zur Umfassung der Driftröhre zu [Donets]. Hier fällt der Wert der modifizierten Zyklotronfrequenz, aufgrund der Abnahme der Feldstärke mit dem Radius, zu niedrigeren Frequenzen bis hin zu der freien Zyklotronfrequenz im theoretisch denkbaren unendlichen Abstand von der Strahlmitte.

Ionen außerhalb des Strahls erfahren eine kleinere Frequenzverschiebung, da die Feldstärke vom Strahlrand an bis zur Umfassung abnimmt. Diese Ionen sind dann für eine Frequenzverbreiterung verantwortlich. Je besser der Elektronenstrahl durch die Ionisationsröhre umfaßt wird um so weniger Ionen können zu einer Frequenzverbreiterung beitragen. Befinden sich die Ionen zum größten Teil in dem Elektronenstrahl, so ist die Frequenzverbreiterung kaum wahrnehmbar.

Folgende Abschätzung werden ohne Berücksichtigung irgendwelcher Kompensationseffekte durch die Ladung der Ionen gemacht. Eine gleichmäßige Verteilung der Ionen im Strahl vorausgesetzt, kann aber die Raumladung der Ionen in einfacher Näherung als Schwächung des Raumladungspotentials der Elektronen interpretiert werden.

Die Bewegung der Ionen im Strahl wird durch die Kombination der einfachen Pendelbewegung im harmonischen Potential des Elektronenstrahls und der kreisförmigen Zyklotronbewegung im magnetische Feld behandelt. Die Bewegungen überlagern sich allerdings nicht immer ähnlich. Je nach Amplitude der beiden Schwingungen entstehen unterschiedliche Bewegungsmuster.

Zyklotronbewegung ist viel kleiner als die Amplitude der Pendelbewegung

Innerhalb des Strahls werden die Eigenfrequenzen der Ionen durch die E \perp B-Drift alle gleichmäßig verschoben, da das Raumladungspotential des Elektronenstrahls parabolisch ist. Die elektrische Feldstärke bewirkt mit dem magnetischen Feld eine E \perp B-Drift um das Zentrum der Falle, welche die Magnetronbewegung darstellt. Die Zyklotronbewegung ist im Durchmesser wesentlich kleiner als der Magnetronradius, so daß das Ion während eines Zyklotronumlaufs nicht das Symmetriezentrum des elektrischen Potentials in der Mitte der Falle umkreisen kann.

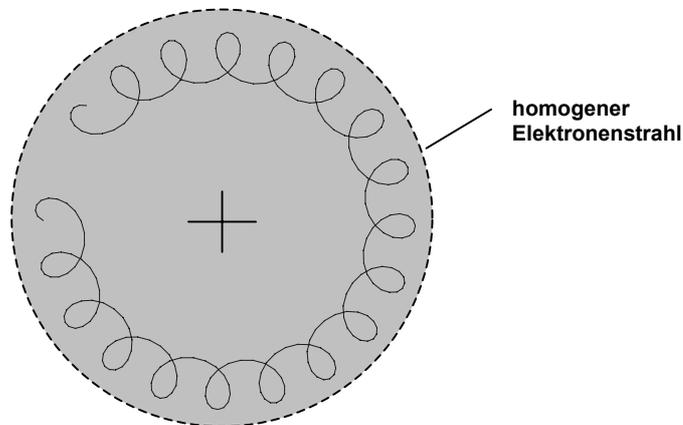


Abbildung 2-2 Magnetrondrift oder E \perp B-Drift um das Zentrum des Elektronenstrahls

Die Magnetronfrequenz kann nun aus Gleichung (4) und der Driftgeschwindigkeit $v_{drift} = E / B$ als

$$v_m = \frac{v_{drift}}{2\pi r} = \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{E}{B} = \frac{\rho_e}{4\pi^2 \epsilon_0 B} \quad (13)$$

berechnet werden. v_m ist gerade die Verschiebung der Zyklotronfrequenz denn es gilt $v_c = v_c' + v_m$.

In Gleichung (13) spiegelt sich die Eigenschaft wieder, daß die Magnetronfrequenz eine Konstante innerhalb des Strahls ist solange die Feldstärke im Strahl linear zum Rand hin ansteigt. v_m

wird unabhängig von r . Die Frequenzverschiebung ist um so geringer je größer das Magnetfeld ist. Da die elektrische Feldstärke am Strahlrand am größten ist, wird nach Formel (13) außerhalb des Strahls eine kleinere bis keine Frequenzverschiebung der Zyklotronfrequenz auftreten. In der Praxis sollten also Frequenzen von ν_c bis ν_c' zu messen sein wobei man davon ausgehen kann, daß auch bei nicht homogener Ladungsverteilung im Strahl durch Kompensation der Elektronenladungen durch die Ionen keine größeren Feldstärken auftreten als durch $E_{max}=E(r_s)$ abgeschätzt wurde. Mit Formel (1) und (13) läßt sich die Frequenzverschiebung ν_m auch in Abhängigkeit von der Potentialdepression U_{dep} schreiben.

$$\nu_m = \frac{1}{\pi r^2} \cdot \frac{U_{dep}}{B} \quad (14)$$

Aus (14) ergibt sich für einen Elektronenstrahl von 0.5 mm Durchmesser und einer Potentialdepression von ca. 2 Volt eine Frequenzverschiebung ν_m bei 2 Tesla von ca. 5 MHz.

Pendelamplitude ist viel größer als der Zyklotronradius

In einer anderen Betrachtungsweise führen die Teilchen eine Pendelbewegung im Raumladungspotential des Elektronenstrahls wie in Abbildung 2-3 dargestellt aus. Diese Bewegung wird durch das anwesende Magnetfeld gestört.

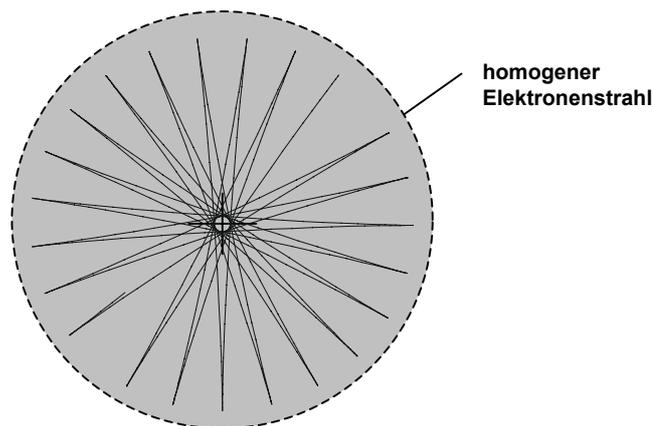


Abbildung 2-3 Vom Magnetfeld gedrehte Pendelbewegung im Elektronenstrahl

Die Pendelbewegung wird beschrieben durch eine Oszillation im harmonischen Potential mit der Frequenz

$$\omega_{oszi} = \sqrt{\frac{k}{m_{part}}} \quad (15)$$

wobei sich die rücktreibende Kraft aus Gleichung (15) berechnet zu:

$$V_{pot} = \frac{1}{2} kr^2 = qU \quad \Leftrightarrow \quad k = \frac{2 \cdot q_{part} U_{dep}}{r_s^2} \quad (16)a,b$$

Der Index $\langle_{Part}\rangle$ bezieht sich auf das freie pendelnde Teilchen und der Index $\langle_S\rangle$ auf den Teilchenstrahl bzw. Teilchen, aus denen der Strahl besteht. Mit dem Raumladungspotential aus (1) und den Gleichungen (2) und (16) wird aus (15) die Pendelfrequenz von Teilchen im Teilchenstrahl:

$$\omega_{oszi} = \sqrt{\frac{q_{Part} I_S}{m_{Part} 2\pi\epsilon_0 \sqrt{2\left(\frac{q}{m}\right)_S U_S}} \frac{1}{r_S}} \quad (17)$$

oder:

$$v_{oszi} = \frac{1}{\sqrt{8\pi^3 \epsilon_0}} 4 \sqrt{\frac{e}{2 \cdot amu}} \sqrt{\frac{Q_{Part} \sqrt{A_S} I_S}{A_{Part} \sqrt{Q_S} \sqrt{U_S}} \frac{1}{r_S}} \quad (18)$$

mit dem Ladungszustand Q , der Masse A in Atommasseeinheiten amu . Als Pendelfrequenz von Ionen im Elektronenstrahl ergibt sich dann mit der echten Masse m_e der Elektronen:

$$v_{Ion} = \frac{1}{\sqrt{8\pi^3 \epsilon_0 amu}} 4 \sqrt{\frac{e m_e}{2}} \sqrt{\frac{Q_{Ion} I_e}{A_{Ion} \sqrt{U_e}} \frac{1}{r_S}} = 272126 \cdot \sqrt{\frac{Q_{Ion} I_e}{A_{Ion} \sqrt{U_e}} \frac{1}{r_S}} \quad (19)$$

Mit der Potentialdepression im Elektronenstrahl (3) lässt sich Gleichung (19) auch schreiben als:

$$v_{Ion} = 2211,12 \cdot \sqrt{\frac{Q_{Ion} U_{dep}}{A_{Ion}}} \frac{1}{r_S} \quad (20)$$

Für ein Ar^{4+} Ion in einem Elektronenstrahl mit 0.5 mm Durchmesser und einer Potentialdepression von 2 V (1000 eV, ca. 4.18 mA) ergibt sich eine Pendelfrequenz von ca. 4 MHz.

Die Pendelebene des Teilchens wird nun durch das zusätzliche Magnetfeld um die Achse des Elektronenstrahls gedreht. Die Frequenz der Drehung moduliert die Pendelfrequenz und erhöht damit die Eigenfrequenz des Teilchens.

Abbildung 2-4 zeigt die mit obigen Formeln berechneten Frequenzen verschiedener Ionen. Während die Zyklotronfrequenzen für die verschiedenen Ionen fest sind haben die Pendelfrequenzen in Abhängigkeit von der Potentialdepression eine unterschiedliche Steigung in der doppellogarithmischen Darstellung, die von dem Durchmesser des Strahls abhängt. Die Punkte, an denen die Pendelfrequenz gleich groß der Zyklotronfrequenz sind befinden sich für alle Ionen auf der gleichen Frequenz. Diese Frequenz ist durch den Durchmesser des Strahls gegeben. Damit teilt sich der Parameterbereich der Abbildung 2-4 in zwei Bereiche auf. Einen Bereich, in dem die Zyklotronfrequenz aller Ionen größer ist als die Pendelfrequenz und einen ab einer festen Frequenz zugeordnet einer Strahlgeometrie, ab der die Pendelfrequenz größer als die Zyklotronfrequenz ist.

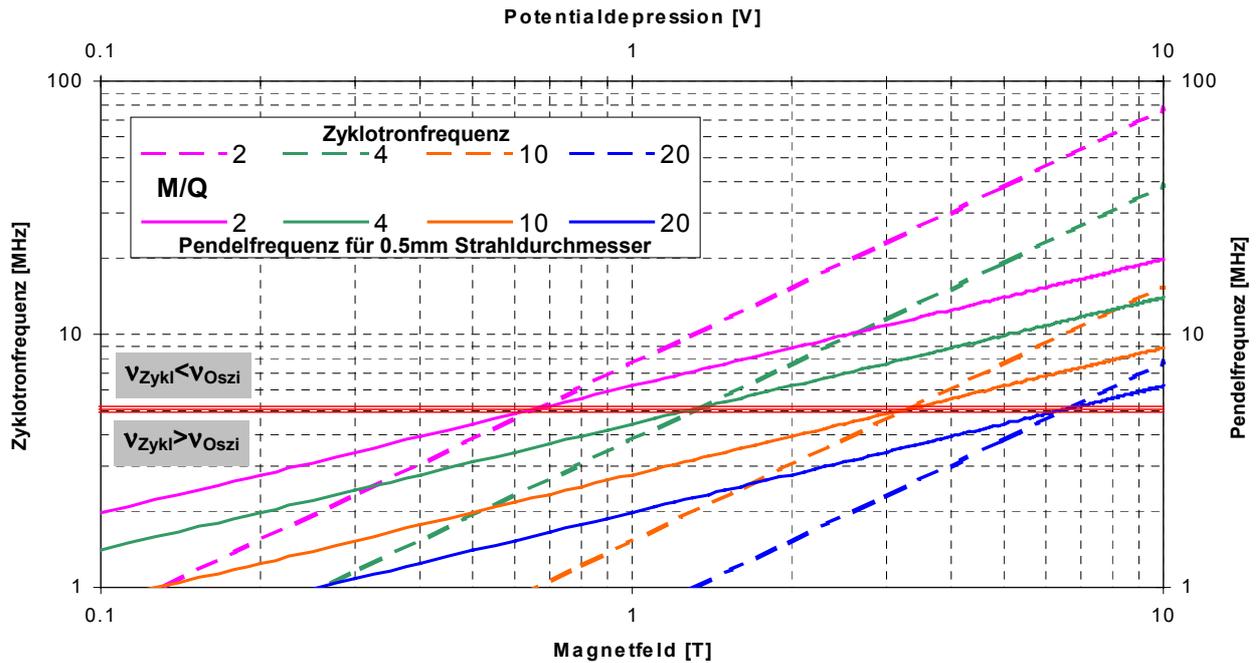


Abbildung 2-4 Die Pendelfrequenz im Elektronenstrahl von 0.5 mm Durchmesser im Vergleich zu der Zyklotronfrequenz.

Simulation der allgemeinen Bewegungen in der Falle

Die obigen Abschätzungen wurden für die Extremfälle vorgenommen, wenn die Ionen nahezu ungebremst im Elektronenstrahlpotential pendeln können oder wenn die Kraft des Magnetfelds gegenüber der attraktiven Anziehung des Elektronenstrahls so groß ist, daß eine Pendelbewegung verhindert wird.

Im allgemeinen Fall der Kopplung der beiden Bewegungen können sich aber auch Rosettenbahnen um das Strahlzentrum entwickeln (siehe Abbildung 2-5). Gerade die Bewegung eines H^+ -Ions bei 1.7 Tesla ändert ihrem Charakter von der Drift um das Strahlzentrum über die Rosettenbahn zu einer gestörten Pendelbewegung, wenn man das Raumladungspotential des 0.5 mm Durchmesser messenden Strahls von 0.1 V auf 10 V (von 0.2 bis 20 mA bei 1000 eV) erhöht.

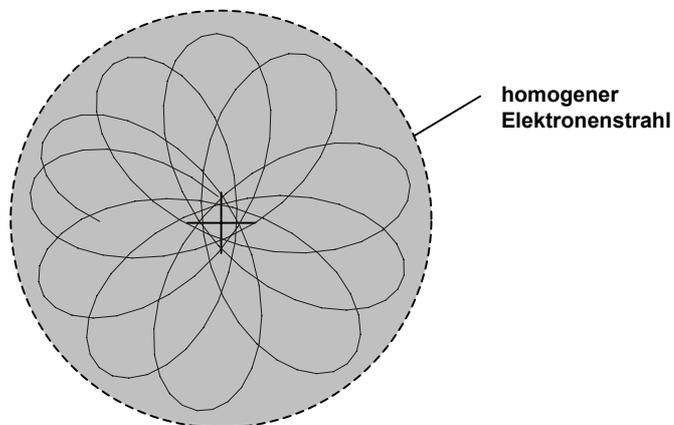


Abbildung 2-5 Rosettenbahn eines Ions im Elektronenstrahl

Um sicherzustellen, dass hier keine Besonderheiten auftreten, wurden Simulationen der Frequenzverschiebung für verschiedene Ionen durchgeführt. Dabei wurde die Bewegung des Ions in dem Magnetfeld bei verschiedenem Raumladungspotential des Elektronenstrahls gelöst und dann zur Frequenzbestimmung für die radiale Bewegung eine Fourieranalyse durchgeführt.

Numerische Behandlung der Ionenbewegung in Fallen mit vielen Teilchen

Aus verschiedenen Bausteinen wie Magnetfeldern und Potentialen wird eine Simulationsumgebung zusammengestellt, in der dann Teilchen unterschiedlichster Eigenschaften in dreidimensionalen kartesischen Koordinaten in gewissen Grenzen bewegt werden. Dabei sind die Bausteine sogenannte Maschengitter, die 2- oder 3-dimensional oder auch zylindersymmetrisch sein können. Sie lassen sich an irgend einer Position und Ausrichtung im Raum installieren. Die Maschengitter repräsentieren die Stützstellen einer Feldverteilung. Die Teilchen werden nach den Gesetzmäßigkeiten der Lorentz- und Coulombkraft wahlweise klassisch oder relativistisch bewegt. Die Simulation behandelt zwar auch zeitabhängige Felder, berücksichtigt aber keine physikalischen Wirkungen, die aufgrund elektromagnetischer Wellen entstehen können!

Folgende Kräfte gehen bei den Simulationen ein:

1. Magnetische Haltekraft der Ionen (achsensymmetrisches Feldgitternetz des Kryostats)
2. Elektrische Haltekraft der Ionen (von der Raumladung des Elektronenstrahls resultierendes Potentialgitternetz)
3. Periodische elektrische Kraft (für erzwungene Dipolanregung oder Variation des Raumladungspotentials)
4. Reibung proportional zur Geschwindigkeit (Stöße der Ionen)

Da die Felder zeitabhängig sind, kommt es schnell zu einer Explosion der Rechenzeit, wenn man für jeden Integrationsschritt die Felder komplett neu berechnen muß. Deshalb wird hier das Superpositionsprinzip für Felder ausgenutzt. Man muß dann nur noch für jede Spannungsquelle das Feld ausrechnen und kann dann mit Hilfe von globalen Faktoren die Felder unterschiedlich addieren. Dadurch reduziert sich die neue Berechnung eines Feldes auf das Setzen eines neuen Faktors und das komplette Errechnen des Feldes entfällt.

Für die Simulation müssen dann folgende gekoppelte Differentialgleichungen numerisch gelöst werden:

$$\begin{aligned}
 a_x &= -\frac{q}{M_{ges}} \left[v_x (E_y v_y + E_z v_z) - E_x (c^2 - v_x^2) + v_z B_y - v_y B_z \right] + \frac{F_{Wx}}{M_{ges}} \\
 a_y &= -\frac{q}{M_{ges}} \left[v_y (E_z v_z + E_x v_x) - E_y (c^2 - v_y^2) + v_x B_z - v_z B_x \right] + \frac{F_{Wy}}{M_{ges}} \\
 a_z &= -\frac{q}{M_{ges}} \left[v_z (E_x v_x + E_y v_y) - E_z (c^2 - v_z^2) + v_y B_x - v_x B_y \right] + \frac{F_{Wz}}{M_{ges}}
 \end{aligned} \tag{21}$$

wobei

$$M_{ges} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v_{ges}^2}{c^2}}}, \quad E_x = \frac{E_x}{c^2}, \quad E_y = \frac{E_y}{c^2}, \quad E_z = \frac{E_z}{c^2} \tag{22}$$

Die Reibung wird mit folgenden Term beschrieben:

$$\vec{A} = \vec{A} + \rho_{Stokes} \vec{v}, \quad \rho_{Stokes} = \frac{\beta_{gas}}{m} \quad (23)$$

Für die Konstanten werden folgende Werte verwendet (Stand 1997):

$$Pi = 3.14159265358979$$

$$Elementarladung = 1.6021892 \times 10^{-19} \text{ C} \quad [\text{Kohlrausch}]$$

$$Atomare Masseneinheit = 1.6605655 \times 10^{-27} \text{ kg} \quad [\text{Kohlrausch}]$$

$$Lichtgeschwindigkeit = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (\text{exakt}) \quad (24)$$

$$Elektrische Feldkonstante = 8.854187817 \times 10^{-12} \text{ As/Vm} \quad (\text{exakt})$$

Zum Lösen dieser Differentialgleichung stehen grundsätzlich folgende Methoden zur Verfügung [PartOpt]: Euler-Cauchy, Runge-Kutta 4. Ordnung und fehlerkontrollierte Runge-Kutta (Schrittweite abhängig vom tolerierten Fehler). Bei der fehlerkontrollierten Integration paßt sich die Schrittweite quasi an die Krümmung der Teilchenbahnen an. Als Referenz für die Fehlersteuerung wird wie üblich eine Integration mit der halben Schrittweite durchgeführt [Schwarz].

Um eine exakte Integration durchführen zu können, müssen die Werte für die Feldstärken so genau wie möglich bekannt sein. Während man den eigentlichen Fehler der Integrationsmethode durch herabsetzen der Integrationsweite theoretisch bis auf das numerische Rauschen und die Genauigkeit der Konstanten herunterdrücken kann, ist das Gesamtergebnis der Simulation durch die Genauigkeit der Feldstärken gegeben. Die Werte für die Feldverteilungen sind aber nur an den Gitterpunkten gut bekannt. Trifft das Teilchen während der Integration keinen Gitterpunkt, so muß der nächst gelegene Punkt (Interpolation 0. Ordnung) genommen werden oder es muß interpoliert werden. Die einfachste Näherung ist die 1. Ordnung (lineare) - die sogenannte "Flächennäherung". Sie wird üblicherweise benutzt, wenn eine schnelle Lösung gefragt ist. Der Nachteil dieser Interpolation sind Sprünge der Feldstärke, wenn von einer Masche des Gitternetzes in die nächste Masche integriert wird. Die Polynom-Interpolation (2. bis 20. Ordnung) kann dieses Artefakt verhindern, allerdings auf Kosten der Rechenzeit. Während die Rechenzeit quadratisch zunimmt steigt die Genauigkeit exponentiell. Schon bei der Benutzung der Interpolation 2. Ordnung erreicht man eine Verbesserung der Feldwerte um 2 Größenordnungen.

Einen relativ sicheren Eindruck von der Vertrauenswürdigkeit der Lösung erhält man, wenn man die selbe Simulation ein zweites mal mit einer geringeren Schrittweite und erhöhter Interpolationsordnung der Felder als beim ersten mal ausführt, und die beiden Lösungen vergleicht. Die Arbeitsweise der Simulation zeigt das Flußdiagramm in Abbildung 2-6.

Für die Bestimmung der theoretischen Frequenzen in den Abbildungen Abbildung 2-7 und Abbildung 2-8 wurde ein Gitternetz mit idealen parabolischen Potentialwerten benutzt. In den Berechnungen ab Abbildung 2-13 wurde ein Potentialgitternetz für den Querschnitt mit der Raumladung des Elektronenstrahls durch die Falle mit [IGUN] erzeugt (Datensatz im Anhang).

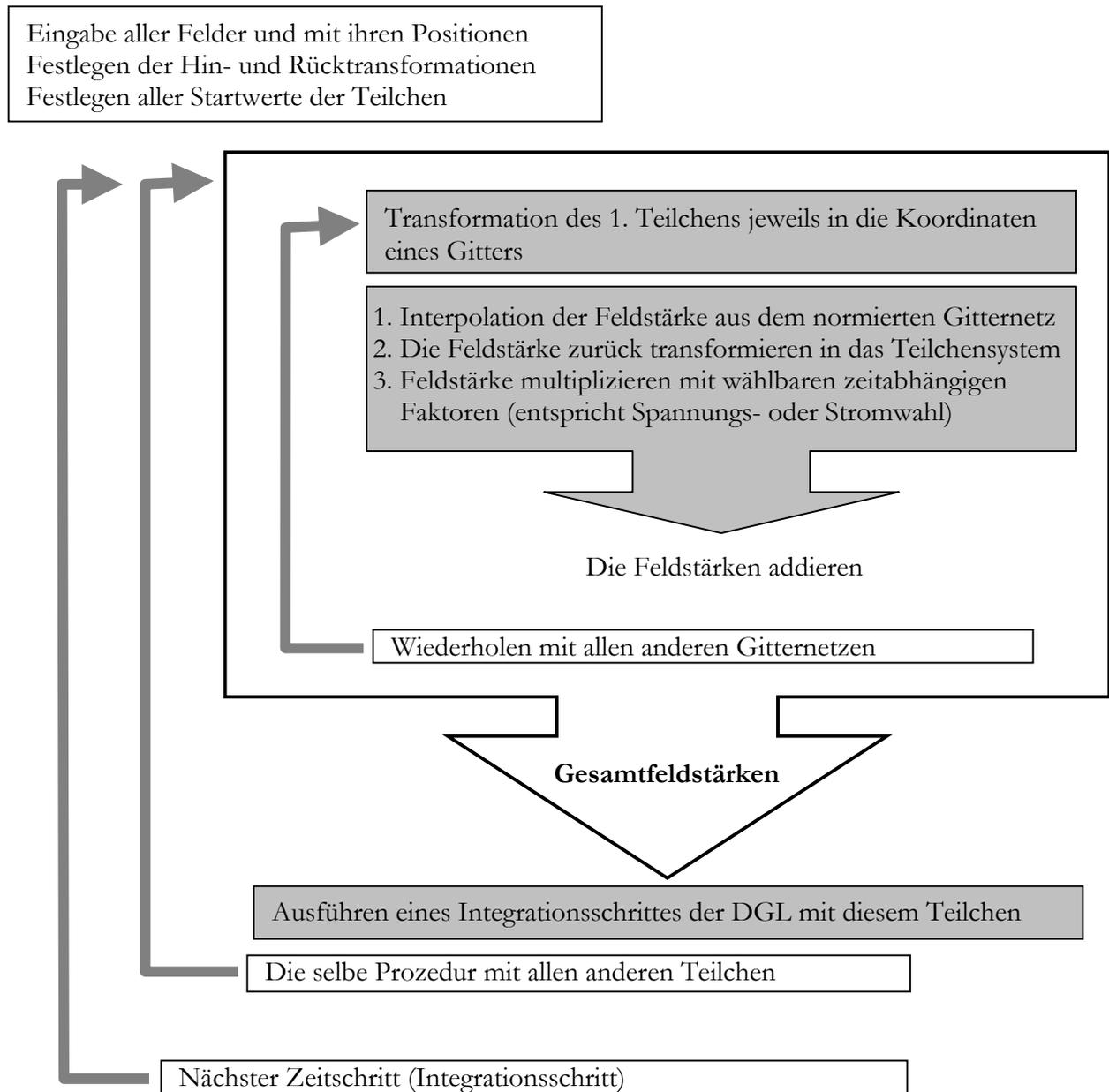


Abbildung 2-6 Flußdiagramm der Simulationsrechnungen

Ergebnisse der simulierten gekoppelten Pendelbewegung

Durch die Simulation erhält man einen Verlauf der Frequenzverschiebungen für die radiale Bewegung wie in Abbildung 2-7 dargestellt. Für Ar^{10+} wurde zum Vergleich der Verlauf der radialen Frequenzen berechnet aus der Verdopplung der Abschätzungen (14) und (20) eingetragen. Der charakteristische Verlauf der Wurzelfunktion aus Gleichung (20) ist deutlich zu erkennen. Bei geringer Störung der Zyklotronfrequenz durch die Raumladung ist die Verschiebung nach Formel (14) der Eigenfrequenzen noch für alle Sorten von Ionen ähnlich groß, aber mit zunehmender Raumladung wird die Verschiebung für Ionen mit kleinem Verhältnis A/Q größer als die für schwere Ionen.

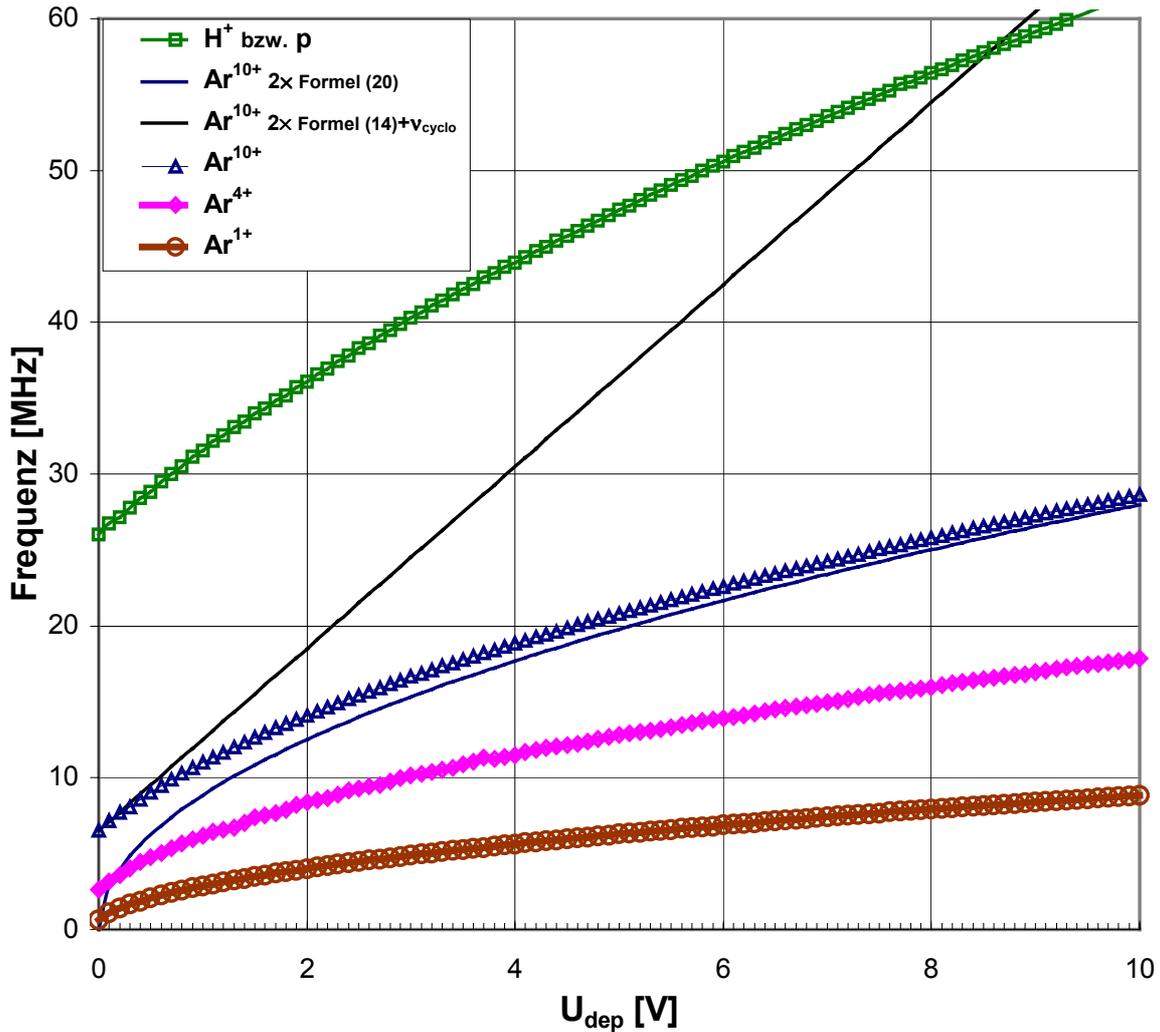


Abbildung 2-7 Verschiebung der radialen Frequenzen ($2\times$ Zyklotronfrequenz) durch das Raumladungspotential im Elektronenstrahl eines Durchmessers von 0.5 mm bei 1.7 Tesla

Aus der Simulation von Abbildung 2-7 ergibt sich für einen Strahl von 5 mA und einer daraus resultierenden Potentialdepression nach Formel (3) von 2.4 V eine Eigenfrequenz für Ar^{4+} bei 1.7 Tesla von 9.2 MHz. Aus der Abschätzung (20) erhält man für die Pendelfrequenz des Ar^{4+} $\nu_{lon}=4.22$ MHz. Die Zyklotronfrequenz beträgt nach (12) $\nu_{cyclo}=2.61$ MHz.

Die Pendelfrequenz wird nun von der Zyklotronfrequenz moduliert. Es entstehen die beiden Frequenzen:

$$\nu_+ = \nu_{lon} + \frac{\nu_{cyclo}}{2} \quad \nu_- = \nu_{lon} - \frac{\nu_{cyclo}}{2} \quad (25)$$

mit der Beziehung:

$$\nu_{cyclo} = \nu_+ - \nu_- \quad (26)$$

Die radialen Oszillationen mit dem Zentrum in der Mitte des parabolischem Potentials (Elektronenstrahl) ergeben sich aus der Summe von ν_+ und ν_- bzw. der doppelten Pendelfrequenz ν_{ion} , da das Ion während einer Pendelperiode zwei mal das Zentrum passiert.

$$\nu_{rad} = \nu_+ + \nu_- = 2 \times \nu_{ion} \quad (27)$$

Man erwartet also eine radiale Oszillation von $2 \times \nu_{ion} = 8.44$ MHz. Tatsächlich aber hat die Simulation 9.2 MHz ergeben. Dies liegt an der Tatsache, daß die Pendelbewegung nicht unabhängig von dem Magnetfeld ist. Das Magnetfeld verhindert ein Durchpendeln durch das Zentrum des Potentials. Bei starkem Magnetfeld wird die Pendelbewegung durch die driftende Zyklotronbewegung ersetzt.

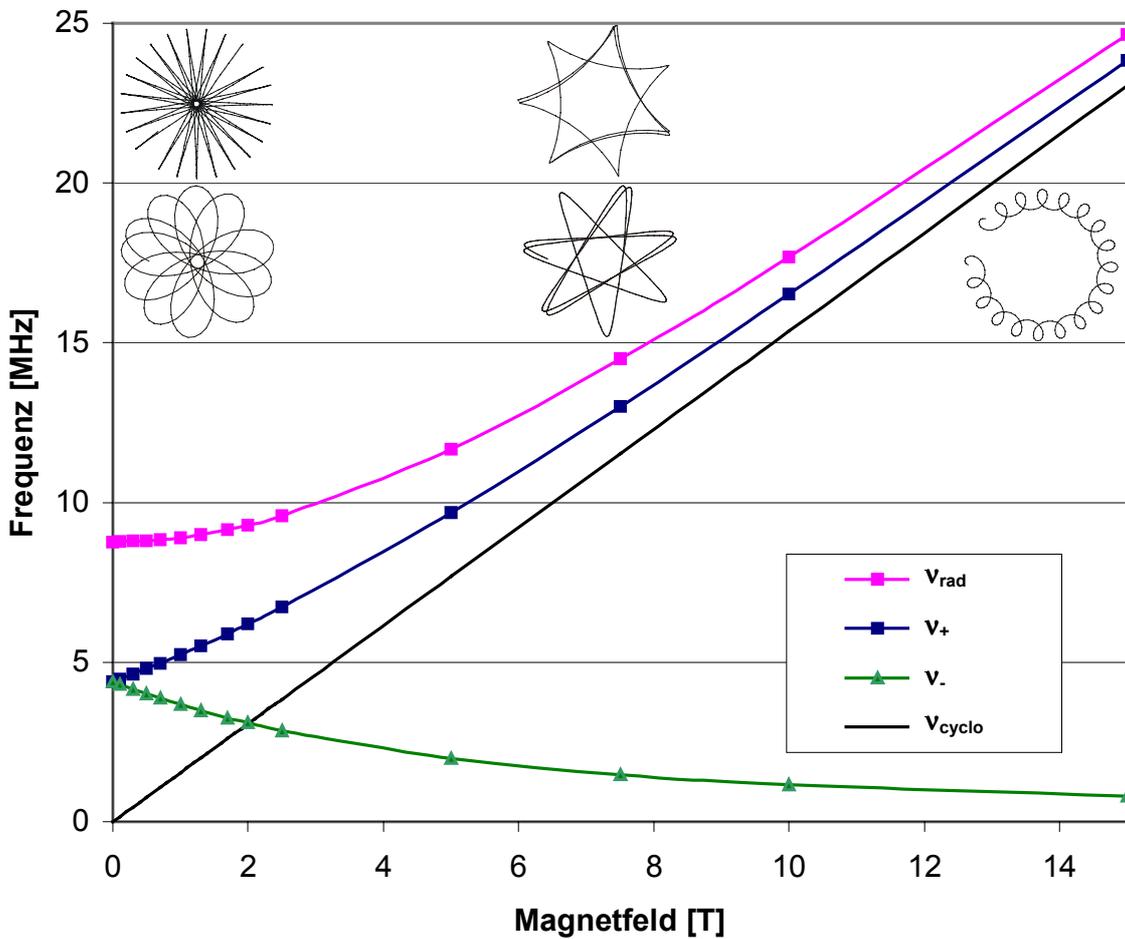


Abbildung 2-8 Verschiebung der radialen Pendelfrequenz der Ionen bei starken Magnetfeld am Beispiel des Ar^{4+} (Strahldurchmesser von 0.5 mm und 2.4 V Raumladungsdpression)

Der Verlauf der Frequenzen mit zunehmenden Magnetfeld für Ar^{4+} in einem 2.4 V tiefen parabolischen Potential ist in Abbildung 2-8 dargestellt. Bei schwachem Magnetfeld bleibt die radiale Oszillation fast konstant aber mit zunehmender Feldstärke steigt sie dann an bis sie zu der Zyklotronfrequenz konvergiert. Bei starkem Magnetfeld gilt also die Abschätzung der durch die Magnetrondrift verschobenen Zyklotronfrequenz. Durch die Formel (14) errechnet man in

Übereinstimmung mit Abbildung 2-8 bei 15 Tesla eine Verschiebung der Zyklotronfrequenz von ca. 0.8 MHz. Während bei schwachem bis keinem Magnetfeld Formel (20) $2 \times 4.2 \text{ MHz} = 8.4 \text{ MHz}$ für die radiale Pendelfrequenz angibt.

Im oberen Teil der Abbildung 2-8 ist zu dem jeweiligen Magnetfeldbereich die charakteristische Ionenbewegung skizziert. Hier erkennt man, die Erhöhung der Pendelfrequenz mit dem Magnetfeld entsteht dadurch, daß die Ionen immer weniger durch die Mitte des Potentials pendeln. Die Pendelbewegung wird durch die magnetische Ablenkung verkürzt.

Zeitkonstanten

Kompensationszeiten

Wie oben beschrieben wirkt der Einschluß der Ionen in einer EBIS/T nur so lange bis die positive Ladung der Ionen die Raumladung des Elektronenstrahls neutralisiert. Die Zeit bis der Elektronenstrahl durch die von ihm selbst erzeugten Ionen vollständig gefüllt ist wird durch die sogenannte Kompensationszeit τ_c beschrieben.

$$\tau_c = \frac{1}{\sigma n v} \quad (28)$$

Sie gibt die Zeit für die maximale Einschlußzeit der Ionen in der Falle an. Im vorliegenden Fall ist die Kompensationszeit so kurz, daß der Kompensationsvorgang hauptsächlich durch einfach und zweifach geladenen Ionen realisiert wird. Nur im sehr guten Vakuum bei weit unter 10^{-9} mbar spielen Ionen höherer Ladungszustände für die Kompensation eine Rolle. Aufgrund ihres viel kleineren Wirkungsquerschnittes für ihre Bildung sind sie nur in einer Konzentration um mehrere Größenordnungen geringer als die niedrig geladenen Ionen in den Fallen vorhanden und können nur durch Prozesse wie Ion-Ionen- Kühlung zu einem relevanten Anteil angereichert werden.

Die allgemein gebräuchliche Annahme, die Ladung des Elektronenstrahls sei nach der Kompensationszeit neutralisiert, ist nicht ganz richtig. Nach der Kompensationszeit sind zwar so viele positive Ladungen entstanden, um den Elektronenstrahl zu neutralisieren, aber mit zunehmenden Kompensationsgrad nimmt auch das die Ionen haltende negative Potential des Strahls ab, so daß die Verluste an Ionen zunehmen. Es bildet sich ein Gleichgewichtszustand aus abfließenden Ionen (Verluste) und neu gebildeten Ionen.

$$\dot{n}_{\sigma(Q \rightarrow Q+1)} = \dot{n}_{drift} \quad (29)$$

Nur wenn die Rate der gebildeten Ionen bei höherem Druck größer ist als die Rate der Verluste kann eine vollständige Kompensation oder Überkompensation auftreten. Unter den allgemeinen Betriebsbedingungen einer EBIS ist dies allerdings nicht der Fall. Wäre dies doch der Fall, so könnte man überhaupt keine hochgeladenen Ionen in der EBIS erzeugen, denn die Verlustrate an hochgeladenen Ionen wäre aufgrund der fehlenden elektrischen Haltekraft genauso hoch wie die Produktionsrate der einfachgeladenen Ionen, welche aber aufgrund der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte [Tawara] um ein vielfaches höher liegt als die Produktionsrate der hochgeladenen Ionen. Die Haltekraft des Magnetfeldes alleine ist nicht stark genug, um die Ionen in der Falle zu halten. Aufgrund von Stößen der Ionen untereinander stellt sich eine Drift der Ionen aus der Falle ein. Die Produktion von hochgeladenen Ionen in einer EBIS ist

nur möglich, wenn ein radial wirkendes attraktives Potential die Ionen in dem Strahl hält – der Strahl also nicht neutralisiert ist. Deshalb ist es auch nicht möglich die gesamte theoretisch gespeicherte Ladungsmenge einer EBIS folglich Gleichung (5) aus der Quelle zu extrahieren. Messungen von [Kester] haben gezeigt, daß die beste Ausbeute an hochgeladenen Ionen bei ca. 40% Ladungskompensation des Elektronenstrahls war inklusive Verluste durch den Transport. Auch bei der Ionenquelle der PIT-EBIS/T konnte der Elektronenstrahl nicht vollständig neutralisiert werden. Vergleiche dazu auch Abschnitt ‚Der Kompensationsgrad‘ auf Seite 53.

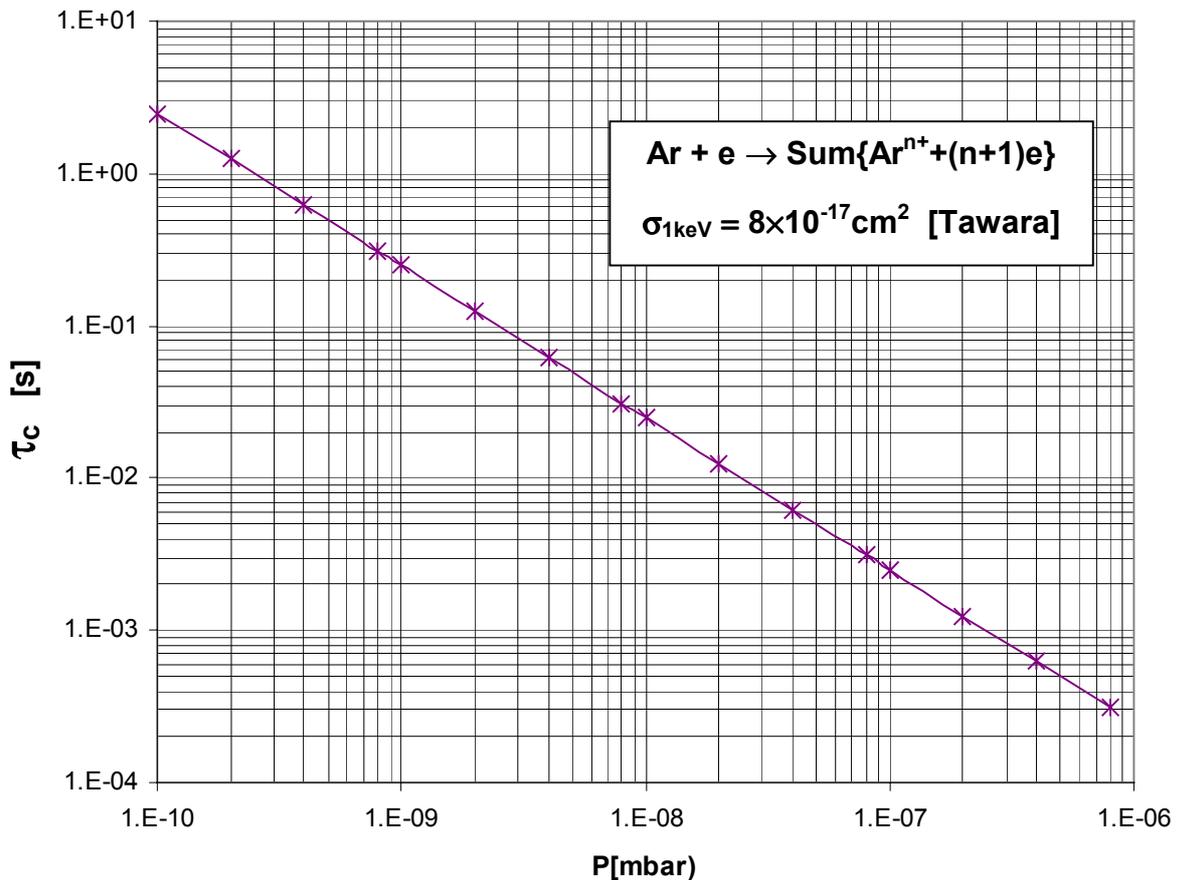


Abbildung 2-9 Erwartete Kompensationszeit eines Elektronenstrahls der Energie 1000eV in Argongas

Trotz dieser Verluste bei der Extraktion ist es aber möglich die Kompensationszeit zu bestimmen. Dazu verlängert man die Einschlußzeit und beobachtet, wann die extrahierte Ionenladung in Sättigung geht. Die Zeit, nach der Sättigung eintritt, ist die Kompensationszeit und ist bei bekannten Wirkungsquerschnitten nach Formel (28) ein Maß für die Vakuumbedingungen in der Ionisationszone. Der Grad der Sättigung ist auch abhängig vom Vakuum. Bei gutem Vakuum ist die Sättigung geringer als bei schlechtem Vakuum. Dies bedeutet, daß sich bei unterschiedlichem Vakuum auch ein unterschiedliches Gleichgewicht nach Formel (29) einstellt.

Energieaustausch und Kühleffekte der Ionen untereinander

Der Verluststrom an Ionen hat allerdings nicht nur negative Eigenschaften. Ohne ihn wäre es gar nicht möglich in einer EBIS hohe Ladungszustände zu produzieren. Die Ionen werden während des Einschusses bei der Elektronenstoßionisation von den Elektronen ständig durch

Kleinwinkelstöße geheizt. Es wurde gezeigt [Becker2], daß unter diesen Bedingungen nur Ladungszustände bis $Q < 50$ entstehen können.

Der Heizung durch die Elektronen gegenüber steht der Energieaustausch durch Stöße der Ionen untereinander. Die Kühlung der Ionen untereinander wurde 1988 als Ion-Ionen Kühlung von [Levine] vorgeschlagen. Die Annahme ist: da alle Ionen die selbe Masse haben, erhalten sie nach kurzer Zeit über Mehrfachstöße alle die gleiche thermische Energieverteilung. Dies allein bewirkt schon eine Konzentration der hochgeladenen Ionen auf der Achse, da bei gleicher kinetischer Energie das Potential des Elektronenstrahls die Bewegung der hochgeladenen Ionen mehr einschränkt als die Bewegungen der niedrig geladenen Ionen [Shirkov].

Ein Kühlmechanismus entsteht nun indem die heißesten Ionen aus der Boltzmann-Verteilung entfernt werden. Dadurch wird die Boltzmann-Verteilung zunächst einmal abgeschnitten. Nach einer kurzen Zeit stellt sich erneut die Boltzmann-Verteilung ein, hat aber nun ihren Schwerpunkt etwas zu niedriger Energie verschoben was gleichbedeutend damit ist, daß die Ionen eine niedrigere mittlere Energie bekommen haben. Dieser Kühlprozeß wirkt wie das Abkühlen einer Flüssigkeit durch Verdunsten an ihrer Oberfläche. In [Levine] wird dieser Vorgang mit ‚evaporative cooling‘ bezeichnet.

In Experimenten wurde dieser Kühlprozeß untersucht [Schneider] und dient heute praktisch als Standardverfahren um die Effizienz von Elektronenstoßionenquellen zu verbessern.

Die Ion-Ionen Kühlung arbeitet nur, wenn die Ionen schnell genug durch Coulombstöße Energie untereinander austauschen können. Der Energieaustausch zwischen den Ionen muß schneller daher gehen als die Zufuhr an Energie durch die Elektronenstöße. Eine Abschätzung für den Energieaustausch durch Kleinwinkelstöße gibt [Spitzer] an.

$$\tau_E = \frac{v^3}{4 \cdot A_D G\left(\sqrt{\frac{m}{2kT}} v\right)} \quad \text{mit} \quad G(x) = \frac{\Phi(x) - x\Phi'(x)}{2x^2}, \quad \Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy \quad (30)$$

Formel (30) gilt für dünne Plasmen. In einer Ionendichte von 10^{10} Ionen pro cm^3 muß man davon ausgehen, daß der Austausch an Energie durch direkte Coulomb-Wechselwirkung erhöht wird. Wie stark die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ionen in einem dichten Ensemble von 10^{10} Ionen pro cm^3 ist läßt sich nur experimentell feststellen.

Relaxionszeit kohärenter Bewegungen

[Spitzer] gibt eine Abschätzung für die Zeit bis ein Ion durch Kleinwinkelstöße seine Bewegungsrichtung um 90° geändert hat. Diese Zeit gibt an wie lange Ionen kohärent durch Resonanz angeregt werden können.

$$\tau_{\text{relax}} = \frac{11.4 \cdot \sqrt{A} \cdot T^{\frac{3}{2}}}{n \cdot Z^4 \ln(A)} \quad (31)$$

Die Zeit τ_c wird als Stoßzeit zwischen gleichartiger Ionen der Atomaren Masse A , der Dichte n , des Ladungszustandes Q bei einer Temperatur T bezeichnet. Der Coulomblogarithmus $\ln(A)$ kann je nach Dichte und Temperatur zwischen 1 und 40 liegen und wird im Folgenden mit 10 abgeschätzt.

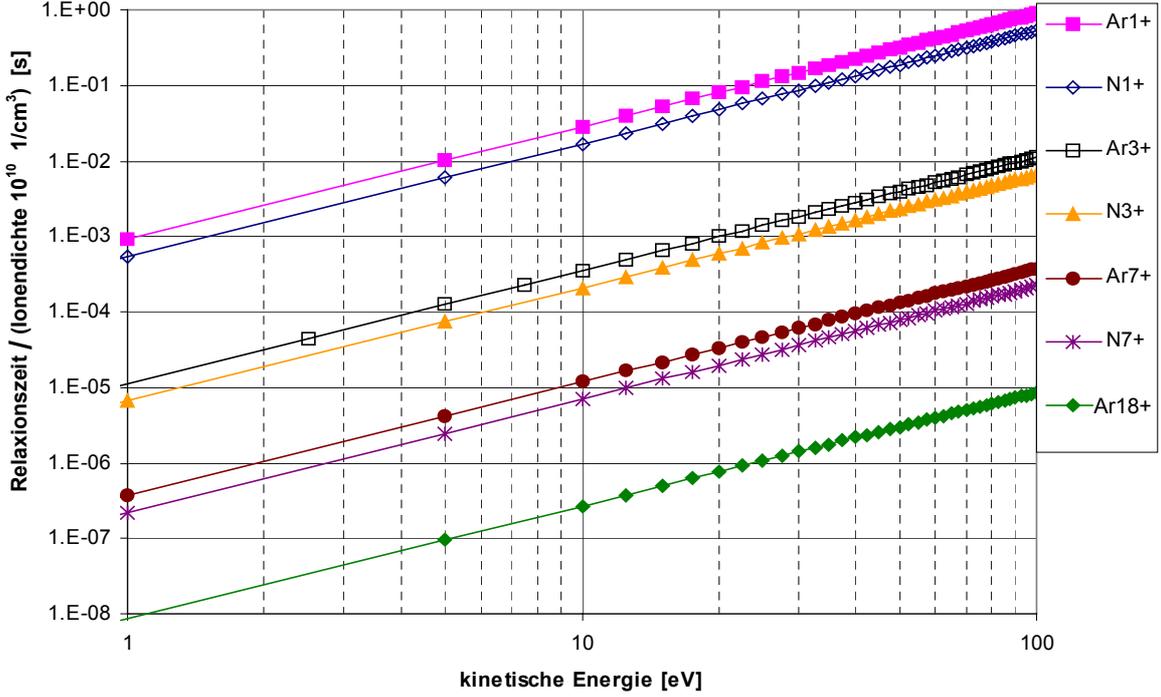


Abbildung 2-10 Zeiten für die Relaxion einer Ionenbewegung in einem Ensemble gleicher Ionen nach Formel (31)

Für die hier benutzte Apparatur (PitEBIS/T) gilt im voll neutralisierten Strahl bei Gleichverteilung für die Ionendichte n die Strahlkapazität C^+ aus Gleichung (5) geteilt durch den mittleren Ladungszustand \bar{Q}_i und das Ionisationsvolumen V .

$$n = \frac{C^+}{\bar{Q}_i} \frac{1}{V} = \frac{j}{\bar{Q}_i e} \frac{1}{v_e} \quad (32)$$

Dabei ist v_e die Geschwindigkeit der Elektronen und e ihre Ladung. Es ergeben sich Werte im Fall der PitEBIS/T für die Dichte zwischen 10^8 und 10^{10} pro cm^3 , je nachdem welchen mittleren Ladungszustand man annimmt. Die Zeiten sind in Abbildung 2-10 dargestellt. Die Relaxionszeiten der Bewegungen selbst für Ionendichten von ca. 10^{10} pro cm^3 liegen noch um 2 Größenordnungen höher als die Zeiten nach Formel (34), die Ionen benötigen um während der Anregung den Elektronenstrahl zu verlassen. Die Zeiten sind normiert auf eine Ionendichte von 10^{10} cm^{-3} . Für Dichten von 10^8 können die Zeiten um den Faktor 100 verlängert werden. $\ln(A)$ wurde mit 10 angenommen.

Anregungszeit

Die Zeit, die man benötigt um ein Ion beträchtlich anzuregen läßt sich über den Energieaustausch pro Anregungsperiode abschätzen. Geht man davon aus, daß das Ion pro Anregungsperiode einen Potentialunterschied von ΔU_{dep} erfährt, so ist sein Energiegewinn pro Sekunde gegeben durch Formel (33).

$$\Delta E^+ = v_{cyclo} \times q \times \Delta U_{dep}(r) \quad (33)$$

Setzt man für $\Delta U_{dep}=0.1\text{eV}$ und für die Eigenfrequenz der Ionen 5 MHz, dann benötigt man für den Energiegewinn des Ions um es aus einer 10 V tiefe Falle zu werfen 100mal die Eigenfrequenzperiode, also 20 μs .

$$t_{excite} = \frac{\Delta E^+}{\Delta U_{dep}} \times \frac{1}{\nu_{cyclo}} \quad (34)$$

Anregung durch Modulation des Elektronenstrahls

Üblicherweise wird die Anregung von Ionen in einer Falle durch Einkoppeln einer Frequenz über eine Elektrode der Falle bewerkstelligt [Marshall]. Dies ist in Fallen sinnvoll, in denen es keine Raumladungseffekte und nur wenige eingeschlossene Ionen gibt. In einer EBIS/T dominiert die Raumladung die Bewegung der Ionen. Deshalb wurde zum ersten mal eine Anregung durch das radial wirkende elektrische Feld der Raumladung des Elektronenstrahls durchgeführt. Dazu wird die Emission der Kathode über die Wehnelt Elektrode periodisch mit der gewünschten Frequenz variiert. Dadurch wird der Elektronenstrahl moduliert was zu periodischen Strom- und Stromdichteschwankungen in der Ionisationsröhre führt. Eine fast lineare Einkopplung der anregenden Frequenz in den Elektronenstrahl der PIT-EBIS/T erhält man zum Beispiel an der Stelle bei 530 V Wehneltspannung auf der Kennlinie in Abbildung 3-9 auf Seite 39.

Vorteil dieser Anregung ist nicht nur die einfache Realisierung sondern auch, daß nur eine Frequenz der Ionen - nämlich die modifizierte Zyklotronfrequenz - angeregt wird. Die Magnetronbewegung ist im Gegensatz zu der Dipolanregung unempfindlich auf die zentrale Anregung über den Elektronenstrahl.

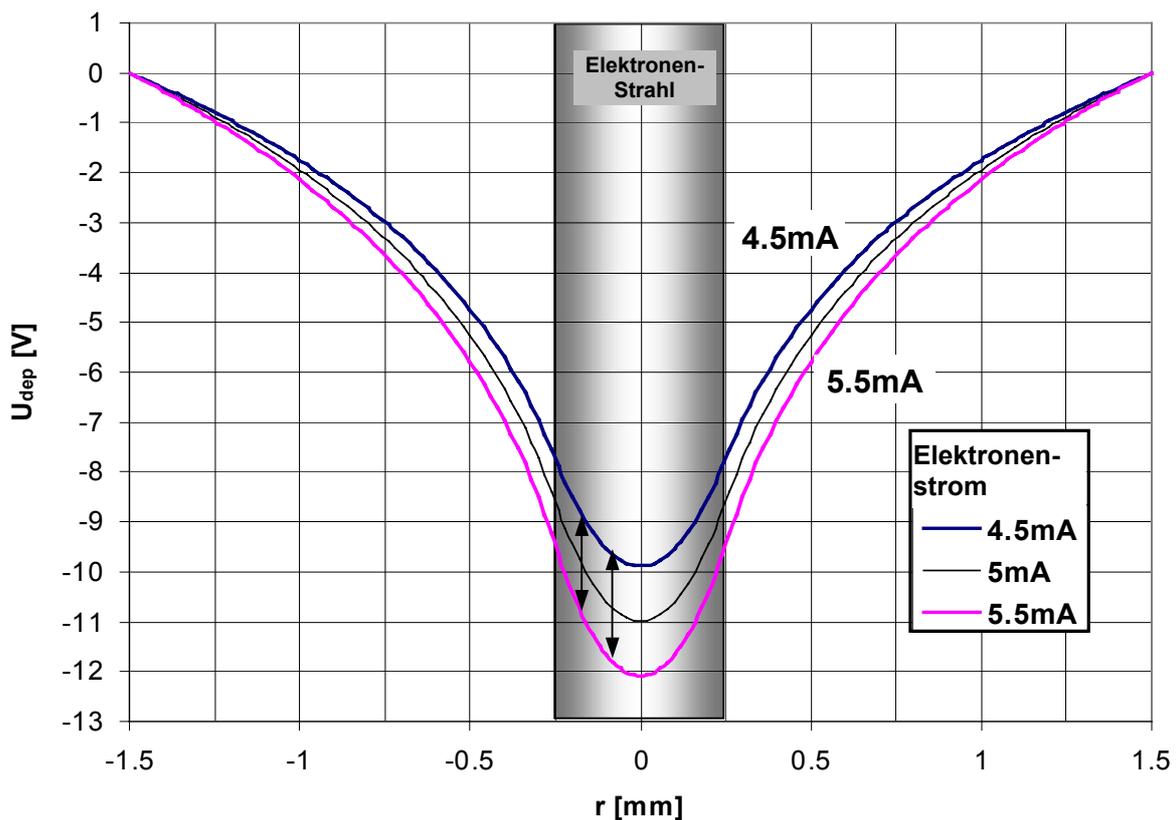


Abbildung 2-11 Radiales Potential in der Falle für verschiedene Stromdichten

Die Stromdichteschwankungen bewirken ein sich wie in Abbildung 2-11 änderndes Raumladungspotential des Elektronenstrahls oder, wie in Abbildung 2-12 dargestellt, ein wechselndes positiv wie negatives Raumladungspotential für einen kompensierten Strahl, wie er in einer gefüllten Falle vorkommen kann.

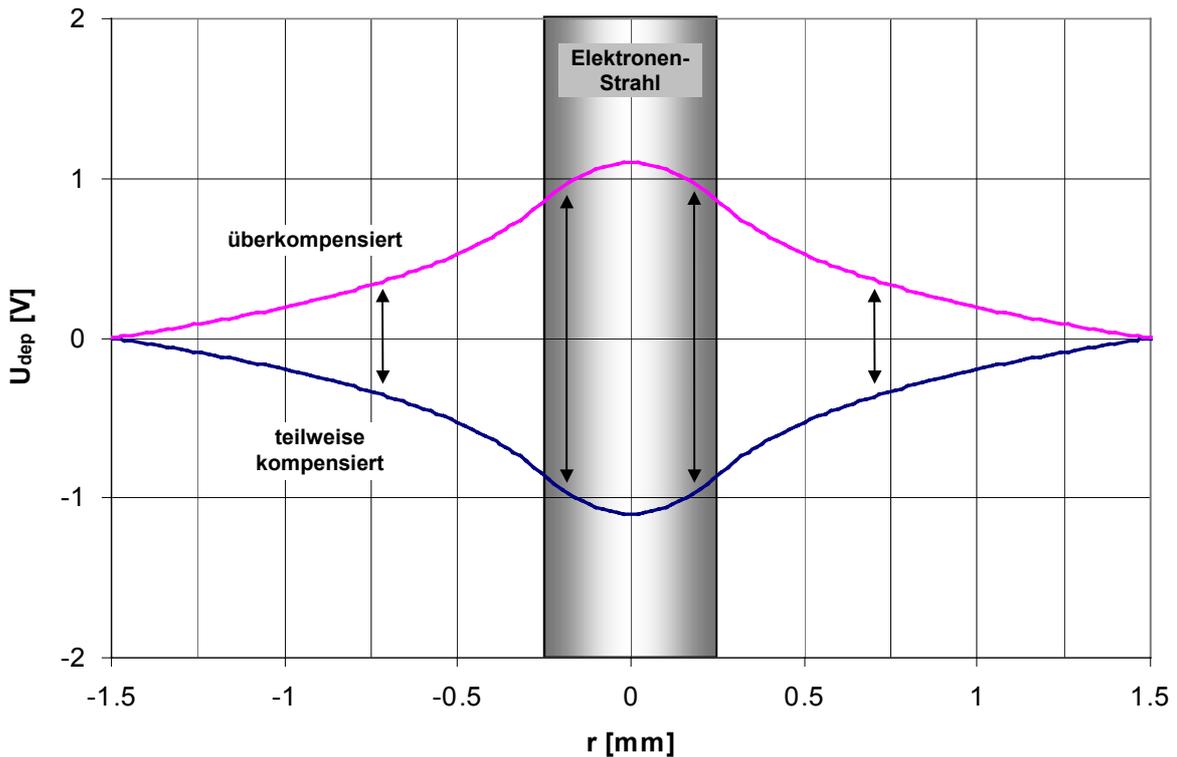


Abbildung 2-12 Radiales Potential in der kompensierter Falle während eines modulierten Elektronenstrahls

Simulation der Ionenbewegungen bei Anregung

Im Unterschied zu der normalen Dipolanregung bewegen sich die Ionen bei der Anregung mit dem Elektronenstrahl nicht symmetrisch nach außen. Während sich bei der Dipolanregung das Ion in Resonanz auf einer immer größer werdenden Spirale nach außen bewegt, driftet das Ion bei der zentralen Anregung auf einer Bahn seitlich nach außen wie in Abbildung 2-13 rechts dargestellt. Dabei gehen die Bahnen der Ionen immer wieder dicht durch das Zentrum des Anregungspotentials. In Abbildung 2-13 sind Bahnen für verschiedene Startpunkte der Ionen im Strahl und auch außerhalb des Strahls eingetragen. Die Anregung wirkt für Ionen am Strahlrand besonders Kräftig, da hier die größte Feldstärke ist (4). Ionen, deren Zyklotronfrequenz etwas neben der anregenden Frequenz liegen, führen Schwebungen aus, wie Abbildung 2-13 links zeigt. Abbildung 2-13 zeigt die Bewegungen in einer kompensierten Falle. Ist die Raumladung nicht kompensiert so driften die Ionen zusätzlich noch um das Fallenzentrum.

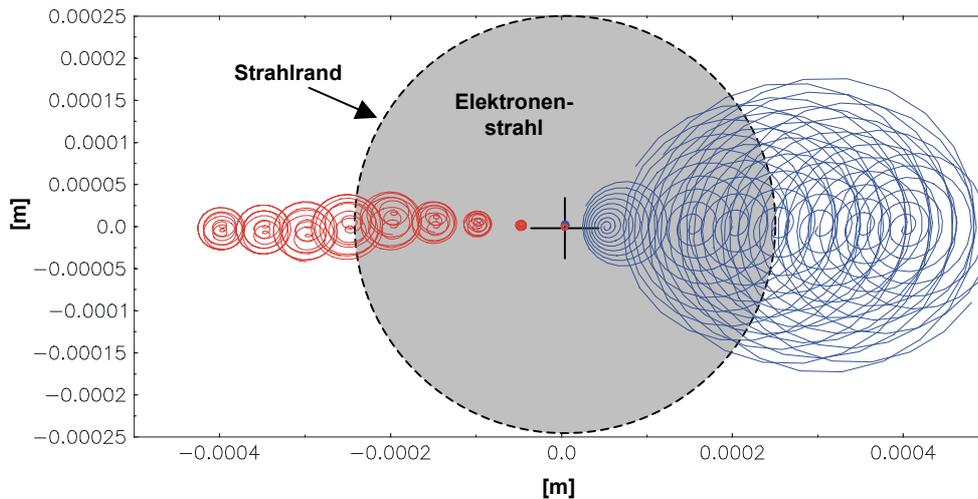


Abbildung 2-13 Ionenbewegung bei einer Variation des Raumladungspotentials während des kompensierten Zustands in der Falle

Ion-Ionen Kühlung als Reibungskraft

Die Ionen werden von dem wechselnden Raumladungspotential resonant angeregt und wandern mit dem Schwerpunkt ihrer Bewegung langsam nach außen. Nachdem sie den Strahl verlassen haben verschiebt sich allerdings aufgrund der abnehmenden Feldstärke der Raumladung ihre Eigenfrequenz zu niedrigeren Frequenzen hin. Die Resonanzbedingung ist nicht mehr erfüllt. Die Ionen haben noch nicht die Falle verlassen und ihre Bahnen kreuzen immer noch den Elektronenstrahl. Anders sieht das aus, wenn man die Ion-Ionen Kühlung als eine Art Reibung in die Simulation mit aufnimmt. Die Ionen driften dann weiterhin mit dem Schwerpunkt ihrer Bewegung nach außen, aber die Kühlung bewirkt eine Dämpfung ihrer Zyklotronbewegung, so daß nach einiger Zeit die gesamte Bewegung außerhalb des Strahls erfolgt (Abbildung 2-14). Alle Ionen wandern aufgrund der Dämpfung ihrer Bewegung langsam in das Zentrum des Raumladungspotentials; nur die Ionen in Resonanz (hier das Ar^{3+} oder Ar^{7+}) sammeln sich auf einen Orbit um den Elektronenstrahl.

Farbe	Eigenfrequenz 4 V 1.7T	Ion
Blau	2.94	Argon 2^+
Rot	3.15	Argon 3^+
Magenta	4.22	Argon 5^+
Grün	5.67	Argon 7^+

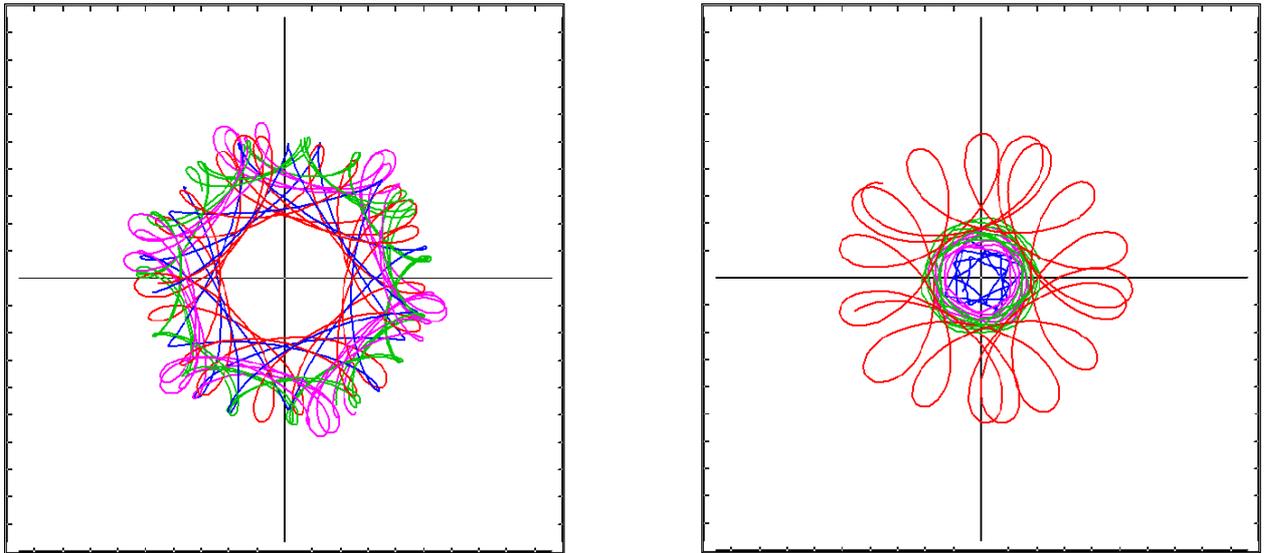


Abbildung 2-14 Links die ungedämpfte Ionenbewegung bei 1.7 Tesla über ca. 70 μs lang und rechts über 20 μs mit 3.15 MHz auf die Resonanz des Ar^{3+} angeregt (-4.0 ± 0.5 Volt Raumladungspotential) und einer kontinuierlichen Dämpfung der Bewegung proportional der Geschwindigkeit.

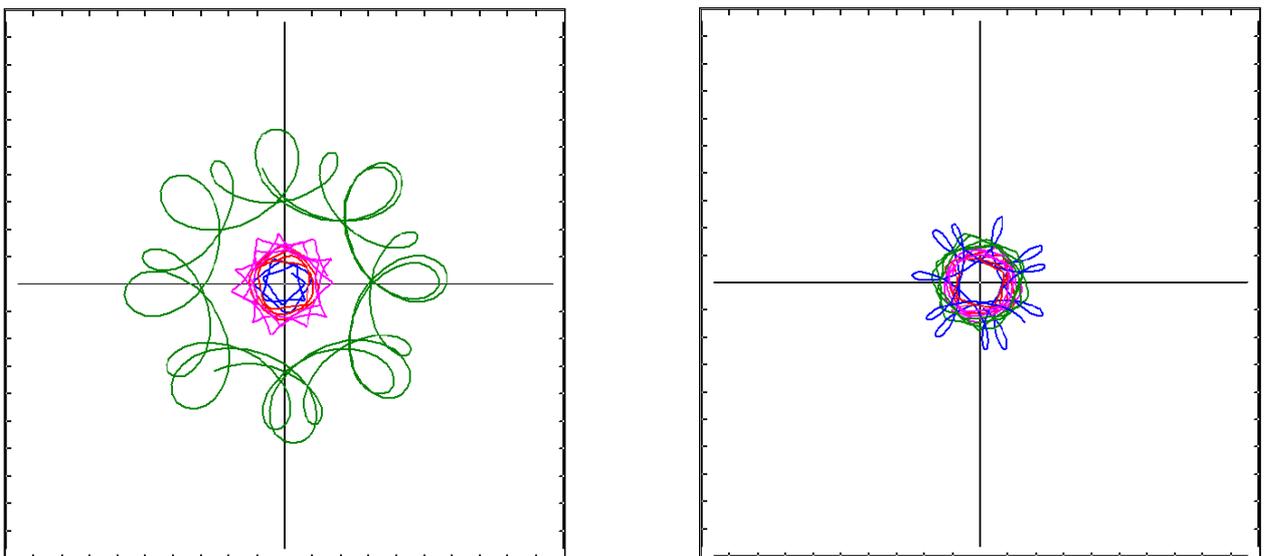


Abbildung 2-15 Links Simulation über 12 μs mit Reibung aber 5.67 MHz Anregung auf die Resonanz von Ar^{7+} und rechts Anregung 3.03 MHz zwischen den Resonanzen der Ionen

Abbildung 2-15 zeigt die Situationen, wenn die anregende Frequenz auf Ar^{7+} bzw. zwischen den Resonanzen der Ionen liegt. Ist keine Resonanz getroffen, dann driften alle Ionen aufgrund der Reibung langsam in das Zentrum des Raumladungspotentials (Abbildung 2-15 rechts). Ionen höherer Ladung werden von dem Magnetfeld stärker festgehalten. Sie können nicht so leicht in radialer Richtung nach innen oder außen driften. Setzt man für alle Sorten der Ionen die gleiche Reibungskraft an, so sammeln sich die niedrig geladenen Ionen zuerst in der Mitte des Strahls. Den Effekt kann man deutlicher bei 4.7 Tesla sehen Abbildung 2-16. Ionen niedriger Ladung driften

schneller in die Mitte als hoch geladenen Ionen, nur das Ion in Resonanz mit der Anregung bleibt auf einem großen Radius

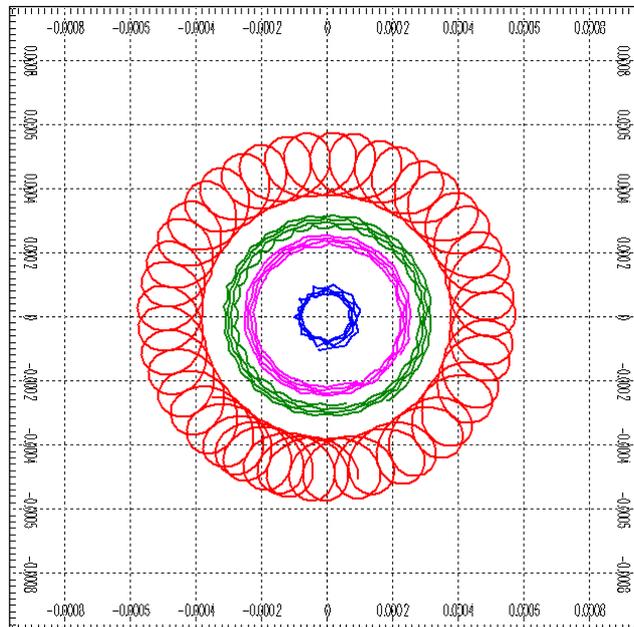


Abbildung 2-16 langsames Driften der Ionen bei 4.7 Tesla in -4 V Raumladungsdepression und 3.15 MHz Anregung auf die Resonanz des Ar^{4+}

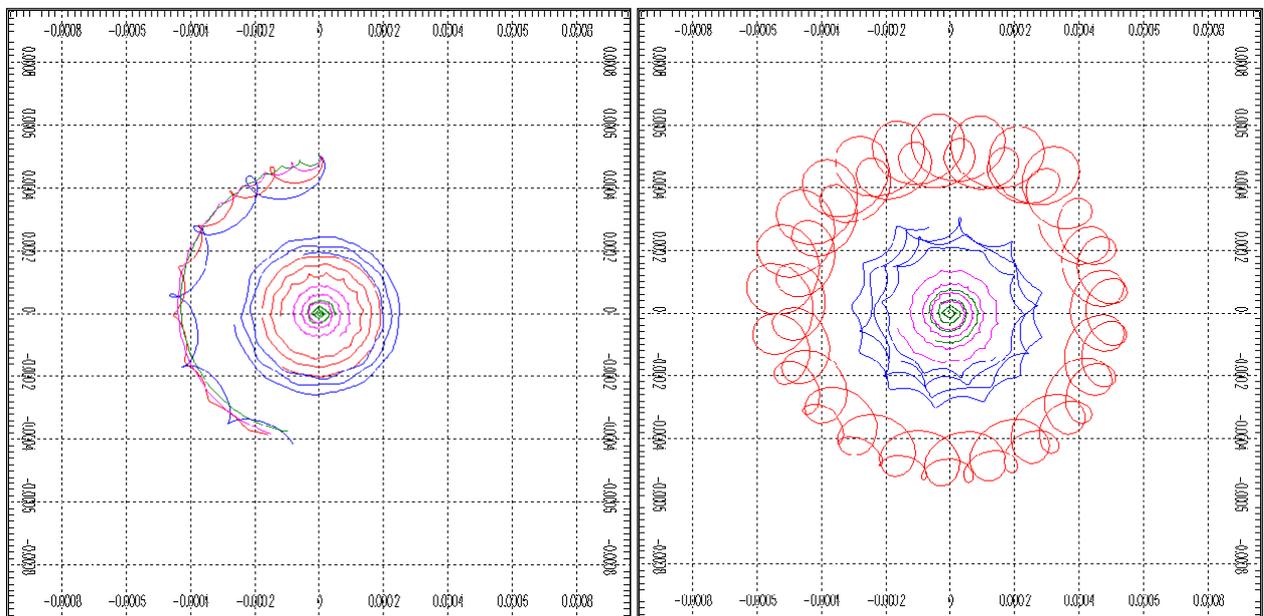


Abbildung 2-17 Reibung proportional q^2 : links ohne Anregung, rechts mit 1.5 V Amplitude

In Abbildung 2-17 ist eine Simulation mit der Reibung proportional zum Quadrat der Ladung dargestellt. Diese Annahme ist realistischer, da die Reichweite der Wechselwirkung von der Ladung abhängig ist. Links ist zu sehen wie die Ionen zunächst am Strahlrand starten. Nach einer

gewissen Zeit sammeln sich zuerst die hochgeladenen Ionen in der Mitte. In diesem Bild sind der Übersichtlichkeit wegen nur der Start und das Ende der Simulation über mehrere Mikrosekunden dargestellt. Rechts ist dasselbe Ensemble gezeigt, aber unter kontinuierlicher Anregung mit einer Frequenz, die auf die Resonanz von Ar^{3+} paßt. Hier stellt sich auch eine radiale Ordnung mit den hochgeladenen Ionen in der Mitte ein. Nur das Ion in Resonanz mit der Anregung bleibt am Strahlrand.

Ion-Ionen Kühlung über Stöße

Die Kühlung der Ionen untereinander soll noch einmal in einer Simulation mit Stößen der Ionen untereinander verdeutlicht werden. Dazu wird ein Ensemble von Ionen in das Raumladungspotential des Elektronenstrahls im Magnetfeld bewegt. Nach konstanten Zeitabständen führen die Ionen Stöße untereinander aus. Vorteil dieser Simulation im Gegensatz zu der mit Reibung besteht in der Erhaltung der Energieverteilung innerhalb des Ensembles an Ionen. Der Nachteil sind lange Simulationszeiten, denn die Integration der Bewegungsgleichung muß mit einer geringen Schrittweite die Zyklotronbewegung über viele Mikrosekunden auflösen.

Das Ensemble an Ionen besteht aus jeweils 100 Ionen für jeden Ladungszustand des Argon von 1+ bis 16+. Die Ionen werden mit einer zufällig gewählten Position unter Ausnutzung der Symmetrie in einem Quadranten im Elektronenstrahl gestartet. Ihre Geschwindigkeitsverteilung folgt einer Boltzmann-Verteilung wie in Abbildung 2-18 dargestellt. Die häufigste kinetische Energie für Argon ist etwa 1eV. Der Abstand zwischen den Geschwindigkeitszuständen wurde antiproportional zu der Häufigkeit gewählt. So bleibt das Integral von einem zum nächsten Teilchen konstant, was einer konstanten Besetzungsdichte entspricht. Einschränkungen gibt es nur am Anfang und Ende der Verteilung. Auf grund der endlichen Teilchenzahl wird ein maximaler Energieunterschied zwischen den Teilchen nicht überschritten und die Verteilung ab 5000m/s abgeschnitten.

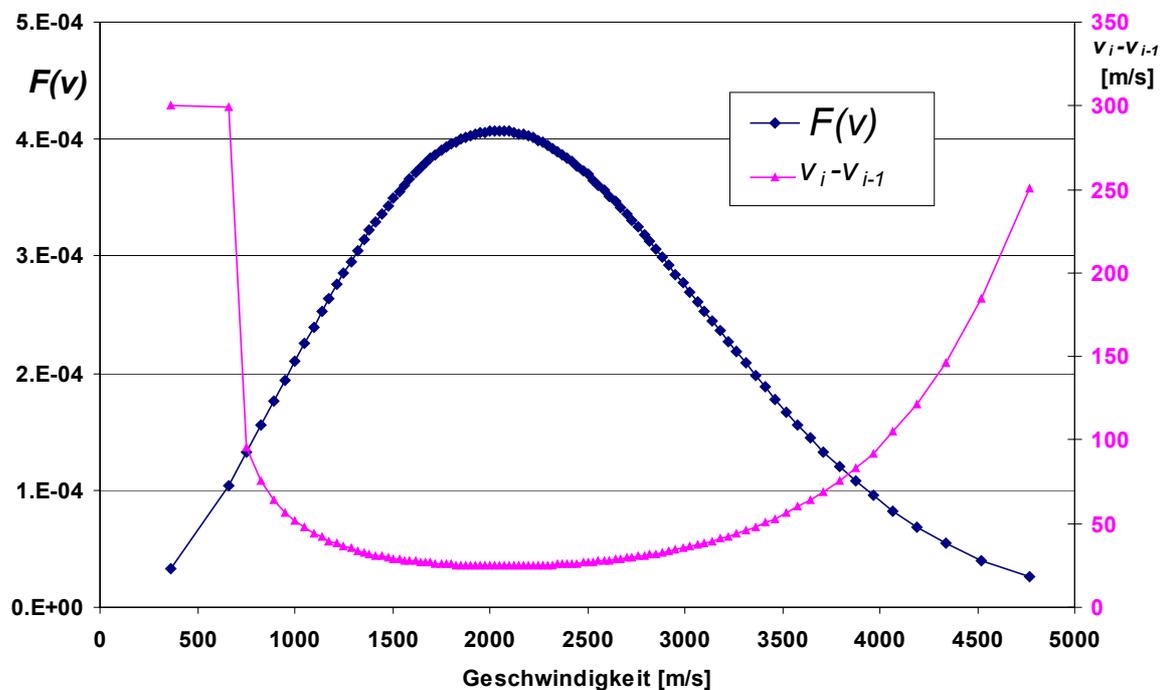


Abbildung 2-18 Die Häufigkeit der in der Simulation gestarteten Ionen folgt einer Boltzmann-Verteilung mit der häufigsten kinetischen Energie von ca. 1eV.

Für alle 1600 Ionen wird die Bewegung in der Falle berechnet. Die Iterationsschrittweite beträgt 4 ns. Nach 10 Iterationen wird der mittlere Abstand der Ionen von der Achse des Elektronenstrahls für jeden Ladungszustand berechnet. So erhält man eine zeitliche Entwicklung der mittleren Position der verschiedenen Ionen. Alle 100 Iterationen (0.4 μ s) wird mit jedem Ion ein Stoß mit einem zufällig ausgewählten anderen Ion aus dem Ensemble durchgeführt. Die neue Geschwindigkeit oder der Energieaustausch folgt nach der Gesetzmäßigkeit eines elastischen Stoßes wie in Formel (35).

$$v_1^f = \frac{2v_2^i m_2 + (m_2 - m_1) v_1^i}{m_1 + m_2} \quad v_2^f = \frac{2v_1^i m_1 + (m_2 - m_1) v_2^i}{m_1 + m_2} \quad (35)$$

Die Indizes <1> und <2> bezeichnen die beiden miteinander Stoßenden Teilchen, <i> bedeutet vor dem Stoß und <f> nach dem Stoß. Die Richtung der Teilchen wird durch zwei zufällig gewählte Winkel im Strahlazimut sowie senkrecht dazu neu eingestellt.

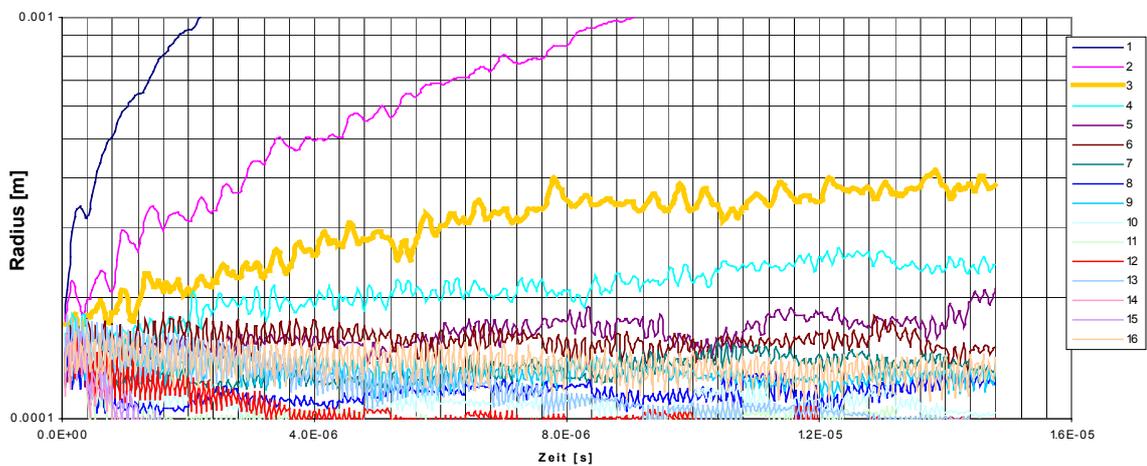


Abbildung 2-19 Drift der mittleren Position der Ionen während die Ionen alle 0.4 μ s miteinander Stöße im Raumladungspotential ausführen

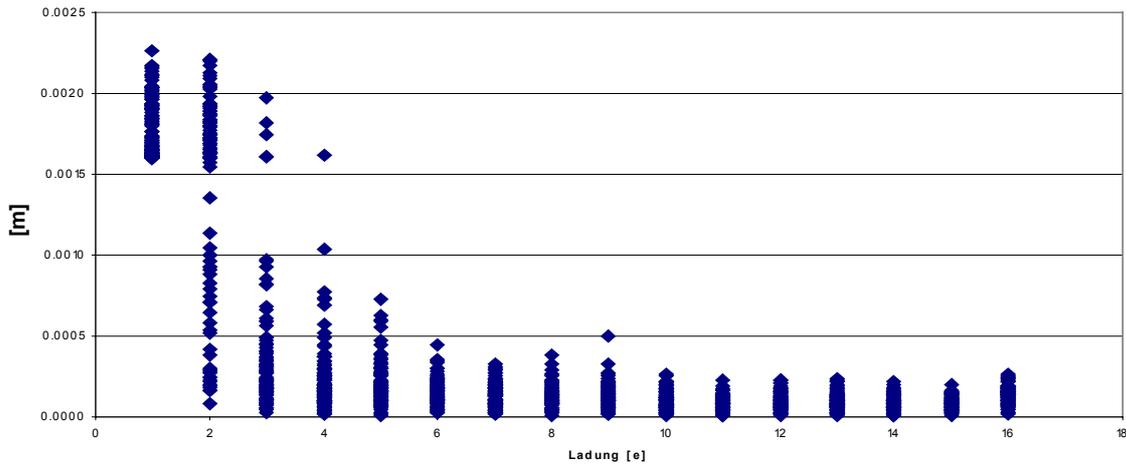


Abbildung 2-20 Position der einzelnen Ionen nach 15 μ s Simulation der Stöße im Raumladungspotential

Die Simulation zeigt in Abbildung 2-19 und Abbildung 2-20 wie sich die Ionen nach wenigen Stößen in dem Elektronenstrahl nach Ladungszustand ordnen. Niedrig geladenen Ionen driften nach außen und bilden einen Halo um den Strahl während sich die hochgeladenen Ionen im Strahlzentrum sammeln. Wird das Raumladungspotential weiter erhöht ist die Drift der niedrig geladenen Ionen nach außen nicht so ausgeprägt und die Ordnung der hochgeladenen Ionen im Strahlzentrum ausgeprägter. Eine noch stärkere Ordnung bei geringerer Drift entsteht, wenn man das Magnetfeld erhöht. Dieser Kühleffekt für hochgeladenen Ionen über Stöße kann erklären, warum eine weitere Erhöhung des Magnetfeldes auf über 2 Tesla in der Praxis keine Vorteile für den Betrieb der EBIS/T⁺ mehr bewirkt. Bei höherem Magnetfeld wird der Abtransport der niedrig geladenen Ionen durch das starke Magnetfeld vermindert.

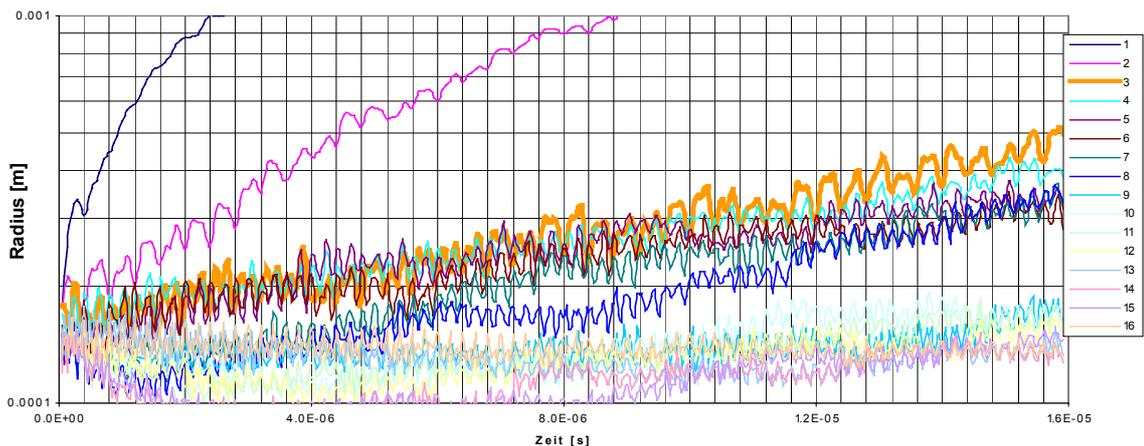


Abbildung 2-21 Drift der Ionen bei zusätzlicher anregender Frequenz von 5MHz (der Eigenfrequenz von Ar^{3+}).

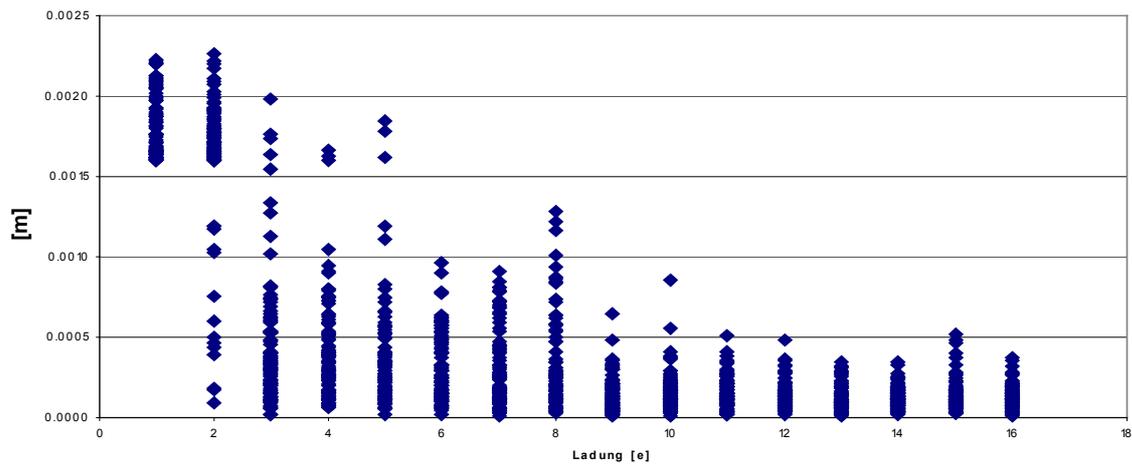


Abbildung 2-22 Position der einzelnen Ionen nach 15 μ s Simulation aus Abbildung 2-21

Vergleicht man mit und ohne Anregung dann erhöht die Anregung allgemein die Energie der Ionen. Für die hochgeladenen Ionen hat dies aber keinen sehr großen Einfluß auf ihre Position im Strahl, da die Haltekraft ($\sim Q \cdot U$) im Raumladungspotential sehr hoch ist. Ihre Energie verdoppelt sich hier zwar aber ihr Ladungszustand ist mehr als doppelt so groß wie der von einfach geladenen Ionen. Entscheidend ist wie viele niedrig geladenen Ionen man pro Zeit aus der Falle bzw. dem Elektronenstrahl entfernen kann. Mit der Anregungsfrequenz läßt sich regeln, bis zu welchem Ladungszustand man die Ionen aus der Falle werfen möchte. Ist die Stoßfrequenz in der Größenordnung der Anregungszeit so tritt der Energieaustausch zu rasch ein und die Anregung kann nur noch ein allgemeines Heizen der Ionen bewirken.

3. Experimenteller Aufbau der Pit-EBIS/T

Die Ähnlichkeiten zwischen Penningfalle und EBIS/T sind so augenfällig, daß es sich anbietet beide Apparaturen zu einer einzigen zu kombinieren (Penning Ion Trap Electron Beam Ion Source kurz: PitEBIS) und die Vorteile beider Systeme für neue bisher nicht machbarer Untersuchungen zu nutzen. So soll die Driftröhre einer EBIS als Penningfalle dienen. Die Erzeugung der nötigen Ionen bewerkstelligt das System der EBIS. Die Ionen können dann mit den etablierten Methoden aus der Fallenphysik [Beiersdorfer2] analysiert und manipuliert werden.

Der Kryostat

Für die Erzeugung des Magnetfeldes für die Ionenfalle wird ein ehemaliger NMR-Magnet (Kern- Spin- Resonanz) benutzt. Der hier benutzte Typ wird von Bruker (WH270) vertrieben und hat einen Kryostaten von Oxford Instruments. Die Typennummer orientiert sich an der Lamorfrequenz des Wasserstoffs bei seinem Arbeitsfeld (6.4 Tesla).

Diese Magneten haben eine Innenbohrung auf Raumtemperatur und Atmosphärendruck damit man schnell und einfach die NMR-Proben wechseln kann. Das Heliumreservoir wird mit drei voneinander vakuumisolierten polierten Kupferrohren von der Wärmestrahlung der Bohrung abgeschirmt. Der Kryostat besitzt ein flüssiges Stickstoffschild, welches das Helium nach außen hin vor der Wärmestrahlung schützt. Das Stickstoffreservoir wird gegen die Wärmestrahlung der Umgebung mit vielen Schichten dünner metallbeschichteter Kunststoffolie im Vakuum isoliert. Die große Oberfläche der Folie hat zur Folge, daß der Leitwert des Vakuumreservoirs extrem fällt und man deshalb etwa eine Woche mit einer Turbopumpe pumpen muß, bis man ein Isoliervakuum unter 5×10^{-5} mbar erreicht. Die Qualität des Isoliervakuum sowie der Reflexionsfaktor und die Sauberkeit der Kupferrohre wirkt sich sehr stark auf den Verbrauch an flüssigen Helium aus.

Für den Zweck einer Ionenfalle wurde das innerste Kupferrohr, das für die Isolation zur Umgebung dient, entfernt und das Rohr des stickstoffkalten Schildes durch ein ähnliches aus Kupfer, welches Bestandteil des Vakuumtanks wird, ersetzt. Dadurch erhält man mehr Platz in der Bohrung der supraleitenden Spule und kann zusätzlich die Kaltwand des Stickstoffschildes als Kryopumpe für Wasser nutzen.

Vor dem Einbau ist darauf zu achten, daß das Kupferrohr des Rezipients sauber und gut poliert ist. Es muß guten Wärmekontakt zu dem Aluminium des Stickstoffschildes haben damit eventuell anfallende Wärme im Bereich der Falle schnell abgeleitet werden kann. Wegen der guten Wärmeleitung ist dieses Rohr aus Kupfer. Außerdem erhält man einen hohen Reflexionsfaktor, wenn man das Kupferrohr wie einen Spiegel poliert.

Der Vakuumrezipient verjüngt sich von oben nach unten und kann so von oben in den Kryostat eingelassen werden. Dabei setzt er sich in die Bohrungen der Aluminiumplatten des Stickstoffschildes. Die Wärmeleitung des stickstoffkalten Teils zu dem Teil des Vakuumtanks, der auf Umgebungstemperatur ist, wird durch lange Wellbälge aus Edelstahl unterbunden. Sie sind sehr dünn, haben eine geringe Wärmeleitung und können auftretenden Spannungen durch ihre Elastizität ausgleichen. Während des Abkühlens des Stickstoffschildes schrumpfen Aluminiumplatten auf das Kupferrohr des Hochvakuumrezipients, ermöglichen so einen guten Wärmekontakt und halten die Enden des Kupferrohres auf flüssiger Stickstofftemperatur.

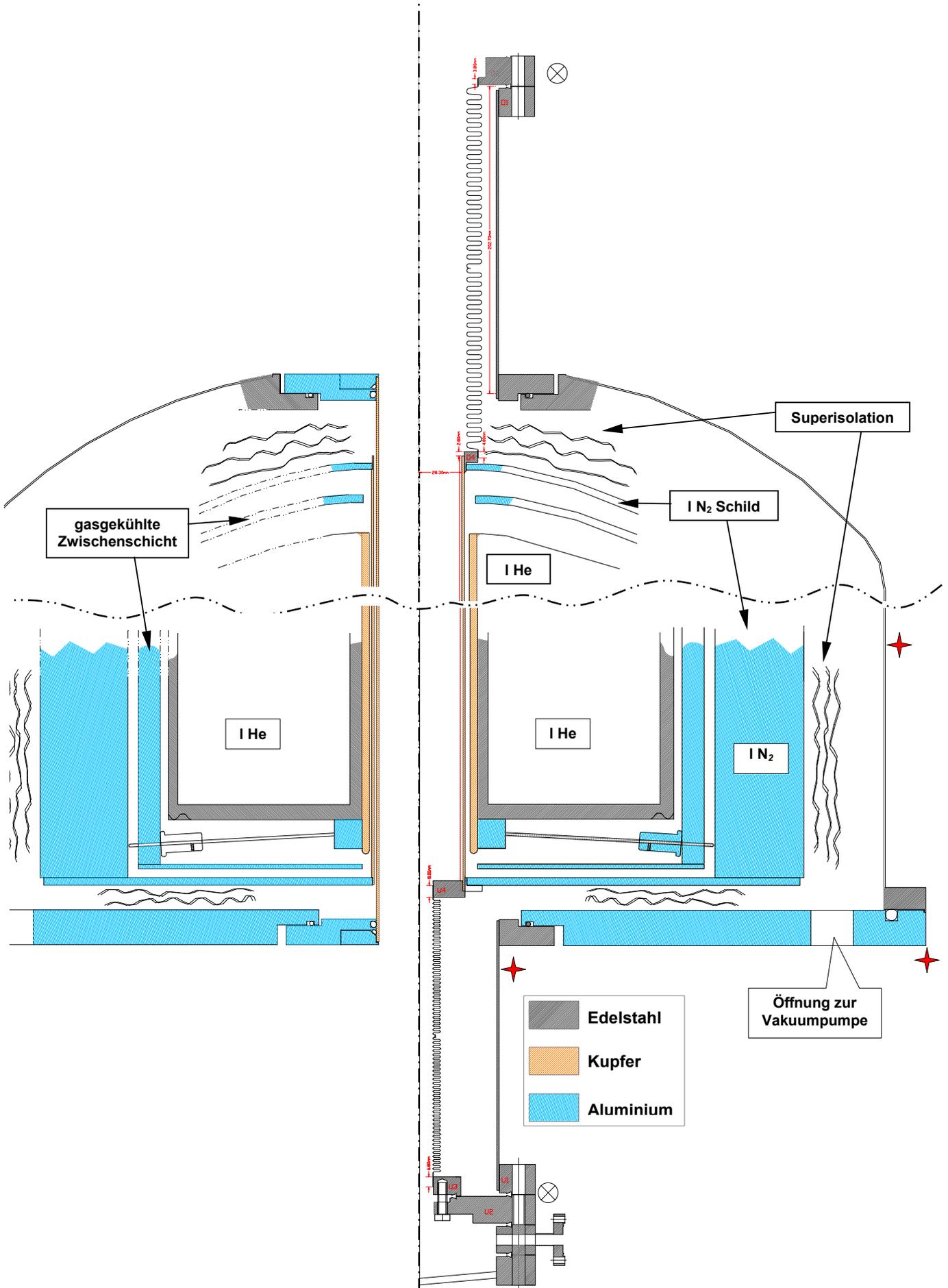


Abbildung 3-1 Einbau des Hochvakuum-Rezipienten in den NMR-Kryostat

Während der Hochvakuumteil mit Kupferdichtungen verschlossen wird, genügen für das Isoliervakuum Gummidichtungen. Nur an den Übergängen des Hochvakuumteils zum Isoliervakuum, in Abbildung 3-1 mit \otimes gekennzeichnet, wurde eine Metaldichtung benutzt um ein Ausheizen des warmen Teils des Hochvakuumtanks zu ermöglichen.

Die Standzeit des Kryostats von etwa 3 Monaten mit einer Füllung von ca. 60 Litern flüssigen Heliums konnte so trotz der Umbauten erhalten bleiben.

Welche Auswirkungen eine Wärmequelle in der Fallenregion auf die Temperatur und den Vakuumdruck hat zeigt Abbildung 3-2. Über mehr als 6 Stunden wurde durch Heizen einer Titanwendel mit 16 Watt Energie in das Kupferrohr des Stickstoffschildes geführt. Die Temperatur wurde mit einem in das Kupferrohr eingebauten Thermoelement gemessen und gleichzeitig der Gasanfall mit einem Ionisationsmanometer festgehalten. Die Temperatur in dem Rohr steigt dabei um 50 K bis sie dann relaxiert und sich ein Gleichgewicht einstellt, in dem die zugeführte Energie gleich der durch das Kupferrohr abgeführten Energie ist. Unterschiedliche Zeitkonstanten für Erwärmung wie Abkühlung entstehen durch die unsymmetrische Position des Thermoelements zwischen Wärmequelle und Stickstoffschild. Die 16 Watt entsprechen einem Elektronenstahl von 16 mA, der bei 1000 eV auf die Wand treffen würde. Die Messung zeigt, daß auch ein solcher angenommener Unfall keine Gefahr der Zerstörung der Supraleitung darstellt. Allerdings sind die 16 Watt schon die obere Grenze, die man dem System zumuten sollte, denn der Verbrauch an Helium nimmt dann deutlich zu, was sich in einer Vereisung des Abgasrohres bemerkbar macht.

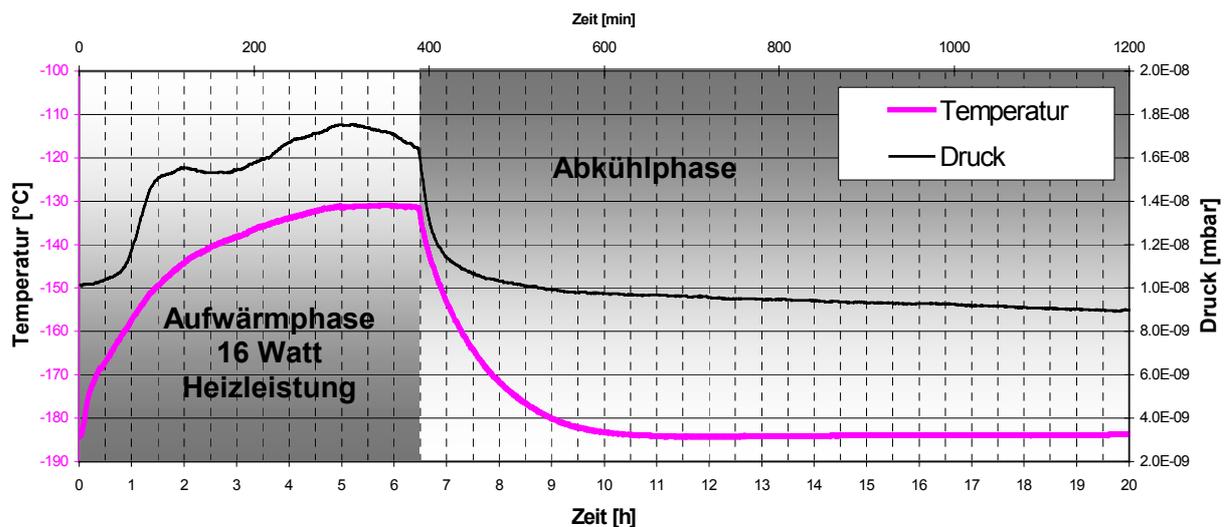


Abbildung 3-2 Auswirkungen einer Wärmequelle auf das Stickstoffschild und das Vakuum

Bei einer zugeführten Leistung von 6 Watt relaxiert die Temperatur nach einem Anstieg um 12 Kelvin. Dies ist die Situation, wenn eine Kathode im Inneren über lange Zeit betrieben wird. Im Experiment wurde dabei zwar ein Anstieg des Grundvakuums und der Temperatur im Vakuumtank festgestellt, aber ein Anstieg des Verbrauchs an flüssigen Helium konnte nicht beobachtet werden. Führt man 5 Minuten lang 40 Watt Leistung zu, so steigt die Temperatur im Innern des Rohres um 100 Kelvin. Dies entspricht der Situation, wenn Titan in dem Rohr verdampft wird. In 1½ bis 2 Stunden kühlt sich das Rohr wieder ab. Nach 4 Stunden ist es wieder vollständig kalt.

Das Magnetfeld

Die Spule des Kryostats kann bei einem maximalen Strom von ca. 23 A eine Feldstärke im Inneren von etwa 6.3 Tesla erzeugen. Die Feldstärke läßt sich aus dem Strom in den supraleitenden Spulen errechnen, wenn man ihre Form kennt. Man kann auch durch Messen der Feldstärke an markanten Stellen außerhalb des Kryostats messen und dann die Feldstärke im Zentrum der Spule hoch skalieren. Da die Form der Spulen aber nicht bekannt war, wurde im Vorfeld des Experiments das Magnetfeld auf der Achse des Kryostats mit einer auf einer Motorschiene gefahrenen Hallsonde gemessen. Aus diesem charakteristischen Verlauf läßt sich mit INTMAG ein fiktives Spulensystem rekonstruieren, welches diesen Verlauf simulieren kann. Über dieses Spulensystem läßt sich wiederum mit INTMAG das Feld an einem beliebigen Punkt im Raum berechnen.

Nun skaliert man den Strom in dem fiktiven Spulensystem bis die errechneten Werte an den markierten Punkten mit den gemessenen übereinstimmen. Dann kann man mit dem so erhaltenen Spulenstrom das Magnetfeld im Inneren des Kryostats errechnen. Der angegebene Wert von 1.7 Tesla weiter unten wurde auf diese Weise bestimmt, da beim Laden des Magneten die Anzeige des Stromes nicht präzise arbeitete. Die benutzten markanten Punkte sind in Abbildung 3-1 und Abbildung 3-16 mit einem vierzackigen Stern gekennzeichnet. Der Symmetriepunkt des Magnetfeldes auf dem Außenrand des Kryostats ist im allgemeinen schon alleine für eine gute Messung ausreichend.

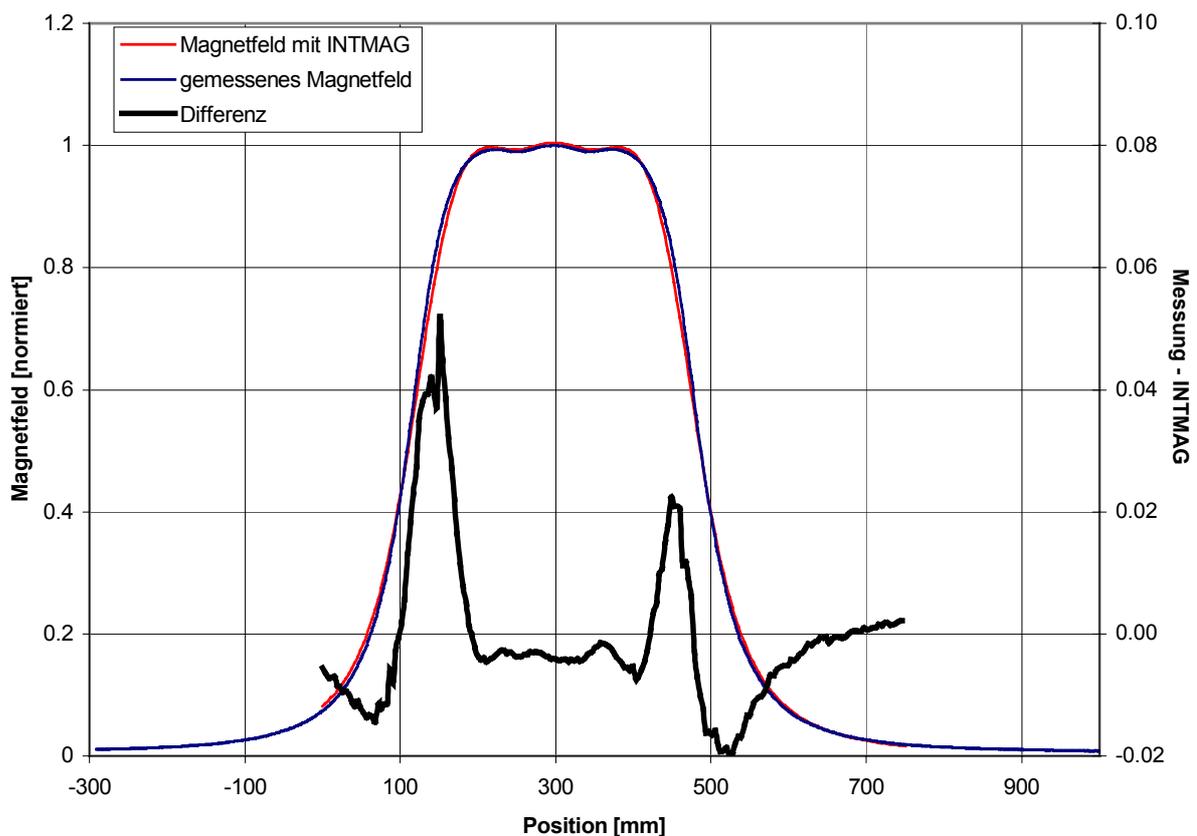


Abbildung 3-3 Der gemessene Magnetfeldverlauf auf der Achse des Kryostats verglichen mit einem mit INTMAG rekonstruierten Verlauf

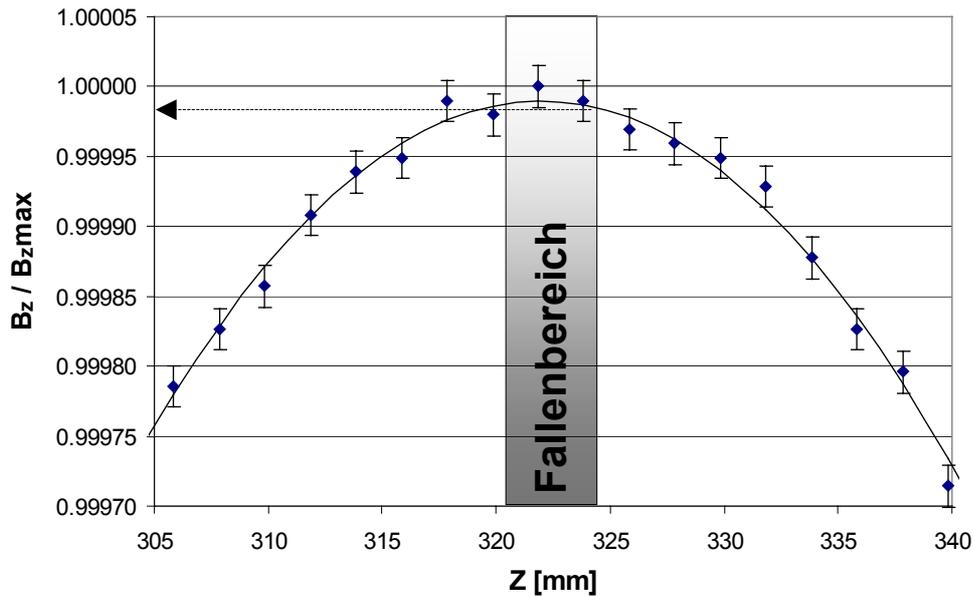


Abbildung 3-4 Magnetfeld im Bereich der Präzisionsfalle

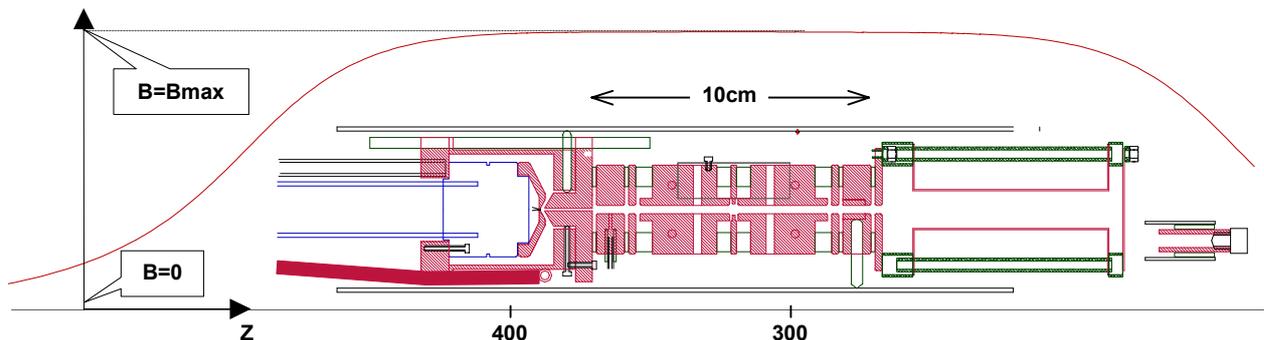


Abbildung 3-5 Einbettung der Elektronenkanonen und der Falle in das Magnetfeld

Die Homogenität der NMR-Magneten soll im allgemeinen über ein Volumen von 1 cm^3 gewährleistet sein. Dazu werden Korrekturspulen, die sogenannten Shimcoils, benötigt. Der WH270 besitzt neun Spulen zur Manipulation des quadratischen Anteils in Richtung der Achse (Z^2), der linearen Magnetfeldkomponenten in x- und y- und z-Richtung (X, Y, Z) sowie der kombinierten Anteile (XZ, YZ, XY, X^2-Y^2). Bei den Vormessungen wurden auch die Korrekturspulen des Magneten ausgemessen. Während des Ladens der Hauptspule (Z_0) müssen die Korrekturspulen in regelmäßigen Abständen durch die supraleitenden Schalter gelöscht werden, da sie sich durch Induktion mit aufladen und ihr Gegenfeld das Laden der Hauptspule stört. Weil die Korrekturspule Z^2 parallel zu der Hauptspule angeordnet ist, induzieren schon kleine Änderungen in der Hauptspule hohe Ströme in diese Korrekturspule. Das Resultat ist nach dem Laden im allgemeinen eine nicht kompensierte quadratische Komponente wie sie in Abbildung 3-3 deutlich zu erkennen ist. Durch geringes Überladen der Hauptspule und danach „zurückfahren“ des Hauptfeldes auf den gewünschten Wert läßt sich dieser Effekt weitestgehend minimieren. Dieser Weg zum Entladen der Korrekturspule Z^2 ist empfehlenswert, denn die Hauptspule und die Komponente Z^2 koppeln so

stark, daß ein einfaches Entladen der Z^2 Spule über den supraleitenden Schalter das Magnetfeld der Hauptspule beeinträchtigt. Die Homogenität der axialen Komponente konnte im Bereich der Präzisionsfalle auf besser als 2×10^{-6} eingestellt werden. Eine genauere Analyse wie in Abbildung 3-4 ist mit einer einfachen Hallsonde nicht möglich. Die Unsicherheit der Messung wird hier von der digitalen Auflösung des Multimeters und der Halterung der Sonde bestimmt.

Abbildung 3-5 zeigt wie die Kanone, die Falle und die Extraktion in das Magnetfeld eingebettet sind. Das Magnetfeld variiert über den gesamten Bereich von Kanone bis Extraktion weniger als 1%. Vergleiche dazu auch Abbildung 3-6.

Die Konstruktion der Falle

Das System aus Elektronenkanone und Falle wird von oben an einer Gewindestange hängend in den Vakuumtank eingelassen. Die genaue Position im Magnetfeld wird an einer Mutter der Gewindestange, die an einer Querstange in Höhe der Spannungsdurchführungen etwa 80 cm über dem Kryostat eingehängt wird, eingestellt. Drei gleich lange Glasstempel zentrieren von der Anode bis zum letzten Linsenelement das System im Kupferrohr. Die Falle ist so konstruiert, daß sie für den Betrieb als Ionenquelle geeignet ist sowie für Präzisionsexperimente an Ionen als Falle benutzt werden kann. Dafür ist die Driftröhre in mehrere Segmente unterteilt, die in Sandwichbauweise mit Spannschrauben übereinander gehalten werden. Mit vier Abstandhaltern aus Aluminiumoxid wird jede Schicht voneinander elektrisch getrennt. Die Längen der Abstandhalter müssen sehr exakt geschliffen sein, damit alle vier Stempel gleichmäßig stützen. Radial werden die Al_2O_3 Stempel in einer eingelassenen Vertiefung, die in die Ringelektroden eingedreht wurde, gehalten. In die viergeteilten mittleren drei Segmente der Driftröhre, bestehend aus der Präzisionsfalle und den oberen wie unteren Quadrupolelektroden, mußten diese Vertiefungen hineingedreht werden bevor sie gevierteilt wurden. Die Viertel der Quadrupole werden mit Scheiben aus Vespel (Polyamid) elektrisch isoliert und tangential ausgerichtet (Abbildung 3-6 unten rechts). Das Vespel verhindert ein Verschieben der Quadrupolsegmente. Zusätzlichen Halt bekommt die Konstruktion durch Druck der Spannstrangen des Sandwich auf die Vespel-elemente. Der Druck auf das Zentrum der Falle kann mit einer kleinen in das Vespel eingelassenen Schraube angepaßt werden. Um das Zusammensetzen der gevierteilten Elektroden etwas zu erleichtern, können diese mit Halteschrauben in einer Al_2O_3 -Hülse quer zueinander immer paarweise zusammengehalten werden. Nach der Montage der Spannstrangen können diese Halteschrauben wieder entfernt werden. Dieses System der Montage zeichnet sich bei hoher Vakuumtransparenz und geringer elektrischer Kapazität durch eine hohe Stabilität und selbständige Zentrierung aus.

Die Präzisionsfalle wurde so entworfen, daß die großen Quadrupolelektroden als Endelektroden der Präzisionsfalle das Potential in der Fallenmitte möglichst hyperbolisch formen. Das ist immer dann der Fall, wenn das Verhältnis zwischen Durchmesser und Länge der Falle gerade die quadratische Wurzel aus 2 ergibt. Hier hat die Falle einen Durchmesser von 4 mm bei einer Länge von ca. 3 mm.

Aufgrund der großen Öffnung von 3 mm Durchmesser in den Fallendeckeln mußte das Design numerisch mit dem Programm IGUN angepaßt werden.

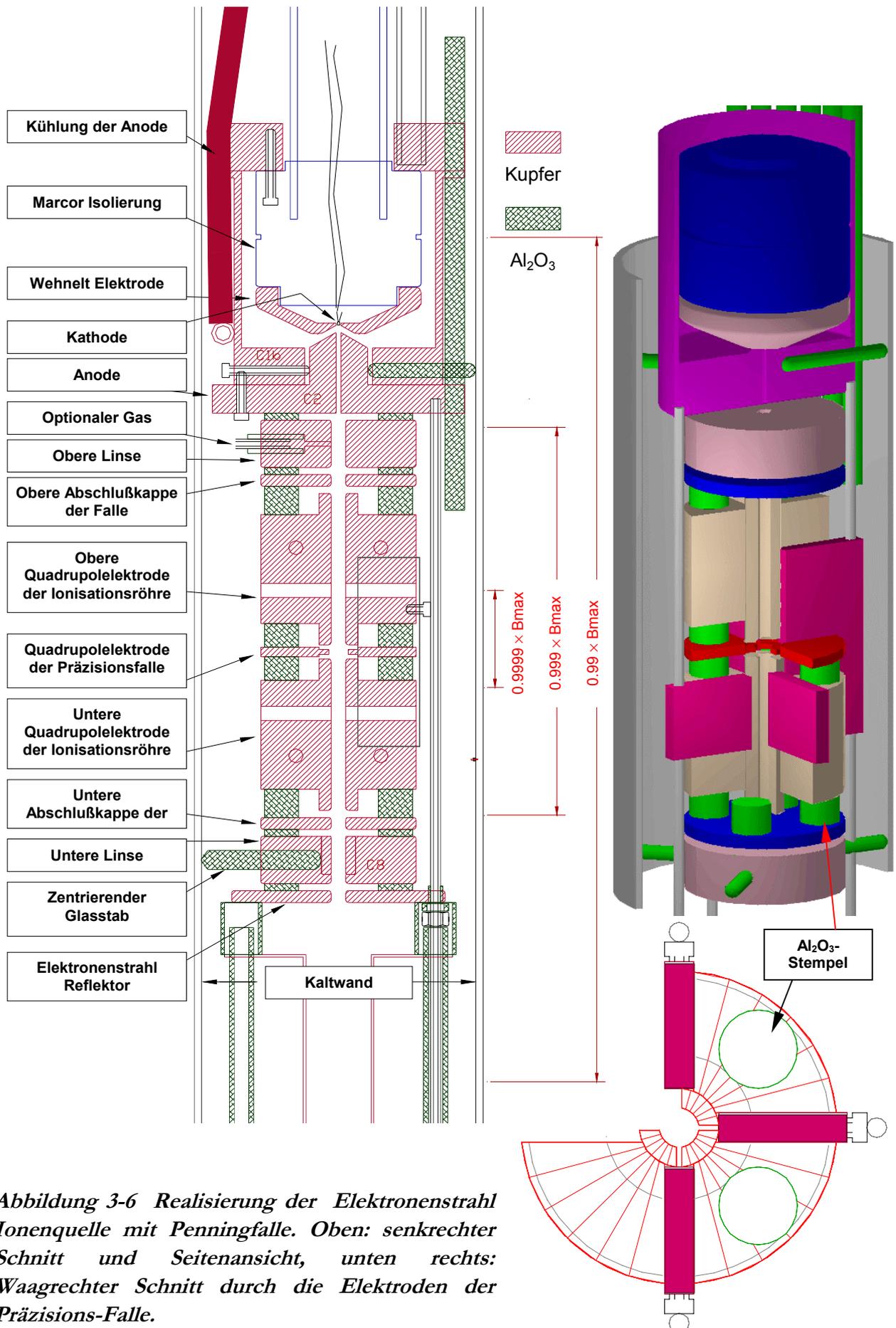


Abbildung 3-6 Realisierung der Elektronenstrahl Ionenquelle mit Penningfalle. Oben: senkrechter Schnitt und Seitenansicht, unten rechts: Waagrechter Schnitt durch die Elektroden der Präzisions-Falle.

Die Driftröhre hat einen Durchmesser von 3 mm und ist ca. 7 cm lang. Zwischen Anode und Abschlußkappe der Falle wurde noch eine Linse installiert, die einen Durchgriff des Anodenpotentials in den Fallenbereich verhindern soll oder für den Reflexbetrieb der Elektronenkanone eine Manipulationsmöglichkeit am Elektronenstrahl bieten soll, bevor dieser auf der Anode endet. Eine gleiche Linse befindet sich auf der Extraktionsseite zum Fokussieren der Ionen oder zum Beeinflussen der Reflexion des Elektronenstrahls an dem darauffolgenden Repeller oder Elektronenstrahlreflektor.

Die Elektronenkanone

Die Kathode der Elektronenkanone besteht aus einem plan geschliffenen LaB_6 Kristall mit einem hohen Emissionsvermögen von bis zu 50 A/cm^2 . Die Kathode hat einen Durchmesser von 0.5 mm und ist zwischen zwei Backen aus Graphit eingepreßt. Die Halterung und die Klemmung bewerkstelligen zwei temperaturbeständige Drähte. Die Stromversorgung zum Heizen der Kathode wird über zwei Paare von Kupferkabeln mit 0.8 mm^2 Querschnitt durch die Klemmung gewährleistet. Die Kathode sitzt in einer Bohrung von 1 mm Durchmesser in der Wehneltelektrode. Kathode und Wehnelt sind zusammen auf einem Block aus Marcor montiert. Auf ihm können Kathode und Wehnelt gegeneinander über Stellschrauben unter dem Mikroskop zentriert werden (Abbildung 3-7).

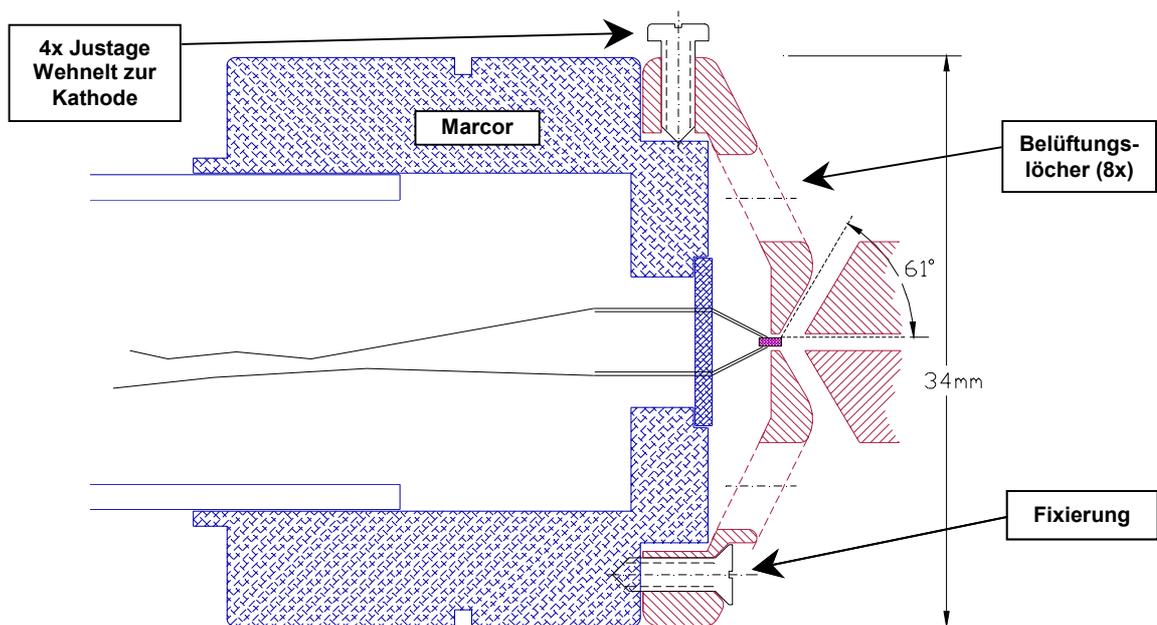


Abbildung 3-7 Montage der Kathode mit Wehneltelektrode und Anode

Die Wehneltelektrode mit 1 mm Durchmesser umschließt die 0.5 mm Durchmesser messende Kathode mit einem Winkel von 61° , der kleiner ist als der Piercewinkel [Pierce]. Sie wird negativer als die Kathode betrieben. Dadurch kann durch die richtige Wahl des Potentials auf dem Wehnelt ein virtueller Piercerand (mit dem korrekten Piercewinkel von 67.5°) am Kathodenrand erzeugt werden. Dies ermöglicht dann eine gleichmäßige plane Emission von der Kathodenoberfläche.

Das Kathode-Anode System befindet sich komplett in dem nahezu maximalen axialen Magnetfeld des Kryostaten. Der Durchmesser des Strahls wird durch das Magnetfeld konstant

gehalten. Das Piercedesign minimiert den sogenannten Ripple des Strahls. Damit ist die Ladungsverteilung im Strahl eine Konstante und aufgrund des festen Durchmessers des Strahls läßt sich auch eine zuverlässige Aussage über seine Stromdichte machen.

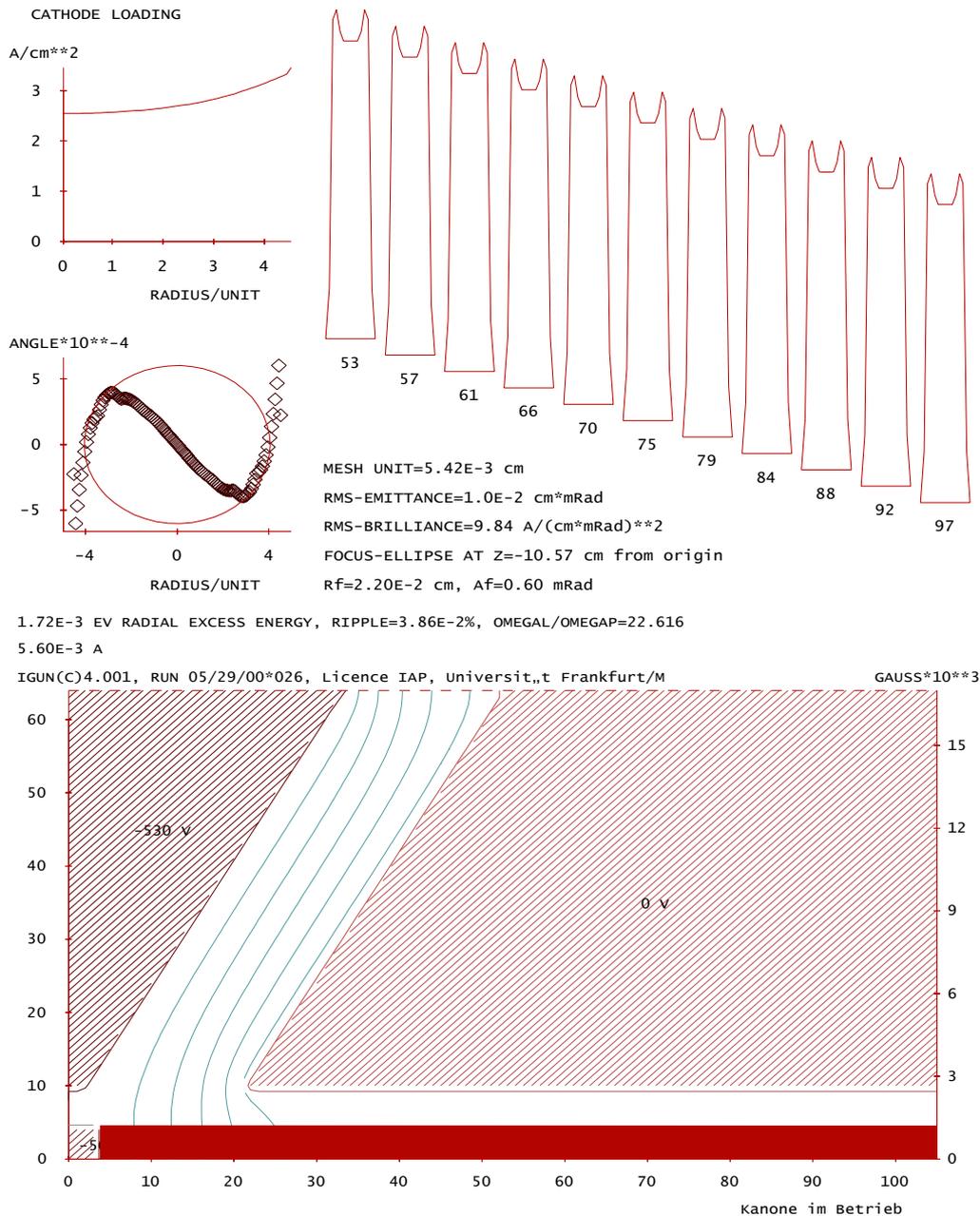


Abbildung 3-8 Simulation der Elektronenkanone mit IGUN

Abbildung 3-8 zeigt eine Simulation des Anode-Kathodesystem mit [IGUN]. Der Abstand zwischen Anode und Kathode wurde so angepaßt, daß sich die in Abbildung 3-9 gemessene Emissionslinie mit den Werten aus Simulationen mit verschiedenen Wehneltspannungen deckt.

Die Emissionsspannung zwischen Anode und Kathode kann unabhängig von der Elektronenenergie des Strahls im Ionisationsraum eingestellt werden.

Benutzt man die Elektronenkanone mit reflektiertem Strahl, kann der Elektronenstrahl unterschiedlich lang gestaltet werden, da sich jede Elektrode der Falle prinzipiell als Reflektor

anbietet. In der Betriebsart mit reflektiertem Strahl pendeln die Elektronen so lange zwischen Repeller und Kathode hin und her bis sie durch Driften in radialer Richtung an der Anode abgestreift werden. Damit ist der maximale Durchmesser des Strahls auch in dieser Betriebsart bestimmt – nämlich durch den Durchmesser der Anode, der engsten Elektrode mit 1 mm Durchmesser im Strahlweg.

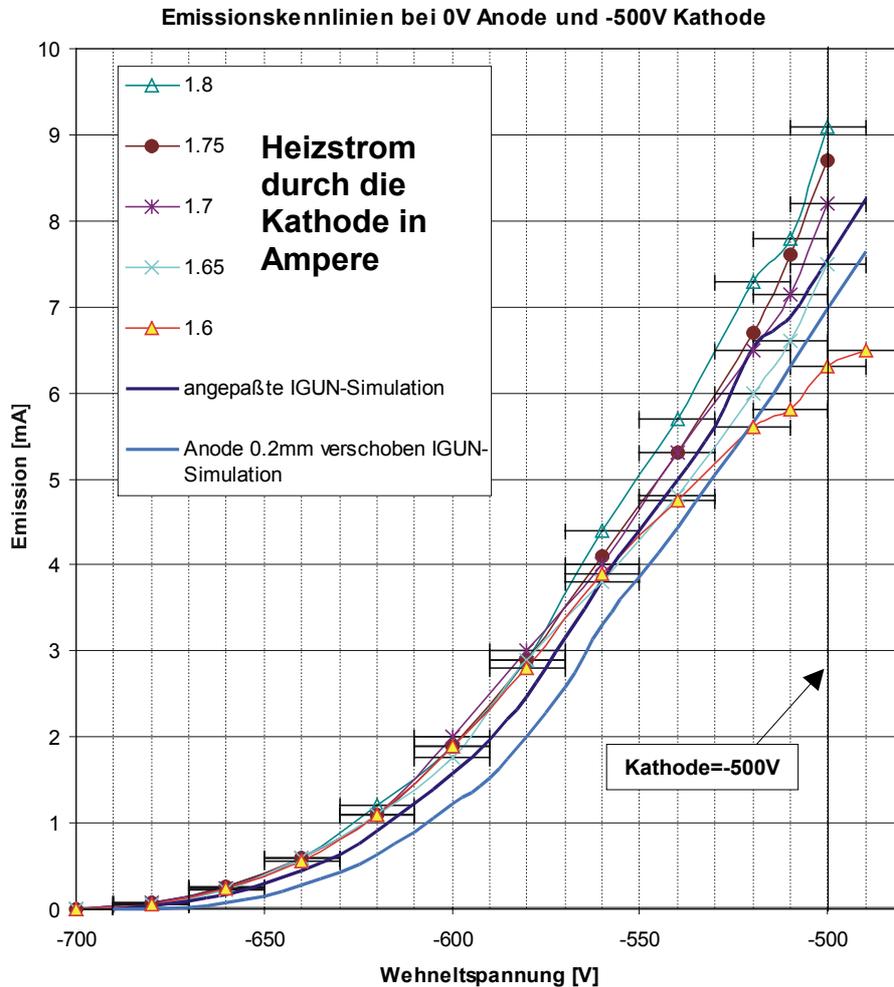


Abbildung 3-9 Emissionskennlinien bei 0 V an Anode und Kathode auf -500 V

Eine Verschiebung der Emissionslinie erhält man, wenn der Abstand zwischen Anode und Kathode verändert wird. Exemplarisch ist in Abbildung 3-9 eine solche Linie für einen um 0.2 mm verlängerten Abstand zwischen Anode und Kathode eingezeichnet. Die Simulation darf an dieser Stelle an die Meßwerte angepaßt werden, weil nach dem Aufsetzen der Anode der wirkliche Abstand zwischen Anode und Kathode nicht mehr überprüft werden kann. Auch wenn die Einzelteile der Kanone exakt gefertigt sind, so schrumpft der Korb der Anode über die Marcorhalterung des Kathode-Wehnelt-System und der Abstand verringert sich. So ist zu erklären, daß die Simulation einen Abstand von 1 mm bestimmt aber die Konstruktion mit 1.5 mm vorgenommen wurde.

Während der Anregung über die Wehneltelektrode bewegt sich die Emission auf der Kennlinie in Abbildung 3-9. Im allgemeinen wurde die Anregung immer an dem Punkt 530 V Spannung an Wehnelt und 1.65 A Heizleistung betrieben. Die Heizleistung liegt weit unter dem was

die Kathode maximal vertragen kann, die Emission befindet sich hier bei 500 V Kathoden-Anodenspannung aber trotzdem schon im raumladungsbegrenzten Bereich. Eine geringere Heizleistung wirkt sich immer positiv auf die Lebensdauer der Kathode aus und bringt weniger Wärme in das System.

Wird die Elektronenkanone mit 1000 V Kathoden-Anodenspannung betrieben, dann muß die Heizleistung erhöht werden um nicht in einen Sättigungsbereich der Kathode zu gelangen. Die Kathode muß entsprechend heißer sein um für die stärkere Beschleunigung genügend Elektronen nachliefern zu können. Abbildung 3-10 zeigt das Emissionsverhalten bei unterschiedlicher Wehneltspannung für diesen Fall.

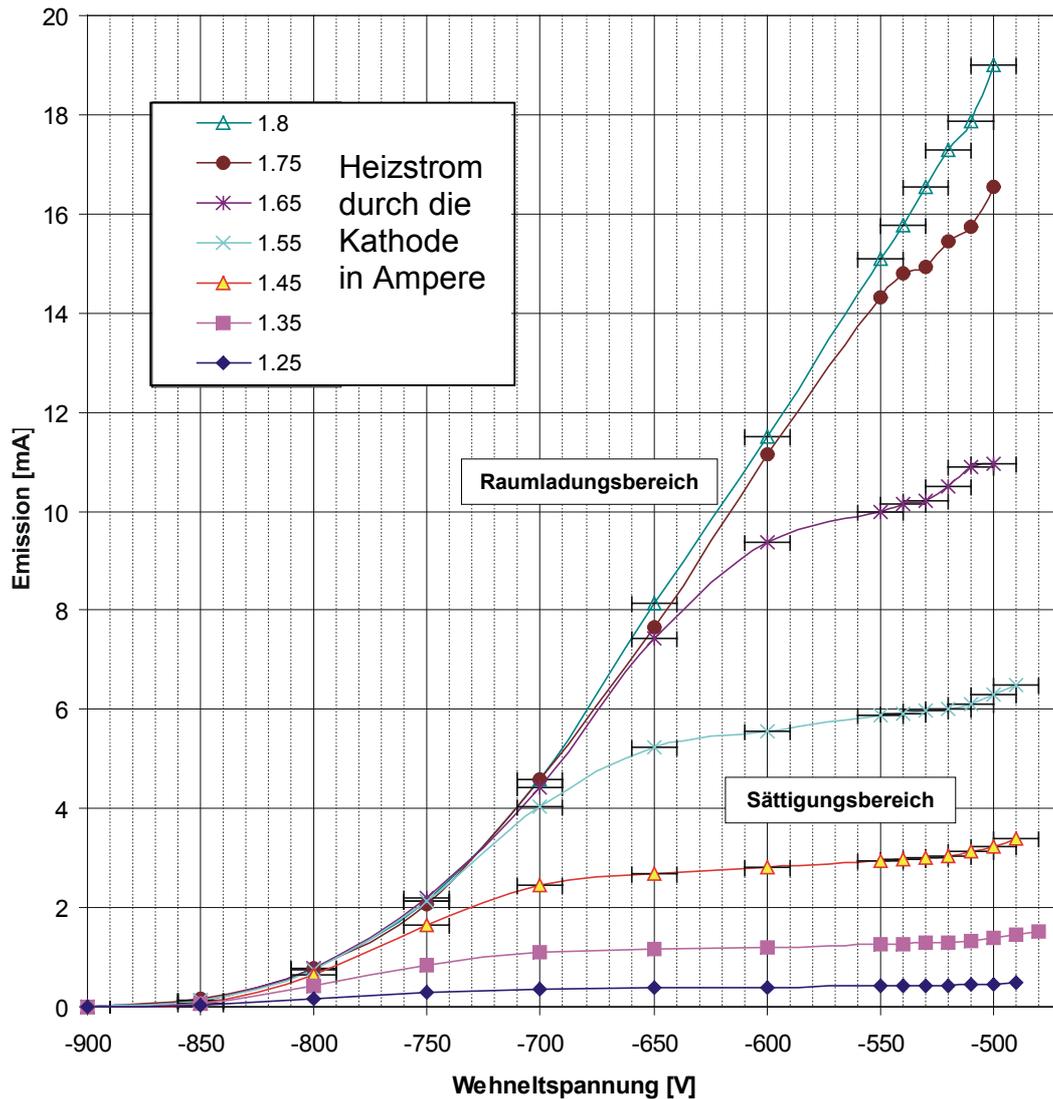


Abbildung 3-10 Emissionskennlinien bei 0 V an Anode und Kathode auf -1000 V

Ist die Amplitude der Anregung an der Wehntelektrode groß, so verändert sich das Strahlprofil von zunehmender Stromdichte von innen nach außen zu zunehmender Stromdichte von außen nach innen. Der Strahl wechselt dann bei Modulation der Wehneltspannung von einem Gaußähnlichen Profil zu einem invers Gaußähnlichen Profil und zurück.

Die Extraktionsbarriere

Benutzt man die Falle als lange Ionisationsröhre einer Ionenquelle, dann werden alle drei viergeteilten Elektroden auf gleiches Potential gelegt und dünne Abschlußkappen übernehmen den Einschub der Ionen in Axialer Richtung. Diese Elektroden sind bewußt so schmal gehalten, damit nur wenige Ionen auf ihrem Potential entstehen können und somit die Geburtsenergie der Ionen bei der Extraktion unabhängig von dem Barrierepotential bleibt.

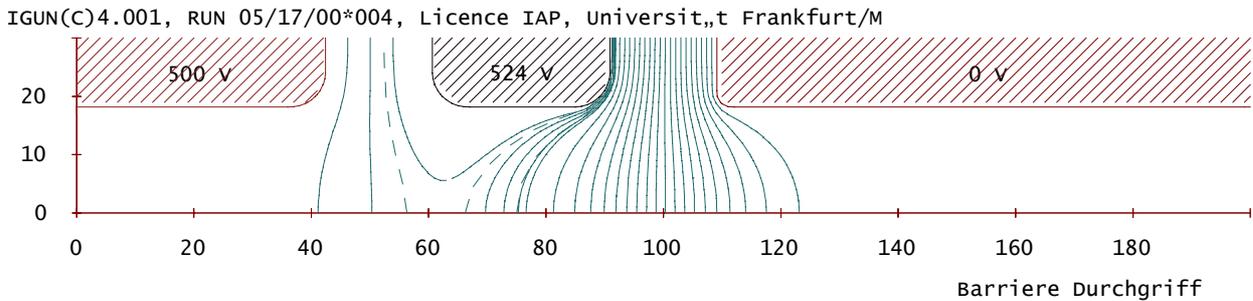


Abbildung 3-11 Der Durchgriff der Extraktionsröhre bestimmt das Potential der Extraktionsbarriere

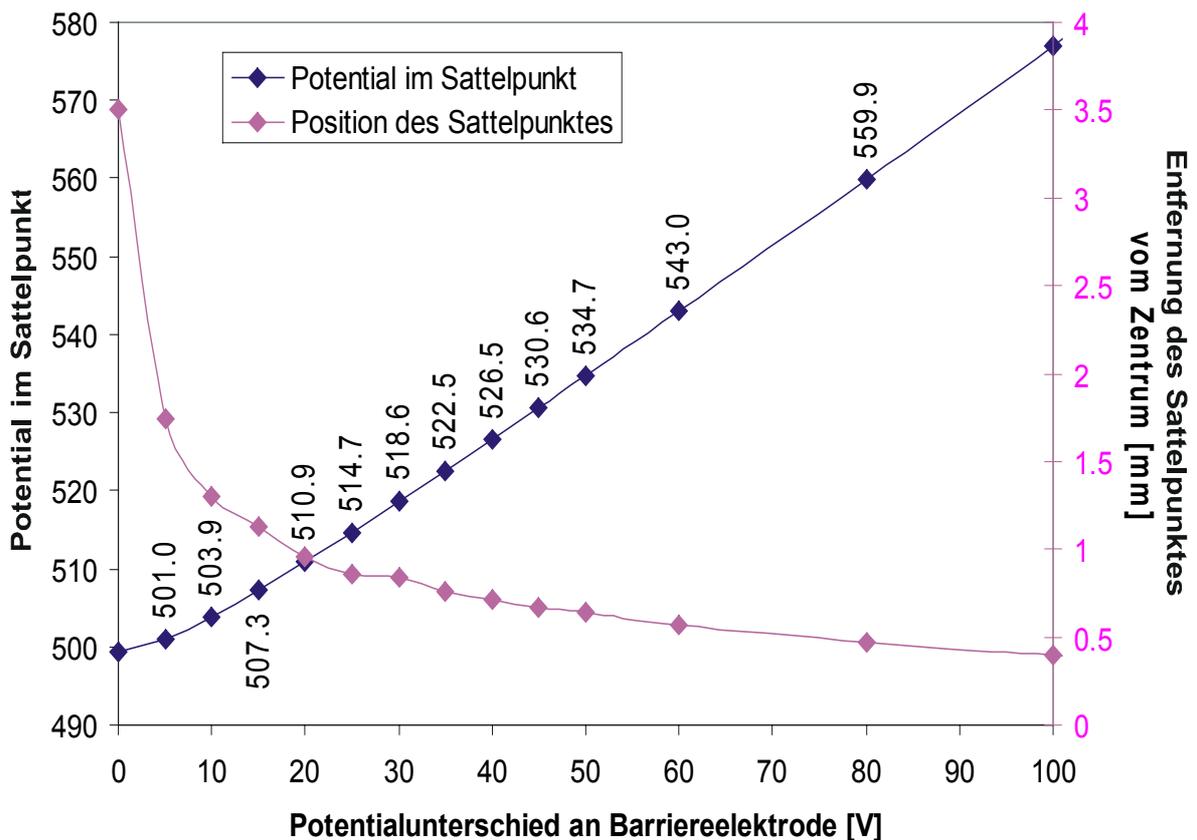


Abbildung 3-12 Potential und Position der Extraktionsschwelle für verschieden angelegte Spannungen an der Barriereelektrode

Nur wenige Ionen von der Barriere können zu den extrahierten Ionen einen Betrag leisten. Der Vorteil dieser schmalen Elektroden wird mit dem Umstand erkaufte, daß das Potential der Extraktionslinse mit seinem Durchgriff die Barrierenspannung schwächt. Die Schwelle, über die Ionen extrahiert werden, ist dadurch niedriger als die Spannung, die an die Barriereelektrode angelegt wird. Da der Wert der Potentialschwelle aber für die Analyse der Ionen interessant ist, ist der Durchgriff in der Abbildung 3-11 und Abbildung 3-12 genauer untersucht worden. Bei unsymmetrischer Potentialbelegung um die Barriere bewirkt der Durchgriff der Extraktionsröhre zusätzlich noch eine Verschiebung des Sattelpunktes. Die Werte für den hier benutzten Fall der Extraktionsröhre auf Erdpotential und der Ionisationsröhre auf +500 V sind hier dargestellt.

Das Analysesystem

Für die Analyse der extrahierten Ionen wird ein um 90° umlenkender Magnet mit einem Polschuhdurchmesser von 5 cm benutzt. Nach 90° wirkt der Magnet fokussierend für nahezu parallel eintreffende Strahlen [Wollnik], [Großer]. An der Stelle des Fokus wird eine Schlitzblende mit 0.5 mm Breite installiert. Ca. 20 cm nach der Schlitzblende befindet sich eine Faradaytasse bzw. ein Einzelteilchenzähler mit einer zweiten Schlitzblende von 1 mm Breite. Die Elektronen werden schon in dem Streufeld des Analyse magnets auf die Wand der Magnetkammer gelenkt.

Damit das Magnetfeld optimal für die Analyse auch schwerere Ionen ausgenutzt werden kann wird etwas von der Symmetrieachse versetzt in das Feld eingeschossen. Dadurch haben die Ionen eine längere Bahn in dem Feld und werden stärker abgelenkt.

Ein Linse-Ablenksystem auf halben Weg von der Falle zur Magnetkammer gestattet eine Anpassung des Strahlweges zum Nachweis. Durch Temperaturspannungen verändert die supraleitende Spule oder Kryostat und Falle ihre Ausrichtung. Gerade nach einem neuen Befüllen des flüssigen Stickstoffreservoirs verändert sich der Strahlweg der Ionen. Mit dem Ablenksystem können solche Dejustierungen ausgeglichen werden.

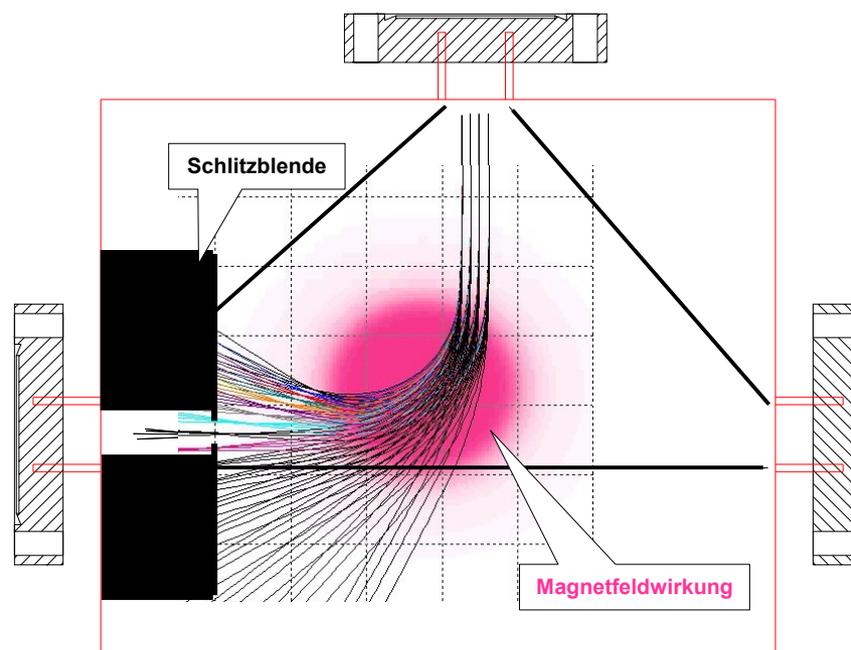


Abbildung 3-13 Trajektorien durch den Analyse magneten.
Hier: Ar^{1+} - Ar^{18+} gleicher Energie

Abbildung 3-14 zeigt die Energiedispersion des Analyse magneten. Dazu wurde die Ionisationsröhre auf unterschiedliches Potential gelegt und beobachtet wie sich die Spitzen der Ionenströme in den Spektren verschieben. Um Effekte der Hysterese zu vermeiden wurden die Spektren immer von schwachen zu starkem Feld aufgenommen. Auch bei späteren Messungen mit einer Hallsonde wurde ähnlich vorgegangen, denn Hysterese kann in der Meßwerterfassung nicht ausgeschlossen werden.

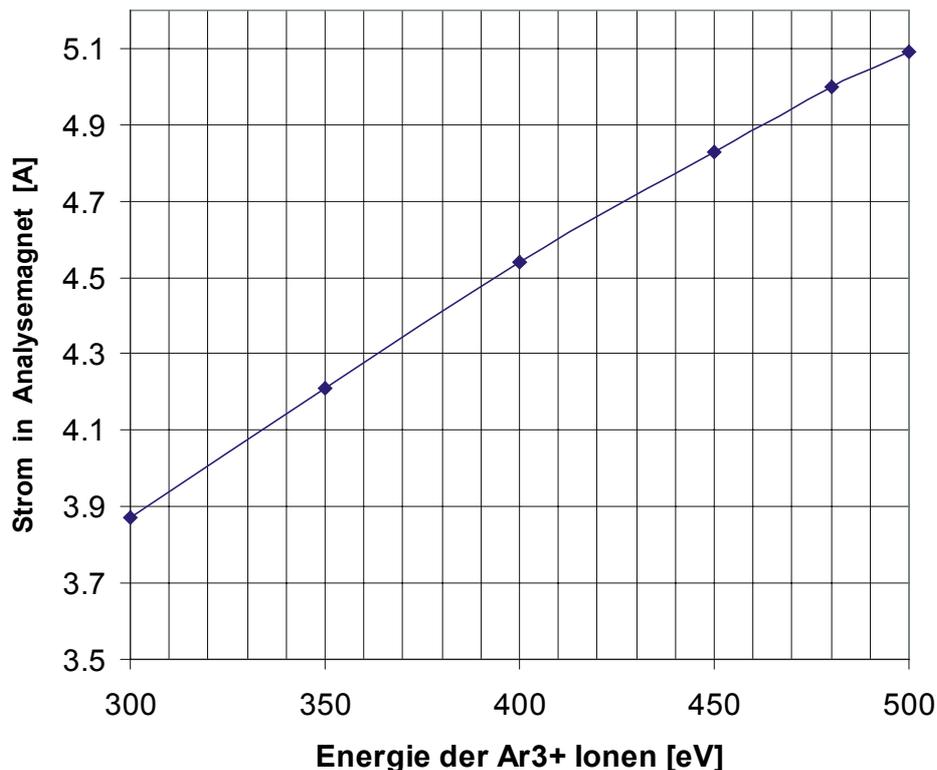


Abbildung 3-14 Energiedispersion des Analyse magneten

Elektronik

Die elektrische Versorgung aller Elektroden der Falle und der Kanone erfolgt innerhalb des Vakuums durch mit Kapton isolierten Kupferdrähten von oberhalb des Kryostats. Die Durchführungen befinden sich etwa 80 cm über dem Kryostat auf der Höhe der Aufhängung der Falle. Alle Elektroden können verkabelt werden bevor die Falle an dem oberen Teil des Vakuumentanks in den Kryostat eingelassen wird. Die Hochspannung mit Kathodenheizung der Kanone ist zusätzlich, getrennt von den anderen Kabeln, in einem Al₂O₃ Rohr bis in die Marcorhalterung der Kathode mit Wehnelt geführt. Dies erlaubt eine Spannungsfestigkeit bis -15 kV für die maximale Elektronenstrahlenergie.

Um die Abstrahlung der Kabel während der Dipolanregung gering zu halten wurden die vier Zuleitungen der großen Quadrupole jeweils zu einem 4fach-Kabel miteinander verdrillt. Die Elektroden des Quadrupols der Präzisionsfalle sind mit geschirmten 50 Ohm Kabeln (Firma Caburn, polyimidbeschichtet) kontaktiert. Zwei von den vier Kabeln werden zusätzlich über 50 Ohm Durchführungen aus dem Vakuumentank geführt, um an der Falle detektieren zu können.

Die Anregung des Elektronenstrahls erfolgt über die Zuleitung zu der Wehnelt Elektrode. Ein Frequenzgenerator sorgt für die Modulation der Hochspannungsversorgung. An der Vakuumdurchführung wird die Modulation eingekoppelt. Ein Kondensator trennt dabei den Frequenzgenerator von der Hochspannung.

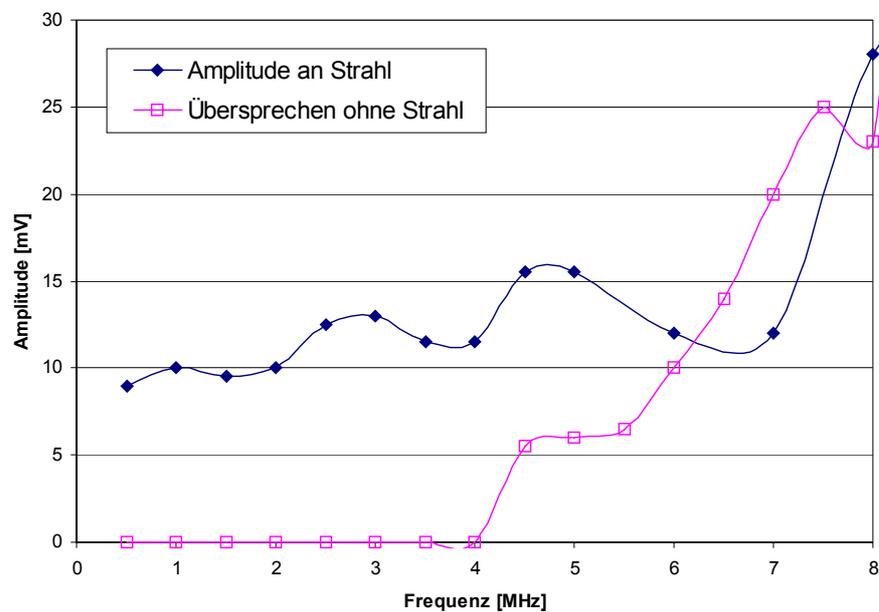


Abbildung 3-15 Wirkung der Modulation an der Wehnelt Elektrode auf den Elektronenstrahl

Für die Dipolanregung wird der Ausgang des Frequenzgenerators über induktive Übertrager mit speziellen Hochfrequenz-Ferriten symmetrisiert und direkt (mit +/-) an die langen Quadrupole gegeben.

Die übertragenen Amplitude sind bis 10 MHz relativ gut proportional zu der eingespeisten Leistung. Über 10 MHz werden die Signale durch Reflexionen an den Elektroden und Übersprechen verzerrt. Abbildung 3-15 zeigt die Modulationsamplitude des Elektronenstrahls, dessen Strom an der Fokussier- und Ablenkeinheit vor der Magnetkammer auf einem Oszillograph sichtbar gemacht wird. Hier kann überprüft werden, ob der Elektronenstrahl der Anregung folgt. Man beobachtet eine Verzerrung, wenn die Wehnelt Elektrode nicht negativ genug gesetzt ist. Dies folgt direkt aus den Abbildung 2-1 und Abbildung 3-10 wenn man den nichtlinearen Teil der dort abgebildeten Kennlinien erreicht. Als Vergleich ist das direkte Übersprechen von der Einspeisung auf die Elektrode des Strommonitors eingetragen. Ab 6 MHz überwiegt das Übersprechen so stark, daß eine Kontrolle der Elektronenstrahlmodulation nicht mehr möglich ist.

Vakuum

Die Falle befindet sich bei einer ambienten Temperatur von 77 K innerhalb des Kryostaten. Hier kann die Kaltwand des Stickstoffschildes das Vakuum unterstützen. Um eine verbesserte Wirkung der Kaltwand zu erhalten sind zusätzlich Heizwendeln aus Titan eingebaut, mit denen man die Oberfläche der Kaltwand bedampfen kann, um die Getterwirkung zu erhöhen [Meinke] [Wutz].

Die Turbopumpe ist in ca. 1.5 m Entfernung vom Kryostat weit oberhalb angebracht damit sie möglichst wenig Magnetfeld erfährt. Ein Pendelschieber direkt unter der Pumpe verhindert Eindringen von Öl, wenn die Pumpe ausfallen sollte.

Eine Abspannung des Aufbaues über dem Kryostat soll verhindern, daß das Gewicht des Pumpsystems seitliche Kräfte auf den Kryostat ausüben kann.

Unterhalb des Kryostaten im Analysesystem wirken SAES-Getter [SAES] für die Verbesserung des Vakuums. Sie arbeiten auch bei Raumtemperatur und müssen vor ihrer Benutzung durch Ausheizen bis 350°C aktiviert werden.

Vor der Inbetriebnahme der Falle wird das Vakuumsystem ober- und unterhalb des Kryostaten ausgeheizt.

Ein Ionisationsmanometer (Leybold: IM210/IE211) unten am äußersten Ende des Vakuumrezipienten mißt den Gasdruck im Kollektorbereich. Nach längeren Betrieb der Elektronenkanone konnte auch während des Betriebes im Kollektorbereich ein Vakuum von 1×10^{-9} mbar erhalten bleiben. Ein zweites IM wurde oberhalb des Kryostaten installiert. Aufgrund eines Lecks auf dieser Seite des Tanks konnte hier nur ein Druck von 1×10^{-8} mbar erreicht werden.

Die elektrischen Zuführungen müssen etwa 1m über dem Kryostaten angebracht werden. Dadurch werden die Kabel der Zuführungen etwas länger aber so kann man Platz für das Befüllen des Heliumreservoirs erhalten. Eine Wasser-Durchführung ermöglicht ein Kühlen der Anode.

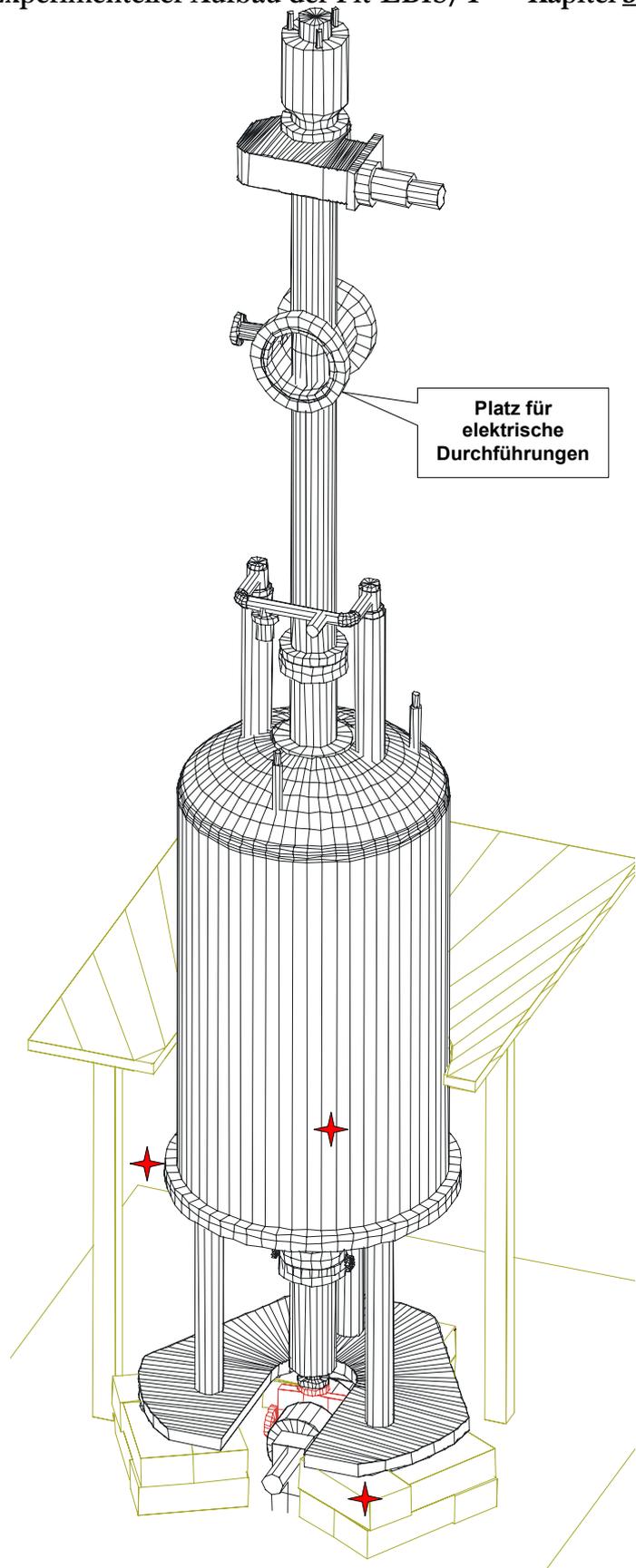


Abbildung 3-16 Gesamtansicht des Kryostaten und des Rezipienten

4. Experimente und Ergebnisse

Allgemeines

Während der Messungen ist zu erwarten ist, daß bei Resonanz einer Ionensorte durch das Verlassen dieser Ionen der Zustand der Raumladung in der Falle verändert wird. Im Falle der Resonanz kann diese Rückkopplung die gegebenen Resonanzvoraussetzungen zerstören. Da die Ionen nicht isoliert untersucht werden können wird zur Auswertung ein beispielhaftes Ionenspektrum zu jeder Meßreihe mit angegeben. So erhält man die Information in welchen Ensemble sich die Ionen während der Messung befinden.

Die allgemeinen Parameter während der Experimente sind, wenn nichts anderes angegeben ist:

Die Energie des Elektronenstrahls ist konstant $1000 \text{ eV} \pm 1 \text{ eV}$. Der Stahldurchmesser ist mit $0.5 \text{ mm} \pm 10\%$ gegeben durch den Durchmesser der Kathode im starken Magnetfeld. Der Strom von ca. 5 mA wird mit einer Amplitude von 0.5 mA moduliert indem die Spannung an der Wehnelttelektrode mit einer Amplitude von 10 V verändert wird. Damit variiert die radiale Potentialdepression durch die Ladung der Elektronen mit ca. $12 \pm 1 \text{ V}$ bzw. die Depression bis zum Strahlrand mit ca. $2.6 \pm 0.2 \text{ V}$.

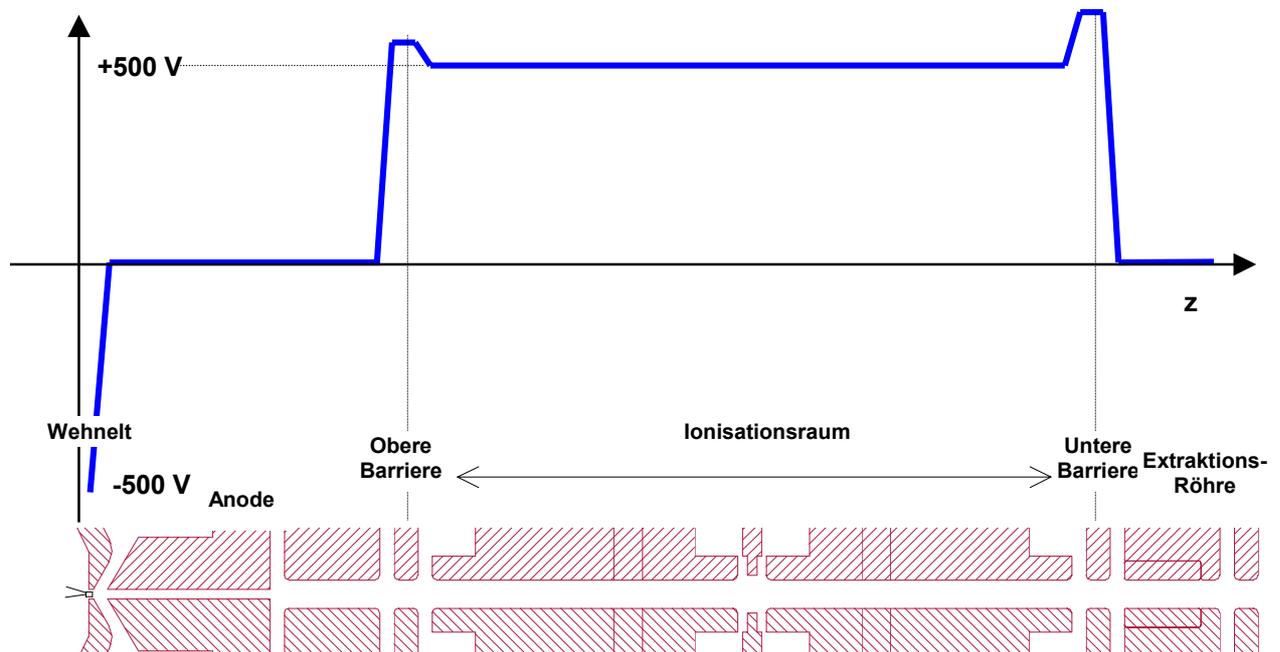


Abbildung 4-1 Potentialbelegung während der Experimente

Um eine Extraktion zu ermöglichen und gleichzeitig die Energie im Kollektor klein zu halten wurde als Kompromiß die Kathode auf -500 V Potential und die Ionenfalle auf $+500 \text{ V}$ Potential gelegt. Die Anode ist auf Erdpotential (0 V), so daß die Elektronen während der Emission von der Kathode zur Anode auf 500 eV beschleunigt werden. Nachdem sie bis zur Falle auf 1000 eV

nachbeschleunigt werden passieren sie die Falle um dann wieder mit 500 eV bis in den Kollektor (hier Magnetkammer) zu driften. Die Ionen können so mit 500 eV/q extrahiert werden während die Elektronen nach der Falle wieder abgebremst auf 500 eV im Kollektor vernichtet werden. Der Einschluß der Ionen erfolgt mit den beiden dünnen Begrenzungs Elektroden der langen Falle als Barrieren. Die Ionenbarriere auf Kathodenseite ist auf +560 V, der Ionisationsraum selbst auf +500 V und die Ionenbarriere auf Extraktionsseite auf +600 V. Die Barriere auf Extraktionsseite ist bewußt etwas höher gehalten als auf Kathodenseite damit während des Einschusses Ionen nur Richtung Kathode überlaufen können und nicht die Messungen verfälschen. Nur Ionen, die im Bereich auf der zweiten Barriere geboren werden, können zum Nachweis gelangen. Um zu Extrahieren wird die zweite Barriere-Elektrode von +600 C für ca. 200 μ s auf +500 V gepulst.

Die Ionisationsröhre hat einen Durchmesser von 3 mm. Das Magnetfeld beträgt ca. 1.7 Tesla von der Kathode bis zur Extraktionsröhre. Der Gradient in diesem Bereich ist kleiner als 1 Gauss pro cm. Das bedeutet eine Homogenität des Magnetfeldes besser 1/50000 im Bereich der Präzisionsfalle und besser 1% von Kanone bis Extraktionsbereich.

Selektives Entfernen einzelner Ionensorten

Um eine Vorstellung von den Eigenfrequenzen der Ionen in der Falle unter Einfluß der nicht genau bekannten Raumladung zu bekommen wendet man folgendes Verfahren an. Vor der Extraktion wird für eine kurze Zeit eine Frequenz eingestrahlt. Weil die Dauer der Anregung kurz ist und erst am Ende eines Ionisationszyklus stattfindet, hat die Störung der Anregung selbst keinen Einfluß mehr auf die Entwicklung der Ionen in der Falle.

Die Ionenresonanzfrequenzen werden verschoben, aber sie mischen sich nicht (siehe Kapitel 2). Es ist aber anzunehmen, daß das Entfernen einer bestimmten Ionensorte durch Resonanz zumindest temporär die Form der Potentialverteilung in der Falle ändert. Die Voraussetzung für die Resonanz, das parabolische Potential, ist dann nicht mehr gegeben.

Erkennen der Ioneneigenresonanzen

Wie weit es möglich ist durch Resonanzanregung Ionensorten aus dem Elektronenstrahl zu entfernen zeigt die Grafik in Abbildung 4-2. Hier ist der Ionenstrom [pA] für die verschiedenen Ionen in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz aufgetragen. Für unterschiedliche Frequenzen im Abstand von ca. 0.5 MHz wurde jeweils ein Ionenspektrum aufgezeichnet. Man erkennt, daß die Ionen geordnet nach ihrem Masse zu Ladungsverhältnis, eine destruktive Resonanz erfahren. Wie zu erwarten ist die Resonanzfrequenz um so höher je kleiner das Verhältnis von Masse zu Ladung ist.

Die Ionenquelle wurde so mit Gas betrieben, daß die Einschlußzeit größer ist als die Kompensationszeit. Man erwartet, daß das Raumladungspotential nach der Kompensationszeit sehr gering wird. Also sollten die Eigenfrequenzen in der Größenordnung der freien Zyklotronfrequenz liegen. Sie sind aber deutlich darüber. Der Strahl erreicht nie den Zustand der vollen Kompensation. Auch bei noch stärkeren Gasdruck in dem Fallenbereich wird ein Kompensationsgrad von etwa 70% nicht überschritten.

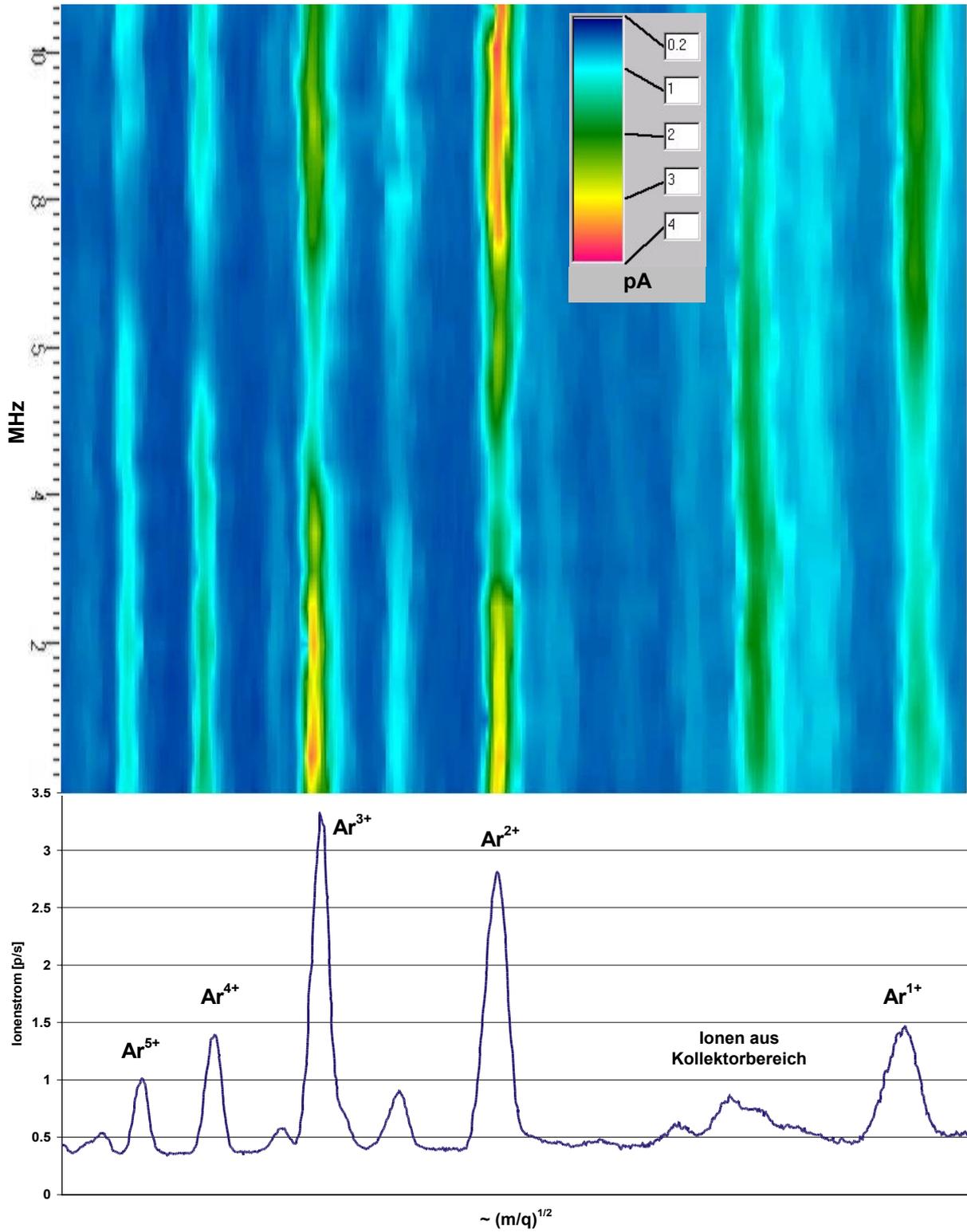


Abbildung 4-2 Entfernen durch destruktive Resonanz 1000 μ s vor der Extraktion (20 ms Einschluß)

Frequenz- und Energieverschiebung durch unterschiedliche Raumladung

Während die Falle sich mit Ionen füllt erwartet man eine Frequenzverschiebung der Ionen in dem sich durch die kontinuierlich zunehmende Kompensation ändernden Raumladungspotential. Um dies zu untersuchen wurde jeweils nach dem Ionisationszyklus vor der Extraktion für ca. 375 μs eine Frequenz eingestrahlt und die Änderung der Ionenströme in den verschiedenen Ladungszuständen beobachtet.

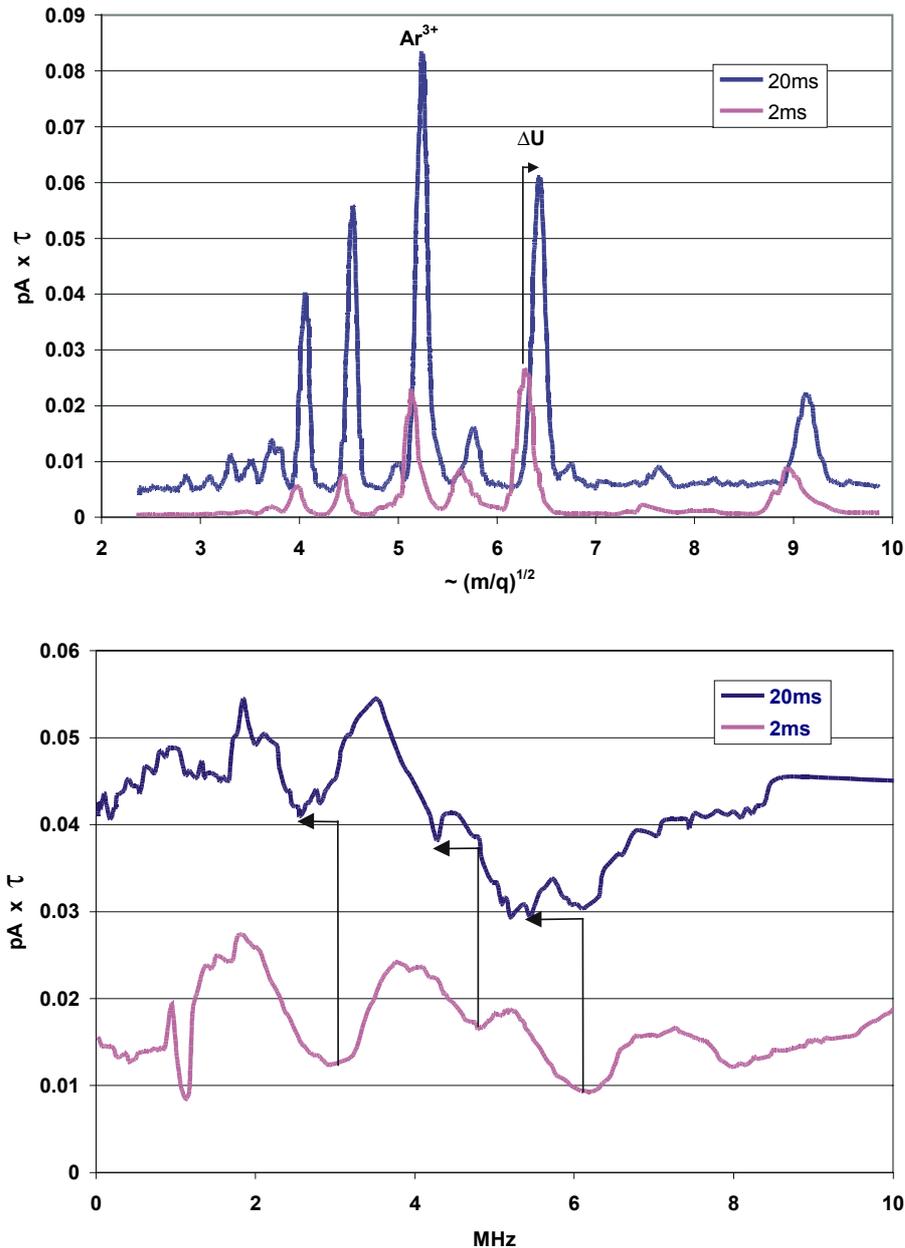


Abbildung 4-3 Verschiebung des Frequenzverhaltens am Beispiel des Ar^{3+} während der Kompensationsphase

Die obige Abbildung 4-3 zeigt wie sich die Ionenenergie während der Kompensationsphase verschiebt. Ist die Raumladung der Elektronen nach 5-10 ms durch die Ionen neutralisiert, so bedeutet dies für die Ionen eine höhere potentielle Geburtenergie. Dies wird durch eine Verschiebung der Ionenspitzen zu kleineren Frequenzen deutlich.

Der Strom der Ionen ist normiert auf die Einschlußzeit für 1 Sekunde aufgetragen. Dadurch erhält man eine Größe, die proportional zur Zahl der Ionen pro Puls ist. Nach 20 ms beinhaltet ein extrahierter Ionenpuls mehr Strom als ein nach 2 ms extrahierter Puls, da nach 2 ms die Falle noch nicht vollständig gefüllt ist. Erkennbar wird dieser Umstand in den größeren Ionenspitzen der Pulse, die nach 20 ms extrahiert wurden.

Das charakteristische Frequenzverhalten von Ar^{3+} verschiebt sich wie zu erwarten mit zunehmender Kompensation zu niedrigeren Frequenzen hin. Mit Erhöhung der Kompensation sinkt auch die Eigenfrequenz des Ions in dem nun niedriger werdenden Raumladungspotentials. In der Regel ist die Quelle nach wenigen Millisekunden kompensiert. Die Falle scheint aber aufgrund der Frequenzverschiebung nur zu einem Teil kompensiert. Wäre sie völlig und gleichmäßig kompensiert, so würde das Frequenzverhalten des Ions zu der festen Frequenz der freien Zyklotronbewegung übergehen.

Die thermischen Bewegung der Ionen und die Störung während der Anregung begründet, daß das Raumladungspotential nicht vollständig kompensiert werden kann

Variation der Anregungsdauer und Wechselwirkungen der Ionen

Als nächstes wurde untersucht, wie die Ionen auf unterschiedlich lange Anregung reagieren. Insbesondere interessiert, ob die Eigenfrequenzen der Ionen breiter werden oder verschwimmen, wenn man die Anregungsdauer immer weiter erhöht. Untersucht wurden diese Eigenschaften mit folgendem Ionenspektrum bei 20 ms Einschlußzeit vor der Extraktion.

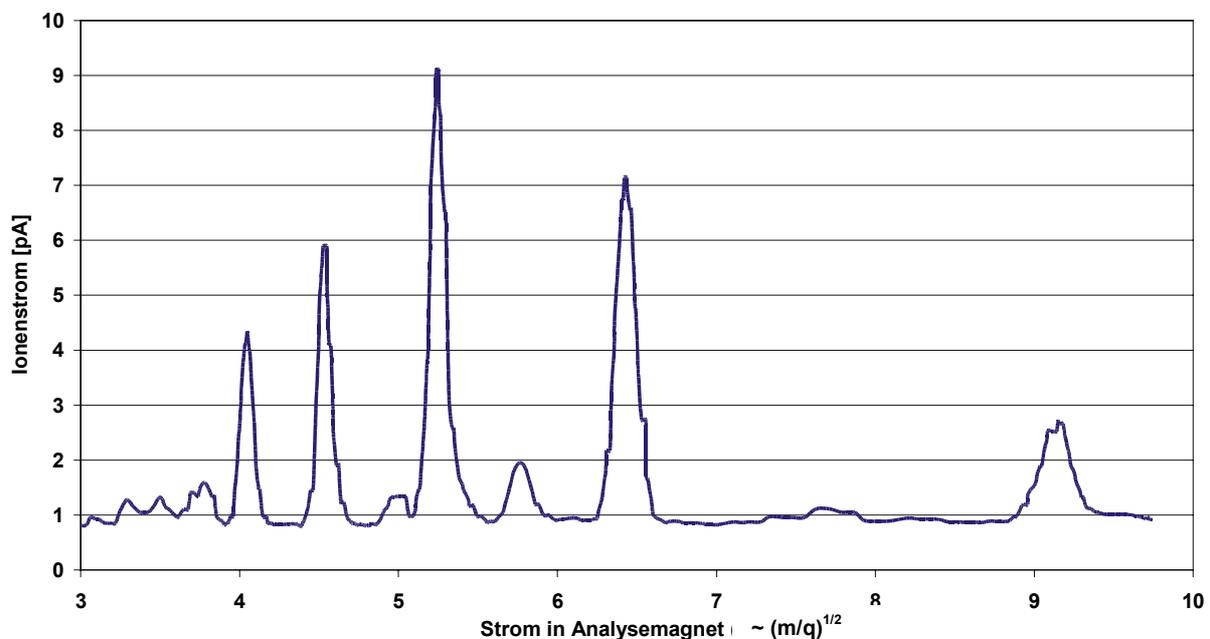


Abbildung 4-4 Bei dieser Zusammensetzung von Argon-Ionen nach 20 ms Einschlußzeit wird im folgenden die Anregungsdauer variiert

Im folgenden ist aufgetragen die Größe der Ionenspitzen im Spektrum während die Anregung variiert wird. Dazu wird das Magnetspektrometer auf eine Ionenspitze fest eingestellt und dann unterschiedlich angeregt. Dabei mußte beachtet werden, daß das Spektrometer nicht zu energieweise eingestellt wird, damit eine Erhöhung der Ionenenergie durch die Anregung nicht die Messung verfälschen kann.

Ein Mischen der Frequenzen ist nicht zu erkennen obwohl man annehmen könnte, daß das Gleichgewicht der Raumladung bei der langen Anregung schon stark gestört wird. Wie stark ein Ion bei einer Eigenfrequenz einer anderen Ionensorte angeregt wird ist ein Maß für die gegenseitige Wechselwirkung der beiden Sorten miteinander. Geht eine Ionensorte verloren obwohl gerade eine andere Ionensorte in Resonanz ist so wurde ihr ein Großteil der Anregungsenergie übertragen. Interessanterweise werden die niedriger geladenen Ionen von den nächst höher geladenen Ionen mitgerissen, weniger aber von den Ionen mit einem niedrigeren Wert von q/m . Dies ist ein Hinweis darauf, daß sich höher geladene Ionen dichter in der Mitte des Elektronenstrahls befinden und somit niedriger geladenen Ionen mit größeren Bewegungsradien weniger treffen. Entfernt man Ionen aus der Mitte, so müssen diese auf dem Weg nach außen Ionen am Rand beeinflussen. Entfernt man Ionen, die sich hauptsächlich am Rand aufhalten, bleiben die Ionen in der Mitte der Falle unbeeinflusst.

Es ist eine Zunahme von Ar^{6+} und Ar^{5+} zu erkennen, wenn Ar^{3+} verloren geht. Besonders effektiv ist die Zunahme, wenn die anregende Frequenz sogar etwas kleiner ist als die Eigenfrequenz der Ar^{3+} Ionen. Die Ionen werden dann besonders weit aus dem Strahl oder sogar ganz aus der Falle geworfen. Auf dem Weg aus dem Strahl bis zum Fallenrand gelangen die Ionen aus dem parabolischen Potential. Ihre Eigenfrequenz wird eine Funktion des Ortes. Und zwar nimmt die Frequenz ab je weiter sich das Ion von dem Strahl entfernt. Bei etwas nach niedrigeren Frequenzen hin verstimmt Anregung kann diese etwas länger auch außerhalb des Strahl wirken.

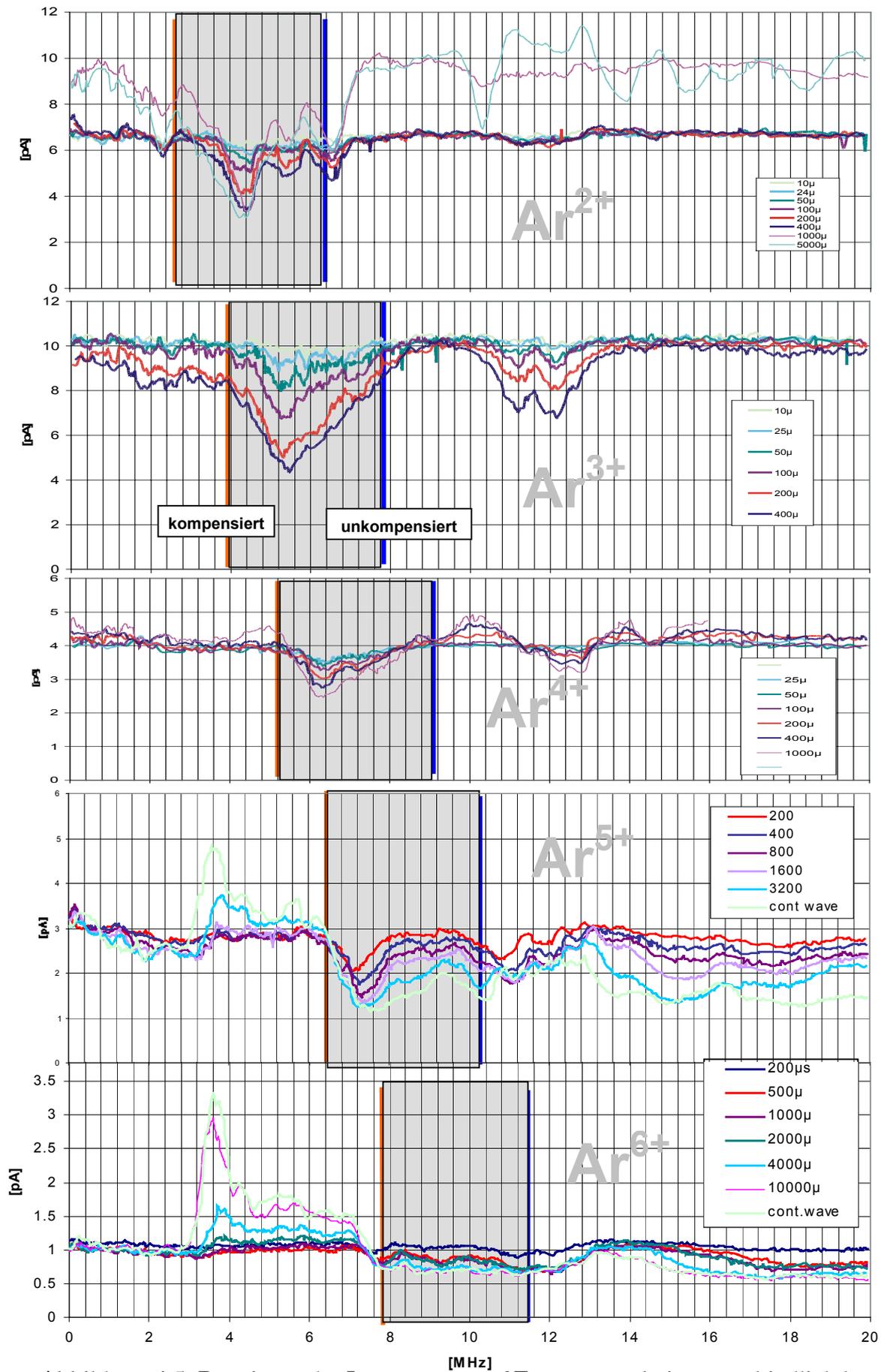


Abbildung 4-5 Reagieren der Ionensorten auf Frequenzen bei unterschiedlich langer Anregungsdauer; die erwarteten Eigenfrequenzen der Ionen sind unterlegt

Der Kompensationsgrad

In Abbildung 4-5 ist erkennbar, daß sich auch der Kompensationsgrad nicht wesentlich mit der Anregungsdauer ändert. Dazu wurden die doppelte Zyklotronfrequenz und die zu erwartende Eigenfrequenz im unkompensierten Strahl als Unter- wie Obergrenze für die verschiedenen Ionensorten in die Abbildung 4-5 eingetragen. Die Frequenzen verschieben sich nicht sehr stark mit der Zunahme der Anregungsdauer. Allerdings ist die Resonanzfrequenz der Ionen immer etwas höher als ihre doppelte Zyklotronfrequenz. Dies läßt sich damit begründen, daß die vollständige Kompensation des Strahls nicht erreicht wird. Nimmt die Anregungsdauer zu, so verbreitern sich auch die Resonanzen. Die Verbreiterung zu höheren Frequenzen erklärt sich durch die abnehmende Kompensation des Strahls durch das Entfernen von Ionen. Die Verbreiterung zu niedrigeren Frequenzen durch das nach außen Wandern der Ionen. Die Ionen erreichen dann außerhalb des Strahls den Bereich mit abnehmender Feldstärke des Raumladungspotentials, in dem die Eigenfrequenzen der Ionen mit zunehmendem Abstand vom Strahl zu der freien Zyklotronfrequenz hin konvergieren.

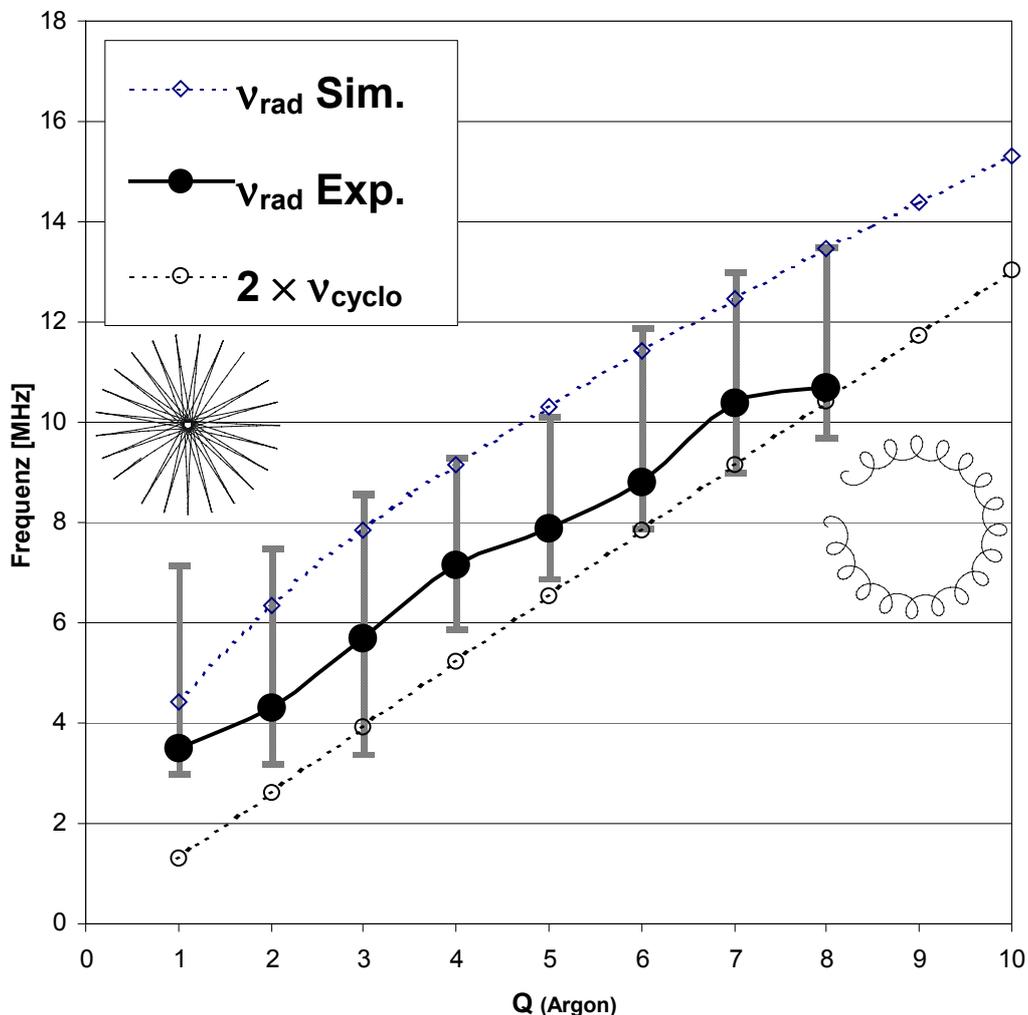


Abbildung 4-6 Vergleich der gemessenen Resonanzfrequenzen mit den theoretisch vorkommenden Frequenzen in dem nicht kompensierten Elektronenstrahl von 5 mA bei 1.7 Tesla.

In Abbildung 4-6 ist noch einmal die gemessenen destruktive Resonanz der einzelnen Ionen des Argons den theoretisch zu erwartenden Frequenzen für kompensierten und vollständig

unkompensierten Elektronenstrahl gegenübergestellt. Die Meßpunkte geben die Frequenzen an, an der die Ionen am wenigsten übrig bleiben. Der Fehlerbalken reicht bis zu der Frequenz, an der die Ionen wieder in der gleichen Häufigkeit vorhanden sind wie im Zustand ohne Anregung. Der Kompensationsgrad läßt sich nun hier durch Vergleich der gemessenen Ionenresonanz und der durch Simulation erhaltenen im Raumladungspotential verschobenen Eigenfrequenz ablesen. Er liegt hier während der kontinuierlichen Anregung bei ca. 70%. Es ist weiterhin eine Tendenz zu erkennen, daß die höher geladenen Ionen des Argons eine Resonanz etwas dichter an der Zyklotronfrequenz haben. Diese Tendenz deutet darauf hin, höhergeladenen Ionen in einem mehr kompensierten Bereich zu finden als die niedriger geladenen Ionen, also in Achsennähe.

Kontinuierliche Anregung

Die Ionen in Resonanz mit der Anregung driften aus dem Strahl. Sie tragen nicht mehr zur Kompensation des Raumladungspotentials des Elektronenstrahls bei und elektrostatische Haltekraft des Elektronenstrahls bleibt für andere Ionen erhalten. Da gerade die hochgeladenen Ionen eine größere Haltekraft in der Falle erfahren, kann man dies dazu nutzen um hochgeladene Ionen in der Falle vermehrt anzusammeln.

Erhöhung der Effizienz der EBIS durch kontinuierliche Anregung

Die Abbildung 4-7 zeigt den Unterschied der Ionenzusammensetzung in der Falle mit und ohne kontinuierliche Anregung. Der Zuwachs an Ar^{7+} und Ar^{6+} beweist die erhöhte Haltekraft für hochgeladene Ionen und widerlegt, daß der Gewinn an Ionen etwa von einer Desorption an den Fallenelektroden herrührt.

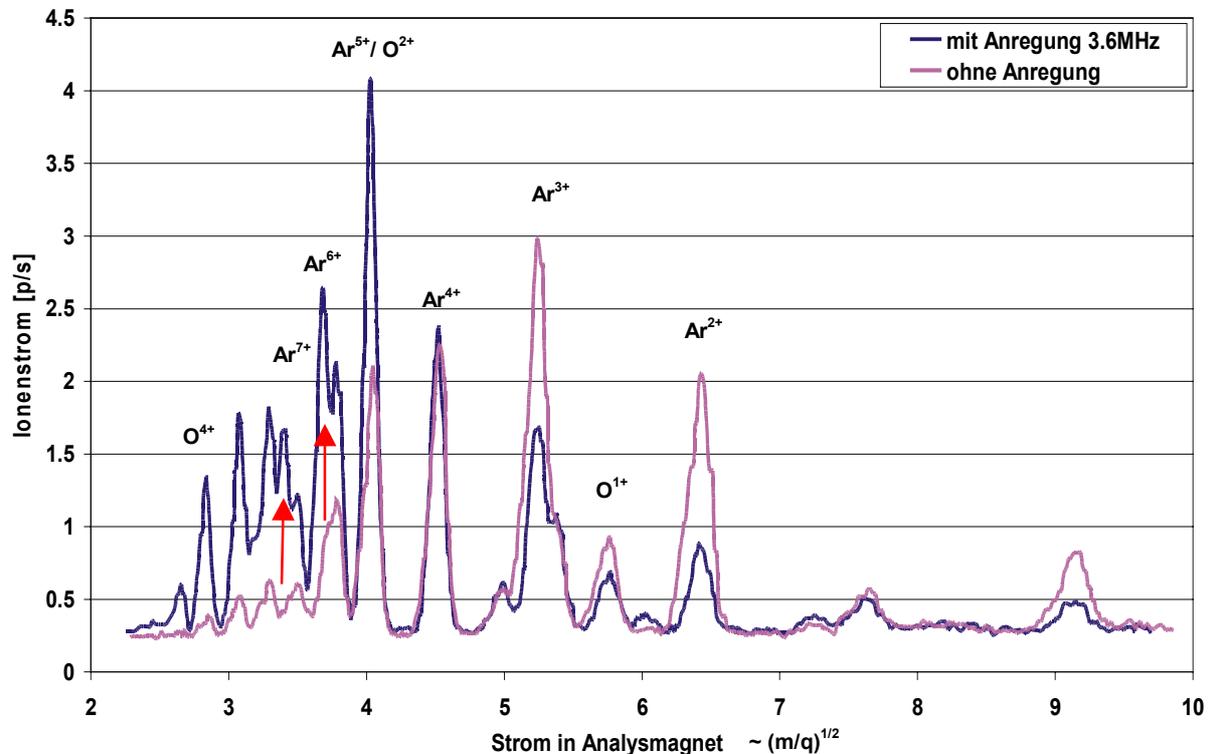


Abbildung 4-7 Beispielhafte Anreicherung hochgeladener Ionen durch resonantes Entfernen niedrig geladener Ionen

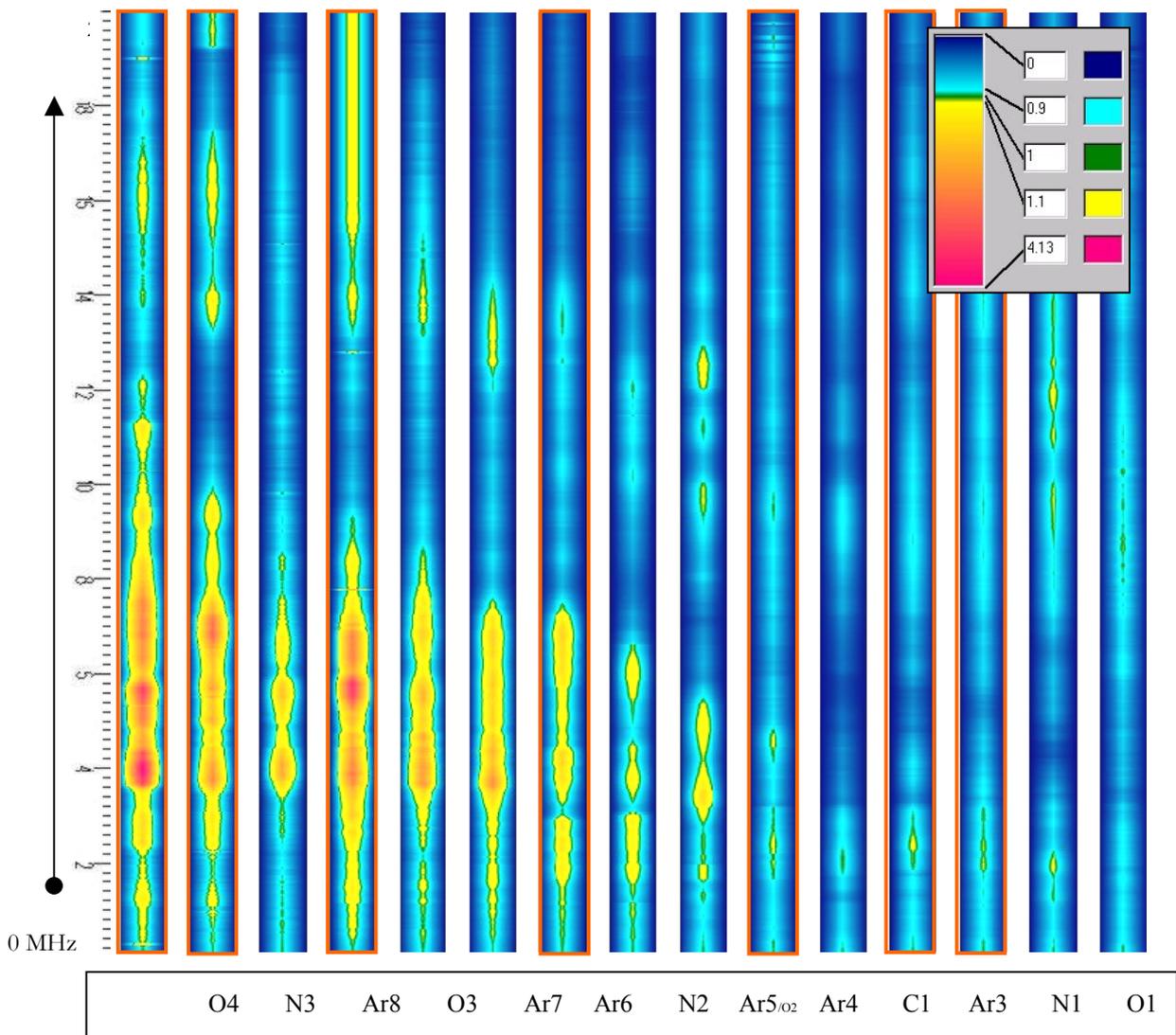


Abbildung 4-8 relative Zu- und Abnahme der verschiedenen Ionensorten

Für jedes abgebildete Ion wird ein Resonanzverhalten aufgezeichnet, indem das Spektrometer auf ein Ion eingestellt wird und dann die anregende Frequenz durchgefahren wird. Die Messung wurde innerhalb von 40 Minuten aufgenommen. Aufgetragen ist Abbildung 4-8 die relative Häufigkeit der Ionen im Vergleich zum Höchstwert des Ions in einer nicht angeregten Falle. Grün bedeutet keine Veränderung der Höchstwerte, gelb bis rot Zunahme der Höchstwerte und hellblau bis dunkelblau Abnahme bis Verlust des Ions. Unten bei 0 MHz (keine Anregung) sind aufgrund der Normierung alle Höchstwerte grün. Man erkennt die kontinuierliche Abnahme der Ioneneigenfrequenz mit dem Verhältnis von M/Q des betreffenden Ions an dem Verlust (blau). Für hochgeladene Ionen ergibt sich eine Zunahme auf bis zu 400%.

Effektivitätsvergleich zwischen Wehnelt- und Dipolanregung

Um zu untersuchen welche Anregungsmethode besser den Zuwachs an hochgeladenen Ionen fördert, wurde versucht an einem Ionenspektrum unter kontinuierlicher Anregung mit der Wehnelt sowie der Dipolmethode den Gewinn an hochgeladenen Ionen möglichst zu maximieren.

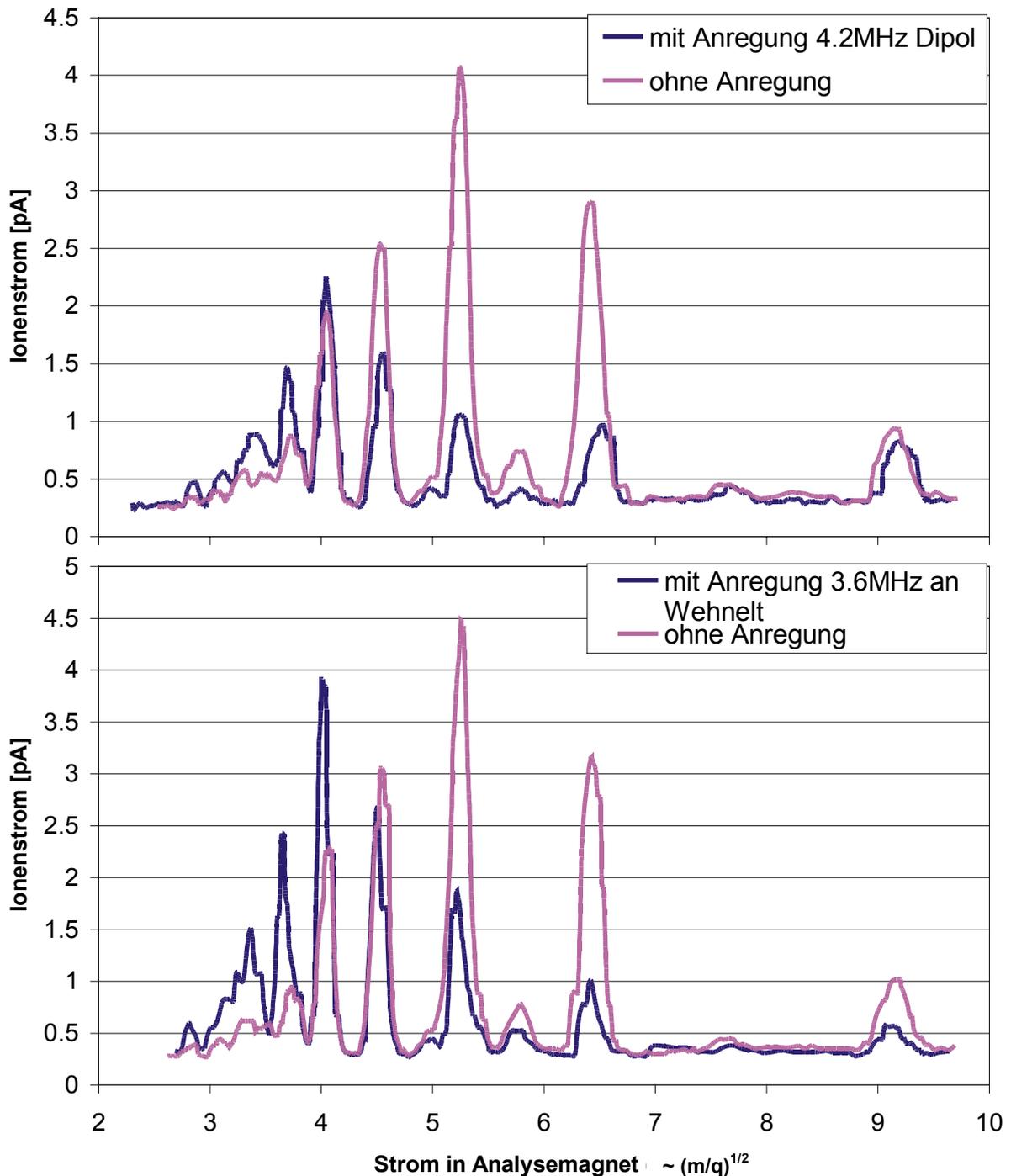


Abbildung 4-9 Die Wehnelt- Anregung fördert die Bildung der hochgeladenen Ionen effektiver, da Ionen auf der Achse des Elektronenstrahls kaum noch geheizt werden

Das Beispiel in Abbildung 4-9 zeigt, daß die Anregung mit der Wehneltmethode effektiver arbeitet als die einfache Anregung mit einem Dipolfeld. Eine Begründung findet man in der

Vorstellung, daß das Dipolfeld alle Ionen in der Falle heizt. Ionen mit einer hohen Ladung erhalten dabei sogar noch mehr Energie als Ionen niedriger Ladung. Die Wehneltanregung wirkt hingegen verstärkt am Rand auf die ohnehin schon sehr heißen Ionen. Die Wirkung ist am Rand stärker, da am Strahlrand der Potentialgradient der Raumladung am größten ist. In der Mitte, wo sich die kalten hochgeladenen Ionen befinden, wirkt die Anregung nicht mehr, denn der Gradient auf der Achse der Potentialverteilung verschwindet.

Abhängigkeiten der kontinuierlichen Anregung

Im folgenden werden einige Parameter untersucht, von denen die der Effekt der Anreicherung der hochgeladenen Ionen abhängen kann.

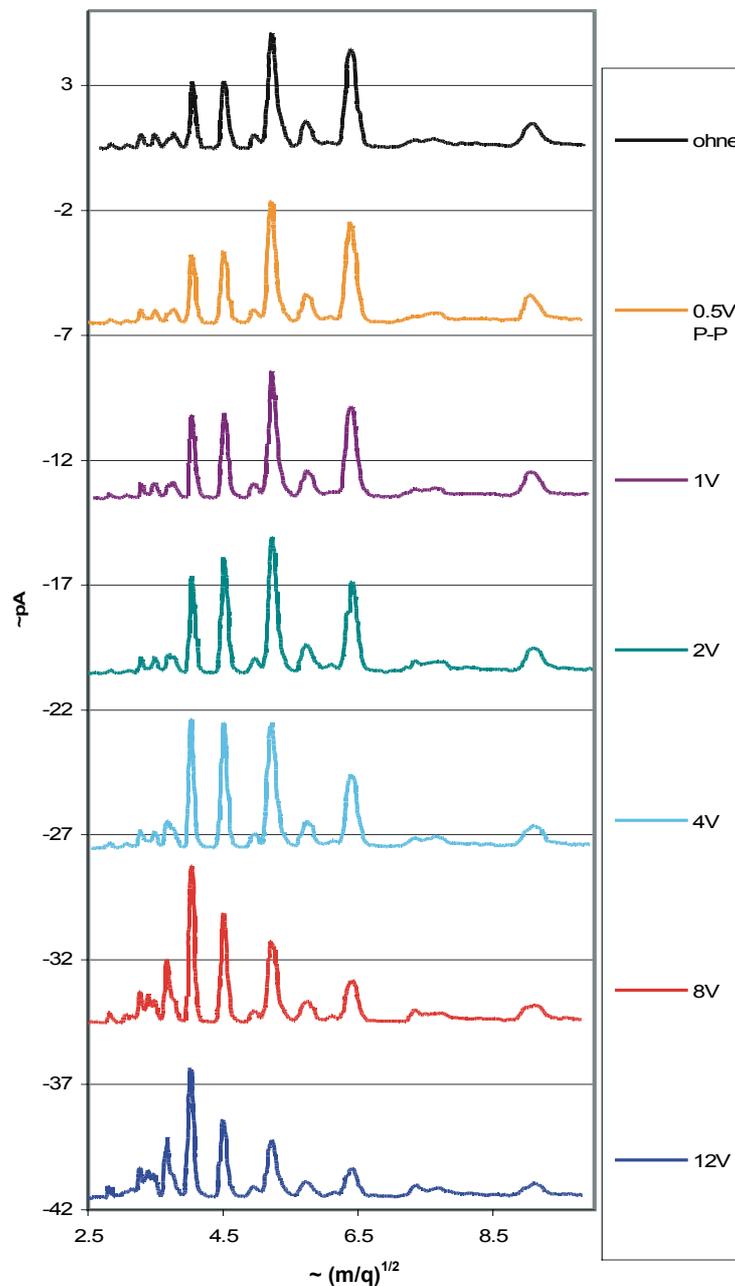


Abbildung 4-10 Ab 8 V Amplitude zeigt die Anregung Wirkung

Anregungsamplitude

Die Stärke der Anregung läßt sich entweder über die Dauer der Anregung oder über die Amplitude der Anregung variieren. Bei der kontinuierlichen Anregung ist sie nur noch von der Amplitude abhängig. Um ein Anreichern der hochgeladenen Ionen zu bewirken, muß die Anregung so stark gewählt werden, daß die unerwünschten Ionen gerade etwas schneller aus dem Elektronenstrahl geworfen werden als sie nachgebildet werden können.

Während der Messungen ist aufgefallen, daß es eine optimale Anregungsamplitude für die kontinuierliche Anregung gibt. Ist die Anregung zu gering so beseitigt man die ungewollten Ionen nicht schnell genug. Ist sie zu groß so leiden auch die hochgeladenen Ionen an der Störung. Die Abbildung 4-10 zeigt die Veränderung des Ionenspektrums, wenn man die Anregungsamplitude erhöht. Die Anregung arbeitet hier am effektivsten bei ca. 8 V Modulationsamplitude an der Wehnelt Elektrode. Bei 12 V Amplitude geht die Gesamtzahl der Ionen zurück. Die Kapazität der Falle verringert sich. Die Messungen wurden bei 20 ms Einschlußzeit mit 3.6 MHz und einem Emissionsstrom von 5.5 mA durchgeführt

Anregungsdauer und Einschlußzeit

In folgenden Messungen ist der Zeitpunkt der Wirkung der kontinuierliche Anregung untersucht worden. Die Abbildung 4-11 zeigt den Vergleich der Ionenspektren mit und ohne Anregung für unterschiedlich lange Einschlußzeiten. Die positive Wirkung der Anregung setzt erst dann ein, wenn die Falle kompensiert zu sein scheint. Vorher verhindert die Anregung ein schnelles Auffüllen der Falle. Während die Falle auf dem Weg zur Kompensation ist kann sich kein Gleichgewicht von neugebildeten und verlorengegangenen Ionen einstellen. Durch die sich verändernde Raumladung kann auch die eingestrahlte Frequenz nicht gezielt wirken.

Während das Spektrum ohne Anregung durch Heizeffekte bei längeren Einschlußzeiten langsam zerfällt lassen sich mit der Anregung noch über ein Vielfaches der Kompensationszeit Ionen sammeln. Die Entwicklung der gesamt extrahierten Ionen für Ar^{3+} sowie O^{2+} ist in Abbildung 4-12 angezeigt. Hier ist die Größe der Ionenspitzen normiert auf eine Einschlußzeit von 1 Sekunde auf die Einschlußzeit aufgetragen. Der Verlauf der Kurven ist proportional der Füllung der Falle mit Ionen.

Die Kompensationszeit liegt im Bereich von 10-20 ms und ist erkennbar an der Zeit in der die Anzahl der Ionen im extrahierten Ionenpuls nicht mehr zunimmt. Man erkennt zunächst die etwas größere Kompensationszeit, wenn die Quelle nur mit Restgas betrieben wird. Nach der Kompensationszeit bleibt die Zahl der Ionen konstant. Sie nimmt noch ein wenig ab, da sich die Ladungszustände noch etwas zu höheren Werten hin verschieben. Ist die Anregung aktiv, so nimmt die Zahl der Ionen anfangs nicht so schnell zu aber dafür über eine viel längere Zeit. Die Quelle kompensiert nicht und verliert somit nicht ihre Haltekraft für die gesamte Ionisationszeit.

In den ersten Millisekunden des Einschusses verliert man Ionen durch die kontinuierliche Anregung. Aber danach gewinnt man an hochgeladen Ionen. Möchte man besonders effektiv arbeiten, so schaltet man die Anregung erst nach einer Vorlaufzeit von einigen Millisekunden ein.

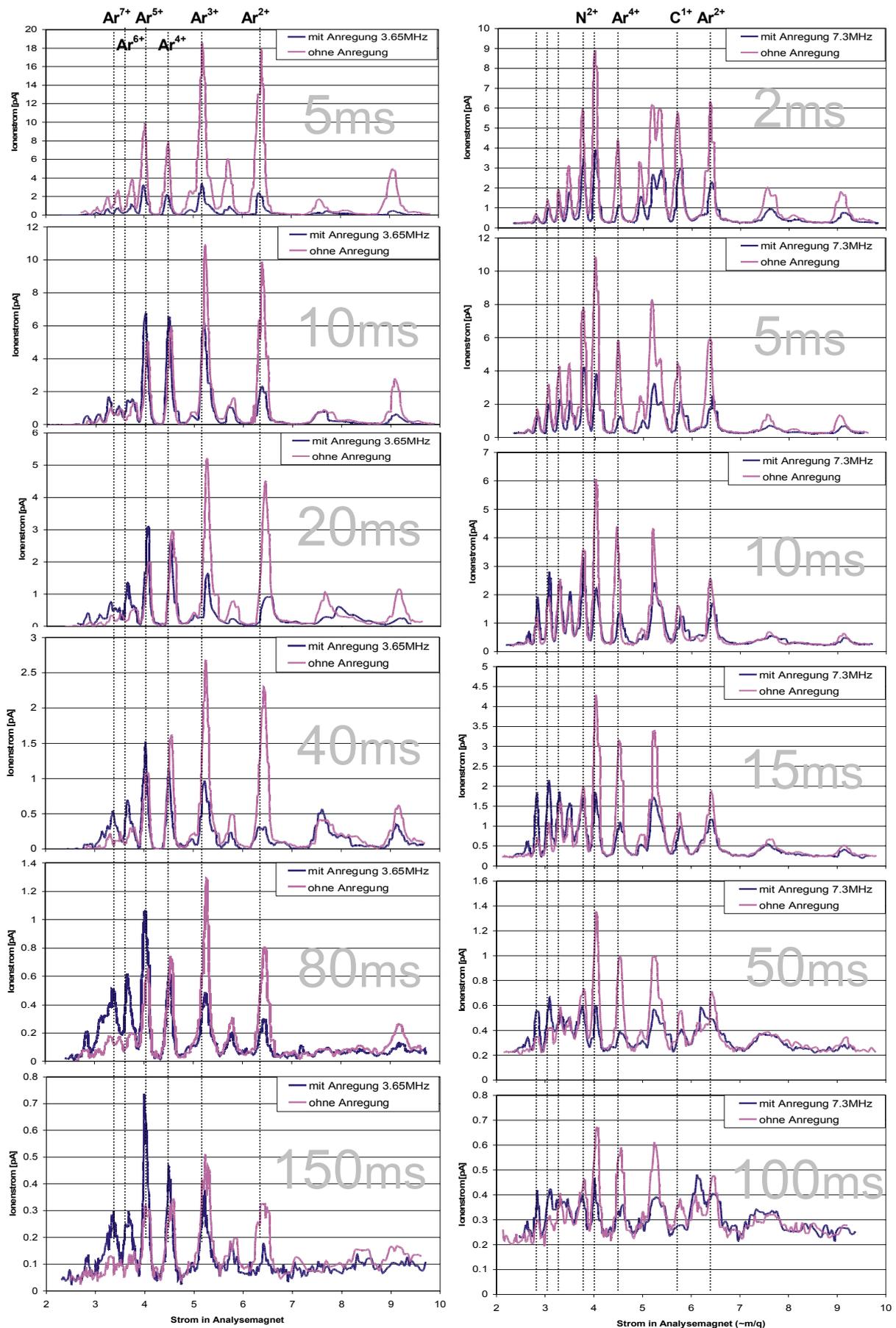


Abbildung 4-11 Wirkung der Anregung bei unterschiedlich langer Einschlußzeit: links mit Argongaseinlaß und rechts bei Restgasdruck (3.65 MHz wirken links hauptsächlich auf Ar^{2+} und Ar^{3+} , 7.3 MHz wirken auf N^{2+})

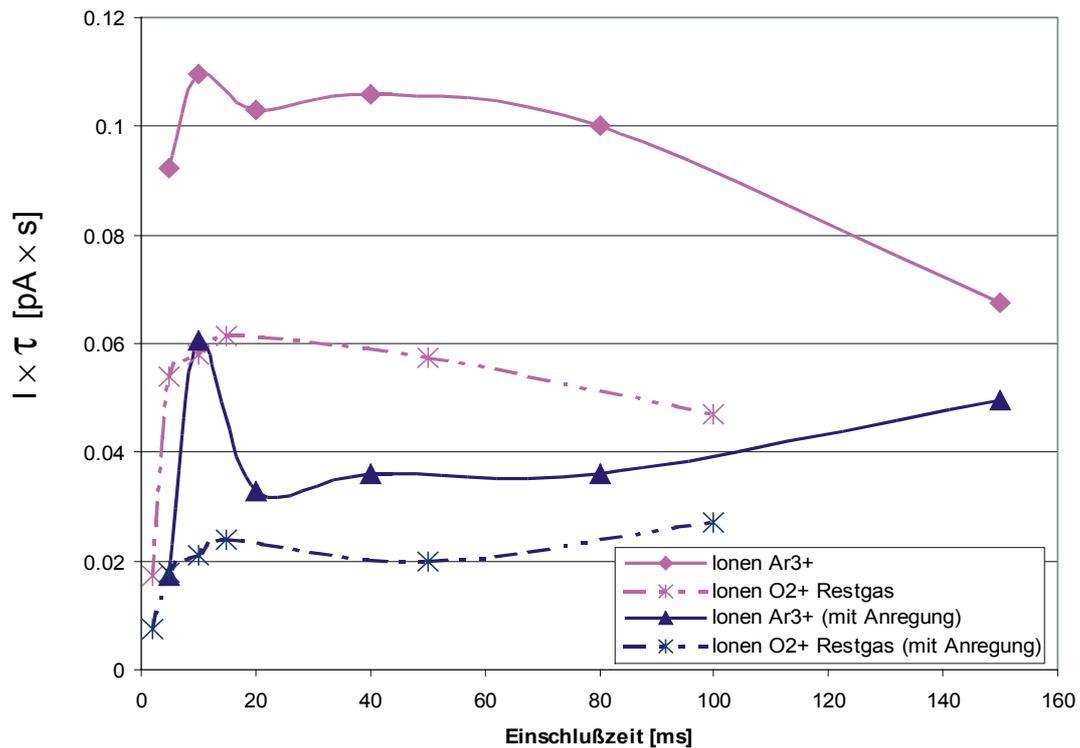


Abbildung 4-12 Kompensationszeiten abgelesen aus dem Produkt Einschlußzeit und Ionenstrom der Messungen aus Abbildung 4-11

Gassorte

Benutzt man ein anderes Gasgemisch, so muß man die anregende Frequenz auf ein anderes Ion anpassen. Dies zeigen die Messungen Restgas/Argon in Abbildung 4-11. Einen Gewinn an hochgeladenen Ionen erreicht man immer nur dann, wenn man die Ionensorte, die am meisten vorhanden ist, aus der Falle entfernt. Argon mit Restgas kühlen funktioniert aufgrund des Ladungs- und Gewichtsunterschiedes besser als Restgas mit Restgas. Schwere Ionen übertragen bei Stößen den leichteren Ionen Energie, so daß sie gekühlt werden. Dies macht sich darin bemerkbar, daß nach langer Einschlußzeit in dem von Argon dominierten Spektrum in Abbildung 4-11 links fast nur noch Argon in der Falle vorhanden ist.

Ionen niedrigen Ladungszustandes sind für den Ionisationsprozeß nicht von so großer Bedeutung, da sie jeder Zeit schnell durch Neuionisation nachgeliefert werden. Sie können kontinuierlich entfernt werden, um eine Ladungskompensation zu verhindern. Diese Messungen zeigen die Verlängerung der Arbeitszeit durch Erhaltung der Raumladungs-Haltekraft im Elektronenstrahl.

Druck

Bei erhöhten Gasdruck bleibt der Effekt der vermehrten Ansammlung von hochgeladenen Ionen erhalten. Abbildung 4-13 zeigt ein Spektrum mit 20 ms Einschlußzeit aufgenommen bei erhöhten Druck von Argon. Die Kompensationszeit ist hier in der Größenordnung von 1 ms. Die Messung zeigt, daß das Entfernen für den Ionisationsprozeß nicht benötigter Ionen aus der Falle die sogenannte Arbeitszeit (die Zeit bis sich in der Falle ein Gleichgewicht zwischen Verlusten durch Erhitzen und Zugewinn durch Neuionisation einstellt) verlängert. Dies gibt die Möglichkeit

Elektronenstrahl-Ionenquellen auch unter erhöhtem Gasanfall zu betreiben. Normalerweise ist es nicht sinnvoll eine solche Ionenquelle mit einer viel längeren Einschlußzeit als der Kompensationszeit zu betreiben, denn dann treten wieder Verluste an Ionen durch Heizeffekte auf. In diesem Fall kann aber die Einschlußzeit für die Produktion weiterer hochgeladenen Ionen lang gehalten werden, da die Verluste durch Heizen bei der nicht Kompensierten Falle klein gehalten bleiben.

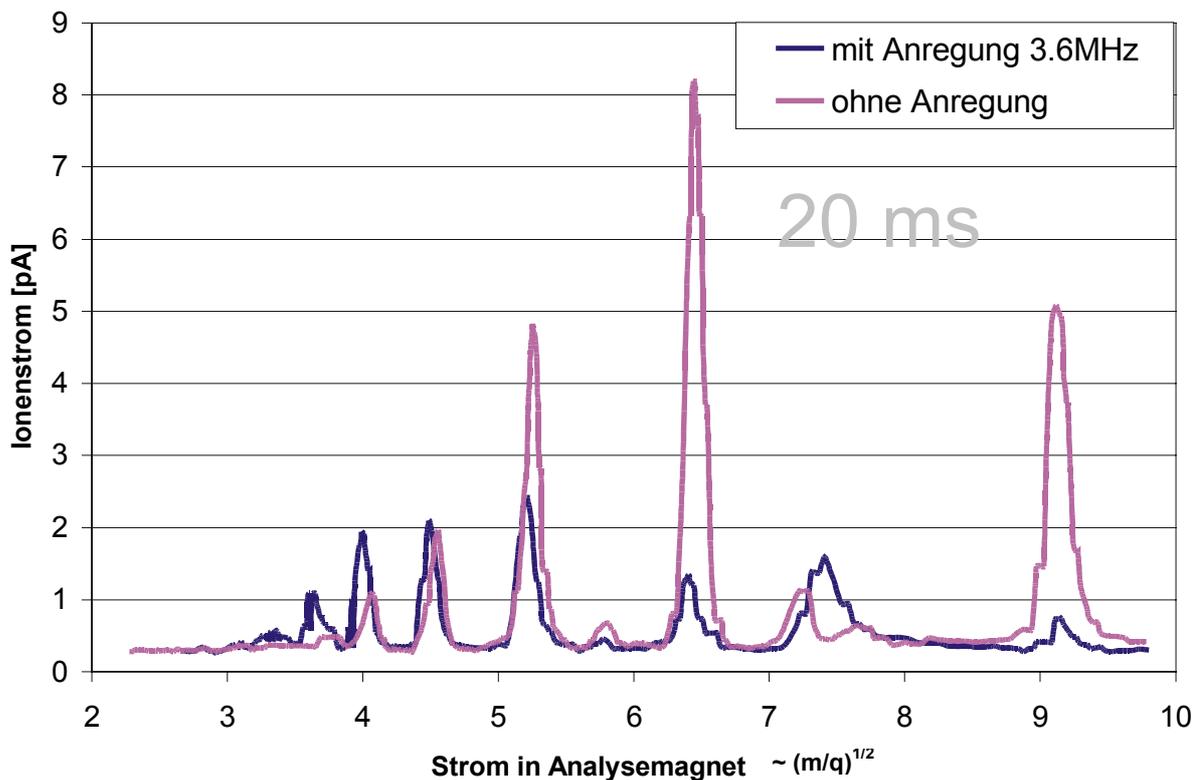


Abbildung 4-13 Die Wehneltanregung wirkt noch bei sehr starker Zufuhr von Gas

Man gewinnt an hochgeladenen Ionen, wenn man verhindern kann, daß die Falle kompensiert. Ist die Haltekraft durch die Kompensation aufgehoben, so kann die Verdampfungskühlung nicht mehr wirken. Man verliert wieder Ionen. Durch die Anregung verhindert man die Kompensation und erhält damit eine längere Arbeitszeit um die Ionen höher zu ionisieren.

Eine weitere Messung mit 20 ms Einschlußzeit in Abbildung 4-14 bestätigt diese Aussage. Die Falle wird an der Kompensation gehindert indem die Barriere an der Kathodenseite verschieden hoch gehalten wird.

Die Falle kann dann besonders gut hochgeladene Ionen ansammeln, wenn die Barriere 24 V über dem Ionisationspotential ist. Dies entspricht gerade einem Potential im Sattelpunkt der Barriere von 13 V (vergleiche auch Abbildung 3-12) – ein bißchen höher als die Raumladungsdepression des Elektronenstrahl tief ist (5.5 mA bei diesen Messungen). Ist die Barriere zu niedrig gehen mehr Ionen als nötig aus der Falle verloren und ist die Barriere sehr hoch, kann das ‚evaporative cooling‘ nicht mehr so gut wirken.

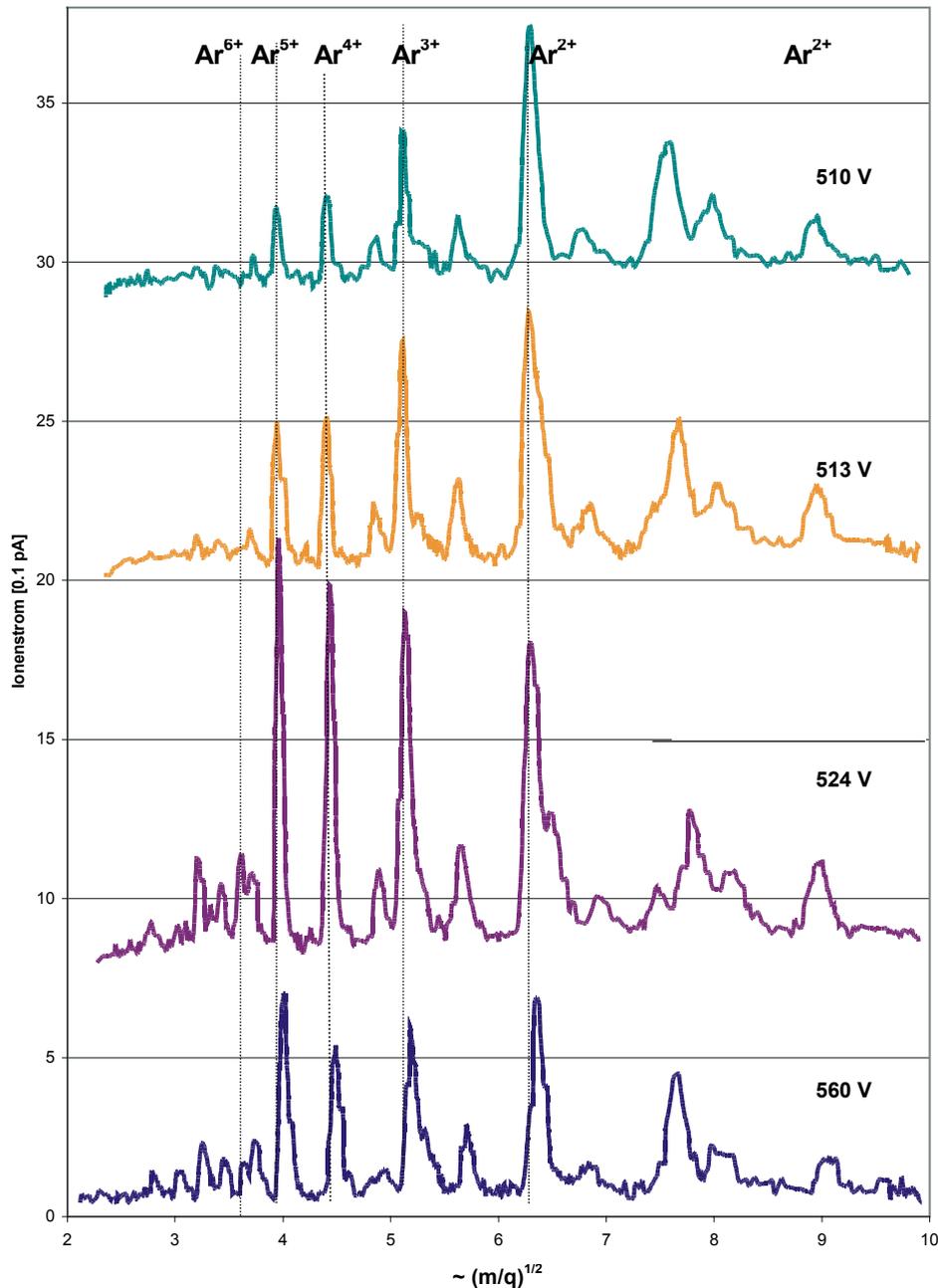


Abbildung 4-14 Ein Verhindern der Kompensation durch Absenken der Barriere während der Ionisationszeit erhöht ebenfalls den Anteil an hochgeladenen Ionen

Analyse der radialen Verteilung der Ionen in der Falle

Nun wird noch untersucht, wo sich die Ionen in der Falle aufhalten. Zu dieser Messung wird das Potential der Barriere bei der Extraktion variiert. Wird die Barriere ganz nach unten auf das Ionisationspotential gesenkt, können alle Ionen die Falle verlassen. Ist die Barriere etwas über dem Potential der Ionisationsröhre, dann entweichen nur Ionen mit einer Energie $q \times U$ größer als die des Durchgriffpotentials der Barriere-Elektrode. Da der nicht kompensierte Elektronenstrahl das Potential in der Falle so verändert, daß in der Mitte des Strahls das niedrigste Potential ist und es zum Rand der Falle hin zunimmt, ist eine Bestimmung des Geburtspotentials der Ionen gleichzeitig

eine Bestimmung der mittleren örtlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der Falle. Ein Ion mit geringer Energie wird durch den radialen Anstieg des Potentials daran gehindert, sich weiter von der Mitte der Falle zu entfernen.

Damit nach jedem Zyklus wieder dieselben Startbedingungen in der Falle herrschen, wird nach der Extraktion zum Nachweis die Falle über die zweite Barriere hin zur Kathode entleert. Bei dem Start eines neuen Ionisationszyklus sind nun keine Ionen von dem vorherigen Zyklus mehr vorhanden.

Abbildung 4-15 zeigt die Veränderungen des extrahierten Spektrums für unterschiedliche Extraktionsschwellen bei 20 ms Einschlußzeit. Während die Ionen in der nicht angeregten Falle für alle Potentiale an der Barriere gleich verteilt sind, sind die Ionen in der Falle unter HF-Anregung mit 3.6 MHz weiter in der Mitte der Falle. Dies ist erkennbar daran, daß sie nur extrahiert werden können, wenn die Barriere fast ganz abgesenkt wird. Ist die Barriere während der Extraktion etwas höher als der Ionisationsraum, können die Ionen die Falle nicht mehr verlassen. Mit anderen Worten, die Ionen in der angeregten Falle sitzen dichter auf der Achse auf einem kleineren Geburtspotential. Zur Verdeutlichung dieses Umstandes wurde in Abbildung 4-17 für die verschiedenen Ionen in der Falle die relative Abnahme in Abhängigkeit von der Barrierrhöhe während der Extraktion aufgetragen. Im normalen Betrieb der Falle ohne Anregung nimmt die Zahl der Ionen für alle Ladungszustände etwa gleich stark ab, wenn die Barriere für die Extraktion höher eingestellt wird. Es ist sogar eher eine Tendenz zu erkennen, daß die höher geladenen Ionen weiter in der Falle verteilt sind als die niedrig geladenen Ionen. Ist die kontinuierliche Anregung während der Einschlußzeit der Ionen zugeschaltet, so stellt sich eine Ordnung der Ionen nach Ladungszustand ein. Die Anzahl der extrahierten hochgeladenen Ionen nimmt mit dem Potential an der Barriere schneller ab, als wenn keine Anregung während des Einschlusses stattfindet. Im Gegensatz dazu nehmen die niedrig geladenen Ionen mit eingesetzter Resonanzanregung langsamer ab. Dies bedeutet, daß unter Resonanzanregung die mittlere Energie der hochgeladenen Ionen abnimmt und die der niedrig geladenen Ionen zunimmt.

Die kleine Energieverschiebungen der Spitzen belegen diese These zusätzlich. Im Spektrum der angeregten Falle sitzen die Spitzen der hochgeladenen Ionen immer etwas bei niedrigerer Energie als im nicht angeregten Spektrum. Die Spitzen verschieben sich natürlich mit zunehmenden Barrierenpotential zu höheren Energien, da bei höherer Barriere nur Ionen höherer Energie die Falle verlassen können.

Die Energieverschiebung der Spitzen zwischen dem angeregten und dem nicht angeregten Spektrum ist bei höher geladenen Ionen ausgeprägter als bei den nicht so hoch geladenen Ionen. Dies zeigt das die niedriger geladenen Ionen die hochgeladenen Ionen kühlen. Die Wehneltanregung wirkt besonders gut am Rand des Elektronenstrahls, wo der Gradient der Raumladungsverteilung am größten ist. Dort befinden sich die Ionen mit ohnehin hoher Energie. Diese haben zusätzlich noch einen großen Zyklotronradius, so daß die Anregung auch aus diesem Grund besonders stark auf diese heißen Ionen wirkt. Die heißen Ionen werden also bevorzugt aus der Falle entfernt. Dadurch wird aus der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen aus der Falle der hochenergetische Teil abgeschnitten. Nach kurzer Zeit stellt sich durch Stöße wieder eine thermische Verteilung ein von der durch die Anregung die Ionen hoher Energie entfernt werden und so fort. Werden die heißen Ionen schneller aus der Falle entfernt als sie ihre Energie wieder durch Stöße in das Ionenensemble zurückgeben können so stellt sich ein Energiefluß nach außen ein, der hauptsächlich durch die Ionen in Resonanz getragen wird.

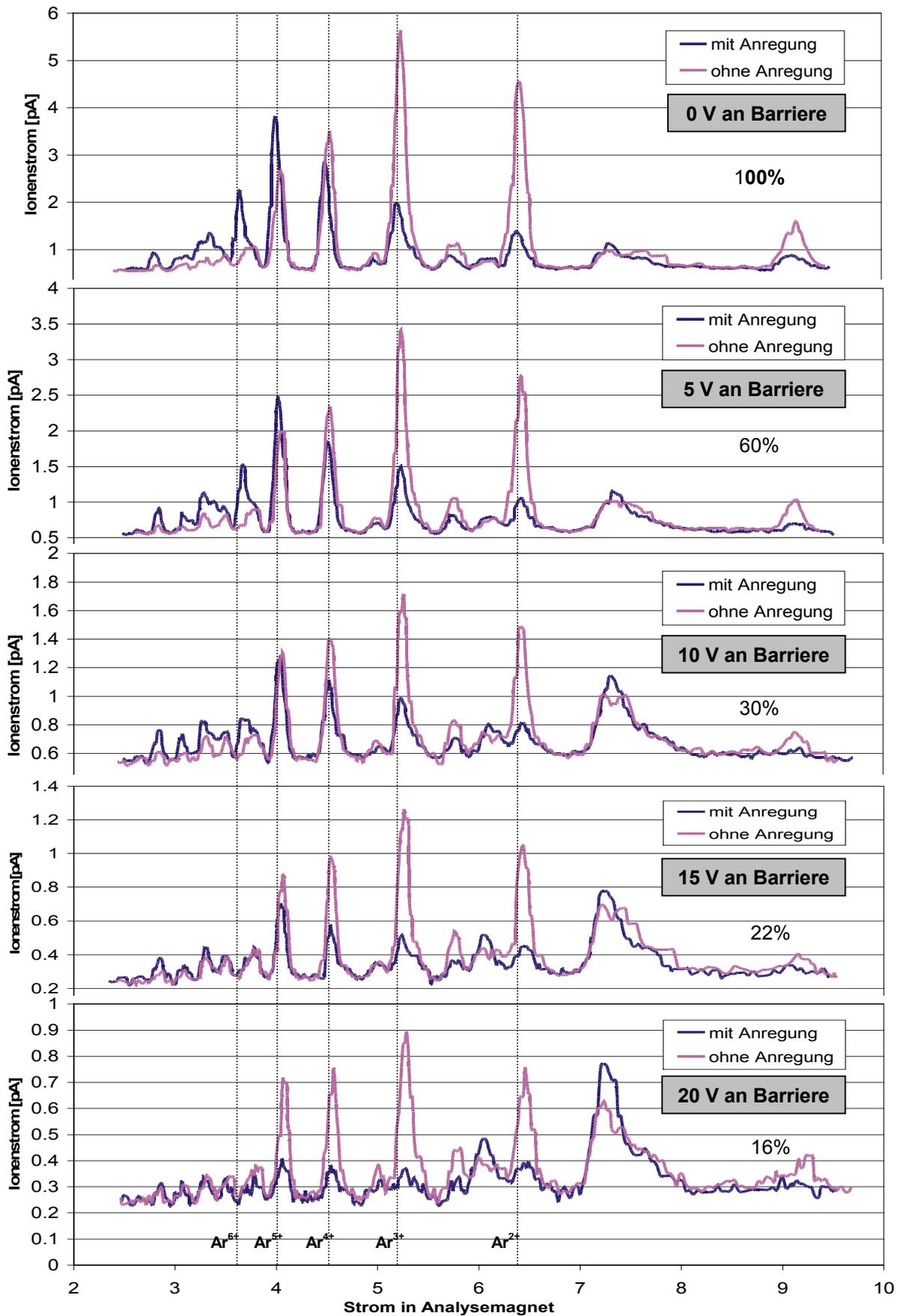


Abbildung 4-15 Bestimmung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ionen durch Variation des Potentials an der Barriere für die Extraktion. Nur Ionen mit einer Kinetischen Energie größer als das Barrierenpotential können die Falle verlassen (sichtbar auch an der Verschiebung der Spitzenwerte zu höherer Energie)

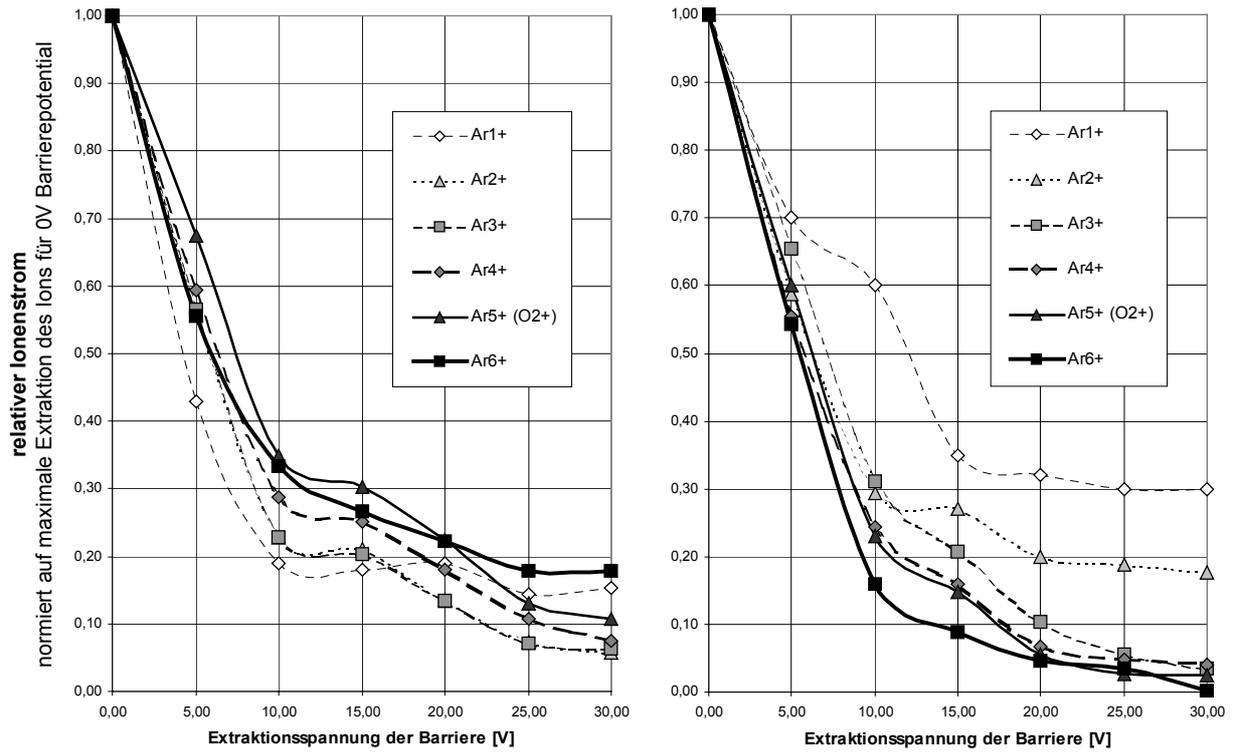


Abbildung 4-17 Relative Abnahme der verschiedenen Ionen mit der Erhöhung der Barriere während der Extraktion (links ohne, rechts mit kontinuierlicher Anregung)

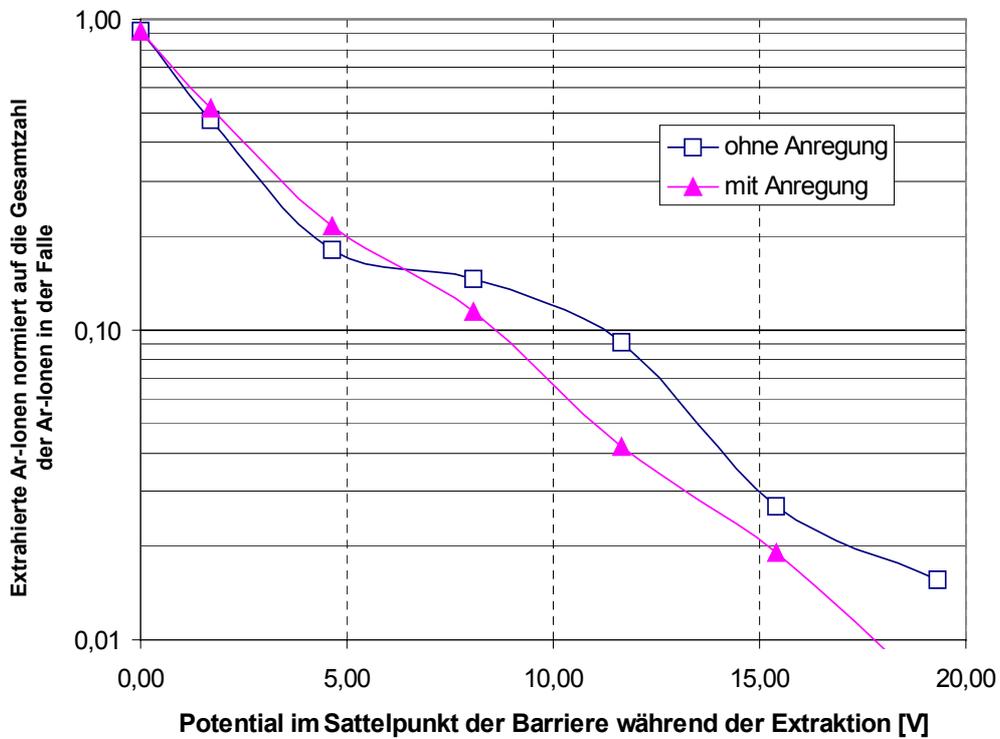


Abbildung 4-18 Die Form der Energieverteilung der Ionen ähnelt der einer Exponentialfunktion

Die Meßreihe in Abbildung 4-15 beinhaltet gleichzeitig eine indirekte Messung der Energieverteilung der Ionen in der Falle. Aus der Abhängigkeit der Anzahl der extrahierten Ionen von der Barrierenspannung läßt sich eine Verteilungsfunktion zur kinetischen Energie der Ionen konstruieren. In Abbildung 4-18 ist die Summe des extrahierten Stroms der Argonionen auf das Potential im Sattelpunkt der Barrierelektrode aufgetragen. Diese Kurve ist proportional zu dem Integral der Energieverteilung der Ionen in der Falle und entspricht einer Exponentialfunktion. Deshalb wurde sie nach Abzug eines Offset halblogarithmisch aufgetragen. Die Form der Verteilung ähnelt sehr der Boltzmann-Verteilung und zeigt an, daß sich die Ionen in der Falle relativ gut im thermischen Ausgleich befinden. Die Verteilung mit eingeschalteter Resonanzanregung ist steiler (mit kleineren Boltzmann-Faktor: $-E_{\text{kin}}/kT$), was ein Indikator für eine Verteilung mit geringerer Durchschnittsenergie ist.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Ein Prototyp einer Kombination aus Penningfalle und EBIS/T wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Dazu wurde ein Standard NMR-Magnet erfolgreich so umgebaut, daß er in Bezug auf Vakuum, Temperatur und Temperaturbeständigkeit den Erfordernissen einer EBIS/T als Ionenfalle entspricht. Diese Apparatur ermöglicht nun die Untersuchung der in der EBIS/T erzeugten Ionen mit den Methoden der ‚Fallenphysik‘.

Die Anregung der Ionen in der Falle wurde hier erstmals durch Hochfrequenzmodulation des Elektronenstroms über die Wehnelt Elektrode der Elektronenkanone durchgeführt. Messungen haben gezeigt, daß man in der EBIS/T erzeugte Ionen selektiv nach ihrem Verhältnis von Masse zu Ladung mit der Modulation in Resonanz bringen kann, bis sie den Elektronenstrahl verlassen. Die Ionen besitzen auch im dichten Elektronenstrahl eine charakteristische Eigenfrequenz, die zwar von der Raumladung in der Falle abhängt, mit der jedoch trotzdem eine Resonanzanregung durchgeführt werden kann. Im Experiment bestätigte sich die Vorhersage für die Mindestdauer der Anregung in der Größenordnung von Mikrosekunden und für Relaxionszeiten der kohärenten Ionenbewegungen im Bereich von Millisekunden, was eine grundsätzliche Voraussetzung für eine resonante Separation verschiedener Ionensorten darstellt. Die auftretenden Eigenfrequenzen der unterschiedlichen Ionen lassen sich theoretisch und im Einklang mit numerischen Simulationen beschreiben. Die Anregung der Eigenfrequenzen von Ionen über den Elektronenstrahl funktioniert bis zu so hohen Ionendichten, wie sie in einer EBIS vorkommen. Ionenmanipulationen, wie man sie von den Penningfallen her kennt, lassen sich auf ein Ionenensemble mit bis zu 10^{10} Ionen pro cm^3 übertragen. Die gemessenen Verschiebungen der Eigenfrequenzen gegenüber der Zyklotronfrequenz geben darüber hinaus Aufschluß über den Kompensationsgrad des Elektronenstrahls in der EBIS/T und können damit als wichtiges Diagnosehilfsmittel für die Optimierung von Elektronenstrahl-Ionenquellen verwendet werden.

Läßt man die Resonanzanregung kontinuierlich einwirken, so tritt überraschenderweise eine Erhöhung des Anteils an hochgeladenen Ionen in der EBIS/T auf. Darüberhinaus konnte experimentell gezeigt werden, daß die hochgeladenen Ionen auf der Achse des Elektronenstrahls konzentriert werden, während niedrig geladene Ionen dort verschwinden und bevorzugt den äußeren Strahlbereich bevölkern. Die Erklärung dafür ist, daß durch kontinuierliches Entfernen dieser niedrig geladenen Ionen aus dem Elektronenstrahl eine vollständige Kompensation der Raumladung des Elektronenstrahls verhindert wird. Dadurch lassen sich Ionen in der Ionenquelle über einen längeren Zeitraum züchten. Vorteilhafterweise drängt die Anregung über eine Modulation des Elektronenstrahls - im Gegensatz zu der normalen Dipolanregung - bevorzugt niedrig geladenen Ionen, mit größerer Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Rand, aus dem Elektronenstrahl. Dies führt zu einer verstärkten Coulomb-Kühlung der hochgeladenen Ionen und konzentriert diese in der Mitte des Strahls, wo die Anregung fast unwirksam ist. Diese Kühlkraft wirkt als Zusammenspiel der attraktiven radialen Kraft des nicht vollständig raumladungskompensierten Elektronenstrahls und der Coulombstöße der Ionen untereinander.

Durch diese Methode der Kühlung der Ionen untereinander können verstärkt Ionen hoher Ladungszustände in der Ionenquelle konzentriert werden.

Der Vorgang der Kühlung durch Coulombstöße konnte mit einem Modell beschrieben werden, bei dem die thermische Verteilung aller Ionen im Elektronenstrahl einer Boltzmann-Verteilung folgt. Das Modell benutzt vier Kräfte: die magnetische Kraft, die elektrische Haltekraft des Elektronenstrahls, die periodische elektrische Anregungskraft und die Reibung der Ionen proportional zu ihrer Geschwindigkeit und ihres Ladungszustandes bzw. die Stöße der Ionen untereinander. Die Resonanzanregung im Raumladungspotential sowie die Aufenthaltsverteilung der Ionen im Elektronenstrahl konnten damit dargestellt werden.

Für Präzisionsexperimente an hochgeladenen Ionen bietet sich die Kombination aus einer EBIS/T mit integrierter Penningfalle an. Die Experimente haben gezeigt, daß es möglich ist, Ionenspektren mit einem eingekoppelten Wechselfeld in dem Ionisationsraum der EBIS/T zu separieren und zu reinigen. Für die Zukunft wünscht man sich aber eine größere Effektivität für das vollständige Entfernen bestimmter Ionensorten. Dies kann man erreichen, indem man den Elektronenstrahl noch dichter mit der Ionisationsröhre umschließt.

Durch die kontinuierliche Resonanzanregung profitiert man von einer längeren Einschlußzeit für die stufenweise Ionisierung zu höheren Ladungszuständen und/oder eröffnet Elektronenstrahl-Ionenquellen neue Einsatzmöglichkeiten unter schlechteren Vakuumbedingungen. Die verstärkte Kühlung und Zentrierung der Ionen auf der Achse während dieses Betriebsmodus verbessert die Emittanz von Elektronenstrahl-Ionenquellen. Für die Zukunft kann man sich eine EBIS mit moduliertem Elektronenstrahl auch im Strahlweg niederenergetischer hochgeladener Ionen zum Verbessern deren Emittanz vorstellen. Die im Elektronenstrahl erzeugten und sich selbst kühlenden Ionen wirken durch Coulombstöße als Kühlmedium ohne die Gefahr der Umladung wie bei gasgefüllten hf-Quadrupolen.

6. Referenzen

- [ASTRID] New Developments at the ASTRID Storage Ring, J. S. Nielsen and S. P. Møller, Conf. Proc. PAC 98 p.406-408
- [Audi] G. Audi and A. H. Wapstra, Nuclear Physics A565 (1993) 1-65
- [Becker] R. Becker, H. Hoeltermann, M. Kleinod, A. Schempp, B. Zipfel, "The EBIS Option for Hadron Therapy", Proc. 6th Europ. Part. Acc. Conference, Stockholm, Sweden, June 22 - 26, 1998, Inst. of Physics Publ.: Bristol, 1998, p. 2345
- [Becker2] R. Becker, in EBIS Workshop, Saclay-Orsay. May 12-15, 1981
- [Becker3] R. Becker in, „Handbook of Ion Sources“, ed.by B. Wolf, CRC Press Inc., Boca Raton NY London Tokyo, (1995) 157
- [Beiersdorfer] P. Beiersdorfer, L. Schweikhard, J. Crespo Lopez-Urrutia and K. Widman, The magnetic trapping mode of an electron beam ion trap: New opportunities for highly charged ion research, Rev. Sci. Instrum. 67 (11), (Nov. 1996) p.3818
- [Beiersdorfer2] P. Beiersdorfer, B. Beck, St. Becker, L. Schweikhard, FTICR analysis of the magnetic trapping mode of the electron beam ion trap, Int. Journal of Mass Spectr. And Ion Processes 157/158, (1996) 149-161
- [Brown] Brown and Gabrielse, Rev. Mod. Phys. 58 (1986) 233
- [CERN] <http://cern.web.cern.ch/CERN>,
- [CRYISIS] <http://www.msi.se/>, <http://www.msi.se/crysis/CRYISIS.HTM>
- [Donets] E. D. Donets, in “The Physics and Technology of Ion Sources”, ed.by I. G. Brown, (John Wiley & Sons, NY 1989) p.245
- [Donets1] E. D. Donets, USSR Inventor’s Certificate No. 248860 16.03.(1967) OIPOTZ 24, 65 (1969)
- E. D. Donets, V. I. Ilyushenko, JINR R7-4124, (1968)
- [Donets2] E. D. Donets, Historical review of electron beam ion sources, Rev. Sci. Instr. 69, 2 (1998) p.614
- [Dunn] T. D. Märk, G. H. Dunn, Electron-Ion Ionization, Springer Verlag Wien New York (1985), p277, ISBN 3-211-81778-6
- [Eickhoff] H. Eickhoff, D. Böhne, J. Debus, Th. Haberer, G. Kraft, M. Pavlovic, The Proposed Accelerator Facility For Light Ion Cancer Therapy In Heidelberg, Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999
- [Firestone] Richard B. Firestone, Tables of Isotopes, Wiley ISBN 0-471-14918-7 (1996)
- [Großer] J. Großer, Einführung in die Teilchenoptik, , B. G. Teubner-Stuttgart ISBN 3-519-03050-0 (1983)

- [GSI] <http://www.gsi.de>
- [HEITZ] HEITZ GmbH, Industriestraße 19, D-76287 Rheinstetten-Mörsch
- [ISOLTRAP] Towards Higher Accuracy with the ISOLTRAP Mass Spectrometer, D. Beck; F. Ames; G. Bollen; H.-J. Kluge; A. Kohl; M. König; D. Lunney; H. Raimbault-Hartmann; S. Schwarz; J. Szerypo, Nucl.Instr.Meth. B126, (1997), p.374-377
- ISOLTRAP: A Tandem Penning Trap Mass System for Accurate On-line Mass Determination of Short Lived Isotopes, G. Bollen; S. Becker; H.-J. Kluge; M. König; R. B. Moore; T. Otto; H. Raimbault-Hartmann; G. Savard; L. Schweikhard; H. Stolzenberg; the ISOLDE Collaboration, Nucl.Instr.Meth. A368, p. 675-697, Year: 1996
- [Holder] J. Holder, Molecular Dynamics Simulations of Collisional Cooling of Highly Charged Ions in a Penning Trap, Proceedings der HCI 2000
- [IGUN] R. Becker, Programm „IGUN“ (Copyright) zur Simulation von Teilchenstrahlen mit Raumladung
- [Kester] O. Kester, Entwicklung einer Elektronenstrahlionenquelle (EBIS) mit ‚schneller‘ Ionenextraktion zur Anwendung bei der Strahlentherapie mit leichten Ionen, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main, (1995)
- [Kluge] H.-J. Kluge and G. Bollen, Nucl. Inst. Meth. B70 (1992) 473-481
- [Kohlrausch] Kohlrausch, Praktische Physik, 24.Auflage B. G. Teubner, Stuttgart 1996, ISBN 3-519-23001-1
- [Lederer] C. M. Lederer, J. M. Hollander and I. Perlman, Tables of Isotopes, Wiley, (1968)
- [Levine] M. A. Levine, R. E. Marrs, J. R. Henderson , D. A. Knapp, M. B. Schneider, Physica Scripta, T22 (1988) 157
- [LHC] H. Haseroth and K. Prelec, Possible Application of an EBIS in Preinjectors for Large Heavy Ion Colliders, 6th International Symposium on Electronic Beam Ion Sources and their Applications, Physica Scripta, T71, 23-27, (1997)
- [Lotz] W. Lotz, Zeitschrift für Physik, 206,(1967) 205
- W. Lotz, Zeitschrift für Physik, 216,(1968) 241
- [Marrs] R. E. Marrs, S. R. Elliott, D. A. Knapp, Phys. Rev, Lett. 72 (1994) 4082
- [Marrs2] R. E. Marrs, Self-cooling of highly charged ions during extraction from electron beam ion sources and traps, Nucl. Inst. Meth. B 149 (1999) 182-194
- [Marshall] A. G. Marshall and Lutz Schweikhard, Fourier transform ion cyclotron resonance mass spectrometry: technique developments, Int. Jour. Of Mass Spectrometry and Ion Processes, 118/119 (1992) 37-70
- [Meinke] Meinke*Grundlach (hgb. v K. Lange und K. H. Löcherer), Taschenbuch der Hochfrequenztechnik Studienausgabe Band 1-3, Springer Verlag, (1985)
- [PartOpt] B. Zipfel, Programm „PartOpt“ zur Simulation von Teilchen in dreidimensionalen Geometrien mit zeitabhängigen Feldern

- [Persson] H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, I. Lindgren and M. G. H. Gustavsson, in [Schuch], *Hyperfine Interaction* 108 (1997) 3-17
- [Pierce] J. R. Pierce, *Rectilinear Electron Flow in Beams*, *J. Appl. Phys.* 11 (1940) 548-554
 J. R. Pierce, *Theory and Design of Electron Beams*, D. v. Nostrand Inc., NY(1954)
- [RETRAP] D. A. Church et al., *Collisions and spectroscopy of cold, highly charged high-Z ions in RETRAP*, *Nucl. Inst. Meth. B* 132 (1997) 335-343
- [REX-ISOLDE] R. von Hahn, et al., *Status of the REX-ISOLDE project*, *Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conference*, New York, 1999
 REXEBIS - A CHARGE BREEDER FOR THE REX- ISOLDE POST ACCELERATOR, J. Axelsson, M. Björkhage, P. Carlé, L. Liljeby, K- G. Rensfelt, MSL, Stockholm, Sweden B. Jonson, G. Nyman, F. Wenander..., *Conf. Proc. EPAC 98*, p1412
- [RHIC] E. Beebe, et al., *Results of beam test on a high current EBIS test stand*, *Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conference*, New York, 1999
- [SAES] SAES GETTERS DEUTSCHLAND GmbH Tel. 0221 443086, Head Office: Via Gallarate 215, 20151 Milano, Italy
- [Schneider] M. B. Schneider, M. A. Levine, C. L. Bennett, J. R. Henderson, D. A. Knapp, R. E. Marrs, *AIP Conf. Proc. No. 188*, ed. A. Hershcovitch, AIP, New York, (1989) p.158
- [Schuch] R. Schuch, E. Lindroth, H.-J. Kluge, *Atomic Physics with stored highly charged Ions*, *Hyperfine Interactions* 108 (1997)
- [Schwarz] H. R. Schwarz, *Numerische Mathematik*, B. G. Teubner-Stuttgard ISBN 3-519-22960-9 (1993)
- [Schweikhard] L. Schweikhard, *Dissertation, Entwicklung neuer Methoden der Fouriertransformation-Ionenzyklotronresonanz-Massenspektrometrie*, Institut für Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1989
- [Septier] A. Septier, Academic Press, NY (1967)
- [Shirkov] G. D. Shirkov, G. Zschnornack, *Electron Impact Ion Sources for Highly Charged Ions*, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden, (1996), ISBN 3-528-06455-2
- [SMILETRAP] C. Carlberg, I. Bergström, G. Bollen, H. Borgenstrand, R. Jertz, H.-J. Kluge, G. Rouleau, R. Schuch, T. Schwarz, L. Schweikhard, P. Senne and F. Söderberg, *SMILETRAP - A Wide-Range High Precision Mass Spectrometer*, *Proc. "Conference on Precision Electromagnetic Measurements"*, Boulder, Colorado, USA, June 27 - July 1, 1994, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 44 (1995) 553 - 557.
 G. Rouleau, H. Borgenstrand, C. Carlberg, R. Schuch, F. Söderberg, I. Bergström, R. Jertz, T. Schwarz, J. Stein, G. Bollen, H.-J. Kluge and R. Mann, *The SMILETRAP (Stockholm-Mainz-Ion-LEvitation-Trap) facility*, *Hyp. Int.* 99 (1996) 73-81.
<http://msiw37.msi.se/~smile/>

- [Spitzer] Lyman Spitzer, Jr., Physics of fully ionized gases, Interscience Publishers, Inc., New York (1956)
- [Tawara] H. Tawara, T. Kato, and M. Ohnishi, Ionisation Cross Sections of Atoms and Ions by Electron Impact, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Japan, IPPJ-AM-37, (1985)
- [Van Dyck] R. S. Van Dyck, Jr., F. L. Farnham, and P. B. Schwinberg, Number dependency in the compensated Penning trap, Phys. Rev. A, Vol.40, n.11, (1989), p.6308
- [Van Dyck2] R. S. Van Dyck, Jr., Ultra-High-Resolution Mass Spectroscopy in Penning Traps, Experimental Methods in the Physical Sciences, Vol. 29A, (1995) p.363
- [Wollnik] H.Wollnik, Optics of Charged Particles, Academic Press, Orlando (1987), ISBN 0-12-762130-X
- [Wutz] M. Wutz, H. Adam, M. Walcher, Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, Vieweg, (1986)
- [Zipfel] B. Zipfel, R. Becker, M. Kleinod and R. Rao, An EBIS/T with integrated Penning trap, Hyperfine Interactions 115 (1998) p.193-200

7. Anhang

Ergänzende Literatur

- [Bergström] I. Bergström, C. Carlberg, R. Schuch, Trapped Charged Particles and Related Fundamental Physics, Physica Scripta T59, (1995)
- [Phys. Scr. T22] Workshop and Symposium on Physics of Low-Energy Stored and Trapped Particles, Stockholm, June 14-18, 1987, Physica Scripta T22, (1988)
- [Phys. Scr. T73] Proceedings of the 8th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions, Omiya, Saitama, Japan, Sept. 23-26, 1996, Physica Scripta T73, (1997)
- [Märk] T. D. Märk and G. H. Dunn, Electron Impact Ionisation, Springer Verlag, Wien, New York 1985, ISBN 3-211-81778-6
- [Younger] Younger and Märk, Semi-Empirical and Semi-Classical Approximations for Electron Ionisation, Artikel aus [Märk], p.26
- [Adkins] Peter W. Atkins, Physikalische Chemie, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim 1987, ISBN 3-527-25913-9
- [Gertsen] H. Vogel, Gertsen Physik, 18. Auflage, Springer Berlin 1995, ISBN 3-540-59278-4
- [HITRAP] W. Quint et al., HITRAP: A Facility for High-Accuracy Experiments with Trapped Highly Charged Ions at GSI, GSI Proposal 1998
<http://www-aix.gsi.de/~eurotrap/hitrap.htm>
- [BRIC] G. Brautti et al., BRIC: an electron beam ion source as charge state breeder for radioactive ion beam facilities, Conf. Proc. EPAC 2000, Vienna, Austria, p.1619

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2-1 Schematischer Aufbau einer EBIS/T mit typischen axialen Potentialverlauf auf der Achse zum longitudinalen Einschluß (—) und der Extraktion (---) der Ionen.....	3
Abbildung 2-2 Magnetrondrift oder ELB-Drift um das Zentrum des Elektronenstrahls	7
Abbildung 2-3 Vom Magnetfeld gedrehte Pendelbewegung im Elektronenstrahl	8
Abbildung 2-4 Die Pendelfrequenz im Elektronenstrahl von 0.5 mm Durchmesser im Vergleich zu der Zyklotronfrequenz.....	10
Abbildung 2-5 Rosettenbahn eines Ions im Elektronenstrahl.....	10
Abbildung 2-6 Flußdiagramm der Simulationsrechnungen.....	13
Abbildung 2-7 Verschiebung der radialen Frequenzen ($2 \times$ Zyklotronfrequenz) durch das Raumladungspotential im Elektronenstrahl eines Durchmessers von 0.5 mm bei 1.7 Tesla	14
Abbildung 2-8 Verschiebung der radialen Pendelfrequenz der Ionen bei starken Magnetfeld am Beispiel des Ar^{4+} (Strahldurchmesser von 0.5 mm und 2.4 V Raumladungsdepression)	15
Abbildung 2-9 Erwartete Kompensationszeit eines Elektronenstrahls der Energie 1000eV in Argongas	17
Abbildung 2-10 Zeiten für die Relaxion einer Ionenbewegung in einem Ensemble gleicher Ionen nach Formel (31)....	19
Abbildung 2-11 Radiales Potential in der Falle für verschiedene Stromdichten	21
Abbildung 2-12 Radiales Potential in der kompensierter Falle während eines modulierten Elektronenstrahls	22
Abbildung 2-13 Ionenbewegung bei einer Variation des Raumladungspotentials während des kompensierten Zustands in der Falle.....	23
Abbildung 2-14 Links die ungedämpfte Ionenbewegung bei 1.7 Tesla über ca. 70 μs lang und rechts über 20 μs mit 3.15 MHz auf die Resonanz des Ar^{3+} angeregt (-4.0 ± 0.5 Volt Raumladungspotential) und einer kontinuierlichen Dämpfung der Bewegung proportional der Geschwindigkeit	24

Abbildung 2-15	Links Simulation über 12 μs mit Reibung aber 5.67 MHz Anregung auf die Resonanz von Ar^{7+} und rechts Anregung 3.03 MHz zwischen den Resonanzen der Ionen.....	24
Abbildung 2-16	langsameres Driften der Ionen bei 4.7 Tesla in -4 V Raumladungsdpression und 3.15 MHz Anregung auf die Resonanz des Ar^{4+}	25
Abbildung 2-17	Reibung proportional q^2 : links ohne Anregung, rechts mit 1.5 V Amplitude	25
Abbildung 2-18	Die Häufigkeit der in der Simulation gestarteten Ionen folgt einer Boltzmann-Verteilung mit der häufigsten kinetischen Energie von ca. 1eV.	26
Abbildung 2-19	Drift der mittleren Position der Ionen während die Ionen alle 0.4 μs miteinander Stöße im Raumladungspotential ausführen.....	27
Abbildung 2-20	Position der einzelnen Ionen nach 15 μs Simulation der Stöße im Raumladungspotential	28
Abbildung 2-21	Drift der Ionen bei zusätzlicher anregender Frequenz von 5MHz (der Eigenfrequenz von Ar^{3+}).....	28
Abbildung 2-22	Position der einzelnen Ionen nach 15 μs Simulation aus Abbildung 2-21	29
Abbildung 3-1	Einbau des Hochvakuum-Rezipienten in den NMR-Kryostat.....	31
Abbildung 3-2	Auswirkungen einer Wärmequelle auf das Stickstoffschild und das Vakuum	32
Abbildung 3-3	Der gemessene Magnetfeldverlauf auf der Achse des Kryostats verglichen mit einem mit INTMAG rekonstruierten Verlauf.....	33
Abbildung 3-4	Magnetfeld im Bereich der Präzisionsfalle	34
Abbildung 3-5	Einbettung der Elektronenkanonen und der Falle in das Magnetfeld	34
Abbildung 3-6	Realisierung der Elektronenstrahl Ionenquelle mit Penningfalle. Oben: senkrechter Schnitt und Seitenansicht, unten rechts: Waagrechter Schnitt durch die Elektroden der Präzisions-Falle.....	36
Abbildung 3-7	Montage der Kathode mit Wehneltektrode und Anode	37
Abbildung 3-8	Simulation der Elektronenkanone mit IGUN	38
Abbildung 3-9	Emissionskennlinien bei 0 V an Anode und Kathode auf -500 V.....	39
Abbildung 3-10	Emissionskennlinien bei 0 V an Anode und Kathode auf -1000 V.....	40
Abbildung 3-11	Der Durchgriff der Extraktionsröhre bestimmt das Potential der Extraktionsbarriere	41
Abbildung 3-12	Potential und Position der Extraktionsschwelle für verschieden angelegte Spannungen an der Barrierelektrode.....	41
Abbildung 3-13	Trajektorien durch den Analyse magneten. Hier: Ar^{1+} - Ar^{18+} gleicher Energie	42
Abbildung 3-14	Energiedispersion des Analyse magneten.....	43
Abbildung 3-15	Wirkung der Modulation an der Wehneltektrode auf den Elektronenstrahl.....	44
Abbildung 3-16	Gesamtansicht des Kryostaten und des Rezipienten	45
Abbildung 4-1	Potentialbelegung während der Experimente.....	46
Abbildung 4-2	Entfernen durch destruktive Resonanz 1000 μs vor der Extraktion (20 ms Einschluß).....	48
Abbildung 4-3	Verschiebung des Frequenzverhaltens am Beispiel des Ar^{3+} während der Kompensationsphase	49
Abbildung 4-4	Bei dieser Zusammensetzung von Argon-Ionen nach 20 ms Einschlußzeit wird im folgenden die Anregungsdauer variiert.....	50
Abbildung 4-5	Reagieren der Ionensorten auf Frequenzen bei unterschiedlich langer Anregungsdauer; die erwarteten Eigenfrequenzen der Ionen sind unterlegt.....	52
Abbildung 4-6	Vergleich der gemessenen Resonanzfrequenzen mit den theoretisch vorkommenden Frequenzen in dem nicht kompensierten Elektronenstrahl von 5 mA bei 1.7 Tesla.....	53
Abbildung 4-7	Beispielhafte Anreicherung hochgeladener Ionen durch resonantes Entfernen niedrig geladener Ionen.....	54
Abbildung 4-8	relative Zu- und Abnahme der verschiedenen Ionensorten.....	55
Abbildung 4-9	Die Wehnel-Anregung fördert die Bildung der hochgeladenen Ionen effektiver, da Ionen auf der Achse des Elektronenstrahls kaum noch geheizt werden	56
Abbildung 4-10	Ab 8 V Amplitude zeigt die Anregung Wirkung.....	57
Abbildung 4-11	Wirkung der Anregung bei unterschiedlich langer Einschlußzeit: links mit Argongaseinlaß und rechts bei Restgasdruck (3.65 MHz wirken links hauptsächlich auf Ar^{2+} und Ar^{3+} , 7.3 MHz wirken auf N^{2+})	59
Abbildung 4-12	Kompensationszeiten abgelesen aus dem Produkt Einschlußzeit und Ionenstrom der Messungen aus Abbildung 4-11	60
Abbildung 4-13	Die Wehnelanregung wirkt noch bei sehr starker Zufuhr von Gas	61
Abbildung 4-14	Ein Verhindern der Kompensation durch Absenken der Barriere während der Ionisationszeit erhöht ebenfalls den Anteil an hochgeladenen Ionen.....	62
Abbildung 4-15	Bestimmung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ionen durch Variation des Potentials an der Barriere für die Extraktion. Nur Ionen mit einer Kinetischen Energie größer als das Barrierenpotential können die Falle verlassen (sichtbar auch an der Verschiebung der Spitzenwerte zu höherer Energie).....	64
Abbildung 4-17	Relative Abnahme der verschiedenen Ionen mit der Erhöhung der Barriere während der Extraktion (links ohne, rechts mit kontinuierlicher Anregung).....	65
Abbildung 4-18	Die Form der Energieverteilung der Ionen ähnelt der einer Exponentialfunktion.....	65

IGUN Eingabe-Datei

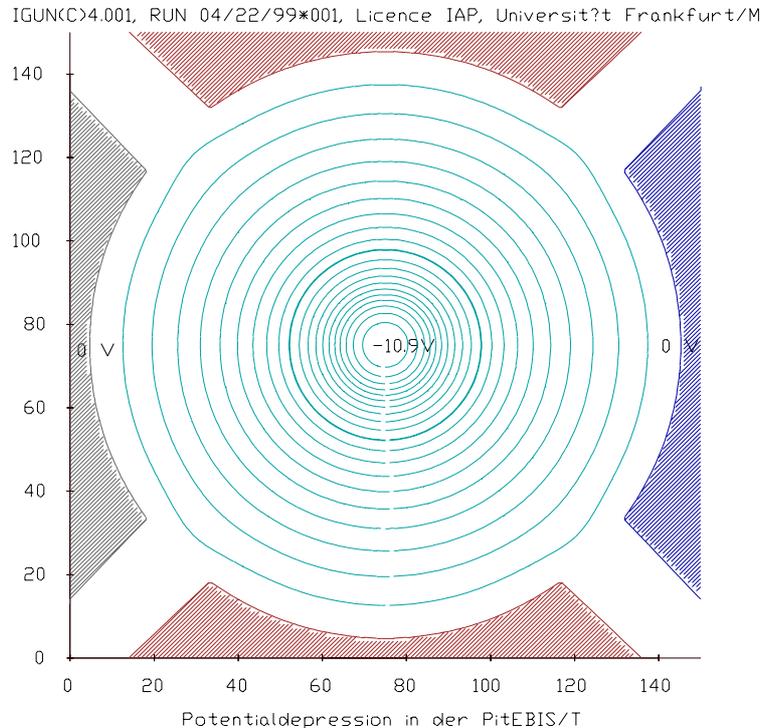
Raumladungspotential während der zeitabhängigen Simulation der Anregung über den Wehnelt:

trp_beam Potentialdepression in der PIT-EBIS

```

&INPUT1 ZLIM=150,POTN=-9,POT=0,0,0,0,0,0,0,0,0,PUNIT=1E-3 &END
0,-1.6,-1.6
4,-1.3,-1.6
4,-.89,-1.21
1004,0,0
-1.5
4,.8900001,-1.21
4,1.3,-1.6
0,1.6,-1.6
2,1.6,-1.3
2,1.21,-.89
1002,0,0
-1.5
2,1.21,.8900001
2,1.6,1.3
0,1.6,1.6
9,1.3,1.6
9,.8900001,1.21
1009,0,0
-1.5
9,-.89,1.21
9,-1.3,1.6
0,-1.6,1.6
2,-1.6,1.3
2,-1.21,.8900001
1002,0,0
-1.5
2,-1.21,-.89
2,-1.6,-1.3
0,-1.6,-1.6
&INPUT5 START='LAPL',LASER=F,MAXIT=200,WRTEQU=500,EPS=1E-3,NS=1 &END
&BEAMRH RCENTR=0,ZCENTR=0,RBEAM=.25,AMPS=-0.005,VOLT=1000 &END

```



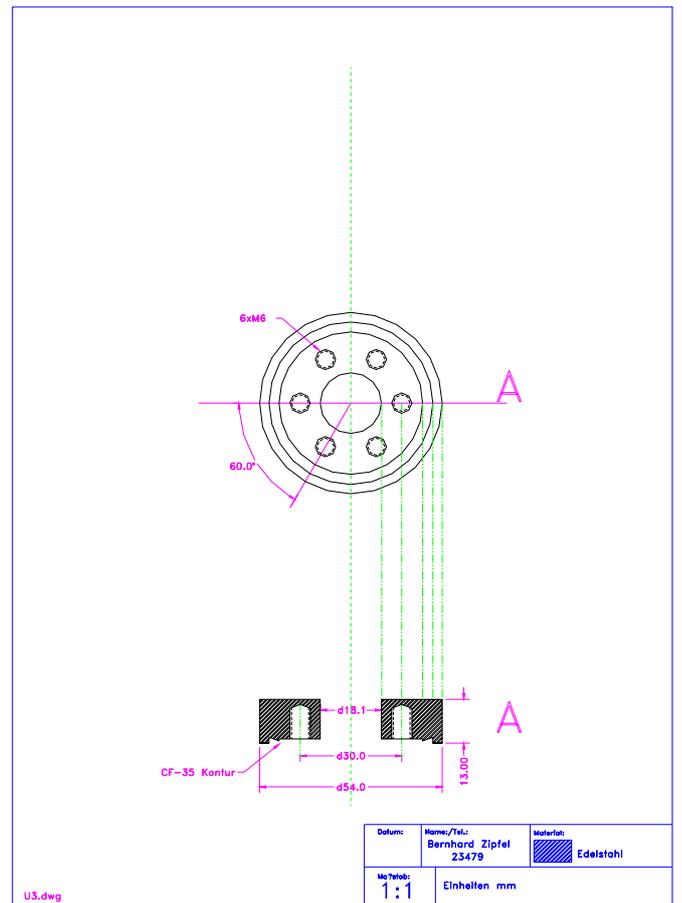
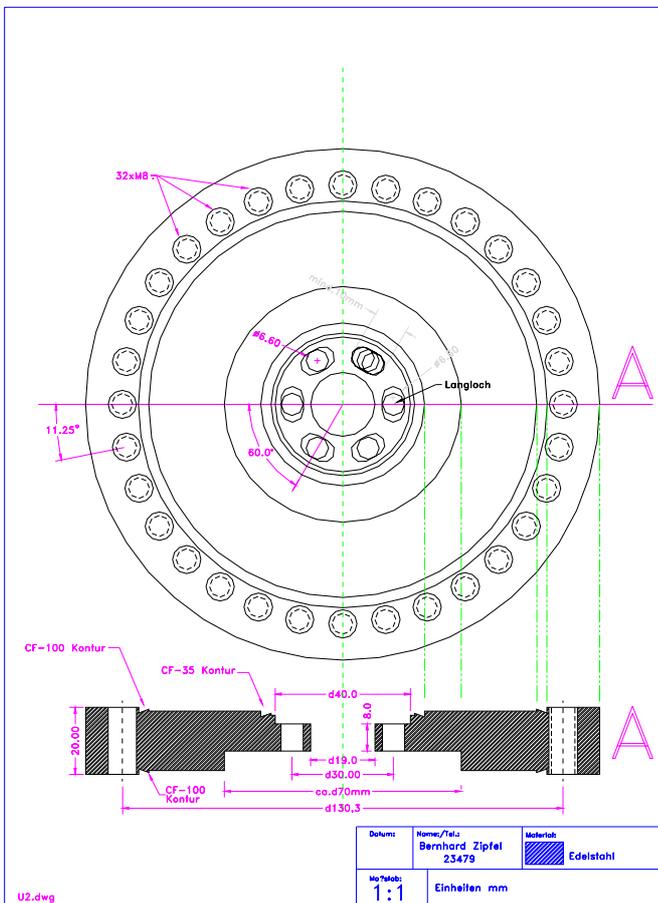
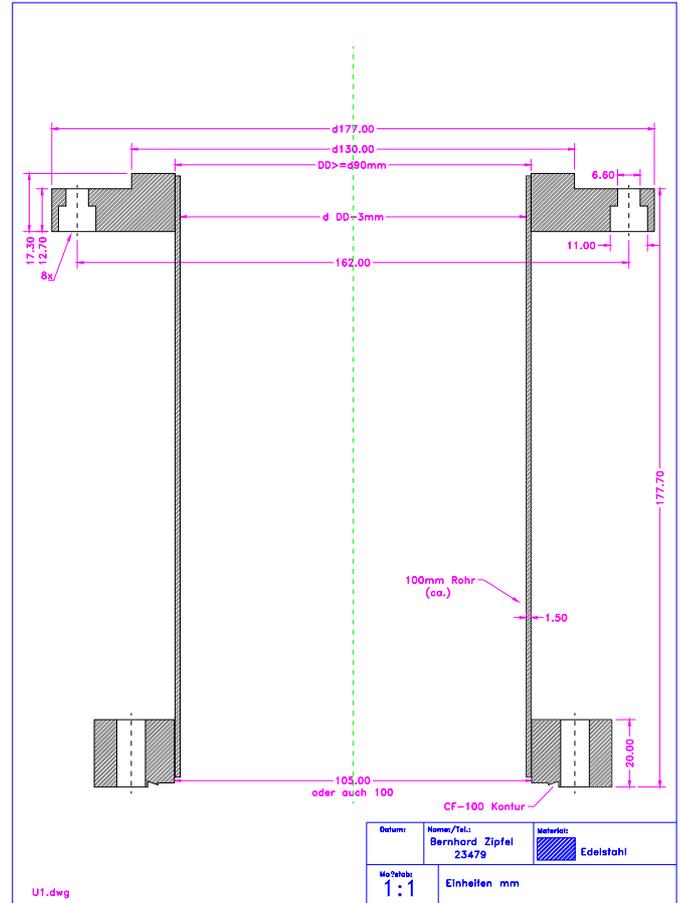
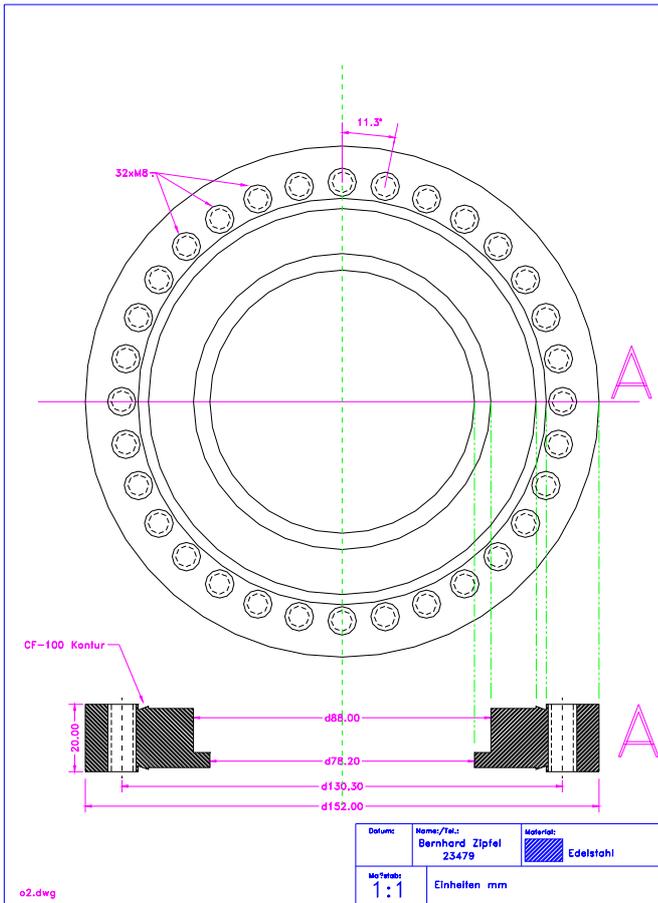
Eingabedatensatz zu Abbildung 3-8 Simulation der Elektronenkanone mit IGUN

Kanone im Betrieb

```

&INPUT1 ZLIM=105,POTN=5,POT=-500,0,-530,-500,1500,PUNIT=1E-3,MAGSEG=-1 &END
&INPUT3 IZERO=7,BMULT=1.7,BZA=
10000,10000,10000,10000
10000,10000,10000,10000
  ↓           ↓           ↓
10000,10000,10000,10000
&END
1,0,3.72529E-09
1,.25,1.000013E-03
4,.25,1.000013E-03
4,.25,-.2
3,.5,-.2
3,.5,-.15784
1003,.6,-.1578436
.1
3,.55014,-.07116
3,3.34,1.533514
3,3.5,1.62
2,3.5,2.66

```

Lebenslauf

Bernhard Zipfel
geboren am 22.6.1967 in Frankfurt am Main
deutsch

Schule:

1973 - 77	Grundschule in Kelkheim
1977 - 83	Gymnasium Gesamtschule in Kelkheim
1983 - 86	Gymn. Oberstufe (Immanuel Kant Schule in Kelkheim)
1986	Abschluß: Abitur

Wehrdienst vom 1.7.1986 bis zum 30.9.1987

Studium:

seit 1.10.1987	an der J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main eingeschrieben
1987-1989	Grundstudium in Physik
8.11.1989	Vordiplom
1990-1993	Hauptstudium in Physik, Nebenfach Physikalische Chemie und Erstellen der Diplomarbeit: „Ein elektrostatisches Kugelspektrometer variabler Auflösung zur Analyse der Potentialverteilung in Ionenquellen“
6.7.1993	Abschluß: Diplom

seit 1994 Promotionsstudium an der J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, zwischenzeitlich Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt

Akademische Lehrer:

Prof. Dr. R. Becker, Prof. Dr. H. Klein, Prof. Dr. W. Greiner, Prof. Dr. H. Mauk, Prof. Dr. H. Stöcker, Prof. Dr. W. Martienssen, Prof. Dr. E. Mohler, Prof. Dr. A. Schaarschmidt, Prof. Dr. W. H. Kegel, Prof. Dr. K. Hensen, Prof. Dr. T. Elze, Prof. Dr. Stelzer, Prof. Dr. Chun, Prof. Dr. H.-D. Brauer, Prof. Dr. J. Bliedtner, Prof. Dr. F. Rauch, Dr. Schröder

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die am Zustandekommen dieser Arbeit Anteil hatten:

Zunächst meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Reinard Becker für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die großzügige Betreuung. Fast rund um die Uhr ist er ansprechbereit gewesen und hat bei jedem Problem mit seiner Erfahrung und guten Ideen weiterhelfen können.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Horst Klein für die Aufnahme in das Institut für Angewandte Physik und meinem Zweitgutachter Prof. Dr. Alwin Schempp. Und natürlich allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die gute Zusammenarbeit: Herrn Dr. Michael Kleinod, Herrn Dipl. Phys. Michael Mücke, Herrn Dipl. Phys. Holger Höltermann, Herrn Karsten Schumann sowie den ehemaligen Mitgliedern Herrn Dr. Oliver Kester, Herrn Dr. Roberto Rao, Herrn Dr. Axel von der Weth. Mit ihnen konnte ich viele interessante und anregende Gespräche in einer familiären Atmosphäre führen.

Herrn Dr. Lutz Schweikhard möchte ich für die Einführung und Tips für den Umgang mit Ionenfallen danken. Nicht zuletzt danke ich der Werkstatt des Instituts für die gewissenhafte Herstellung diverser Einzelteile des Experiments, Herrn Ilja Müller für seine spontane Hilfsbereitschaft und Beratung für alle elektrischen und elektronischen Probleme und Herrn Stefan Rodrian für seine kontinuierliche Assistenz im Labor.