

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
Im Studiengang Physik
vorgelegt von
Marius Tremer
geboren in Offenbach
2011

**Untersuchung und Optimierung
des externen Ladens von Ionen
bei THe-Trap**

Die Diplomarbeit wurde von Marius Tremer
ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Klaus Blaum

Untersuchung und Optimierung des externen Ladens von Ionen bei THE-Trap:

THE-Trap ist ein Massenspektrometer, welches die Massen von ${}^3\text{H}$ und ${}^3\text{He}$ mit einer relativen Unsicherheit von 10^{-11} bestimmen soll. Hierdurch kann die Genauigkeit des Q -Wertes des ${}^3\text{H}$ zu ${}^3\text{He}$ β -Zerfalls um eine Größenordnung verbessert werden, was für das KARlsruhe-TRItium-Neutrino Experiment KATRIN wichtig ist. Dafür nutzt THE-Trap ein Doppel-Penningfallensystem, das mit einer externen Ionenquelle geladen werden kann. Entwickelt und gebaut wurde THE-Trap an der Universität von Washington, Seattle. Im Jahr 2008 wurde es an das Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg gebracht, wo es in einem eigens dafür eingerichteten Labor in Betrieb genommen und weiterentwickelt wird.

Die externe Ionenquelle des Experiments befindet sich circa 1 Meter entfernt von dem Penningfallensystem. Da der externe Ladevorgang noch nicht untersucht werden konnte, wurden in dieser Arbeit vorbereitende Tests dazu durchgeführt. Hierzu wurde die Ionenquelle ausgebaut, modifiziert und in einem separaten Teststand charakterisiert. Der bei THE-Trap für den Einfang der Ionen zuständige Abschnitt des Penningfallensystems wurde nachgebaut und ebenfalls in einen eigenen Aufbau gesetzt. Zusätzlich zum Einfang konnten die Ionen in diesem Nachbau auch gespeichert und gepulst ausgeschossen werden. Desweiteren wurde das Magnetfeld des von THE-Trap genutzten Magneten ausgemessen und charakterisiert, um die Einfangsektion und die Penningfallen optimal zu justieren.

Investigation and optimization of the external ion loading process at THE-Trap:

THE-Trap is a mass spectrometer that aims to determine the mass of ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ with a relative uncertainty of 10^{-11} . This will help to reduce the uncertainty of the Q -Value of the ${}^3\text{H}$ to ${}^3\text{He}$ β -decay by one order of magnitude, which is important for the KARlsruhe-TRItium-Neutrino experiment KATRIN. THE-Trap uses a double Penning trap system that can be loaded from an external ion source. It was developed and built at the University of Washington, Seattle. In 2008 it was moved to the Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg, where it is being set up and modified in a dedicated laboratory.

The external ion source of the experiment is located in a distance of approximately 1 meter away from the Penning trap system. Since the external loading had not been thoroughly investigated yet, preliminary tests were carried out in the scope of this thesis. To this end the ion source was removed, modified and characterized in a separate set-up. The section responsible for the capture of the ions was duplicated and placed in a dedicated assembly. In addition to the investigation ion capture process, it was shown that the ions can be stored and ejected in pulses from this storage container. Furthermore, the field of the magnet that is used in THE-Trap was mapped, in order to align the capture section and the Penning traps for ion capture.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 13.08.2011

.....

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie	3
2.1. Ionisationsprozesse	3
2.1.1. Stoßionisation	3
2.1.2. Oberflächenionisation	5
2.2. Elektronenquellen	6
2.3. Geladene Teilchen im elektromagnetischen Feld	7
2.4. Penningfalle	7
2.4.1. Ideale Penningfalle	8
2.4.2. Reale Penningfalle	9
Restgaswechselwirkung	10
Einflüsse vom Magnetfeld	11
2.4.3. Massenmessung	11
3. Experimentelle Aufbauten	13
3.1. THe-Trap	13
3.1.1. Übersicht über THe-Trap	13
3.1.2. Fallenkammer	14
3.2. Test der Ionenquelle von THe-Trap	17
3.2.1. Die Ionenquelle von THe-Trap	17
3.2.2. Versuchsaufbau für die Ionenquelle	21
Faraday-Detektor	23
3.2.3. Verwendete und alternative Kathoden	24
Dispenser-Kathode	24
Wolfram-Filament	24
Weitere Alternativen	26
3.3. Simulierung des Ioneneinfangs	27
3.3.1. Der Ionenfänger	27
3.3.2. Versuchsaufbau für den Ionenfänger	29
Steuerelektronik	31
Oberflächenionenquelle	32
Ionenoptik	33
Detektionssystem	35
Bruker Magnet	36

3.4. Magnetfeldmessung	38
3.4.1. 1995 NCC Magnet	38
Korrekturspulen der Fallen	39
3.4.2. Versuchsaufbau für die Magnetfeldmessung	40
Magnetfeldsonde	41
4. Durchführung und Ergebnisse	43
4.1. Ionenerzeugung	43
4.1.1. Test der Dispenser-Kathode	44
4.1.2. Restgasionisation mit dem Wolframband	45
4.1.3. Belastungstest des Wolframbandes	45
4.1.4. Erzeugung von Ionenimpulsen mit dem Wolframband	47
4.2. Ioneneinfang und Speicherung	51
4.2.1. Optimierung des Versuchsaufbaus	51
4.2.2. Energieverteilung der Ionen im Ionenfänger	53
4.2.3. Optimierung der einzelnen Pulse auf den Elektroden	54
Gate-Elektrode	54
Tube-Elektrode	55
Skimmer	56
4.2.4. Speicherzeitmessungen	58
4.2.5. Mehrfachausschüsse	60
4.3. Magnetfeldmessung	62
5. Zusammenfassung und Ausblick	67
A.NMR-Programm	69

Abbildungsverzeichnis

2.1. Erste Ionisationsenergie der Elemente des Periodensystems	4
2.2. Energieabhängigkeit des Ionisationswirkungsquerschnitts von Helium	5
2.3. Ideale hyperbolische und zylindrische Penningfalle	9
2.4. Skizze der drei Eigenbewegungen in einer Penningfalle	10
3.1. Der Aufbau von THe-Trap	15
3.2. Querschnitt durch die Fallenkammer und den Fallenturm von THe-Trap	16
3.3. Skizze und Bild der Ionenquelle von THe-Trap	18
3.4. Skizze der gesetzten Spannungen in der Ionenquelle	19
3.5. Der Potentialverlauf entlang der z-Achse in der Ionenquelle	20
3.6. Darstellung des Gaseinlasssystems der Ionenquelle	21
3.7. Skizze des Versuchsaufbaus für die Ionenquelle	22
3.8. Zeichnung des verwendeten Faradaydetektors	23
3.9. Das gedrehte Wolframband in der Halterung	25
3.10. Technische Zeichnung des Ionenfängers	28
3.11. Pulssequenz des Ionenfängers	29
3.12. Skizze des Testaufbaus für den Ionenfänger	30
3.13. Aufbau der Steuerelektronik	32
3.14. Technische Zeichnung der Oberflächenionenquelle	33
3.15. Skizze der Linsen	34
3.16. Chevron-MCP-Detektor und Elektronenvervielfachung in einem Kanal	36
3.17. Verlauf der Magnetfeldstärke vom Bruker Magneten.	37
3.18. Querschnitt durch den 1995 NCC Magneten	39
3.19. Halterung der Magnetfeldsonde	40
4.1. Zeitlicher Verlauf des Elektronenstroms bei der Dispenser-Kathode	44
4.2. Zeitlicher Verlauf des Ionenstroms und seine Abhängigkeit vom Druck	46
4.3. Abhängigkeit des Elektronenstroms von der Heizleistung	47
4.4. Zeitlicher Verlauf des Ionenstroms bei einer konstanten Heliumzufuhr	48
4.5. Einzelne Ionenschüsse bei unterschiedlichen Ventilöffnungsgeschwindigkeiten	49
4.6. Ionenschüsse bei verschiedenen Heizleistungen	50
4.7. Energiedifferential des Ionenstroms im Ionenfänger	54
4.8. Ionenanzahl bei verschiedenen Pulsbreiten an der Gate-Elektrode	55
4.9. Ionenanzahl bei verschiedenen Potentialtiefen der Tube-Elektrode	56
4.10. Ionenanzahl bei verschiedenen Potentialtiefen und -breiten am Skimmer	57
4.11. Speicherzeitmessungen	58

4.12. Abhängigkeit der Speicherzeit von dem Anfangsmagnetronradius	59
4.13. Mehrfachausschuss aus dem Ionenfänger	61
4.14. Magnetfeldverlauf im Zentrum der Bohrung und im Radius von 10 mm . .	63
4.15. Magnetfeldverlauf im Zentrum der Bohrung mit quadratischem Fit.	64
A.1. Oberfläche zur Steuerung des NMR-Teslameters.	69

Tabellenverzeichnis

2.1. Austrittsarbeit Φ_s und Ionisationspotential Φ_i diverser Elemente	6
2.2. Typische Frequenzen und Amplituden der Moden bei THE-Trap	11
3.1. Eigenschaften von verschiedenen Kathoden	26
3.2. Die für die Sequenz des Ionenfängers benötigte Spannungen	31
3.3. Typische Spannungen an der Oberflächenionenquelle	33
3.4. Spannungen an den Linsenelementen	34
4.1. Einzelne Ionenschüsse bei unterschiedlichen Ventilöffnungsgeschwindigkeiten	49
4.2. Ionenschüsse bei verschiedenen Heizleistungen	50
4.3. Die 21 Parameter des Versuchsaufbaus vom Ionenfänger	52
4.4. Spezifikationen des 1995 NCC Magneten und des Bruker Magneten	65

1. Einleitung

Die Existenz eines Neutrinos wurde erstmals 1930 postuliert [Pau30] - seitdem haben sich viele unbeantwortete Fragen über das Neutrino aufgetan. Eine Frage beschäftigt sich mit der Masse des Neutrinos. Lange Zeit wurde es als masselos angenommen, bis sich erste Hinweise auf eine Ruhemasse ergaben [Dav64]. Eine weitere Frage ist, ob das Neutrino sein eigenes Antiteilchen ist.

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik besitzen die Neutrinos keine Ruhemasse [Sak58]. Insgesamt gibt es drei Neutrino-Flavours: Das Elektron-Neutrino ν_e , das Myon-Neutrino ν_μ und das Tauon-Neutrino ν_τ mit ihren jeweiligen Antiteilchen $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_\tau$. Da sie weder eine elektrische noch eine Farbladung tragen, interagieren sie mit Materie nur über die schwache Wechselwirkung und die Gravitation. Deswegen ist es sehr aufwendig, sie nachzuweisen. Wenn die Neutrinos eine Masse haben oder ihr eigenes Antiteilchen (sogenannte Majorana-Teilchen) sind, dann müsste das Standardmodell überarbeitet werden.

Postuliert wurde das Neutrino von Pauli, um das kontinuierliche Energiespektrum des Betazerfalls zu erklären [Pau30]. Eine Beschreibung durch einen Zweikörperzerfall verletzte die Energie- und Impulserhaltung, weil ein solcher Zerfall ein diskretes Energiespektrum besitzt. Gerettet werden konnten die Erhaltungssätze nur durch die Anwesenheit eines dritten, bisher unbeobachteten Teilchens: Dem Neutrino oder genauer gesagt dem Elektron-Antineutrino. Der Beweis für seine Existenz wurde erst im Jahr 1957 erbracht, als Cowan und Reines in einem Kernreaktor den inversen Betazerfall beobachteten [CRH+56].

Wenn Neutrinos eine Masse besitzen, dann können ihre Flavourzustände ineinander übergehen. In Analogie zur CKM-Matrix wies Pontecorvo 1957 in seiner theoretischen Abhandlung auf solche Neutrinooszillationen hin [Pon57]. Erste Hinweise hierfür gab es 1964 durch das solare Neutrino Defizit [Dav64]. Das Experiment Super-Kamiokande konnte 1998 durch Neutrinooszillationsmessungen beweisen, dass mindestens eine Neutrinosorte massebehaftet ist [Fuk98]. Da diese Messungen nur sensitiv auf Differenzen von Massenquadraten sind, konnte kein absoluter Wert festgelegt werden.

Die Methode zur Bestimmung einer absoluten Masse, die bisher die beste Obergrenze lieferte, ist die Messung des Energiespektrums des Betazerfalls von Tritium ${}^3\text{H}$ zu Helium-3 ${}^3\text{He}$ [KBB+05]:



Die Massendifferenz zwischen dem Mutter- und Tochternuklid wird nach Einsteins berühmter Formel $E = mc^2$ in Form von Energie auf die Zerfallsprodukte übertragen. Diese Energie wird als Q -Wert bezeichnet und wird, unter Vernachlässigung des Kernrückstoßes, auf das Elektron und das Neutrino übertragen. Würde das Neutrino keine

Ruhemasse besitzen, so könnte der gesamte Q -Wert auf das Elektron übertragen werden. Wenn das Neutrino jedoch eine Ruhemasse besitzt, so ergibt sich eine Abweichung am Endpunkt des Energiespektrums. Diese Abweichung entspricht der Ruhemasse des Neutrinos $\bar{\nu}_e$. Bis heute konnte jedoch nur die Obergrenze für die Masse auf $2,2 \text{ eV}/c^2$ bestimmt werden [KBB⁺05]. Das KATRIN-Experiment (KARlsruhe TRItium Neutrino) zielt darauf ab, die Obergrenze auf $0,2 \text{ eV}/c^2$ herabzusetzen [OW08].

Dieser Q -Wert wurde zu $18,5898(12) \text{ keV}$ über die Massendifferenz von Tritium zu Helium-3 bestimmt [NFB⁺06]. Um die Daten von KATRIN zu verifizieren und um auf einen eventuellen systematischen Fehler hinzuweisen, muss die Unsicherheit dieses Wertes um mindestens eine Größenordnung verbessert werden. Eine Unsicherheit des Q -Wertes von 30 meV erfordert eine relative Unsicherheit des Massenverhältnisses von Tritium zu Helium-3 von 10^{-11} . Dies ist zur Zeit nur mit einer Penningfalle, einer elektrostatischen Ionenfalle in einem starken Magnetfeld, möglich. Die Penningfalle zeichnet sich durch lange Speicherzeiten, eine Sensitivität auf einzelne Ionen und durch ihre Vielseitigkeit aus. So lassen sich an kurzlebigen Radionukliden mit geringen Produktionsraten, bis hin zu stabilen Nukliden, mit höchster Präzision Massenmessungen durchführen [Bla06]. Auch g -Faktormessungen sind in einer Penningfalle möglich [HFG08, UBK⁺11, SWS⁺11]. Der derzeit genaueste Q -Wert des Zerfalls von Tritium zu Helium-3 wurde mit einer Penningfalle bestimmt [NFB⁺06]. Um die Genauigkeit weiter zu erhöhen, wird am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg das speziell für die Messung des Massenverhältnisses von Tritium zu Helium-3 entwickelte THE-Trap Experiment aufgebaut und betrieben. Hierbei handelt es sich um eine Weiterentwicklung des UW-PTMS (University of Washington - Penning Trap Mass Spectrometer) von Robert S. Van Dyck [VDPVLZ06]. THE-Trap ist das Experiment, an dem die vorliegende Diplomarbeit durchgeführt wurde, welches in [Abschnitt 3.1](#) vorgestellt wird.

Eine der angestrebten Verbesserungen ist das externe Laden der Penningfallen. Dies bedeutet, dass die Ionen in einer externen Ionenquelle erzeugt und dann in die circa 1 Meter entfernten Fallen geleitet werden. Dies hat den Vorteil, dass die Ablagerung von Tritium auf den Fallenelektroden minimiert wird. Eine Kontamination der Fallen mit Tritium bewirkt, dass das beim Zerfall entstehende β -Elektron unerwünschte Ionen in der Falle erzeugt [VDFS93].

Das externe Laden wurde jedoch bisher noch nicht ausgiebig getestet. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit die Ionenquelle überprüft, der Ioneneinfang simuliert und das Magnetfeld im Magneten von THE-Trap vermessen. Bei der Ionenquelle handelt es sich um eine eigens für das Experiment entwickelte Penning-Ionenquelle. Da diese nicht optimal funktionierte, wurde sie in einen separaten Aufbau gesetzt, modifiziert und getestet. Der Iontentransfer von der Quelle zu den Penningfallen wurde bei THE-Trap bisher nicht ausreichend untersucht. Deshalb wurde die für den Ioneneinfang zuständige Sektion von THE-Trap nachgebaut, in einen eigenen Teststand gesetzt und charakterisiert. Der letzte Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Vermessung des Magnetfeldes des Magneten, der von THE-Trap genutzt wird. Dies war erforderlich, um die Einfangsektion und die Penningfallen optimal im Magnetfeld auszurichten.

2. Theorie

2.1. Ionisationsprozesse

Als Ionisation wird das Entfernen eines oder mehrerer Elektronen von einem Atom oder Molekül bezeichnet, so dass das Atom oder Molekül positiv geladen ist. Bei der Erzeugung von negativen Ionen, durch die Anlagerung von Elektronen, wird ebenfalls von Ionisation gesprochen. Typische Ionisationsprozesse für positive Ionen sind zum Beispiel die Stoßionisation mit Elektronen oder Ionen, Oberflächen-, Feld- oder Photoionisation [Wol95]. Für die vorliegende Arbeit sind jedoch lediglich die Stoßionisation mit Elektronen und die Oberflächenionisation relevant.

Um das äußerste Elektron eines Atoms zu entfernen, muss diesem Elektron seine sogenannte Ionisationsenergie Φ_i zugeführt werden. Diese Energie ist für jedes Element aufgrund der unterschiedlichen Atomstrukturen verschieden. Die Energie der ersten Ionisation der Elemente des Periodensystems wird in Abhängigkeit ihrer Ordnungszahl in [Abbildung 2.1](#) gezeigt. Auffällig sind die hohen Ionisationsenergien der Edelgase, welche es verhältnismäßig schwer machen sie zu ionisieren. Im Gegensatz dazu weisen die Alkalimetalle besonders niedrige erste Ionisationspotentiale auf. Die zur weiteren Ionisierung benötigte Energie steigt mit zunehmendem Ionisationsgrad stark an. So werden zum Beispiel zur ersten Ionisation von Lithium nur 5,391719 eV benötigt, für die zweite und dritte schon 75,6400 eV bzw. 122.45429 eV [Lid11].

2.1.1. Stoßionisation

Bei der Stoßionisation überträgt ein freies Elektron mit einer kinetischen Energie von E_q durch die Coulomb-Wechselwirkung seine Energie auf eines oder mehrere gebundene Elektronen in dem Atom. Ist die übertragene Energie gleich oder größer als die Ionisationsenergie Φ_i , so verlässt ein Elektron seinen gebundenen Zustand. Dieser Prozess folgt also der Reaktion $e^- + A \rightarrow e^- + e^- + A^+$. Die Abhängigkeit des Ionisationsquerschnitts ist am Beispiel von Helium in [Abbildung 2.2](#) gezeigt. Bei einer höheren Energie steigt der Ionisationsquerschnitt bis zu einem Maximum bei etwa drei bis viermal Φ_i und fällt dann wieder ab.

Wird der Ionisationsprozess klassisch als inelastischer Zweiteilchenstoß eines sich in Bewegung befindlichen, geladenen Teilchens mit einem ruhenden Elektron betrachtet, so kann nach J. J. Thomson die übertragene Energie ΔT durch

$$\Delta T = \frac{2m_e m_q^2 v_q^2}{(m_e + m_q)^2} \left(1 + \frac{R^2 v_q^4}{q^2 e^2} \left(\frac{m_e m_q}{m_e + m_q} \right)^2 \right)^{-1} \quad (2.1)$$

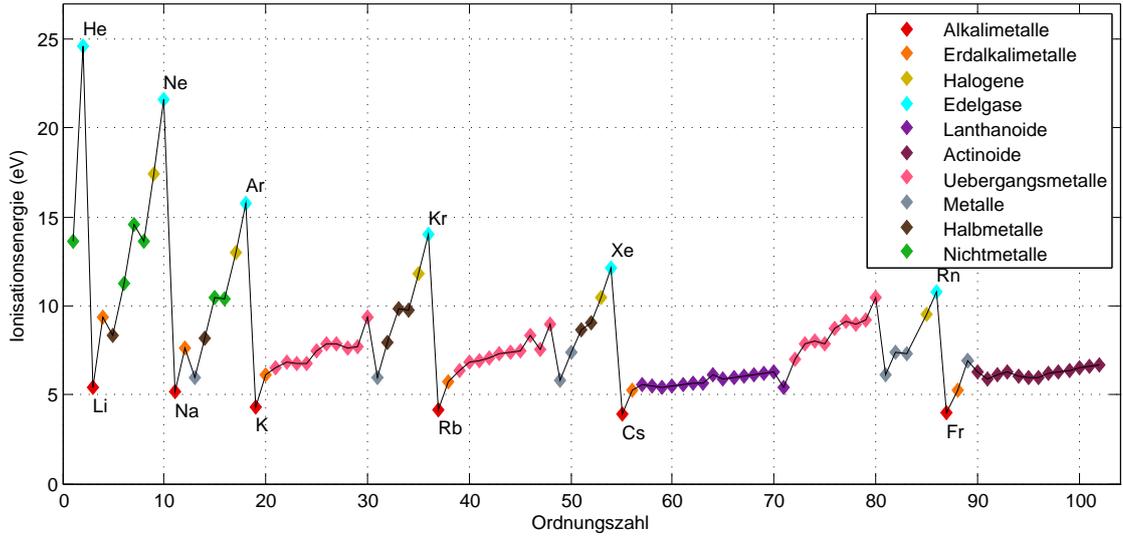


Abbildung 2.1.: Erste Ionisationsenergie der Elemente des Periodensystems in Abhängigkeit von ihrer Ordnungszahl. Die Gruppen der Elemente wurden farblich markiert. Die Werte wurden aus [Lid11] genommen.

beschrieben werden [Tho12]. Hier ist v_q , m_q und q die Geschwindigkeit, Masse und Ladung des beweglichen Teilchens, m_e und e die Masse und Ladung des ruhenden Elektrons, und R der Stoßparameter. Thomson beschreibt den Wirkungsquerschnitt als

$$\sigma = 2\pi \int_0^{R_{max}} R dR, \quad (2.2)$$

wobei R_{max} so gewählt sein soll, dass die übertragene Energie gleich dem Ionisationspotential ist ($\Delta T = \Phi_i$). Daraus folgt

$$\sigma = \frac{\pi e^4}{E_q} \left(\frac{1}{\Phi_i} - \frac{1}{E_q} \right). \quad (2.3)$$

Gleichung (2.3) beschreibt lediglich qualitativ die Energieabhängigkeit der Stoßionisation und sagt ein zu hohes Maximum voraus. Diverse theoretische Arbeiten beschäftigen sich mit der korrekten Beschreibung der Ionisation, wie zum Beispiel die quantenmechanische Näherung von Bethe [Bet30].

Mit dem Wirkungsquerschnitt kann beschrieben werden, nach welcher Strecke λ ein Elektronenstrom auf $1/e$ seines ursprünglichen Wertes abgefallen ist.

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (2.4)$$

Hierbei ist n Teilchendichte in einem nicht notwendigerweise idealem Gas. Ist diese Strecke kürzer als die Dimension einer Ionenquelle oder sollen die restlichen Elektronen ebenfalls genutzt werden, dann können die Elektronen zwischen zwei negativ geladenen Elektroden gespeichert werden. Somit durchwandern die Elektronen die Ionenquelle

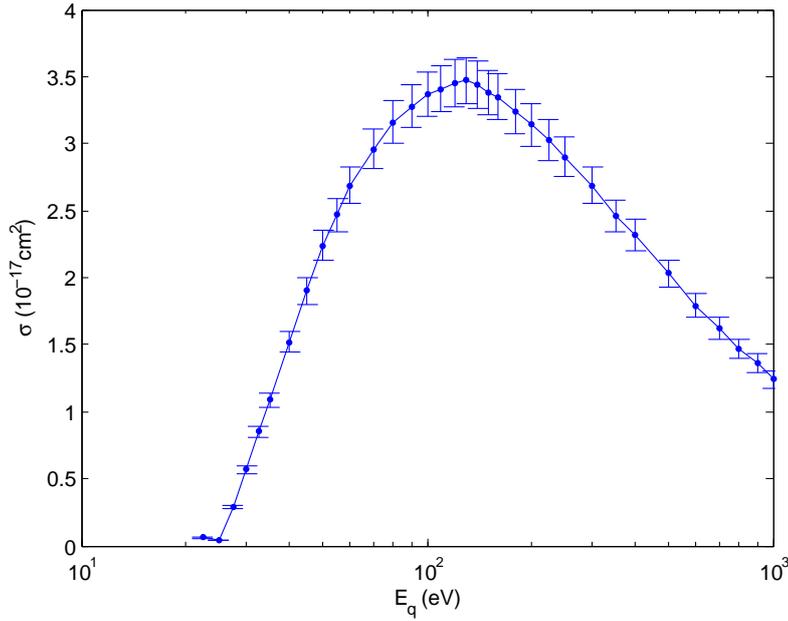


Abbildung 2.2.: Abhängigkeit des Ionisationswirkungsquerschnitts σ von Helium von der Energie des Stoßelektrons E_q . Daten wurden übernommen aus [RLS02]. Zur besseren Ansicht wurden die einzelnen Messwerte miteinander verbunden.

mehrmals. Zusätzlich kann ein Magnetfeld parallel zur Bewegungsrichtung der Elektronen angelegt werden. Hierdurch werden sie in radialer Richtung gespeichert und vollführen eine Zyklotronbewegung. Bei dieser Anordnung wird von einer Penningionenquelle [Wol95] gesprochen.

2.1.2. Oberflächenionisation

Bei der Oberflächenionisation werden Atome in Kontakt mit einer heißen Metalloberfläche gebracht. Verweilen sie lange genug auf der Fläche um mit ihr in ein thermisches Gleichgewicht zu kommen, kann es zum Elektronenaustausch kommen. Typische Zeiten sind 10^{-5} bis 10^{-3} Sekunden [Wol95].

Um eine hohe Ionisationswahrscheinlichkeit P_i zu erreichen, wird ein Metall mit hoher Austrittsarbeit Φ_s wie Wolfram oder Tantal zum Heizen eines Pellets genutzt, welches aus einem Alkalimetall besteht. Alkalimetalle wie Lithium oder Natrium besitzen ein sehr niedriges Ionisationspotential $\Phi_i < 5$ eV. Die Ionisationswahrscheinlichkeit P_i lässt sich durch eine Form der Langmuir-Saha-Gleichung [LK25] beschreiben:

$$P_i = \frac{n_i}{n_0 + n_i} = \left(1 + \frac{g_0}{g_i} \exp\left(\frac{\Phi_i - \Phi_s}{k_B T}\right) \right)^{-1}. \quad (2.5)$$

Sie beschreibt das Verhältnis der Zahl der erzeugten Ionen n_i zur gesamten Anzahl von emittierten Ionen und Atomen $n_i + n_0$ in Abhängigkeit der statistischen Gewichte der Ion-

Element	Φ_s (eV)	Φ_i (eV)	Element	Φ_s (eV)	Φ_i (eV)
Ni	4,61	7,6	Mo	4,15	7,2
Ta	4,12	7,8	W	4,54	8,0
Ir	5,40	9,0	Pt	5,32	9,0
Re	4,85	7,9	Li	2,46	5,4
Na	2,28	5,1	Al	4,2	6,0
K	2,25	4,3	Ca	3,2	6,1
Ga	4,16	6,0	Rb	2,13	4,2
Sr	2,74	5,7	Cs	1,81	3,9
Ba	2,11	5,2	La	3,3	5,6

Tabelle 2.1.: Austrittsarbeit Φ_s und Ionisationspotential Φ_i diverser Elemente [Wol95].

und Atomzustände g_i und g_0 , dem Ionisationspotential Φ_i , der Austrittsarbeit Φ_s des Metalls und der Temperatur T der Metalloberfläche. k_B ist hierbei die Boltzmannkonstante. Für einige Elemente sind in Tabelle 2.1 ihre Austrittsarbeit Φ_s und Ionisationspotential Φ_i aufgelistet [Wol95].

2.2. Elektronenquellen

Um die für die Stoßionisation benötigten Elektronen zur Verfügung zu stellen, gibt es mehrere Möglichkeiten, wie zum Beispiel Glühkathoden, Feldemissionsspitzen, Dispenser- oder Photokathoden [Wol95]. Die erzeugten Elektronen bilden um die Quelle eine negativ geladene Wolke, die die weitere Elektronenemission durch Raumladungseffekte langsam reduziert bis sie schließlich abbricht. Um dies zu verhindern und den Elektronen, die zur Ionisation benötigte Energie zuzuführen, werden sie durch elektrostatische Felder in Richtung des zu ionisierenden Materials beschleunigt. Zum Beispiel wurde in dieser Arbeit eine Kathode genutzt, die auf dem Prinzip der Glühemission beruht.

Wird den Elektronen eines Metalls oder einer Metalloxidschicht genügend thermische Energie zugeführt, so können die Elektronen die für das Material charakteristische Austrittsarbeit Φ_s aufbringen. Dieser Effekt wird als Glühemission oder Edison-Richardson-Effekt bezeichnet und lässt sich durch die Richardson-Gleichung [Wol95] beschreiben, die die Elektronenstromdichte J in Abhängigkeit der Kathodentemperatur T beschreibt:

$$J = \frac{4\pi k_B^2 m_e e}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_s}{k_B T}\right). \quad (2.6)$$

k_B ist der Boltzmann-Faktor, h das Plancksche Wirkungsquantum, m_e die Masse des Elektrons, e die Elementarladung und Φ_s die für das Material spezifische Austrittsarbeit. Für Wolfram zum Beispiel beträgt sie 4,54 eV [Wol95].

2.3. Geladene Teilchen im elektromagnetischen Feld

Bewegt sich ein Teilchen mit der Geschwindigkeit \vec{v} und der Ladung q in einem homogenen und zeitlich konstanten Magnetfeld \vec{B} und elektrischen Feld \vec{E} , so wirkt auf dieses die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.7)$$

Betrachtet wird nun lediglich ein Magnetfeld entlang der z -Achse. Die Wahl der Achsen und deren Ausrichtung ist willkürlich, jedoch wird diese gewählte Definition in diesem und den folgenden Abschnitten beibehalten. Aus [Gleichung \(2.7\)](#) ergeben sich für ein Teilchen der Masse m_q zwei gekoppelte Differentialgleichungen:

$$\frac{d^2}{dt^2} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \frac{qB}{m_q} \begin{pmatrix} y \\ -x \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Mit der Substitution $s = x + iy$ und dem Ansatz $s = a \cdot \exp(\pm i\omega_c t)$ folgt die sogenannte Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{q}{m_q} B \quad (2.9)$$

und der Zyklotronradius

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{m_q v_{\perp}}{|q|B}. \quad (2.10)$$

Bei der Betrachtung lediglich eines elektrischen Feldes, erfährt das geladene Teilchen eine Kraft entlang der elektrischen Feldlinien. Die Beschleunigung folgt direkt aus [Gleichung \(2.7\)](#) zu

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{q\vec{E}}{m_q}. \quad (2.11)$$

Durch Integration folgt die Geschwindigkeit \vec{v} nach der Zeit t des Teilchens:

$$\vec{v} = \frac{q\vec{E}}{m_q} t. \quad (2.12)$$

2.4. Penningfalle

Eine Penningfalle dient zur Speicherung von geladenen Teilchen durch ein statisches elektrisches und magnetisches Feld. Benannt wurde sie nach F.M. Penning, der 1936 zur Erhöhung der Sensitivität von Druckmessgeräten ein Magnetfeld parallel zur Bewegungsrichtung der geladenen Teilchen genutzt hatte [[Pen36](#)]. Durch das Feld werden die Teilchen daran gehindert in radialer Richtung zu entkommen, da sie eine Zyklotronbewegung mit der Frequenz aus [Gleichung \(2.9\)](#) vollführen. Ein Einschluss in drei Dimensionen schlug J.R. Pierce 1949 durch das Hinzufügen eines elektrischen Feldes vor [[Pie49](#)]. H.G. Dehmelt entwickelte schließlich Methoden zur Speicherung und Detektion von einzelnen Teilchen in einer Penningfalle [[Deh90](#)], wofür er 1989 den Nobelpreis erhielt.

2.4.1. Ideale Penningfalle

Die ideale Penningfalle besteht aus einer Ringelektrode und zwei Endkappen, welche sich in einem homogenen Magnetfeld befinden [BG86]. Die Elektroden können zylindrisch oder hyperbolisch geformt sein, wie es in [Abbildung 2.3](#) zu sehen ist. Die Speicherung der Ionen in radialer Richtung wird durch das axiale Magnetfeld $\vec{B} = B\vec{e}_z$ und in axialer Richtung durch ein elektrisches Quadrupolfeld erreicht. Das elektrische Feld wird durch das Anlegen einer Spannung an die beiden Endkappen und der Ringelektrode, mit U_0 als Potentialdifferenz, erzeugt. Die axiale Komponente des elektrischen Feldes lässt sich durch

$$E_z = - \left(\frac{U_0}{d^2} \right) z \quad (2.13)$$

darstellen und die radiale Komponente durch

$$\vec{E}_\rho = - \left(\frac{U_0}{d^2} \right) \vec{\rho}, \quad (2.14)$$

wobei d die Dimension der Falle beschreibt und als charakteristischer Parameter bezeichnet wird. Bei einer hyperbolischen Falle hat er die Form

$$d = \sqrt{\frac{1}{2}(z_0^2 - \frac{\rho_0^2}{2})} \quad (2.15)$$

mit ρ_0 als inneren Radius der Ringelektrode und $2z_0$ den Abstand beider Endkappen zueinander.

Durch das Magnetfeld werden Ionen in einer Penningfalle zu einer Zyklotronbewegung mit der Frequenz aus [Gleichung \(2.9\)](#) gezwungen. Diese Frequenz wird als freie Zyklotronfrequenz bezeichnet. Aufgrund des zusätzlichen Quadrupolfeldes spaltet die Frequenz auf. Berechnen lassen sich die Eigenfrequenzen durch das Lösen der Bewegungsgleichungen, welche gegeben sind durch

$$m\ddot{z} = qE_z \quad (2.16)$$

$$m\ddot{\vec{\rho}} = q(\vec{E}_\rho + \vec{\rho} \times \vec{B}). \quad (2.17)$$

Es ergeben sich folgende drei unabhängige Bewegungen, die in [Abbildung 2.4](#) veranschaulicht sind.

$$\omega_z = \sqrt{\frac{qU_0}{md^2}} \quad (2.18)$$

$$\omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \quad (2.19)$$

$$\omega_- = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \quad (2.20)$$

Die Frequenz der axialen Oszillation wird als ω_z bezeichnet, die der modifizierten Zyklotronbewegung als ω_+ und die der Magnetronbewegung als ω_- . In einer Penningfalle

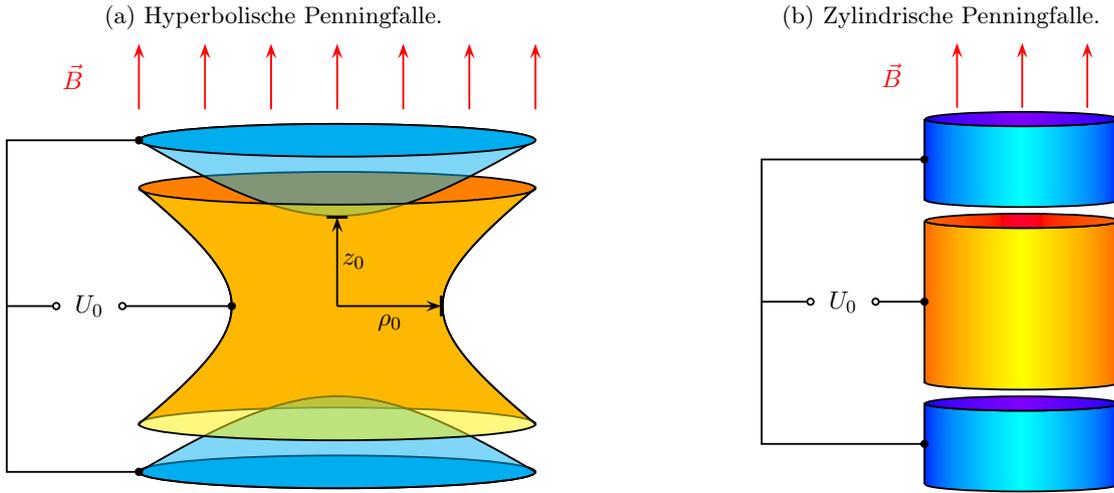


Abbildung 2.3.: Die ideale hyperbolische und zylindrische Penningfalle. Zwischen der Ringelektrode (orange) und den beiden Endkappen (blau) liegt die Spannung U_0 an. Das Magnetfeld ist parallel zur z -Achse ausgerichtet und steht senkrecht auf den Endkappen.

ist $\omega_+ \gg \omega_z \gg \omega_-$. Hierzu sind ein paar typische Werte der bei THE-Trap gemessenen Moden in [Tabelle 2.2](#) aufgelistet.

Damit die [Gleichung \(2.19\)](#) und [\(2.20\)](#) eine reale Wurzel besitzen, muss $\omega_c > \sqrt{2}\omega_z$ sein, was einer Stabilitätsbedingung für die Falle gleichkommt. Mit [Gleichung \(2.9\)](#) und [\(2.18\)](#) folgt

$$\frac{q}{m} = \frac{2U_0}{B^2 d^2}. \quad (2.21)$$

Die Magnetronbewegung ist jedoch nicht stabil. Dies fällt bei der Betrachtung der Energien der Moden auf:

$$E_{Total} = E_{pot} + E_{kin} = \frac{1}{2}m[A_z^2\omega_z^2 + A_+^2(\omega_+^2 - \omega_+\omega_-) + A_-^2(\omega_-^2 - \omega_+\omega_-)]. \quad (2.22)$$

Hier besitzt die Magnetronbewegung eine negative Energie, da $\omega_+ \gg \omega_-$ ist. Doch ist die Lebensdauer dieser Mode weit größer als die typischen Beobachtungszeiten im THE-Trap-Experiment [\[Die11\]](#).

2.4.2. Reale Penningfalle

Bei einer realen Penningfalle führen diverse Effekte zu einer Abhängigkeit der Bewegungsfrequenzen von der Bewegungsamplitude, wodurch eine Verschiebung der Eigenfrequenz und Verbreiterung der Resonanzen auftritt. Zudem kommt es zu einer Kopplung der Moden. Einige dieser Effekte beruhen auf Feldinhomogenitäten und -instabilitäten, nicht perfekte Elektrodengeometrien, Wechselwirkung zwischen einzelnen Ionen und der Spiegelladung auf den Elektroden. Eine detaillierte Beschreibung dieser Effekte sind in [\[BG86\]](#)

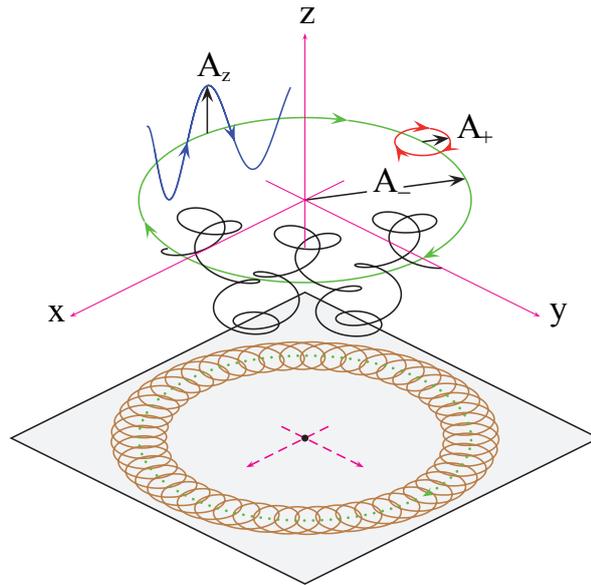


Abbildung 2.4.: Skizze der drei Eigenbewegungen in einer Penningfalle. Eingezeichnet sind die Bewegungsamplituden der axialen Oszillation A_z , die der modifizierten Zyklotronbewegung A_+ und die der Magnetronschwingung A_- .

zu finden und werden daher bis auf den Einfluss vom Restgas und dem Magnetfeld auf die Ionen hier nicht weiter ausgeführt. Diese beiden genannten Einflüsse spielen für die vorliegende Arbeit eine wichtige Rolle.

Restgaswechselwirkung

Durch Stöße mit dem Restgas wirkt auf die geladenen Teilchen eine Dämpfungskraft $\vec{F} = -\delta m \vec{v}$, mit $m \vec{v}$ als Impuls und δ als Dämpfungsparameter. Dieser Parameter lässt sich nach [Bla06] darstellen durch

$$\delta = \frac{q}{m} \frac{1}{K} \frac{p/p_0}{T/T_0}. \quad (2.23)$$

Hierbei ist $\frac{q}{m}$ das Ladung-zu-Masseverhältnis, p und T sind Druck und Temperatur des Restgases, p_0 ist der Normaldruck von 1013,25 mbar und T_0 ist die Normaltemperatur von 293,15 K. Die Materialkonstante K gibt die Beweglichkeit geladener Teilchen in einem Gas an. Werden nun die Amplituden der Zyklotron- und Magnetronbewegung eines in einer Penningfalle gespeicherten Teilchens betrachtet, so bewirkt die Dämpfung eine Verkleinerung des Zyklotronradius ρ_+ und eine Vergrößerung des Magnetronradius ρ_- im Laufe der Zeit t . Dies kann beschrieben werden durch

$$\rho_{\pm}(t) = \rho_{0\pm} e^{-\alpha_{\pm} t}. \quad (2.24)$$

	Proton	$^{12}\text{C}^{4+}$	$^3\text{H}^+$	$^3\text{He}^+$
Ringspannung (V)	29,7	88,5	89,0	88.999
Axiale Frequenz ν_z (MHz)	4,0	4,0	4,0	4,0
Axiale Amplitude A_z (μm)	10,1	3,0	5,9	5,8
Mod. Zyklotronfreq. ν_+ (MHz)	80,055822	26,617367	26,472458	26,472637
Mod. Zyklotronampl. A_+ (μm)	2,2	1,2	2,3	2,3
Magnetronfrequenz ν_- (kHz)	99,930	300,555	302,200	302,198
Magnetronamplitude A_- (μm)	2,2	1,2	2,3	2,3

Tabelle 2.2.: Typische Frequenzen und Amplituden der Moden bei THe-Trap. Hierbei wurde die axiale Frequenz konstant gehalten.

Die Dämpfungskonstante α hängt mit der Zyklotron- und Magnetronbewegung zusammen durch

$$\alpha_{\pm} = \pm \delta \frac{\omega_{\pm}}{\omega_+ - \omega_-}. \quad (2.25)$$

Einflüsse vom Magnetfeld

Die Feldinhomogenitäten des Magnetfeldes haben mehrere Quellen: Eine nicht perfekte Abschirmung der Magnetfeldspulen, die Magnetisierung der Elektroden selber und des restlichen Materials sind einige. Doch selbst wenn diese Störquellen entfernt werden könnten, so spielt bei genauerer Betrachtung die Form des Magnetfeldes eine Rolle. Hierzu wird das zylindersymmetrische Feld bis zur zweiten Ordnung entwickelt:

$$B = B_2(z^2 - 1/2\rho^2) + B_1z + B_0. \quad (2.26)$$

B_0 ist der homogene Anteil des Magnetfeldes. Der lineare Term B_1 mittelt sich aufgrund der Kreisbewegung des Teilchens raus [BG86]. Der sogenannte magnetische Flaschenterm B_2 bewirkt unter anderem eine Änderung der axialen Frequenz [BG86]

$$\frac{\delta\omega_z}{\omega_z} = \frac{1}{m_q\omega - \omega_+} \frac{B_2}{B_0} \frac{1}{2} \hbar\omega_c. \quad (2.27)$$

Bemerkt sei, dass diese Verschiebung unabhängig von dem Ladungszustand ist, aber invers proportional zur Masse m_q des gespeicherten Teilchens. Auf weitere Feldfehler wird nicht weiter eingegangen, da sie für die vorliegende Arbeit keine Rolle spielen.

2.4.3. Massenmessung

Nach Gleichung (2.9) ist die Kenntnis des exakten Wertes des Magnetfeldes nötig, um die Masse eines Teilchens in einer Penningfalle zu bestimmen. Jedoch kann ein Massenverhältnis zwischen einem Referenzion, zum Beispiel die Norm der atomaren Masseneinheit ^{12}C , und dem gewünschten Ion durch das Verhältnis ihrer freien Zyklotronfrequenzen bestimmt werden:

$$\frac{\omega_c}{\omega_{c,ref}} = \frac{m_{ref}}{m}. \quad (2.28)$$

Somit fällt der Magnetfeldwert bei der Massenmessung heraus, solange dieser bei beiden Messungen gleich ist. Um die freie Zyklotronfrequenz ω_c zu bestimmen, müssen die drei Eigenfrequenzen, siehe Gleichungen (2.18), (2.19) und (2.20), gemessen werden. Die freie Zyklotronfrequenz folgt dann aus dem Invarianztheorem [Gab09]

$$\omega_c^2 = \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2. \quad (2.29)$$

Das Invarianztheorem behält seine Gültigkeit bei, auch wenn die Magnetfeldachse gegen die Fallachse verkippt ist und bei einer Elliptizität der Fallenelektroden, bzw. des Speicherpotentials. Die Wirkungen anderer Fehler auf die Eigenfrequenzen finden sich zum Beispiel unter [BG86, Pin07, Die11].

3. Experimentelle Aufbauten

THE-Trap ist ein Massenspektrometer, welches den Q -Wert des β -Zerfalls von ${}^3\text{H}$ zu ${}^3\text{He}$ mit einem Doppel-Penningfallensystem mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-11} bestimmen soll. Dieses Experiment, welches in [Abschnitt 3.1](#) kurz vorgestellt wird, nutzt eine externe Ionenquelle zum Laden der Fallen. Um den externen Ladevorgang der Penningfallen zu charakterisieren, wurden für die vorliegende Arbeit einzelne Teile des Experimentes untersucht. Diese waren die Ionenquelle, die für den Ioneneinfang zuständige Sektion und der von THE-Trap genutzte Magnet. Die Ionenquelle wurde aus dem Experiment THE-Trap ausgebaut, in einen eigenen Aufbau integriert und untersucht. Die Ionenquelle und ihr Teststand werden in [Abschnitt 3.2](#) beschrieben. Um die für den Ioneneinfang zuständige Sektion zu charakterisieren wurde davon ein Nachbau hergestellt und in einen weiteren Versuchsaufbau platziert. Vorgestellt wird dieses Experiment, welches den Hauptteil dieser Arbeit ausmacht, in [Abschnitt 3.3](#). Schließlich wurde der Magnet mit einer NMR-Probe ausgemessen, was in [Abschnitt 3.4](#) diskutiert wird.

3.1. THE-Trap

Entwickelt und gebaut wurde THE-Trap an der University of Washington, Seattle. Grundlage war das von Robert S. Van Dyck entwickelte UW-PTMS (University of Washington - Penning Trap Mass Spectrometer) [[VDPVLZ06](#)]. Im Jahr 2008 wurde es nach Heidelberg gebracht und am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg mit einigen Erweiterungen wieder aufgebaut. Seit Mitte 2009 ist es in Betrieb [[Die11](#)].

3.1.1. Übersicht über THE-Trap

Der Aufbau von THE-Trap ist in [Abbildung 3.1](#) dargestellt. Er besteht im Wesentlichen aus der Fallenkammer, dem supraleitenden Magneten und der externen Ionenquelle. Desweiteren umfasst der Aufbau die Messelektronik und Stabilisierungssysteme für Umweltparameter.

Die Fallenkammer beinhaltet, wie in [Abschnitt 3.1.2](#) beschrieben wird, die Penningfallen und die für den Ioneneinfang zuständige Sektion. Positioniert ist die Kammer in einem Bad aus flüssigem Helium im Zentrum der Magnetfeldspulen. Der Magnet, auf den im Rahmen der Magnetfeldmessung in [Abschnitt 3.4.1](#) genauer eingegangen wird, erreicht eine Feldstärke von maximal 5,9 Tesla. Die zu vermessenden Ionen gelangen von der externen Quelle, die als ein Teil dieser Arbeit in [Abschnitt 3.2](#) detailliert vorgestellt wird, über ein Strahlrohr zu der Fallenkammer. Die Kammer und die Quelle können

durch zwei Ventile voneinander getrennt werden. Um äußere Einflüsse auf das Experiment zu minimieren, umfassen die Stabilisierungssysteme für Umweltparameter eine Druck- und Temperaturstabilisierung, sowie eine Bodenvibrationsminimierung des Experimentaumes, eine Druckstabilisierung im Magnetkryostaten und eine Kompensation von Schwankungen des Erdmagnetfeldes. Details zur Umweltstabilisierung sind in [Str12] zu finden. Zur Messelektronik gehört nicht nur die Detektionselektronik der Penningfallen, sondern auch noch die präzisen Spannungsquellen. Die Detektionselektronik besteht aus einem LC-Schwingkreis, der sich aus den Fallenelektroden und einer Spule zusammensetzt. Er besitzt eine Kreisgüte Q von mehr als 1000. Der Schwingkreis detektiert und verstärkt die durch die axiale Bewegung der Ionen induzierten Spiegelströme auf den Fallenelektroden. Eine detaillierte Beschreibung der Messelektronik findet sich in [Ket12].

3.1.2. Fallenkammer

In der Fallenkammer befinden sich drei Penningfallen. Diese sind die beiden Fallen des Doppel-Penningfallensystems und eine zylindrische Penningfalle. Die drei Fallen sind übereinander angeordnet, weswegen dieser Aufbau auch als Fallenturm bezeichnet wird. In [Abbildung 3.2](#) sind die Fallenkammer und der Fallenturm gezeigt. Die zylindrische Falle dient unter anderem zum Einfangen der von der Ionenquelle kommenden Ionen. Auf diese Falle wird im Rahmen dieser Diplomarbeit in [Abschnitt 3.3](#) detailliert eingegangen. Das Herzstück des Fallenturms ist das Doppel-Penningfallensystem. Es besteht aus zwei hyperbolischen Penningfallen, die Speicher- und Messfalle. Der Innenradius der Ringelektrode beträgt $\rho_0=2,77(1)$ mm und der Abstand vom Zentrum der Falle zur Endkappe $z_0=2,29(1)$ mm. Diese Fallen werden zur Bestimmung des Massenverhältnisses durch das Verhältnis der freien Zyklotronfrequenzen nach [Gleichung \(2.28\)](#) genutzt. Hierzu wird zuerst die Speicherfalle mit ^3H - oder ^3He -Ionen geladen. Nach der Reduzierung der Anzahl auf ein einzelnes Ion und der Kühlung seiner Moden wird es in die Messfalle transferiert. Nun wird die Speicherfalle mit der anderen Ionenspezies geladen und die Reduzierungs- und Kühlungsprozeduren werden wiederholt. In der Messfalle wird die Zyklotronfrequenz des Ions bestimmt. Danach wird es mit dem sich in der Speicherfalle befindlichen Referenzion ausgetauscht, um dessen Frequenz zu bestimmen. Eine detaillierte Beschreibung der Massenmessung und der Transfersequenzen sind in [Pin07, Höc10, Die11] zu finden. Unterhalb der Messfalle befindet sich zusätzlich eine Feldemissionsspitze mit der Ionen direkt in der Falle erzeugt werden können. Die von der Spitze emittierten Elektronen werden in die Messfalle geleitet und am oberen Ende reflektiert. Auf ihrem Weg ionisieren sie das verbleibende Restgas. Für alle bisher durchgeführten Massenmessungen mit THE-Trap wurde diese Methode der Ionenerzeugung genutzt [Die11].

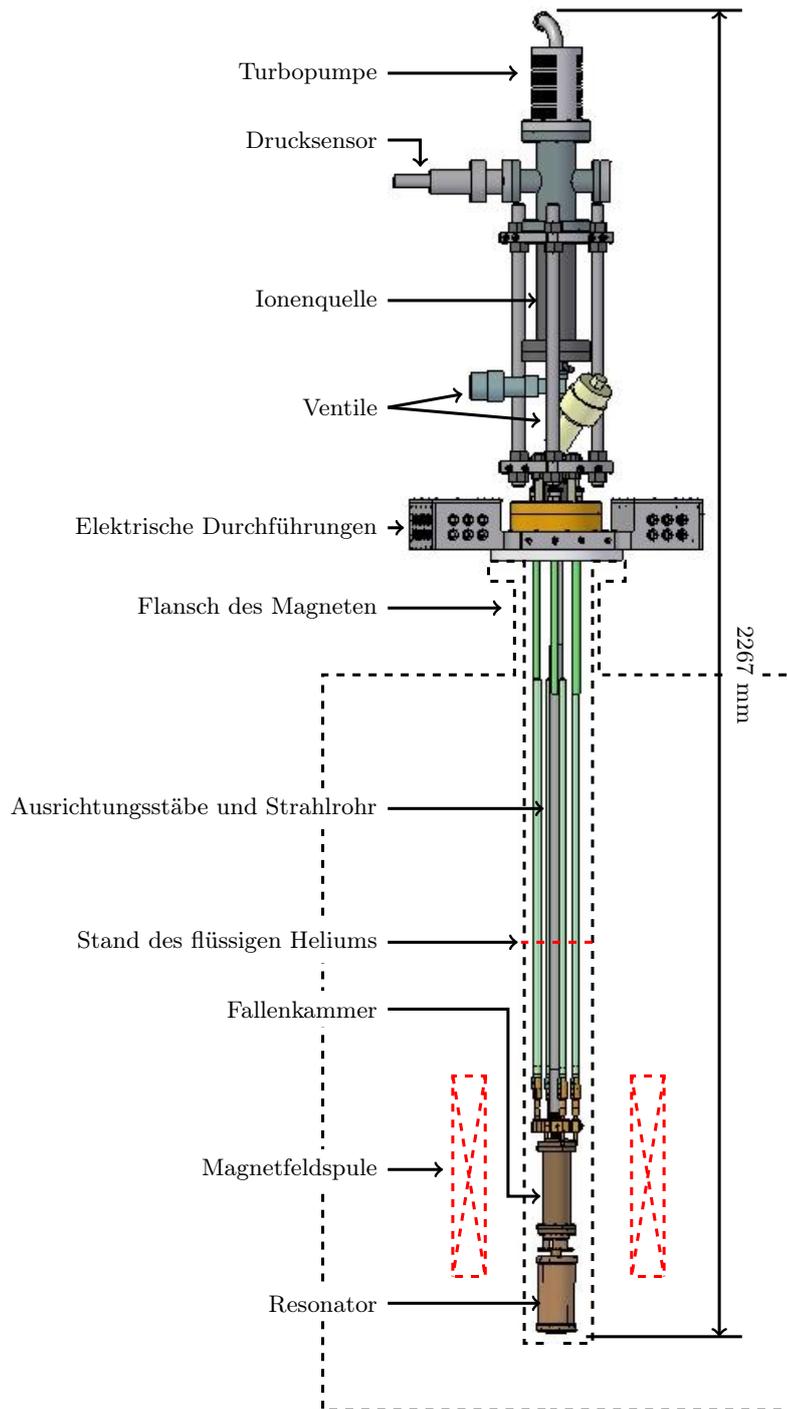


Abbildung 3.1.: Der Aufbau von THE-Trap. Die in der Ionenquelle erzeugten Ionen gelangen über das Strahlrohr zu den Penningfallen in der Fallenkammer. Die Kammer befindet sich im flüssigem Heliumreservoir des supraleitenden Magneten, welcher inklusive seiner Spulen hier lediglich skizziert sind.

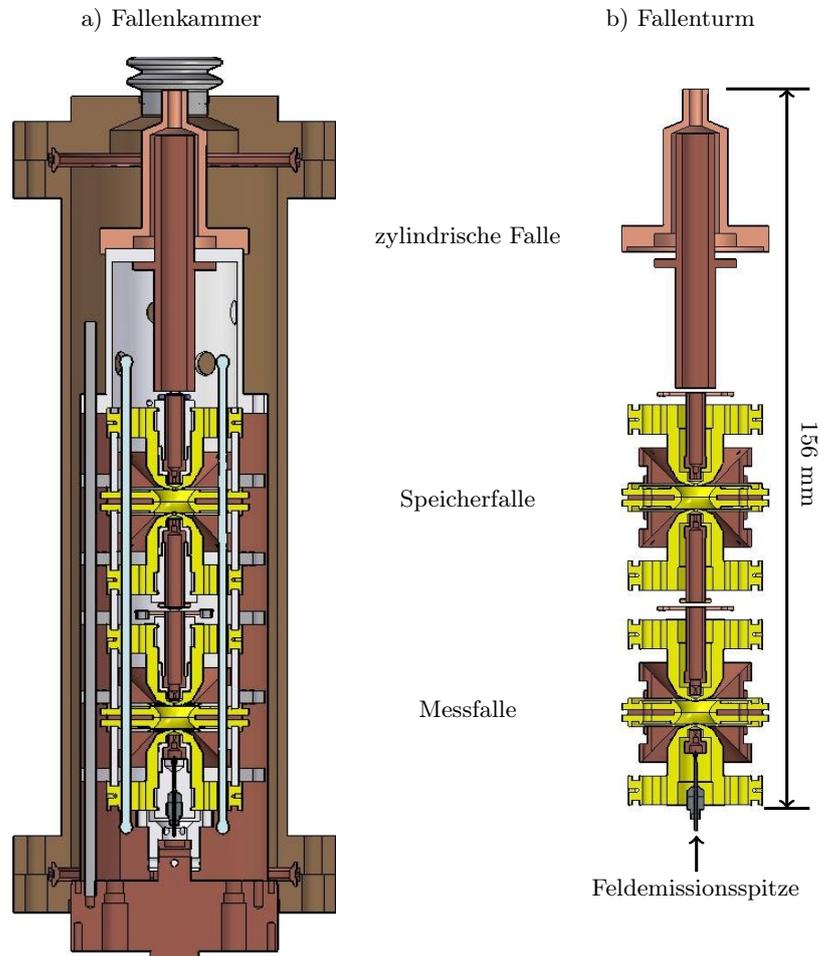


Abbildung 3.2.: Ein Querschnitt durch die Fallenkammer und den Fallenturm von THE-Trap. Rechts wurde der Querschnitt auf die Elektroden der Fallen und die Feldemissionsspitze beschränkt. Mit der zylindrischen Falle werden die Ionen eingefangen und in die Mess- und Speicherfalle transferiert. Bei einer Frequenzbestimmung befindet sich je ein Ion in der Mess- und Speicherfalle. Nachdem die Frequenz des Ions in der Messfalle bestimmt wurde, wird dieses Ion mit dem in der Speicherfalle ausgetauscht, um dessen Frequenz zu bestimmen.

3.2. Test der Ionenquelle von THe-Trap

Das erste Experiment von Robert S. Van Dyck nutzte eine interne Ionenquelle, um Tritiumionen zu erzeugen [VDFS93]. Sie bestand aus einer mit Tritium beschichteten Oberfläche, von welcher durch Heizen langsam das Tritium abdampfte. Das Tritiumgas wurde schließlich durch Elektronenbeschuss mit der Feldemissionspitze ionisiert. Dadurch war das Laden der Falle zwar unkompliziert, aber Tritium verblieb mit der Zeit als Kontamination auf den Fallenoberflächen. Durch seinen natürlichen Zerfall ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}^+ + \bar{\nu}_e + e^-$ erzeugte es unerwünschte Restgasionen, die die Fallen aufluden [VDPVLZ06]. Um die Kontamination zu minimieren, wurde unter anderem von David B. Pinegar eine externe Ionenquelle entwickelt [Pin07]. Bei THe-Trap ist es geplant einzelne Pulse von Ionen mit dieser Quelle zu erzeugen und zur Fallenkammer zu leiten. Ein einzelner Puls reduziert die Kontamination gegenüber einem konstanten Tritiumstrom erheblich.

Ein Ziel dieser Arbeit war es, diese externe Ionenquelle von THe-Trap in ihren Eigenschaften zu überprüfen, zu charakterisieren und zu verbessern. Den Anstoß dazu gaben ein paar Probleme mit der eingebauten Dispenser-Kathode: So dauert es mehrere Stunden, um die Kathode auf ihre Betriebstemperatur zu bringen, außerdem erlischt ihre Elektronenemission beim Einlass des zu ionisierenden Gases und benötigt mehrere Stunden um sich zu regenerieren. Um die Ionenquelle zu testen, ohne die laufenden Messungen von THe-Trap langfristig zu unterbrechen, wurde die Ionenquelle ausgebaut und in einem separaten Teststand verwendet.

3.2.1. Die Ionenquelle von THe-Trap

Die Ionenquelle, siehe [Abbildung 3.3](#), ionisiert das durch den Gaseinlass in die Anode eingespeiste Gas mittels der Stoßionisation mit Elektronen, siehe [Abschnitt 2.1.1](#). Die hierfür benötigten Elektronen werden von der Kathode emittiert. Durch die an die Kathode angelegte Spannung und dem Potential an der Anode werden die Elektronen mit einer Energie von $E_{\text{Elektronen}} = e \cdot |V_{\text{Kathode}} - V_{\text{Anode}}|$ in die Anode beschleunigt. Typische Werte der Spannungen sind in [Abbildung 3.4](#) angegeben und in [Abbildung 3.5](#) ist der Potentialverlauf entlang der z-Achse im Zentrum der Ionenquelle gezeigt. Der Potentialverlauf wurde mit Hilfe des Simulationsprogramms SIMION[©] berechnet [SIS11]. Der Kathodenring, die Kathodenplatte und das Kontrollgitter bilden zusammen einen Wehneltzylinder, der den Elektronen nur die Möglichkeit gibt diesen in Richtung der Anode zu verlassen und schützt zusätzlich die Kathode vor Ionenbombardement. Mit der Spannung V_{Gitter} am Kontrollgitter wird die Intensität des Elektronenstrahls gesteuert. Im Inneren der Anode werden die Elektronen durch ein axial gerichtetes Magnetfeld zu einer Zyklotronbewegung gezwungen. Bei THe-Trap kann auch das Streumagnetfeld des 1995 NCC Magneten, siehe [Abschnitt 3.4.1](#), genutzt werden. Wegen der Zyklotronbewegung legen die Elektronen einen längeren Weg durch die Anode zurück, was zu einer Erhöhung der Ionisationsrate führt. Zudem wird verhindert, dass die Elektronen auf die Anode prallen. Am anderen Ende der Anode werden die Elektronen durch das Potential der ersten Einzellinse V_{E1} reflektiert.

Die in der Anode erzeugten Ionen werden aufgrund der Spannungen V_{Anode} an der An-

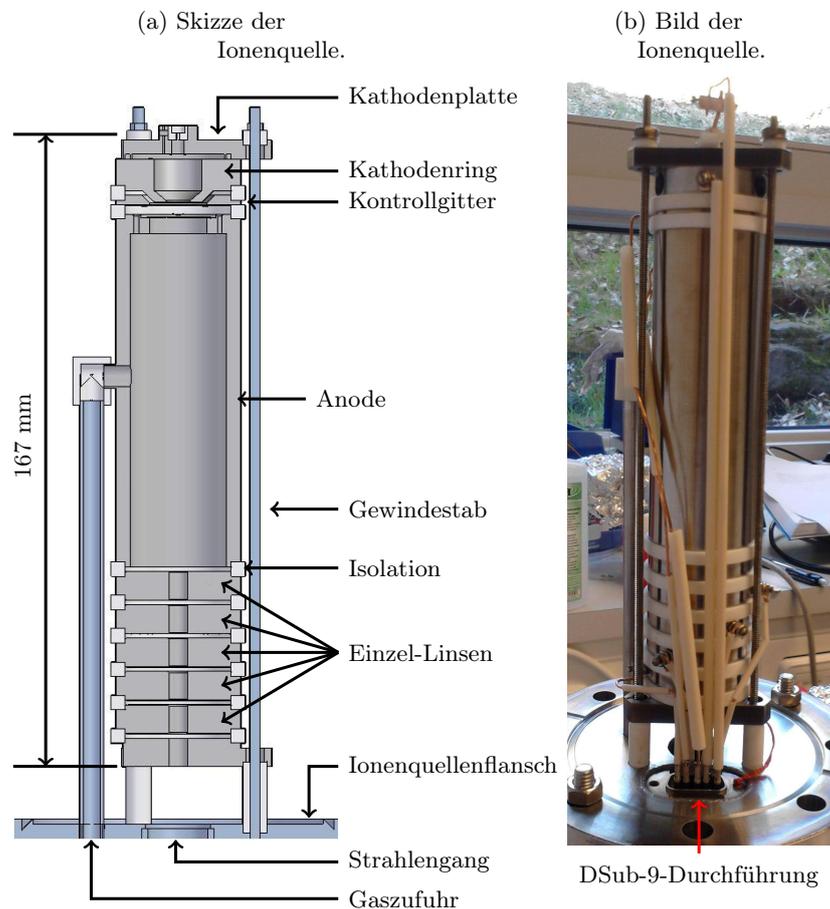


Abbildung 3.3.: Skizze und Bild der Ionenquelle auf dem Ionenquellenflansch. Die von der Kathode erzeugten Elektronen werden in die Anode beschleunigt, in der sie das durch die Gaszufuhr eingelassene Gas stoßionisieren. Die Ionen werden aus der Anode über die Einzellinsen in Richtung des Ionenquellenflansches beschleunigt. Auf diesem ist die Quelle mit drei Gewindestäben montiert. Auf dem Bild rechts sind zusätzlich die mit Keramik isolierten Kupferdrähte und die DSub-9-Durchführung zu sehen.

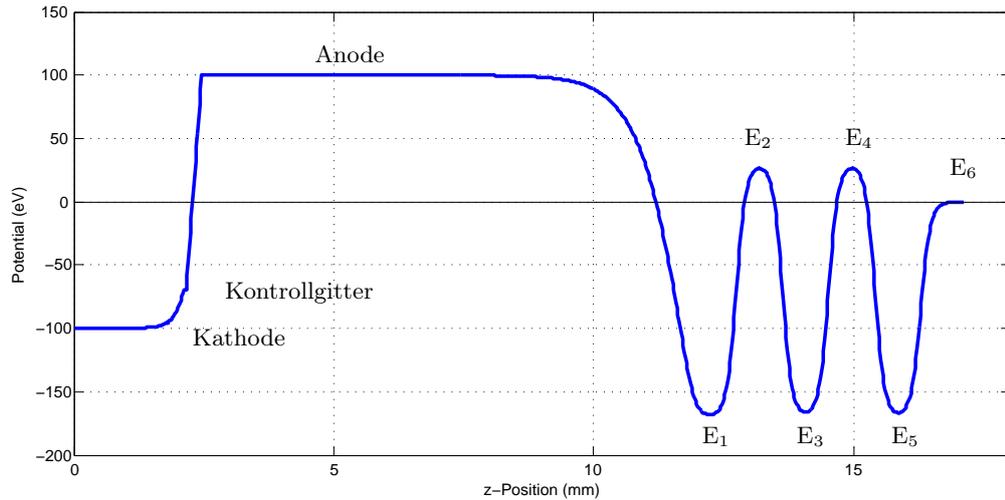


Abbildung 3.5.: Potentialverlauf entlang der z-Achse in der Ionenquelle für die in [Abbildung 3.4](#) gezeigten Spannungen. Die Werte für die Graphik wurden mit SIMION[©] berechnet.

zu 10 mT/A [Pin07], was bei einem typisch angelegten Wert von 5 A zu einer Magnetfeldstärke von 50 mT führt.

Ionenquellencontroller An die Eingänge des Ionenquellencontrollers werden sämtliche Spannungsquellen angeschlossen. Die Spannungen werden vom Controller auf die einzelnen Pins eines DSub-9-Stecker gelegt, der an die elektrische Durchführung des Ionenquellenflansches angeschlossen wird. Es handelt sich um herkömmliche Spannungsquellen der Firma Fluke, Hewlett-Packard und Heat. Die Spannungsquellen, siehe [Abbildung 3.4](#), floaten alle bis auf V_{Anode} miteinander. Durch diese Anordnung haben die Spannungsquellen von $V_{Elektronen}$, $V_{Kontroll}$, $V_{Einzel-1}$ und $V_{Einzel-2}$ alle die selbe Masse als Referenz und es ist zum Beispiel möglich, den von der Kathode emittierten Elektronenstrom zu messen. Auch Spannungen zwischen den einzelnen Elektroden können dadurch am Ionenquellencontroller bestimmt werden. Hierfür wurden mehrere Multimeter in den Controller eingebaut. Zur Einstellung der Heizleistung dient ein Drehtransformator am Ionenquellencontroller.

Gaseinlasssystem Das zu ionisierende, neutrale Gas wird über das Gaseinlasssystem, siehe [Abbildung 3.6](#), durch den Ionenquellenflansch in die Anode eingespeist. Für dieses Experiment wurde eine Heliumflasche an das Ventil 1 angeschlossen. Hierbei handelt es sich um ^4He , da es die selbe Ionisationsenergie von 24,58 eV wie ^3He besitzt, aber weit günstiger und in größeren Mengen verfügbar ist. Mit dem Ventil 1 und dem Nadelventil wird die einzulassende Gasmenge reguliert und mit Hilfe des Pirani-Drucksensors überwacht. Der Drucksensor kann in einem Bereich von 13,3 mbar bis 10^{-3} mbar mit einer Auflösung von $1,33 \cdot 10^{-3}$ mbar messen. Um das Einlasssystem separat auspumpen

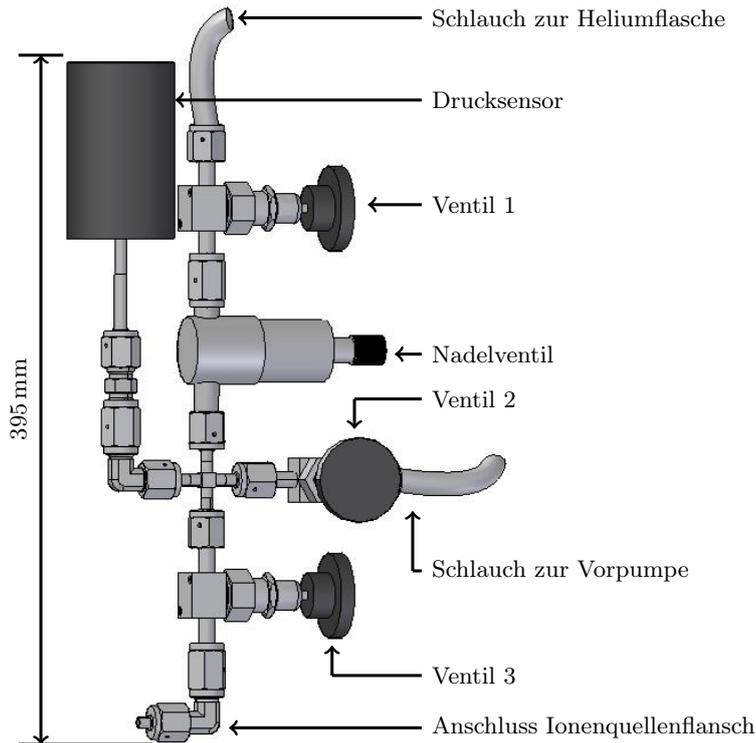


Abbildung 3.6.: Darstellung des Gaseinlasssystems. Ventil 1 und das Nadelventil regulieren die einzulassende Gasmenge, die vom Drucksensor überwacht wird. Die durch Ventil 2 abtrennbare Vorpumpe ermöglicht ein Auspumpen des Systems. Das Gas gelangt bei offenem Ventil 3 schließlich zur Ionenquelle.

zu können, ist eine Vorpumpe an das Ventil 2 angeschlossen. Das Ventil 3 trennt das Gaseinlasssystem von der Ionenquelle.

3.2.2. Versuchsaufbau für die Ionenquelle

In [Abbildung 3.7](#) wird der Versuchsaufbau für den Test der Ionenquelle gezeigt. Die Ionenquelle wurde auf den Ionenquellenflansch montiert und in das vom Solenoiden umwickelten Außenrohr eingesetzt. Das Gaseinlasssystem und der Ionenquellencontroller wurden angeschlossen. Um das erforderliche Vakuum in der Quelle zu erzeugen, wurden eine Turbopumpe und ein Drucksensor hinzugefügt. Zur Detektion der von der Quelle emittierten Ionen wurde ein Faraday-Detektor eingesetzt. Für dieses Experiment wurde die Quelle im Gegensatz zu ihrer Position bei THE-Trap um 180° gedreht aufgebaut. Vergleiche hierzu [Abbildung 3.1](#) mit [Abbildung 3.7](#). Grund dafür waren die zur Verfügung stehenden Befestigungsmöglichkeiten des Aufbaus.

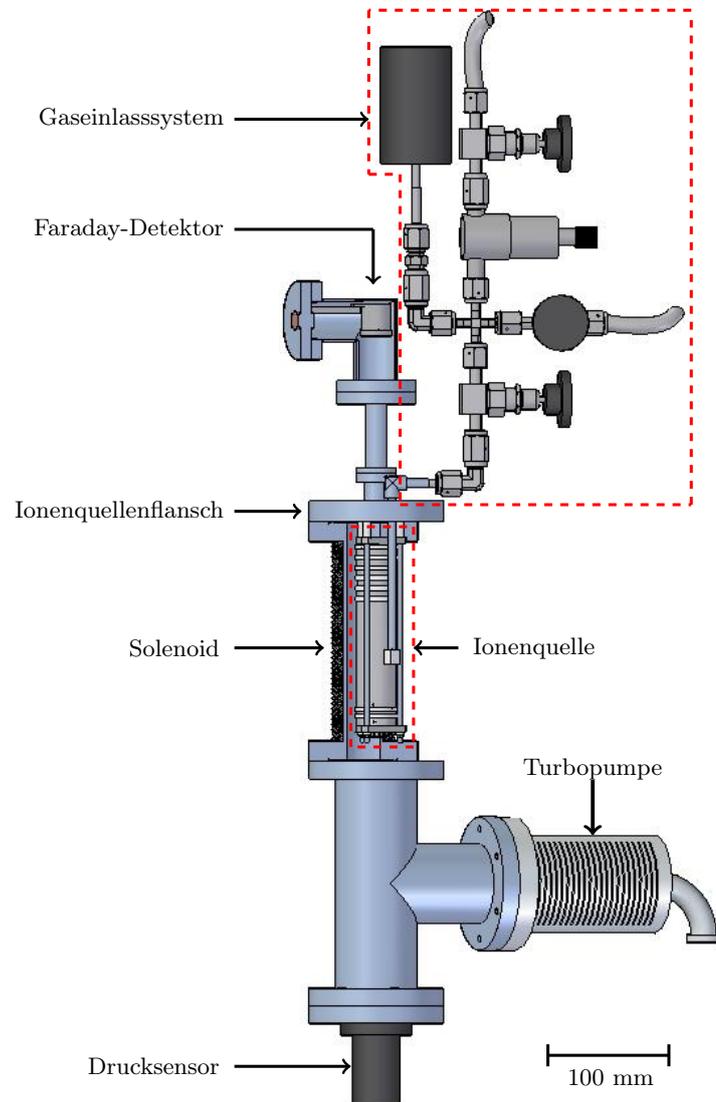


Abbildung 3.7.: Skizze des Versuchsaufbaus für die Ionenquelle. Das über das Gaseinlasssystem eingespeiste Helium wird in der Quelle ionisiert, in Richtung des Faraday-Detektors beschleunigt und dort detektiert. Für Details der Ionenquelle siehe [Abbildung 3.3](#) und für das Gaseinlasssystem [Abbildung 3.6](#).

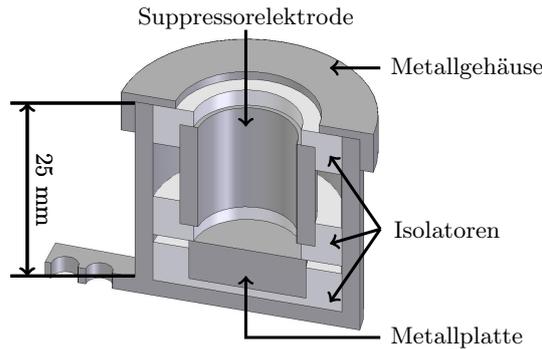


Abbildung 3.8.: Zeichnung des Faradaydetektors. Er besteht aus einer Metallplatte, einer Suppressorelektrode und einem Metallgehäuse, die voneinander elektrisch isoliert sind. Ist ein Pikoampèremeter an die Metallplatte angeschlossen und treffen geladene Teilchen auf die Platte, müssen zur Neutralisation der auftreffenden Ladung Elektronen hinzu- oder abfließen. Die Suppressorelektrode zwingt herausgeschlagene Elektronen zurück zur Metallplatte.

Faraday-Detektor

Ein Faraday-Detektor, oder auch Faraday-Becher genannt, eignet sich zum Messen von Elektronen- und Ionenströmen. Er zeichnet sich durch seine Zuverlässigkeit und Robustheit aus. Seine Empfindlichkeit ist zeitlich konstant und massenunabhängig. Nachteile sind eine niedrige Nachweisempfindlichkeit (circa 10^{-16} A, also etwa 10^3 Teilchen pro Sekunde [Bla06]) und eine geringe Bandbreite, d.h. eine lange Reaktionszeit.

Der genutzte Faraday-Detektor, siehe [Abbildung 3.8](#), besteht aus einer Metallplatte, einer zylinderförmigen Suppressorelektrode und einem Metallgehäuse, die alle drei voneinander elektrisch isoliert sind. Ausgerichtet ist der Detektor so, dass der zu messende Ionenstrahl durch die Suppressorelektrode auf die Metallplatte trifft, welche direkt an ein Pikoampèremeter angeschlossen ist. Hierbei handelt es sich um das Modell 6514 der Firma Keithley. Durch das Pikoampèremeter wird die Platte auf Masse gehalten. Treffen nun positiv geladene Teilchen auf die Platte, müssen Elektronen auf die Platte zufließen, was am Pikoampèremeter als ein positiver Strom zu messen ist. Im Falle von negativ geladenen Teilchen fließen Elektronen von der Platte ab und ein negativer Strom wird am Pikoampèremeter gemessen. Wird an die Suppressorelektrode eine negative Spannung angelegt, zum Beispiel -50 V wie in diesem Experiment, so wird durch das Potential und den zylinderförmigen Aufbau verhindert, dass herausgeschlagene Sekundärelektronen den Detektor verlassen können. Somit kann direkt die Anzahl der aufgefangenen Ladungsträger pro Zeiteinheit gemessen werden.

3.2.3. Verwendete und alternative Kathoden

In der Ionenquelle von THE-Trap wurde bisher eine Dispenser³-Kathode eingesetzt. Als Alternative wurde in dieser Arbeit ein Wolfram-Draht getestet. Es werden noch zwei weitere Kathoden vorgestellt, die als Alternativen für einen Wolfram-Draht gedacht waren, jedoch nicht benötigt wurden. Die wichtigsten Werte der hier besprochenen Kathoden sind in [Tabelle 3.1](#) aufgelistet.

Dispenser-Kathode

Die eingebaute Dispenser-Kathode, hergestellt von der Firma HeatWave Labs [[HL02](#)], besitzt eine Al_2O_3 -Kern, in dem sich ein gewickelter Wolframheizdraht befindet. Der Kern ist von einem Molybdänzylinder umhüllt. Auf der einen Grundfläche des Zylinders befindet sich der Emitter mit einer Fläche von $0,2\text{ cm}^2$. Er besteht aus einer porösen Wolframmatrix unter der sich ein Reservoir Barium-Calcium-Aluminat befindet. Beim Heizen der Kathode durch einen Strom auf 1200 K bis 1500 K wandert Barium durch die Matrix und bildet eine dünne Schicht auf der Oberfläche.

Diese feine Matrix führt zu einer erhöhten Vergiftungsanfälligkeit der Kathode, besonders wenn sie bei einem Druck von 10^{-6} mbar oder höher betrieben wird. Bei dem Prozess des Vergiftens wird die poröse Matrix verstopft und das Barium wird daran gehindert an die Oberfläche zu fließen. Äußerst schädigend ist eine Vergiftung mit Wasser, welches beim Einschalten der Kathode wegen der Verdampfung expandiert und so die filigrane Struktur zerstören kann. Aus diesem Grund wird die Kathode über mehrere Stunden langsam auf die gewünschte Temperatur hoch geheizt und gast wegen der abgegebenen Verunreinigungen aus. Durch das langsame Aufheizen und das Ausgasen sind leichte Vergiftungen reversibel. Bei schwereren Verunreinigungen kann die oberste Schicht der Matrix mechanisch abgetragen werden.

Die Kathode besitzt laut ihrem Datenblatt eine Lebensdauer von mehreren $10\,000$ Stunden und soll einen Elektronenstrom von bis zu 1 A liefern [[HL02](#)]. Dies ist allerdings das physikalische Limit unter Optimalbedingungen. In früheren Tests wurde jedoch nur ein Strom von maximal $0,7\text{ mA}$ gemessen. Eine dieser Messungen wird in [Abschnitt 4.1](#) detaillierter besprochen.

Wolfram-Filament

Filamente aus reinem Wolfram sind die am häufigsten verwendeten Glühkathoden, da Wolfram eines der wenigen Metalle ist, das nutzbare Elektronenstromdichten liefern, sowie günstig und einfach handzuhaben ist. Durch Anlegen eines Stroms wird der Draht auf $T_{\text{Arbeit,W}} \approx 2600\text{ K}$ aufgeheizt und die Elektronen können die Austrittsarbeit von $W_{\text{A,W}} = 4,53\text{ eV}$ überwinden.

Wenn Sauerstoffmoleküle in der Umgebung vorhanden sind, werden diese vom Wolfram absorbiert, in atomaren Sauerstoff aufgespalten und teilweise wieder abgegeben. Der Sauerstoff reagiert dann mit den Kohlenstoffverunreinigungen der Kathode oder der

³Dispenser, engl., Vorrat

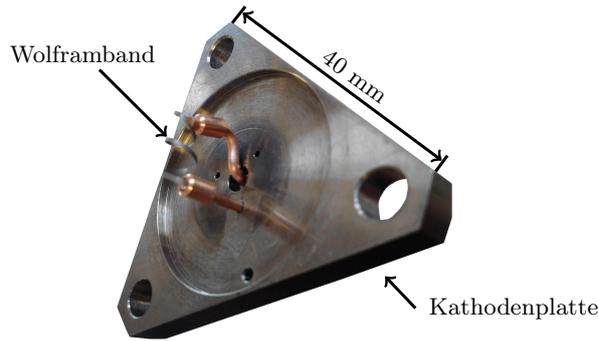


Abbildung 3.9.: Das gedrehte Wolframband in der Halterung. Diese ist auf die Kathodenplatte montiert.

restlichen Apparatur zu Kohlenstoffmonooxid CO und Kohlenstoffdioxid CO_2 , welches zu einer Verschlechterung des Vakuums führt. Wenn die Kathode auf mehr als 2600 K aufgeheizt wird, kann das Wolfram mit dem Sauerstoff zu Wolframoxid WO reagieren. Typische Lebensdauern von Wolfram-Kathoden liegen bei bis zu $10\,000$ Stunden [Wol95].

In [Abbildung 3.9](#) ist der genutzte Wolfram-Draht in seiner Halterung, die an der Kathodenplatte befestigt ist, gezeigt. Der Draht ist eher ein Band mit einer Breite von 1 mm und einer Dicke von $25\ \mu\text{m}$. Erste Versuche hatten gezeigt, dass dieses Band nicht auf die benötigte Temperatur gebracht werden konnte. Grund sind der zu niedrige elektrische Widerstand des Bandes und die Strombegrenzung der Dsub-9-Durchführung von 5 A . Deshalb wurde das Band der Länge nach halbiert, um so den Widerstand zu verdoppeln und bei geringerer Leistung die benötigte Temperatur zu erreichen. Beim Einbau des Bandes muss darauf geachtet werden, dass die Windungen weder untereinander noch die Kathodenplatte, den Kathodenring oder das Kontrollgitter berühren. Dadurch würde der Strom nicht mehr durch das gesamte Band fließen, womit sein elektrischer Widerstand reduziert wird.

Beschrieben werden kann der elektrische Widerstand R in Abhängigkeit der Länge l des Drahtes durch $R = \sigma l/A$, mit A als Leiterquerschnittsfläche und σ als spezifischer Widerstand. Wenn ein Strom über einen Widerstand fließt und die Spannung daran abfällt, dann wird die Leistung nach $P = RI^2$ in Wärme umgesetzt, wobei berücksichtigt werden muss, dass der Widerstand mit der Temperatur ansteigt. Dies geschieht mit $R_T = R_{20}(1 + \alpha\Delta T + \beta\Delta T^2)$. Hierbei ist ΔT die Temperaturdifferenz des Drahtes zur Raumtemperatur, R_{20} der Widerstand bei Raumtemperatur, α der lineare und β der quadratische Widerstands-Temperaturkoeffizient. Somit führt eine Verkürzung oder Verjüngung des Drahtes zu einem Absinken der erreichbaren Temperatur, was nach [Gleichung \(2.6\)](#) die Elektronenemission reduziert.

Kathodentyp	Arbeits- temp. T_{Arbeit} (K)	Lebens- dauer (h)	Austritts- arbeit W_{Arbeit} (eV)	Emissions- stromdichte j_e (A/cm ²)
Dispenser	1200 - 1500	10 000	2,13	0,16
Wolfram, rein	2600	10 000	4,53	0,84
Wolfram, thordiert	2000	5000	4,13	0,82
Unterschiedliche Oxid	800 - 1800	1000	1 - 3	0,3-0,5

Tabelle 3.1.: Eigenschaften der verschiedenen Kathoden. Die Daten wurden aus [HL02] und [Wol95] entnommen.

Weitere Alternativen

Eine ähnliche Alternative zum Wolframdraht wäre ein mit Thorium versetzter Wolframdraht. Hierdurch wird die Austrittsarbeit reduziert, wodurch nur noch eine Temperatur von $T_{\text{Arbeit, WTh}} = 2000 \text{ K}$ benötigt wird. Die Emissionsstromdichte wird hierbei leicht reduziert, von $0,84 \text{ A/cm}^2$ auf $0,82 \text{ A/cm}^2$.

Geeignet wären auch Oxid-Kathoden. Sie bestehen aus einem Metallfilament oder einem Metallplättchen, das beispielsweise mit einer Barium-Oxid- oder Yttrium-Oxid-Schicht überzogen ist. Als Metall wird meist Wolfram oder Tantal verwendet. Die Arbeitstemperatur liegt, abhängig von den verwendeten Materialien, bei 800 K bis 1800 K . Die Lebensdauer beträgt lediglich bis zu 1000 Stunden, was gegenüber dem Wolframfilament ein großer Nachteil ist. Durch ihre chemische Robustheit benötigen sie nur ein Vakuum von 10^{-4} mbar und nehmen keinen Schaden, wenn sie kurzzeitig bei Betrieb dem Atmosphärendruck ausgesetzt werden.

3.3. Simulierung des Ioneneinfangs

Die zylindrische Falle im Fallenturm, siehe [Abschnitt 3.1.2](#), dient zum Einfangen, Reduzierung der Energie und Speichern der Ionen, die in der Ionenquelle erzeugt worden sind, sowie dem kontrollierten Einschuss dieser in die Mess- und Speicherfalle von THE-Trap. Die mittlere Energie der einzufangenden Ionen beträgt 90 eV und ist die Folge der an der Ionenquelle angelegten Potentiale, siehe [Abschnitt 3.2.1](#), und des beim Einschuss in ein starkes Magnetfeld auftretenden Spiegeleffektes [[Pin07](#)]. Bevor die Ionen in die Speicher- oder Messfalle überführt werden, soll ihre Energie auf ein gewähltes Potential von 0,5 eV reduziert werden. Dies vereinfacht das Laden der Mess- und Speicherfalle. Die zylindrische Falle soll ebenfalls Ionen speichern können und soll als Reservoir genutzt werden. Das heißt, es soll mehrmals durch eine geeignete Sequenz nur ein Teil der gespeicherten Ionen aus der zylindrischen Falle entnommen werden. Dadurch könnte bei einem Verlust des Ions in der Mess- oder Speicherfalle diese schnell wieder geladen werden. Um die Eigenschaften der zylindrischen Falle zu überprüfen wurde ein Nachbau für einen separaten Teststand entwickelt, hergestellt und aufgebaut. Dieser Nachbau wird als Ionenfänger bezeichnet.

3.3.1. Der Ionenfänger

[Abbildung 3.10](#) zeigt den Ionenfänger. Die drei Elektroden wurden aus OFHC⁴-Kupfer, die Isolatoren aus PEEK⁵ und die Halterung aus Aluminium gefertigt. Die Halterung dient zum Montieren des Fängers in den in [Abschnitt 3.3.2](#) beschriebenen Versuchsaufbau. Zur Vereinfachung der Herstellung wurde einige Punkte, wie zum Beispiel die äußere Form der Elektroden, gegenüber der ursprünglichen zylindrischen Penningfalle geändert. Die zum Einfangen, Speichern und Transport der Ionen relevanten Bereiche, wie die Innendurchmesser der Elektroden, blieben aber unverändert.

Die erste Elektrode wird als Gate-Elektrode⁶ bezeichnet, die große zylindrische Elektrode als Tube-Elektrode⁷ und die dritte Elektrode als Skimmer. Die Ionen sollen über die Öffnung, die einen Durchmesser von 2,5 mm hat, der Gate-Elektrode in die 50,80 mm lange Tube-Elektrode gelangen, die einen Innendurchmesser von 5,16 mm besitzt, und dort gespeichert werden. Die Ionen können abschließend über den 0,25 mm weiten Durchgang des Skimmers den Fänger verlassen. Das für eine Penningfalle benötigte axiale Magnetfeld wird durch den in [Abschnitt 3.3.2](#) beschriebenen Magneten erzeugt.

Eine komplette Pulssequenz besteht aus dem Einfangen der Ionen, der Reduzierung ihrer Energie und Anzahl, dem Speichern und dem abschließenden Ausschuss. Diese in [Abbildung 3.11](#) gezeigte Sequenz lässt sich im Detail wie folgt beschreiben: Zu Beginn einer Sequenz wird an die Gate-Elektrode und den Skimmer die Spannung $V_{Anode} = 100 \text{ V}$ angelegt und an die Tube-Elektrode $V_{Reduzier} = 87 \text{ V}$, bei einer angenommenen Ionenenergie von 90 eV. Wenn die Spannung an der Gate-Elektrode auf $V_{Reduzier}$ abgesenkt

⁴OFHC, Oxygen Free High Conductivity, engl., sauerstofffrei und höchst leitend.

⁵PEEK, Polyetheretherketon, ein bis 10^{-8} mbar vakuumtauglicher Kunststoff.

⁶Gate, engl., Tor oder Tür.

⁷Tube, engl., Röhre.

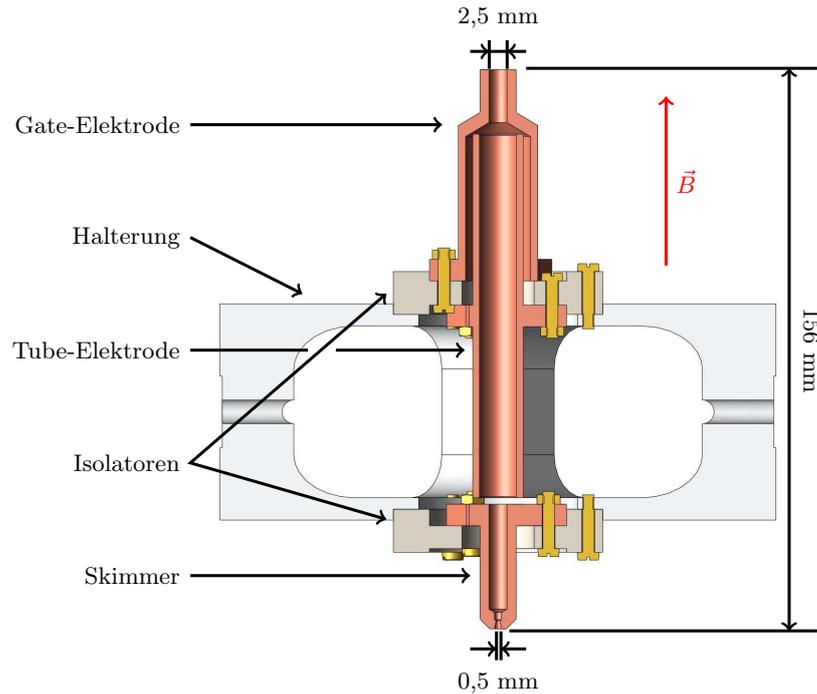


Abbildung 3.10.: Technische Zeichnung des Ionenfängers. Seine drei Elektroden sind über die Isolatoren auf die Halterung montiert und befinden sich im homogenen Teil des Magnetfeldes. Die Ionen gelangen über die Gate-Elektrode in den Fänger, werden in der Tube-Elektrode gespeichert und dann über den Skimmer ausgeschossen.

wird, können die Ionen in die Tube-Elektrode gelangen. Jedoch nur jene, mit einer Energie höher als $e \cdot V_{Reduzier}$. Hierbei werden sie auch auf $e \cdot |V_{Anode} - V_{Reduzier}|$ abgebremst und am Skimmer reflektiert. Wird das Potential an der Gate-Elektrode wieder auf V_{Anode} heraufgesetzt, so werden die Ionen in der Tube-Elektrode gespeichert und weitere Ionen blockiert. Ein langsames Absenken der Spannung an der Tube-Elektrode auf $V_{Speicher}$ und dann das Erden des Skimmers bewirkt den Ausschuss der Ionen mit einer Energie von größer als $e \cdot V_{Speicher}$ über den Skimmer. Bei dieser Konfiguration werden die Ionen nun gespeichert, bis sie mit einem kurzen Absenken des Skimmers auf $V_{Ausschuss} = -2$ bis -5 V über selbigen ausgeschossen werden. Als Speicherzeit wird die Zeit zwischen dem Anstieg der Spannung an der Gate-Elektrode auf V_{Anode} und dem Abfall der Spannung an dem Skimmer auf $V_{Ausschuss}$ definiert. Bei THE-Trap befinden sich hinter dem Skimmer die Speicher- und Messfalle. Um eine leichtere Detektion zu ermöglichen, befinden sich für den Testaufbau dort Ionendetektoren, die im nun folgenden Kapitel vorgestellt wird.

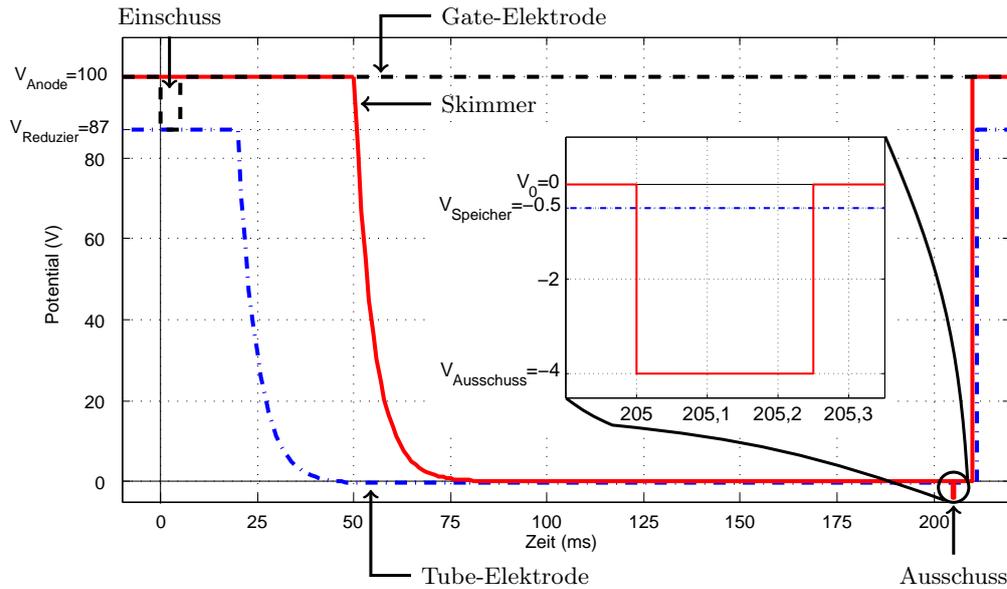


Abbildung 3.11.: Pulssequenz der Gate-Elektrode (schwarz, gestrichelt), der Tube-Elektrode (rot, durchgezogen) und des Skimmers (blau, punktstrich) bei einer Speicherzeit der Ionen von 200 ms. Die Ionen gelangen nur dann in die Falle, wenn eine Spannung von 87 V an der Gate-Elektrode angelegt ist, was im Graphen als „Einschuss“ bezeichnet wird. Beim Passieren der Gate-Elektrode wird die Energie der Ionen reduziert. Die abfallenden Flanken der Tube-Elektrode und des Skimmers bewirken den Verlust der Ionen mit einer höheren Energie als 0,5 eV über den Skimmer. Durch das Absenken des Potentials am Skimmer werden die Ionen aus der Falle geschossen. Dies wird im Graphen als „Ausschuss“ bezeichnet und ist zusätzlich vergrößert. Die Speicherzeit der Ionen ist die Zeit zwischen dem Schließen der Gate-Elektrode und dem Absenken der Spannung am Skimmer.

3.3.2. Versuchsaufbau für den Ionenfänger

Der Testaufbau setzt sich zusammen aus einer Oberflächenionenquelle, der Ionenoptik, der Steuerelektronik, dem Detektionssystem, dem Magneten und dem zuvor beschriebenen Ionenfänger. Dargestellt ist der gesamte Aufbau in [Abbildung 3.12](#). Die in der Ionenquelle erzeugten Ionen werden über die Linse 1 und 2 der Ionenoptik zum Ionenfänger geleitet. Die Spannungen an den Elektroden werden über die Steuerelektronik gesetzt. Vom Ionenfänger, der sich im homogenen Bereich des Magnetfeldes befindet, gelangen die Ionen schließlich über die Linse 3 zum Detektionssystem, welches in [Abschnitt 3.3.2](#) beschrieben wird. Bei diesem Aufbau handelt es sich um einen modifizierten Aufbau einer anderen Gruppe am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg [[UD11](#)].

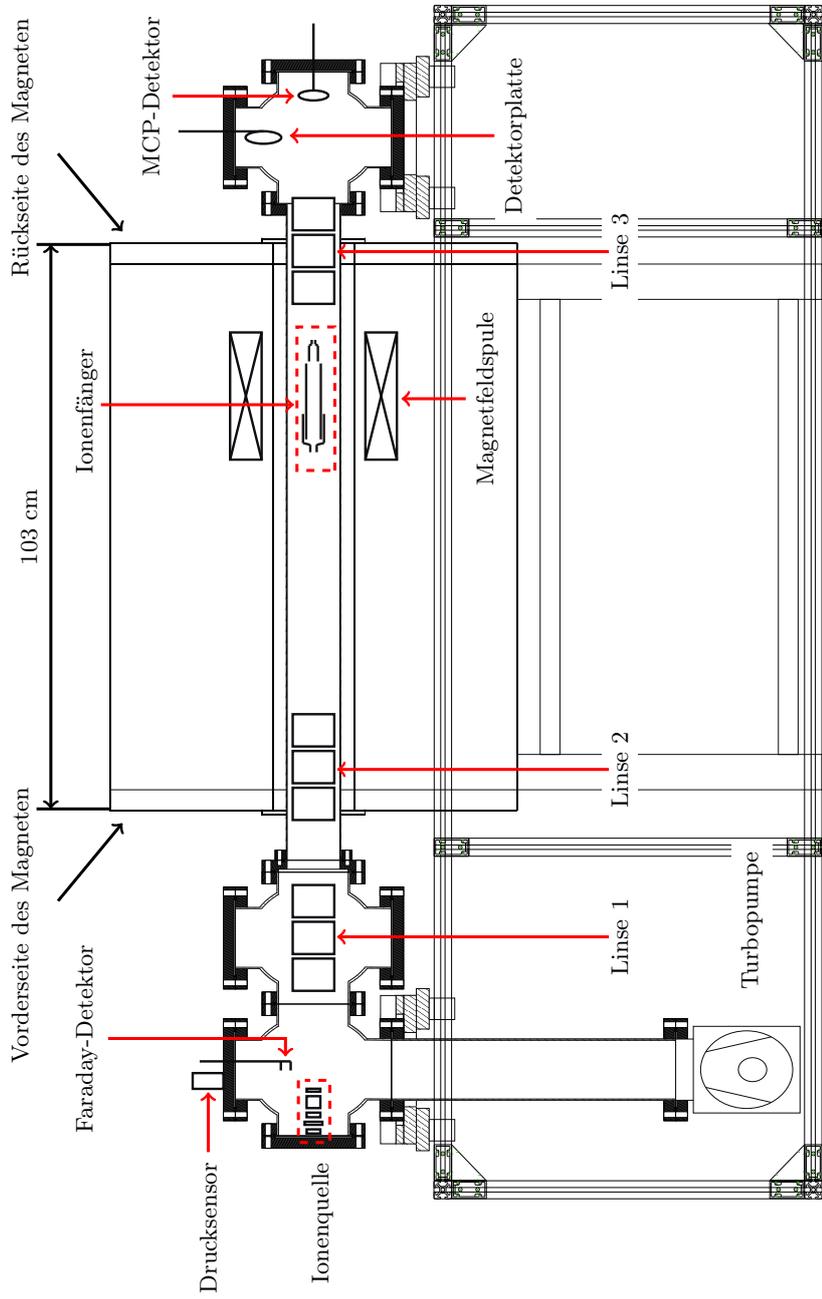


Abbildung 3.12.: Skizze des Testaufbaus. Um den Ionenfänger und die Ionenquelle hervorzuheben, wurde bei ihnen auf die maßstabgetreue Zeichnung verzichtet. Von der Ionenquelle gelangen die Ionen über die Linsen 1 und 2 in den Ionenfänger, der sich im homogenen Bereich des Magneten befindet. Die Ionen gelangen von dort schließlich über die Linse 3 zum Detektor. Dies ist wahlweise eine Detektorplatte oder ein MCP-Detektor. Ein weiterer Detektor, ein Faraday-Detektor, kann direkt nach der Ionenquelle in den Strahlengang bewegt werden.

	Spannung (V)	Bedeutung
V_{Anode}	+100	Nicht überwindbares Potential
$V_{Reduzier}$	+87	Energieabsenkung und Filter
$V_{Speicher}$	-0,5	Ringspannung der Penningfalle
$V_{Ausschuss}$	-3	Befördert die Ionen aus der Falle
V_0	0	Erdung

Tabelle 3.2.: Auflistung der für eine Sequenz des Ionenfängers benötigten Spannungen und deren Bedeutung. Die verwendeten Ionen haben eine Energie von 90 eV, wie bei THe-Trap.

Steuerelektronik

Für die in [Abbildung 3.11](#) gezeigte Sequenz müssen fünf unterschiedliche Spannungen gesetzt werden. Diese sind V_{Anode} , $V_{Reduzier}$, $V_{Speicher}$, $V_{Ausschuss}$ und V_0 . In [Tabelle 3.2](#) sind die Werte für die Sequenz und ihre Wirkung auf die Ionen aufgelistet. Um die zeitliche Abfolge der Sequenz einzuhalten, wurde das in [Abbildung 3.13](#) gezeigte System an Spannungsquellen, Schaltern und RC-Gliedern aufgebaut.

Die Spannungsquelle für V_{Anode} und $V_{Reduzier}$ musste gepuffert werden, da ihr Wert bei den Schaltvorgängen erheblich geschwankt hat. Hierzu wurde ein RC-Glied mit einem Kondensator von 220 μF und einem Widerstand von 470 Ω verwendet, so dass sich eine RC-Zeit von $\tau = 0,1 \text{ s}$ ergibt. Somit wurde der bei den Schaltvorgängen benötigte Strom von dem Kondensator bezogen, was die Schwankungen unterdrückte.

Als Schalter wurden Hochspannungsschalteinheiten der Baureihe „GHTS“ benutzt, die von der Firma Behlke Electronic GmbH hergestellt werden [[Gmb11](#)]. Sie können bis zu 100 ns kurze Schaltpulse erzeugen, die zwischen zwei Spannungen mit einer Differenz von maximal 6000 V hin- und herschalten. Bei den Relais handelt es sich um selbstgebaute Schalteinheiten, die Schaltzeiten von wenigen Millisekunden haben. Angesteuert werden die Schalter und Relais durch Puls- und Funktionsgeneratoren der Firma Berkeley Nucleonics Corporation (Modell 565 und 575) und Agilent Technologies (Modell 33250 A). Hierdurch war es möglich, die gesamte Sequenz in einer Endlosschleife laufen zu lassen, was eine statistische Datenanalyse erlaubte.

Wie in [Abbildung 3.11](#) zu sehen ist, besitzen die Tube-Elektrode und der Skimmer eine exponentiell abfallende Flanke. Diese wurden mit selbstgebauten RC-Gliedern erreicht, die jeweils aus einem Kondensator mit 0,47 μF und einem Potentiometer, dessen Wert sich zwischen 0 und 100 k Ω einstellen lässt, bestehen. Sie wurden auf eine RC-Zeit von 5 ms eingestellt. Um aber die langsam ansteigende Flanke zu vermeiden, wurden die RC-Glieder noch mit einer Diode ausgerüstet. Hierdurch konnte die Zeit zwischen zwei Sequenzdurchläufen reduziert werden. Beim Ausschuss aus der Falle über den Skimmer wäre eine abfallende Flanke wegen des RC-Gliedes auch unvorteilhaft, da Ausschusspulse von bis nur einer Mikrosekunde genutzt worden sind. Deshalb schaltet das Relais 3 während der Skimmer geerdet ist auf den Schalter 2 um, der dann den Ausschusspuls übernimmt.

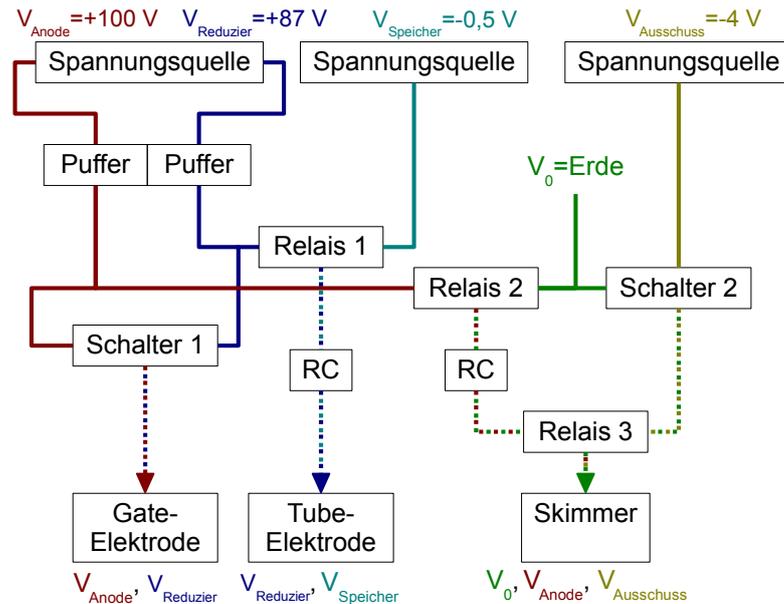


Abbildung 3.13.: Anordnung der Spannungsquellen, Schalter und RC-Glieder der Steuer-
elektronik zum Setzen der Potentiale an den Elektroden des Ionenfängers. Zur besseren
Übersicht wurde den unterschiedlichen Spannungen unterschiedliche Farben gegeben.

Oberflächenionenquelle

Die in [Abbildung 3.14](#) gezeigte Oberflächenionenquelle wurde gewählt, weil sie schon in dem Aufbau der anderen Gruppe verlässlich einen konstanten Ionenstrom emittierte [[UD11](#)]. Die Ionenquelle liefert ${}^6\text{Li}^+$ - und ${}^7\text{Li}^+$ -Ionen, mit einem Verhältnis, welches der natürlichen Isotopenhäufigkeit von 7,59 % zu 92,41 % entspricht. Die Ionisation erfolgt über das Heizen eines Wolframfilaments, das zusätzlich auf einem erhöhten Potential von 100 V liegt. Dadurch werden die in einer Tablette eingebundenen Lithiumatome ionisiert und besitzen eine kinetischen Energie, die maximal dieser Potentialhöhe entspricht. Dies ist auch der Grund für die gewählte Spannung. Somit entspricht die Energie der Ionen ungefähr der, wie sie bei THE-Trap genutzt wird. Nachdem die Ionen erzeugt wurden, werden sie von einem Extraktor abgezogen und können durch zwei Linsen sowie vier Ablenkelektroden an der gewünschten Stelle fokussiert werden. Die angelegten Spannungen sind in [Tabelle 3.3](#) aufgelistet.

Zur elektrischen Isolation befinden sich aus Saphir gefertigte Kugeln mit einem Durchmesser von 4 mm zwischen den Elektroden. Die Ionenquelle ist als ganzes auf einen CF-160-Flansch montiert, der SHV⁸-Durchführungen für die Strom- und Spannungsversorgung besitzt.

⁸Safe High Voltage, engl. sichere Hochspannung. Hierbei handelt es sich um eine Steckverbindung für Koaxialkabel, die für standardmäßig bis zu 5 kV geeignet sind.

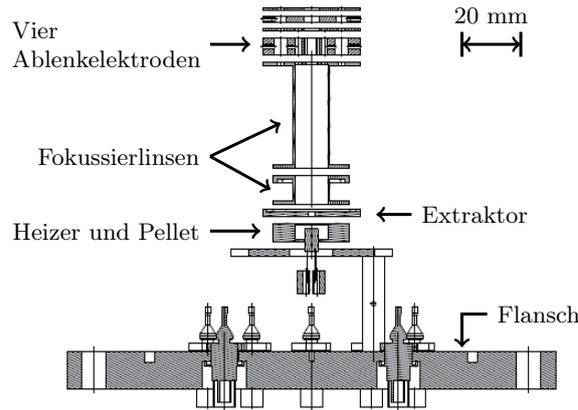


Abbildung 3.14.: Technische Zeichnung der Oberflächenionenquelle. Der Heizer ionisiert die sich auf einer Tablette, bzw. einem Pellet, befindlichen Lithiumatome und gibt deren maximale Energie an. Der Extraktor zieht die Ionen von der Tablette ab. Durch zwei Fokussierlinsen und vier Ablenkelektroden kann der Ionenstrahl an einer gewünschten Stelle fokussiert werden.

	Spannung (V)
Heizer	+100
Extraktor	-260
Fokussierlinsen	+93/-92
Ablenkelektroden	-11/0/+4/+1

Tabelle 3.3.: Typische Spannungen der Oberflächenionenquelle.

Ionenoptik

Um den Ionenstrahl von der Quelle über den Ionenfänger bis zum Detektionssystem zu leiten, wurden wie in [Abbildung 3.12](#) gezeigt drei elektrostatische Linsen verwendet. Die Linse 1 befindet sich direkt nach der Ionenquelle, die Linse 2 im stärksten, ansteigenden Magnetfeldgradienten und die Linse 3 hinter dem Ionenfänger im schwächer werdenden Magnetfeldgradienten. Alle drei Linsen dienen zur Ablenkung und Fokussierung des Strahls. Zusätzlich verhindert die Linse 2, dass die Ionen am magnetischem Spiegel reflektiert werden. Ohne die Linse 3 würden die Ionen das Detektionssystem nicht erreichen, weil die Ionen nach dem Verlassen des Fängers lediglich eine Energie von 0,5 eV besitzen und deshalb den divergierenden Magnetfeldlinien weiter folgen würden.

Die Linsen werden von der Firma RoentDek Handels GmbH vertrieben und bestehen jeweils aus drei Linsenelementen. Jedes Linsenelement besteht aus vier hyperbolischen Elektroden, die prinzipiell einzeln angesteuert werden können. Um die Anzahl der Freiheitsgrade beim Einstellen der Ionenoptik zu reduzieren, sind allerdings einige der Elektroden intern miteinander verbunden. Siehe hierfür [Abbildung 3.15a](#) und [3.15b](#). Bei allen drei Linsen ist eine Konfiguration ähnlich einer Einzellinse gewählt: Alle vier Elektro-

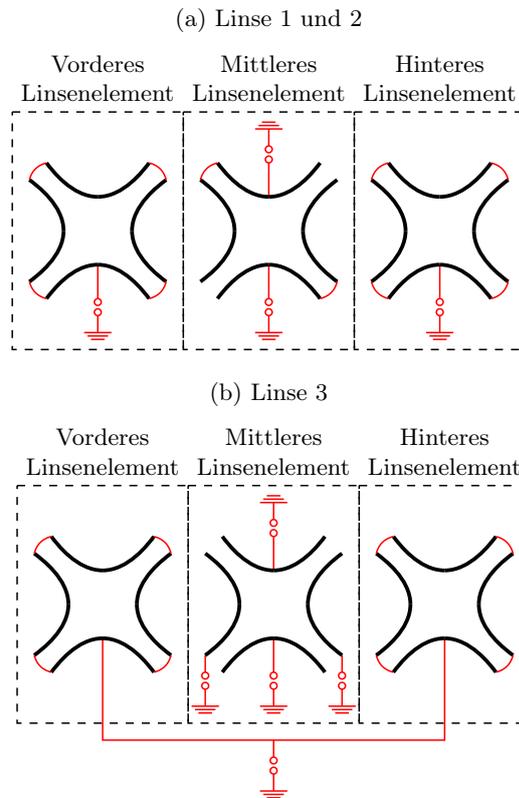


Abbildung 3.15.: Skizze der Linsen. Eine einzelne Linse setzt sich aus drei hintereinander gesetzten Quadrupollinsen zusammen. In der Skizze sind diese drei Quadrupollinsen, genannt Linsenelemente, zur Übersicht nebeneinander gesetzt. In rot eingezeichnet sind die Anschlüsse an die Spannungsquellen.

	Linse 1 (V)	Linse 2 (V)	Linse 3 (V)
Erstes Linsenelement	-500	-820	-110
Mittleres Linsenelement	0/0	0/0	0/0/0/0
Letztes Linsenelement	-500	-820	-110

Tabelle 3.4.: Die typischen an den Linsenelementen angelegten Spannungen.

den des vorderen Linsenelements und alle vier Elektroden des hinteren Linsenelements befinden sich auf dem gleichem Potential. Die mittleren Linsenelemente werden zur Ablenkung verwendet, weswegen ihre Elektroden einzeln angesteuert werden können. Jedoch konnten diese bei guter Justierung der Ablenkelektroden in der Oberflächenionenquelle geerdet werden. Die typischen, an die Linsenelemente angelegten, Spannungen sind in [Tabelle 3.4](#) gezeigt.

Detektionssystem

Zum Nachweis der Ionen stehen drei Detektoren zur Verfügung. Der erste ist ein baugleicher Faraday-Detektor, wie er schon in [Abschnitt 3.2.2](#) beschrieben wurde. Er ist auf einem Manipulator⁹ montiert und lässt sich direkt nach der Ionenquelle in den Strahlengang bewegen. Die beiden anderen Detektoren sind ebenfalls auf einem Manipulator montiert, befinden sich aber hinter dem Ionenfänger.

Einer dieser beiden Detektor ist eine einfache Metallplatte mit einem Durchmesser von 65 mm, die an ein Pikoampèremeter angeschlossen wird. Etwa 20 mm davor befindet sich ein Gitter, welches bei einer positiv angelegter Spannung als Potentialbarriere für die Ionen dient. Bei einer negativen Spannung wirkt das Gitter als Suppressorelektrode, wie bei einem Faraday-Detektor. Dieser Detektor kann vor den MCP¹⁰-Detektor, dem zweitem Detektor hinter dem Ionenfänger, in den Strahlengang bewegt werden.

Der MCP-Detektor wurde ebenfalls von der Firma Roentdek Handels GmbH bezogen. Allgemein wird solch ein Detektor zum Nachweis von geringen Strömen geladener Teilchen und ionisierender Strahlung eingesetzt. Der Detektor ist in der Lage selbst einzelne Photonen oder geladene Teilchen nachzuweisen, kann aber nicht zwischen diesen unterscheiden. Bei einer Zählrate von über 10^7 pro Sekunde gelangt er in Sättigung und kann bei einer noch höheren Rate sogar irreparabel beschädigt werden [[Wiz79](#)].

Eine einzelne Mikrokanalplatte des verwendeten Detektors besitzt eine aktive Fläche von 18,6 mm und ist von Millionen, mikroskopisch kleiner Kanälen durchzogen, von denen jeder wie ein Sekundärelektronenvervielfacher funktioniert. Die Platte besteht aus einem 0,4 mm dicken Halbleiter, der einen elektrischen Widerstand von $100\text{ M}\Omega$ zwischen der Vorder- und Rückseite der Platte hat. Die Kanäle haben einen Lochabstand von $12,2\ \mu\text{m}$ bei einem Durchmesser von $9,5\ \mu\text{m}$ und sind unter einem Winkel von $4 - 6^\circ$ zur Plattennormale verkippt. Es wurden zwei dieser Platten so hintereinander gesetzt, dass ihre Kanäle entgegengesetzt geneigt sind. Diese als „V-Stack“ oder Chevron-Konfiguration bezeichnete Anordnung ist in [Abbildung 3.16](#) gezeigt. An der Vorderseite der ersten Platte ist eine Spannung von 2200 V gegenüber Masse angelegt. Durch einen externen Spannungsteiler wird dieser Wert für die Rückseite der ersten und der Vorderseite der zweiten Platte halbiert. Für die Rückseite der zweiten wird dieser erneut halbiert.

Trifft nun ein Ion auf eine Kanalwand in der ersten Mikrokanalplatte, so werden dort Elektronen herausgeschlagen. Durch die anliegende Spannung werden diese beschleunigt und erzeugen beim Auftreffen auf die Kanalwand noch mehr Elektronen. Dies wird

⁹Ein Manipulator ist eine Vorrichtung, mit der von außerhalb einer Vakuumkammer in der Kammer ein Objekt bewegt werden kann.

¹⁰micro-channel plate, engl. Mikrokanalplatte

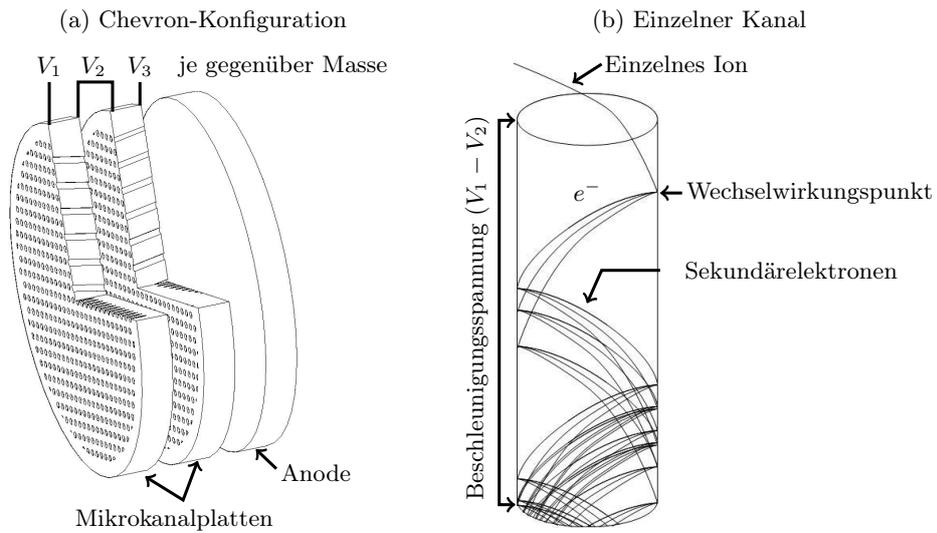


Abbildung 3.16.: Links: Skizze des verwendeten MCP-Detektors in der Chevron-Konfiguration. Die Kanäle der beiden Mikrokanalplatten sind entgegengesetzt geneigt. Für die Spannungen an den Vorder- und Rückseiten der beiden Platten gilt $V_1 = 2 \cdot V_2 = 4 \cdot V_3$. Jeder einzelne Kanal funktioniert wie ein Sekundärelektronenvervielfacher. Der Elektronenschauer wird über die Anode gemessen.

Rechts: Darstellung der Elektronenvervielfachung in einem einzelnen Kanal. In dieser Skizze löst ein Ion beim Auftreffen auf die Kanalwand ein Elektron heraus. Durch den Potentialunterschied wird das Elektron beschleunigt und löst einen sich verstärkenden Elektronenschauer im Kanal aus.

als Kaskadieren bezeichnet und ist in [Abbildung 3.16](#) graphisch dargestellt. Der Elektronenschauer fällt dann auf die zweite Platte und erzeugt mehrere, sich verstärkende Elektronenschauer. Eine Elektronenvervielfachung von 10^5 bis 10^7 ist typisch für einen Chevron-konfigurierten MCP-Detektor [[Wiz79](#)].

Eine Metallplatte, auch als Anode bezeichnet, befindet sich hinter der zweiten Mikrokanalplatte dient zum Auslesen des Signals. Sie wird an einen Vorverstärker angeschlossen. Dieses Signal wird in diesem Experiment gleichzeitig von einem Oszilloskop und einem PC ausgelesen. Das Oszilloskop dient für den Experimentator zur direkten Beobachtung des Signals vom MCP-Detektor und der PC speichert die Daten.

Bruker Magnet

Der verwendete Magnet wurde von der Firma Bruker hergestellt und hat eine Länge von 102 cm. Seine supraleitenden Spulen erreichen eine Magnetfeldstärke im homogenen Bereich von 4.6993(2) T [[UD11](#)]. Dieser Bereich hat eine Länge von etwa 10 cm, erstreckt sich bis zu 5 cm vom Zentrum des Magneten radial weg und befindet sich etwa 38(1) cm von der Rückseite des Magneten entfernt, also nicht im Zentrum des Magneten. In [Ab-](#)

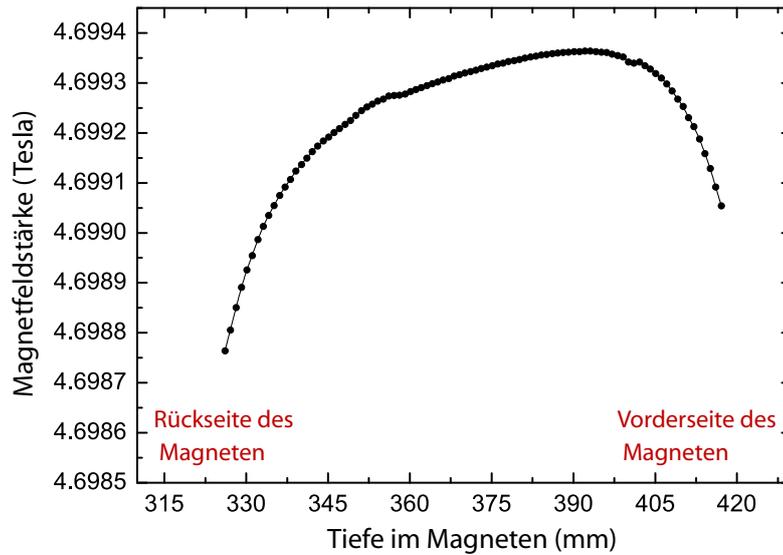


Abbildung 3.17.: Verlauf der Magnetfeldstärke im Zentrum des homogenen Bereichs vom Bruker Magneten. Übernommen aus [UD11].

Abbildung 3.17 zeigt den Verlauf der Magnetfeldstärke entlang der zentralen Achse. Für ein Volumen von 1 cm^3 innerhalb des homogenen Bereichs wurde eine Homogenität von $\delta B/B = 5,42 \cdot 10^{-6}$ gemessen. Der Wert für den magnetischen Flaschenterm wurde auf $B_2 = -1,8(1) \cdot 10^{-7} \text{ T/cm}^2$ berechnet.

Der Magnet besitzt eine warme Bohrung, die von der Vorderseite bis zur Rückseite des Magneten reicht und in die ein Vakuumrohr mit einem Durchmesser von 100 mm eingesetzt ist. Der Kryostat des Magneten ist thermisch von der Bohrung und der Außenwand isoliert, wodurch die Bohrung Raumtemperatur hat. Zwischen der Außenwand des Magneten und dem Rohr ergibt sich etwa 1-2 cm Spielraum, so dass das Rohr über zwei Stellschrauben der Rohrhalterung einfach ausgerichtet werden kann.

3.4. Magnetfeldmessung

Für eine Präzisionsmessung mit einer Penningfalle wird ein möglichst homogenes Magnetfeld benötigt, welches zeitlich konstant ist [BG86]. Für den von THE-Trap genutzten Magneten wurden bisher für die Position des homogenen Teiles des Feldes nur die Messungen am Magneten in Seattle als Grundlage genommen. Nach dem Transport und dem Wiederaufbau des Experiments am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg kann sich die genaue Lage verschoben haben, zum Beispiel durch eine Änderung in der Position der Magnetfeldspulen. Aus diesem Grund wurde mit Hilfe einer Magnetfeldsonde der Magnet erneut ausgemessen. Durch die Ergebnisse dieser Messungen soll die Fallenkammer von THE-Trap so positioniert werden, dass sich die drei Fallen im homogenen Bereich des Magnetfeldes befinden. Somit können auch die in dieser Arbeit durch das Experiment mit dem Ionenfänger erhaltenen Ergebnisse auf die zylindrische Falle von THE-Trap übertragen werden.

Der relative lineare Drift des Magnetfeldes wurde über Zyklotronfrequenzmessungen an $^{12}\text{C}^{4+}$ -Ionen in der Penningfalle auf kleiner als 10^{-10} /h bestimmt. Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung dieses Wertes wäre eine Langzeitmessung des Feldes über mehrere Wochen mit dem NMR-Teslameter. Auf Grund dieses Zeitaufwandes wurde diese Methode jedoch nicht genutzt.

3.4.1. 1995 NCC Magnet

Der von THE-Trap genutzte Magnet wurde von der Firma Nalorac Cryogenics Corporation (NCC) gebaut und besitzt einen supraleitenden Solenoiden, der sich in einem Reservoir mit flüssigem Helium befindet, siehe [Abbildung 3.18](#). Der Solenoid besteht aus einem einzelnen Niob-Titan-Filament, welches mehrlagig und mit zwei unabhängigen, sich in Reihe befindlichen Abschnitten gewickelt wurde. Die größere der beiden Spulen wird als Primärspule und die kleinere als Sekundärspule bezeichnet. Zusätzlich wurden einige kleine Korrekturspulen mit eingebaut. Alle Spulen werden über einen 24-poligen Stromanschluss aufgeladen, der sich im Inneren des Kryostaten befindet, siehe [Abbildung 3.18](#).

Der Kryostat besteht aus einem inneren und einem äußerem Reservoir, die bis auf einen Durchgang und eine Verbindung zur Bohrung voneinander getrennt sind. Diese Reservoirs sind von einem Schild aus flüssigem Stickstoff umhüllt. Zwischen den Schichten befindet sich eine Vakuumisolierung. Außerdem wurde zur thermischen Isolation der Kryostat mit etwa 100 Lagen hochisolierender Folie umwickelt und in eine stabile Hülle gesetzt. Die Bohrung ist über einen Flansch am oberen Ende des Magneten zugänglich. Das Zentrum des homogenen Bereichs sollte sich 1143 mm von dem Flansch an gemessen tief in der Bohrung befinden. Aufgrund dieses Aufbaus befindet sich das Experiment ebenfalls in flüssigem Helium.

Wird der Solenoid mit 39 A geladen, so erreicht die magnetische Feldstärke einen Wert von 5,9 T. Jedoch wird der Solenoid momentan lediglich mit 35,3 A betrieben. Als der Magnet nach dem Transport wieder aufgeladen wurde, ist bei circa 5,3 T der Stromanschluss gelöst worden und konnte nicht mehr verbunden werden, da sich Eis daran festgesetzt

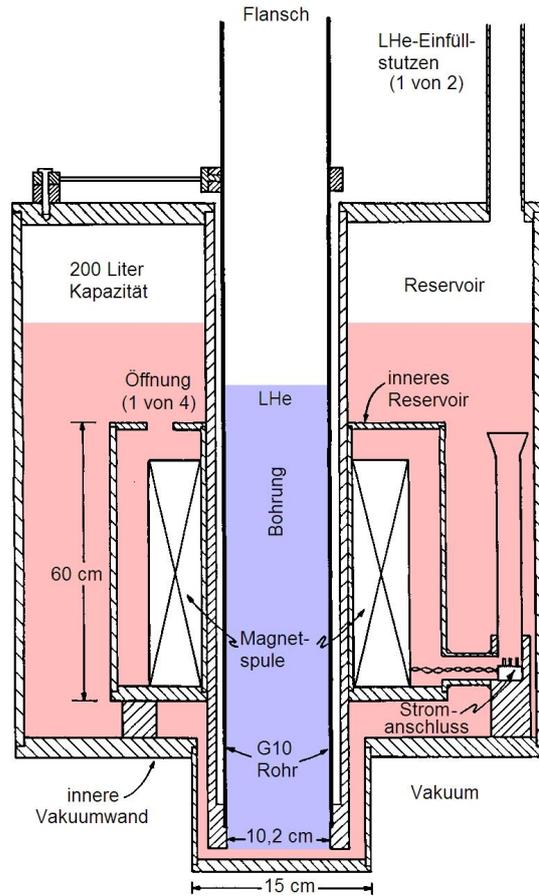


Abbildung 3.18.: Querschnitt durch den 1995 NCC Magneten [Die11]. Das Experiment wird über den oberen Flansch eingelassen und die Fallenkammer wird im Zentrum des Solenoiden positioniert. Die Fallenkammer befindet sich dann im flüssigem Helium. Für weitere Details siehe Text.

hatte. Dadurch ließen sich die kleinen Korrekturspulen nicht mehr aufladen. Spezifiziert sind neben der maximalen Feldstärke von 5,9 T, ein Magnetfelddrift von $1 \cdot 10^{-9}$ /h bei einer Homogenität von $2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3$.

Korrekturspulen der Fallen

Der Fallenturm von THE-Trap wurde ebenfalls mit fünf Korrekturspulen ausgerüstet. Diese erlauben die folgende Korrekturen: $\delta B_0 = 3,8 \text{ nT/mA}$, $\delta B_1 = 17 \text{ mT}/(\text{mA}\cdot\text{cm})$ und $\delta B_2 = 5,9 \text{ mT}/(\text{mA}\cdot\text{cm}^2)$ [Zaf07]. Es können mehrere mA eingespeist werden.

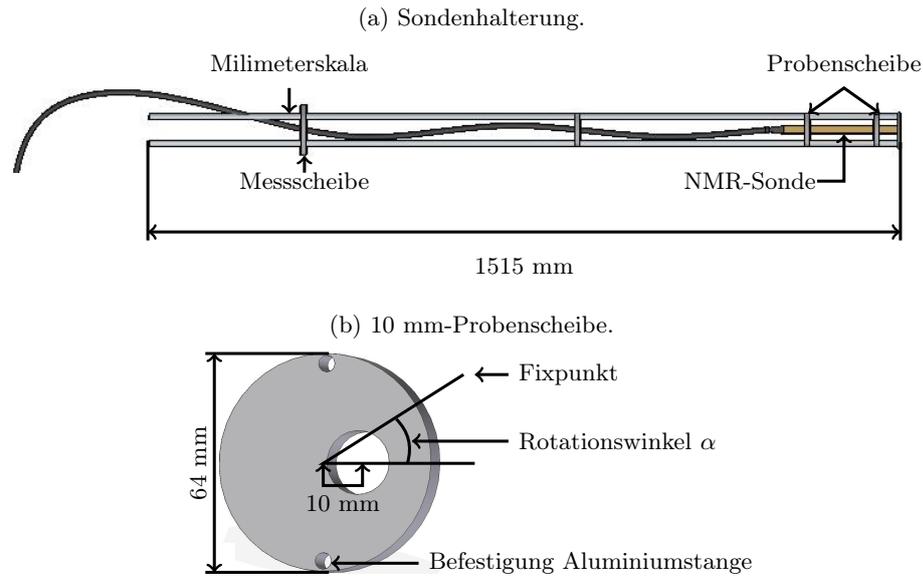


Abbildung 3.19.: a) Sondenhalterung, die in den G10-Einsatz des Magneten eingelassen wird. Die Messscheibe ist am Flansch des Magneten fixiert und dient als Orientierungspunkt bei der Höhenvariation der Halterung. Dafür wurde an eine Aluminiumstange eine Millimeterskala eingraviert.

b) Die 10 mm-Probenscheibe. In ihr befindet sich eine Öffnung, in der die Magnetfeldsonde 10 mm vom Zentrum der Scheibe entfernt eingebaut wird. Durch eine Rotation der Halterung um die Längsachse wird der Winkel α gegenüber einem Fixpunkt eingestellt. Als Fixpunkt diente bei der Messung eine Makierung auf der Messscheibe.

3.4.2. Versuchsaufbau für die Magnetfeldmessung

Über den Flansch des Magneten wurde zur thermischen Isolierung ein doppelwandiger, vakuumisolierter, aus G10¹¹ bestehender Einsatz in die Bohrung eingelassen. In diesen Einsatz wurde eine Halterung zur Positionierung einer Magnetfeldsonde an einer gewählten Stelle im Magneten gesetzt. Diese Halterung, die in [Abbildung 3.19](#) gezeigt ist, besteht aus zwei Aluminiumstangen und mehreren Kunststoffscheiben. Am oberen Teil der Aluminiumstangen befindet sich eine Millimeterskala zur Höhenbestimmung. Als Referenzpunkt dient eine der Kunststoffscheiben, die Messscheibe, welche stets auf dem G10 Einsatz aufliegt. Zwei der Kunststoffscheiben, die Probenscheiben, dienen zur Fixierung der Sonde. Zur Stabilisierung der gesamten Halterung wurden zwei weitere Scheiben eingebaut.

Für die Positionierung der Sonde im Magnetfeld besitzt die Halterung drei Einstellmöglichkeiten. Die erste erfolgt über die Wahl der Probenscheibe. In diesen Scheiben befindet sich jeweils eine Öffnung, in der die Sonde wahlweise im Zentrum, oder im Abstand von 2,5 mm, 5 mm, 7,5 mm und 10 mm zum Zentrum sitzt. Um diese Scheiben auszutauschen

¹¹G10 ist ein glasfaserverstärkter Kunststoff.

muss allerdings die komplette Halterung auseinander- und wieder zusammengebaut werden. Die zweite Einstellung geschieht über die Rotation um die Längsachse der Halterung. Wird eine Probenscheibe mit der Öffnung im bestimmten Abstand zum Zentrum genutzt, wird durch eine Rotation die Sonde kreisförmig positioniert. Der Radius entspricht dem Abstand der Öffnung in den Probenscheiben zum Zentrum. Als dritte Möglichkeit kann die Höhe der Magnetfeldsonde variiert werden, indem die Stäbe der Halterung tiefer oder höher durch die Messscheibe geschoben werden. Zum Messen befindet sich an den Stäben eine Millimeterskala. Zusammengefasst ergibt sich die Position der Probe aus der Höhe, dem Rotationswinkel und dem Radius.

Magnetfeldsonde

Die verwendete Magnetfeldsonde war eine NMR¹²-Sonde der Firma „Metrolab Instruments SA“ [MET]. Sie hat einen Messbereich von 3,0 T bis 6,8 T mit einer relativen Genauigkeit von 1 ppm. Da die Sonde nur in einem Temperaturbereich von 10-40 °C exakte Messwerte liefert, wurde der G10-Einsatz genutzt. Die Sonde war an das „PT 2025“-Teslameter angeschlossen, welches über einen PC ausgelesen wurde. Im sogenannten aktiven Bereich der Sonde, der die Form eines Zylinders mit einem Durchmesser von 4 mm und einer Länge von 4,5 mm hat, befindet sich ein ²D₂O-Kern. Dieser Kern ist von einer Radiofrequenzspule umwickelt, die zur Modulation des Magnetfeldes im Kern dient.

Die Messung des Magnetfeldes mit der NMR-Sonde geschieht über das Prinzip der Kernspinresonanz. Bei einem Kern mit einem magnetischem Moment μ entarten die einzelnen Energieniveaus in Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes und spalten in $(2I + 1)$ unterschiedliche Niveaus auf. Hierbei bezeichnet I die magnetische Spinquantenzahl des Kerns. Ein Übergang zwischen diesen Niveaus wird durch das Einstrahlen einer elektromagnetischen Welle mit der Energie $E = \hbar\gamma B$ induziert, dessen Energie nach einer Relaxationszeit wieder abgegeben wird. Die Frequenz dieser Welle ist proportional zum gyromagnetischen Verhältnis $\gamma = \frac{\mu}{\hbar}I$ und dem Magnetfeld B , und wird als Larmorfrequenz $\omega = \gamma B$ bezeichnet. Ist dieses Verhältnis bekannt, kann die Frequenzmessung in eine Messung des Magnetfeldes umgewandelt werden. Für das in den Proben genutzte ²D gilt nach dem Datenblatt $\gamma = 6,53569(2)$ MHz/Tesla [MET].

Zur Ermittlung der Feldstärke variiert das Teslameter die eingestrahlte Frequenz, bis es ein Absorptionssignal detektiert. Dann misst es den Bereich um die Absorptionsfrequenz herum fein aus, um die Frequenz exakt zu bestimmen. Dies wird als die automatische Suchfunktion des Gerätes bezeichnet. Das Festlegen auf die exakte Frequenz wird „Lock¹³“ genannt. Auch wenn sich die Probe im „Lock“ befindet, überprüft das Teslameter durchgehend diesen Wert. Zusätzlich kann dadurch das Teslameter auf kleine Änderungen des Magnetfeldes, zum Beispiel bedingt durch eine Positionsänderung der Probe, reagieren und den korrekten Wert anzeigen. Ändert sich dieser Wert zu stark, kann das Teslameter „aus dem lock springen“. Dann ist eine neue automatische Suche erforderlich, die manuell gestartet werden muss. Liegt die Magnetfeldstärke außerhalb

¹²NMR: nuclear magnetic resonance, engl., Kernspinresonanz

¹³engl.: Arretierung, Verschluss

des Messbereiches der NMR-Probe oder ist der Magnetfeldgradient zu groß, so findet das Teslameter seinen „Lock“ nicht wieder.

Um das Aufnehmen der Daten zu Erleichtern wurde ein auf LabWindows CVI basierendes Computerprogramm geschrieben, welches das NMR-Teslameter auslesen und steuern kann. Die Funktionen des NMR-Programms zur Steuerung des Teslameters sind im [Anhang A](#) zu finden.

4. Durchführung und Ergebnisse

Es ist bei THE-Trap geplant die Penningfallen extern zu laden, siehe hierzu [Abschnitt 3.1](#). Dies bedeutet, dass die Ionen in der externen Quelle, die in [Abschnitt 3.2.1](#) beschrieben wurde, erzeugt und zu der Fallenkammer, siehe [Abschnitt 3.1.2](#), geleitet werden sollen. Dort sollen sie von der zylindrischen Penningfalle eingefangen und dann weiter zu den Speicher- und Messfallen transferiert werden. Um den externen Ladeprozess vollständig zu charakterisieren und zu optimieren wurden einzelne Komponenten untersucht, die am externen Ladevorgang beteiligt sind. Dazu gehört die Ionenquelle, die vom Aufbau von THE-Trap entfernt und in den in [Abschnitt 3.2.2](#) gezeigten Versuchsaufbau integriert wurde. Die Ergebnisse von den Experimenten mit der Ionenquelle werden in [Abschnitt 4.1](#) präsentiert. Um den Einfang der Ionen in der zylindrischen Falle zu simulieren, wurde diese nachgebaut, in einen separaten Teststand gesetzt und charakterisiert. Den Nachbau wird als Ionenfänger bezeichnet. Der Teststand ist in [Abschnitt 3.3.2](#) beschrieben. In [Abschnitt 4.2](#) werden die Ergebnisse mit dem Ionenfänger gezeigt. Dazu wurde der Bruker Magnet genutzt. THE-Trap nutzt jedoch den 1995 NCC Magneten. Damit die Ergebnisse übertragen werden können und damit der Fallenturm von THE-Trap im homogenen Bereich des Magnetfeldes ausgerichtet werden kann, wurde der in [Abschnitt 3.4.2](#) vorgestellte Versuchsaufbau genutzt. Auf die Ergebnisse wird in [Abschnitt 4.3](#) eingegangen.

4.1. Ionenerzeugung

Beim externen Laden soll ein einzelner Ionenpuls mit der in [Abschnitt 3.2.1](#) beschriebenen Ionenquelle erzeugt und zur Fallenkammer geleitet werden. Ein Ionenpuls reduziert im Falle von Tritium die Kontamination der Penningfallen in der Fallenkammer erheblich. Jedoch wurde für die im Folgenden beschriebenen Tests ^4He als Gas genutzt.

In der Ionenquelle stoßionisieren Elektronen ein eingelassenes Gas. Die hierfür benötigten Elektronen wurden bisher von einer Dispenser-Kathode erzeugt, die jedoch keine optimalen Ergebnisse lieferte. Ein Test mit dieser Dispenser-Kathode wurde gemacht, als die Ionenquelle noch im Aufbau von THE-Trap integriert war. Um das Wolframband ausgiebig testen zu können, wurde die Ionenquelle in einen Testaufbau gesetzt, siehe [Abschnitt 3.2.2](#). Der erste Test des Bandes war die Restgasionisation in der Ionenquelle. Als zweites wurde die Kathode durch eine konstante Heliumzufuhr einem Belastungstest unterzogen. Zudem wurde die Ladeprozedur von THE-Trap, bei der einzelne Ionenimpulse von Helium erzeugt werden, getestet.

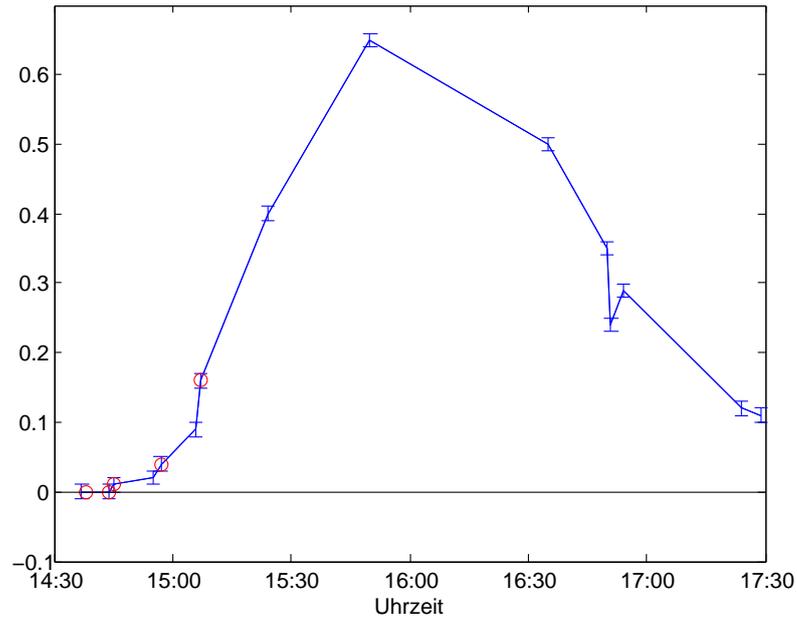


Abbildung 4.1.: Zeitlicher Verlauf des Elektronenstroms bei der Dispenser-Kathode. Zur besseren Veranschaulichung wurden die einzelnen Messpunkte miteinander verbunden. Die rot eingekreisten Punkte stellen die Zeitpunkte dar bei denen die Heizleistung erhöht wurde.

4.1.1. Test der Dispenser-Kathode

Im folgenden Abschnitt wird der in [Abschnitt 3.2.3](#) angesprochene Test der Dispenser-Kathode gezeigt. Dieser Test bestand im Aufheizen der Kathode auf ihre Betriebstemperatur und dem Beobachten des Elektronenstroms. Der zeitliche Verlauf des Elektronenstroms ist in [Abbildung 4.1](#) gezeigt, wobei die Zeiten in der die Heizspannung am Ionenquellencontroller erhöht wurde, rot eingekreist sind. Bis eine Elektronenemission gemessen werden konnte, musste die Heizleistung für die Dispenser-Kathode über etwa 3 Stunden langsam hochgefahren werden, damit durch das Ausgasen der Vergiftungen nicht die poröse Wolframmatrix beschädigt wird. Dieser Bereich des Hochfahrens ist in [Abbildung 4.1](#) übersichtshalber nicht gezeigt, weil in dieser Zeit kein Elektronenstrom zu messen war. Bei Betrachtung des Graphen ist zu sehen, dass nachdem der Heizstrom um 15:07 Uhr nicht mehr erhöht wurde, der Elektronenstrom binnen 43 Minuten bis zu einem Maximum von 0,65 mA anstieg und schließlich wieder abfiel. Grund für diesen Verlauf ist der Druck, der beim Ausgasen der Kathode und der Verdampfung von Ablagerungen der umliegenden Materialien bei der Erwärmung ansteigt. Eine stabile Konfiguration konnte in diesem und in früheren Tests, die die Gruppe um THE-Trap durchgeführt hatten, nie erreicht werden [[uTT11](#)]. In den früheren Tests wurde zudem die Fähigkeit der Dispenser-Kathode zur Erzeugung gepulster Ionenstrahlen erprobt. Hierbei erlosch die Elektronenemission beim Einlass vom Gas sofort ab. Erst nach etwa 30 Minuten war erneut eine Elektronenemission messbar.

4.1.2. Restgasionisation mit dem Wolframband

Der erste Test des Wolframbandes bestand darin, das in der Ionenquelle verbleibende Restgas zu ionisieren. Hierzu wurde die Heizleistung der Kathode schrittweise über einen Zeitraum von etwa einer Stunde hochgefahren und der Ionenstrom am Faraday-Detektor, der Elektronenstrom am Ionenquellencontroller sowie der Druck am Drucksensor gemessen. In [Abbildung 4.2a](#) ist der zeitliche Verlauf des Ionenstroms gezeigt und in [Abbildung 4.2b](#) die Abhängigkeit des Ionenstroms vom Druck. Die rot eingekreisten Messpunkte stellen die Zeitpunkte einer Erhöhung der Heizleistung dar.

Auffällig sind in [Abbildung 4.2a](#) die Messwerte um die 50 Minuten und der letzte Wert bei 61 Minuten. Zu dem Zeitpunkt des letzten Messwertes ist das Wolframband durchgebrannt und die Werte vorher könnten damit im Zusammenhang stehen. So könnten sich zum Beispiel Risse im Band gebildet haben oder sogar Teile abgebrochen sein, da Wolfram beim Heizen aushärtet und brüchig wird. Nach dem Austausch des Bandes wurde diese Messung nicht wiederholt, jedoch der in [Abschnitt 4.1.3](#) beschriebene Belastungstest. Ein Verhalten wie solches bei der Zeit um 50 Minuten wurde seither nicht mehr beobachtet. Auch brannte das Band bei gleichem und höherem Heizstrom nicht wieder durch. Im Gegensatz zu der Dispenser-Kathode, vergleiche [Abbildung 4.1](#) hierzu, zeigte sich nur beim Durchbrennen ein plötzlicher Abfall der Elektronenemissionsrate.

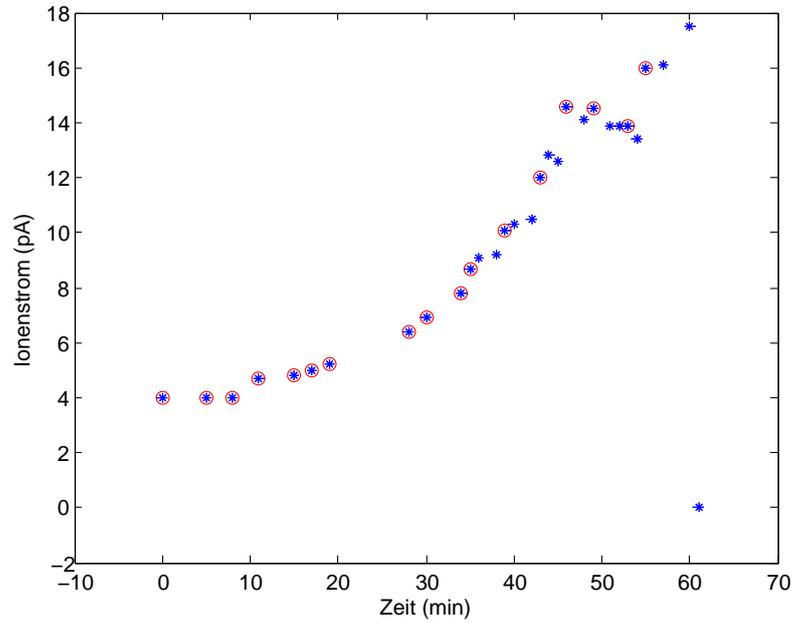
In [Abbildung 4.2b](#) ist eine Abhängigkeit des Ionenstroms von der Heizleistung und dem Druck zu erkennen. Die Druckverschlechterung hängt mit dem Ausgasen der durch das Band erhitzten Oberflächen zusammen, was die Anzahl der ionisierbaren Restgasteilchen erhöht. Bei einer erhöhten Heizleistung steigt die Temperatur des verwendeten Wolframbandes, was nach [Gleichung \(2.6\)](#) eine Erhöhung der Elektronenemission zur Folge hat. Dadurch stehen mehr Elektronen für die Ionisation zur Verfügung.

Wird die Elektronenemission in Abhängigkeit ihrer Heizleistung betrachtet, siehe [Abbildung 4.3](#), so ist die in [Gleichung \(2.6\)](#) beschriebene T^2 -Abhängigkeit zu erkennen.

4.1.3. Belastungstest des Wolframbandes

Um die Belastbarkeit der Kathode zu testen, wurde ein geringer, konstanter Heliumfluss in die Quelle geleitet. Hierzu wurden die Ventile 1 und 3 sowie das Nadelventil des Gaseinlasssystems, siehe [Abbildung 3.6](#), ganz leicht geöffnet. Der gemessene Ionenstrom als Funktion der Zeit ist in [Abbildung 4.4](#) gezeigt. Vor dem Öffnen des Ventils 3 und nach dem Schließen wurden einige pA gemessen, was, wie in [Abbildung 4.2b](#) zu sehen ist, der üblichen Restgasionisation entspricht. Nach dem Öffnen stieg der Ionenstrom auf bis zu 2,7 nA an. Der Druck stieg dabei bis auf 10^{-5} mbar an und verbesserte sich wieder, was sich auch im Abfall des Ionenstroms zeigte. Die Abhängigkeit des Ionenstroms vom Druck wurde in [Abschnitt 4.1.2](#) besprochen. Nachdem der Strom auf unter 0,15 nA abfiel, wurde die Gaszufuhr etwas erhöht. Es stellte sich dann langsam ein Gleichgewicht des Drucks bei $2 \cdot 10^{-5}$ mbar ein. Innerhalb von etwa 15 Minuten stieg der Ionenstrom wieder an, bis er zwischen einem Wert von 2,5 und 3 nA schwankte. Nach 23 Minuten wurde die Gaszufuhr unterbrochen und der Ionenstrom ging wieder auf einige pA zurück. Der

(a) Zeitliche Entwicklung Ionenstroms.



(b) Abhängigkeit des Ionenstroms vom Druck.

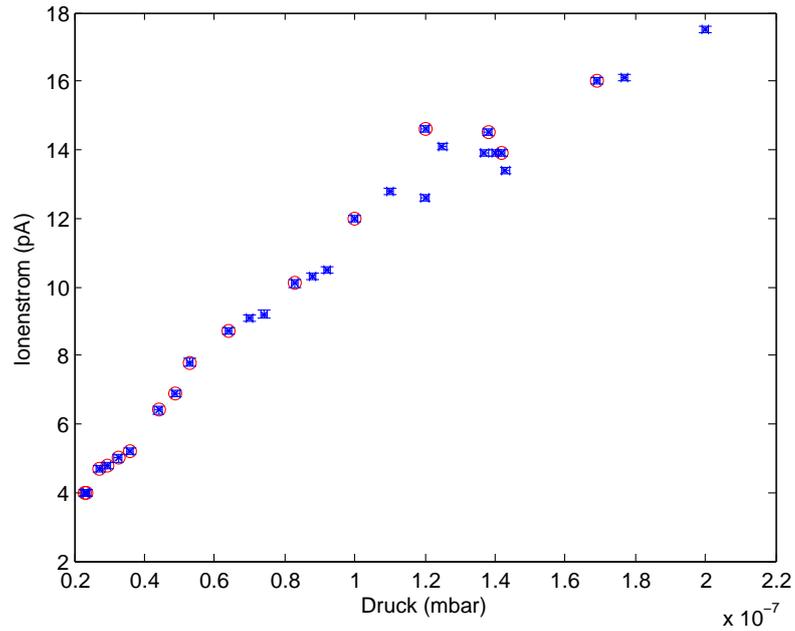


Abbildung 4.2.: Zeitlicher Verlauf des Ionenstroms und seine Abhängigkeit vom Druck. Die rot eingekreisten Punkte stellen die Zeitpunkte der Erhöhungen der Heizleistung dar.

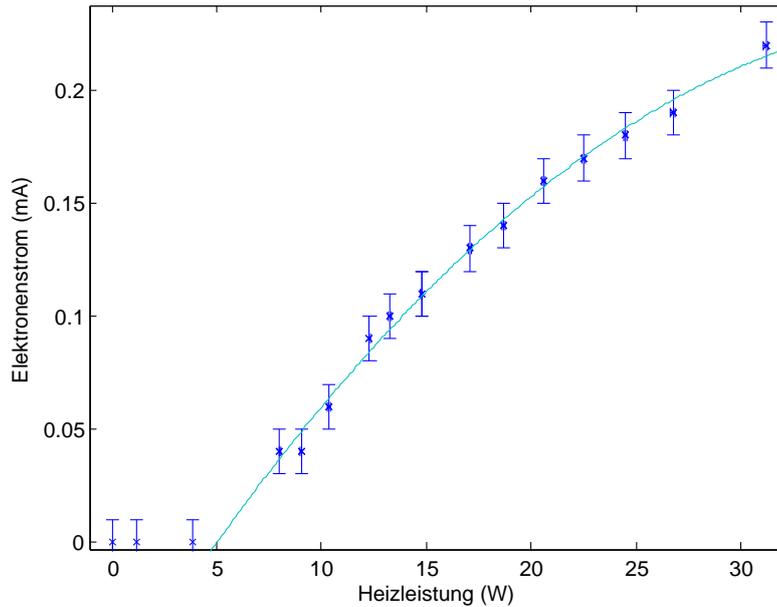


Abbildung 4.3.: Abhängigkeit des Elektronenstroms von der Heizleistung mit einem T^2 Fit in hellblau, siehe Gleichung (2.6). Der Fitbereich wurde auf eine Heizleistung > 5 W beschränkt, da unterhalb noch keine Elektronenemission gemessen wurde.

Druck erreichte nach 2 Minuten wieder den ursprünglichen Wert von $2,7 \cdot 10^{-7}$ mbar. Diese Messung zeigt eindeutig, dass die Elektronenemission beim Einlass von Gas nicht abstirbt, wie es bei der Dispenser-Kathode der Fall war. Ebenfalls zeigt sie, dass das Wolframband äußerst belastbar ist und sich damit ideal für den späteren Einbau in THe-Trap eignet.

4.1.4. Erzeugung von Ionenimpulsen mit dem Wolframband

Die im Folgenden beschriebenen Messreihen sind für den Einsatz der Ionenquelle bei THe-Trap von besonderem Interesse, da diese die Prozedur für das externe Laden simuliert. In das Volumen zwischen dem Nadelventil und Ventil 3 des in [Abbildung 3.6](#) gezeigten Gaseinlasssystems wird eine definierte Gasmenge eingelassen. Diese Gasmenge wird durch ein schnelles Öffnen des Ventils 3 in die Ionenquelle eingelassen, um einen kurzen Ionenimpuls zu erzeugen.

Die Gasmenge wurde dosiert, indem über das Ventil 1 und das Nadelventil bei geschlossenem Ventil 2 und 3 eine Gasmenge in den Raum zwischen dem Nadelventil und Ventil 3 eingelassen wurde. Gemessen wurde der Gasdruck der eingelassenen Gasmenge mit dem Drucksensor. Entsprechend dem gemessenen Wert nicht dem gewünschten, so wurde durch ein kurzes Öffnen des Ventils 2 eine gewisse Menge abgepumpt und erneut konnte über das Nadelventil etwas Gas eingelassen werden. Bei jedem Schuss wurde versucht, den gleichen Gasdruck von 0,290 mbar zu erzeugen, jedoch war das Nadelventil nicht sensitiv genug. Dadurch unterschieden sich die Werte der einzelnen Schüsse um bis zu 0,021 mbar.

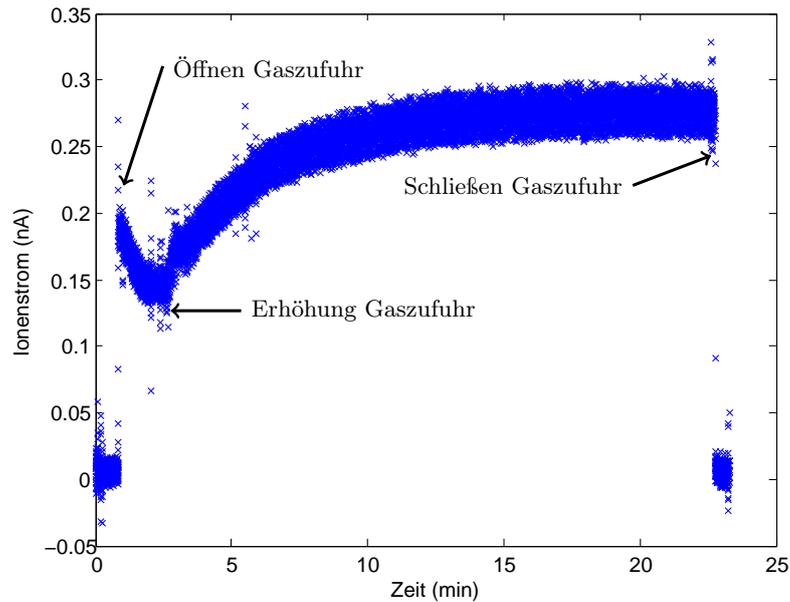


Abbildung 4.4.: Zeitlicher Verlauf des Ionenstroms bei einer konstanten Heliumzufuhr. Markiert sind das Öffnen, Aufdrehen und Schließen der Gaszufuhr.

Abbildung 4.5 zeigt den zeitlichen Verlauf des am Faraday-Detektor gemessenen Stroms von drei Messungen. Die erste und zweite Messung unterscheiden sich zur dritten in der Öffnungsgeschwindigkeit des Ventils 3. Bei der dritten wurde das Ventil 3 langsamer geöffnet. Dadurch unterscheidet sich der Maximalstrom, aber nicht die erzeugte Gesamtladung. Die Gesamtladung wurde durch Integration unter dem Kurvenverlauf errechnet. Der Zusammenhang zwischen Maximalstrom und Gesamtstrom ist in Tabelle 4.1 dargestellt.

Nicht nur die Gesamtladung ist erhalten, sondern auch die Pulsbreite des Peaks von 220(10) ms. Die Pulsfrequenz war nur durch die Zeit begrenzt, welche zum Einstellen des Gasdrucks am Gaseinlasssystem vor jedem Puls benötigt wurde. Dies waren 1-2 Minuten. Bei der Dispenser-Kathode musste etwa 30 Minuten gewartet werden.

Desweiteren wurde auch die Abhängigkeit des Ionenstroms von der Heizleistung untersucht, was in Abbildung 4.6 gezeigt ist. Der Anfangsdruck, der maximale Ionenstrom und die Gesamtladung sind in Tabelle 4.2 eingetragen. Nach Gleichung (2.6) wird ein quadratischer Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Elektronenemission erwartet, also auch zwischen der Heizleistung und der Gesamtladung. Dies ist jedoch mit den vorliegenden Daten nur grob zu sehen.

Es ist bei dieser Messung zu beachten, dass der maximale Heizstrom durch den verwendeten Transformator, siehe unter Ionenquellencontroller in Abschnitt 3.2.1, limitiert ist. Um eine höhere Elektronenemission zu erhalten, muss der Transformator ausgetauscht werden. Spezifiziert sind maximal 2,25 A, wobei er auch bei den hier verwendeten 2,7 A ohne Probleme funktionierte. Bei 3,2 A jedoch war eine starke Erwärmung des Transformators zu bemerken.

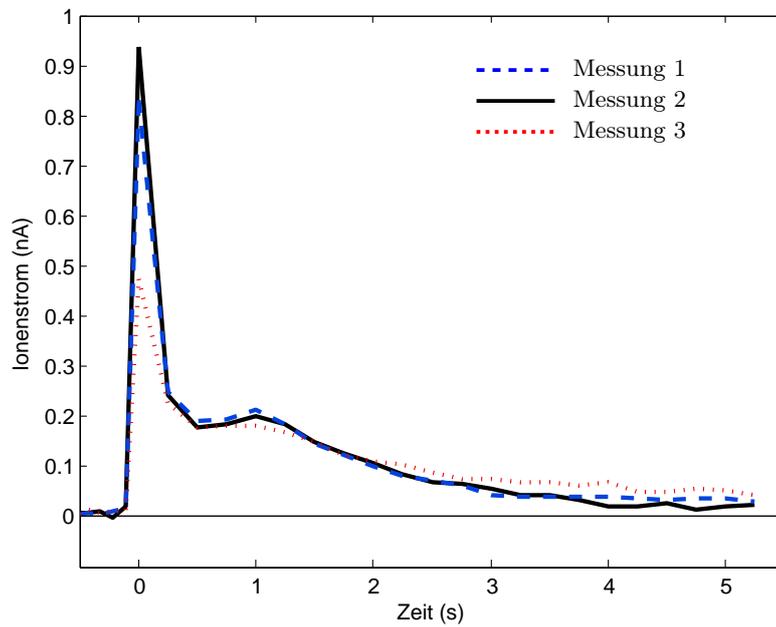


Abbildung 4.5.: Zeitlicher Verlauf von drei Ionenschüssen. Bei der Messung 3 wurde das Ventil 3 langsamer geöffnet. Das jeweilige Maximum des Ionenstroms wurde auf der x-Achse des Graphen auf 0s gesetzt.

	Anfangsdruck (mbar)	Maximalstrom (nA)	Gesamtladung (nC)
Messung 1	0,282(2)	0,83(1)	5,61(7)
Messung 2	0,282(2)	0,94(1)	5,56(7)
Messung 3	0,289(2)	0,46(1)	5,72(7)

Tabelle 4.1.: Auflistung des Anfangsdrucks, des Maximalstroms und der Gesamtladung von einzelnen Ionenschüssen. Bei der dritten Messung wurde das Ventil 3 langsamer geöffnet.

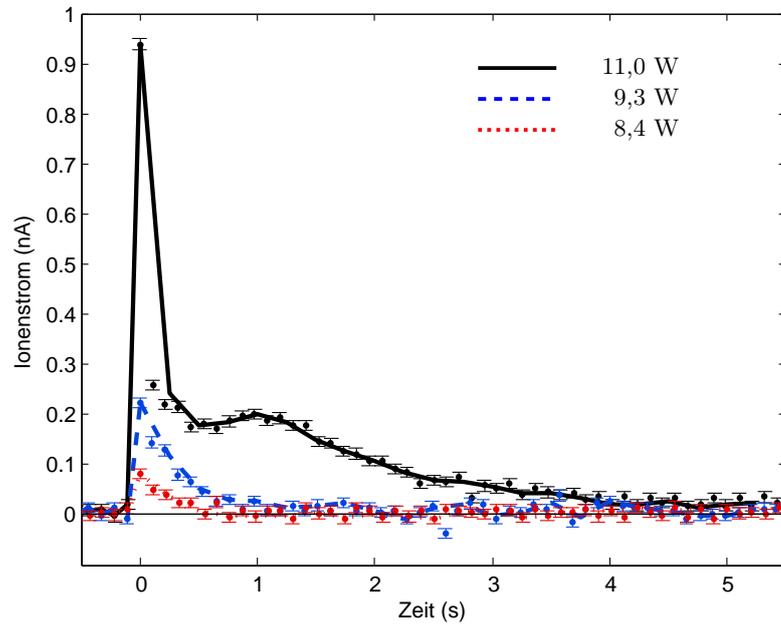


Abbildung 4.6.: Zeitlicher Verlauf von einzelnen Ionenschüssen bei einer Heizleistung von 11,0(2) W, 9,3(2) W und 8,4(2) W. Das jeweilige Maximum des Ionenstroms wurde auf der x-Achse des Graphen auf 0 s geschoben.

Heizleistung (W)	Anfangsdruck (mbar)	Maximalstrom (nA)	Gesamtladung (nC)
11,0(2)	0,282(2)	0,94(1)	5,56(7)
9,3(2)	0,287(2)	0,22(1)	1,15(7)
8,4(2)	0,303(2)	0,08(1)	0,223(7)

Tabelle 4.2.: Auflistung des Anfangsdrucks, des Maximalstroms und der Gesamtladung von einzelnen Ionenschüssen bei drei unterschiedlichen Heizleistung. Dies entspricht nach [Gleichung \(2.6\)](#) unterschiedlichen Elektronenemissionen.

4.2. Ioneneinfang und Speicherung

Die zylindrische Falle des Fallenturms von THe-Trap, siehe [Abschnitt 3.1.2](#), soll die von der Ionenquelle emittierten Ionen einfangen, speichern, ihre Energie und Anzahl reduzieren, sowie die Ionen bei Bedarf in die Mess- oder Speicherfalle transferieren. Um dieses zu testen und zu optimieren wurde der in [Abschnitt 3.3.1](#) präsentierte Nachbau der zylindrischen Falle entworfen, gebaut und in den in [Abschnitt 3.3.2](#) beschriebenen Aufbau integriert.

Dieser Aufbau besitzt eine Vielzahl von einstellbaren Parametern, die als erstes optimiert wurden. Danach werden zur Optimierung der Pulssequenz erst die Energieverteilung der Ionen im Fänger betrachtet und dann die einzelnen Pulse an den Elektroden selber. Von besonderem Interesse waren die Speicherdauern von Ionen im Ionenfänger und der gepulste Ausschuss der Ionen. Je länger die Ionen gespeichert werden können und je mehr Ionenpulse für den Transfer in die Mess- oder Speicherfalle möglich sind, desto seltener muss die zylindrische Falle bei THe-Trap neu geladen werden. Dies reduziert die Kontamination mit Tritium.

4.2.1. Optimierung des Versuchsaufbaus

Der Ionenstrahl von der Oberflächenionenquelle, siehe [Abschnitt 3.3.2](#), musste in den in [Abschnitt 3.3.1](#) beschriebenen Ionenfänger geleitet werden. Nach dem Speichern im Fänger sollten sie ausgeschossen und detektiert werden. Um dies zu erreichen, mussten die Spannungen an der Ionenquelle und der Ionenoptik eingestellt werden, sowie die Ausrichtung des Fängers zum Magnetfeld des Bruker Magneten. Insgesamt mussten hierfür 21 Parameter, welche in [Tabelle 4.3](#) aufgelistet sind, am System eingestellt werden. Dazu wurden zur Detektion der Ionen der Faraday-Detektor, die Detektorplatte und der MCP-Detektor genutzt, welche in [Abschnitt 3.3.2](#) beschrieben wurden. Zusätzlich wurde an die Gate-Elektrode und den Skimmer des Ionenfängers je ein Pikoampèremeter angeschlossen, wodurch diese ebenfalls zum Detektieren von Ionen geeignet waren. Die Tube-Elektrode wurde geerdet.

Der Faraday-Detektor konnte direkt hinter die Oberflächenionenquelle gefahren werden. Genutzt wurde er, um den Ionenstrom aus der Quelle zu messen. Damit die Ionen eine ähnliche Energie aufweisen, wie bei THe-Trap, wurde eine Beschleunigungsspannung von 100 V an das Pellet der Oberflächenionenquelle angelegt. Sobald ein konstanter Ionenstrom von mehreren nA gemessen wurde, wurde der Faraday-Detektor aus dem Strahlengang genommen.

Damit der Ionenstrom auf die Gate-Elektrode gelangte, wurden 10 Parameter geändert. An das erste und letzte Linsenelement der Linse 1 und 2 wurden Spannungen angelegt, deren Werte von den Experimentatoren übernommen wurden, welche diesen Versuchsaufbau vorher genutzt hatten [[MH11](#)]. Ebenfalls wurden die Werte für die beiden Fokussierlinsen der Ionenquelle übernommen. Die vier Ablenkelektroden der Ionenquelle wurden so eingestellt, dass ein Strom an der Gate-Elektrode detektiert werden konnte.

In den Ionenfänger gelangen die Ionen nur über die Öffnung in der Gate-Elektrode welche einen Durchmesser von 2,5 mm hat. Gelingt dies, so kann ein Strom am Skimmer

Objekt	Element	Anzahl Einstellparameter
Oberflächenionenquelle	Fokussierlinsen	2
	Ablenkelektroden	4
Linse 1	Erstes und letztes Linsenelement	2
	Mittleres Linsenelement	2
Linse 2	Erstes und letztes Linsenelement	2
	Mittleres Linsenelement	2
Linse 3	Erstes und letztes Linsenelement	1
	Mittleres Linsenelement	4
Vakuumkammer	Stellschrauben	2

Tabelle 4.3.: Die 21 Parameter, die eingestellt werden mussten, um den Ionenstrahl zu optimieren, sowie den Ionenfänger im Magnetfeld auszurichten.

gemessen werden. Hierzu wurden die Potentiale an den Elektroden der mittleren Linsenelemente der Linse 1 so eingestellt, dass der Strom an der Gate-Elektrode maximiert wurde. Dies wurde mit den mittleren Linsenelemente der Linse 2 wiederholt. Nach mehreren Iterationen konnten Ionen auf dem Skimmer nachgewiesen werden.

Die Ionen im Fänger können diesen nur über den Skimmer verlassen, indem sie den Durchgang mit einem Durchmesser von 0,5 mm passieren. Nachgewiesen wurden diese über die Detektorplatte. Nun wurden die Spannungen an den mittleren Linsenelementen der Linse 1 und 2 schrittweise gegen Masse abgesenkt und die Ablenkung des Ionenstrahls durch die vier Ablenkelektroden der Ionenquelle ausgeglichen. Schließlich wurde der Strom an der Detektorplatte maximiert.

Da wie in [Abschnitt 3.3.2](#) beschrieben ein MCP-Detektor bei 1 pA in Sättigung gelangt, wurde zunächst mit der Detektorplatte die maximale Transmissionsrate gemessen und danach abgesenkt. Mit Hilfe des Faraday-Detektors wurde direkt hinter der Ionenquelle ein Strom von 7,7 nA gemessen und mit der Detektorplatte hinter dem Ionenfänger 4,2 nA, was einer Transmissionsrate von 54 % entspricht. Deshalb wurde die Heizleistung am Pellet der Ionenquelle und der Fokus über die Linse 1 und 2 soweit reduziert, bis nur noch wenige pA an der Detektorplatte gemessen werden konnten. Der nun an der Detektorplatte gemessene Wert lag somit nur knapp über dem Rauschen. Obwohl der Strom noch immer den MCP-Detektor irreparabel beschädigen konnte, musste der Strom nicht weiter reduziert werden. Grund dafür ist der Verlust von Ionen bei der in [Abschnitt 3.3.1](#) beschriebenen Sequenz. So filtert die Sequenz all jene Ionen heraus, deren Energie größer oder kleiner ist als 87-87,5 eV. Zusätzlich gehen Ionen durch Verlustprozesse bei der Speicherung verloren.

Nach diesen Prozeduren entsprachen die angelegten Spannungen nun den in [Tabelle 3.3](#) und [3.4](#) aufgelisteten, welche bis auf die der Ablenkelektroden in den Versuchen nicht mehr geändert werden mussten. Dies reduziert die weitere Optimierung des Ionenstrahls auf lediglich vier Parameter. Eine weitere Optimierung war zum Beispiel nötig, weil ein geringer Drift einer Spannungsquelle oder das Aufladen von Teilen in der Vakuum-

kammer den Ionenstrahl ablenken konnten. Ebenfalls konnte durch die Reduzierung der Einstellparameter einfach auf eine Justage der Vakuumkammer im Magnetfeld reagiert werden.

Zur Justage der Vakuumkammer und somit dem Ionenfänger im Magnetfeld wurde mit einer vereinfachten Sequenz zur Speicherung der Ionen gearbeitet. Die einzelnen Linsenelemente der Linse 3 waren hierbei auf Masse. Der Skimmer wurde auf 100 V gesetzt, Tube-Elektrode und Gate-Elektrode geerdet. Nach 5 ms wurde die Spannung an der Gate-Elektrode auf 100 V erhöht, welches weitere Ionen abhielt und die Ionen im Fänger speicherte. Nach einer Speicherzeit zwischen 100 ms und 1 s wurden die Ionen aus dem Fänger ausgeschossen indem der Skimmer geerdet wurde. Um den MCP-Detektor nicht zu beschädigen befand sich vor dem Start der Sequenz noch die Detektorplatte im Strahlengang hinter dem Ionenfänger. Erst nachdem die Sequenz lief und auf der Platte kein Strom nachgewiesen werden konnte, wurde die Platte aus dem Strahlengang entfernt. Jedoch konnten am MCP-Detektor nach einer Speicherzeit von 250 ms nur ein Ion alle 10 Sequenzdurchläufe nachgewiesen werden. Zur Erhöhung der Speicherzeit und der Zählrate wurde wie folgt vorgegangen: Zuerst wurde die Sequenz so eingestellt, dass eine Speicherzeit von 300 ms erreicht wurde. Nun wurden die Ausrichtung der Vakuumröhre und die Spannungen der Ablenkelektroden geändert, bis ein Signal am MCP-Detektor zu sehen war. Diese Prozedur wurde mit einer erhöhten Speicherzeit wiederholt, bis bei einer Speicherzeit von einer Sekunde keine weitere Verbesserung festgestellt werden konnte.

Als dann die gesamte in [Abschnitt 3.3](#) beschriebene Sequenz für den Ionenfänger genutzt wurde, konnten zunächst keine Ionen mehr mit dem MCP-Detektor nachgewiesen werden. Da die Ionen nach einer kompletten Sequenz nur noch eine Energie von 0,5 eV hatten, statt wie bei der vereinfachten Sequenz von circa 90 eV, könnte sich der Fokuspunkt geändert haben. Eine Ursache den verschobenen Fokuspunkt könnte sein, dass die Ionen den divergierenden Magnetfeldlinien folgten. Mit dem setzen der ersten und letzten Gruppe der Linse 3 auf ein negatives Potential konnte diesem Effekt entgegengewirkt und wieder Ionen mit dem MCP-Detektor nachgewiesen werden. Bei einer Spannung von -110 V war die Zählrate maximal und war nur noch von der in [Abschnitt 3.3.1](#) beschriebenen Sequenz abhängig.

4.2.2. Energieverteilung der Ionen im Ionenfänger

Am Heizer der Oberflächenionenquelle, siehe [Abschnitt 3.3.2](#), liegt eine Spannung von 100 V, welches die maximale Energie der Ionen festlegt. Auf dem Weg von der Quelle bis zum Ionenfänger kann diese Energie reduziert werden, wie zum Beispiel durch den magnetischen Spiegel. Um die tatsächliche Energie der Ionen im Fänger zu bestimmen, wurde das Energiespektrum der Ionen aufgenommen. Hierfür wurden an die Gate-Elektrode und die Tube-Elektrode verschiedene Spannungen angelegt und die Ionen mit der Detektorplatte nachgewiesen. Der Skimmer lag stets auf Masse.

An die Gate-Elektrode wurden 0, 85, 87 und 89 V angelegt. Mit der Tube-Elektrode wurde eine variable Energiebarriere geschaffen, in dem die angelegte Spannung von 0 bis 100 V durchgefahren wurde. Dadurch ergibt sich die Energieverteilung des Ionenstroms bei unterschiedlichen Spannungen an der Gate-Elektrode. Diese Messungen sind

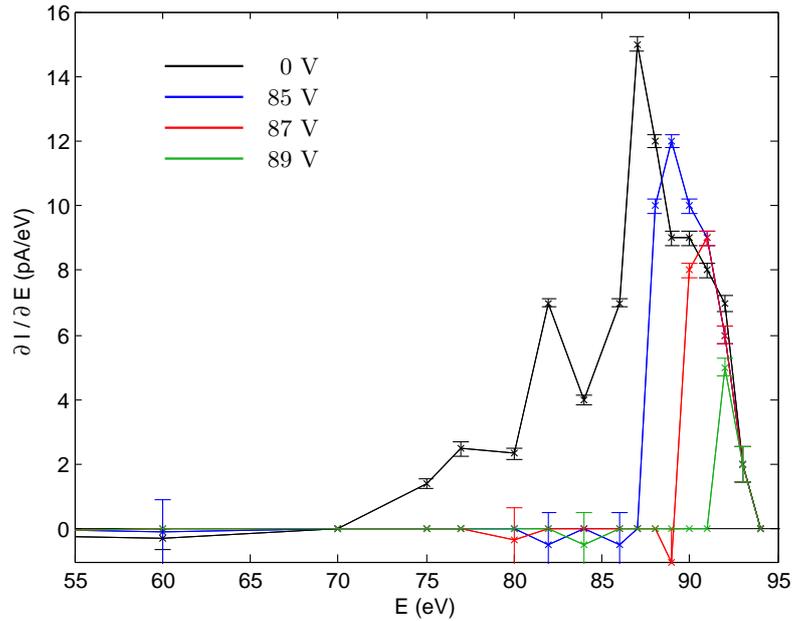


Abbildung 4.7.: Energiedifferential $\frac{\partial I}{\partial E}$ des Ionenstroms I im Ionenfänger in Abhängigkeit der Ionenenergie E bei einer Spannung von 0, 85, 87 und 89 V an der Gate-Elektrode. Dies ist ein Maß für die Energiverteilung der Ionen im Ionenfänger.

in [Abbildung 4.7](#) gezeigt. Es ergibt sich eine mittlere Ionenenergie von 87(1) eV und liegt somit nur knapp unter der bei THE-Trap von 90 eV. In der Abbildung ist zu erkennen, wie ein Potential an der Gate-Elektrode die Ionen mit einer niedrigeren Energie als der anliegenden Spannung herausfiltert.

4.2.3. Optimierung der einzelnen Pulse auf den Elektroden

Bei der Charakterisierung der einzelnen Elektroden wurde ein einzelner Parameter der in [Abschnitt 3.3](#) beschriebenen Sequenz geändert. Bei den folgenden Messungen wurde die Sequenz so eingestellt, dass sich eine Speicherzeit von 400 ms ergab. Die Anzahl der Ionen in den Graphen wurde über 1000 Sequenzdurchläufen gemittelt.

Gate-Elektrode

Das Potential der Gate-Elektrode ist jenes, welches vom Fänger zuerst auf die Ionen wirkt. An ihr werden sie abgebremst und gelangen dann in die Tube-Elektrode. Um zu ermitteln, welchen Einfluss die Pulsbreite der Gate-Elektrode auf die gespeicherten Ionen hat, wurde die Breite bei einer festen Pulshöhe variiert. Also jene Zeit, in der die Gate-Elektrode durchlässig für Ionen war, wurde verändert. Die Pulshöhe entspricht 87 V, wie in [Abschnitt 3.3.1](#) beschrieben. [Abbildung 4.8](#) zeigt die Anzahl der gemessenen Ionen pro Sequenzdurchlauf. Es zeigt sich, dass nach 30(1) μ s die maximal in dem Fänger speicher-

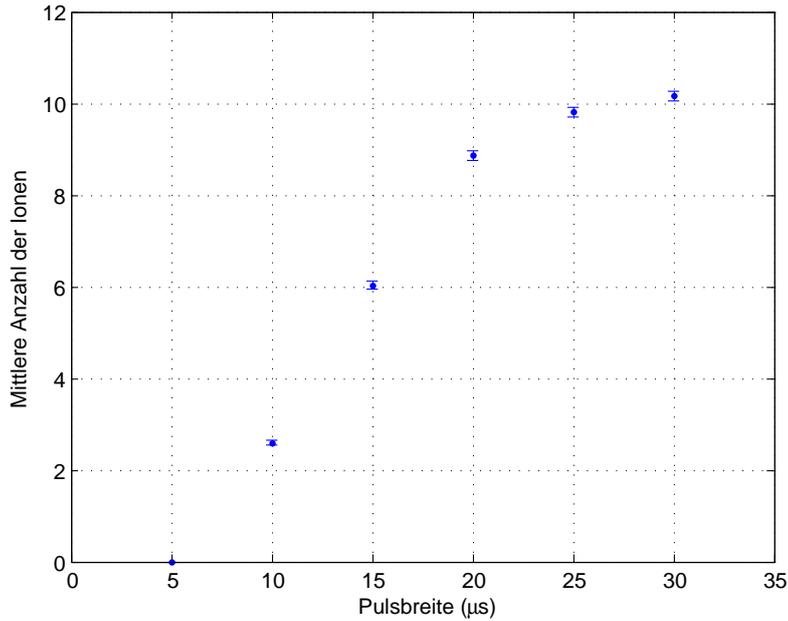


Abbildung 4.8.: Mittlere Anzahl der detektierten Ionen in Abhängigkeit der Breite des Pulses an der Gate-Elektrode. Dieser Puls erlaubt den Ionen in den Fänger zu gelangen.

bare Anzahl von Ionen erreicht war. Dies stimmt sehr gut mit folgender Abschätzung überein: Die Ionen müssen die Gate-Elektrode passieren und durchwandern die Tube-Elektrode zweimal, da sie am Skimmer reflektiert werden. Dies ergibt eine Strecke von etwa 111 mm. Da aufgrund der Pulssequenz die Energie der gespeicherten Ionen nicht höher als 0,5 eV ist, kann diese als mittlere Energie der Ionen angesehen werden, die die Gate-Elektrode passieren. Aus der Strecke und der Energie der Lithiumionen ergibt sich eine Flugzeit von $29 \mu\text{s}$.

Tube-Elektrode

In der Tube-Elektrode befinden sich die gespeicherten Ionen. Wird in der Sequenz der Skimmer geerdet und das Potential an der Tube-Elektrode auf $-0,5 \text{ V}$ reduziert, gehen alle Ionen mit einer Energie über 0,5 eV verloren. In [Abbildung 4.9](#) ist das Ergebnis einer Messung gezeigt, in der die Potentialtiefe der Tube-Elektrode variiert wurde. Wie zu erwarten war, stieg die Anzahl der gespeicherten Ionen bei einem tieferen Potential. Grund ist, dass nachdem die Tube-Elektrode auf ihr definiertes Potential gesetzt und der Skimmer geerdet wurde, weniger Ionen über den Skimmer verloren gingen. Unter Vernachlässigung etwaiger Raumladungseffekte, wird die Anzahl der gespeicherten Ionen bei einem Potential von etwa -7 V maximiert sein. Dies ist die Differenz zwischen der maximalen Ionenenergie von 94 eV, siehe [Abbildung 4.7](#), und dem Potential an der Gate-Elektrode von 87 V. Überprüft wurde dies jedoch nicht, weil bei THE-Trap auf jeden Fall die Potentialtiefe von $-0,5 \text{ V}$ verwendet wird.

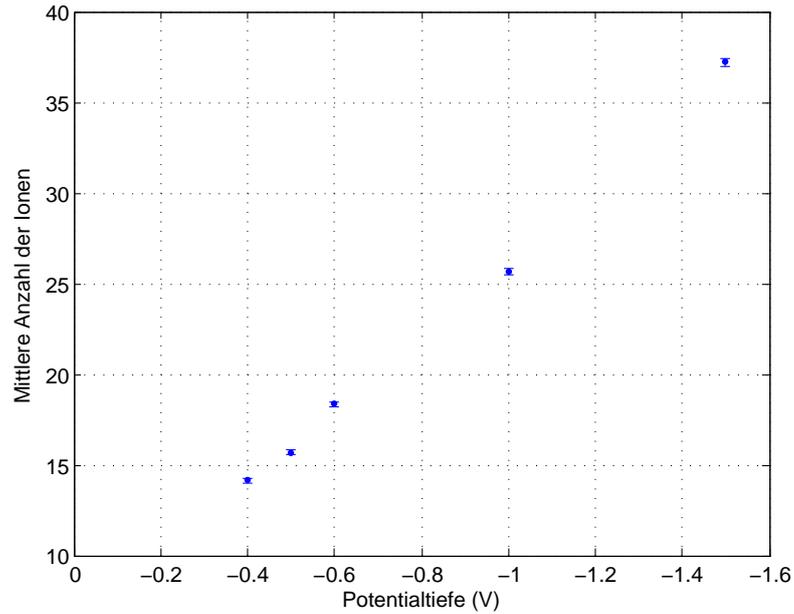


Abbildung 4.9.: Mittlere Anzahl der gespeicherten Ionen als Funktion der Potentialtiefe der Tube-Elektrode.

Skimmer

Der Skimmer reflektiert am Anfang einer Sequenz die Ionen zurück in die Tube-Elektrode und lässt, wenn er geerdet ist, die Ionen mit einer höheren Energie als die Potentialtiefe der Tube-Elektrode entkommen. Wird eine negative Spannung an den Skimmer angelegt, so werden die gespeicherten Ionen aus dem Fänger herausgeschossen. Dieser Ausschuss wurde genauer untersucht. [Abbildung 4.10](#) zeigt die Anzahl der detektierten Ionen pro Sequenzdurchlauf bei unterschiedlicher Spannung am Skimmer und in Abhängigkeit der Pulsdauer. Bei der Potentialtiefe ist zu erkennen, dass der optimale Ausschuss der Ionen mit der Energie von 0,5 eV bei -4 V liegt. Unterhalb dieser Potentialtiefe reicht das Potential nicht aus, um alle Ionen aus der Tube-Elektrode zu beschleunigen. Oberhalb dieser Potentialtiefe scheint eine Defokussierung des Ionenstrahls stattzufinden und einige Ionen prallen auf den Skimmer oder die Wände der Vakuumkammer.

Die Anzahl der ausgeschossenen Ionen hängt unmittelbar mit der Pulsbreite zusammen. Werden nur jene Ionen durch den Skimmer aus der Tube-Elektrode beschleunigt, die sich am unteren Ende der Tube-Elektrode befinden, so müsste theoretisch die Hälfte der Ionen nach $14 \mu s$ die Tube-Elektrode verlassen haben und spätestens nach $28 \mu s$ ist der Fänger leer. Für diese Abschätzung wurde angenommen, dass die Ionen die Länge der Tube-Elektrode von 50,8 mm einmal und im ungünstigsten Fall zweimal durchlaufen müssen. Dies bedeutet, dass eine Sättigung der detektierten Ionen nach etwa $14 \mu s$ sichtbar sein müsste. Da jedoch diese Messung nur als Vorbereitung für den in [Abschnitt 4.2.5](#) besprochenen Versuch diente, wurde dies nicht weiter untersucht.

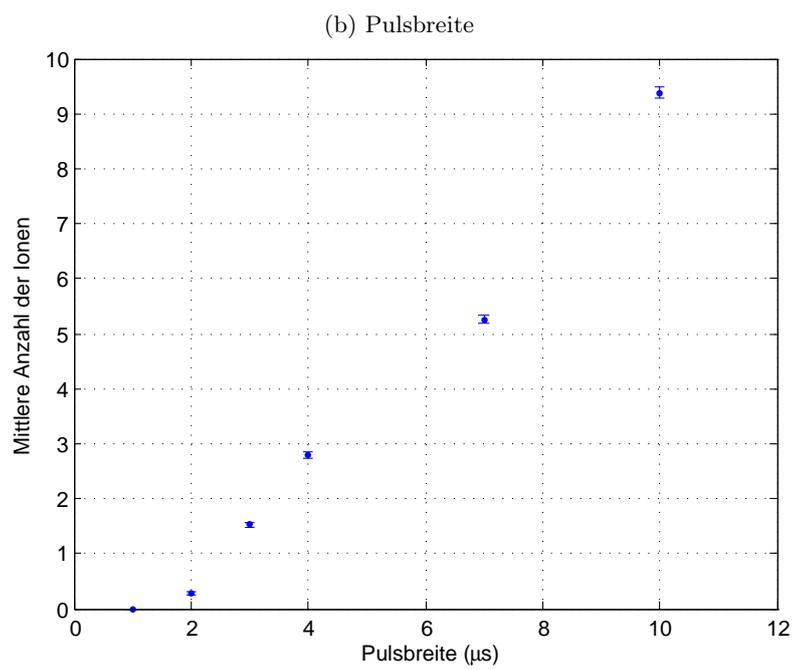
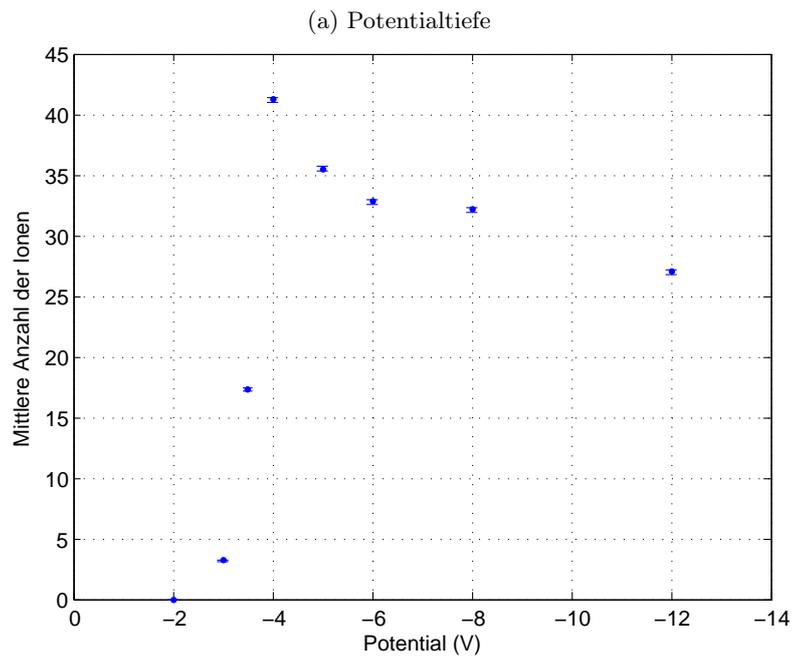


Abbildung 4.10.: Abhängigkeit der mittleren Anzahl der Ionen von der Potentialtiefe (oben) und Pulsbreite (unten) am Skimmer.

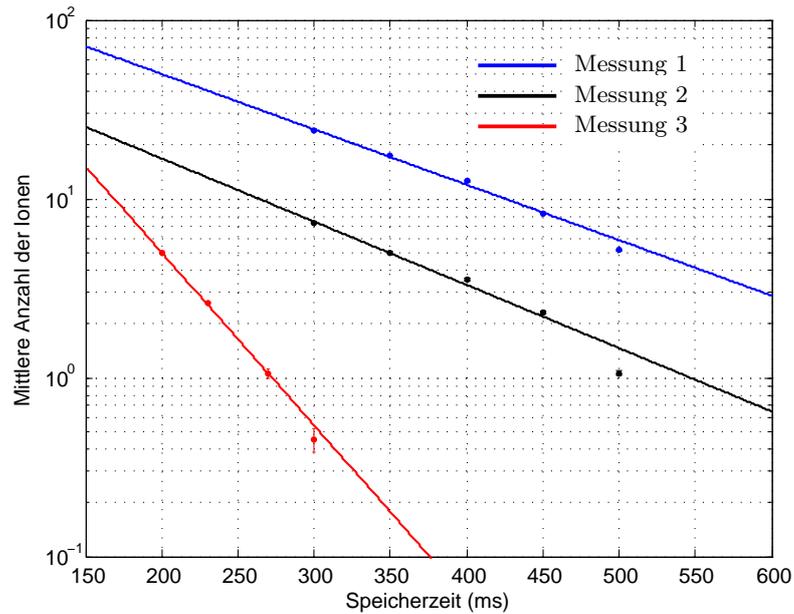


Abbildung 4.11.: Speicherzeitmessungen. Die Messung 1 wurde bei $5,3 \cdot 10^{-8}$ mbar Restgasdruck und gesättigtem Ionenfänger durchgeführt. Bei der Messung 2 wurde bei gleichem Druck die Anzahl der gespeicherten Ionen durch die Breite des Pulses an der Gate-Elektrode reduziert. Die Messung 3 wurde bei einem Druck von $8,3 \cdot 10^{-8}$ mbar und gesättigtem Ionenfänger durchgeführt.

4.2.4. Speicherzeitmessungen

Damit die Mess- und Speicherfalle von THE-Trap nach dem Verlust eines Ions auch nach längerer Zeit aus der zylindrischen Falle geladen werden kann, muss diese eine Speicherzeit von mehreren Stunden besitzen. Um dies zu testen wurde bei der Sequenz des Ionenfängers lediglich der Zeitpunkt des Ausschusses geändert. In [Abbildung 4.11](#) sind drei Speicherzeitmessungen gezeigt, die sich in Anzahl der gespeicherten Ionen und dem Druck unterscheiden. Die erste Messung wurde unter den im Aufbau gegebenen Normalbedingungen durchgeführt. Hierbei herrschte ein Druck von $5,3 \cdot 10^{-8}$ mbar und der Ionenfänger war gesättigt. Eine Sättigung des Fängers wurde, wie in [Abschnitt 4.2.3](#) beschrieben, durch eine Pulsbreite von $30 \mu\text{s}$ an der Gate-Elektrode erreicht. Für die zweite Messung wurde bei gleichem Druck wie unter Normalbedingungen die Ionenanzahl reduziert. Die Reduzierung erfolgte über einen $10 \mu\text{s}$ breiten Puls an der Gate-Elektrode. Für die dritte Messung wurde dieselbe Pulsbreite an der Gate-Elektrode verwendet, wie bei der ersten Messung. Doch wurde der Druck auf $8,3 \cdot 10^{-8}$ mbar verschlechtert, indem die Flansche der Vakuumkammer durch Heizer auf circa 50°C erhitzt wurden.

[Abbildung 4.11](#) zeigt die Ergebnisse dieser drei Messungen. Zu erkennen ist, dass bei längeren Speicherzeiten die Anzahl der gespeicherten Ionen abnimmt. Ebenfalls zu erkennen ist, dass die Anzahl der im Fänger gespeicherten Ionen nicht die Speicherzeit beeinflusst, jedoch der Druck erheblich. Um den Verlust der Ionen zu beschreiben, wurden zwei Ver-

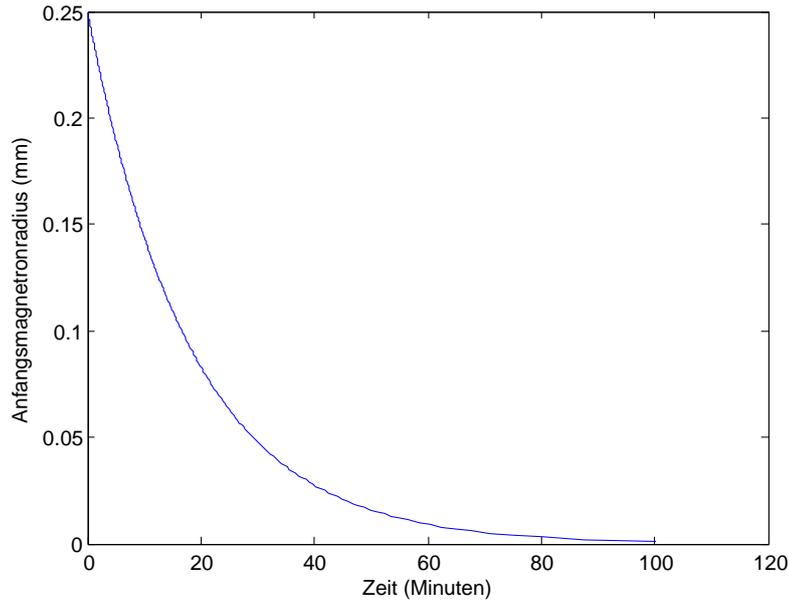


Abbildung 4.12.: Abhängigkeit der Speicherzeit von dem Anfangsmagnetronradius.

lustprozesse in Betracht gezogen. Dies sind die Aufweitung des Magnetronradiuses nach [Abschnitt 2.4.2](#) und eine Neutralisation durch inelastische Stöße mit dem Restgas im Ionenfänger.

Der anfängliche Magnetronradius resultiert aus dem Einschuss der Ionen in das Magnetfeld und weitet sich im Laufe der Zeit durch elastische Stöße mit dem Restgas auf. Überschreitet der Magnetronradius den der Öffnung im Skimmer, können die Ionen nicht mehr den Fänger verlassen. Die Öffnung im Skimmer hat einen Radius von 0,25 mm. [Abbildung 4.12](#) zeigt nach welcher Zeit sich der Magnetronradius in Abhängigkeit des anfänglichen Magnetronradiuses auf 0,25 mm aufgeweitet hat. Für diese Abschätzung wurde [Gleichung \(2.24\)](#) in

$$t = \frac{\ln(\rho) - \ln(\rho_0)}{\alpha} \quad (4.1)$$

umgeschrieben. Für den in α vorkommenden Wert der Ionenbeweglichkeit K wurde ein Wert von $4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2\text{s/V}$ genommen, der zwischen dem für Li in O_2 und N_2 liegt [[STI87](#)]. Bei der Betrachtung von [Abbildung 4.12](#) wird ersichtlich, dass der anfängliche Magnetronradius fast dem Radius der Öffnung im Skimmer entsprechen müsste, um die kurzen Speicherzeiten zu erklären.

Die Neutralisation der Ionen kann beschrieben werden durch das exponentielle Zerfallsgesetz des Ladungszustandes:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (4.2)$$

Hierbei ist $N(t)$ die Anzahl der gespeicherten Ionen nach der Zeit t , N_0 die Anzahl der anfänglichen Ionen und τ die Speicherzeit eines Ions. τ beträgt bei der Messung 1 134(33) ms, bei der Messung 2 119(33) ms und bei der Messung 3 45(7) ms. Die relativ großen Fehler kommen bei Messung 1 und 2 durch die Messwerte bei 550 ms bzw. 500

und 550 ms. Messung 1 und 2 unterschieden sich lediglich in der Anzahl der gespeicherten Ionen. In Anbetracht der Fehler sind die Werte gleich, was bedeutet, dass eine höhere Anzahl von gespeicherten Ionen die Speicherzeit nicht beeinflusst. Das heißt, dass die Raumladungsgrenze noch nicht erreicht wurde. Aus diesen Werten lässt sich auch der Wirkungsquerschnitt σ abschätzen. Hierzu wird das ideale Gasgesetz $n = P/k_b T$ genommen, um aus dem Druck $P = 5,3 \cdot 10^{-8}$ mbar, der Boltzmannkonstante k_b und der Temperatur $T = 293,15$ K die Teilchenzahl n zu bestimmen. Mit ihr lässt sich über $\lambda = 1/(n\sigma)$, der mittleren freien Weglänge λ , der Wirkungsquerschnitt σ berechnen. Dieser liegt etwa bei $153(47) \cdot 10^{-16}$ cm². Ein Literaturwert für Li⁺-Ionen mit einer Energie von 0,5 eV, die mit dem Restgas wechselwirken, konnte nicht gefunden werden. Jedoch befindet sich die Größenordnung im realistischen Bereich, so dass der Zerfall des Ladungszustandes der die Speicherzeit limitierende Prozess sein kann.

Der große Unterschied in τ zwischen den Messungen 3 und 1 bzw. 2 zeigt, wie stark der Druck die Speicherzeit beeinflusst. Im Folgenden sei ein Druck von 10^{-14} mbar, wie er bei THE-Trap herrscht, angenommen. Wenn die Speicherzeit nur invers vom Druck abhängt ($\tau \sim p^{-1}$) kann eine Speicherzeit von mehr als 1,5 Stunden erwartet werden. Jedoch werden auch noch andere Unterschiede zwischen dem für den Ionenfänger verwendeten Versuchsaufbau und THE-Trap Einfluss auf die Speicherzeit haben, wie zum Beispiel der Temperaturunterschied. Die zylindrische Falle von THE-Trap befindet sich bei 4 K und der Ionenfänger bei Raumtemperatur.

4.2.5. Mehrfachausschüsse

Vorteilhaft wäre es, wenn die zylindrische Falle nach dem Laden nicht nur einmal zum Nachladen der Mess- und Speicherfalle genutzt werden könnte, sondern mehrmals. Oder anders gesagt, nicht alle Ionen auf einmal den Fänger verlassen. Dadurch könnte die zylindrische Falle als Ionenreservoir dienen und es müsste nicht bei jedem Ladevorgang die Ionenquelle auf ein Neues verwendet werden, was die Kontamination des Fallenturms mit Tritium vermindert. Um dies zu überprüfen, wurde bei der Sequenz des Ionenfängers eine Speicherzeit von 400 ms eingestellt und der Ausschussimpuls in 50 kurze Impulse unterteilt. Die Pulse hatten lediglich eine Breite von $1 \mu\text{s}$ und einen Abstand von $200 \mu\text{s}$, wodurch die Ionen des letzten Ausschusses 10 ms länger im Ionenfänger gespeichert waren als die des ersten. Wird die Ionenanzahl zwischen den Schaltimpulsen aufsummiert, so ergibt sich das in [Abbildung 4.13](#) gezeigte Ergebnis.

Bei der Aufsummation sämtlicher Schüsse ergibt sich eine Summe von 3,22(8) Ereignissen pro Sequenzdurchlauf. Im Vergleich ist bei gleichen Bedingungen nach einem einzelnen Schuss in der Speicherzeitmessung ein Wert von 3,53(6) Ereignissen pro Sequenzdurchlauf gemessen worden. Wird die Verlängerung der Speicherzeit von 10 ms durch die multiple Ausschusssequenz noch berücksichtigt, stimmen beide Werte sehr gut überein. Das heißt, das mehrere Ausschüsse ohne größere Verluste möglich sind.

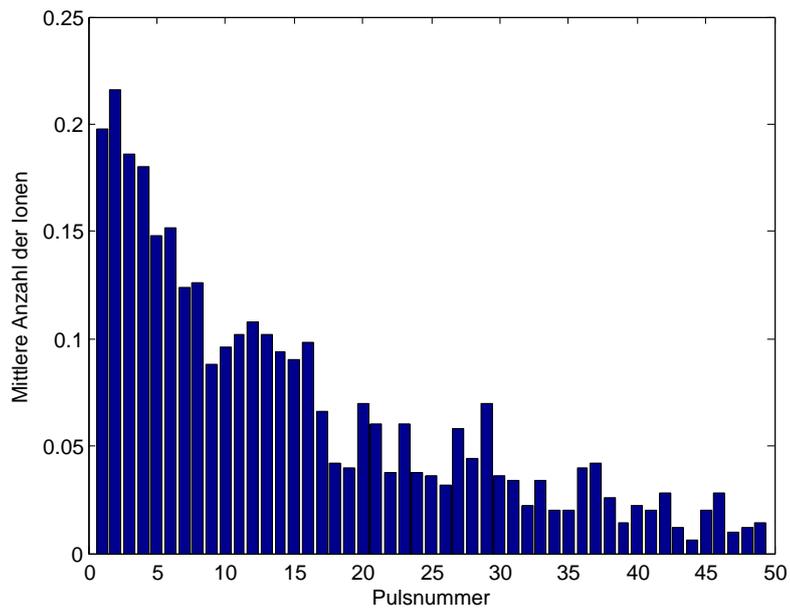


Abbildung 4.13.: Anzahl der Ionen bei jedem der 50 Ausschüsse. Hierfür wurde die Pulsbreite des Skimmers auf $1 \mu s$ gesetzt.

4.3. Magnetfeldmessung

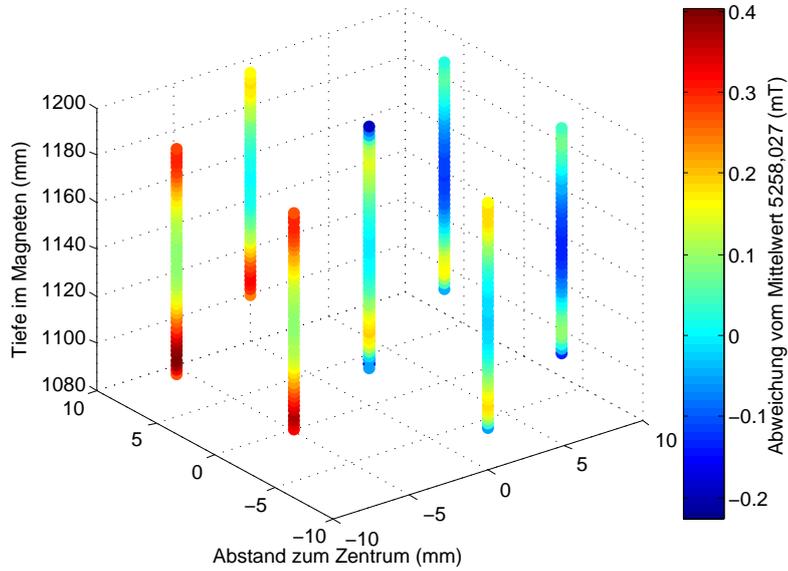
Wie in [Abschnitt 3.4.1](#) beschrieben, sind die Spezifikationen des 1995 NCC Magneten nach dem Wiederaufbau am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg nicht mehr überprüft worden. Jedoch ist eine Kenntnis über den Verlauf des Magnetfeldes und über den magnetischen Flaschenterm B_2 , siehe [Abschnitt 2.4.2](#), für THE-Trap von hoher Wichtigkeit, da eine Penningfalle ein höchst homogenes Magnetfeld für eine präzise Massenmessung benötigt. So hat zum Beispiel, wie in [Abschnitt 2.4.2](#) beschrieben, der magnetische Flaschenterm B_2 einen Einfluss auf die axiale Frequenz des Ions in einer Penningfalle. Reduziert werden kann der B_2 -Term durch die Korrekturspulen der Fallenkammer und des 1995 NCC Magneten, wobei letztere bisher nicht genutzt wurden. Zur Einstellung der Korrekturspulen muss jedoch erst bekannt sein, wie groß B_2 ist. Die Kenntnisse über das Magnetfeld spielen auch eine Rolle bei der Übertragung der in [Abschnitt 4.2](#) mit dem Ionenfänger erhaltenen Ergebnisse. Der Ionenfänger befand sich im homogenen Teil des Feldes im Bruker Magneten, siehe [Abschnitt 3.3.2](#). Wird die zylindrische Falle von THE-Trap nicht im homogenen Bereich des Magnetfeldes vom 1995 Magneten platziert, so könnte dies Einfluss auf die Speicherqualitäten der zylindrischen Falle haben.

Aus diesen Gründen wurde die nun folgende Magnetfeldmessung mit dem in [Abschnitt 3.4](#) beschriebenen Versuchsaufbau durchgeführt. Nachdem die Sondenhalterung mit der 0 mm-Probenscheibe (siehe [Abbildung 3.19](#)) zusammengebaut worden war, wurde der G10-Einsatz in die Bohrung des Magneten eingelassen. Die Halterung der Magnetfeldsonde wurde dann in den Einsatz eingesetzt. Über das NMR-Programm, siehe [Anhang A](#), wurde die Suchfunktion des Teslameters gestartet und sobald es im „Lock“ war ein Messwert genommen. Danach wurde die Position der Magnetfeldsonde in z-Richtung um 2 mm erhöht und ein weiterer Messwert aufgezeichnet. Als alle Daten genommen waren, wurde die Halterung entfernt, auseinandergebaut, mit der 10 mm-Probenscheibe zusammengebaut und wieder in den G10-Einsatz eingelassen. Die Messung, wie mit der 0 mm-Probenscheibe wurde wiederholt, jeweils unter dem Rotationswinkel 0° , 60° , 120° , 180° , 240° und 300° . Die Ergebnisse dieser Messungen sind in [Abbildung 4.14a](#) gezeigt. Die Abweichung von dem Hauptwert von $B = 5,258027$ T wurde zur Veranschaulichung farblich codiert aufgetragen.

[Abbildung 4.14b](#) zeigt schließlich die Messwerte entlang der z-Achse im Zentrum und im Abstand von 10 mm zu diesem und unter verschiedenen Winkeln. Nach der Messung mit der 10 mm-Probenscheibe wurde die Messung mit der 0 mm-Probenscheibe im Zentrum des Magneten wiederholt.

Der Innenradius der Messfalle beträgt $\rho_0 = 2,77(1)$ mm und der Radius der reduzierten Zyklotronbewegung bei THE-Trap für ^3H und ^3He $2,3 \mu\text{m}$, wie in [Tabelle 2.2](#) aufgelistet. Jedoch hat der aktive Bereich der Magnetfeldsonde, siehe [Abschnitt 3.4.2](#), eine Zylinderform mit einem Durchmesser von 4 mm bei einer Länge von 4,5 mm. Somit ist der aktive Bereich der Sonde weit größer als der Radius der reduzierten Zyklotronbewegung. Dies bedeutet, dass zur Ermittlung des B_0 -, B_1 - und B_2 -Terms nur die Messung im Zentrum benötigt wird. Diese Messung ist in [Abbildung 4.15](#) gezeigt. Die rot eingezeichnete Parabel dient zur Ermittlung mehrerer Werte. Gemittelt über die Werte in ihrem Mini-

(a) 4D-Graph der Abweichungen vom Mittelwert.



(b) Messwerte entlang des Zentrums der Bohrung (blau) und im Abstand von $X=10$ mm vom Zentrum unter dem Winkel α .

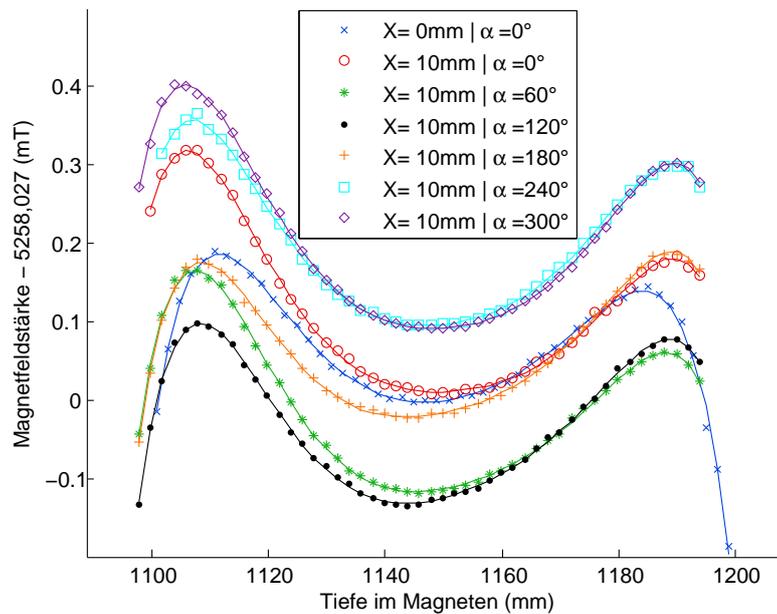


Abbildung 4.14.: Magnetfeldverlauf im Zentrum der Bohrung und auf einem Radius von 10 mm unter den Rotationswinkeln $\alpha = 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 240^\circ$. Bei der Magnetfeldstärke wurde der Mittelwert von $B = 5,258027$ T abgezogen.

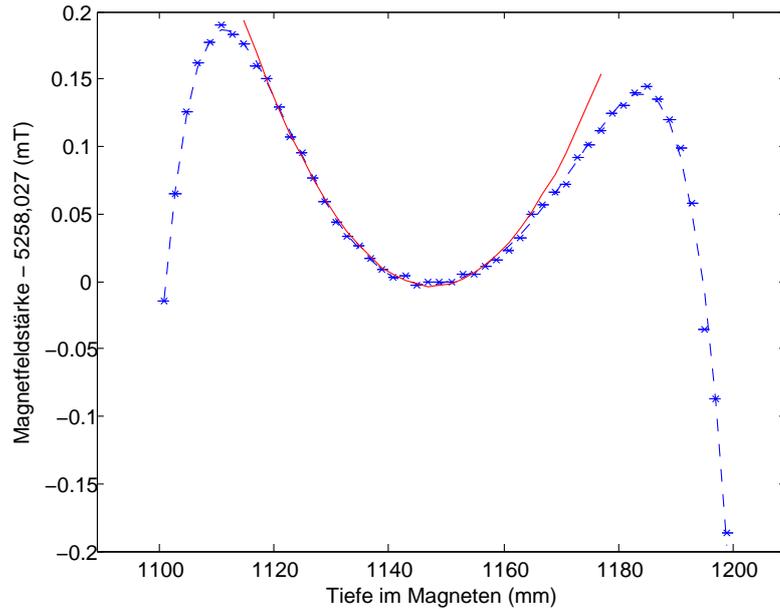


Abbildung 4.15.: Magnetfeldverlauf im Zentrum der Bohrung mit quadratischem Fit.

man lässt sich die Stärke und die Lage des Zentrums des Magnetfeldes bestimmen. Die Stärke beträgt $B=5,2580272(2)$ T bei einer Tiefe von $1147(1)$ mm vom oberen Anschlussflansch aus gemessen. Der ebenfalls mit der Parabel berechnete Flaschenterm beträgt $B_2 = 0,184(5)$ T/m². Wird die Ableitung der Parabel an einer Stelle genutzt, so kann an dieser der B_1 -Wert berechnet werden, welches jedoch lediglich einer guten Schätzung entspricht. B_1 beträgt im Bereich in dem die Penningfallen sitzen sollen $\approx 10^{-4}$ T/m und außerhalb 10^{-3} T/m.

Das Feld ist auf 10^{-5} /cm³ homogen. Aufgrund der genommenen Messwerte war es nur möglich die Homogenität in einem Zylindervolumen mit der Länge und dem Radius von 1 cm zu berechnen, wonach er auf 1 cm³ heruntergerechnet wurde. Entlang der z-Achse im Zentrum ist das Feld mit einem Wert von 10^{-6} /cm linear homogen. Auf Grund der wenigen Messwerte geben diese Werte der Homogenität lediglich eine ungefähre Größenordnung an.

In [Tabelle 4.4](#) sind die Spezifikationen und die gemessenen Werte des 1995 NCC Magneten zusammengefasst. Der Wert für den Magnetfelddrift wurde über Zyklotronfrequenzmessungen von ein Ionen in der Messfalle des Fallenturms bestimmt [[Die11](#)]. Die unterschiedliche Magnetfeldstärke kommt daher, dass der Solenoid des Magneten nicht vollständig geladen ist. Beim Aufladen der Spulen wurde bei circa 5,3 T der Stromanschluss gelöst und konnte wegen des Eises, das sich an die Stromanschluss gesetzt hatte, nicht mehr verbunden werden. Dadurch konnten auch die Korrekturspulen des Magneten nicht aufgeladen werden, welches sich in der starken Abweichung in der Magnetfeldhomogenität widerspiegelt. Der Magnetfelddrift ist jedoch nicht beeinträchtigt, weil er nicht vom Ladungszustand des Solenoiden abhängt. Der B_2 -Wert kann mit den Korrekturspulen des Fallenturms nicht ausgeglichen werden. In wie weit das Material des Fallenturms

Wert	1995 NCC spezifiziert	1995 NCC gemessen	Bruker gemessen
Magnetfeldstärke	5,9 T	5,2580272(2) T	4.6993(2) T
Magnetfelddrift	10^{-9} /h	$1,0(5) \cdot 10^{-10}$ /h	$1,50 \cdot 10^{-9}$ /h
B_2 -Wert	-	$1,84(5) \cdot 10^{-5}$ T/cm ²	$-1,8(1) \cdot 10^{-7}$ T/cm ²
Homogenität	$2 \cdot 10^{-8}$ /cm ³	$\approx 10^{-6}$ /cm ³	$5 \cdot 10^{-6}$ /cm ³
Tiefe	1143 mm	1147(1) mm	38(1) cm

Tabelle 4.4.: Spezifikationen des 1995 NCC Magneten und des Bruker Magneten. Bei THE-Trap wird die Tiefe im Magneten vom oberen Anschlussflansch und beim Bruker Magneten vom Anschlussflansch auf der Hinterseite des Magneten aus gemessen.

diese Werte noch verändert, kann nur, wie der Magnetfelddrift, mit einem Ion in der Falle gemessen werden. Desweiteren sollen durch Messungen mit einem Ionen sämtliche Werte überprüft werden.

Ebenfalls sind in [Tabelle 4.4](#) die Spezifikationen des Bruker Magneten zum Vergleich aufgelistet. Für den Magnetfelddrift und die Homogenität wurden keine Fehler in der Quelle angegeben [UD11]. Bei einem Vergleich mit dem 1995 NCC Magneten unterscheidet sich der Bruker Magnet, in der Magnetfeldstärke, dem Magnetfelddrift und dem B_2 -Wert.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Experimente dienten alle der Charakterisierung des externen Ladevorgangs der Penningfallen bei THE-Trap. Das erste Experiment befasste sich mit der Ionenquelle, das zweite mit dem Speichern von Ionen im Ionenfänger und das dritte mit dem Magnetfeld des 1995 NCC Magneten von THE-Trap.

In der Ionenquelle wurde bisher zur Elektronenerzeugung eine Dispenser-Kathode verwendet. Jedoch lieferte sie nicht zufriedenstellende Ergebnisse. Unter anderem benötigte sie mehrere Stunden, um auf Betriebstemperatur zu kommen und ihre Elektronenemission erlosch beim Einlass von des zu ionisierenden Gases. Danach benötigte sie etwa 30 Minuten um sich zu regenerieren. Aus diesen Gründen wurde die Dispenser-Kathode gegen ein Wolframband ausgetauscht, welches in den hier durchgeführten Versuchen keine dieser Schwächen zeigte. Wie gefordert, war es möglich einzelne Ionenpulse zu erzeugen. Die Frequenz der Pulse war nur durch die manuelle Dosierung des einzulassenden Gases begrenzt. Jedoch bereitete diese manuelle Handhabung des Gaseinlasssystems zwei Probleme: (1) Das Nadelventil, welches zur präzisen Dosierung der einzulassenden Gasmenge vorgesehen ist, war nicht sensitiv genug. Es sollte nochmals untersucht und gegebenenfalls ausgetauscht werden. (2) Das Ventil 3, welches das Gaseinlasssystem von der Ionenquelle trennt, beeinflusste die Form des Ionenpulses. Um bei jedem Schuss eine gleiche Pulsform zu haben, sollte das Ventil 3 gegen ein elektronisch gesteuertes ausgetauscht werden. Dadurch würde der Puls stets die selbe Form und Intensität haben, welches das Laden der Penningfallen von THE-Trap optimieren würde.

Die zylindrische Penningfalle von THE-Trap wurde nachgebaut, um ihrer Eigenschaft als Ionenreservoir zu testen. Ziel war es die Ionen mit dem sogenannten Ionenfänger einzufangen, zu speichern, sowie deren Anzahl und Energie zu reduzieren. Desweiteren sollte überprüft werden, ob es möglich ist, mehrmals nur einen Teil der gespeicherten Ionen aus dem Fänger zu schießen. Die hierfür genutzte Pulssequenz an den einzelnen Elektroden des Fängers funktionierte einwandfrei, so dass alle Ansprüche an den Ionenfänger erfüllt werden konnten. So wurden in dem Aufbau Speicherzeiten für ein einzelnes Ion von 134(33) ms erreicht und der gepulste Ausschuss aus dem Fänger konnte erfolgreich demonstriert werden. Nach dem Laden des Fängers konnten einzelne Ionen auch nach dem fünfzigsten Ausschuss nachgewiesen werden. Bei der Übertragung der Ergebnisse von dem Ionenfänger auf die zylindrische Falle von THE-Trap müssen mehrere Parameter berücksichtigt werden. Wie in den Speicherzeitmessungen zu sehen war, hing die Zeit erheblich vom Druck in der Vakuumkammer ab. Wird der Druck in der Fallenkammer von THE-Trap berücksichtigt, könnte sich eine Speicherzeit der Ionen in der zylindrischen Falle von mehr als 1,5 Stunden ergeben. Kombiniert mit dem gepulsten Ausschuss ist es somit möglich, die Mess- und Speicherfalle mehrmals mit Ionen aus der zylindrischen Fal-

le zu laden, ohne jedes Mal die Ionenquelle in Betrieb nehmen zu müssen. Dies wird den Tritium und Helium-3-Verbrauch erheblich senken, sowie die Kontamination der Fallen mit Tritium stark reduzieren. Die Kontamination könnte noch weiter reduziert werden, indem die Pulssequenz an der zylindrischen Falle geringfügig geändert wird. In der Sequenz, siehe [Abschnitt 3.3.1](#), werden die Ionen mit einer Energie höher als 0,5 eV über den Skimmer aus der Falle herausgelassen. Dort befinden sich die Mess- und Speicherfalle. Da bei einem gepulsten Ionenstrahl von der Ionenquelle keine weiteren Ionen zu der zylindrischen Falle gelangen, könnten die zu hochenergetischen Ionen auch über die Gate-Elektrode herausgelassen werden.

Die Magnetfeldmessungen wurden durchgeführt, um die Spezifikationen des 1995 NCC Magneten zu überprüfen. Hierzu wurde eine Magnetfeldsonde in einem thermisch isolierten Einsatz in die Bohrung des Magneten eingelassen. Mit den Ergebnissen konnte die Position des homogenen Bereichs des Magnetfeldes bestimmt werden, die von dem spezifizierten Wert um circa 4 mm abweicht. Daraufhin wurde die Fallenkammer neu ausgerichtet. Da sich die gemessene Homogenität des Magnetfeldes um einen Faktor 100 zu der spezifizierten unterscheidet, muss dieser Wert mit einem Ion in der Falle überprüft werden. Dadurch kann eine höhere Auflösung im relevanten Bereich erreicht werden. Die verwendete Magnetfeldsonde war weit größer als der Zyklotronradius eines Ions in der Falle, weswegen dieser Bereich nicht aufgelöst werden konnte. Sollte sich dieser Wert dennoch bestätigen, so muss das Eis von dem Stromanschluss des Solenoiden entfernt werden, damit die Korrekturspulen des Magneten aufgeladen werden können. Im schlimmsten Fall muss der Magnet sogar gequentscht und neu geladen werden.

Leider war es zeitlich nicht mehr möglich, die Ionenquelle aus dem ersten Teil dieser Arbeit zusammen mit dem Ionenfänger zu testen. Dennoch lassen sich ein paar Ergebnisse kombinieren, welche für den weiteren Betrieb von THE-Trap von Bedeutung sind. Beim Laden des Ionenfängers wurde ein Puls von 30 μs Breite benötigt, um den Fänger in Sättigung zu bringen. Bei der Ionenquelle wurden Pulsbreiten von 200 ms gemessen, welches ein vollständiges Füllen ermöglichen sollte. Auch die Höhe des Ionenpulses von der Ionenquelle von 0,9 nA ist ausreichend, da bei den Tests mit dem Ionenfänger etwa gleiche Ströme gemessen wurden.

Im Versuchsaufbau des Ionenfängers war eine aufwendige Ionenoptik nötig, um die Ionen in den Fänger zu leiten. Jedoch fehlt es im Aufbau von THE-Trap an Ionenoptik zwischen der Ionenquelle und der zylindrischen Falle, welche den Ionenstrahl ablenken könnten. Die in der Ionenquelle eingebauten Einzellinsen dienen lediglich zur Fokussierung der Ionen. Ein Einbau von einem Linsensystem im Strahlrohr ist aus technischen Gründen nur schwer möglich, jedoch gibt es eine andere Möglichkeit: Würden zwei der fünf Einzellinsen der Ionenquelle halbiert und separat angesteuert werden, könnte der Ionenstrahl ausgerichtet werden. Im Moment werden alle Spannungen an den Linsen über je einen Pin der DSub-9-Durchführung gesetzt, siehe [Abbildung 3.4](#). Da sich die Einzellinsen 1, 3 und 5 stets auf dem selben Potential befinden, könnten diese intern miteinander verbunden werden. Hierdurch würden zwei Pins zur Verfügung stehen, welche zur Ansteuerung der beiden zusätzlichen Hälften der Einzellinsen 2 und 4 genutzt werden könnten.

Abschließend kann festgestellt werden, dass dem externen Laden der Penningfallen nichts mehr im Wege steht.

A. NMR-Programm

Das genutzte Teslameter „PT 2025“ der Firma „Metrolab Instruments SA“ kann über den PC gesteuert und ausgelesen werden[MET]. Hierfür wurde eine Benutzeroberfläche mit „LabWindows/CVI“, einer auf der Programmiersprache C basierende Steuerung von externen Geräten über den PC, geschrieben. Das sogenannte NMR-Programm umfasst folgende Funktionen, sortiert nach den einzelnen Bereichen der Benutzeroberfläche, die in [Abbildung A.1](#) zu sehen ist. Hinter den englischen Begriffen befindet sich in Klammern eine deutsche Übersetzung.

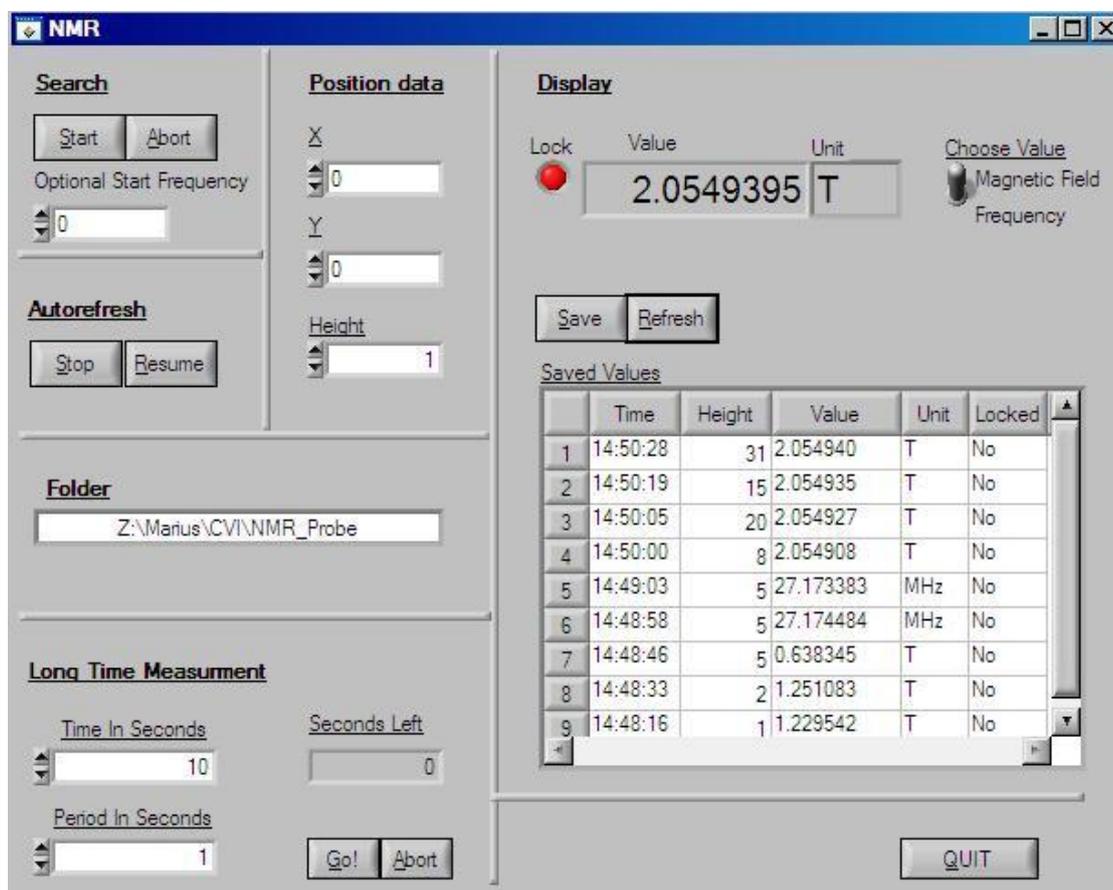


Abbildung A.1.: Oberfläche zur Steuerung des NMR-Teslameters.

- **Search (Suche)** - Dient zur Steuerung der Suchfunktion des Gerätes.

- Start (Start):** Startet die Suchfunktion und erneuert die Anzeige im Bereich „Display“ sekundlich, welches „Autorefresh“ genannt wird.
- Abort (Abbruch):** Unterbricht die Suchfunktion, lässt aber das „Autorefresh“ weiterlaufen.
- Optional Start Frequency (Optionale Startfrequenz):** Das Gerät beginnt bei der Suche immer mit seiner kleinsten Frequenz. Ist der ungefähre Wert des Magnetfeldes, und somit auch die dazugehörige Frequenz, schon bekannt, kann die Suche bei diesem Wert beginnen. Dadurch wird eine Reduzierung der Suchzeit erreicht.
- **Autorefresh (Automatische Aktualisierung)** - Erneuert die Anzeige im Sekundentakt.

Stop (Stopp): Beendet das automatische Aktualisieren der Anzeige.

Resume (Fortsetzen): Nur die automatische Aktualisierung der Anzeige beginnt.
 - **Position data(Positionsdaten)**

X: Ein Parameter zur Dokumentation der Position. Bei diesen Messungen gibt er den Abstand vom Zentrum der NMR-Proben-Halterung an.

Y: Ein weiterer Parameter zur Aufzeichnung der Position. Dieser gibt bei den Messungen den Winkel an, in dem sich die Halterung befindet.

Height (Höhe): Hier ist ein Zahlenwert einzutragen, der die vertikale Lage der NMR-Sonde beschreiben soll.
 - **Folder (Ordner)** - In diesem Bereich wird der Pfad der Datei festgelegt, in die die genaue Zeit, eingestellter „Height“-Wert, X, Y, momentan angezeigter Messwert, dazugehörige Einheit und der Lockstatus gespeichert werden. Der Dateiname wird automatisch aus dem aktuellen Datum und den Werten X und Y generiert.
 - **Display (Anzeige)** - Zeigt die Messwerte an.

Lock (Verschluss): Zeigt an, ob die Probe sich im „Lock“ befindet.

Value (Wert): Hier wird der gemessene Wert angezeigt.

Choose Value (Wert wählen): Das Teslameter kann das gemessene Magnetfeld und die zugehörige Frequenz anzeigen, welches über diesen Schalter festgelegt wird.

Unit (Einheit): Zeigt die zum Messwert gehörige Einheit, also T oder MHz, an.

Refresh (Aktualisieren): Erneuert auf Knopfdruck die Anzeige.

Save (Speichern): Speichert die Daten in die gewählte Datei, wie bei Folder (Ordner) beschrieben.

Saved Values (Gespeicherte Werte): Diese Tabelle zeigt sämtliche Werte die zuletzt durch das Betätigen des „Save“-Schalters gespeichert wurden.

- **Long Time Measurement (Langzeitmessung)** - Zur Überprüfung der zeitlichen Konstanz des Magnetfeldes kann das Programm automatisch über eine eingestellte Zeit Messwerte nehmen und speichern. Sollte die Sonde aus dem „Lock“ springen, so startet das Programm die Suchfunktion des Teslameters.
 - Time in Seconds(Zeit in Sekunden):** Hier wird die Zeit, die die Messung laufen soll, in Sekunden eingetragen.
 - Period in Seconds (Zeitintervall in Sekunden):** Legt den zeitlichen Abstand zwischen zwei Messungen in Sekunden fest.
 - Go! (Los!):** Beginnt eine Langzeitmessung.
 - Abort (Abbruch):** Unterbricht eine Langzeitmessung.
 - Seconds Left (Verbleibende Sekunden):** Zeigt die verbleibende Dauer der Messung in Sekunden an.
- **Quit (Beenden):** Beendet das Programm und die Suchfunktion des Gerätes.

Literaturverzeichnis

- [Bet30] H. Bethe. The Theory of the Passage of Rapid Neutron Radiation Through Matter. *Annalen der Physik*, 5(3):325–400, 1930.
- [BG86] L. S. Brown and G. Gabrielse. Geonium Theory: Physics of a Single Electron or Ion in a Penning Trap. *Reviews of Modern Physics*, 58(1):233, 1986.
- [Bla06] K. Blaum. High-Accuracy Mass Spectrometry With Stored Ions. *Physics Reports*, 425(1):1–78, 2006.
- [CRH⁺56] C. L. Cowan, Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Detection of the Free Neutrino: A Confirmation. *Science*, 124:103, 1956.
- [Dav64] Jr R. Davis. Solar Neutrinos: II. Experimental. *Physical Review Letters*, 12:300–305, 1964.
- [Deh90] H. Dehmelt. Experiments With an Isolated Single Particle at Rest. *Reviews of Modern Physics*, 62:525, 1990.
- [Die11] Christoph Diehl. *First Mass Measurements with THE-Trap*. PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2011.
- [Fuk98] T.; Ichihara E.; et al. Fukuda, Y.; Hayakawa. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, 81:1562–1567, Aug 1998.
- [Gab09] G. Gabrielse. The True Cyclotron Frequency for Particles and Ions in a Penning Trap. *International Journal of Mass Spectrometry*, 279(2-3):107 – 112, 2009.
- [Gmb11] Behlke Electronic GmbH. *High Voltage Push-Pull Switching Units*. Behlke Electronic GmbH, 2011.
- [HFG08] D. Hanneke, S. Fogwell, and G. Gabrielse. New Measurement of the Electron Magnetic Moment and the Fine Structure Constant. *Physical review letters*, 100(12):120801, 2008.
- [HL02] Inc. HeatWave Labs. *Dispenser Cathodes, TB-198*, 07 2002.
- [Höc10] M. Höcker. Ion Transfer Studies in the UW/MPIK Double-Penning Trap Experiment. Master’s thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2010.

- [KBB⁺05] C. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick, EW Otten, JP Schall, T. Thümmler, et al. Final Results From Phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium β Decay. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, 40(4):447–468, 2005.
- [Ket12] J. Ketter. *In Vorbereitung*. PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2012.
- [Lid11] David P. Lide. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC PRESS, 81 edition, 2011.
- [LK25] I. Langmuir and K. H. Kingdon. Thermionic Effects Caused by Vapours of Alkali Metals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 107(741):61, 1925.
- [MET] METROLAB Instruments SA. *PT 2025 NMR TESLAMETER*.
- [MH11] M. Ubieto-Díaz M. Heck. Private Kommunikation, 2011.
- [NFB⁺06] Sz. Nagy, T. Fritioff, M. Björkhage, I. Bergström, and R. Schuch. On the Q -value of the tritium β -decay. *Europhysics Letters*, 74:404, 2006.
- [OW08] EW Otten and C. Weinheimer. Neutrino Mass Limit From Tritium β Decay. *Reports on Progress in Physics*, 71:086201, 2008.
- [Pau30] W. Pauli. Offener Brief an Lise Meitner und die „Lieben Radioaktiven Damen und Herren“ auf einer Tagung in Tübingen, 1930.
- [Pen36] F. M. Penning. Glow Discharge at low Pressure Between Coaxial Cylinders in an Axial Magnetic Field. *Physica*, 3, 1936.
- [Pie49] J. R. Pierce. *Theory and Design of Electron Beams*. New York, 1949.
- [Pin07] D. B. Pinegar. *Tools for a Precise Tritium to Helium-3 Mass Comparison*. PhD thesis, University of Washington, 2007.
- [Pon57] B. Pontecorvo. Mesonium and Antimesonium. *Soviet journal of Experimental and Theoretical Physics*, 6, 1957.
- [RLS02] R. Rejoub, B. G. Lindsay, and R. F. Stebbings. Determination of the Absolute Partial and Total Cross Sections for Electron-Impact Ionization of the Rare Gases. *Physical Review A*, 65, 2002.
- [Sak58] J. J. Sakurai. Rest Mass of the Neutrino. *Physical Review Letters*, 1(1):40, 1958.
- [SIS11] Incorporated Scientific Instrument Services. 2011.

- [STI87] Y. Satoh, M. Takebe, and K. Iinuma. Measurements of Mobilities and Longitudinal Diffusion Coefficients for Li Ions in Some Molecular Gases. *The Journal of chemical physics*, 87:6520, 1987.
- [Str12] S. Streubel. *In Vorbereitung*. PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2012.
- [SWS⁺11] S. Sturm, A. Wagner, B. Schabinger, J. Zatorski, Z. Harman, W. Quint, G. Werth, C. H. Keitel, and K. Blaum. g Factor of Hydrogenlike $^{28}\text{Si}^{13+}$. *Physical Review Letters*, 107:023002, Jul 2011.
- [Tho12] J. J. Thomson. Ionization by Moving Electrified Particles. *Philosophical magazine*, 23(133-8):449–457, 1912.
- [UBK⁺11] S. Ulmer, K. Blaum, H. Kracke, A. Mooser, W. Quint, C. C. Rodegheri, and J. Walz. Direct Measurement of the Free Cyclotron Frequency of a Single Particle in a Penning Trap. *Phys. Rev. Lett.*, 107:103002, Sep 2011.
- [UD11] M. Ubieto-Díaz. *Off-line Commissioning of a Non-Destructive On-Line FT-ICR Detection System For Monitoring The Ion Concentration in the KATRIN Beamline*. PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2011.
- [uTT11] Gruppe um THE-Trap. Private Kommunikation, 2011.
- [VDFS93] R. S. Van Dyck, Jr., D. L. Farnham, and P. B. Schwinberg. Tritium–Helium-3 Mass Difference Using the Penning Trap Mass Spectroscopy. *Physical Review Letters*, 70(19):2888, 1993.
- [VDPVLZ06] R. S. Van Dyck, Jr., D. B. Pinegar, S. Van Liew, and S. L. Zafonte. The UW-PTMS: Systematic Studies, Measurement Progress, and Future Improvements. *International Journal of Mass Spectrometry*, 251(2-3):231, 2006.
- [Wiz79] J. L. Wiza. Microchannel Plate Detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 162(1-3), 1979.
- [Wol95] Bernhard Wolf. *Handbook of Ion Sources*. CRC press, 1995.
- [Zaf07] S. L. Zafonte. Design Notes for Compensation Coils. unpublished, 2007.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich einigen Leuten danken:

Zuerst möchte ich *Klaus Blaum* danken, der mir die Möglichkeit gegeben hat meine Diplomarbeit in seiner Abteilung am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg zu machen. Vielen Dank für die sehr gute Betreuung und Unterstützung während meiner Arbeit.

Danke an die gesamte Gruppe von THE-Trap, welche mich ein Jahr lang erdulden musste. Besonders an *Christoph Diehl*, der meine gesamte Arbeit korrekturgelesen hat. Natürlich auch Danke an die weiteren Gruppenmitgliedern *Martin Höcker*, *Jochen Ketter* und *Sebastian Streubel* für ihre freudige Unterstützung bei jedem Problem. Außerdem ein herzliches Willkommen in der Gruppe an *Tommi Eronen*

Danke an *Michael Heck* und *Marta Ubieto-Díaz* für die Einführung in den Vorgängerversuchsaufbau des Teststandes für den Ionenfänger.

Danke an *Andreas Dörr* mit dem ich mir ein Büro teilen durfte und für die Beantwortung von vielen kleinen Fragen.

Danke an *Gertraud Dücker* für die Unterstützung in organisatorischen Angelegenheiten.

Danke an sämtliche Angestellte am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg, die jederzeit hilfsbereit waren.

Danke an meinen Eltern für die persönliche und finanzielle Unterstützung während meines Studiums.

Danke an meine Freundin für die Unterstützung.