

**Aufbau einer zylindrischen Penningfalle
zum
Einfang und Kühlen von Ionen**

Diplomarbeit
von
Dietrich Beck

Institut für Physik
Johannes Gutenberg – Universität Mainz
1993

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	6
2.1	Das geladene Teilchen in der Penningfalle	6
2.2	Die reale Penningfalle	7
2.3	Die zylindrische Penningfalle	8
2.4	Die Dimensionierung einer zylindrischen Penningfalle . . .	10
2.5	Die Anregung der Ionenbewegung	13
2.5.1	Die Dipolanregung	13
2.5.2	Die Quadrupolanregung	13
2.6	Das Puffergaskühlen in der Penningfalle	14
2.6.1	Das massenselektive Kühlen	14
2.6.2	Das Kühlen mit einem Puffergas	17
2.7	Die Kühlresonanzen	18
3	Experimenteller Aufbau	22
3.1	Die Laserdesorptionsquelle	24
3.2	Die Kühlerfalle	24
4	Messung einer Kühlresonanz	32
4.1	Der experimentelle Ablauf	32
4.2	Die Betriebsparameter der zylindrischen Falle	34

5	Experimentelle Ergebnisse und Rechnungen	40
5.1	Der Einfang der Ionen in der Kühlerfalle	40
5.2	Die Präparation	42
5.3	Das Rezentrieren der Ionen	46
5.3.1	Die Rezentrierzeiten	46
5.3.2	Die Abhängigkeit der Rezentrierung vom Puffergasdruck	51
5.4	Die Resonanzkurve	55
5.4.1	Die Untersuchung der Halbwertsbreite	55
5.4.2	Die Lage der Resonanzkurven	58
5.4.3	Das Auflösungsvermögen	61
5.5	Die Energieverteilung der Ionen	62
5.6	Das massenselektive Entfernen von Ionen	65
6	Zusammenfassung und Ausblick	69
A	Simulationsrechnungen zur neuen Kühlerfalle	71

Abbildungsverzeichnis

1.1	Aufbau des ISOLTRAP-Massenspektrometers	5
2.1	Bewegung eines geladenen Teilchens in der Penningfalle . .	9
2.2	Potentialverlauf in einer zylindrischen Falle	12
2.3	Gedämpfte Radialbewegung mit Quadrupolfeld	16
2.4	Zeitkonstante der gedämpften Ionenbewegung	16
2.5	Berechnete Kühlresonanzen	20
3.1	Experimenteller Aufbau der neuen Kühlerfalle	23
3.2	Schematischer Aufbau der Ionenoptik	27
3.3	Schematischer Aufbau der Laserdesorptionsquelle	28
3.4	Zylindrische Penningfalle	28
3.5	Aufbau der zylindrischen Kühlerfalle	29
4.1	Schema des zeitlichen Ablaufes eines Meßzyklus	35
4.2	Einfang der Ionen in der zylindrischen Falle	36
4.3	Potentiale auf der Symmetrieachse	37
5.1	Zwei Magnetronresonanzen	44
5.2	Halbwertsbreite als Funktion des Magnetronradius	45
5.3	Einfluß der Präparation auf die Kühlresonanzen	45
5.4	Rezentrierzeiten für Ionen mit verschiedenen Magnetronradien	48
5.5	Rezentrierzeiten bei einem Druck von $p = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$. .	49

5.6	Rezentrierzeiten bei einem Druck von $p = 5.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$	50
5.7	Zählrate als Funktion des Drucks	53
5.8	Zählrate als Funktion der ω_c - Anregungsamplitude	54
5.9	Eine berechnete und eine gemessene Kühlresonanz	56
5.10	Halbwertsbreiten als Funktion der Anregungszeit.	56
5.11	Halbwertsbreiten als Funktion der Anregungsamplitude bei verschiedenen Drücken.	57
5.12	Halbwertsbreite als Funktion des Puffergasdrucks.	59
5.13	Einfluß der Präparation auf die Zyklotronfrequenz ν_c	59
5.14	Zyklotronresonanzfrequenz als Funktion des Drucks.	60
5.15	Eine typische Kühlresonanz.	63
5.16	Gemessene und gerechnete Flugzeitspektren	64
5.17	Eine der ersten Kühlresonanzen	67
5.18	Berechnete Ionenbewegung für massenselektives Kühlen und massenselektives Entfernen.	67
5.19	Gemessene Resonanzfrequenzen von $(\nu_+ - \nu_-)$ und ν_-	68
5.20	Massenselektives Entfernen durch Anregung von $(\omega_+ - \omega_-)$	68
A.1	Entwicklung des Phasenraumvolumens gespeicherter Ionen	73

Tabellenverzeichnis

2.1	Parameter der zylindrischen Falle	12
3.1	Betriebsparameter der Falle	30
3.2	Betriebsspannungen der Ionenoptik	31
4.1	Betriebsspannungen der Falle	36
4.2	Parameter für eine Kühlresonanz	39

1 Einleitung

Massenbestimmung bedeutet mehr als das Wiegen von Massen. Bereits zu Beginn dieses Jahrhunderts konnte mit einfachen Massenspektrometern gezeigt werden, daß die meisten Elemente aus Gemischen unterschiedlicher Isotope bestehen, deren Masse annähernd ein Vielfaches der Masse des Wasserstoffs ist [?]. Mit steigender Präzision der Spektrometer ist es möglich geworden, auch die innere Struktur von Atomkernen zu untersuchen. Die Masse eines Atomkerns ist etwas kleiner als die Summe der Massen seiner Bestandteile. Aus der Messung des sogenannten Massendefekts Δm von Kernmassen läßt sich mit Albert Einsteins Formel

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2$$

die Bindungsenergie ΔE der Konstituenten des Kerns bestimmen. Die gemessene Bindungsenergie kann direkt mit der berechneten Bindungsenergie von Kernmodellen verglichen werden, womit man einen Zugang zu der inneren Struktur des Kerns erhält. Genaue Massenwerte ermöglichen daher eine Überprüfung und damit die Weiterentwicklung der Kernmodelle. Ein unverzichtbarer Prüfstein der Kernmodelle ist die Vorhersagbarkeit der Masse instabiler Kerne fernab der Stabilität. Bei den heute etablierten Kernmodellen ist die relative Genauigkeit für die Vorhersage einer Masse auf etwa $\delta m/m \approx 10^{-5}$ begrenzt. Dies ist für die Astrophysik von Bedeutung, da diese zur Berechnung der Nukleosynthese durch den schnellen Neutroneneinfang (r-Prozeß) die Aussagen der Kernmodelle über die Bindungsenergien und Halbwertszeiten neutronenreicher Isotope benötigt [?]. Somit führt die Bestimmung von Kernmassen fernab der Stabilität auch zu einem besseren Verständnis der Entwicklung des Universums.

Die Massen vieler instabiler Kerne wurde indirekt über die Messung der Q-Werte von Kernreaktionen bestimmt. Diese Methode hat den Nachteil, daß die Kernniveauschemata der Reaktionsprodukte bekannt sein müssen. Da diese oft nur unzureichend bekannt sind, führt dies zu systematischen Fehlern in der Massenbestimmung. Kernmassen können aber auch direkt mit Massenspektrometern gemessen werden. Herkömmliche Spektrometer sind Magnetmassenspektrometer [?] und Flugzeitmassenspektrometer wie z. B. TOFI [?]. Diese Spektrometertypen erlauben die Bestimmung von Kernmassen mit einer relativen Genauigkeit von nicht mehr als 10^{-5} bei einer Massenauflösung von etwa 10^4 . Einen anderen Zugang zur Massenspektrometrie bietet die Penningfalle. In einer Penningfalle kann die Masse m eines Teilchens mit der Ladung q durch die Messung der Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{q}{m} \cdot B$$

bestimmt werden. Mit Penningfallenmassenspektrometern ist eine relative Genauigkeit von bis zu 10^{-10} bei einer Auflösung von 10^9 möglich [?]. Kurzlebige Isotope mit Halbwertszeiten unter 1 s wurden der Massenspektrometrie durch den Bau sogenannter on-line Massenseparatoren zugänglich gemacht. Um die Präzision der Penningfalle mit der Vielseitigkeit der on-line Massenseparatoren zu verbinden, wurde das Massenspektrometer ISOLTRAP an dem heute leistungsfähigsten Separator, ISOLDE am CERN in Genf, aufgebaut.

Das ISOLTRAP-Massenspektrometer ist das erste und bisher einzige Penningfallenmassenspektrometer zur Massenbestimmung radioaktiver Isotope. Diese werden mit dem Massenseparator ISOLDE erzeugt und deren Masse on-line von ISOLTRAP gemessen. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 1.1 dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung ist in [?] und [?] zu finden. Die Kernstücke von ISOLTRAP sind zwei Penningfallen. Die untere Falle (TRAP1) dient als Ionenkühler und Buncher. Sie hat die Aufgabe, die von ISOLDE als kontinuierlicher Strahl gelieferten Ionen abzubremesen, zu kühlen, und anschließend als Ionenpuls zu ejizieren. Die obere Falle (TRAP2) ist das eigentliche Spektrometer. Dort wird der im unteren Teil ejizierte Ionenpuls eingefangen und anschließend die Massenbestimmung der Ionen durchgeführt.

Die untere Falle befindet sich in einem herkömmlichen Elektromagneten mit einer Feldstärke von 0.7 T . Dort werden die Ionen zunächst auf einer Folie implantiert, die sich im unteren Teil der Falle befindet. Nach der Sammlung wird die Folie gedreht, und die Isotope werden durch Heizen der Folie oberflächenionisiert und in die Falle abgedampft. Durch massenselektives Puffergaskühlen [?] werden die Ionen in die Fallenmitte zentriert und ihre Energieunschärfe auf einige meV gekühlt. Schließlich werden die Ionen als Ionenpuls ('Bunch') aus der Falle herausgeschossen und mit einer Transferionenoptik zur oberen Falle transportiert, wo sie eingefangen werden.

Die obere Falle befindet sich in einem supraleitenden Magneten (SUMA) mit einer Magnetfeldstärke von 6 T . Dort wird die Präzisionsmassenbestimmung durchgeführt. Die Massenbestimmung erfolgt über die Messung der Zyklotronresonanzfrequenz ω_c . Durch Anregen mit einem azimuthalen Quadrupolfeld mit der Frequenz $\omega_d = \omega_c$ wird die radiale Energie der Ionen vergrößert. Die aufgenommene radiale Energie wird nach dem Ausschub der Ionen aus der Falle im inhomogenen Bereich des Magnetfeldes in axiale Energie umgewandelt und als Änderung der Flugzeit nachgewiesen [?]. Die Zyklotronresonanz kann somit durch eine Messung der Flugzeit als Funktion der Frequenz ω_d des anregenden Feldes bestimmt werden. Mit dem ISOLTRAP-Massenspektrometer wird zur Zeit eine Auflösung von $m/\Delta m(\text{FWHM}) \approx 1 \cdot 10^6$ und eine Genauigkeit von $\delta m/m \approx 10^{-7}$ erreicht.

Elektrische Feldfehler der Präzisionsfalle führen zu Frequenzverschiebungen der Zyklotronresonanzfrequenz ω_c . Diese Frequenzverschiebungen

sind umso größer, je größer die Bahnamplituden der Ionen sind [?]. Die Amplituden der Ionenbewegung müssen daher gedämpft werden (Kühlen). Bekannte Kühlprozesse sind das Widerstandskühlen, das Laserkühlen, das Kühlen mit leichten geladenen Teilchen und das Puffergaskühlen. Beim Widerstandskühlen werden die durch die Ionen in den Fallenelektroden erzeugten Spiegelstromsignale in einem externen Schwingkreis gedämpft und den Ionen so die kinetische Energie entzogen. Kurze Kühlzeiten können mit diesem Verfahren nur für leichte Teilchen erzielt werden, die eine große Bahngeschwindigkeit haben und damit große Spiegelströme induzieren [?]. Das Laserkühlen [?] erfordert aufwendige Lasersysteme, die auf elementspezifische optische Übergänge abgestimmt werden müssen. Die Vielseitigkeit der Penningfalle würde so beschränkt. Beim Kühlen mit Elektronen geben geladene Teilchen ihre Energie an die Elektronen ab. Diese wiederum kühlen sich aufgrund ihrer großen Eigenfrequenzen über die abgegebene Synchrotronstrahlung selbst [?]. Diese Methoden sind für das Kühlen kurzlebiger schwerer Isotope kaum geeignet. Daher werden die Bahnamplituden der Ionen beim ISOLTRAP-Experiment durch die Wechselwirkung mit einem Puffergas gekühlt [?].

Weitere systematische Frequenzverschiebungen der Zyklotronresonanzfrequenz ω_c treten bei gleichzeitiger Speicherung von Ionen verschiedener Massen auf [?] [?]. Um solche Frequenzverschiebungen zu vermeiden, muß die unerwünschte Ionensorte aus der Falle entfernt werden. Hierzu werden die Bahnradialen der Ionen durch Dipolanregung soweit aufgeweitet, daß die zu entfernenden Ionen auf die Fallenelektroden treffen und dadurch verlorengehen (siehe Kap. 2.5.1). Andere unbekanntete Kontaminationen können bereits in der unteren Falle durch *massenselektives* Puffergaskühlen entfernt werden. Bei diesem Prozeß werden alle unerwünschten Ionen entfernt. Nur die Ionen des gewünschten Isotops werden massenselektiv in die Fallemitte zentriert. Durch das massenselektive Puffergaskühlen wird in der unteren Falle mit einer Auflösung von $m/\Delta m(FWHM) \approx 500$ [?] eine Isotopentrennung erreicht. Eine Trennung von isobaren Kontaminationen ist nicht möglich. Die Ursache für die niedrige Auflösung sind die geringe Magnetfeldstärke von $0.7 T$, die Magnetfeldinhomogenitäten des Elektromagneten sowie elektrische Fallenfehler.

Die gesamte Einfangeffizienz der verwendeten Kühlerfalle beträgt 10^{-3} [?]. Dies liegt zum einen an der geringen Ionisationseffizienz der Ionen beim Abdampfen von der Folie, zum anderen daran, daß die Energieunschärfe der desorbierten Ionen zum Einfang in die Falle zu groß ist. Eine Massenbestimmung von Isotopen, die von ISOLDE nur mit geringer Zählrate zur Verfügung gestellt werden, ist daher schwierig.

An eine Neukonstruktion der Kühlerfalle und des Ionenbunchers wurden zwei Anforderungen gestellt:

- Die Massendifferenz der meisten isobaren Kerne fernab der Stabilität beträgt etwa $1 - 10 MeV/c^2$. Für Kernmassen von $100 u$ bedeutet dies,

daß für das massenselektive Kühlverfahren eine Auflösung von

$$\frac{m}{\Delta m(FWHM)} \approx 10^4 - 10^5$$

erreicht werden muß.

- Die Einfangeffizienz der Kühlerfalle soll deutlich gesteigert werden, damit auch Ionen, die nur mit geringer Zählrate zur Verfügung gestellt werden, für eine Messung in ausreichender Zahl zur Verfügung stehen.

Um diese Anforderungen erfüllen zu können, wurde die Kühlerfalle vom Ionenbuncher getrennt. Als Ionenbuncher soll zunächst eine Laserdesorptionsquelle [?] dienen. Dort werden die als kontinuierlicher Strahl gelieferten Ionen auf einer Folie implantiert, anschließend durch einen gepulsten Laserstrahl desorbiert und als Ionenpuls ejiziert. Durch die Laserdesorptionsquelle ist die Anwendbarkeit des Spektrometers zunächst noch auf oberflächenionisierbare Elemente beschränkt. Die Trennung von Kühlerfalle und Ionenbuncher erlaubt aber ein einfaches Austauschen der Laserdesorptionsquelle durch z. B. eine Paulfalle. So kann das ISOLTRAP-Massenspektrometer an die zu messende Ionensorte angepaßt werden. Um den Ionenpuls in der neuen Kühlerfalle effizient einfangen zu können, wird eine neuentwickelte zylindrische Penningfalle verwendet. Durch die lange Fallenstruktur der zylindrischen Falle ist eine hohe Einfangeffizienz gegeben. Der Elektromagnet wird durch einen supraleitenden Magneten ersetzt. Das starke und homogene Magnetfeld sowie die hochkompensierte zylindrische Falle (siehe Kap. 2.3) gewährleisten ein hohes Auflösungsvermögen des massenselektiven Kühlverfahrens.

Das Ziel dieser Arbeit war der Aufbau und Test dieser neuen Kühlerfalle in Mainz. Von besonderer Bedeutung war die Untersuchung des Auflösungsvermögens und der Einfangeffizienz. Darüberhinaus sollte die Theorie des Puffergaskühlens überprüft werden.



Abbildung 1.1: Experimenteller Aufbau des ISOLTRAP-Massenspektrometers.

2 Grundlagen

2.1 Das geladene Teilchen in der Penningfalle

Dieses Kapitel soll einen kurzen Überblick über die theoretischen Grundlagen der Penningfalle liefern. Eine ausführlichere Beschreibung ist in [?], [?], [?] und [?] gegeben. Die Penningfalle dient zum Speichern elektrisch geladener Teilchen. Sie besteht aus einer Kombination eines homogenen Magnetfeldes

$$\vec{B} = B \cdot \hat{z} \quad (2.1)$$

und eines statischen elektrischen Quadrupolfeldes mit dem Potential

$$U(\rho, z) = \frac{U_0}{4d^2}(2z^2 - \rho^2). \quad (2.2)$$

U_0 wird als Falltiefe bezeichnet, d ist der Parameter für die charakteristische Fallengröße und q die Ladung des gespeicherten Teilchens. Durch die Lorentzkraft des Magnetfeldes ist das Teilchen in radialer Richtung gebunden. Das überlagerte elektrische Potential bindet das Teilchen in axialer Richtung. Die sich aufgrund der Felder ergebenden Bewegungsgleichungen können sowohl klassisch [?][?] als auch quantenmechanisch [?][?] gelöst werden. Man erhält drei voneinander entkoppelte harmonische Bewegungen. Die *axiale Bewegung* entspricht einem harmonischen Oszillator mit der Eigenfrequenz

$$\omega_z = \sqrt{\frac{qU_0}{md^2}}. \quad (2.3)$$

In radialer Richtung wirkt der Lorentzkraft des Magnetfeldes eine repulsive Kraft des elektrischen Feldes entgegen. Das Resultat ist eine *reduzierte Zyklotronbewegung* mit der Eigenfrequenz

$$\omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \approx \frac{q}{m} \cdot B - \frac{1}{2} \frac{U_0}{Bd^2}. \quad (2.4)$$

Als zweite radiale Bewegung ergibt sich die sogenannte *Magnetronbewegung* mit der Eigenfrequenz

$$\omega_- = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \approx \frac{1}{2} \frac{U_0}{Bd^2}. \quad (2.5)$$

Die drei Eigenbewegungen eines geladenen Teilchens sind in Abb. 2.1 dargestellt. Die reduzierte Zyklotronbewegung ist eine schnelle Kreisbewegung

um die langsame Magnetronbewegung, die wiederum eine Kreisbewegung um die Fallenmitte ist. Typische Frequenzen für ein Teilchen der Masse $100 u$ in einer Falle mit Magnetfeldstärke $B = 5 T$, Fallenspannung $U_0 = 10 V$ und einer charakteristischen Fallengröße $d = 10 mm$ sind

$$\nu_+ \approx 1000 kHz, \nu_- \approx 1 kHz, \nu_z \approx 10 kHz.$$

Die Summe der Eigenfrequenzen ω_+ und ω_- ergibt wieder die Eigenfrequenz der reinen Zyklotronbewegung

$$\omega_+ + \omega_- = \omega_c = \frac{q}{m} \cdot B. \quad (2.6)$$

Im ISOLTRAP-Experiment wird diese Summenfrequenz direkt nachgewiesen und hierüber die Masse m der gespeicherten Ionen bestimmt.

2.2 Die reale Penningfalle

Abweichungen der realen Falle von der in Kap. 2.1 vorgestellten idealen Penningfalle sind unvermeidlich. Solche Fallenfehler führen zur Frequenzverschiebung der Zyklotronresonanzfrequenz und müssen daher untersucht und minimiert werden. Auch die Coulombwechselwirkung der gespeicherten Ionen führt zu Frequenzverschiebungen, insbesondere wenn Ionen verschiedener Massen gleichzeitig gespeichert werden [?]. Ein weiterer Fallenfehler ist eine Verkippung der Achse des elektrischen Feldes gegenüber der Achse des Magnetfeldes [?] [?]. Magnetische Feldfehler werden verursacht durch Feldinhomogenitäten des verwendeten Magneten. Zusätzliche Inhomogenitäten ergeben sich aus den Suszeptibilitäten der in Fallennähe verwandten Materialien (Elektroden, Vakuumrohr) [?].

Abweichungen vom idealen Quadrupolpotential werden als elektrische Feldfehler bezeichnet. Sie werden zum einen durch Fehler bei der Fertigung und durch Dejustage der Fallenelektroden untereinander verursacht, zum anderen sind elektrische Fehler bereits durch die Konstruktion einer Falle bedingt [?] [?]. Im Hinblick auf die Entwicklung einer zylindrischen Falle ist die Minimierung elektrischer Feldfehler besonders wichtig. Für die Frequenzverschiebungen aufgrund elektrischer Feldfehler gilt in 1. Ordnung Störungsrechnung [?]

$$\Delta\omega_c \sim C_4 \cdot \frac{\omega_z^2}{\omega_+ - \omega_-} \cdot \frac{\rho_-^2 - \rho_+^2}{d^2} + C_6 \dots \quad (2.7)$$

mit den Eigenfrequenzen $\omega_{z,\pm}$ den Bahnradien ρ_{\pm} und dem charakteristischen Fallenparameter d . Die Parameter C_4 und C_6 sind Entwicklungskoeffizienten einer Multipolentwicklung des elektrischen Feldes in der Falle. Sollen diese Frequenzverschiebungen klein gehalten werden, so ergeben sich mehrere Forderungen:

- Die Amplituden der Ionenbewegungen müssen klein sein. Dies kann durch das Kühlen der Ionen erreicht werden.
- Der charakteristische Fallenparameter d muß groß gemacht werden.
- Die Beiträge höherer Multipolterme müssen durch den Einsatz zusätzlicher Korrektorelektroden minimiert werden.

Das elektrische Quadrupolfeld der Penningfalle kann durch unterschiedliche Anordnungen von Elektroden erzeugt werden. Die Grundform mit einer Ringelektrode, die sich zwischen zwei Endkappen befindet, ist allen axialsymmetrischen Penningfallen gemeinsam. Bei hyperbolischen Fallen sind die Elektroden als Rotationshyperboloide ausgebildet, deren Oberflächen den Äquipotentialflächen des Quadrupolfeldes folgen. Bei präziser Konstruktion dieser Falle sind die Abweichungen vom idealen Feld im gesamten Fallengebiet klein. Dieser Fallentyp eignet sich daher besonders für Präzisionsmessungen an Teilchen, deren Bahnradien groß sind. Eine andere Fallenform ist die zylindrische Penningfalle. Diese soll im folgenden untersucht werden.

2.3 Die zylindrische Penningfalle

Als zylindrische Penningfalle bezeichnet man eine Elektrodenstruktur, die im einfachsten Fall aus drei zylinderförmigen Elektroden besteht. Die Vorteile der zylindrischen Falle gegenüber der hyperbolischen Falle sind:

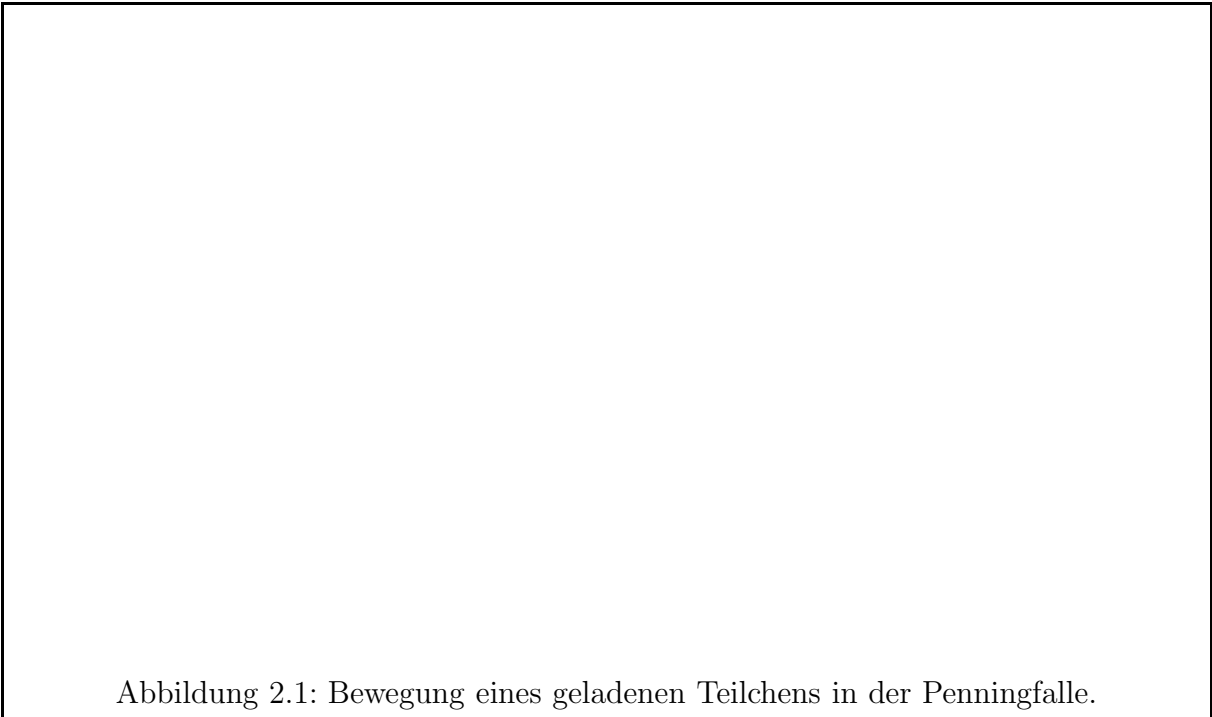


Abbildung 2.1: Bewegung eines geladenen Teilchens in der Penningfalle.

- große Einfangeffizienz durch eine offene, lange Fallenstruktur
- großer Speicherbereich bei gleicher Baugröße
- großer Pumpquerschnitt durch die offene Fallenstruktur
- mechanisch einfache Herstellbarkeit

Der Nachteil der einfachen zylindrischen Falle ist, daß sie kein ideales Quadrupolfeld in einem großen Raumgebiet erzeugt. Als Lösung der Laplacegleichung in einem begrenzten Raumgebiet in der Fallmitte erhält man ein Quadrupolpotential, dem große Beiträge höherer Multipolterme (siehe (2.7)) überlagert sind. In [?] ist gezeigt, daß sich die Beiträge der höheren Multipolterme in der zylindrischen Falle durch ein Paar Korrektorelektroden minimieren lassen. Diese Korrektorelektroden, die wiederum zylindrische Ringe sind, werden zwischen der Ringelektrode und den Endkappen eingefügt. Das Ergebnis ist ein gutes Quadrupolpotential in einem relativ kleinen Raumgebiet. Soll dieses Raumgebiet vergrößert werden, so sind weitere Paare von Korrektorelektroden nötig.

2.4 Die Dimensionierung einer zylindrischen Penningfalle

Für den Neuaufbau der Kühlerfalle wurde eine neue zylindrische Penningfalle entwickelt. Ziel war es, durch den Einsatz von zwei Korrektorelektrodenpaaren in einem großen Raumgebiet ein harmonisches Potential zu erzeugen. Um diesen Anforderungen zu genügen, müssen nicht nur die Elektrodenspannungen, sondern auch die Dimensionen der einzelnen Elektroden geeignet gewählt werden.

Gibt man auf der Symmetrieachse einer zylindersymmetrischen Elektrodenkonfiguration ein Parabelpotential

$$U(z) = \frac{U_0}{2d^2} \cdot z^2 \quad (2.8)$$

vor, so ergibt sich als Lösung der Laplacegleichung

$$\Delta U(\rho, z) = 0$$

ein Quadrupolpotential

$$U(\rho, z) = \frac{U_0}{4d^2} (2z^2 - \rho^2).$$

Damit reduziert sich das Problem darauf, mit den zylindrischen Fallenelektroden ein einfaches Parabelpotential auf der Symmetrieachse zu erzeugen [?].

Die Idee bei der Berechnung der Falle ist, daß die ganze Falle aus vielen dünnen genormten Ringen mit der Dicke dz und inneren Radius R zusammensetzbar ist. Ein Ring i am Ort $z_{0,i}$ ruft auf der z -Achse ein Potential der Form $u_i(z - z_{0,i})$ hervor. Das Potential einer einzelnen Fallenelektrode $U_{Elektrode}(z)$ kann damit durch Überlagerung des Potentials von n solchen Ringen

$$U_{Elektrode}(z) = A_{Elektrode} \cdot \sum_{i=1}^n u_i(z - z_{0,i}) \quad (2.9)$$

erzeugt werden. $A_{Elektrode}$ ist die an die Elektrode angelegte Spannung. Um das normierte Potential $u_i(z - z_{0,i})$ eines dünnen Ringes numerisch zu berechnen, wurde ein Überrelaxationsverfahren verwendet [?]. Als Randbedingung wurde hierbei oberhalb und unterhalb des kleinen Ringes ein langer Zylinder gleichen Durchmessers mit einem Potential von $0V$ angenommen und der dünne Ring auf eine Normspannung von $1V$ gelegt. Das Potential $U(z)$ der zylindrischen Falle mit einer Ringelektrode (*Ring*), zwei Paar Korrektorelektroden (*innen*, *außen*) und einem Paar Endkappen (*Endk*) läßt sich wiederum durch die Superposition der Potentiale der einzelnen Fallenelektroden gemäß (2.9) beschreiben. Damit ergibt sich für das Potential auf der Symmetrieachse der zylindrischen Falle

$$\begin{aligned} U(z) = & A_{Endk,unten} \sum_{i=1}^n u_i(z - z_{0,i}) + A_{außen,unten} \sum_{i=1+n}^{n+m} u_i(z - z_{0,i}) \quad (2.10) \\ & + A_{innen,unten} \sum_{i=1+n+m}^{n+m+l} u_i(z - z_{0,i}) + A_{Ring} \sum_{i=1+n+m+l}^{n+m+l+k} u_i(z - z_{0,i}) \\ & + \dots \end{aligned}$$

Die Endkappen bestehen dann aus n , die äußeren Korrektorelektroden aus m , die inneren Korrektorelektroden aus l , die Ringelektrode aus k und die ganze Falle aus $2n + 2m + 2l + k$ dünnen Ringen. Auch soll die an den Endkappenpaaren und den Korrektorelektrodenpaaren angelegte Spannung jeweils gleich sein. Um die Längen der Elektroden und ihre Betriebsspannungen zu erhalten, wurde der Potentialverlauf aus (2.10) an das Parabelpotential aus (2.8) angepaßt. Die Anpassung erfolgte in einem Raumgebiet in dem $z \leq R$ gilt. Die Spannung zwischen der Ringelektrode und den Endkappen, die Fallentiefe U_0 , wurde mit $U_0 = 10V$ fest vorgegeben. Abbildung 2.2 zeigt schematisch die hiermit optimierten Elektrodenstrukturen und die Potentiallinien des in der Falle erzeugten elektrischen Feldes. Die Dimensionierung der Elektroden und die Elektroden Spannungen sind in Tab. 2.1 zusammengefaßt.

Abbildung 2.2: Potentialverlauf in einer zylindrischen Falle mit zwei Paaren von Korrektorelektroden. Durch die Überlagerung der Potentiale von zylindrischen Elektroden entsteht ein Quadrupolpotential in einem großen Raumgebiet. Zur Dimensionierung und den angelegten Potentialen siehe Tab. 2.1.

Tabelle 2.1: Parameter der zylindrischen Falle bezogen auf eine Fallenspannung von $U_0 = 10\text{ V}$ zwischen Endkappen und Ringelektrode. Alle Elektroden haben den gleichen inneren Radius R . Angegeben ist die Fallenspannung und das Verhältnis von Länge zu Innenradius der einzelnen Fallenelektroden.

Elektrode	$A_{\text{Elektrode}} [V]$	$L\text{änge}/R$
Untere Endkappe	0	4.00
Unterer äußerer Korrekturring	3.4	0.45
Unterer innerer Korrekturring	8.3	0.83
Ringelektrode	10.0	1.19
Oberer innerer Korrekturring	8.3	0.83
Oberer äußerer Korrekturring	3.4	0.45
Obere Endkappe	0	4.00

2.5 Die Anregung der Ionenbewegung

2.5.1 Die Dipolanregung

Bei Anregung der Ionen mit einem azimuthalen Dipolfeld der Form

$$\vec{E} = E_d \cdot \cos(\omega_d t) \cdot \hat{x} \quad (2.11)$$

mit der Amplitude E_d und der Frequenz ω_d ergeben sich als Lösung der Bewegungsgleichungen wieder drei entkoppelte Bewegungen. Für $\omega_d = \omega_{\pm}$ erfolgt eine Anregung der entsprechenden Eigenbewegung [?]. Ist zu Beginn der Anregung $\rho_{\pm} = 0$, so wachsen die Amplituden linear mit der Anregungszeit und der Anregungsamplitude an. Ist $\rho_{\pm} > 0$, so führt die Anregung je nach Phase des anregenden Feldes zu einem Anwachsen oder einer Verringerung der Amplitude. Verringert sich die Amplitude, so erfolgt nach Erreichen von $\rho_{\pm} = 0$ ein Phasensprung, und die Amplitude wächst analog zur Anfangsbedingung $\rho_{\pm} = 0$ an. Unabhängig von der Anfangsbedingung wachsen die Amplituden für lange Anregungszeiten $T_d \rightarrow \infty$ an.

Das azimuthale Dipolfeld läßt sich durch gegenphasiges Einkoppeln der Hochfrequenz auf zwei gegenüberliegenden Segmenten der Ringelektrode erzeugen. Die Dipolanregung wird im Experiment benutzt, um Ionen aus der Falle zu entfernen. Der Nachweis der Dipolresonanz erfolgt über eine Messung der Zählrate als Funktion der Frequenz.

2.5.2 Die Quadrupolanregung

Das Einstrahlen eines azimuthalen Quadrupolfeldes mit den Komponenten

$$E_x = E_d \cdot y \cdot \cos(\omega_d t) \quad (2.12)$$

$$E_y = E_d \cdot x \cdot \cos(\omega_d t) \quad (2.13)$$

führt zu einer Koppelung von Magnetron- und Zyklotronbewegung [?]. Hierbei kann es zu einer periodischen Konversion von einer Radialbewegung in die andere und zurück kommen. Geht man z. B. von einer reinen Magnetronbewegung mit den Radien $\rho_- = \rho_0$ und $\rho_+ = 0$ zu Beginn der Anregung aus, so wird diese bei geeigneter Anregungszeit und Amplitude (siehe (2.14)) in eine reine Zyklotronbewegung mit den Radien $\rho_- = 0$ und $\rho_+ = \rho_0$ konvertiert. Die Zeit für eine Konversion ist [?]

$$T_{\omega_{\pm} \rightarrow \omega_{\mp}} = \frac{\pi(\omega_+ - \omega_-)}{\rho_d} \quad (2.14)$$

mit

$$\rho_d = \frac{q}{m} E_d. \quad (2.15)$$

Bei einer Konversion der langsamen Magneton- in die schnelle reduzierte Zyklotronbewegung kommt es zu einer Änderung der radialen Energie. Betrachtet man das Linienprofil der Radialenergiänderung als Funktion der Anregungsfrequenz ν_d , so ergibt sich daraus die Halbwertsbreite der Quadrupolresonanz. Die minimale Halbwertsbreite ($FWHM$) einer Quadrupolresonanz wird bei einer Anregungszeit T_d durch das Fourierlimit [?] bestimmt. Es gilt

$$\Delta\nu(FWHM) \simeq \frac{0.8}{T_d}. \quad (2.16)$$

Das Quadrupolfeld zur Anregung der Ionenbewegung läßt sich durch gleichphasiges Einkoppeln der Hochfrequenz auf die jeweils gegenüberliegenden Segmente der geviertelten Ringelektrode und gegenphasiges Einkoppeln auf den jeweils benachbarten Segmenten der Ringelektrode erzeugen.

2.6 Das Puffergaskühlen in der Penningfalle

Ziel des Kühlens ist es, durch das Verringern der Bahnamplituden der Ionen den Einfluß elektrischer Feldfehler auf Verschiebungen der Zyklotronresonanzfrequenz zu minimieren (siehe (2.7)). Im folgenden wird ein Verfahren beschrieben, mit dem die Bahnamplituden der drei Eigenbewegungen von Ionen in der Penningfalle verringert werden können, und das zusätzlich massenselektiv ist. Für eine ausführliche Beschreibung der Theorie sei auf [?] und [?] verwiesen.

2.6.1 Das massenselektive Kühlen

Das Kühlen der gespeicherten Ionen bedeutet, ihre Bewegung geeignet zu dämpfen. Um dies zu beschreiben, kann man die Bewegungsgleichungen um eine geschwindigkeitsabhängige Kraft

$$\vec{F} = -\delta \cdot m \cdot \vec{v} \quad (2.17)$$

erweitern. Für die Amplituden A_z und A_{\pm} der drei Bewegungen ergibt sich dann das zeitliche Verhalten

$$A_{\pm} = A_{\pm,0} \cdot e^{\mp\alpha_{\pm} \cdot t}. \quad (2.18)$$

mit

$$\alpha_{\pm} = \delta \frac{\omega_{\pm}}{\omega_{+} - \omega_{-}}, \quad (2.19)$$

und

$$A_z = A_{z,0} \cdot e^{-\alpha_z \cdot t} \quad (2.20)$$

mit

$$\alpha_z = \frac{\delta}{2}. \quad (2.21)$$

Die Amplituden der reduzierten Zyklotronbewegung und der axialen Bewegung werden im Laufe der Zeit kleiner. Dagegen vergrößert sich die Amplitude der Magnetronbewegung, und die Ionen gehen durch die Aufweitung des Magnetronradius verloren.

Um der Aufweitung der Magnetronbewegung entgegenzuwirken, kann man die Magnetronbewegung in eine Zyklotronbewegung konvertieren. Dies geschieht durch Einstrahlen eines Quadrupolfeldes mit der Frequenz $\omega_d = \omega_c$ (siehe Kap. 2.5.2). Da die Amplitude der reduzierten Zyklotronbewegung gedämpft wird, schrumpft der mittlere Radius der radialen Bewegung. Die Ionen werden in die Fallenmitte zentriert, wie in Abb. 2.3 dargestellt. Dieser Prozeß ist massenselektiv, da $\omega_c \sim 1/m$ ist (2.6).

Im folgenden soll die zeitliche Entwicklung der mittleren radialen Bahnamplitude

$$A = A_0 \cdot e^{\eta t} \quad (2.22)$$

mit der Zeitkonstanten η betrachtet werden. Wie in [?] gezeigt, hängt η von der Dämpfungskonstante δ und der Anregungsamplitude ρ_d ab. Die Entwicklung der Zeitkonstanten η als Funktion der Anregungsamplitude ρ_d ist in Abb. 2.4 dargestellt. Ist die Anregungsamplitude zu klein, so ist $\eta \geq 0$, und die Ionen gehen verloren (Punkt 1). Für $\eta = 0$ bleibt die Amplitude konstant (Punkt 2). Bei großer Anregungsamplitude ist $\eta < 0$, und die Ionen werden in die Fallenmitte zentriert (Punkt 3). Allerdings ist für

$$\rho_d = \delta \cdot \omega_c \quad (2.23)$$

eine minimale Zeitkonstante

$$\eta_{min} = -\frac{\delta}{2} \quad (2.24)$$

erreicht (Punkt 4). Die minimale Zeitkonstante hängt nur von der Dämpfungskonstante δ ab. Bei Erhöhung der Anregungsamplitude gilt weiter $\eta_{min} = -\delta/2$ (Punkt 5). Es kommt zu einer periodischen Konversion von Magnetron- und Zyklotronbewegung.

Im Experiment läßt sich eine Kühlresonanz durch die Messung der Zählrate der aus der Falle ejizierten Ionen als Funktion der Anregungsfrequenz ω_d nachweisen. Die Ionen, die sich zu Beginn der Anregung außerhalb der Fallennachse befinden, werden für $\omega_d = \omega_c$ massenselektiv in die Fallenmitte zentriert. Nur die Ionen, die sich in der Fallenmitte befinden, können anschließend durch die Austrittsblende der Falle ausgeschossen und mit einem Detektor nachgewiesen werden.




Abbildung 2.3: Gedämpfte Radialbewegung ohne (links) und mit resonanter Anregung durch ein Quadrupolfeld der Frequenz ω_c (rechts). Das Magnetfeld steht senkrecht zur Zeichenebene. Der Kreis markiert den Magnetronradius zu Beginn der Anregung, das Kreuz kennzeichnet die Fallenmitte.




Abbildung 2.4: Zeitkonstante η der gedämpften Ionenbewegung als Funktion der Anregungsamplitude ρ_d [?]. Der dargestellte Verlauf ist das Ergebnis einer Simulationsrechnung ($\nu_+ = 1000 \text{ kHz}$, $\nu_- = 100 \text{ kHz}$ und $\delta = 1.45 \cdot 10^5 \cdot 1/s$).

2.6.2 Das Kühlen mit einem Puffergas

Beim ISOLTRAP-Experiment erfolgt die Dämpfung der Ionenbewegung durch Puffergas. Die Ionen polarisieren die Atome des Puffergases. Aufgrund der Wechselwirkung mit dem entstehenden elektrischen Feldes erfahren die Ionen eine attraktive Kraft. Die Dämpfung der Ionenbewegung erfolgt daher nicht durch harte Stöße mit einzelnen Atomen, sondern durch die weitreichenden Kräfte der elektrischen Felder von mehreren Atomen. Das Puffergas kann somit als viskoses Medium aufgefaßt werden. Damit rechtfertigt sich der Dämpfungsansatz gemäß (2.17). Für die Dämpfungskonstante δ gilt hier [?]

$$\delta = \frac{|q|}{mk_0} \cdot p_{norm}. \quad (2.25)$$

Dabei ist k_0 die reduzierte Ionenmobilität, deren Werte für verschiedene Ionen-Gas-Kombinationen in [?] tabelliert sind, und

$$p_{norm} = \frac{p_{absolut}}{p_{Normaldruck}}$$

der normierte Druck. Für

$$\omega_+ - \omega_- \approx \omega_+ \approx \omega_c$$

ergibt sich damit für die Zeitkonstanten aus (2.19) und (2.21)

$$\alpha_+ \approx \frac{|q|}{mk_0} \cdot p_{norm} \quad (2.26)$$

$$\alpha_- \approx \frac{|q|}{mk_0} \cdot \frac{p_{norm} m U_0}{2q B^2 d^2} \quad (2.27)$$

$$\alpha_z = \frac{|q|}{mk_0} \cdot \frac{p_{norm}}{2}. \quad (2.28)$$

Zur Veranschaulichung der Größenordnung für die Zeit $T_{Verlust}$, in der ein Ion der Masse $100u$ durch die Aufweitung des Magnetronradius verlorengeht, soll die Zeikonstante α_- für die bisher im ISOLTRAP-Experiment verwendete Kühlerfalle betrachtet werden. Experimentell ergibt sich eine Zeit von

$$T_{Verlust} \approx 200 \text{ ms}.$$

Ersetzt man den bisherigen Elektromagneten mit einem Magnetfeld von $B = 0.7 T$ durch einen supraleitenden Magneten mit einer Magnetfeldstärke von $B = 4.7 T$, so verringert sich die Zeitkonstante $\alpha_- \sim 1/B^2$ etwa um einen Faktor $1/50$. Damit verlängert sich die Zeit, in der das Ion durch die Aufweitung des Magnetronradius verlorengeht, auf

$$T_{Verlust} \approx 10 \text{ s}.$$

2.7 Die Kühlresonanzen

Im Rahmen dieser Arbeit sollte die Theorie des Puffergaskühlens überprüft werden. Daher war es notwendig, die theoretische Linienform der Kühlresonanzen zu bestimmen. Für die Bahnamplituden ρ_{\pm} der Ionen als Funktion der Anregungszeit t und der Frequenz ω_d gilt [?]

$$\begin{aligned} \rho_{\pm}(t, \omega_d) = & \rho_{\pm}(0) \cosh \left[(\sqrt{\omega_{B1}\omega_{B2}} e^{i\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2}}) t \right] \\ & + \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{\omega_{B1}}{\omega_{B2}}} e^{-i\frac{\varphi_2-\varphi_1}{2}} (\rho_+(0) - \rho_-(0)) \pm \sqrt{\frac{\omega_{B1}}{\omega_{B2}}} e^{i\frac{\varphi_2-\varphi_1}{2}} (\rho_+(0) + \rho_-(0)) \right] \\ & \cdot \sinh \left[(\sqrt{\omega_{B1}\omega_{B2}} e^{i\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2}}) t \right] \quad . \end{aligned} \quad (2.29)$$

Dabei sind $\rho_{\pm}(0)$ die Amplituden zum Zeitpunkt $t = 0$. Die Frequenzen ω_{B1} , ω_{B2} und die Phasen φ_1 , φ_2 sind definiert als

$$\omega_{B1/2} = \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_d - \omega_c)^2 + (\gamma\omega_c \mp \kappa_0)^2} \quad (2.30)$$

mit

$$\gamma = \frac{\delta}{\omega_+ - \omega_-}, \quad (2.31)$$

und

$$\varphi_{1/2} = \arctan \frac{\omega_d - \omega_c}{\gamma\omega_c \mp \kappa_0} \quad (2.32)$$

mit

$$\kappa_0 = \frac{\rho_d}{\omega_+ - \omega_-}. \quad (2.33)$$

Aus dieser komplexen Lösung kann der Magnetronradius ρ_- als Funktion der Anregungsfrequenz ω_d berechnet werden.

Eine Kühlresonanz erhält man im Experiment durch die Messung der Zählrate der aus der Falle ejizierten Ionen als Funktion der Anregungsfrequenz. Beim Einstrahlen der Zyklotronfrequenz $\omega_c = q/m \cdot B$ werden die Ionen der Masse m von einem großen Magnetronradius in die Fallenmitte rezentriert. Sie können dann durch die Blende oberhalb der Falle ausgeschossen und auf einem Detektor nachgewiesen werden. Im Idealfall eines punktförmigen Ionenpäckchens auf einem Radius ρ_- erwartet man für die normierte Zählrate eine Sprungfunktion

$$\text{norm. Zählrate} = \begin{cases} 1 & \text{für } \rho_- \leq R_{\text{Ausschußloch}} \\ 0 & \text{für } \rho_- > R_{\text{Ausschußloch}} \end{cases} .$$

Eine solche Verteilung wird aber im Experiment nicht erwartet. Bei den Rechnungen wurde nur der mittlere Magnetronradius als Funktion der Anregungsfrequenz berechnet und kein weiterer Ausschub aus der Falle simuliert. Um gemessene Zählraten mit der Theorie dennoch vergleichen zu

können, wird der Parameter C eingeführt, mit

$$C := \begin{cases} \frac{R_{Ausschußloch} - \rho_-(\nu_d)}{R_{Ausschußloch}} & \text{für } \rho_- \leq R_{Ausschußloch} \\ 0 & \text{für } \rho_- > R_{Ausschußloch}. \end{cases}$$

Der Parameter C ist damit ein Maß für die normierte Zählrate. Als Halbwertsbreite der gerechneten Kühlresonanz wird die Differenz der Frequenzen $\nu(FWHM)$ definiert, für die der Magnetronradius ρ_- gleich dem arithmetischen Mittel aus dem Radius des Ausschlußloches $R_{Ausschußloch}$ und dem Magnetronradius $\rho_-(\nu_c)$ in Resonanz ist,

$$\rho_-(\nu(FWHM)) = \frac{\rho_-(\nu_c) + R_{Ausschußloch}}{2} \quad \text{für } \rho_-(\nu_c) < R_{Ausschußloch}.$$

Zur Veranschaulichung dieser Definitionen ist in Abb. 2.5 eine berechnete Kühlresonanz dargestellt.

Abbildung 2.5: Berechnete Kühlresonanz für ^{39}K mit einer Halbwertsbreite (*FWHM*) von 25 Hz . Links der Magnetronradius ρ_- als Funktion der Anregungsfrequenz. Rechts der Parameter C , der ein Maß für die Zählrate ist, als Funktion der Anregungsfrequenz. Die Pfeile deuten die Halbwertsbreite an. Die Parameter der Rechnung sind $\rho_{-,0} = 1.7\text{ mm}$, $p = 5.0 \cdot 10^{-5}\text{ mbar}$, $T_d = 400\text{ ms}$, Hochfrequenzamplitude $A_d = 250\text{ mV}$, $B = 4.7\text{ T}$, $U_0 = 10\text{ V}$, $d = 57\text{ mm}$ und $m = 39\text{ u}$. Der Radius des Ausschlußloches wurde mit $R_{\text{Ausschußloch}} = 1.5\text{ mm}$ angenommen.

Für die Rechnungen wurden die Halbwertsbreite ($FWHM$) und der Parameter C in Resonanz betrachtet. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Kap. 5 vorgestellt und werden dort mit experimentellen Werten verglichen. Im Experiment sind der Puffergasdruck in der Falle und der Magnetronradius zu Beginn der Anregung nur unzureichend bekannt. Es wird angenommen, daß der Druck in der Falle um zwei Größenordnungen über dem gemessenen liegt (siehe Kap. 3.2). Der Magnetronradius wird im Experiment durch Dipolanregung soweit aufgeweitet, daß die Ionen gerade nicht mehr durch das Ausschußloch aus der Falle ausgeschossen werden können, das einen Radius von $R = 1.5 \text{ mm}$ hat. Als Startwert wird daher ein Magnetronradius von $\rho_- = 1.7 \text{ mm}$ angenommen.

3 Experimenteller Aufbau

Die neue Kühlerfalle wurde in Mainz entwickelt und dort aufgebaut, um sie unabhängig vom ISOLTRAP-Massenspektrometer an ISOLDE/CERN testen zu können. Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Gesamtaufbau der Apparatur.



Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau der neuen Kühlerfalle.

Abbildung zeigt 3.2 einen Überblick über die Ionenoptik. Eine Laserdesorptionsquelle [?] dient zur Erzeugung eines gepulsten Ionenstrahls. Die Ionen werden beschleunigt und mit einer Ionenoptik in das Feld des supraleitenden Magneten geführt. Dort werden sie direkt vor der Falle retardiert und darin dynamisch eingefangen [?]. In der Penningfalle werden die Ionen durch das in Kap. 2.6 beschriebene Puffergaskühlverfahren massenselektiv gekühlt. Nach dem Ausschluß aus der Falle werden die Ionen wieder beschleunigt und anschließend mit Hilfe eines Mikrokanalplattendetektors nachgewiesen. Die Experimentsteuerung und Datenaufnahme erfolgen mit einem neuentwickelten Rechnersystem, dessen Kernstücke ein VME-Bus und ein PC sind. Dieses Rechnersystem ist in [?] und [?] beschrieben.

3.1 Die Laserdesorptionsquelle

Der Aufbau der Laserdesorptionsquelle ist in Abb. 3.3 dargestellt. Durch Beschuß eines Targets mit einem Laserstrahl wird ein gepulster Ionenstrahl produziert. Dazu wird ein gepulster, frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser verwendet. Durch das intensive Laserlicht werden die Atome vom Target desorbiert und ionisiert. Das Target ist auf einem Targetrad montiert, das mit einer Drehdurchführung von außen positioniert werden kann. Auf dem Targetrad können mehrere Targets aus unterschiedlichen Materialien befestigt werden. Die Ionen werden mit zwei Beschleunigungsnetzen auf 1 keV beschleunigt und mit den Linsen L1 und L2 (siehe Abb. 3.2) in die Kühlerfalle fokussiert. Die Ausrichtung des Ionenstrahls auf die Achse der Kühlerfalle erfolgt mit den Ablenkerpaaren A1 und A2. Zur Strahl-diagnose kann ein Mikrokanalplattendetektor (MCP1) unterhalb der Falle in den Strahlengang gefahren werden. Eine ausführliche Beschreibung der Laserdesorptionsquelle ist in [?] zu finden.

3.2 Die Kühlerfalle

Die Penningfalle und die Ionenoptik der Kühlerfalle befinden sich innerhalb eines Vakuumsystems. Die Massenbestimmung mit der Präzisionsfalle von ISOLTRAP (siehe Kap. 1) erfordert ein Vakuum von $< 1 \cdot 10^{-9}\text{ mbar}$. Beim massenselektiven Puffergaskühlen wird bei einem Druck von etwa $1 \cdot 10^{-4}\text{ mbar}$ in der Kühlerfalle gearbeitet. Um das für die Präzisionsfalle geforderte Vakuum gewährleisten zu können, muß der Druck oberhalb der Blende B5 besser als $1 \cdot 10^{-8}\text{ mbar}$ sein. Dies wird durch eine zweistufige differentielle Pumpstrecke über der Falle erreicht. Als differentielle Pumpsperrern dienen die Blenden B3, B4 und B5 in Abb. 3.2. Die beiden differentiellen Pumpstrecken werden jeweils mit einer Turbomolekularpumpe evakuiert (Balzers TPU510, Leybold Turbovac 360). Eine weitere Turbomolekularpumpe befindet sich jeweils unterhalb der Falle (Balzers TPU510) und an

der Laserdesorptionsquelle (Balzers TPU180). Die Regulierung des Puffergasdruckes erfolgt über ein elektromagnetisches Dosierventil.

Wegen des starken Streufeldes des supraleitenden Magneten können die Turbomolekularpumpen nicht in direkter Nähe des Magneten betrieben werden. Sie sind deshalb, wie in Abb. 3.1 zu sehen ist, jeweils mit einem 1 m langen Pumprohr von 150 mm Durchmesser auf den notwendigen Mindestabstand gebracht worden. Das für die Turbomolekularpumpen erforderliche Vorvakuum wird durch drei Drehschieberpumpen erzeugt. Zum Messen des Druckes werden Penning- und Piranimeßröhren verwendet. Allerdings ist es nicht möglich, den absoluten Druck in der Falle zu bestimmen, da die verwendete Penningmeßröhre aufgrund des Magnetfeldes etwa 1 m von der Falle entfernt ist. Es wird daher angenommen, daß der Druck in der Falle ein bis zwei Größenordnungen über dem gemessenen liegt.

Die in der Ionenquelle erzeugten Ionen werden unterhalb der zylindrischen Falle auf einer Retardierungsstrecke (RETARDATION) auf einige eV kinetische Energie abgebremst. Diese Retardierungsstrecke besteht aus drei ringförmigen Segmenten (E1, E2 und E3).

Das Herzstück der Apparatur ist die in Abb. 3.4 abgebildete zylindrische Penningfalle. Sie befindet sich im Feldzentrum des supraleitenden Magneten (Oxford Instruments, System 200/130). Die Magnetfeldstärke beträgt im Zentrum des Magneten $B = 4.7 T$. Der mechanische Aufbau der Falle ist in Abb. 3.5 dargestellt, die Parameter der Falle sind in Tab. 3.1 zusammengefaßt. Auf die Dimensionierung einer zylindrischen Falle wurde bereits in Kap. 2.3 eingegangen. Um der Forderung nach einem großen, harmonischen Speicherbereich nachzukommen, wurden die Dimensionen der Falle entsprechend groß gewählt. Sie besitzt einen inneren Durchmesser von 40 mm. Die Länge einer einzelnen Elektrode ergibt sich aus dem in Tab. 2.1 aufgeführten Längen-Radius-Verhältnis. Die Gesamtlänge der Falle beträgt 240 mm. Als Material für die Elektroden wurde AlSiMg05 Aluminium aufgrund seiner geringen Suszeptibilität von $1 + 2 \cdot 10^{-5} \text{ Gauß/Oersted}$ und der guten Bearbeitungseigenschaften gewählt. Die Elektroden wurden vergoldet, um Aufladungseffekte an der Oberfläche zu verhindern. Für die Isolatoren zwischen den einzelnen Elektroden wurde MACOR verwendet. Die Ringelektrode und die inneren Korrekturringe wurden in acht bzw. vier gleiche Segmente geteilt. Dies ermöglicht das Einstrahlen von Hochfrequenzfeldern zur Anregung der radialen Ionenbewegung. Um den dynamischen Einfang und Ausschluß von Ionen optimieren zu können, wurden zusätzlich die beiden Endkappen in jeweils vier Ringe unterteilt (siehe Anhang A). Die letzte Elektrode der oberen Endkappe wurde als Blende mit einem Radius von 1.5 mm ausgelegt. Diese Blende bewirkt zum einen, daß nur die in die Fallenmitte zentrierten Ionen aus der Falle ausgeschossen werden können, zum anderen dient die Blende als differentielle Pumpsperre. Eine sorgfältige Ausrichtung des Vakuumrohres, an das die zylindrische Falle angepaßt ist, garantiert eine Winkelabweichung zwischen Fallenachse und Magnetfeldachse, die kleiner als 0.03° ist. Systematische Fehler aufgrund der Verkippung können im Rahmen der geplanten Meßgenauigkeit

ausgeschlossen werden [?].

Nach dem Ausschuß aus der Falle werden die Ionen mit der Beschleunigungsstrecke (ACCELERATION) wieder auf Transferpotential beschleunigt. Mit der Linse L3 und dem Ablenkerpaar A3 können sie auf den oberen Mikrokanalplattendetektor (MCP 2) fokussiert und dort nachgewiesen werden. Die Blende B4 dient wieder als differentielle Pumpsperre. In Tab. 3.2 sind typische Betriebsspannungen für die Ionenoptik aufgeführt.



Abbildung 3.2: Schematische Aufbau der Ionenoptik der neuen Kühlerfalle. L: Linse, A: Ablenker, B: Blende, MCP: Mikrokanalplattendetektor, E: Beschleunigungs- und Retardierungselektroden.



Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Laserdesorptionsquelle



Abbildung 3.4: Zylindrische Penningfalle.



Abbildung 3.5: Aufbau der zylindrischen Kühlerfalle.

Tabelle 3.1: Parameter der im vorliegenden Experiment benutzten zylindrischen Falle. Der Abstand zwischen den Fallenelektroden beträgt einheitlich 1 mm . Die Spannungen sind typische Betriebsspannungen der Falle für das Speichern positiv geladener Ionen. Die Spannungen der jeweils beiden äußeren Elektroden ergaben sich aus Simulationsrechnungen mit JOJO (siehe Anhang A). Die Spannungen für die inneren Fallenelektroden ergeben sich durch Umskalieren der Werten aus Tab. 2.1 auf eine Fallentiefe von $U_0 = 20\text{ V}$.

Element	Länge [mm]	Radius [mm]	Spannung [V]
Untere Endkappe A	36.0	20.0	+35.0
Untere Endkappe B	9.0	20.0	+11.0
Untere Endkappe C	17.0	20.0	+10.0
Untere Endkappe D	17.0	20.0	+10.0
Unterer äußerer Korrekturring	9.0	20.0	+3.2
Unterer innerer Korrekturring	16.6	20.0	-6.6
Ringelektrode	23.8	20.0	-10.0
Oberer innerer Korrekturring	16.6	20.0	-6.6
Oberer äußerer Korrekturring	9.0	20.0	+3.2
Obere Endkappe A	17.0	20.0	+10.0
Obere Endkappe B	17.0	20.0	+10.0
Obere Endkappe C	17.0	20.0	+7.0
Obere Endkappe D (B3)	25.0	1.5	+35.0

Tabelle 3.2: Typische Betriebsspannungen der Ionenoptik für positiv geladene Ionen. Die Spannungen von Retardierungs- und Beschleunigungselektroden wurden mit JOJO (siehe Anhang A) berechnet. Als Ablenkspannung wird die Spannungsdifferenz zwischen den Ablenkerplatten angegeben. Die mittlere Spannung der Ablenkerplatten ist das Transferpotential.

Element	Spannung [V]
Quelle	
Transferpotential	-1000
Target	+14
Beschleunigungsnetze	1000V
Linse L1	-150
Ablenker A1	
X	≈ 20
Y	≈ 20
Ablenker A2	
X	≈ 40
Y	≈ 40
Linse L2	-400
Kühlerfalle	
Retardierungselektrode E1	-1000
Retardierungselektrode E2	-540
Retardierungselektrode E3	0
Beschleunigungselektrode E4	-285
Beschleunigungselektrode E5	-600
Beschleunigungselektrode E6	-1000
Linse L3	-350V
Ablenker A3	
X	≈ 5
Y	≈ 5
Blende B4	-1000
Blende B5	-1000

4 Messung einer Kühlresonanz

4.1 Der experimentelle Ablauf

Abbildung 4.1 zeigt den schematischen Ablauf eines Meßzyklus. Die Ionen werden in der Quelle erzeugt (1), in der Falle eingefangen (2) und anschließend in einer Präparationsphase auf einen definierten Magnetronradius gebracht (3), (4), (5). Danach werden sie massenselektiv rezentriert (6), schließlich aus der Falle ausgeschossen und mit einem Detektor nachgewiesen (7). Im folgenden werden die einzelnen Schritte erläutert.

(1) Erzeugung der Ionen und Transport zur Falle

Ein Meßzyklus wird durch einen Laserschuß gestartet. Der dadurch erzeugte Ionenpuls wird auf 1keV beschleunigt und zur Falle transportiert. Unmittelbar vor der Falle werden die Ionen durch die Retardierungselektroden auf einige eV kinetische Energie abgebremst.

(2) Einfang der Ionen in der Falle

Die in der Laserdesorptionsquelle erzeugten Ionen haben eine große Zeit- und Energieunschärfe. Wie im oberen Bild von Abb. 4.2 gezeigt, werden die Ionen zunächst in einem tiefen und langen kastenförmigen Potentialtopf eingefangen. Dazu wird das Potential der unteren Endkappe kurzzeitig erniedrigt. Die Ionen driften in die Falle und werden am Potential der oberen Endkappe reflektiert. Bevor die Ionen die Falle wieder verlassen, wird das Potential der unteren Endkappe wieder erhöht, und die Ionen sind in der Falle gespeichert.

(3) Kühlen der axialen und der reduzierten Zyklotronbewegung

Das Kühlen der axialen Bewegung ist im unteren Bild von Abb. 4.2 dargestellt. Die Ionen verlieren durch Wechselwirkung mit dem Puffergas axiale Energie und relaxieren in den kleinen harmonischen Potentialtopf hinein. Dort ist das massenselektive Puffergaskühlen möglich (siehe Kap. 2.6). Die reduzierte Zyklotronbewegung wird durch Stöße mit dem Puffergas ebenfalls gekühlt (vergleiche Kap. 2.6.1).

(4) Zentrieren der Ionenwolke

Die Amplituden der axialen und der reduzierten Zyklotronbewegung sind nun gedämpft. Jedoch bewegen sich die Ionen als Ionenwolke auf unterschiedlichen Magnetronradien. Wie in Kap. 2.6.2 gezeigt dauert es etwa 10s , bis die Ionen durch das Aufweiten des Magnetronradius verlorengelassen. Das Zentrieren der Ionenwolke wird daher nicht benötigt, um dem Verlust von Ionen entgegenzuwirken, sondern damit die Ionen später auf einen *definierten* Magnetronradius gebracht werden können. Das Zentrie-

ren der Ionenwolke erfolgt massenselektiv durch Einstrahlen eines azimuthalen Quadrupolfeldes mit der Frequenz $\omega_d = \omega_c$ angelegt an die geteilte Ringelektrode (vergleiche Kap. 2.6).

(5) Aufweiten des Magnetronradius

Die Ionen des gewünschten Isotops sind jetzt punktförmig in der Fallenmitte zentriert. Um optimale Bedingungen für das massenselektive Rezentrieren zu erhalten, müssen vorher *alle* Ionen auf einen Magnetronradius gebracht werden, der größer ist als der Radius des Ausschubloches der Falle. Damit ist sichergestellt, daß nach dem massenselektiven Rezentrieren unerwünschte Ionen mit einer anderen Masse nicht aus der Falle ausgeschossen werden können. Die Aufweitung des Magnetronradius erfolgt nicht-massenselektiv durch Einstrahlen eines Dipolfeldes mit der Frequenz $\omega_d = \omega_-$ an der geteilten Ringelektrode. Die Ionen, die in (4) punktförmig in die Fallenmitte zentriert sind, werden dadurch auf einen *definierten* Magnetronradius gebracht.

(6) Massenselektives Rezentrieren

Durch erneutes Anregen mit einem azimuthalen Quadrupolfeld der Frequenz $\omega_d = \omega_c$ werden die Ionen der gewünschten Sorte massenselektiv in die Fallenmitte rezentriert (Kap. 2.6). Nur die rezentrierten Ionen können danach aus der Falle ausgeschossen und nachgewiesen werden. Die Massenselektivität des Rezentrierens wird davon abhängen, wie gut die Präparation der Ionen auf einem definierten Magnetronradius in den Schritten (3), (4) und (5) gelingt.

(7) Ausschub aus der Falle und Nachweis der Ionen

Die Potentiale der Elektroden oberhalb der Fallenmitte werden kurzzeitig erniedrigt. Die Ionen driften aus der Falle und erreichen mit etwa 40eV kinetischer Energie die Beschleunigungsstrecke. Dort werden sie auf 1keV beschleunigt. Nach einer Flugzeit gelangen die Ionen zum oberen Mikrokanalplattendetektor und werden damit nachgewiesen. Die Signale der Ionen werden zeitaufgelöst von einem Vielkanalanalysator (MCA) erfaßt, der zeitgleich mit dem Beginn des Ausschubpulses gestartet wird.

Der experimentelle Ablauf ist in *Meßzyklen* und *Frequenzscans* unterteilt. Ein Frequenzscan besteht aus etwa 30 – 40 Meßzyklen mit verschiedenen Anregungsfrequenzen ω_d . Um eine Kühlresonanz zu messen, wird der Meßzyklus ((1)..(7)) für verschiedene Anregungsfrequenzen ω_d wiederholt. Trägt man die Zahl der aus der Falle ejizierten und nachgewiesenen Ionen als Funktion der Anregungsfrequenz auf, so erhält man eine Kühlresonanz mit einem Zählratenmaximum bei $\omega_d = \omega_c$. Um statistische Fehler klein zu halten, werden in der Regel die Ergebnisse aus mehreren Frequenzscans aufaddiert. Die Aufnahme einer Kühlresonanz dauert somit ungefähr 5 – 10 Minuten.

4.2 Die Betriebsparameter der zylindrischen Falle

Die in der Quelle erzeugten Ionen müssen in der Falle eingefangen und nach dem massenselektiven Puffergaskühlen wieder aus der Falle ejiziert werden. Die dafür benötigten zeitabhängigen Potentiale wurden mit JOJO (siehe Anhang A) berechnet. Das Ergebnis ist in Tab. 4.1 dargestellt. Die typische Zeit für das Erniedrigen des Potentials der unteren Endkappe zum Einfang (Einfangpuls) beträgt $10 \mu s$. Die Zeitdauer für das Erniedrigen des Potentials der oberen Endkappe (Ausschußpuls) beträgt etwa $25 \mu s$. Die sich aus den Werten von Tab. 4.1 ergebende Potentiale sind zur Illustration in Abb. 4.3 dargestellt.



Abbildung 4.2: Einfang der Ionen mit hoher Zeit- und Energieunschärfe in der zylindrischen Falle. Im oberen Bild werden die Ionen in einem großen, kastenförmigen Potentialtopf eingefangen, der halbseitig für kurze Zeit geöffnet ist. Im unteren Bild wird die axiale Bewegung der Ionen durch Stöße mit einem Puffergas gekühlt, und die Ionen relaxieren in einen kleinen harmonischen Potentialtopf hinein.

Tabelle 4.1: Typische Betriebsspannungen der Falle für positiv geladene Ionen. Die Spannungen ergeben sich aus Simulationsrechnungen mit JOJO (siehe Anhang A). Angegeben sind die Spannungen für den Einfang, das Speichern und den Ausschluß aus der Falle.

Element	Einfang [V]	Speichern [V]	Ausschuß [V]
Obere Retardierung	-20.0	0.0	0.0
Untere Endkappe A	+10.0	+35.0	+35.0
Untere Endkappe B	+11.0	+11.0	+11.0
Untere Endkappe C	+10.0	+10.0	+10.0
Untere Endkappe D	+10.0	+10.0	+10.0
Unterer äußerer Korrekturring	+3.2	+3.2	+3.2
Unterer innerer Korrekturring	-6.6	-6.6	-6.64
Ringelektrode	-10.0	-10.0	-10.0
Oberer innerer Korrekturring	-6.6	-6.6	-18.3
Oberer äußerer Korrekturring	+3.2	+3.2	-26.8
Obere Endkappe A	+10.0	+10.0	-29.5
Obere Endkappe B	+10.0	+10.0	-39.2
Obere Endkappe C	+10.0	+10.0	-44.6
Obere Endkappe D	+35.0	+35.0	-50.0

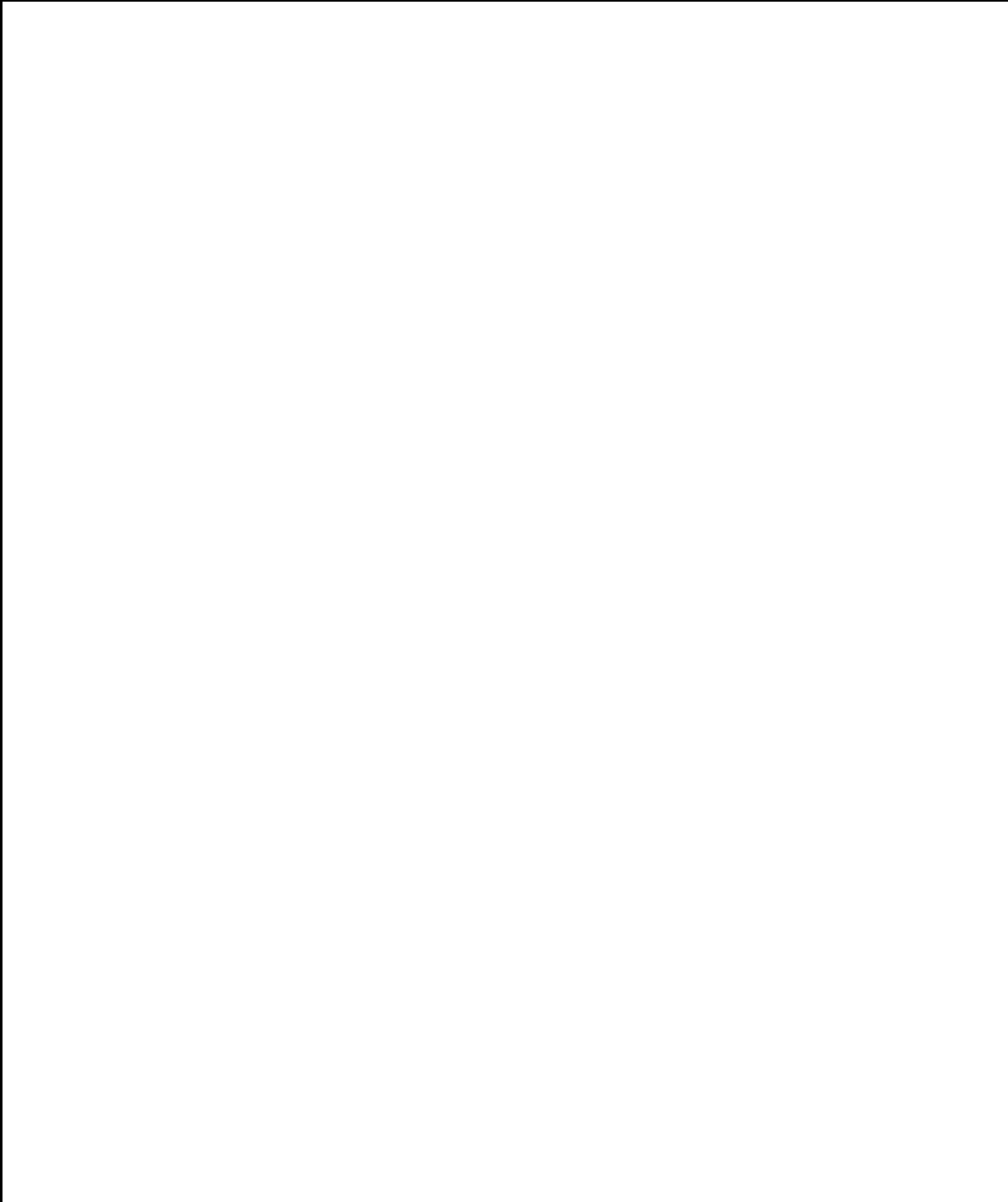


Abbildung 4.3: Die berechneten Potentiale auf der Symmetrieachse für den Einfang (oben), das Kühlen (Mitte) und den Ausschuß (unten). Die Fallenmitte liegt bei $z = 130.5 \text{ mm}$.

Typische Parameter für die Anregungszeiten und Anregungsamplituden sind in Tab. 4.2 zusammengefaßt. Die Werte dort beziehen sich auf einen gemessenen Heliumpuffergasdruck von $p = 8 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ und können mit den Gleichungen (2.18), (2.20), (2.26), (2.27) und (2.28) auf andere Drücke und Gase umskaliert werden.

Tabelle 4.2: Typische Parameter zur Messung einer Kühlresonanz. Die Zeit t_{wait} bezeichnet die Zeit für das Kühlen der axialen und der reduzierten Zyklotronbewegung. Die Anregungsamplitude A_{center} und die Zeit t_{center} sind die Werte für das Zentrieren der Ionenwolke, und die Amplitude A_{ω_-} und die Zeit t_{ω_-} sind die Werte für das Aufweiten des Magnetronradius. Die Anregungsamplitude A_{ω_c} und die Zeit t_{ω_c} sind die Werte für das massenselektive Rezentrieren.

Puffergasdruck [$mbar$]	$8.0 \cdot 10^{-7}$
Präparation	
t_{wait} [ms]	100
t_{center} [ms]	200
A_{center} [mV]	200
t_{ω_-} [ms]	100
A_{ω_-} [mV]	340
Rezentrieren	
t_{ω_c} [ms]	300
A_{ω_c} [mV]	145

5 Experimentelle Ergebnisse und ihr Vergleich mit Simulationsrechnungen

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die neuaufgebaute Apparatur zum Puffergaskühlen zu testen. Das massenselektive Puffergaskühlen verfolgt zwei Ziele. Zum einen soll den Ionen die hohe Energierunschärfe, die bei der Laserdesorption entsteht, genommen werden, zum anderen soll durch *massenselektives* Puffergaskühlen eine Kontamination mit Fremdionen bereits in der Kühlerfalle beseitigt werden. Der experimentelle Ablauf wurde bereits in Kap. 4.1 vorgestellt. Das Ziel der Untersuchungen war zum einen, die optimalen Parameter für die einzelnen Schritte des Ablaufs zu finden, zum anderen soll das Verhalten der Ionen mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Durchgeführt wurden Untersuchungen zu den optimalen Zeiten, den Amplituden der Ionenanregung und dem Puffergasdruck in der Falle. Die Einfangeffizienz und die Energieverteilung der Ionen nach dem Kühlen wurden ebenfalls untersucht. Bei den Messungen zu dieser Arbeit wurde ausschließlich mit ^{39}K -Ionen gearbeitet.

Das Zentrieren vor der Aufweitung des Magnetronradius wird im folgenden mit 'Zentrieren' bezeichnet, das Rezentrieren danach als 'Rezentrieren'. Die Linien in den Abbildungen dienen zur Führung des Auges. Die angegebenen Drücke sind die im Experiment abgelesenen Werte einer Penningmeßröhre, die in einem Abstand von ca. 1 m von der Falle entfernt angebracht war. Die tatsächlichen Drücke in der Falle sind etwa zwei Größenordnungen höher. Die Fehlerbalken der experimentellen Daten sind die rein statistischen. Die Reproduzierbarkeit ist oft schlechter als durch die Fehlerbalken angedeutet.

5.1 Der Einfang der Ionen in der Kühlerfalle

Die Einfangzeit

Zum Einfang wird das Potential der unteren Endkappe kurzzeitig erniedrigt. Die Ionen driften in die Falle und werden am Potential der oberen Endkappe reflektiert. Das Potential der unteren Endkappe muß erhöht werden, bevor die Ionen wieder aus der Falle herauslaufen. Die Länge des Einfangspulses darf nicht zu klein sein, da sonst nicht alle Ionen eingefangen werden können, wenn deren zeitliche Verteilung groß ist. Die zeitliche Verteilung der Ionen beträgt vor der Falle etwa $10\ \mu\text{s}$. Der Einfangzeitpunkt wird durch die Flugzeit der Ionen von der Quelle bis zur Falle bestimmt. Durch geschickte Wahl sowohl der Länge als auch des Zeitpunktes des

Einfangpulses läßt sich ein massenselektiver Einfang erreichen. Als Werte für ^{39}K ergaben sich $10\ \mu\text{s}$ für die Länge und $18\ \mu\text{s}$ für den Beginn des Einfangpulses bezogen auf den Zeitpunkt des Laserschusses.

Die Einfangeffizienz

Die Einfangeffizienz ist das Verhältnis der Anzahl eingefangener Ionen zur Anzahl der Ionen, die von der Quelle bis zur Falle transportiert werden. Dies konnte nicht direkt gemessen werden, da unterhalb der Falle kein Detektor zur Verfügung stand. Gemessen wurde daher das Verhältnis der Anzahl eingefangener zur Anzahl durch die Falle durchgeschossener Ionen. Die Ionen können durch die Falle durchgeschossen werden, wenn das Potential der oberen und der unteren Endkappe erniedrigt wird.

Es wurde die Einfangeffizienz für die typischen verwendeten Laserleistungen bestimmt. Als Mittelwert ergibt sich eine Einfangeffizienz von $\approx 30\%$. Die Anzahl der Ionen bei Durchschuß durch die Falle ist möglicherweise geringer als die Anzahl der Ionen, die bis vor die Falle transportiert werden, da beim Durchschuß Ionen mit Bahnradien größer als den der Austrittsblende nicht nachgewiesen werden. Der Radius der Austrittsblende beträgt $1.5\ \text{mm}$, der Innenradius der Falle $20\ \text{mm}$. Vor der Falle war bei diesen Messungen keine Eingangsblende installiert. Die wahre Einfangeffizienz ist deswegen eher geringer anzusetzen.

Ein Grund für den gemessenen geringen Wert der Einfangeffizienz sind Totzeiten des Detektors und der Nachweiselektronik. Die zeitliche Verteilung der Ionen nach Einfang und Ausschuß aus der Falle betrug etwa $3\ \mu\text{s}$. Bei 100 nachgewiesenen Ionen pro Schuß entspricht dies einer Ereignisrate von etwa einem Ion in $30\ \text{ns}$. Berücksichtigt man die Totzeiten von etwa $10\ \text{ns}$, so ist offensichtlich, daß nicht alle aus der Falle ausgeschossenen Ionen nachgewiesen werden können. Demgegenüber ist die zeitliche Verteilung von etwa $10\ \mu\text{s}$ für durchgeschossene Ionen deutlich größer. Die gemessene Zählrate dieser Ionen wird weniger durch Totzeiteffekte verfälscht.

Ein anderer Grund ist die hohe Energieunschärfe der in der Laser-desorptionsquelle erzeugten Ionen. Diese Energieunschärfe konnte durch eine Messung der Zählrate als Funktion eines definierten Sperrpotentials abgeschätzt werden. Bei dieser Messung wurden die Ionen durch die Falle durchgeschossen und ein Sperrpotential an der Austrittsblende der Falle angelegt. Als Energieunschärfe ergab sich

$$\Delta E \approx 30\ \text{eV}$$

zur Zeit dieser Messungen. Da die Tiefe des Einfangtopfes aus technischen Gründen auf etwa $20\ \text{V}$ begrenzt war, konnte daher nur ein Teil der Ionen eingefangen werden.

5.2 Die Präparation

Nach dem Einfang in der Falle bewegen sich die Ionen aufgrund ihrer hohen Energieunschärfe mit großen axialen Amplituden. Die axiale Bewegung der Ionen muß zunächst durch Stöße mit dem Puffergas gekühlt werden. Erst wenn die Ionen in den kleinen harmonischen Potentialtopf hinein relaxiert sind (siehe Kap. 4.1), ist eine effiziente Anregung mit azimuthalen Hochfrequenzfeldern möglich, da das Einkoppeln dieser Felder nur dort an der geteilten Ringelektrode möglich ist. Das Kühlen der axialen Bewegung erfolgt in einer Zeit t_{wait} . Durch anschließendes Entfernen der Ionen mit ω_- -Anregung kann festgestellt werden, ob diese Zeit lange genug gewählt wurde. Als minimale Zeit für das Kühlen der axialen Bewegung ergab sich $t_{wait} \approx 100 \text{ ms}$ bei einem Druck von $p = 8.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$. Diese Zeit kann mit (2.20) und (2.28) auf andere Drücke umskaliert werden.

Als nächstes wird die Magnetronbewegung der gewünschten Ionen zentriert. Für dieses erste Zentrieren wird eine Festfrequenz $\omega_{center} = \omega_c$ eingestrahlt. Dieses Zentrieren wird durchgeführt, um die Ionen des gewünschten Isotopes punktförmig in die Fallenmitte zu zentrieren. Durch anschließendes Messen der Zählrate als Funktion der ω_- -Anregungsfrequenz, einer Magnetronresonanz, kann überprüft werden, ob die Anregungsamplitude A_{center} und die Anregungszeit t_{center} des Zentrierens richtig gewählt sind. Ein Kriterium für ein scharfes Ionenpäckchen sind ausgeprägte Seitenbänder der Resonanzkurve. Im Idealfall sollte die Zählrate auch in den Seitenbändern auf Null zurückgehen. In Abb. 5.1 ist dargestellt, daß die Seitenbänder für unterschiedliche Amplituden A_{center} des ersten Zentrierens unterschiedlich stark ausgeprägt sind. Es wurden jedoch keine Werte gefunden, für die die Zählrate in den Seitenbändern auf Null zurückgeht. Dies zeigt, daß das punktförmige Zentrieren der Ionen in die Fallenmitte nicht vollständig gelang. Das kann daran liegen, daß die Falle keine Eintrittsblende hat. Ionen, die weit außerhalb der Fallennachse eingefangen werden, bewegen sich auf großen Magnetron- und Zyklotronradien. Die verwendete Wartezeit t_{wait} und die Zeit t_{center} des Zentrierens reichen nicht aus, um diese Ionen zu zentrieren. Die beste Zentrierung ließ sich mit einem Druck von $p = 8.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$, einer Zentrierzeit von $t_{center} = 200 \text{ ms}$ und einer Zentrieramplitude von $A_{center} = 0.2 \text{ V}$ erreichen.

Zum Abschluß des Präparationsschrittes werden alle Ionen auf einen Magnetronradius gebracht, der größer als der Radius des Ausschubloches sein muß. Dies geschieht durch gezielte Anregung der Magnetronbewegung, da die Aufweitung aufgrund von Stößen mit dem Puffergas zu lange dauert (siehe Kap. 2.6.2). Für die Ionen der gewünschten Sorte muß dieser Radius wohldefiniert sein. Ein Verfahren dies zu überprüfen, ist eine Messung der Halbwertsbreite von Kühlresonanzen als Funktion der Zeit t_{ω_-} und der Amplitude A_{ω_-} der Magnetronanregung. Werden Anregungszeit und Amplitude verlängert, sollte ein scharfes Ionenpäckchen zum Schluß der Anregung auf einen größeren Magnetronradius gebracht werden können. Mit größer werdenden Magnetronradius werden die Kühlresonanzen schmaler,

da durch das Abschneidekriterium des Ausschußloches nur noch die Spitze der Kühlresonanz sichtbar ist. Dieses Verhalten ist als Ergebnis einer Simulationsrechnung in Abb. 5.2 gezeigt. Die gemessene Halbwertsbreite von Kühlresonanzen als Funktion von Anregungszeit t_{ω_-} und Amplitude A_{ω_-} ist in Abb. 5.3 dargestellt.

Für kleine Werte der Anregungszeit t_{ω_-} bzw. der Amplitude A_{ω_-} stimmt das experimentelle Ergebnis aus Abb. 5.3 mit der in Abb. 5.2 dargestellten Erwartung überein. Wurden jedoch die Anregungszeit t_{ω_-} bzw. die Amplitude A_{ω_-} zu groß gewählt, so werden die Kühlresonanzen breiter. Das liegt daran, daß die Ionen wegen elektrischer Feldfehler außer Phase laufen und bei einer Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = 180^\circ$ sogar wieder rezentriert werden. Andererseits dürfen Anregungszeit und Amplitude nicht zu klein sein, da die Ionen dann nicht auf einen Magnetronradius gebracht werden können, der größer als der Radius des Ausschußloches ist. Als beste Werte bei einem Druck von $p = 8.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ ergaben sich eine Anregungszeit von $t_{\omega_-} = 100 \text{ ms}$ und eine Anregungsamplitude von $A_{\omega_-} = 0.3 \text{ V}$.




Abbildung 5.1: Zählrate als Funktion der Anregungsfrequenz ν_- . Links: nach Zentrieren mit einer Anregungsamplitude $A_{center} = 0.1V$. Rechts: nach Zentrieren mit $A_{center} = 0.3V$. Die Zeit und Amplitude der Magnetronanregung sind bei beiden Bildern identisch. Die typische Zeitdauer des ersten Zentriervorganges betrug 200 ms bei einem Druck von $p = 8.0 \cdot 10^{-7}\text{ mbar}$.



Abbildung 5.2: Berechnete Halbwertsbreite von Kühlresonanzen als Funktion des Magnetronradius.




Abbildung 5.3: Einfluß der Präparation auf die Halbwertsbreite von Kühlresonanzen. Links: Gemessene Halbwertsbreite von Kühlresonanzen als Funktion der Anregungszeit t_{ω_-} . Rechts: Gemessene Halbwertsbreite als Funktion der Anregungsamplitude A_{ω_-} .

Die Präparation der gewünschten Ionensorte auf einem definierten Radius gelang nicht vollständig. Neben den oben erwähnten elektrischen Feldfehlern kann das auch daran liegen, daß die Ionen zu Beginn der ω_- -Anregung nicht punktförmig in der Fallenmitte zentriert waren. Dann ist die Aufweitung des Magnetronradius abhängig von der Phase des anregenden Feldes zu Beginn der Anregung. Geht man z. B. von einem anfänglichen Magnetronradius von 0.05 mm aus, so ergeben Simulationsrechnungen bei einer Aufweitung auf einen durchschnittlichen Radius von 1.5 mm Unschärfen von 0.25 mm .

5.3 Das Rezentrieren der Ionen

Nach der Präparation befinden sich alle Ionen der gewünschten Sorte auf einem definierten Magnetronradius. Es soll hier untersucht werden, unter welchen Bedingungen diese Ionen durch Einstrahlen eines Hochfrequenzfeldes mit der Frequenz $\omega_d = \omega_c$ wieder in die Fallenmitte rezentriert werden können.

5.3.1 Die Rezentrierzeiten

Die Rezentrierzeit ist die Zeit, in der alle Ionen der gewünschten Sorte auf einen Radius gebracht werden können, der kleiner als der des Ausschlußloches ist. In Abb. 5.4 wird die Zählrate als Funktion der Anregungszeit t_{ω_c} des massenselektiven Rezentrierens betrachtet. Durch Ändern der Magnetronanregungsamplitude A_{ω_-} werden die Ionen auf unterschiedlichen Magnetronradien präpariert. Je größer die Amplitude A_{ω_-} und damit der Magnetronradius ist, desto länger dauert es, bis die Ionen wieder in die Fallenmitte rezentriert sind. Bei großen Anregungsamplituden können nicht mehr alle Ionen rezentriert werden. Dies kann daran liegen, daß sie wegen elektrischer Feldfehler außer Phase laufen.

Ein wichtiger Test für die Theorie ist das Rezentrierverhalten der Ionen bei verschiedenen Anregungsamplituden und für verschiedene Drücke. Wie in Kap. 2.6 gezeigt, sollten sich für $\rho_d < \delta \cdot \omega_c$ die Rezentrierzeiten mit zunehmenden A_{ω_c} verringern. Ist aber bei $\rho_d = \delta \cdot \omega_c$ die minimale Zeitkonstante erreicht, läßt sich auch durch Erhöhen der Amplitude keine Verkürzung der Rezentrierzeit erreichen. Die minimale Zeitkonstante darf nur vom Druck abhängen. Setzt man gleiche Magnetronradien zu Beginn der Anregung voraus, sollte sich die Rezentrierzeit bei Halbierung des Druckes verdoppeln. Bei halben Druck halbiert sich auch die Amplitude, die zum Erreichen der minimalen Zeitkonstante benötigt wird.

Qualitativ konnte dieses erwartete Verhalten im Experiment verifiziert werden. Im oberen Bild von Abb. 5.5 ist die gemessene Zählrate als Funktion der Anregungszeit t_{ω_c} für verschiedene Anregungsamplituden A_{ω_c} des

Rezentrierens bei einem gemessenen Druck von $p = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ dargestellt. Der untere Bildteil zeigt das Ergebnis einer Simulationsrechnung, wobei von einem Druck von $p = 1 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ in der Falle ausgegangen wurde. Als Maß für die Zählrate ist dort der Parameter C angegeben, der in Kap. 2.7 definiert ist.

Die Zählrate steigt mit zunehmender Anregungszeit an, bis ein Maximum erreicht ist. Dann befinden sich alle Ionen auf Magnetronradien, die kleiner als der Radius des Ausschlußloches sind. Die Anregungszeit t_{ω_c} , bei der das Maximum erreicht ist, wird als Rezentrierzeit bezeichnet. Mit steigender Anregungsamplitude werden die Ionen schneller zentriert. Bei $A_{\omega_c} = 1.2 \text{ V}$ ist die Bedingung $\rho_d = \delta \cdot \omega_c$ erfüllt, und es wird eine minimale Rezentrierzeit von $\approx 40 \text{ ms}$ erreicht. Eine Verkürzung der Rezentrierzeit auf weniger als $\approx 40 \text{ ms}$ läßt sich auch durch Erhöhen der Amplitude A_{ω_c} auf 1.8 V nicht erreichen.

Das Rezentrierverhalten für den auf $p = 5.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ halbierten Druck ist in Abb. 5.6 dargestellt.

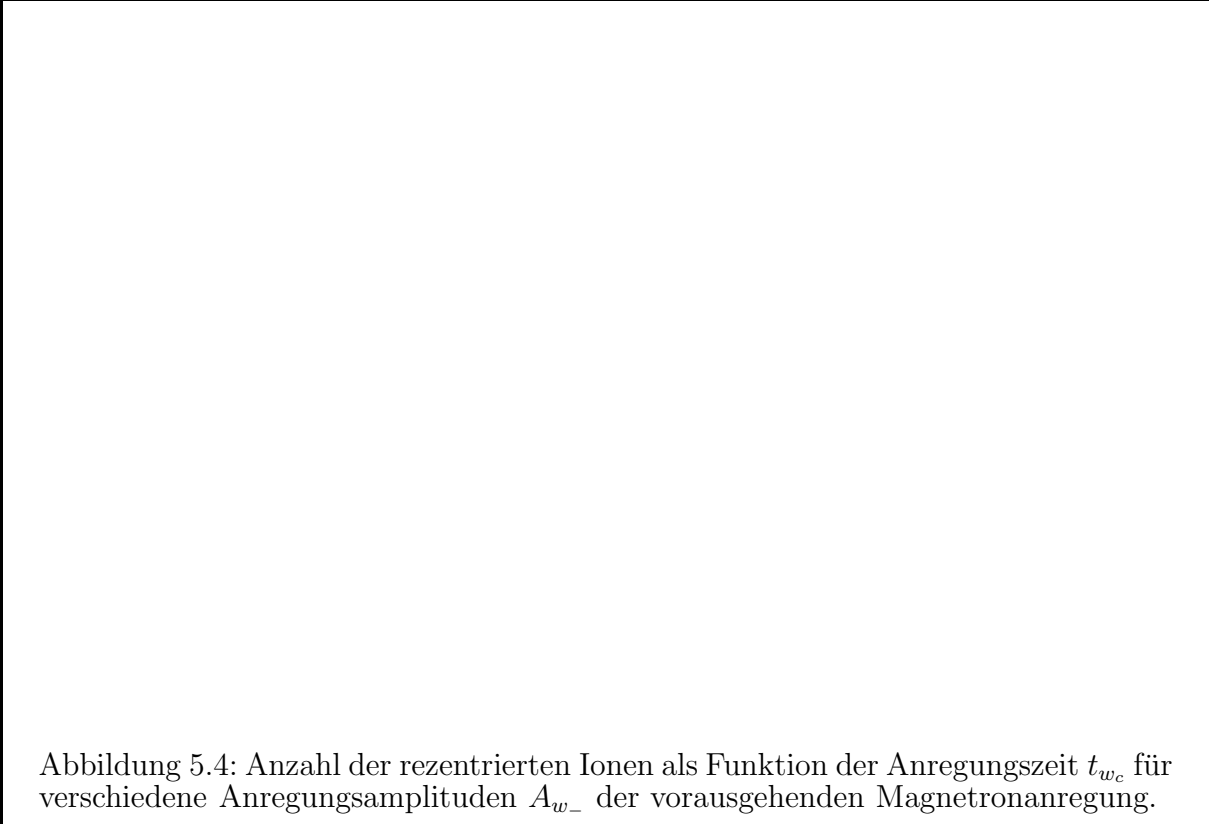


Abbildung 5.4: Anzahl der rezentrierten Ionen als Funktion der Anregungszeit t_{w_c} für verschiedene Anregungsamplituden A_{w-} der vorausgehenden Magnetronanregung.

Abbildung 5.5: Anzahl der rezentrierten Ionen als Funktion der Anregungszeit t_{ω_c} des Rezentrierens für verschiedene Amplituden A_{ω_c} . Oben: Ergebnis der Messung bei einem gemessenen Druck von $p = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$. Unten: Ergebnis der Simulationsrechnung, wobei von einem Druck von $p = 1.0 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ in der Falle ausgegangen wurde.

Abbildung 5.6: Die Anzahl der rezentrierten Ionen als Funktion der Anregungszeit t_{ω_c} bei verschiedenen Amplituden A_{ω_c} . Oben: Ergebnis der Messung bei einem gemessenen Druck von $p = 5.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$. Unten: Ergebnis der Simulationsrechnung, wobei von einem Druck von $p = 5.0 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ in der Falle ausgegangen wurde.

Gegenüber dem Druck von $p = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ verdoppelt sich die minimale Rezentrierzeit auf etwa 80 ms . Die gemessenen Werte sind in guter Übereinstimmung mit den berechneten Werten, die im unteren Bild der Abb. 5.5 und 5.6 dargestellt sind. Jedoch zeigt sich bei der Messung in Abb. 5.5 bei großer Anregungsamplitude eine Oszillation der Zählrate. Diese Oszillationen konnten auch für andere Anregungsamplituden reproduziert werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde in Abb. 5.5 auf die Darstellung dieser Meßkurven verzichtet. Dieses Verhalten ist durch die Theorie des Puffergaskühlens nicht zu erklären und muß noch näher untersucht werden.

Betrachtet man die Zählrate als Funktion der Anregungszeit, so entwickelt sich die Zählrate nicht als Sprungfunktion (vergleiche Kap. 2.7), sondern als langsamer Anstieg. Das bedeutet, daß die Ionen vor der Anregung nicht auf einen scharfen Magnetronradius präpariert werden konnten, sondern über ein größeres Raumgebiet verteilt waren (siehe Kap. 5.2).

5.3.2 Die Abhängigkeit der Rezentrierung vom Puffergasdruck

In Kap. 2.6 wurde gezeigt, daß die minimale *Zeitkonstante* für das Rezentrieren der Ionen nur durch den Druck bestimmt ist. Die minimale *Rezentrierzeit* hängt davon ab, ob das treibende Feld ρ_d der Bedingung $\rho_d = \delta \cdot \omega_c$ genügt. Im folgenden soll das Rezentrierverhalten der Ionen für verschiedene Anregungsamplituden A_{ω_c} bei unterschiedlichen Drücken untersucht werden. Auf der linken Seite von Abb. 5.7 wird die gemessene Zählrate im Maximum von Kühlresonanzen als Funktion des Druckes bei konstanter Amplitude $A_{\omega_c} = 0.13 \text{ V}$ betrachtet. Bei einem Druck von $p \geq 5.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ betrug die Anregungszeit $t_{\omega_c} = 300 \text{ ms}$, und bei $p = 2.5 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ wurde $t_{\omega_c} = 400 \text{ ms}$ gewählt. Bei kleinen Drücken gilt zunächst $\rho_d \geq \delta \cdot \omega_c$, und es werden alle Ionen rezentriert. Wird der Druck erhöht, ist $\rho_d < \delta \cdot \omega_c$. Es können nicht mehr alle Ionen rezentriert werden. Das Ergebnis der Rechnung ist auf dem rechten Teil der Abbildung dargestellt und in akzeptabler Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Die Messung der Zählrate der rezentrierten Ionen als Funktion der Anregungsamplitude A_{ω_c} bei verschiedenen Drücken ist in Abb. 5.8 dargestellt. Wird die Amplitude A_{ω_c} erhöht, steigt die Zählrate, bis alle Ionen in die Fallenmitte rezentriert sind. Wird A_{ω_c} noch weiter erhöht, bleibt die Zählrate konstant. Da wegen $\rho_d = \delta \cdot \omega_c$ bei kleinen Drücken auch kleine Anregungsamplituden benötigt werden, können bei konstanter Anregungsamplitude bei kleinen Drücken mehr Ionen rezentriert werden (siehe Kap. 2.6). Die gemessene Werte im oberen Bild sind in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung auf dem unteren Bild.




Abbildung 5.7: Die Zählrate als Funktion des Drucks. Links: Experiment. Rechts: Ergebnis der Simulationsrechnung. Die mit der Meßröhre bestimmten Drücke sind um etwa zwei Größenordnungen kleiner als die tatsächlich in der Falle herrschenden.



Abbildung 5.8: Zählrate der aus der Falle ejizierten Ionen als Funktion der Anregungsamplitude A_{ω_c} bei verschiedenen Drücken. Oben: Gemessene Daten. Unten: Berechnete Werte.

5.4 Die Resonanzkurve

Abbildung 5.9 zeigt eine gemessene und eine berechnete Kühlresonanz. Bei der berechneten Resonanz wurde ein Puffergasdruck von $p = 7.5 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ in der Falle angenommen, da der Druck in der Falle etwa zwei Größenordnungen über dem gemessenen liegt (siehe Kap. 3.2). Um das in Kap. 1 geforderte Auflösungsvermögen von $\nu_c/\Delta\nu(FWHM) \approx 10^4 - 10^5$ zu erreichen, muß bei einer Zyklotronfrequenz von $\nu_c \approx 1 \text{ MHz}$ eine Halbwertsbreite von $\Delta\nu \approx 10 - 100 \text{ Hz}$ erreicht werden. Bei Linienbreiten von 10 Hz muß aber die Lage der Mitte der Resonanzkurve besser als 1 Hz bekannt sein, damit ein stabiler Betrieb der Kühlerfalle gewährleistet ist. Im folgenden werden die Halbwertsbreite sowie die Lage der Linienmitte untersucht.

5.4.1 Die Untersuchung der Halbwertsbreite

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie sich die Halbwertsbreite der Kühlresonanzen als Funktion der Anregungszeit t_{ω_c} , der Amplitude A_{ω_c} und des Drucks p entwickelt. Bei einem Druck von $p \geq 5.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ betrug die Anregungszeit $t_{\omega_c} = 300 \text{ ms}$ und bei $p = 2.5 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ wurde $t_{\omega_c} = 400 \text{ ms}$ gewählt. In Abb. 5.10 wird die Halbwertsbreite von Kühlresonanzen als Funktion der Anregungszeit t_{ω_c} betrachtet. Für kleine Zeiten werden nur Ionen in der Resonanzmitte rezentriert. Ionen, die nicht genau mit der Frequenz $\omega_d = \omega_c$ angeregt werden, können für kleine Anregungszeiten nicht rezentriert werden. Bei längeren Anregungszeiten werden auch Ionen außerhalb der Resonanzmitte rezentriert. Die Resonanz wird breiter, wie es auch die Simulationsrechnung zeigt.

Die Halbwertsbreite als Funktion der Anregungsamplitude A_{ω_c} ist in Abb. 5.11 dargestellt. Man beobachtet ein entsprechendes Verhalten. Bei großen Amplituden A_{ω_c} werden die Resonanzen breiter, da zunehmend Ionen außerhalb der Resonanzmitte rezentriert werden. Bei großen Drücken sind die Resonanzen breiter als bei niedrigen Drücken.

Die Entwicklung der Halbwertsbreite als Funktion des Puffergasdrucks ist in Abb. 5.12 bei konstanter Anregungsamplitude dargestellt. Die Resonanzen werden mit steigendem Puffergasdruck durch die Zunahme der dämpfenden Kraft breiter.




Abbildung 5.9: Links: Gemessenen Kühlresonanz mit einem gemessenem Druck von $p = 7.5 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$. Rechts: Berechnete Kühlresonanz mit dem tatsächlichen Druck von $p = 7.5 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$. Es wurde eine Anregungszeit von $t_{\omega_c} = 300 \text{ ms}$ und eine Amplitude von $A_{\omega_c} = 150 \text{ mV}$ gewählt.



Abbildung 5.10: Gemessene (links) und berechneten Halbwertsbreiten (rechts) als Funktion der Anregungszeit t_{ω_c} . Der gemessene Druck während dieser Messung betrug $p = 8.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$, die Anregungsamplitude $A_{\omega_c} = 145 \text{ mV}$.

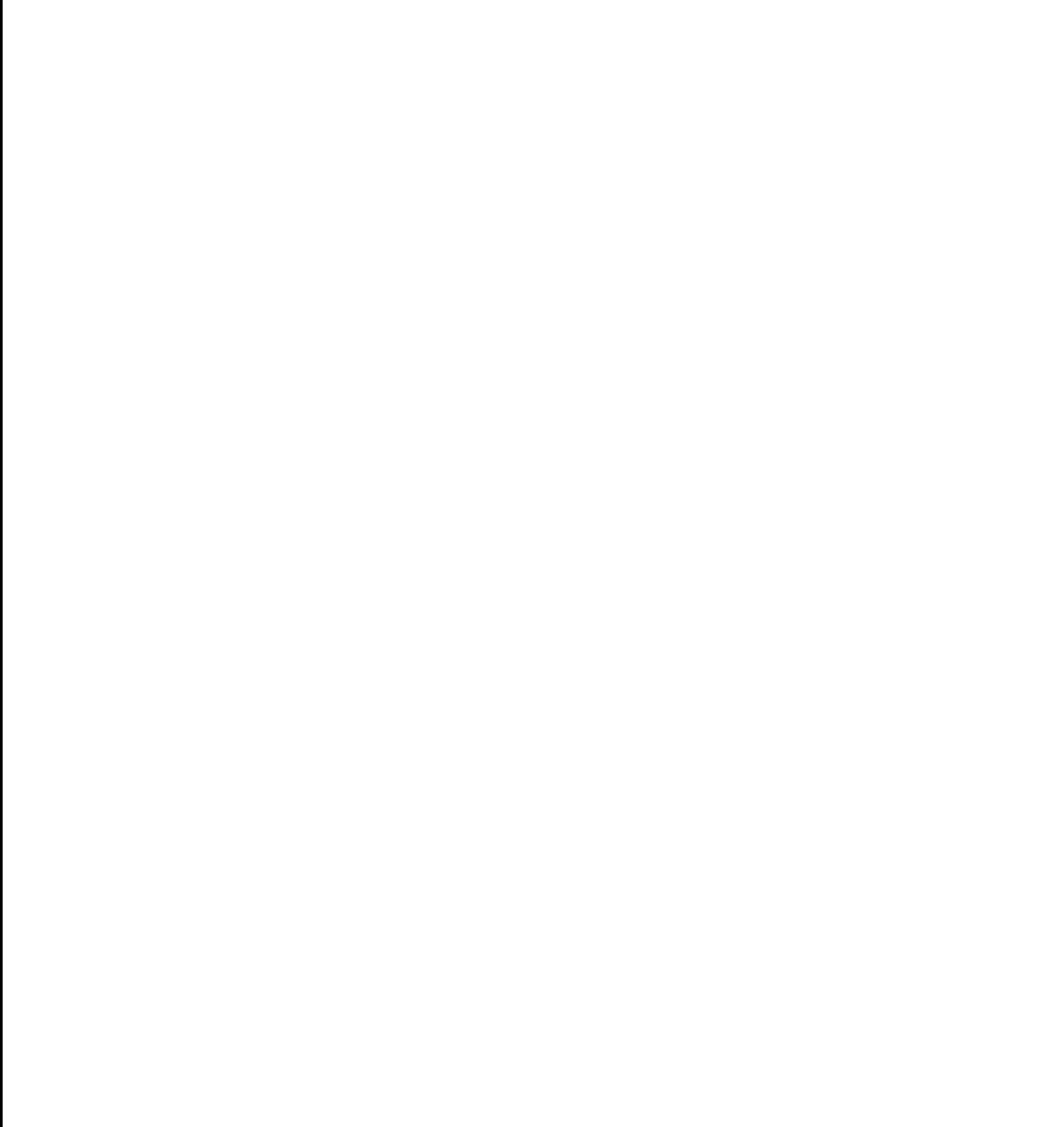


Abbildung 5.11: Halbwertsbreiten als Funktion der Anregungsamplitude A_{ω_c} bei verschiedenen Drücken. Oben: Ergebnis der Messung. Unten: Ergebnis der Simulationsrechnung.

5.4.2 Die Lage der Resonanzkurven

Bei den erreichten Linienbreiten von $\approx 20 \text{ Hz}$ ist es wichtig, die Zyklotronresonanzfrequenz ω_c genau zu kennen. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, Ursachen und Systematik von Frequenzverschiebungen zu untersuchen. Dies soll im Rahmen einer weiteren Diplomarbeit geschehen. Die beobachteten Frequenzverschiebungen sollen deshalb nur kurz angesprochen werden.

Der Einfluß der Präparation ist in Abb. 5.13 dargestellt. Bei dieser Untersuchung wurden die Amplitude der Magnetronanregung A_{ω_-} und die Anregungszeit t_{ω_-} variiert. Es zeigten sich Frequenzverschiebungen von bis zu 15 Hz . Es scheint sich um systematische Frequenzverschiebungen zu handeln, da beide Meßkurven qualitativ den gleichen Verlauf zeigen.

In Abb. 5.14 ist die gemessene Zyklotronfrequenz als Funktion des Drucks dargestellt.

Abbildung 5.12: Halbwertsbreite von gemessenen Kühlresonanzen (links) und berechneten (rechts) als Funktion des Puffergasdruckes. Die Anregungsamplitude $A_{\omega_c} = 0.4 V$ ist konstant, die Anregungszeit beträgt $t_{\omega_c} = 300 ms$ für den gemessenen Druck von $p \geq 5.0 \cdot 10^{-7} mbar$ und $t_{\omega_c} = 400 ms$ für den gemessenen Druck von $p = 2.5 \cdot 10^{-7} mbar$. Für die Rechnung wurde von einem um zwei Größenordnungen größeren Druck in der Falle ausgegangen.

Abbildung 5.13: Gemessenen Zyklotronfrequenz ν_c als Funktion der Magnetronanregungsamplitude A_{ω_-} und der Anregungszeit t_{ω_-} . Der Druck betrug $p = 8.0 \cdot 10^{-7} mbar$, die Anregungszeit $t_{\omega_c} = 300 ms$ und die Amplitude $A_{\omega_c} = 145 mV$.



Bei dieser Messung wurden die Anregungsamplitude A_{ω_c} und die Anregungszeit t_{ω_c} an den jeweiligen Druck angepaßt. Mit zunehmenden Druck schiebt die Mitte der Resonanzkurve zu kleineren Frequenzen.

Ob die Ursachen von Frequenzverschiebungen auf elektrische oder magnetische Feldfehler zurückzuführen sind, ist noch nicht verstanden. Auch wurden bei den Messungen zu dieser Arbeit nur die in Tab. 3.1 aufgeführten berechneten Elektrodenspannungen verwendet. In weiteren systematischen Messungen muß der Einfluß der Korrektorelektrodenspannungen auf das Fallenpotential untersucht werden [?].

5.4.3 Das Auflösungsvermögen

Aus Abb. 5.11 von Kap. 5.4.1 ist ersichtlich, daß mit der neuen Kühlerfalle Halbwertsbreiten bis zu 18 Hz bei einem Druck von $5.0 \cdot 10^{-7}\text{ mbar}$ und bei gleichzeitiger Rezentrierung aller Ionen der gewünschten Sorte erreicht werden. Bei einer Zyklotronfrequenz von 1.851 MHz für ^{39}K entspricht dies einem Auflösungsvermögen von

$$\frac{\nu}{\Delta\nu(FWHM)} \approx 1.0 \cdot 10^5.$$

Damit ist das für die neue Kühlerfalle geforderte Auflösungsvermögen erreicht. Bei Isotopen mit einer Massenzahl von $A = 100$ bedeutet dies, daß Massendifferenzen von etwa $2\text{ MeV}/c^2$ aufgelöst werden können. Dies trifft für die meisten Isobare zu. Typische Parameter zur Messung einer Kühlresonanz sind in Tab. 4.2 von Kap. 4 aufgeführt. Abb. 5.15 zeigt eine Kühlresonanz, die mit diesen Parametern gemessen wurde. Eine weitere Steigerung des Auflösungsvermögens erscheint möglich, wenn der Puffergasdruck verringert, und die Anregungszeiten verlängert werden. Es muß dann eine Verlängerung der Zykluszeit in Kauf genommen werden.

5.5 Die Energieverteilung der Ionen

Die minimale Temperatur der Ionen nach dem Kühlen ist limitiert auf die Temperatur des verwendeten Puffergases. Bei Raumtemperatur entspricht dies einer Energie von etwa $1/40 \text{ eV}$.

Die Energieverteilung der Ionen konnte im Experiment nicht direkt gemessen werden. Daher wurde die Energieverteilung aus der zeitlichen Verteilung gemessener Flugzeit-(TOF)-Spektren bestimmt. Die gemessenen TOF-Spektren wurden mit Spektren aus Simulationsrechnungen verglichen. Bei diesen Simulationsrechnungen wurden die im Experiment verwendeten Elektrodenspannungen und die zeitliche Entwicklung des Potentialverlaufs berücksichtigt. Es wurden TOF-Spektren für verschiedene Energieverteilungen mit jeweils 400 Ionen gerechnet. Der Vergleich in Abb. 5.16 führt zu der Schlußfolgerung, daß die Ionen nach dem Kühlen noch eine Energieunschärfe von $\approx 1 \text{ eV}$ haben. Im gemessenen TOF-Spektrum werden neben ^{39}K noch zwei anderer Massen mit geringer Zählrate beobachtet. Es handelt sich dabei um unerwünschte Restgasionen, die in der Falle entstehen.




Abbildung 5.15: Typische Kühlresonanz von ^{39}K mit einer Halbwertsbreite von 22 Hz . Die Parameter für diese Resonanz waren $p = 7.5 \cdot 10^{-7}\text{ mbar}$, $t_{\omega_c} = 300\text{ ms}$ und $A_{\omega_c} = 166\text{ mV}$.

Abbildung 5.16: Berechnete TOF-Spektren für verschiedene Energien (oben, Mitte) und ein gemessenes Spektrum (unten). Bei der Messung betrug der Druck $p = 8.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ und die Speicherzeit 700 ms .

Die hier beschriebene Methode zur Bestimmung der Energieunschärfe ist jedoch mit Unsicherheiten behaftet. Bei den Simulationsrechnung mußten Annahmen zur Verteilung der Ionen in der Falle gemacht werden. Diese Verteilung ist aber nicht bekannt. Auch wurde bei den Rechnungen davon ausgegangen, daß die Ionen beim Ausschub aus der Falle keine Zyklotronbewegung und damit keine radiale Energie haben. Radiale Energie würde im inhomogenen Bereich des Magnetfeldes umgewandelt in zusätzliche axiale Energie. Weiterhin geht der Vergleich davon aus, daß die an den Funktionsgeneratoren eingestellten Ausschubpulse ohne Übertragungsfehler bis zu den Fallenelektroden geführt werden. Die hier verwendete Methode ist daher nur bedingt dazu geeignet, die tatsächliche Energieverteilung der Ionen zu bestimmen. Mit der zur Zeit im ISOLTRAP-Experiment eingesetzten Kühlerfalle konnte dagegen ein Kühlen der Ionen auf Raumtemperatur nachgewiesen werden [?].

5.6 Das massenselektive Entfernen von Ionen durch $(\omega_+ - \omega_-)$ -Anregung

Bei Messungen der ersten Kühlresonanzen mit Halbwertsbreiten von $\approx 2\text{ kHz}$ zu Beginn dieser Arbeit wurden Resonanzen mit einem Einbruch in der Mitte beobachtet. Eine dieser Resonanzen ist in Abb. 5.17 abgebildet. Dieses Phänomen kann durch das Modell des Puffergaskühlens nicht erklärt werden. Geht man aber davon aus, daß neben dem azimuthalen Quadrupolfeld noch ein axiales Quadrupolfeld eingestrahlt wird, so gibt es eine einfache Erklärung.

Durch ein axiales Quadrupolfeld der Frequenz $(\omega_+ - \omega_-)$ werden die reduzierte Zyklotron- und die Magnetronbewegung gekoppelt. Die in Abb. 5.18 dargestellte Simulation der Ionenbewegung zeigt, daß durch diese Anregung die Ionen in Anwesenheit von Puffergas in kurzer Zeit aus der Fallmitte entfernt werden. Das Rezentrieren mit einem azimuthalen Hochfrequenzfeld der Frequenz ω_c und das Entfernen von Ionen mit einem axialen Feld der Frequenz $(\omega_+ - \omega_-)$ sind zwei Konkurrenzprozesse, insbesondere dann, wenn ω_- sehr klein ist. Bei Resonanzen, die aufgrund zu großer Anregungsamplitude breit sind, führt das für $\omega_d = \omega_+ - \omega_-$ zu dem in Abb. 5.17 gezeigten Einbruch.

Als weiterer Test wurden ν_- und $(\nu_+ - \nu_-)$ für verschiedene Fallenspannungen U_0 gemessen. Dies ist in in Abb. 5.19 dargestellt. Da $\nu_- \sim U_0$ ist, entwickelt sich die Magnetronresonanzfrequenz linear mit der Fallenspannung U_0 . Die Frequenz $(\nu_+ - \nu_-)$ entspricht $(\nu_c - 2\nu_-)$, und somit ist die Verschiebung der Resonanzfrequenz von $(\nu_+ - \nu_-)$ als Funktion der Fallenspannung U_0 doppelt so groß wie die von ν_- (siehe (2.6)). Abbildung 5.20 zeigt die Zählrate als Funktion der Anregungsfrequenz, eine $(\omega_+ - \omega_-)$ -Resonanz.

Um die ungewollte Anregung von $(\omega_+ - \omega_-)$ zu vermeiden, wurde im Verlauf dieser Arbeit die Fallenspannung U_0 von 10 V auf 20 V erhöht und somit die Magnetronfrequenz ν_- von 160 Hz auf 320 Hz verdoppelt.

Ein interessanter Punkt ist die Tatsache, daß das massenselektive Entfernen von Ionen durch Anregen der ω_+ - Bewegung in Anwesenheit von Puffergas kaum möglich ist. Die aufgenommene radiale Energie wird durch das Puffergas wieder entzogen, und die reduzierte Zyklotronbewegung fällt in sich zusammen.




Abbildung 5.17: Eine der ersten Kühlresonanzen. Mit großer Anregungsamplitude $A_{\omega_c} = 4.0 V$ wird die Resonanz etwa $2 kHz$ breit. Der Einbruch in der Linienmitte ist durch die Theorie des Puffergaskühlens nicht zu erklären.




Abbildung 5.18: Berechnete Ionenbewegung beim massenselektiven Putzen mit einem axialen Quadrupolfeld der Frequenz $\nu_d = \nu_+ - \nu_-$ (links) und massenselektiven Zentrieren der Ionen mit einem azimuthalen Quadrupolfeld der Frequenz $\nu_d = \nu_c$ (rechts). Das Kreuz kennzeichnet die Fallenmitte und der Kreis den Magnetronradius zu Beginn der Anregung.

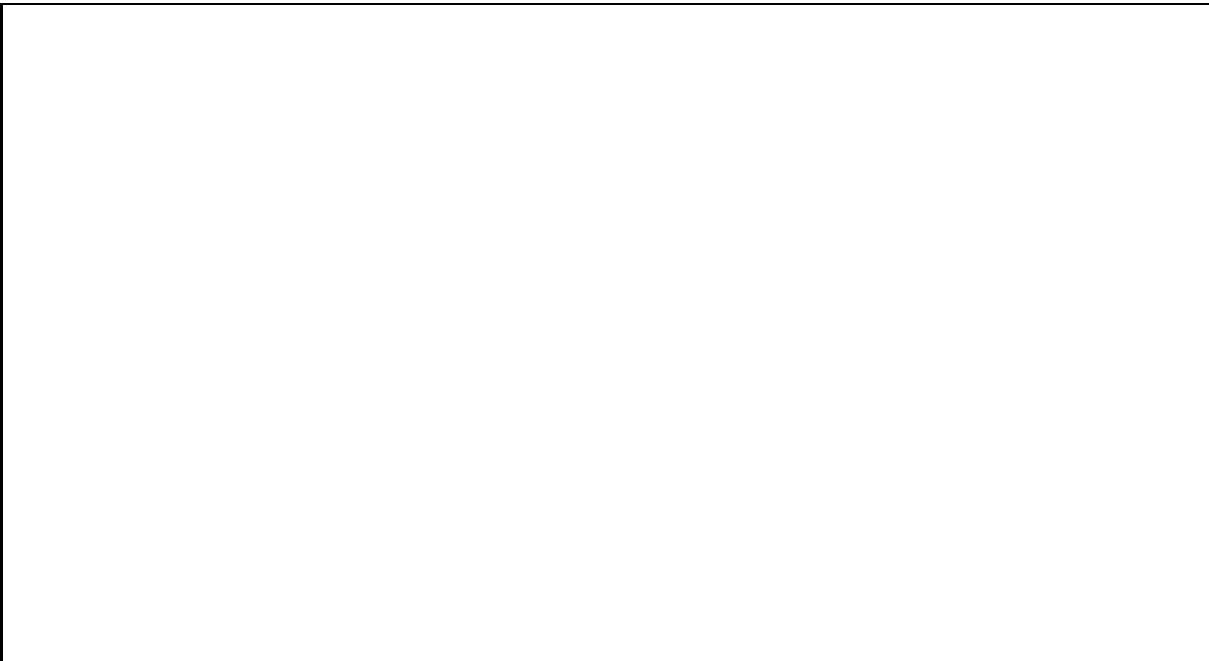


Abbildung 5.19: Gemessene Resonanzfrequenzen von $(\nu_+ - \nu_-)$ (durchgezogene Linie) und ν_- (gestrichelte Linie) als Funktion der Fallenspannung U_0 .

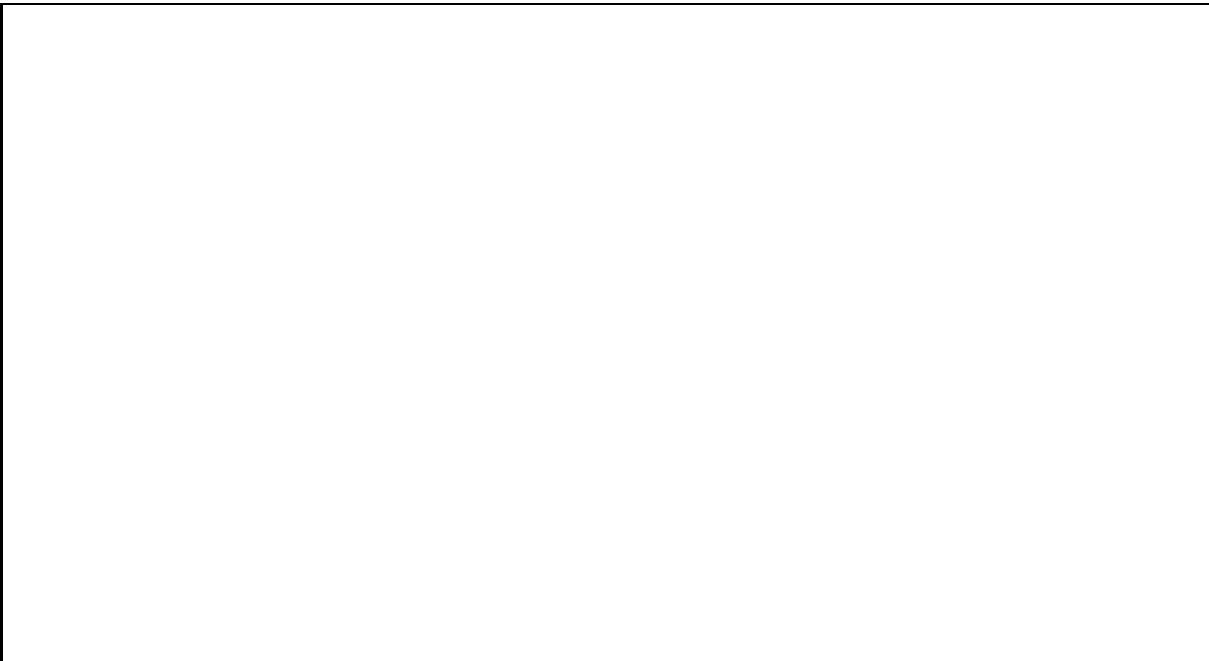


Abbildung 5.20: Zählrate von aus der Falle ausgeschossenen Ionen als Funktion der Anregungsfrequenz ω_d eines axialen Quadrupolfeldes bei einem gemessenen Puffergasdruck von $p = 8.0 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß die neue Kühlerfalle die an sie gestellten Anforderungen im wesentlichen erfüllt und daß die Theorie des Puffergaskühlens auch in der neuen Kühlerfalle in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen ist. Eine zuverlässige Bestimmung der Einfangeffizienz konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Die Ergebnisse zeigen aber, daß die bis zur Falle transportierten Ionen mit einer Effizienz von einigen 10 % eingefangen werden können. Das geforderte Auflösungsvermögen von $\nu/\Delta\nu \approx 10^4 - 10^5$ wurde für ^{39}K mit $\nu/\Delta\nu \approx 1 \cdot 10^5$ erreicht. Damit könnten bei einer Masse von 100 u Isobare mit einer Massendifferenz von etwa $2 MeV/c^2$ getrennt werden. Ferner wurde gezeigt, daß es durch die Anregung mit einem axialen Quadrupolfeld mit der Frequenz $\omega_d = \omega_+ - \omega_-$ möglich ist, Ionen in Anwesenheit von Puffergas massenselektiv aus der Falle zu entfernen. Um den Einfang und den Ausschub von Ionen in der Falle zu optimieren, wurde das Simulationsprogramm JOJO entwickelt, mit dem die Bewegung von Ionen für zeitabhängige Potentiale auf der Symmetrieachse einer zylindersymmetrischen Elektrodenkonfiguration berechnet werden kann. Vor dem Einsatz der neuen Kühlerfalle am ISOLTRAP-Experiment an ISOLDE/CERN müssen noch eine Reihe systematischer Untersuchungen durchgeführt und Verbesserungen an der Apparatur vorgenommen werden:

- Um sowohl die Energieunschärfe als auch die Zählratenschwankungen der in der Quelle erzeugten Ionen zu verringern, erfolgt eine Neukonstruktion der Laserdesorptionsquelle [?]. Die Einfangeffizienz kann durch eine Vergrößerung des Einfangtopfes der Falle von 20 V auf 50 V und mehr gesteigert werden, da Ionenpakete mit entsprechend hoher axialer Energieunschärfe eingefangen werden können. Die dafür benötigten Pulsgeneratoren und Netzgeräte befinden sich zur Zeit im Bau. Auch der Test von verschiedenen Einfang- und Ausschubsszenarien steht noch aus. Um den Einfluß von Zählratenschwankungen zu minimieren, können Ionen mehrerer Laserschüsse aufakkumuliert werden.
- Da es bisher nicht gelang, die Ionen der gewünschten Sorte auf einen *definierten* Magnetronradius zu bringen, ist es notwendig, eine Eintrittsblende vor der Falle zu installieren (siehe Abschnitt 5.2). Bei dem Aufweiten der Magnetronbewegung durch Anregung mit einem Dipolfeld ist der Magnetronradius zum Schluß der Anregung abhängig von der Phase des anregenden Feldes zu Beginn der Anregung. Statt durch die Anregung mit einem Dipolfeld kann der Magnetronradius auch durch die Wechselwirkung mit dem Puffergas eine 'natürliche' Aufweitung erfahren. Dies erfordert höhere Drücke, längere Präpara-

tionszeiten bzw. eine größere Falltiefe (vergleiche Kap. 2.6) und muß untersucht werden.

- Um der Forderung nach schnellem Zentrieren der Ionen in der Präparationsphase einerseits und kleinen Drücken beim massenselektiven Rezentrieren andererseits zu entsprechen, bietet sich als Lösung ein gepulstes Ventil an. Auch sollte der Kühlprozeß für andere Puffergasarten untersucht werden. Wie in Kap. 2.6.2 gezeigt, sind die Kühlzeiten umgekehrt proportional zu der reduzierten Ionenmobilität k_0 . Die Ionenmobilitäten sind vor allem von der verwendeten Gassorte abhängig [?] und verringern sich für schwerere Gase um mehr als eine Größenordnung. Bei Verwendung von Argon als Puffergas würden sich die Kühlzeiten gegenüber Helium auf etwa 1/10 reduzieren.
- In dieser Arbeit wurde die neue Kühlerfalle auf ein hohes Auflösungsvermögen hin optimiert. Eine weitere Verbesserung des Auflösungsvermögens erscheint möglich, wenn längere Zykluszeiten in Kauf genommen werden können. Ein hohes Auflösungsvermögen ist nur dann notwendig, wenn isobare Kontaminationen entfernt werden müssen. Sollen dagegen Isotope mit kurzen Halbwertszeiten von einigen *ms*, wie z. B. ^{11}Li , gekühlt werden, so muß die Kühlerfalle auf kurze Kühlzeiten hin optimiert werden. Dies wird Gegenstand weiterer Untersuchungen sein.
- Die Energieverteilung der gekühlten Ionen muß noch genauer bestimmt werden als es in dieser Arbeit möglich war. Dies kann durch ein Netz vor dem Ionendetektor geschehen, welches auf ein definiertes Sperrpotential gelegt werden kann.

Sicher ist, daß die Möglichkeiten der Kühlerfalle bei weitem noch nicht ausgeschöpft sind. So könnte die Falle auch als kombinierte Paul-Penningfalle betrieben werden. In der kombinierten Falle können sowohl positiv als auch negativ geladene Teilchen gespeichert werden. Auch bietet sich damit die Möglichkeit des nicht massenselektiven Puffergaskühlens [?].

Die neue Kühlerfalle wird im Winter 1993/1994 die alte Kühlerfalle des ISOLTRAP-Massenspektrometers ersetzen. Um den kontinuierlichen, 60 keV ISOLDE-Strahl abzubremesen und in einen Ionenpuls umzuwandeln, wird zunächst die neukonstruierte Laserdesorptionsquelle verwendet werden. Die Laserdesorptionsquelle hat aber den Nachteil, daß nur oberflächennionisierbare Elemente ionisiert werden können. Die Trennung von Kühlerfalle und Ionenbuncher erlaubt einen einfachen Austausch des Ionenbunchers zwischen den Strahlzeiten. So kann alternativ zur Laserdesorptionsquelle auch eine Paulfalle [?] genutzt werden. Mit der Paulfalle können die von ISOLDE produzierten 60 keV Ionen direkt eingefangen, dann gekühlt und anschließend als 1 keV Ionenpulse ejiziert werden. In Kombination mit der neuen Kühlerfalle sind dann damit fast alle von ISOLDE gelieferten Nuklide für eine Präzisionsmessung verfügbar.

A Simulationsrechnungen zur neuen Kühlerfalle

Mit der neuen zylindrischen Penningfalle sollen extern erzeugte Ionen eingefangen, dann in einem harmonischen Potentialtopf gekühlt und schließlich aus der Falle ejiziert werden. In Kap. 2.4 wurde gezeigt, wie die für ein Quadrupolpotential benötigten Elektrodenspannungen berechnet werden. Anders ist die Situation bei dynamischen Prozessen, wie dem Einfang und Ausschub aus der Falle. Hier werden zeitabhängige Potentiale benötigt. Diese müssen so gewählt werden, daß ein Ionenpuls mit großer Zeit- und Energieverteilung eingefangen werden kann, und die Zeit- und Energieverteilung des gekühlten Ionenpulses nach dem Ausschub den späteren Anforderungen beim Einsatz am ISOLTRAP-Spektrometer genügen. Hierzu wurde das Programm JOJO entwickelt, das die Entwicklung von Einfang- und Ausschubsszenarien erlaubt und die Ionenbewegung auf der Symmetrieachse einer Elektrodenkonfiguration simulieren kann. Als Ergebnis der Simulationsrechnung interessieren weniger die Bahn eines einzelnen Ions, sondern vielmehr die zeitliche Entwicklung des Phasenraumvolumens von vielen Ionen. Das Ergebnis kann sowohl als Zeit-Energie-Phasenraum an einem bestimmten Ort als auch als Orts-Impuls-Phasenraum zu einem bestimmten Zeitpunkt ausgegeben werden. Zusätzlich werden Flugzeitspektren am Ort eines Detektors berechnet, die einen direkten Vergleich mit gemessenen Spektren ermöglichen. Die Entwicklung der zeitabhängigen Potentiale erfolgt in drei Schritten.

- Zunächst werden Potentialverläufe auf der Symmetrieachse für einige diskrete Zeitpunkte gefordert. In der Regel wird dies jeweils ein Potentialverlauf für den Einfang, das Speichern und den Ausschub der Ionen sein. Die neue zylindrische Kühlerfalle besteht aus 13 Elektroden, dazu kommen sechs Elektroden für die Retardierungs- und Beschleunigungsstrecke. Das Problem besteht jetzt darin, den geforderten Potentialverlauf durch Superposition der Potentiale der einzelnen Fallenelektroden zu erzeugen.
- Diese benötigten Elektrodenspannungen werden nun im zweiten Schritt von JOJO berechnet. Ähnlich wie in Kap. 2.4 kann der Potentialverlauf auf der Symmetrieachse geschrieben werden als

$$U(z, t_k) = \sum_{i=1}^n u_i(z) a_i(t_k). \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist $u_i(z)$ das ortsabhängige normierte Potential der i -ten Elektrode für 1 V Elektrodenspannung und $a_i(t_k)$ die Spannung, die an die Elektrode angelegt wird. Diese Funktion wird an den geforderten

Potentialverlauf angepaßt. Als Ergebnis erhält man die benötigten Elektroden Spannungen $a_i(t_k)$. Um die zeitliche Entwicklung der Potentiale zu erhalten, werden die Elektroden Spannungen $a_i(t)$ zwischen den diskreten Zeitpunkten t_k linear interpoliert.

- Der dritte Schritt ist die Berechnung der Ionenbewegung in dem zeitabhängigen Potential. Die sich aus der Kraft des elektrischen Feldes und der dämpfenden Kraft des Puffergases ergebende Bewegungsgleichung wird für ein Ion mit einem Runge-Kutta-Verfahren numerisch gelöst. Dazu benutzt JOJO die Routine D02CBF aus der CERN Programmbibliothek NAGLIB.

Die Entwicklung der für den Einfang, das Speichern und den Ausschluß günstigen Potentialverläufe mit der dazugehörigen Zeitstruktur ist in der Regel ein iterativer Prozeß der oben beschriebenen drei Schritte. Aus der Zeitstruktur der Potentiale ergibt sich die zeitabhängige Spannung für jede Elektrode der Konfiguration. Diese Zeitstruktur kann direkt zur Programmierung der für Einfang und Ausschluß benötigten Funktionsgeneratoren verwendet werden.

Es wurden verschiedene Einfang- und Ausschlußszenarien entwickelt, von denen im Laufe dieser Arbeit aus Zeitgründen nur eines im Experiment getestet wurde. Da die berechneten Werte im Experiment gute Ergebnisse brachten, wurden sie für die weitere Arbeit beibehalten. Die berechneten Elektroden Spannungen sind in Tab. 4.1 von Kap. 4 aufgeführt.

Mit JOJO läßt sich natürlich auch die Ionenbewegung in statischen Feldern simulieren. Als Beispiel ist in Abb. A.1 die Entwicklung des Orts-Impuls-Phasenraumes eines Ionenpulses nach dem Einfang in der Falle dargestellt. Als Anfangsbedingung wurden in diesem Beispiel jeweils 64 Ionen der Massen $23 u$, $39 u$ und $41 u$ mit einer Energieverteilung von $30 eV$ in der Ionenquelle zeitgleich gestartet. Die Ionen bewegen sich nach dem Einfang mit axialen Bahn amplituden von etwa $10 cm$ und werden durch die dämpfende Kraft des Puffergases schnell gekühlt.




Abbildung A.1: Zeitliche Entwicklung des Phasenraumvolumens in der Falle von links oben nach rechts unten. Die Anfangsenergieunschärfe der Ionen mit den Massen $23 u$, $39 u$ und $41 u$ beträgt $30 eV$. Bei dieser Rechnung wurde ein Heliumpuffergasdruck von $p = 2.0 \cdot 10^{-3} mbar$ simuliert. Die Fallenmitte liegt bei $130.5 cm$.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. H.- J. Kluge danke ich für die Themenstellung.

Bei Georg und Harald möchte ich mich für die vielen guten Ideen und die tolle Betreuung bedanken.

Bedanken möchte ich mich bei Roland und Tobi dafür, daß sie mir an der Stockholm-Apparatur den praktischen Umgang mit einer Falle beigebracht haben, Helmut für die Weitergabe seiner Erfahrung an die neue Generation, unserem Chefkühler Mike für die gute Betreuung am CERN und die Benutzung seiner Programme, Peter für seinen unermüdlichen Einsatz an der Rechnerfront, Egbert für seine unkonventionellen Lösungen, Stefan für seine vielen Kistchen, Wolfi für die on-line Betreuung des Meßprogramms, Johannes und Ralph für die Unterstützung bei den Messungen und den Clustern für die gute Zusammenarbeit.

Peter Becker und seinem Team möchte ich für die hervorragende Arbeit bei der Herstellung der neuen Kühlfalle danken.

Ein ganz persönlicher Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben, und Bettina – dafür, daß sie immer zu mir gehalten hat.