

Universität Ulm
Institut für
Quanteninformationsverarbeitung

Diplomarbeit

Spektroskopie und Transport von Ionen in einer Mikrofalle

vorgelegt von

Frank Ziesel

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Physiker

12. Juli 2008

Erstprüfer: Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler
Zweitprüfer: Prof. Dr. Matthias Freyberger

Ulm, den 12. Juli 2008

Ich, FRANK ZIESEL, Student im Fachbereich Physik an der Universität Ulm versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen, bei Zitaten kenntlich gemachten Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

FRANK ZIESEL

Abstract

Our aim is the development of a scalable quantum computer. In physical systems, trapped single ions are among the most sophisticated and promising candidates. Single and two-ion gates are used to manipulate qubits in linear Paul traps. Different qubit algorithms, like teleportation, have been proved in these kinds of systems. Recently an eight-ion entangled state highlighted the issues of scalability in linear Paul traps.

For a scalable quantum processor, the traditional linear Paul trap has to be modified. Therefore, we engineered a microstructured, multi-electrode ion trap. The 7mm long trapping device, with 31 independent electrode pairs, is separated in regions with different radial confinement, namely a loading region, a taper region and a processor region. High resolution spectroscopy is used to characterise the trap. We use a narrow $S_{1/2}$ to $D_{5/2}$ quadrupole transition to resolve motional sidebands. The micromotion sidebands can be detected and used to find optimal trap operation parameters. We perform Rabi oscillations, relevant for single qubit rotations, and the ions vibrational degree of freedom is manipulated using sideband cooling. After groundstate cooling of the ion we determined the trap heating rate. The multi segmented Paul trap gives many possibilities to modify the axial trapping potential. With optimized electrode voltages, ions can be shuttled through the entire trap with defined potential parameters. Again, high resolution spectroscopy is used as a tool to investigate the motional degree of freedom during the ions path through the trap. In view of a future qubit basis out of long-lived ground state levels, we have set up laser beams for exciting a Raman transition between both Zeeman-split ground states $S_{1/2} m = +1/2$ and $S_{1/2} m = -1/2$. In future, Raman transitions of this kind will be employed for two-qubit gates, while the control of the trap electrodes will perform fast ion transport and splitting of ion crystals to generate entanglement over millimeter distance.

Vorwort

Unser Ziel ist die Entwicklung eines skalierbaren Quantencomputers. Das physikalisch am weitesten fortgeschrittene und vielversprechendste System hierzu sind Einzelionenexperimente in linearen Paulfallen. Ein- und Zwei-Ionen-Gatter können benutzt werden um gefangene Qubits zu manipulieren. Verschiedene Quantenalgorithmen, wie z.B. ein Teleportationsprotokoll, wurden auf diesen Systemen schon umgesetzt. Durch die großen Fortschritte, wie ein verschränkter Zustand aus acht Ionen, rückte in letzter Zeit die Skalierbarkeit linearer Paulfallen in den Mittelpunkt der Forschung.

Um einen skalierbaren Quantenprozessor zu erhalten, muss das traditionelle Paul-Fallen Design verändert werden. Wir entwickelten eine mikrostrukturierte Ionen Falle mit einer Vielzahl an Elektroden. Die 7mm lange Falle mit 31 unabhängigen Elektrodenpaaren ist in unterschiedliche Regionen aufgeteilt. Die Laderegion, die Transferregion und die Prozessorregion haben jeweils unterschiedliche radialen Fallenparameter. Wir verwenden hochauflösende Spektroskopie um die Falle zu charakterisieren. Wir benutzten einen schmalen $S_{1/2}$ to $D_{5/2}$ Quadrupolübergang um Bewegungsseitenbänder aufzulösen. Das Mikrobewegungsseitenband wird beobachtet und für die Optimierung der Betriebsparameter der Falle benutzt. Wir verwenden Rabi-Oszillationen, die für Einzelqubitrotationen relevant sind, und manipulieren die Vibrationszustände um das Ion über ein Seitenband zu kühlen. Nach dem das Ion in den Grundzustand gekühlt wurde kann die Heizrate der Falle bestimmt werden. Die hohe Anzahl an Segmenten eröffnet viele Möglichkeiten bei der Erzeugung des axialen Fallenpotentials. Mit optimierten Elektrodenspannungen können Ionen in der ganzen segmentierten Falle mit definierten Potentialparametern verschoben werden. Wiederum wird hochauflösende Spektroskopie als Hilfsmittel eingesetzt um die Vibrationszustand des Ions auf seinem Weg durch die Falle zu untersuchen. Für das zukünftige Arbeiten mit langlebigen Grundzustandsqubits haben wir ein Lasersystem aufgebaut, das einen Ramanübergang zwischen den Zeeman aufgespalteten Grundzuständen $S_{1/2} m = +1/2$ und $S_{1/2} m = -1/2$ verwendet. Mit diesen Ramanübergängen werden in Zukunft Zwei-Qubitgatter umgesetzt, die mit Hilfe der Elektrodenspannungen und schneller Transporte das Aufteilen von Ionenkristallen und die Erzeugung von Verschränkung, bei mehreren Millimeter separierten Ionen ermöglichen.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Einzelionen Experimente mit Paulfallen	5
2.1	Kalzium Atome und Kalzium Ionen	6
2.1.1	Atomstrahl-Ofen	6
2.1.2	Neutrales Kalzium	7
2.1.3	Einfach-ionisiertes Kalzium	8
2.2	Paul-Falle	9
2.2.1	Lineare Paul-Falle	9
2.2.2	Radialer Einschluss	10
2.2.3	Axialer Einschluss	13
2.2.4	Ulmer Paul-Fallen Design	14
2.3	Optische Übergänge	17
2.3.1	Licht-Ion-Wechselwirkung	17
2.3.2	Lamb-Dicke Regime	19
2.3.3	Detektionsverfahren	20
2.3.4	Dipolübergang und Dopplerkühlen	21
2.3.5	Quadrupolübergang	23
2.3.6	Seitenbandkühlen	24
2.3.7	Ramanübergänge	26
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Falle	30
3.2	Vakuumkammer	31
3.3	Betriebskonfiguration	32
3.4	Lasersystem	33
3.4.1	Gitterstabilisierter Diodenlaser	33
3.4.2	Frequenzverdoppelungs Cavity	34
3.4.3	Pound-Drever-Hall Frequenzstabilisierung	35
3.5	Optischer Aufbau	37
3.5.1	Akusto-optische Modulatoren	38
3.5.2	Stabile Referenz Resonatoren	39
3.5.3	Wellenlängenmessung	41

3.6	Abbildungsoptik	41
3.7	Experimentsteuerung	42
3.7.1	Hardware	43
3.7.2	Steuersoftware	45
4	Spektroskopie an Einzelionen	47
4.1	Quadrupolübergang	48
4.1.1	Bewegungsseitenbänder des $S_{1/2} - D_{5/2}$ Übergangs	49
4.1.2	Mikrobewegungskompensation	49
4.1.3	Koherente Dynamik auf dem Quadrupolübergang	51
4.1.4	Ramsey Spektroskopie	53
4.1.5	Seitenbandkühlen	55
4.1.6	Bestimmung der Heizraten	57
4.2	Ramanübergang	58
4.2.1	Rapid adiabatic passage (RAP)	59
4.2.2	RAP-Übergang und Raman-Bewegungsseitenbänder	61
5	Transport	63
5.1	Simulation	63
5.1.1	Axiale Fallenpotentiale	65
5.1.2	Radiales Fallenpotential	67
5.2	Spektroskopie an transportierten Ionen	69
5.3	Transport mit konstanter Axialfrequenz	70
6	Ausblick	73
A	Anhang	75
A.1	Mathieu-Gleichung mit Mikrobewegung	75
	Literaturverzeichnis	79

1

Einleitung

Die Informationsverarbeitung nimmt in der heutigen Zeit einen unentbehrlichen Platz in unserer Gesellschaft ein. Nicht nur durch die weiter fortschreitende Miniaturisierung stoßen momentane Computer immer häufiger an ihre physikalische Grenzen. Um etwa quantenmechanische Systeme zu simulieren ist es weitaus effektiver eine Rechenmaschine aus einem quantenmechanischen Systemen zu konstruieren. Absolut sichere Kommunikationsprotokolle, Quantenteleportation und viele Themen aktueller Forschung lassen sich nur mit Quantencomputern realisieren. 1952 sagte Erwin Schrödinger, einer der Begründer der Quantenmechanik, dass es niemals möglich sein werde mit einzelnen Elektronen, Atomen oder kleinen Molekülen zu experimentieren [1]. Doch schon 27 Jahre später konnten zum ersten mal einzelne Ionen in einer Paulfalle nachgewiesen werden[2]. Für die Anwendung solcher Systeme schlug Richard Feynman 1981 vor, Computer die aus Quantenmechanischen Systemen gebaut sind, für die Simulation solcher Systeme zu verwenden[3]. Auf solchen Computer könnten quantenmechanische Effekte verwendet werden, um eine neuartige Form von Algorithmen zu entwickeln. Ein Algorithmus zur Primfaktorzerlegung [4] von Peter Shor und der Grover-Algorithmus, zum Suchen in großen Listen [5] können auf herkömmlichen Computern nicht effizient implementiert werden. In den letzten Jahren stellten sich mehrere Forschungsgruppen aus aller Welt der Herausforderung quantenmechanische Systeme für die Informationsverarbeitung zu entwickeln. Analog zur klassischen Informationsverarbeitung ist die Basis ein Informationsträger oder Informationsspeicher. Dieses *Qubit*, mit den Werten $|0\rangle$ und $|1\rangle$, kann auf unterschiedlichen Systemen realisiert werden. Der Polarisationszustand von Photonen, $|\rightarrow\rangle$ und $|\uparrow\rangle$, der Spin einzelner Elektronen $|up\rangle$ und $|down\rangle$ oder die Energieniveaus eines einzelnen Atoms, $|Grundzustand\rangle$ und $|angeregterZustand\rangle$ können als Träger

für Quanteninformation benutzt werden. Anders als bei klassischen Systemen können diese Qubits auch in beliebigen Überlagerungszuständen zwischen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ präpariert werden. Des weiteren können zwei oder mehrere Qubits miteinander verschränkt werden. Dies ermöglicht es, dieses quantenmechanische Phänomen für die Informationsverarbeitung zu nutzen. Von D. DiVincenzo wurden 2000 eine Reihe von Kriterien für den Bau eines Quantencomputers aufgestellt [6]:

1. Identifikation und Initialisierung einzelner Qubits,
2. Implementierung von universellen Quantengattern,
3. geringe Dekohärenz,
4. Adressierbarkeit und Auslesen einzelner Qubits und
5. Skalierbarkeit von wenigen auf viele Qubits.

Etwas später wurden noch zwei weitere Kriterien hinzugefügt:

6. Kürzere Rechenzeit als bei jedem klassischen Computer und
7. die Übertragung von Information zwischen feststehenden und bewegten Qubits.

Das derzeit erfolgreichste System, was die Kriterien 1 bis 4 angeht, ist eine lineare Paul-Falle, die lasergekühlte Ionen speichert. In den letzten Jahren wurden, außer in Ulm, vor allem in Innsbruck¹, Bolder², Baltimore³ und Oxford⁴ große Fortschritte mit 3D-Paulfallen und planaren Paulfallen erzielt. Die Energieniveaus des Ions können hierbei durch Laser manipuliert werden. Mit Hilfe solcher Qubit-Zustände wurden bereits Quantenzustände teleportiert⁵ [7] und maximal acht Ionen, also ein „Qubyte“, verschränkt [8].

Um diese Systeme skalierbar zu machen, muss eine Änderung des Paul-Fallen-Designs vorgenommen werden [9, 10], da die konventionellen Paul-Fallen diesen Punkt nicht erfüllen. Eine segmentierte Paul-Falle besteht im wesentlichen aus einer variablen Anzahl linearer Paul-Fallen, die durch elektrische Spannungen verändert und kombiniert werden können. Ein Quantencomputer besteht hierbei dann aus verschiedenen Bereichen, die analog zum konventionellen Computer in Speicher- und Prozessorbereiche unterteilt werden kann. Ein Schwerpunkt bei der Entwicklung von Quantencomputern in segmentierten Paul-Fallen ist der Transport von Quanteninformation. Der Einfluss von Transportfunktion und Transportgeschwindigkeit auf den Quantenzustand muss möglichst genau bekannt sein. Um die Vorteile einer segmentierten Paul-Falle voll ausschöpfen zu können muss das Ion mit möglichst hoher Geschwindigkeit transportiert werden. So wie die Heizrate der Falle den Quantenzustand nicht verändern soll, muss auch der Transport dabei ohne Informationsverlust ablaufen. In dieser Arbeit wird eine

¹Gruppe von Rainer Blatt, Institut für Experimentalphysik, Innsbruck University

²Gruppe von David J. Wineland, National Institute of Standards and Technology

³Gruppe von Christopher Monroe, University of Maryland

⁴Gruppe von Andrew Steane, Dept. of Atomic and Laser Physics, University of Oxford, Oxford

⁵Übertragung eines Quantenzustandes

mikrostrukturierte segmentierte Paul-Falle auf ihre Eignung zur Quanteninformationsverarbeitung hin untersucht. Hierzu wurde ein Ion mit unterschiedlichen Kühlmethode in den Grundzustand der Bewegung gekühlt und anschließend die Auswirkungen der Fallenheizrate untersucht. Außerdem wurde erstmals die Transferzone der segmentierten Falle spektroskopisch untersucht. Hierfür wurden eine Vielzahl von Elektroden Spannungen mit einem Regularisierungsalgorithmus berechnet. Eine Spannungs Konfiguration führt jeweils zu einem definierten Transportpotential. Somit ist ein Transport mit festen Potentialparametern möglich. Das elektronische Qubit wird hierbei nach der Initalisierung an eine genau bekannte Stelle der Falle verschoben. Dort wird durch einen Laserpuls Anregungsinformation auf dem Qubit gespeichert. Nach dem Rücktransport kann diese Information ausgelesen und verarbeitet werden.

2

Einzelionen Experimente mit Paulfallen

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, braucht man einzelne Quantenobjekte, also einzelne Atome, Ionen, Moleküle oder Photonen um einen Quantencomputer zu realisieren. Wenn man Experimente mit einzelnen Atomen betrachtet, fällt auf, dass Ionen um einiges leichter zu handhaben sind als Neutralatome. Bei Neutralatomen und großen Teilchenzahlen kommen meistens *magnetische Fallen* oder *magneto-optische Fallen* (*MOT*) zum Einsatz. In den letzten Jahren etablierte die *MOT* sich als vielseitig einsetzbares Instrument. Sie eignet sich zum Fangen von Atomwolken die anschließend in andere Fallen transportiert werden können. In magnetischen oder optischen Dipolfallen kondensiert die Atomwolke bei niedrigen Temperaturen zu einem *Bose-Einstein-Kondensat*. Nachteile der *MOT* sind die schlechte Separation von Einzelatomen und die fehlende Trennung von Falleneinschluss und optischem Zugriff. Mit Neutralatome sind auch Einzelatomexperimente möglich doch im allgemeinen bei wesentlich geringeren Fallentiefen. Einzelne Ionen die in Paulfallen gehalten werden, können dagegen relativ einfach mit elektrischen Feldern beeinflusst werden. Mit Paul- oder Penningfallen werden kontrolliert einzelne Atome für mehrere Tage und Wochen gefangen. Durch den guten optischen Zugang können Quantenzustände einzelner Ionen manipuliert werden. Diese quantenmechanischen Informationsträger, auch *Qubit* genannt können mit Laserpulen beschrieben, verarbeitet und ausgelesen werden. Außerdem können die elektrischen Felder dazu benutzt werden, das Ion für die nächste Quantenoperation an einen geeigneten Ort zu verschieben.

2.1 Kalzium Atome und Kalzium Ionen

Die Auswahl eines passenden Elements für mikrostrukturierte Ionenfallen ist prinzipiell nur durch drei Kriterien eingeschränkt. Man benötigt für das Element einen Ofen, um einen Atomstrahl im Fallenbereich zu erzeugen. Bei der Auswahl eines Elements muss außerdem auch darauf geachtet werden, dass für die optischen Übergänge die nötigen Lasersysteme vorhanden sind. Ein weiteres wichtiges Kriterium ist die Möglichkeit, Information in Form von *Qubits* in geeigneten Energieniveaus zu speichern.

2.1.1 Atomstrahl-Ofen

Der Kalziumofen (Abbildung 2.1) benutzt ein relativ einfaches Verfahren [11]. Das Kalziumpulver wird hierbei in ein Ofenrohr aus Edelstahl mit einer Wandstärke von 0,1 mm gefüllt. Ein Ende des Rohres ist durch einen elektrischen Kontakt verschlossen. Der

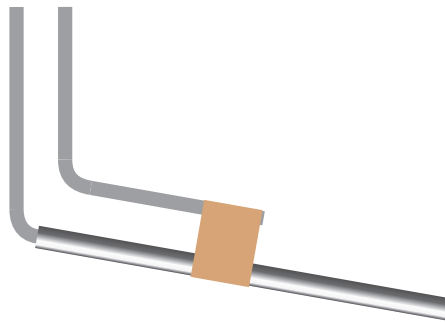


Abbildung 2.1: Kalziumofen bestehend aus Ofenrohr, Tantalblech, Halterung und Füllung.

zweite elektrische Kontakt wird durch ein Tantalblech realisiert, welches durch Punktschweißen in der Mitte des Ofenrohrs befestigt wird. Das Ofenrohr wird somit an der mit Kalzium präparierten Stelle durch den Stromfluss erhitzt. Kalziumpulver verdampft an dieser Stelle und erzeugt einen Atomstrahl am offenen Ende des Ofens. Mit Hilfe der Ofenbefestigung wird der Atomstrahl in einem ca. 10° Winkel zur Fallenachse ausgerichtet. Dies verhindert ein Bedampfen der optischen Elemente auf der anderen Seite der Falle. Des Weiteren kann mit der Ausrichtung des Ofens auf eine bestimmte Fallenregion gezielt werden. Die elektrischen Kontakte werden durch eine Vakuumdurchführung mit Schraubkontakten aus der Vakuumkammer geführt. Die Vakuumdurchführung muss für

die benötigte Stromstärke vom maximal 10A klassifiziert sein. Bei einem normalen Ofenbetrieb bei 2,7A und unter optimalen Bedingungen, führt dies zu einer Laderate von etwa 1 Ion/min. Bei der Konstruktion des Ofens sollte besonderer Wert auf die Wandstärke des Ofenrohrs gelegt werden, da der Widerstand und die daraus resultierende Temperatur in diesem Bereich entscheidend sind.

2.1.2 Neutrales Kalzium

Mit Hilfe des Ofens hat man nun einen Strahl neutraler Kalziumatome erzeugt, der die Ionenfalle durchquert. Um diesen Atomstrahl nun effizient und isotopenselektiv zu ionisieren, benutzen wir eine zweistufige Photoionisation [12]. Abbildung 2.2 zeigt das Termschema von ^{40}Ca mit den benutzten Ionisationsübergängen. Im ersten Schritt

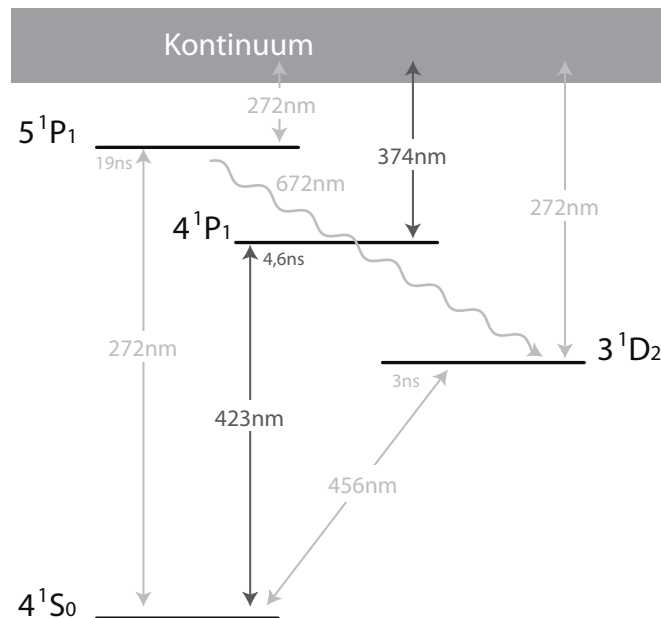


Abbildung 2.2: Termschema von ^{40}Ca .

wird das Atom mit einem Laser der Wellenlänge 423 nm vom Grundzustand 4^1S_0 in den Zustand 4^1P_1 angeregt. Mit einem zweiten Laser bei 374 nm wird das angeregte Atom anschließend ionisiert. Eine weitere Methode einer zweistufigen Photoionisation [13] nutzt die Möglichkeit mit einem Laser der Wellenlänge 272nm eine Ionisation durchzuführen. Hierbei ist entweder der Übergang in den Angeregten Zustand 5^1P_1 mit anschließender Anregung ins Kontinuum, oder der zweite Weg mit einem Zerfall in den Zustand 3^1D_2 und anschließender Ionisation mit der selben Wellenlänge. In der Natur

kommt Kalzium zu 96,94% als ^{40}Ca vor, die Isotope ^{44}Ca und ^{42}Ca sind mit 2,08% und 0,64% sehr selten. Mit speziellen Öfen, befüllt mit angereichertem fast Isotopenreinen ^{43}Ca , kann jedoch auch das natürlich nur mit 0,13% vorkommende, radio aktive ^{43}Ca in Paulfallen für Experimente genutzt werden [14].

2.1.3 Einfach-ionisiertes Kalzium

Für das Kalzium Ion ergibt sich nun das neue Termschema in Abbildung 2.3. Es zeigt die für uns relevanten Energieniveaus und Übergänge. Außerdem wird für jeden Übergang die entsprechende Lebensdauer angegeben. Hierbei fallen besonders die beiden meta-stabilen D-Niveaus mit Lebenszeiten von über einer Sekunde auf. Eines davon spielt eine entscheidende Rolle für Spektroskopie und das Detektionsverfahren. Des weiteren sind auch die beiden Zeeman-Niveaus des Grundzustand zu sehen. Die beiden Niveaus $S_{1/2}$, $m = +1/2$ und $S_{1/2}$, $m = -1/2$ sollen später als Qubitzustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ verwendet werden. Die nun erzeugten Ca^+ Ionen sind durch die hohe Ofentemperatur

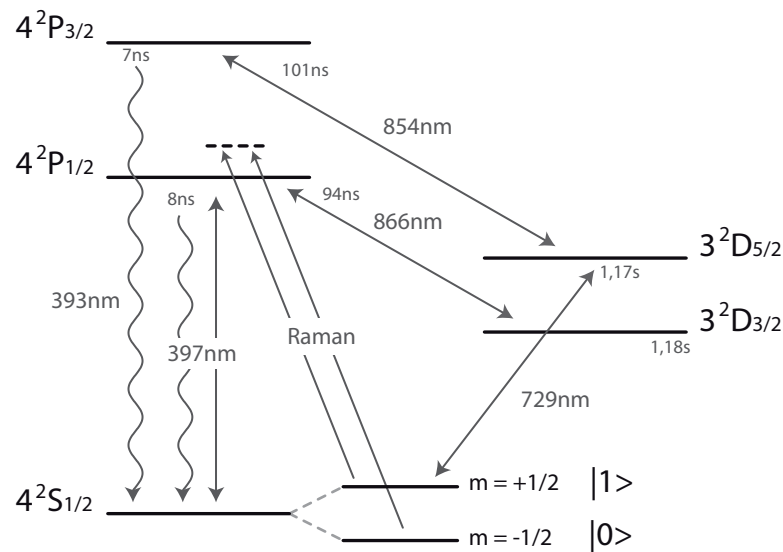


Abbildung 2.3: Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$.

immer noch sehr schnell und oszillieren stark im elektrischen Fallenpotential. Das nun gefangene Ion wird anschließend optisch gekühlt [15].

2.2 Paul-Falle

Eine Paul-Falle¹ ermöglicht einen räumlichen und berührungslosen Einschluss geladener Teilchen in allen drei Raumrichtungen über längere Zeit. In eine Vakuumkammer eingebaut bildet sie ein hervorragendes Instrument um einzelne Atome von der Wechselwirkung mit der Umgebung zu isolieren.

2.2.1 Lineare Paul-Falle

Um ein Teilchen dreidimensional harmonisch zu fangen, benötigt man in jeder Raumrichtung eine rücktreibende Kraft, die mindestens linear mit dem Abstand zunimmt. Um einen harmonischen Einschluss zu erreichen müsste das Coulombpotential in unmittelbarer Nähe des Ions folgende Form annehmen:

$$\Phi(x, y, z) \sim \alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2 \quad (2.1)$$

Wobei ein positives α eine stabile und ein negatives α eine instabile Kraft bewirkt. Die Laplace-Gleichung fordert bei elektromagnetischen Potentialen aber das $\Delta\Phi = 0$ und somit $\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z = 0$. Die einzige Möglichkeit diese Gleichung dauerhaft zu erfüllen und trotzdem ein dreidimensionalen Einschluss zu erreichen ist ein dynamisches Potential, welches immer mindestens ein negatives α besitzt. Da ein negatives α in einer Dimensi-

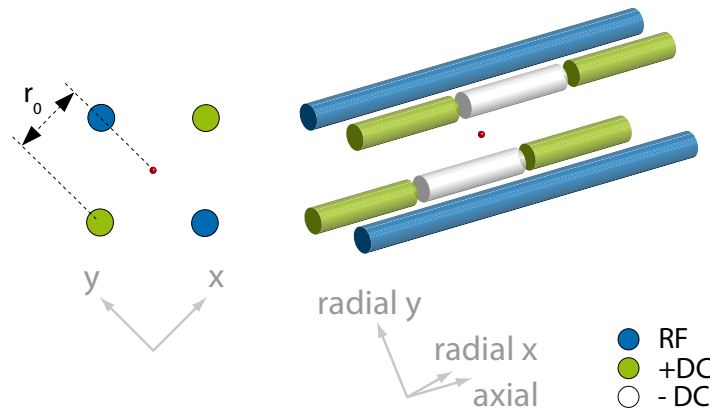


Abbildung 2.4: Lineare Paul-Falle, (links) schnitt durch radiale Ebene und (rechts) perspektivischer Blickwinkel.

on keine stabil fangende Kraft, sondern eine instabile Kraft auf das Ion bedeutet, muss

¹Wolfgang Paul (1913-1993) erhielt für die Entwicklung den Physik-Nobelpreis 1989

im nächsten Zeitschritt hier wieder eine fangende Kraft wirken um das Ion nicht zu verlieren. Es bedeutet, dass wir in einer radialen Ebene einen dynamischen Einschluss mit Hilfe einer Wechselfeld realisieren. Das ursprüngliche Experiment hierzu war der Paulsche Massenfilter von W. Paul und H. Steinwedel 1953, der lediglich ein elektrisches Wechselfeld benutzte um unterschiedliche Ionen zu trennen. Diese Wechselfeld liegt für Ionen im Radio-Frequenz-Bereich und wird deswegen auch als RF bezeichnet. Für eine Ionenfalle benötigt man in der dritten Dimension ein statisches elektrisches Feld. Dies sorgt für den Einschluss in axialer Richtung. Um die Wirkungsweise der Paul-Falle zu verstehen, betrachtet man am besten eine lineare Stabfalle (Abbildung 2.4). Dieser Typ von Paul-Fallen besteht aus vier Stabelektroden. An den durchgezogenen, blauen Elektroden wird die Radiofrequenz angelegt und die unterteilten Elektroden werden mit statischen Spannungen versorgt. Im Bereich des Fallenzentrums ergibt sich dann folgendes Potential

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z, t) = & U \frac{1}{2r_0^2} (\alpha_x(x - x_\Delta)^2 + \alpha_y(y - y_\Delta)^2 + \alpha_z(z - z_\Delta)^2) \\ & + V \cos(\omega_{\text{rf}}t) \frac{1}{2r_0^2} (\alpha'_x x^2 + \alpha'_y y^2 + \alpha'_z z^2), \end{aligned} \quad (2.2)$$

r_0 ist hierbei der Abstand vom Fallenzentrum zur Oberfläche der Elektroden. Die Parameter α_i und α'_i sind Geometriefaktoren, welche den Durchgriff der Elektroden Spannungen auf das Fallenzentrum angeben. Der Verschiebungsvektor $(x_\Delta, y_\Delta, z_\Delta)$ deutet an, dass im allgemeinen Fall die beiden Potentialnullpunkte nicht an der selben Stelle sein müssen, siehe auch Kapitel A.1. Die Geometriefaktoren α_i und α'_i können durch numerische Simulationen bestimmt und später aus den gemessenen Fallenfrequenzen berechnet werden. Da die Gleichung 2.2 zu allen Zeiten die Laplace-Gleichung erfüllen muss, folgt für die Geometriefaktoren

$$\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z = 0 \Rightarrow \alpha_z = -(\alpha_x + \alpha_y) \quad (2.3)$$

Da der radiale Einschluss, in diesem Fall nur sehr kleine axialen Komponenten hat ist $\alpha'_z \ll 1$ und kann in der folgenden Betrachtung vernachlässigt werden. Für die weiteren Geometriefaktoren folgt somit:

$$\alpha'_x + \alpha'_y = 0 \Rightarrow \alpha'_x = -\alpha'_y \quad (2.4)$$

Die Bewegung eines geladenen Teilchens kann nun getrennt für die radiale x-y-Ebene und für die axiale z-Richtung betrachtet werden.

2.2.2 Radialer Einschluss

Um die Stabilität des radialen Einschlusses zu erklären wird hier von einer rein linearen Paulfalle ausgegangen. In der x-y-Ebene wird die Bewegung eines klassischen Teilchens

der Masse m und der Ladung $Q = N \cdot |e|$ durch die Mathieu-Differentialgleichung eines Paulschen Massenfilters beschrieben:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\tau)] x = 0, \quad (2.5)$$

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + [a_y + 2q_y \cos(2\tau)] y = 0. \quad (2.6)$$

Wobei folgende dimensionslosen Parameter verwendet wurden:

$$\tau = \frac{\omega_{\text{rf}} t}{2}, \quad a_i = \frac{4QU\alpha_i}{m\omega_{\text{rf}}^2 r_0^2}, \quad q_i = \frac{2QV\alpha'_i}{m\omega_{\text{rf}}^2 r_0^2}, \quad i \in \{x, y\} \quad (2.7)$$

Für die Mathieu-Gleichungen gibt es nun stabile und instabile Lösungen. Bei den instabilen Lösungen wächst die Amplitude der Bewegung exponentiell an, das Teilchen geht verloren und verlässt irgendwann den Fallenbereich. Bei einer stabilen Lösung schwingt das Teilchen in der radialen Ebene mit begrenzter Amplitude. Die Stabilität einer

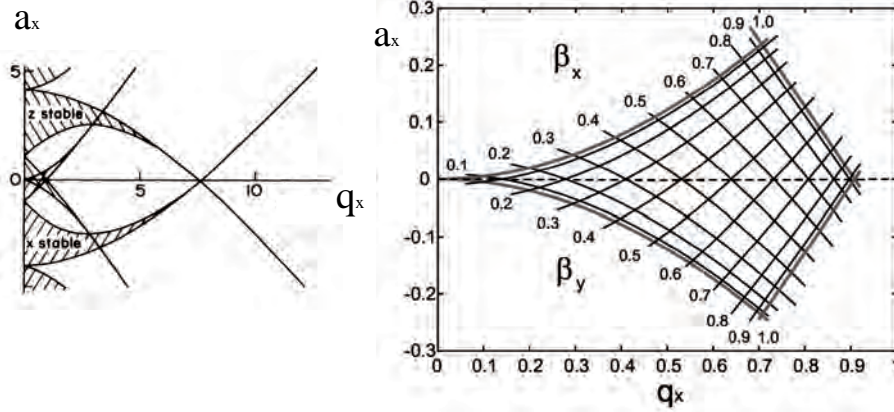


Abbildung 2.5: (links) Stabilitätsdiagramm für eine lineare Paul-Falle. (rechts) Der erste Stabilitätsbereich mit Frequenzen der Säkularbewegung ω_x und ω_y in Einheiten von $\omega_{\text{rf}}/2$. [16]

Fallenkonfiguration hängt bei konstanter Geometrie nur von den Parametern a_i und q_i ab. In Abbildung 2.5 (a) kann man anschaulich die stabilen und instabilen Bereiche der Mathieu-Gleichung erkennen. In Gleichung 2.7 erkennt man, dass a_i und q_i auch von den Betriebsparametern wie der Radiofrequenz ω_{rf} , der RF-Amplitude V und der DC-Spannung U abhängen. Im sogenannten ersten Stabilitätsbereich Abbildung 2.5 (b) ($a \geq 0, q < 1$) sieht eine Näherungslösung erster Ordnung der Bewegungsgleichung (2.5) für den Fall ($|a_x|, q_x^2 \ll 1$) lautet [16] wie folgt aus:

$$x(t) \approx A \cos\left(\beta_x \frac{\omega_{\text{rf}}}{2} t\right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{\text{rf}} t)\right] \quad \text{mit} \quad \beta_x \approx \sqrt{\frac{q_x^2}{2} + a_x}. \quad (2.8)$$

Die Konstante A wird hier durch die Anfangsbedingungen festgelegt. Die Bewegung des Teilchens in der radialen Ebene kann somit in zwei Schwingungsbewegungen zerlegt werden. Zum einen in die sog. *Säkularbewegung*, einer harmonischen Schwingung mit den Frequenzen

$$\omega_i = \beta_i \frac{\omega_{\text{rf}}}{2} \ll \omega_{\text{rf}} \quad \text{mit} \quad i \in x, y . \quad (2.9)$$

und zum anderen in eine viel schnellere Schwingung mit der Frequenz ω_{rf} , der Antriebsfrequenz der Falle. Für normale Betriebsspannungen in der Ladezone ist $q_x = 0,368$ und $a_x = 0,0111$, was zu einer Radialfrequenz von $\omega_x = 2\pi \cdot 3,68$ MHz führt. Die schnelle Schwingung mit ω_{rf} hat eine um den Faktor $q_x/2$ kleinere Amplitude. Man bezeichnet diese schnelle, kleine Schwingung daher auch als *Mikrobewegung*. Für eine stabile Fallenkonfiguration müssen die Frequenzen der Säkularbewegung zwischen 0 und $\omega_{\text{rf}}/2$ liegen. Abbildung 2.5 (b) zeigt den ersten Stabilitätsbereich und die Frequenzen der Säkularbewegung in Einheiten von $\omega_{\text{rf}}/2$. Befindet sich das Ion genau im Zentrum des Quadrupolfelds ist die Amplitude der Mikrobewegung gleich Null. So kann man die Säkularbewegung als Bewegung des Teilchens in einem harmonischen Potenzial interpretieren:

$$\Psi(x, y) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) \quad (2.10)$$

Um dieses Ψ vom Φ zu unterscheiden, bezeichnet man Ψ als *Pseudopotenzial*. Betrachtet

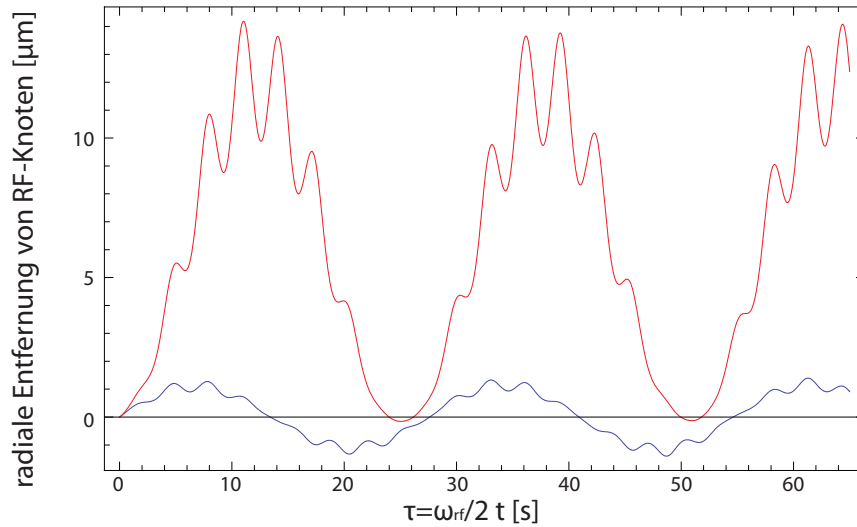


Abbildung 2.6: Kompensierte (blau) und unkompenzierte Mikrobewegung (rot)

man nun die zusammengesetzte radiale Bewegung aus Gleichung 2.9, erkennt man eine mit der Mikrobewegung modulierte Schwingung um den Radiofrequenz Knoten. Die Amplitude der Mikrobewegung nimmt mit Abstand vom RF-Knoten zu. Abbildung 2.6 zeigt, dass eine Schwingung, die ihr Zentrum nicht im RF-Knoten hat ei-

ne sehr starke Mikrobewegung verursacht. In Kapitel A.1 wurde hierzu die Mathie-Differentialgleichung mit einer Nullpunktverschiebung zwischen RF-Potential und DC-Potential von $x_{\Delta} = 30 \mu\text{m}$ gelöst. Bei der numerischen Berechnung der Trajektorien wurde ein dopplergekühltes Kalziumion bei üblichen Betriebsparametern simuliert. Eine Schwingung die ihren Mittelpunkt weit entfernt vom RF-Knoten hat verursacht eine starke Mikrobewegung und dies liefert wiederum ungenaue Messergebnisse. Um starke Mikrobewegung zu kompensieren, versucht man das gefangene Teilchen immer so nah wie möglich am RF-Knoten zu halten. In unserer Falle kompensieren wir mit Hilfe der DC-Spannungen, indem wir das axiale Potential entlang der DC-Ebene verschieben. Bei dieser Methode verschiebt man das DC-Fallenminimum relativ zum RF-Fallenminimum bis ein optimales Fluoreszenzverhalten erreicht wird.

2.2.3 Axialer Einschluss

Um einen dreidimensionalen Einschluss der Ionen zu erreichen, muss dem im letzten Abschnitt diskutierten Pseudopotenzial in radialer Richtung ein statisches Potenzial in axialer Richtung überlagert werden. Dies erfolgt in unserem einfachen Modell (Abbildung 2.4) durch Anlegen einer positiven Gleichspannung U_{ax} an den äußeren Segmenten der Gleichspannungselektroden. An der weißen Mittelelektrode, wo sich das positiv geladene Ion befindet, liegt hierbei eine negative Spannung und an den grünen Endkappen eine positive Spannung an. Das Ion wird somit von den Endkappen abgestoßen und kann den Fallenbereich axial nicht verlassen. Das entstehende axiale Potenzial ist in der Fallenmitte in sehr guter Näherung harmonisch. Für die Schwingungsfrequenz in axialer Richtung erhält man [17]:

$$\omega_{ax} = \sqrt{\frac{2\kappa QU_{ax}}{mz_0^2}}, \quad (2.11)$$

wobei $z_0 = L/2$ den axialen Abstand der Fallenmitte von den äußeren Segmenten angibt, und κ ein Geometriefaktor ist, der den Durchgriff der Spannung U_{ax} auf das Fallenzentrum angibt. Dieser Geometriefaktor kann in der Regel nicht analytisch, sondern nur aus numerischen Simulationen ermittelt werden, wie Abbildung 2.7 zeigt. Man sieht hier den axialen Falleneinschluss für drei Elektroden bei einer Spannung von je -1V. Hierbei ist nicht das Gesamtpotential gezeichnet, sondern der unabhängige Einfluss jeder Elektrode auf das Fallenzentrum. Der dunkelblau markierte Bereich ist der Potentialüberlapp den die Mittelelektrode mit den beiden Nachbarsegmenten hat. In einer segmentierten Paulfalle (Kapitel 2.2.4) sollte dieser Überlapp für den Transport so groß wie möglich sein, um über der Lücke zwischen zwei Segmenten möglichst viel Kontrolle über das Potential zu haben. Experimentell kann κ aus Messungen der Fallenfrequenzen zurückgerechnet werden. Die Präsenz eines zusätzlichen statischen elektrischen Poten-

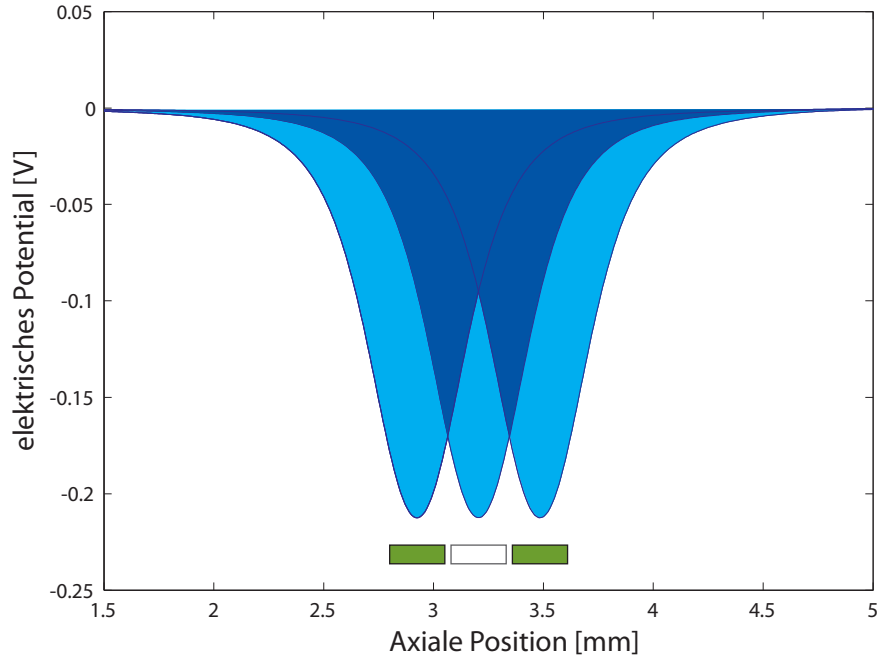


Abbildung 2.7: Numerisch berechnetes axiales Fallenpotential für 250 μm breite DC-Elektroden.

tials führt zur Schwächung oder Stärkung des radialen Potentials, das aber weiterhin harmonisch ist [18]. Für die neue geschwächte Radialfrequenz ω'_r gilt:

$$\omega'_r \approx \sqrt{\omega_r^2 - \frac{1}{2}\omega_{ax}^2}. \quad (2.12)$$

Da bei den hier betrachteten Fallen $\omega_r \gg \omega_{ax}$ ist, gilt $\omega'_r \simeq \omega_r$, so dass sich das radiale Potential nur geringfügig ändert. Dies ist bei den durchgeführten Experimenten jedoch nicht immer der Fall. Für die von uns verwendete mikrostrukturierte Falle ist bei normalen DC-Potentialen meistens $\omega_r \approx \omega_{ax}$ und somit kann die oben stehende Näherung nicht verwendet werden.

2.2.4 Ulmer Paul-Fallen Design

Die von uns verwendete segmentierte Paul-Falle ist eine Weiterentwicklung der linearen Paul-Falle. Sie erlaubt nicht nur eine Miniariturisierung, sondern auch eine größere Flexibilität und Skalierbarkeit. Abbildung 2.8 zeigt eine schematische Darstellung unseres Fallendesigns. Wieder sind die durchgezogenen Elektroden für das Anlegen einer Radiofrequenz und die kleinen Segmente für die Gleichspannungen vorgesehen. Das axiale

Fallenpotential ist hierbei die Superposition der Potentiale aller Fallensegmente. Diese

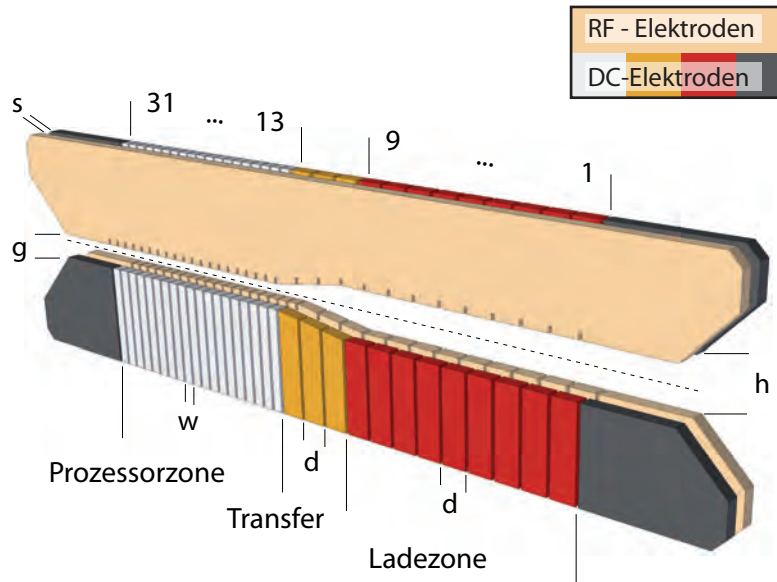


Abbildung 2.8: Ulmer Design einer Mikrostrukturierten Paul-Falle.

31 DC-Segmente sind in drei Regionen aufgeteilt, zwischen denen Ionen durch anlegen definierter Spannungsrampen hin und her transportiert werden können. Diese Paulfalle besteht aus zwei Elektrodenschichten, die in einer Sandwichstruktur verbaut wird. Die Spacerschicht, welche die beiden anderen Schichten voneinander trennt, hat eine Dicke von $s = 150 \mu\text{m}$. Jede Leiterbahn der DC-Elektroden ist durch einen Abstand von $30 \mu\text{m}$ von der benachbarten Bahn getrennt. Die größer konstruierte *Ladezone* mit einer Fallenschlitzbreite von $h = 500 \mu\text{m}$, somit ist das Verhältniss von Schlitzbreite zu Spacerdicke 4:1. Mit einer Segmentbreite von $d = 250 \mu\text{m}$ ermöglicht diese Zone effektives Laden von Ionen. Das größere Fallenvolumen bietet mehr Platz zum Überlagern aller Laser und der Atomstrahl kann einen größeren Bereich durchqueren. Außerdem macht das von dem Kühlaser verursachte Streulicht das Beobachten des Ions in der *Prozessorzone* sehr schwer. Die sogenannte *Transferzone* dient als Übergangsregion zwischen der *Ladezone* und der *Prozessorzone*. Die Fallenschlitzbreite nimmt hierbei linear von $h = 500 \mu\text{m}$ auf $g = 250 \mu\text{m}$ ab wobei die Segmentdicke der Ladezone beibehalten wird. In der *Prozessorzone* ist das Verhältniss von Schlitzbreite zu Spacerdicke 2:1, da hier der Fallenschlitz nur $g = 250 \mu\text{m}$ breit ist. Die *Prozessorzone* besitzt ausser dem nur $w = 150 \mu\text{m}$ breite Segmente. Diese ermöglichen laut Gleichung 2.11 eine größere Axialfrequenz. Die Ulmer Mikrofaller wird in einem drei-Schicht Verfahren hergestellt. Abbildung 2.9 zeigt

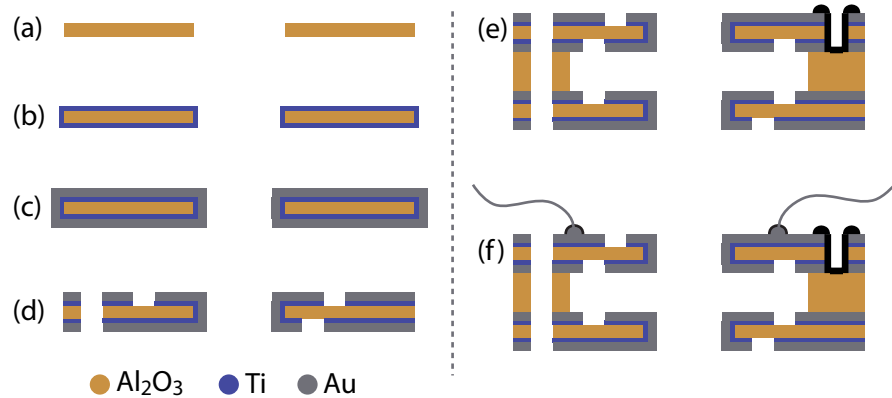


Abbildung 2.9: Herstellungsprozess: (a) laserbearbeiteter Al₂O₃-Wafer, (b) Reinigung und Beschichtung mit einer Ti Haftschiicht, (c) aufbringen einer Goldschicht, (d) Laserbearbeitung, (e) Anordnung und Verkleben der Schichtstruktur und (f) bonden von Goldkontakten auf die Fallensegmente.

die verschiedenen Herstellungsschritte für die Produktion einer Mikrofalle. Zu Beginn wird ein Al₂O₃-Wafer mit einem Laser so bearbeitet, dass die DC-Segmentfinger freistehen und von allen Seiten beschichtet werden können. Nach einer gründlichen Reinigung wird der Wafer zuerst mit einer 50 nm Titan Haftschiicht und anschließend mit einer 500 nm Goldschicht überzogen. Die Oberfläche wurde mit einem Rasterkraftmikroskop untersucht und eine Maximalschwankung von 10 nm bestimmt. Anschließend wird die Struktur der Leiterbahnen mit einem Laser aus der Goldschicht herausgearbeitet. Die drei Schichten sind nun ein Keramik-Spacer, der als isolierender Abstandhalter dient, und zwei Lagen mit goldbeschichteten Fallenkomponenten. Jede Lage besteht hierbei aus einer RF-Elektrode, 32 DC-Segmenten und deren Zuleitungen mit Kontaktflächen an den Enden. Nun kann die dreilagige Konstruktion aus Fallenchip, Spacer und anderem Fallenchip angeordnet und verklebt werden. Für die genaue Ausrichtung aller Bauteile sind 250 μ m Bohrungen in allen Schichten vorhanden. Im letzten Arbeitsschritt wird der fertige Fallenchip nun in einen Chipträger aus Keramik eingeklebt und seine elektrischen Kontakte mit Golddraht auf den Chipträger verbunden. Die Segmentierung unserer Falle ermöglicht es, den axialen Einschluss zu variieren. Durch Verändern der Spannungen an den Segmenten kann die axiale Potentialposition und Potentialkrümmung, mit Einschränkungen, beliebig verändert und verschoben werden. Dies ermöglicht nicht nur das Verschieben von einzelnen gefangenen Ionen, sondern auch das Trennen und Zusammenfügen von Ionenkristallen.

2.3 Optische Übergänge

Um den Zustand eines Ions in der Falle zu manipulieren, benutzt man Laser verschiedener Wellenlängen. Die Laserwellenlängen müssen entsprechend der Energieniveaus des verwendeten Elements ausgewählt werden. Im Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$ (Abbildung 2.3) erkennt man einen starken Dipolübergang vom Grundzustand $S_{1/2}$ nach $P_{1/2}$. Dieser Übergang wird vorwiegend zum Kühlen und zur Zustandsbestimmung benutzt. Der Quadrupolübergang vom Grundzustand $S_{1/2}$ nach $D_{5/2}$ wird überwiegend zur Spektroskopie, zum Seitenbandkühlen und als Informationsträger benutzt.

2.3.1 Licht-Ion-Wechselwirkung

Betrachten wir zunächst ein effektives 2-Niveau-System mit den Zuständen $|g\rangle$ und $|a\rangle$. Die Energiedifferenz $\hbar\omega_0 = \hbar(\omega_a - \omega_g)$ entspricht der Anregungsenergie von $|g\rangle$ nach $|a\rangle$. In diesem System besteht der Hamilton-Operator aus zwei Teilen: $\mathcal{H}_{\text{atom}}$, dem Hamilton-Operator des Atoms, und \mathcal{H}_{ww} , dem Wechselwirkungsoperator mit dem klassischen Lichtfeld:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{ww}} + \mathcal{H}_{\text{atom}} \quad (2.13)$$

Der Hamilton-Operator wird in dieser Betrachtung als Kombination von $\mathcal{H}^{(b)}$ und $\mathcal{H}^{(e)}$ betrachtet:

$$\mathcal{H}_{\text{atom}} = \mathcal{H}^{(b)} + \mathcal{H}^{(e)}, \quad (2.14)$$

wobei $\mathcal{H}^{(b)}$ die Bewegung in einem harmonischen axialen Fallenpotential beschreibt.

$$\mathcal{H}^{(b)} = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 z^2 \quad (2.15)$$

z und p sind hierbei Orts- und Impulsoperatoren des Atoms. Wenn man diese Operatoren durch die Erzeuger- und Vernichtoperatoren a^\dagger und a der Fallenquantenzahlen n ausdrücken, erhält man:

$$\mathcal{H}^{(b)} = \hbar\omega \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right), \quad (2.16)$$

$$\text{mit } z = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(a + a^\dagger), \quad p = i\sqrt{\frac{\hbar m\omega}{2}}(a^\dagger - a) \quad (2.17)$$

Dieser quantenmechanische harmonische Oszillator hat die Energie-Eigenzustände $|n\rangle$. Die *Fock*-Zustände können anschaulich als Phononen oder Schwingungsquanten betrachtet werden.

$$\mathcal{H}^{(b)} |n\rangle = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) |n\rangle. \quad (2.18)$$

Der Hamilton-Operator für den inneren Zustand unseres 2-Niveau-Systems hat die Form:

$$\mathcal{H}^{(e)} = \hbar(\omega_g |g\rangle\langle g| + \omega_a |a\rangle\langle a|). \quad (2.19)$$

Mit der Verwendung der Pauli-Spinmatrize $\sigma_z = |a\rangle\langle a| - |g\rangle\langle g|$ und Verschiebung der Energie um den Wert $-\hbar(\omega_a + \omega_g)/2$ kann (Gleichung 2.19) geschrieben werden als

$$\mathcal{H}^{(e)} = \hbar \frac{\omega_0}{2} \sigma_z . \quad (2.20)$$

Der Wechselwirkungs-Hamilton-Operator kann laut [19] wie folgt betrachtet werden:

$$\mathcal{H}_{\text{ww}} = \frac{E_0 \vec{\varepsilon} \cdot \vec{d}_{ga}}{2} (|g\rangle\langle a| + |a\rangle\langle g|) \times \left[e^{-i(k\hat{z} - \omega_L t)} + e^{i(k\hat{z} - \omega_L t)} \right] \quad (2.21)$$

\vec{d}_{ga} ist hierbei das reelle Dipolmatrixelement des Übergangs $|g\rangle \leftrightarrow |a\rangle$. $\vec{\varepsilon}$ ist der normierte Polarisationsvektor, E_0 die Amplitude und ω_L die Kreisfrequenz des Lichtfeldes. Die Kopplungsstärke zwischen Lichtfeld und Atom wird als resonante *Rabi-Frequenz* definiert:

$$\Omega_0 := \frac{E_0 \vec{\varepsilon} \cdot \vec{d}_{ga}}{\hbar} . \quad (2.22)$$

Unter Verwendung der Pauli-Spinmatrizen und nach Transformation in das Wechselwirkungsbild, $\mathcal{H}_{\text{int}} = \mathcal{U}^\dagger \mathcal{H}_{\text{ww}} \mathcal{U}$ mit $\mathcal{U} = e^{i\mathcal{H}_{\text{atom}}t/\hbar}$, kann Gleichung 2.21 wie folgt geschrieben werden.

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 (\sigma_- e^{-i\omega_0 t} + \sigma_+ e^{i\omega_0 t}) e^{i\mathcal{H}^{(b)}t/\hbar} \left[e^{-i(k\hat{z} - \omega_L t)} + e^{i(k\hat{z} - \omega_L t)} \right] e^{-\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}^{(b)}t} . \quad (2.23)$$

Da wir von einer nahresonanten Atom-Licht-Wechselwirkung ausgehen ($\omega_L \approx \omega_0$) kann die sogenannte *rotating wave approximation* bei der weiteren Betrachtung angewendet werden und entstehende Terme mit $\omega_L + \omega_0$ vernachlässigt werden. Diese Näherung besagt, dass die Terme mit $\omega_L + \omega_0$ schnell oszillieren und daher kaum zur Kopplung des 2-Niveau-Systems beitragen. Mit der Verstimmung $\delta = \omega_L - \omega_0$ der Laserfrequenz gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz und den sogenannten Lamb-Dicke-Parameter

$$\eta = k \cos \Theta \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} , \quad (2.24)$$

ergibt sich mit Θ als Einfallswinkel des Laserstrahls zur Fallenachse, folgender Hamilton-Operator:

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 \left(e^{i\eta(a+a^\dagger)} \sigma_+ e^{-i\delta t} + e^{-i\eta(a+a^\dagger)} \sigma_- e^{i\delta t} \right) . \quad (2.25)$$

Der Laser koppelt die Zustände $|g, n\rangle$ und $|a, n'\rangle$ und somit auch den Bewegungszustand mit dem elektronischen Zustand des Atoms. Übergänge, bei denen sich der Bewegungszustand des Atoms nicht ändert, nennt man Trägerübergänge. Es ist auch möglich die Laserfrequenz um ein ganzzahliges Vielfaches der Energie eines Phonons zu verstimmen. Dann sind Seitenbandübergänge von $|g, n\rangle$ nach $|a, n+m\rangle$, mit $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, möglich wobei mit $\delta = m\omega$ die Laserfrequenz genau um ein ganzzahliges Vielfaches der Fallenfrequenz verstimmt. Für diesen Fall ist die Rabifrequenz:

$$\Omega_{n, n+m} = \Omega \left\| \langle n+m | e^{i\eta(a+a^\dagger)} | n \rangle \right\| . \quad (2.26)$$

2.3.2 Lamb-Dicke Regime

Im *Lamb-Dicke Regime* vereinfachen sich der Hamilton-Operator der Wechselwirkung (Gleichung 2.25) und die Rabi-Frequenz (Gleichung 2.26) noch weiter. Wenn $\eta^2(2n + 1) \ll 1$ ist, ist die Rückstoßenergie des gestreuten Photons viel kleiner als die Energie, die nötig wäre um den Bewegungszustand des Atoms zu ändern. Mit der Taylor-

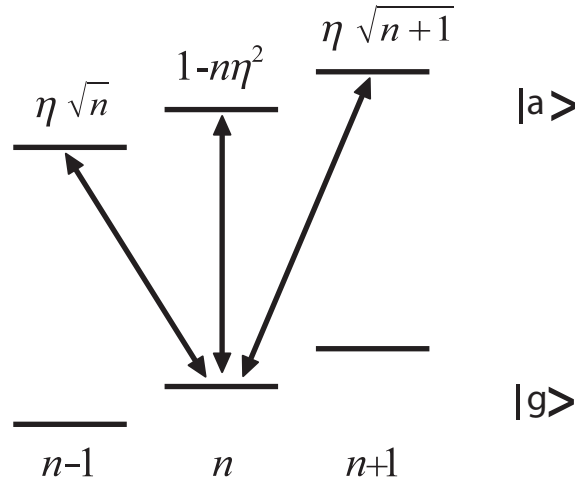


Abbildung 2.10: Übergangswahrscheinlichkeit für Träger, rotes und blaues Seitenband.

Entwicklung

$$e^{i\eta(a+a^\dagger)} = 1 + i\eta(a + a^\dagger) + \mathcal{O}(\eta^2) \quad (2.27)$$

wird der Hamilton-Operator der Wechselwirkung (Gleichung 2.25) für Trägerübergänge zu

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} \Omega_{n,n} (\sigma_+ + \sigma_-) \quad (2.28)$$

mit der Rabi-Frequenz

$$\Omega_{n,n} = (1 - \eta^2 n) \Omega. \quad (2.29)$$

Bei einem Übergang auf das rote Seitenband ($|g, n\rangle$ und $|a, n-1\rangle$) ergibt sich eine Rabi-Frequenz von

$$\Omega_{n,n-1} = \eta\sqrt{n}\Omega \quad (2.30)$$

und der Hamilton-Operator ergibt sich zu

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} \eta \Omega (a\sigma_+ - a^\dagger\sigma_-). \quad (2.31)$$

Für einen Übergang auf das blaue Seitenband ($|g, n\rangle$ und $|a, n+1\rangle$) erhält man die Rabi-Frequenz von

$$\Omega_{n,n+1} = \eta\sqrt{n+1}\Omega \quad (2.32)$$

und den Hamilton-Operator

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2}\eta\Omega(a^\dagger\sigma_+ - a\sigma_-). \quad (2.33)$$

Abbildung 2.10 zeigt die resultierende Übergangsstärke des Zustands $|g, n\rangle$ auf das rote Seitenband, das blaue Seitenband und den Träger.

2.3.3 Detektionsverfahren

Beim *electron shelving* benutzt man zwei Übergänge mit unterschiedlicher Streurrate. Je größer hierbei der Unterschied in der Streurrate ist, desto genauer ist das Ergebnis der Messung. In unserem Fall betrachtet man das gestreute Licht des Übergangs bei 397 nm von $S_{1/2}$ nach $P_{1/2}$. Aufgrund der geringen Lebensdauer von 8ns hat dieser

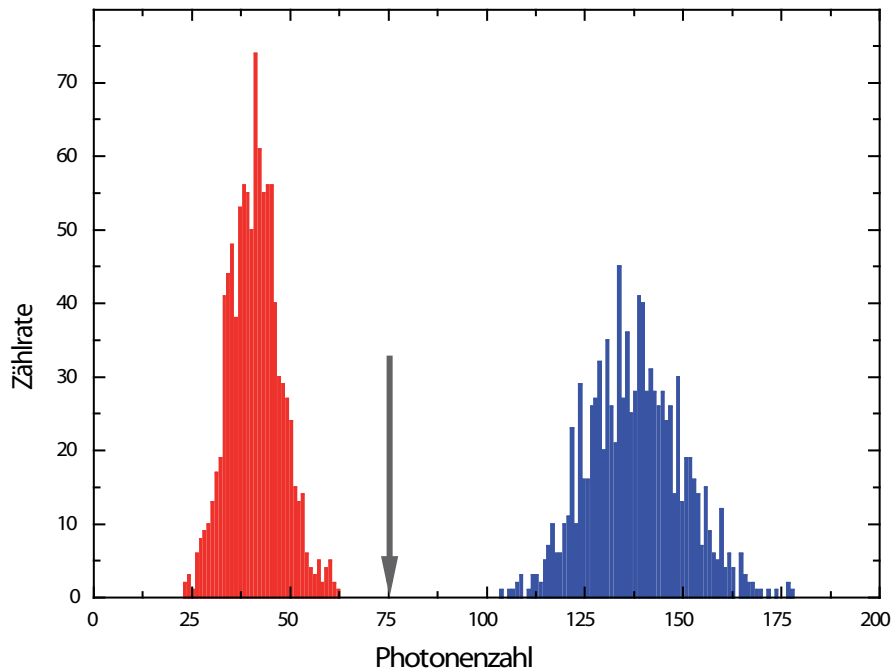


Abbildung 2.11: Histogramm mit gezählten Photonen für „Ion dunkel“ (rot) und „Ion Hell“ (blau), sowie Diskriminierungsschwelle σ (grau).

Übergang die sehr hohe Streurrate $\Gamma = 2\pi * 22,3\text{MHz}$. Betrachtet man also das Ion mit

angeschaltetem Laserfeld, kann man das gestreute Licht mithilfe einer Kamera oder eines Photomultipliers nachweisen. Gelingt es nun, das Elektron in den Zustand $D_{5/2}$ anzuregen, kann es für die Lebensdauer dieses Zustandes kein Photon streuen. Das Ion erscheint auf der Kamera dunkel, oder das Photomultiplier Signal bricht stark ein. Anhand des Histogramms in Abbildung 2.11, bei dem 1000 Messwerte aufgenommen wurden, wird eine Schwelle anhand der registrierten Streuraten festgelegt. Hierbei wurde jeweils 5 ms die Fluoreszenz des leuchtenden Ions gemessen. Im nächsten Schritt werden beide Rückpumpplaser ausgeschaltet um das Ion in einen der metastabilen Zustände anzuregen. Die in den nächsten 5 ms registrierte Fluoreszenz ist Streulicht welches vorwiegend vom Laser bei 397 nm durch Reflexion an Fallenbauteilen erzeugt wird. Dieses Streulicht wird durch einen verstellbaren Spalt minimiert, um optimale Messergebnisse zu erhalten. Die Schwelle

$$\sigma = \sqrt{\bar{s}\bar{n}} \quad (2.34)$$

wird aus den Mittelwerten des hellen Ions \bar{s} und des dunklen Ions \bar{n} berechnet. Für die jeweilige Zählzeit ergibt sich einer Zählrate von 27,5 MHz für ein helles Ion und 8,1 MHz für ein dunkles Ion. Die relative Fehlerwahrscheinlichkeit bei diesem Histogramm liegt in der Größenordnung von 10^{-4} ([20] Appendix A.2).

2.3.4 Dipolübergang und Dopplerkühlen

Der Dipolübergang bei 397 nm wird durch seine geringe Lebensdauer von 8ns sehr interessant, da er somit eine sehr hohe Streuratenrate hat (experimentell bestimmt $\approx 320\text{MHz}$). Daraus ergibt sich auch eine Linienbreite $\Gamma = \frac{2\pi}{\tau} = 2\pi * 22,3\text{MHz}$. Die axialen und radialen Fallenfrequenzen sind normalerweise in der Größenordnung von 1 bis 2 MHz. Somit wird klar, dass bei einer Linienbreite dieses Übergangs die Fallenfrequenzen nicht spektral aufgelöst werden können, da $\Gamma \gg \omega_{ax}, \omega_r$. Die hohe Streuratenrate ermöglicht aber das Ion durch sein gestreutes Licht zu *sehen*. Außerdem kann der Impuls des Ions und somit die Temperatur mit Hilfe dieses Lasers beeinflusst werden. Die Linie des Dipolübergangs von $S_{1/2}$ nach $P_{1/2}$ ist durch die Bewegung des Atoms stark dopplerverbreitert. Strahlt man jetzt einen rot verstimmt Laser ($\omega_L < \omega_0$) ein, so haben die spontan emittierten Photonen durchschnittlich eine höhere Energie ($E_0 = \hbar\omega_0$) als die absorbierten Photonen ($E_L = \hbar\omega_L$). Die Energie $E_L - E_0$ wird dem Ion entzogen. Bei jedem Streuprozess wird das Ion also um die Energiedifferenz zwischen absorbiertem und emittiertem Photon gekühlt. Es ist sehr wichtig, dass das Ion den Kühlzyklus nicht verlassen kann. Um effektiv gekühlt zu werden sollte das Ion sich immer entweder im Zustand $S_{1/2}$ oder im Zustand $P_{1/2}$ befinden. Vom Zustand $P_{1/2}$ gibt es aber eine statistische Übergangswahrscheinlichkeit in den metastabilen Zustand $D_{3/2}$. Hierbei würde das Ion für die Lebensdauer des Zustandes (1,2s) nicht gekühlt werden. Um dies zu verhindern werden zusätzliche *Rückpumpplaser* eingestrahlt um die Besetzung der metastabilen Zustände zu minimieren. Die beiden infraroten Laser bei 854nm und 866nm pumpen beide metastabilen Zustände während des Dopplerkühlens leer. Die minimal

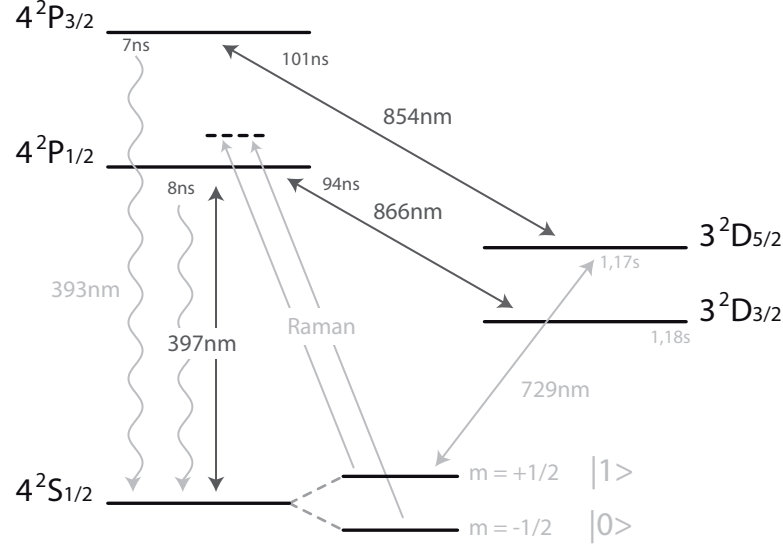


Abbildung 2.12: Termschema mit den für das Dopplerkühlen relevanten Niveaus. Laser bei 397 nm Dipolübergang und Rückpumpplaser bei 854 nm und 866 nm sind angeschaltet.

erreichbare Temperatur beim Dopplerkühlen ist im Wesentlichen durch den Rückstoß des emittierten Photons gegeben [21]. Sie wird bei einer optimalen Laserstimmung von $\omega_L = \omega_0 - \Gamma/2$ erreicht:

$$k_B T_{min} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (2.35)$$

Die hier angegebene Formel beschreibt nur ein Zweiniveausystem und berücksichtigt auch weitere Einflüsse wie Dunkelresonanzen, Zeeman-Unterszustände und Sättigungseffekte nicht. Um die Größenordnung der minimal erreichbaren Temperatur zu bestimmen ist sie ausreichend. Für unseren Dipolübergang folgt hieraus eine minimale Temperatur $T_{min} = 0,53$ mK was einer mittleren Phononenzahl einer Bewegungsmode, bei typischen Axialfrequenzen, von $\tilde{n} \approx 12$ entspricht. Die Laserwellenlänge des Rückpumpplasers bei 866 nm kann durch maximieren der Fluoreszenz beim Dopplerkühlen optimiert werden. Wie bereits in Kapitel 2.2 diskutiert wurde, bewegt sich das Ion in axialen und radialen harmonischen Potentialen. Diese unabhängigen Bewegungsmoden müssen alle gekühlt werden. Wenn man nur eine Richtung kühlt, werden die andere Richtung durch die spontane Emission der Photonen in alle Raumrichtungen geheizt. Der Dopplaser muss also mit 45° zur Fallenachse eingestrahlt werden um axiale und radiale Bewegungsmoden kühlen zu können [21].

2.3.5 Quadrupolübergang

Der Quadrupolübergang vom Grundzustand $S_{1/2}$ in dem metastabilen angeregten Zustand $D_{5/2}$ wird vorwiegend zur Spektroskopie und zum Kühlen in den Grundzustand benutzt. Abbildung 2.13 zeigt ein typisches Seitenbandspektrum mit dem Träger in

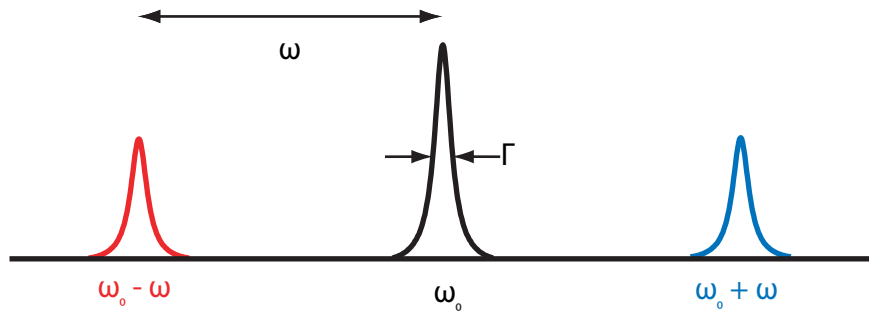


Abbildung 2.13: Seitenbandspektrum mit Trägerübergang, rotem und blauem Seitenband.

der Mitte und dem roten und blauen Seitenband einer Bewegungsmode. Wie bereits in Kapitel 2.2 beschrieben, erkennt man in einem realen Spektrum die Linien mehrerer Übergänge. Es sind je nach Temperatur axiale und radiale Seitenbänder mehrerer Ordnungen zu erkennen. Je höher die Temperatur desto höher ist die beobachtbare Seitenbandordnung und die Anregung relativ zum Träger. Die geringe natürliche Linienbreite des Quadrupolübergangs von $\Gamma = 2\pi \cdot 0,2$ Hz ist gut geeignet um Fallenfrequenzen mit hoher Präzision zu messen. Die erreichbare Genauigkeit begrenzt in unserem Fall der Spektroskopielaser bei 729 nm. Durch die Laserstabilisierung und die AOM-Frequenzbreite erreichen wir eine Auflösung von ungefähr 1 kHz. Man muss beachten, dass das S-Niveau in 2 und das D-Niveau in 5 Zeemanzustände aufspaltet. Abbildung 2.14 zeigt die hierbei möglichen Übergänge und die jeweilige Übergangsstärke. In unserem Fall ist das Magnetfeld senkrecht zum Polarisationsvektor ϵ und dem Wellenvektor k . Die hierbei möglichen Übergänge (Abbildung 2.14 (b)) sind energetisch klar voneinander getrennt und können durch entsprechende Wahl der Laserwellenlänge ausgewählt werden. Man erkennt, dass die Übergangswahrscheinlichkeit von separierten Übergängen bei $m = +5/2$ und $m = -5/2$ am größten ist. Bei der Spektroskopie wird die Laserwellenlänge im Verlauf einer Messung variiert. Die Anregung des $D_{5/2}$ Niveaus wird hierbei über die Streurate des Ions gemessen (Kapitel 2.3.3). Für jeden Messpunkt werden mehrere Einzelmessungen durchgeführt und der Durchschnitt berechnet. Für jede Laserwellenlänge bekommt man somit als Messpunkt eine Anregungswahrscheinlichkeit.

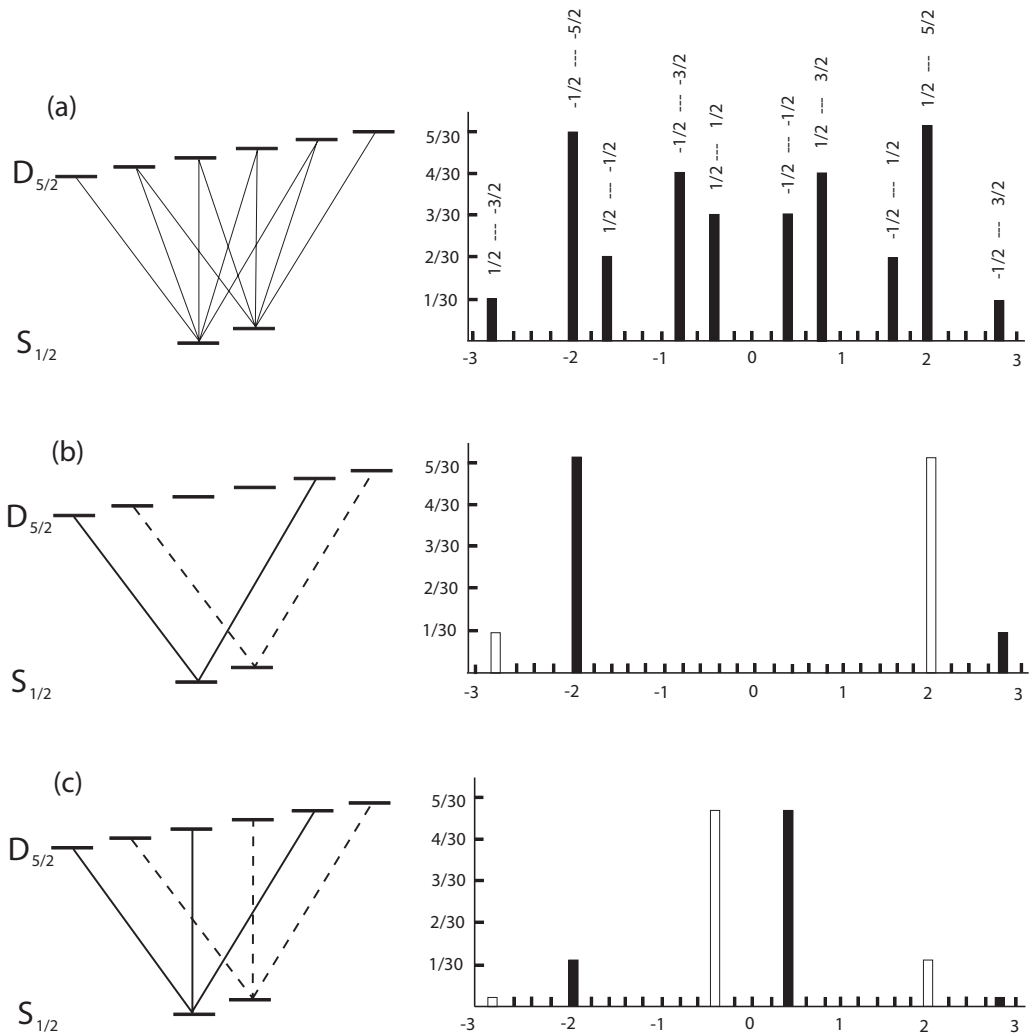


Abbildung 2.14: Links sind mögliche Übergänge zwischen den jeweiligen Zeemankomponenten und rechts die dazugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten abgebildet. (a) Ohne magnetisches Feld sind zehn quadrupol Übergänge möglich. (b) Erlaubte Übergänge bei angelegtem Magnetfeld $B \perp \epsilon \perp k$. (c) Übergänge bei $\epsilon \parallel B$ und $k \angle B = 45^\circ$. [20]

2.3.6 Seitenbandkühlen

Abbildung 2.15 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen den Ionenzuständen und den Grundzuständen des harmonischen Oszillators. Das rote Seitenband entspricht einer Anregung des Ions mit einer Vernichtung eines Phonons der entsprechenden Bewegungs-

mode. Das heißt die Energie eines Schwingungsquants wird zusätzlich zur Laserenergie

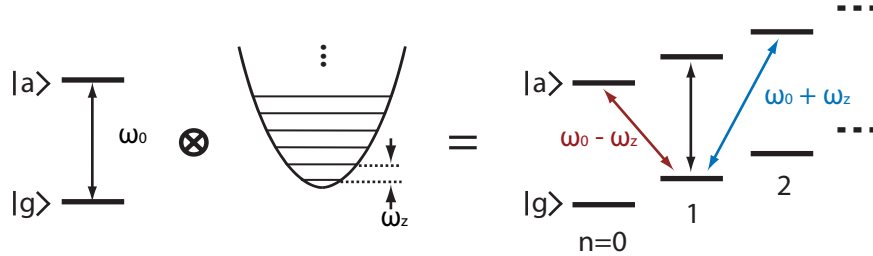


Abbildung 2.15: Die Kombination aus Atomaren Niveaus und harmonischen Fallenniveaus ergibt eine Leiterstruktur, die eine Kopplung des Ionenzustandes und des Schwingungszustandes über ein Laserfeld ermöglicht.

verwendet um den Übergang vom Grundzustand in den angeregten Zustand zu vollführen. Für ein Seitenband höherer Ordnung gilt dies analog, ein Seitenband bei zweifacher Axialfrequenz reduziert den Schwingungszustand der entsprechenden Mode um zwei Phononen. Wenn die Laserenergie größer als die Übergangsenergie ($\omega_L > \omega_0$) ist, wird dem Ion mehr Energie zugeführt als für den Übergang benötigt wird. Diese Energiedifferenz führt zu einer höheren Schwingungsanregung. Nach einer Anregung auf

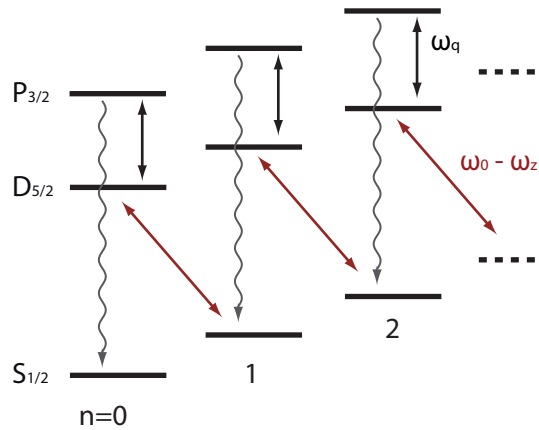


Abbildung 2.16: Seitenbandkühlen mit rot verstimmt Laser bei 729 nm mit $\omega_L = \omega_0 - \omega_{rmz}$ und quench-Laser ω_q bei 854 nm

dem roten axialen Seitenband wurde ein Phonon der entsprechenden Bewegungsmode vernichtet (Abbildung 2.16). Anschließend muss das Ion in einen Zustand mit geringerer Lebensdauer gepumpt werden. Dies ist nötig um das Ion schnellstmöglich wieder

auf dem roten Seitenband anregen zu können. Hierzu wird der Laser bei 854 nm mit geringer Leistung während des Seitenbandkühlens angeschaltet. Die Leistung wurde auf das bestmögliche Kühlen optimiert. Durch die schrittweise Reduzierung von Phononen kann ein Ion bis in den Grundzustand gekühlt werden. Um mehr als eine Bewegungsmode kühlen zu können, muss die Frequenz des Lasers bei 729 nm zwischen den einzelnen roten Seitenbändern der Bewegungsmoden umgeschaltet werden.

2.3.7 Ramanübergänge

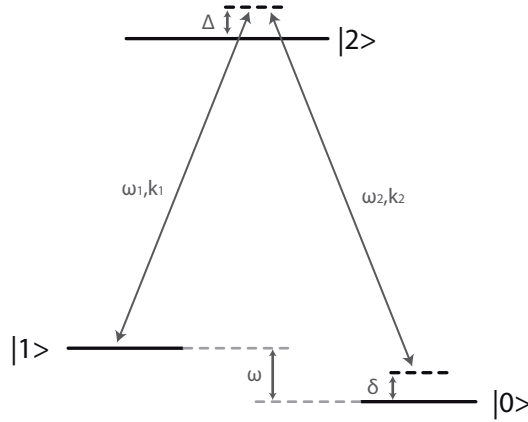


Abbildung 2.17: Ramanübergang mit zwei Lichtfeldern ω_1 und ω_2 zwischen den beiden Niveaus des hyperfeinaufgespaltenen Grundzustands $|1\rangle$ und $|0\rangle$.

Bei einem Ramanübergang handelt es sich um einen Zweiphotonenübergang der aus einer Anregung und einer stimulierten Emission besteht. Die zwei optischen Übergänge verbinden somit drei Energieniveaus des Ions. Diese Niveaus sind die beiden Hyperfeinzustände des Grundzustands $S_{1/2}$ und der angeregte Zustand $P_{1/2}$. Abbildung 2.17 zeigt die Kopplung der Niveaus $|0\rangle$, $|1\rangle$ und $|2\rangle$ durch die beiden Lichtfelder ω_1 und ω_2 . Die Parameter Δ und δ charakterisieren den Ramanübergang durch die Verstimmung der Laser vom resonanten Übergang. Das Lichtfeld ω_1 koppelt hierbei nur die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ während ω_2 nur die Zustände $|0\rangle$ und $|2\rangle$ koppelt. Durch eine adiabatische Eliminierung kann das $P_{1/2}$ Niveau von der Betrachtung ausgeschlossen werden [22]. Für den Hamilton-Operator im Wechselwirkungsbild folgt dann laut [23]:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{int}} = & - \hbar \frac{|g_{02}|^2}{4\Delta} |0\rangle \langle 0| - \hbar \frac{|g_{12}|^2}{4\Delta} |1\rangle \langle 1| \\ & - \hbar \frac{\Omega_R}{2} e^{i(\Delta k \cdot r - \delta t + \Phi)} |0\rangle \langle 1| - \hbar \frac{\Omega_R^*}{2} e^{i(\Delta k \cdot r - \delta t + \Phi)} |1\rangle \langle 0| \end{aligned} \quad (2.36)$$

Wobei die Kopplungsstärken g_{02} und g_{12} unter anderem von den Laserintensitäten der jeweiligen Strahlen abhängen. Die effektive Rabi-Frequenz $\Omega_R = g_{02}g_{12}/2\Delta$ kann somit durch entsprechende Wahl der Verstimmung Δ und der Laserintensitäten eingestellt werden. Um sehr schnelle Quantenoperationen durchzuführen kann hier eine sehr hohe Rabi-Frequenz eingestellt werden. Hierbei darf Δ nicht zu klein gewählt werden, da sonst das $P_{1/2}$ -Niveau bevölkert wird [24]. Durch die geometrische Anordnung der beiden Ramanstrahlen kann die Richtung des effektiven k -Vektors bestimmt werden. Treffen z.B. beide Strahlen mit 45° auf die Fallachse steht der k -Vektor senkrecht auf der radialen Ebene. Dieser Vektor sieht somit keine radialen Bewegungsmoden und im Ramanspektrum kommen keine radialen Seitenbänder vor. Die beiden Ramanstrahlen können auch aus dem selben Winkel auf das Ion treffen. Durch die Anregung und anschließende stimulierte Emission ist der effektive k -Vektor Null. Somit sind keine Bewegungsmoden im Spektrum sichtbar. Jedoch wirken sich Magnetfeldschwankungen bei einem Ramanübergang doppelt so stark aus, da beide Niveaus in die entgegengesetzte Richtung verschoben werden. Wir erhalten also ein effektives zwei-Niveausystem mit einer effektiven Rabi-Frequenz Ω_R in der das dritte Niveau nicht bevölkert wird. Der große Vorteil der beiden Hyperfeinzustände des Grundzustands ist dass es keine natürlichen Spontanzfälle gibt. Durch ihre Stabilität eignen sie sich perfekt als Qubit-Niveaus.

3

Experimenteller Aufbau

Das gesamte Experiment ist in einem klimatisierten Labor auf zwei luftgefederten optischen Tischen aufgebaut. Die Luftfederung isoliert die Tische von Schwingungen die

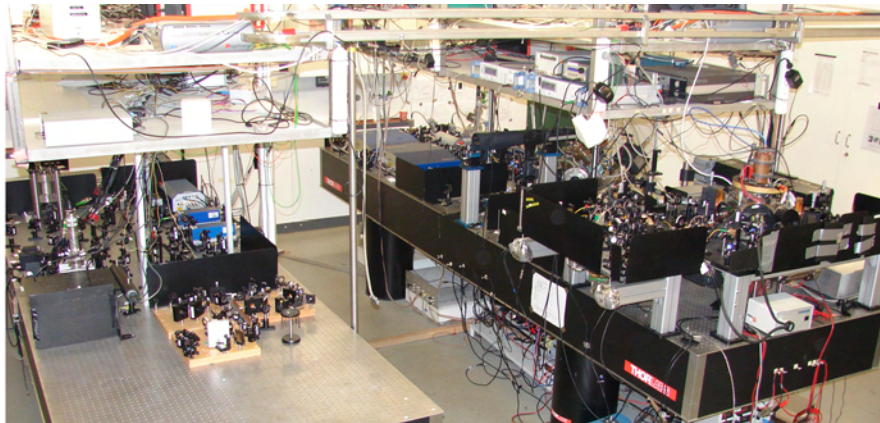


Abbildung 3.1: Experiment auf zwei optischen Tischen.

das Gebäude auf das Experiment übertragen würde. Die Klimaanlage wird benötigt, da durch die langen Laserwege eine geringe Lageänderung der optischen Elemente einen großen Strahlversatz bewirkt. In Abbildung 3.1 sind beide optischen Tische zu sehen. Auf dem Rechten Tisch ist im vorderen Bereich die Vakuumkammer, welche die Falle

enthält, zu sehen. Des weiteren sieht man im Hintergrund mehrere blaue Lasergehäuse. Drei davon sind auch auf dem rechten Tisch zu erkennen. Ihr Laserlicht wird über optische Fasern zum Experiment geführt.

3.1 Falle

Abbildung 3.2 zeigt ein Foto der Mikrofalle, die im Chipträger verklebt und kontaktiert ist (vgl. Kapitel 2.2.4). In diesem Zustand kann der Chip direkt in der Vakuumkammer befestigt werden. Hierzu ist ein entsprechendes Gegenstück zu Chipträger direkt am Deckel der Vakuumkammer befestigt. Der Chipträger wird auf dieser PCB-Platine¹ be-

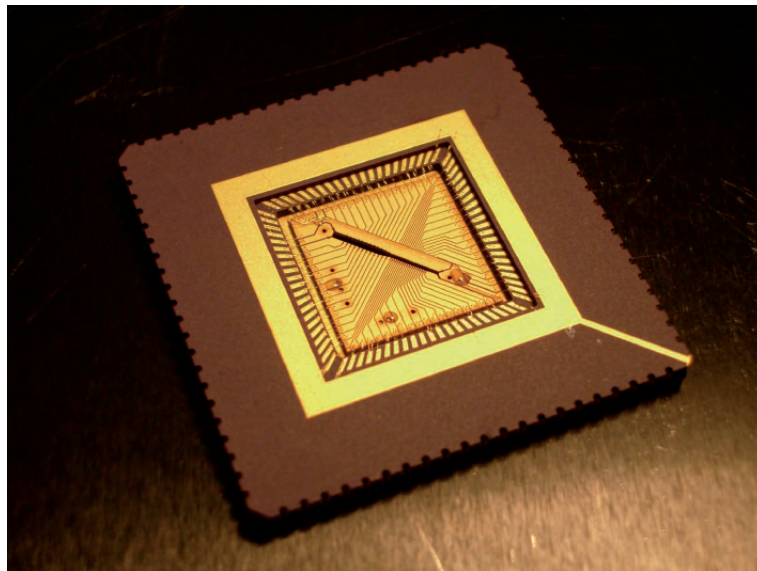


Abbildung 3.2: Foto der segmentierten 3D-Paulfalle im Chipträger

festigt kontaktiert somit sämtliche Spannungsleitungen. Diese Platine besteht aus einem UHV-tauglichem Polyimid² auf das 200 μm Goldleiterbahnen aufgebracht wurden. Die 62 DC Spannungsleitungen sind direkt auf der Platine mit Keramik-SMD-Tiefpässen bestückt, die mit einer Grenzfrequenz von ungefähr 10 MHz induzierte Radiofrequenz von den DC-Elektroden filtern. Anschließend werden die UHV-tauglichen DC-Leitungen durch vier Sub-D Durchführungen an den Deckelflansch und aus der Vakuumkammer geführt. Die Radiofrequenz wird ebenfalls über eine Durchführung im Deckel der Vakuumkammer zugeführt. Die Ausrichtung der Falle ist so gewählt, dass die Laser durch

¹Steht für „printed circuit board“ was so viel wie gedruckte Schaltung bedeutet.

²Polyimidharz Laminat Isola P97

vier Viewports je im 45° -Winkel zur Fallenachse und die Abbildungsoptik im 90° -Winkel zur Fallenachse justiert werden könne.

3.2 Vakuunkammer

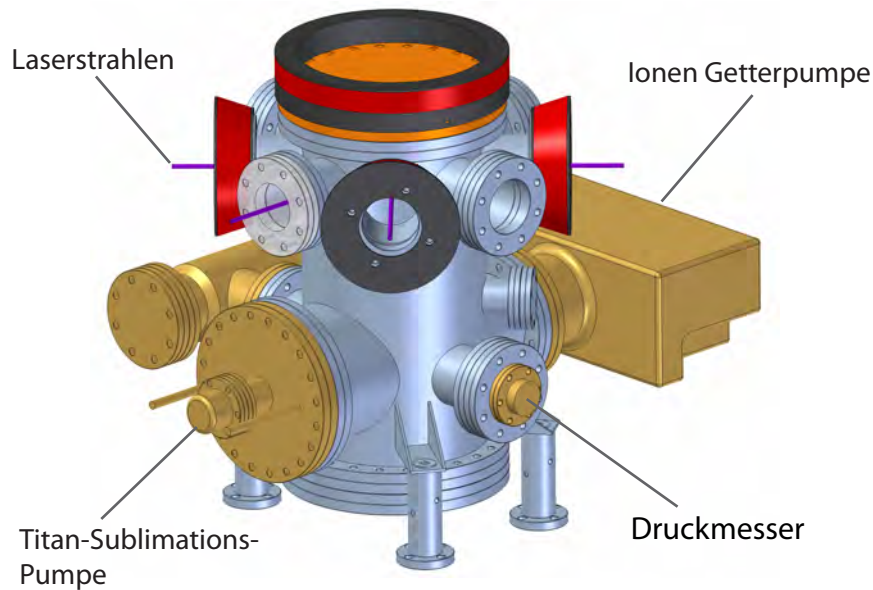


Abbildung 3.3: Vakuunkammer mit Vakuumentchnik.

Möchte man ein einzelnes Ion fangen und dessen Quantenzustand manipulieren, muss man natürlich verhindern, dass andere Atome mit ihm wechselwirken. Es ist also unerlässlich, das Experiment in einer möglichst guten Vakuummperatur durchzuführen. Abbildung 3.3 zeigt die von uns verwendete Vakuunkammer. Im hinteren Bereich erkennt man ein Ventil, an welchem man einen Turbo-Pumpstand anflanschen kann, um direkt nach dem Einbau der Falle den Druck in der Vakuunkammer von 1 bar (Atmosphärendruck) im Idealfall auf weniger als $1 \cdot 10^{-12}$ bar zu reduzieren. Nachdem andere Pumpen in Betrieb genommen wurden, wird das Ventil verschlossen und der Pumpstand abgebaut. Eine Titan-Sublimations-Pumpe³ und eine Ion Getterpumpe⁴ reichen im Normalbetrieb, um einen Arbeitsdruck von in unserem Fall $3 \cdot 10^{-10}$ zu halten. Die Gründe, weshalb wir nicht den Optimaldruck erreichen, sind vermutlich Ausgasungen

³TSP, der Firma Varian, Inc., Palo Alto, USA

⁴VacIon Plus 75, der Firma Varian, Inc., Palo Alto, USA

der Fallenbauteile, Klebstoffe und Verbindungen. Durch *Ausheizen* der Kammer wird vor Inbetriebnahme des Experiments versucht solche flüchtigen Stoffe zu reduzieren. Doch bei zu hohen Ausheiztemperaturen können leicht Fallenteile beschädigt werden. Deshalb haben wir unsere Kammer lediglich bei 120°C für drei Tage ausgeheizt. Zur Überwachung des Kammerdrucks ist zusätzlich noch ein Druckmesser⁵ angeschlossen.

3.3 Betriebskonfiguration

Die Fallenantriebsfrequenz von 24,842 MHz wird von einem RF-Signalgenerator erzeugt und anschließend von einem Verstärker auf +26dBm, was ungefähr 400 mW entspricht, verstärkt. Diese Radiofrequenz wird zu einem Topfkreis geleitet, welcher über der Vakuumkammer befestigt ist. Die Resonanzfrequenz des abgestimmten Topfkreises bestimmt hierbei die genaue Antriebsfrequenz der Falle. Durch einen kapazitiven Teiler kann die RF-Amplitude, von üblicherweise 280 V_{pp}, nach dem Topfkreis bestimmt werden. Im

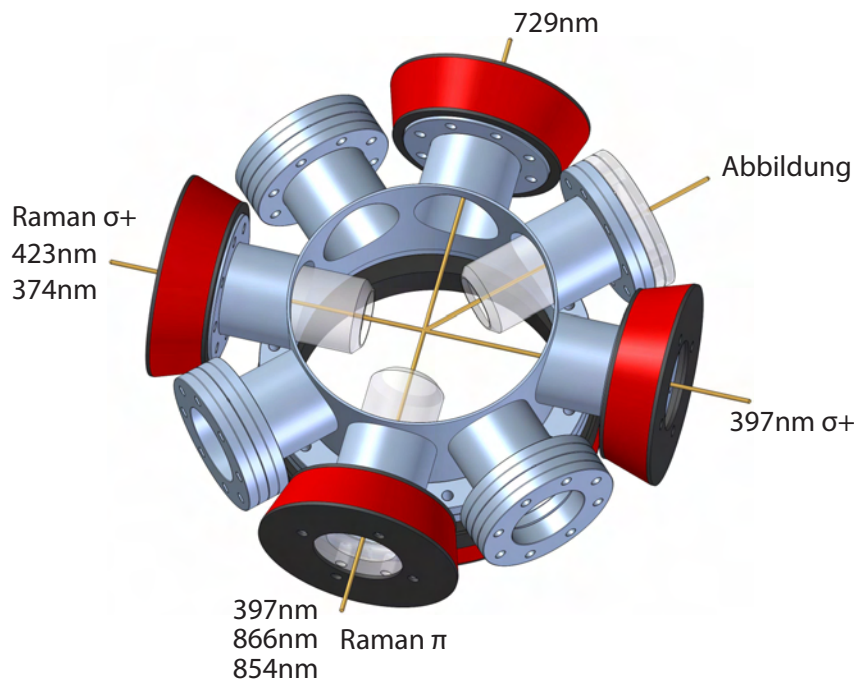


Abbildung 3.4: Oberer Bereich der Vakuumkammer mit Anordnung der Laser.

oberen Bereich der Vakuumkammer sind insgesamt acht optische Zugänge, auch *Viewports* genannt eingebaut. Drei davon sind invertierte Viewports, deren Fenster weit in

⁵Multi-Gauge, der Firma Varian, Palo Alto, USA

die Vakuumkammer hineinragt, um optische Elemente möglichst nahe am Ion plazieren zu können. Man erkennt vier der rot gezeichneten Magnetfeldspulen, die in allen drei Raumrichtungen angebracht sind. Das Hauptmagnetfeld mit einer Feldstärke von 0,3 mT wird von den beiden Spulen in Richtung des 379nm $\sigma+$ Lasers erzeugt. Die anderen Spulen dienen zur Magnetfeldkompensation. Mit ihrer Hilfe kann der Magnetfeldvektor an die Laserstrahlrichtung angepasst werden. Somit ist gewährleistet, dass beide $\sigma+$ Strahlen parallel zum Magnetfeldvektor und der Raman π Strahl senkrecht zum Magnetfeld auf das Ion wirken. Für den normalen Betrieb des Experiments müssen alle Laser auf die entsprechende Fallenregion gerichtet sein. Der Laser bei 397 nm ist hierbei auf einen Durchmesser von ca. 30 μm fokussiert. Bei Messungen wird er entweder mit 300 μW Laserleistung für die Detektion oder mit 30 μW für das Kühlen verwendet. Die Foki der Rückpumplaser bei 854 nm und 866 nm können mit ca. 1 mm um einiges Größer sein, da ihr Streulich durch optische Filter die Messung nicht beeinflussen. Der Laser bei 866 nm wird mit 1 mW und der Laser bei 854 nm mit ca. 270 μW , mit einem Durchmesser von 600 μm , auf das Ion fokussiert. Für den Spektroskopielaser bei 729 nm muss für den Fokus ein guter Kompromiss gefunden werden. Um hohe Rabi-Frequenzen zu erreichen ist es wichtig so viel Leistung wie möglich auf die Stelle des Ions zu fokussieren. Andererseits ist für Transportexperimente ein klein fokussierter Laser sehr schwer zu justieren. Mit einem Fokus von 15 μm wird die variable Laserleistung von maximal 90 mW auf das Ion fokussiert. Die beiden Ramanstrahlen besitzen ebenfalls einen sehr kleinen Fokus und werden mit einer gemeinsamen, maximalen Laserleistung von 121,1 mW auf das Ion justiert.

3.4 Lasersystem

Zur Erzeugung von Laserlicht existieren inzwischen viele verschiedene Systeme, die alle ihre Vor- und Nachteile haben. Hier werde ich ausschließlich gitterstabilisierte Diodenlaser diskutieren, welche auch beim Experiment verwendet wurden. Sie sind relativ klein, kompakt und als fertiges System für verschiedene Wellenlängen zu kaufen. Alle Laser sind kommerzielle Systeme von der Firma TOPTICA-Photonics AG aus Gräfelfingen. Die Laser mit den Wellenlängen 397nm, 866nm und 854nm sind die einfachste Variante gitterstabilisierter Diodenlaser. Der Spektroskopielaser mit 729nm besitzt zusätzlich einen Trapezverstärker (tapered amplifier) der die Laserleistung um ein Vielfaches erhöht. Die Laser bei 423nm und 397nm (Raman) sind zusätzlich mit einem Frequenzverdopplungs-Cavity ausgestattet um effektiv ultraviolettes Laserlicht zu erzeugen.

3.4.1 Gitterstabilisierter Diodenlaser

Abbildung 3.5 zeigt die Funktionsweise eines Gitterstabilisierten Diodenlasers am Beispiel des DL100 der Firma TOPTICA. Der von der Laserdiode erzeugte Strahl wird in erste Beugungsordnung eines Gitters eingekoppelt und von dort zurückreflektiert.

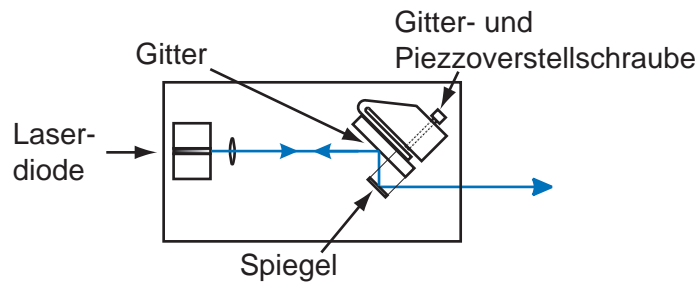


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Diodenlasers DL100. [25]

Mit diesem Verfahren nach *Littrow* wird erreicht, dass die Laserdiode weiter Licht dieser Wellenlänge emittiert. Durch diese stimulierte Emission in der Laserdiode wird eine sehr enge Frequenzverteilung und Linienbreiten in der Größenordnung von 500kHz erreicht. Das Beugungsverhalten für die Wellenlänge λ im Gitter kann wie folgt beschrieben werden:

$$m \frac{\lambda}{2} = d \sin \alpha \quad (3.1)$$

Wobei d die Gitterkonstante, m die Beugungsordnung und α der Winkel zwischen Gitternormale und einfallendem Strahl ist. In Gleichung 3.1 wird deutlich, dass eine Änderung am Einfallswinkel α bei konstantem d eine Variation der Wellenlänge λ oder der Beugungsordnung m zur Folge hat. In einem Frequenzbereich von ≈ 10 GHz kann die Laserfrequenz direkt durch verändern der Gitterposition verstimmt werden. Anschließend treten so genannte *Modensprünge*, Änderungen der Beugungsordnung m , auf. Die Gitterposition kann durch eine Feingewindeschraube oder durch einen Piezo, der zwischen Gitter und Einstellschraube angebracht ist, variiert werden. Durch zusätzliches Nachregeln des Diodenstroms kann der modensprungfreie Bereich auf bis zu 30 GHz vergrößert werden. Als weitere Stabilisierung ist eine aktive Temperaturregelung für die Laserdiode verbaut um Temperaturschwankungen zu verhindern.

3.4.2 Frequenzverdoppelungs Cavity

Um große Laserleistungen mit ultravioletten Wellenlängen zu erhalten, gibt es Systeme mit einem Verdopplerresonator, welche infrarotes Licht frequenzverdoppelt und somit blaues Laserlicht erzeugt. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Systems. Ausgangspunkt des infraroten Laserlichts ist ein gitterstabilisierter Diodenlaser (Kapitel 3.4.1) der in einem größeren Gehäuse stabil verbaut ist. Ein optischer Isolator verhindert, dass Licht in den IR-Laser zurrückreflektiert wird und dort die Gitterrückkopplung stört oder die Laserdiode beschädigt. Ein kleiner Teil des infraroten Laserlichts verlässt durch einen teilweise Durchlässigen Spiegel den Laser und wird zur Überprüfung der Wellenlänge zu einem Wavemeter (Kapitel 3.5.3) geleitet. Über

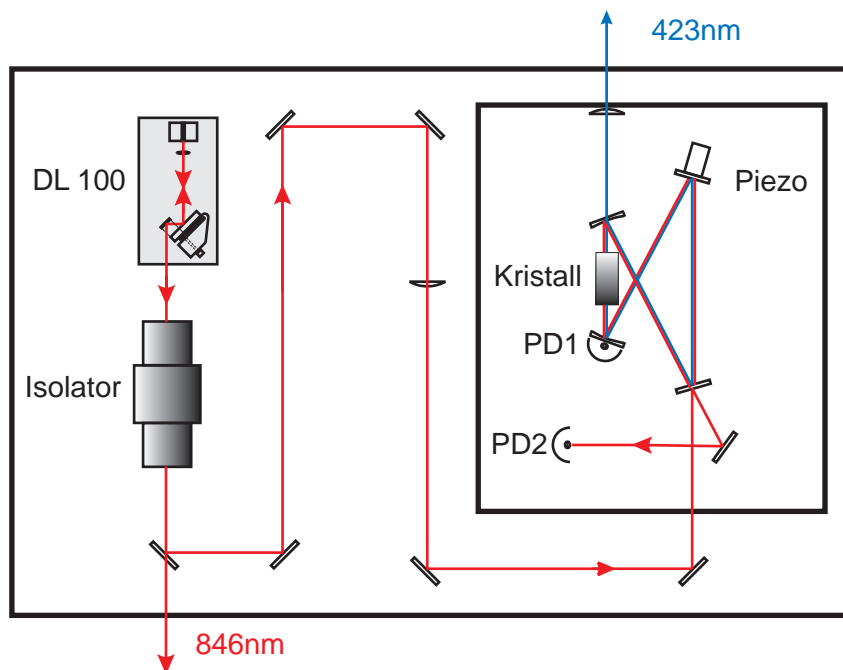


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des frequenzverdoppelten Diodenlasers SHG110. [26]

mehrere Spiegel wird der Strahl in einen Ringresonator eingekoppelt. Im Resonator ist ein temperaturstabilisierter Bismut-Triborat-Kristall verbaut, der durch einen nichtlinearen optischen Effekt die Frequenz des Laserlichts verdoppelt (bzw. die Wellenlänge halbiert). Der Auskoppelspiegel in der Nähe des Kristalls reflektiert infrarotes Licht und transmittiert blaues Licht. Die Länge des Resonators muss elektronisch auf die Laserwellenlänge geregelt werden (Kapitel 3.4.3). Das hierfür benutzte Regelsignal wird mit Hilfe der Photodiode PD2 erzeugt, die das reflektierte Licht des Resonators aufnimmt. Das durch den Resonator transmittierte Signal wird mit der Photodiode PD1 detektiert und kann für Justagezwecke benutzt werden. Der ausgekoppelte Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 423 nm verlässt durch eine Linse das Lasergehäuse und wird anschließend über ein optisches System zur Falle geleitet.

3.4.3 Pound-Drever-Hall Frequenzstabilisierung

Um die Langzeitstabilität der Laserfrequenz garantieren zu können, wird sie noch einmal aktiv geregelt. Beim *Pound-Drever-Hall*-Verfahren [27] wird ein kleiner Teil des Laserstrahls in einen stabilen Resonator eingekoppelt und bildet dort frequenzabhängige Resonatormoden. Je nach Frequenz werden verschiedene Laserintensitäten durch

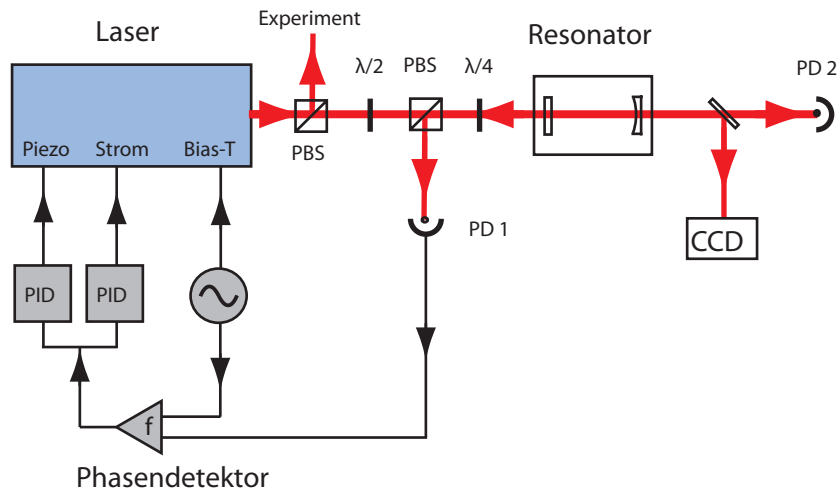


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Pound-Drever-Hall Frequenzstabilisierung. [25]

den Resonator transmittiert oder von ihm reflektiert. Dieses Stabilisierungsverfahren arbeitet mit einem Beatsignal welches von der Lasermodulation und der vom Resonator reflektierten Leistung erzeugt wird. Das hieraus entstehende Fehlersignal ist ein Maß für die Abweichung von der Sollwellenlänge. Abbildung 3.7 zeigt den schematischen Aufbau des Regelsystems. Die mit einem VCO (voltage controlled oscillator) erzeugte sinusförmige Wechselspannung von üblicherweise ≈ 80 MHz wird zum einen auf einen Bias-T Eingang des Lasers und zum anderen an einen Phasendetektor geleitet. Hierdurch wird das Laserlicht frequenzmoduliert. Das Laserlicht bei 729 nm wird mit Hilfe eines EOMs⁶ frequenzmoduliert. Dies hat den Vorteil, dass nur das Licht, welches zum Resonator geleitet wird, moduliert ist. Das reflektierte Licht aus dem Resonator ist somit auch moduliert und wird von einer Photodiode in ein elektrisches Signal umgewandelt. Der Phasendetektor mischt beide Signale und erzeugt somit ein Fehlersignal, das proportional zur Abweichung von der gewollten Laserfrequenz ist. Dieses Fehlersignal kann nun einmal in einen schnellen PID-Regler⁷ der den Strom der Laserdiode regelt und somit schnelle Störungen im Bereich von wenigen kHz bis mehrere Mhz. Zum anderen wird das Fehlersignal einem PID-Regler mit hohem Integralanteil zugeführt, welcher langsame Drifts und schwankungen bis 10kHz über den Piezo des Lasers kompensiert ([28] Anhang).

⁶Steht für Elektro-Optischer Modulator, der eine Frequenzmodulation von Laserstrahlen erlaubt.

⁷PID steht für „Proportional-Integral-Differential“, was einen Regelkreis mit Proportional-, Integral- und Differential-Glied beschreibt.

3.5 Optischer Aufbau

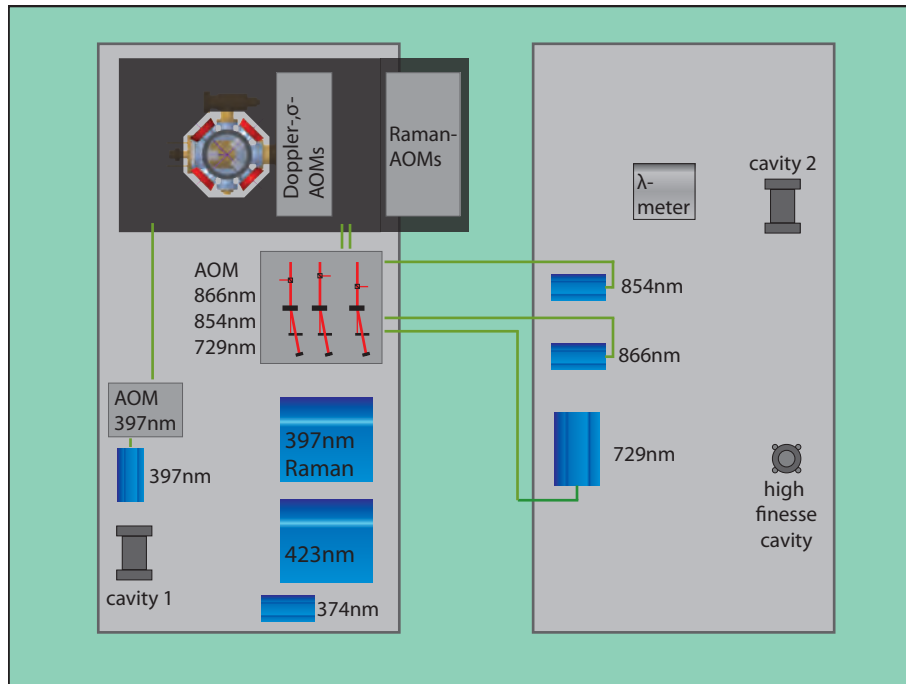


Abbildung 3.8: Optische Tische mit Vakuumkammer, oben links, alle Laser, cavities, AOM-Doppelpässe und optische Fasern (grün). Zusätzlich zu den eingezeichneten Fasern wird ein Teilstrahl jedes Lasers noch zum Wavemeter (λ -Meter) geleitet.

Auf den luftgepolsterten optischen Tischen (Abbildung 3.8) sind die meisten Teile nur zur Leitung und Formung der Laserstrahlen gedacht. Verstellbare Spiegel, für die jeweilige Wellenlänge, dienen zur Ausrichtung des Strahls auf andere optische Elemente. Wie zum Beispiel auf einen akusto-optischen Modulator, der als schneller Schalter für Laserstrahlen dienen kann, oder die Wellenlänge in einem definierten Bereich verschieben kann. Polarisationsoptik wie ein *Polstrahlteiler* wird in Kombination mit einer $\lambda/2$ -Platte, benutzt um die Lichtleistung von Laserstrahlen zu verändern oder einen Strahl auf zwei optische Wege aufzuteilen. Ein mittlerweile unverzichtbares Hilfsmittel sind Lichtwellenleiter in Form von Glasfasern, die eine einfache und bei bestimmten Wellenlängen verlustarme Methode anbieten um Licht zu leiten.

3.5.1 Akusto-optische Modulatoren

Der *akusto-optische Modulator* (AOM) ist ein optisches Bauelement welches in der Lage ist Laserlicht zu manipulieren. Der Laserstrahl durchquert einen Kristall, welcher an einem Piezoelement befestigt ist. Der Piezo wird mit einer sinusförmigen Wechselspan-

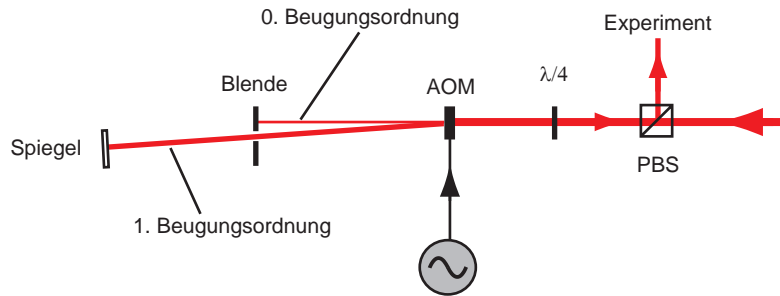


Abbildung 3.9: Doppelpass zum Schalten und Verstimmen von Laserstrahlen.

nung mit einer Antriebsfrequenz von z.B. 80MHz betrieben. Dies verursacht Schallwellen, die sich im Kristall ausbreiten und zu einer Dichtemodulation führen. Hierdurch entsteht auch eine periodische Modulation der Brechzahl. Es entsteht ein sich bewegendes Beugungsgitter, an dem der einfallende Laserstrahl gebeugt wird. Die gebeugten Teile interferieren anschließend und es bilden sich Beugungsordnungen aus. Die Frequenz der n -ten Beugungsordnung ist hierbei um das n -fache der Antriebsfrequenz des AOMs verstimmt. In den meisten Fällen wird die 1. Beugungsordnung benutzt, da sie auf die höchste gebeugte Intensität optimiert werden kann. Durch An- und Abschalten der Antriebsfrequenz kann somit die 1. Beugungsordnung erzeugt werden. Wenn man nun die 0. Beugungsordnung mit einer Blende blockiert und die 1. Beugungsordnung durch optische Elemente zum gefangenen Ion leitet, kann man mit der Antriebsfrequenz des AOMs das Laserlicht an- und ausschalten. Die Schaltgeschwindigkeit ist hierbei durch die Schallgeschwindigkeit im Kristall ($4,2 \frac{km}{s}$) festgelegt und ist in der Größenordnung von 55ns. Abbildung 3.9 zeigt eine andere Verwendung eines AOMs. Beim *Doppelpass* wird die Strahlverschiebung bei unterschiedlicher AOM Antriebsfrequenz kompensiert. Der Laserstrahl durchläuft hier zwei Mal den AOM und wird somit beidesmal um exakt den selben Winkel, aber in unterschiedlicher Richtung gebeugt. Der Ausgangsstrahlengang ist somit exakt gleich dem Eingangsstrahlengang. Um die beiden Strahlen voneinander trennen zu können, wird ein PBS und ein $\lambda/4$ -Plättchen benutzt. Beim zweimaligen Durchlaufen des $\lambda/4$ wird die Polarisation um 90° gedreht und somit im PBS abgelenkt. Das Licht, welches den Doppelpass verlässt, hat durch den zweimaligen AOM-Durchgang eine Frequenzverschiebung um das Doppelte der Antriebsfrequenz des AOMs. In Abbildung 3.10 wird die Ablenkeffizienz des Doppelpasses für den Laser bei 729 nm abhängig von der AOM-Frequenz gezeigt. Jeder AOM ist auf eine spezielle Antriebsfrequenz abgestimmt. Für Frequenzscans muss die Antriebsfrequenz des AOMs

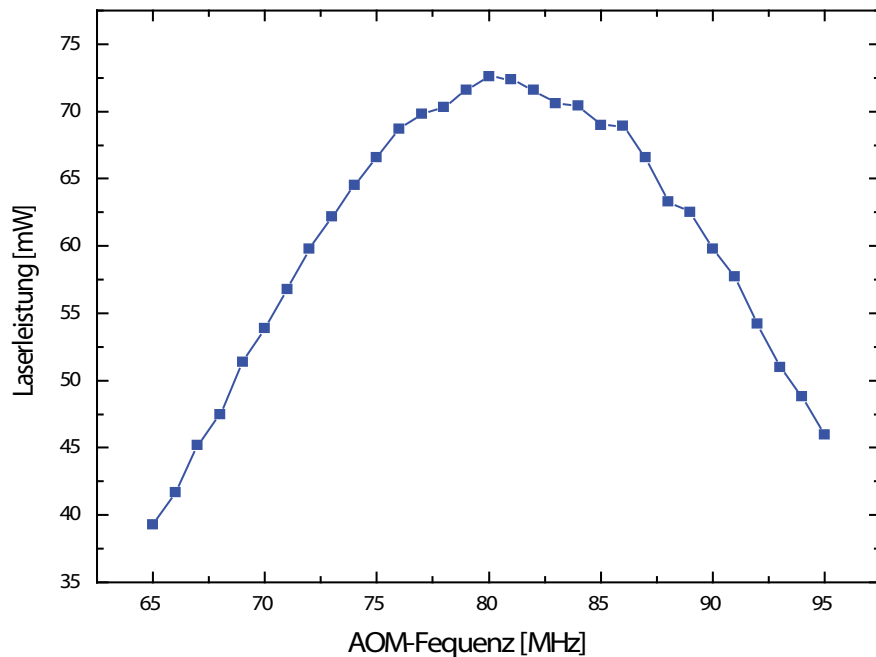


Abbildung 3.10: Ablekeffizienz des AOM-Doppelpasses für Laser bei 729 nm

jedoch verändert werden, und der AOM arbeitet bei diesen Frequenzen nicht mehr so effektiv. Für eine übliche Axialfrequenz von 1MHz bei einer Trägerfrequenz von 74 MHz ergibt sich hier eine relative Intensitätsschwankung von 7,8 %. Ein AOM kann somit das Laserlicht schnell schalten und seine Frequenz im Arbeitsbereich des AOMs beliebig verschieben. Mit seiner Hilfe können nano Sekunden aufgelöste Laserpulssequenzen erzeugt und Frequenzscans durchgeführt werden.

3.5.2 Stabile Referenz Resonatoren

Für die Laserstabilisierung (Kapitel 3.4.3) werden unabhängige optische Resonatoren benötigt. Die Resonatoren bestehen im Allgemeinen aus einem Spiegelpaar das an einem Zerodur-Block mit niedrigem Wärmeausdehnungskoeffizienten befestigt ist. Diese Konstruktion wird in einer Vakuumkammer mit optischen Zugängen befestigt. Im Experiment sind insgesamt drei *Fabry-Perot cavities* verbaut. Die Laser bei 866nm, 854nm und 397nm sind auf zwei cavities mit je vier Spiegelpaaren stabilisiert (Abbildung 3.11 (b)). Jeweils ein Spiegel kann mit Piezoelementen verschoben werden. Somit kann die Resonanzfrequenz des Resonators und die Laserwellenlänge in einem bestimmten Bereich verändert werden. Um Temperaturschwankungen zu kompensieren sind an jedem Spiegelpaar zwei Ringpiezos ineinander verbaut. Ein Piezo kann direkt vom PC über eine

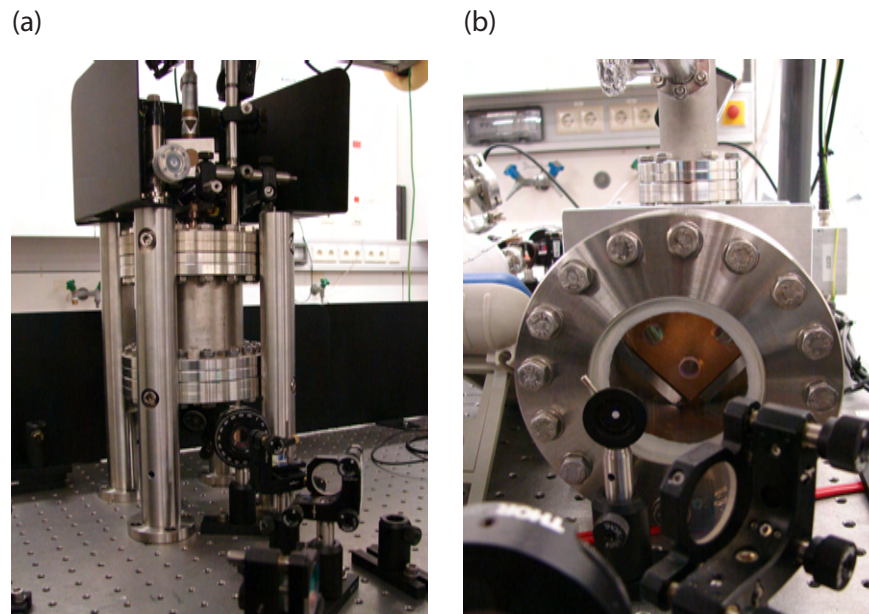


Abbildung 3.11: (a) Senkrecht stehende high finesse cavity und (b) standard cavity mit vier Spiegelpaaren.

Hochspannungsquelle angesteuert. Der andere wird über die von einem Piezo-Verstärker angesteuert, dessen Eingangssignal von einem Analogkanal des Messrechners kommt. Somit ist es möglich über einen Schieberegler in der Steuersoftware die Laserfrequenz um mehrere MHz zu verschieben. Dieser geringe Bereich genügt, um die optimale Kühlfrequenz des Lasers bei 397 nm einzustellen, oder die Fluoreszenz mit Hilfe des Lasers bei 866 nm zu maximieren. Die recht geringe Finesse $F = 250$, dieser Resonatoren, genügt um die Laser zu stabilisieren. Der Spektroskopielaser bei 729nm wird auf eine senkrecht stehende *high finesse cavity* (Abbildung 3.11 (a)) bestehend aus einem ULE-Block⁸ mit einer Finesse $F \geq 50\,000$ stabilisiert, die zu einer Laserlinienbreite kleiner als 10 kHz führt. Von jedem Spiegelpaar ist ein Spiegel an einem Piezo befestigt, das es ermöglicht, die Resonatorlänge zu verändern. Hiermit kann die Regelfrequenz für die Frequenzstabilisierung verändert werden und somit die Laserwellenlänge langsam verändert werden.

⁸Steht für „Ultra Low Expansion“ und beschreibt ein Titanium-Silicatglas

3.5.3 Wellenlängenmessung

Für die Wellenlängenbestimmung aller Laser wird ein Wavelengthmeter⁹ mit einem zusätzlichen *Multi Channel Switcher* verwendet. Das Licht unterschiedlicher Laser kommt in acht Glasfasern zu dem *Multi Channel Switcher*, von dort wird ein Lasersignal in einer Glasfaser zum Wavemeter weitergeleitet. Im Wavemeter wird der Strahl anschließend aufgeweitet und auf sechs Fizeau-Interferometer gelenkt. Das Interferenzmuster wird mit einer CCD-Linienkamera detektiert und anschließend zu einem Computer übermittelt. Dort wird das Interferenzmuster mit kalibrierten Daten verglichen und die Software ermittelt die Wellenlänge mit einer relativen Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-8}$. Die Langzeitabweichung ist bei einer zwei Stündigen messung unter 3MHz [26].

3.6 Abbildungsoptik

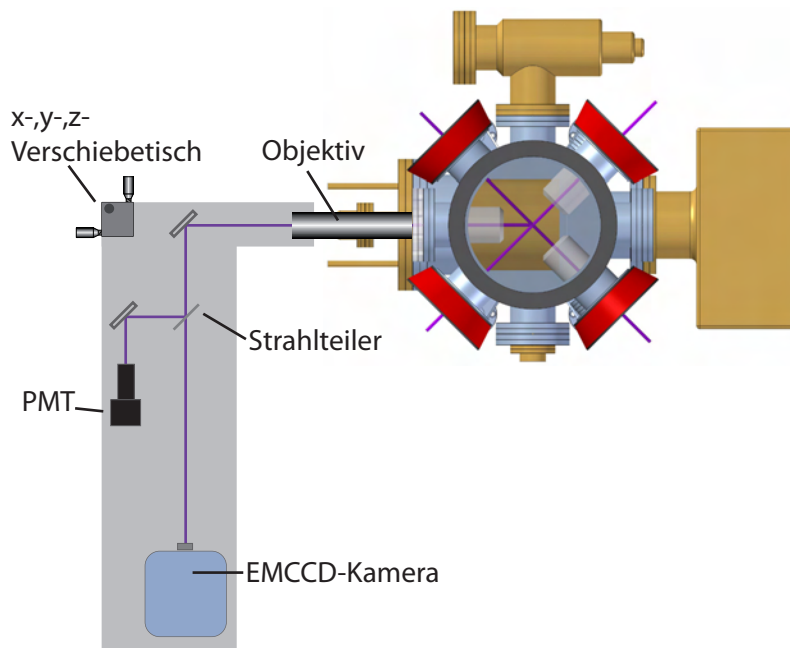


Abbildung 3.12: Justierbare Anordnung des Abbildungsstrahlengangs.

Die Komponenten des Abbildungsstrahlengangs in Abbildung 3.12 liefert Informationen über die Anzahl von gefangenen Ionen und deren momentane Streurrate. Das vom Ion gestreute Licht wird von einem Objektiv mit 66.8mm Brennweite und einer numerischen

⁹WS/Ultimate-30 der Firma HighFinesse GmbH, Tübingen.

Apertur von 0.27 aufgefangen. Das Objektiv ist auf einem x-y-z-Veschiebetisch montiert, um es je nach Position des Ions verschieben zu können. Der Vorderteil des Ions ragt in einen invertierten Viewport, um möglichst nah am Ion einen großen Raumwinkel abzudecken. Die momentan eingestellte Vergrößerung von 20 ist nicht nur von der Objektivposition und Objektivdesign, sondern vorwiegend von der Kammerposition abhängig. Ein 80:20 Strahlteiler reflektiert einen Großteil des Lichtes auf dem Photomultiplier, dessen Ausgangssignal für Spektroskopiemessungen benutzt wird. Der Photomultiplier hat eine Quanteneffizienz von 27% und ist wie die Kamera hinter einem optischen Bandpassfilter plaziert. Diese Filter verhindern das Hintergrundlicht die Messergebnisse verfälschen, und verbessern das Signal-Rausch-Verhältniss. Die EMCCD-Kamera

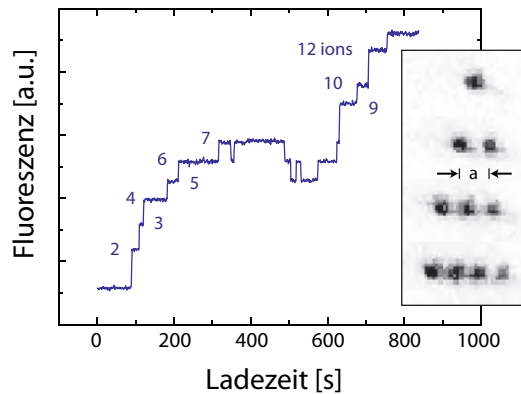


Abbildung 3.13: Quantisierte Fluoreszenz auf EMCCD-Kamera, mit der eindeutig die Ionenanzahl bestimmt werden kann (links) und Kamerabilder von Ionenkristallen mit unterschiedlicher Ionenanzahl (rechts).

iXon DV860-BI der Firma Andor Technology, Belfast liefert schnelle und eindeutige Informationen über den Ladezustand der Falle. Auf dem Kamerabild können Ionenanzahl und Fluoreszenz beobachtet werden. Zusätzlich kann die Fluoreszenz in einer Bildregion in einem Histogramm dargestellt werden (Abbildung 3.13). Die Fluoreszenzinformation der Kamera ähnelt sehr dem Signal des Photomultipliers.

3.7 Experimentsteuerung

Die Steuerung des Experiments wird von einem Computer übernommen, der mit allen Teilen des Experiments verbunden ist. Die Komplexe Steuersoftware ist speziell für dieses Experiment entwickelt worden. Sie ist modular ausgelegt, dass sie für zukünftige Quantenoperationsexperimente ausgebaut werden kann.

3.7.1 Hardware

Zur Steuerung des Experiments werden zum einen schnelle Digitalkanäle zum Erzeugen von Laserpulssequenzen, zum anderen rauscharme Analogkanäle um die Segmentspannungen für Transportrampen zu erzeugen. Für die Laserpulssequenzen kommen die PCI-Karten NI-6703, NI PCI-6713 und NI PCI-6733 der Firma National Instruments¹⁰ zum Einsatz. Die Digitalausgänge der Karten liefern 5V TTL-Signale, mit minimal 1 μ s Auf-

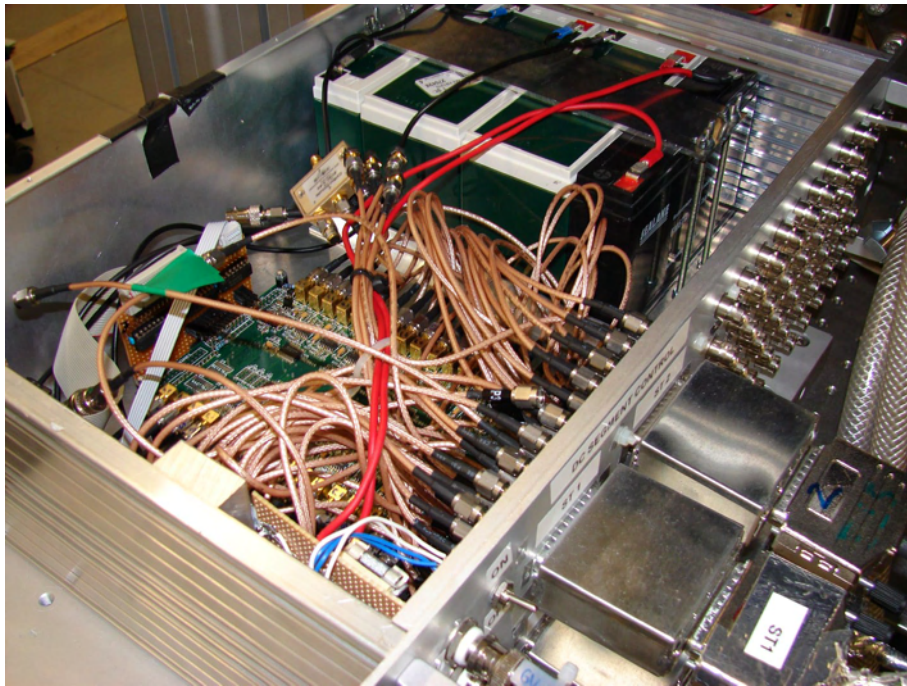


Abbildung 3.14: DC-Spannungsversorgungsquelle mit autonomer Spannungsversorgung und DAC-Platinen.

lösung, synchronisiert ausgegeben werden können. Diese TTL-Signale schalten anschließend AOM-Treiberfrequenzen mit Hilfe elektrischer Schalter der Firma Minicircuits¹¹. Für den Transport kommt eine Digital-Analog-Converter (DAC) Platine zum Einsatz, die im Institut für Quanteninformationsverarbeitung entwickelt wurde. Sie ist in einem Gehäuse mit autarker Stromversorgung durch Blei-Gel-Akkumulatoren verbaut. Im momentanen Stand wird sie über den Parallelport eines Computers angesteuert, der die DACs seriell programmiert. Der zusätzliche Einbau eines FPGA-Boards¹² in das DAC

¹⁰National Instruments Corp., Austin, TX, USA

¹¹Minicircuits, Brooklyn, NY, U.S.A.

¹²steht für „Field Programmable Gate Array“, was einen Integrierten Schaltkreis beschreibt, dessen interne Struktur verändert werden kann.

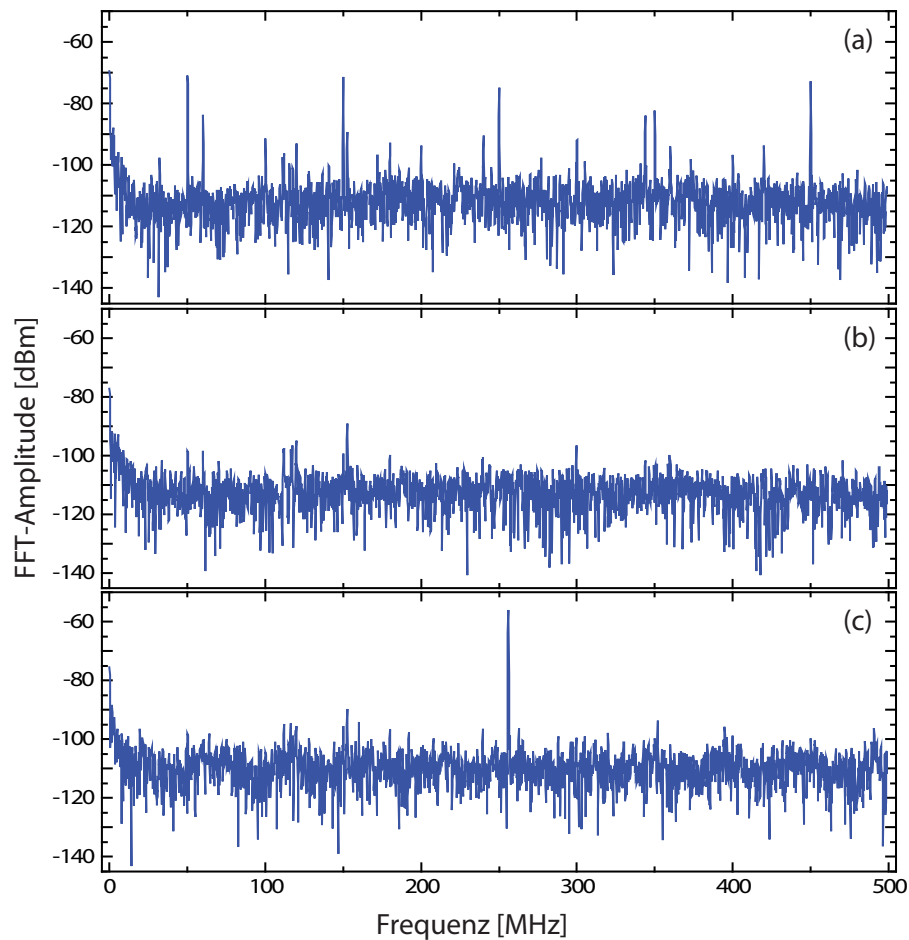


Abbildung 3.15: (a) FFT-Signal NI-Karten, (b) FFT-Signal DAC-Platine und (c) FFT-Signal DAC-Platine mit 1 mV Rechtecksignal bei 256 Hz.

Gehäuse ist in naher Zukunft geplant. Dies würde eine weitaus schnellere Ansteuerung der DACs und somit auch schnellere Transporte zulassen. Die einzelnen DACs können mit einer 16-Bit Auflösung Analogspannungen im Bereich von +10V bis -10V ausgeben. Die qualitativen Unterschiede zwischen den NI-Analogkanälen und der selbst entwickelten DAC-Platine wird in Abbildung 3.15 deutlich. Durch die Netzspannung und PC-Schaltnetzteile sind auf dem FFT-Signal¹³ der NI-Karten (Abbildung 3.15 (a)) deutlich Rauschpeaks bei 50 Hz, 150 Hz, usw. zu erkennen. Der maximale Rauschwert über einer Frequenz von 10 Hz beträgt -70 dBm. Für die DAC-Platine ist dieser Wert (Abbildung 3.15 (b)) mit -90 dBm deutlich geringer. Außerdem sind generell weniger Störfrequenzen zu erkennen. Dieses niedrige Rauschlevel kommt größtenteils von der

¹³steht für „fast Fourier transform“ und berechnet das Frequenzspektrum eines Signals.

autonomen Stromversorgung. Des weiteren ist das Signal zu Rausch Verhältniss (Abbildung 3.15 (b)) mit 0,63 bei 1 mV Signal um einiges Besser als bei den NI-Karten mit 0,77. Für diese Messung wurde mit den jeweiligen Spannungsquellen ein Rechtecksignal mit 1mV erzeugt. Des weiteren werden Funktionsgeneratoren¹⁴, die verschiedene AOM-Antriebsfrequenzen für den Spektroskopielaser erzeugen, über einen GPIB¹⁵ Datenbus angesteuert. Die Pulsdauer des Spektroskopielasers kann zusätzlich über einen Delay-generator¹⁶ gesteuert werden. Dieser wird ebenfalls über GPIB angesteuert und kann Laserpulse mit einer Auflösung von 1 ps erzeugen. Um beliebige Pulsformen (Kapitel 4.2.1) zu erzeugen ist ein VFG¹⁷ über die USB Schnittstelle mit dem Experimentrechner verbunden. Des weiteren sind die Einflüsse der 50 Hz Netzspannung auf die Ergebnisse deutlich messbar. Um dies auszuschließen, wird die Jede Einzelmessung mit einem Linetrigger auf die gleiche Netzphase getriggert. Vor allem bei Messungen die die Kohärenz des Systems (siehe Kapitel 4.1.3 und Kapitel 4.1.4) bestimmen sollen ist dies von großer Bedeutung.

3.7.2 Steuersoftware

Die Steuerung des Experiments übernimmt das recht umfangreiche Programm QIVControl¹⁸. Die Software ist in C++ geschrieben und besitzt eine mit Visual C++ erstellte Grafische Oberfläche. Durch einen eingebundenen C-Interpreter¹⁹ können Teilscrippte ohne langwieriges Kompilieren aufgerufen werden. Eine detaillierte Beschreibung ist in [29] Anhang A zu finden.

¹⁴Rhode & Schwarz SML01

¹⁵steht für „General Purpose Interface Bus“ was so viel wie universeller Schnittstellenbus bedeutet, auch „IEC-625-Bus“ genannt

¹⁶DG 535, der Firma Stanford Research Systems, Sunnyvale, USA

¹⁷Steht für „Versatile 150MHz Frequency Generator“ der Firma TOPTICA-Photonics AG, Gräfelfingen.

¹⁸Programmierer: R. Maiwald (Institut für Optik, Information und Photonik, Universität Erlangen-Nürnberg), G. Huber, K. Singer, U. Poschinger und F. Ziesel (Institut für Quanteninformativverarbeitung, Universität Ulm).

¹⁹„CINT C++ interpreter“ des root Frameworks (<http://root.cern.ch/>)

4

Spektroskopie an Einzelionen

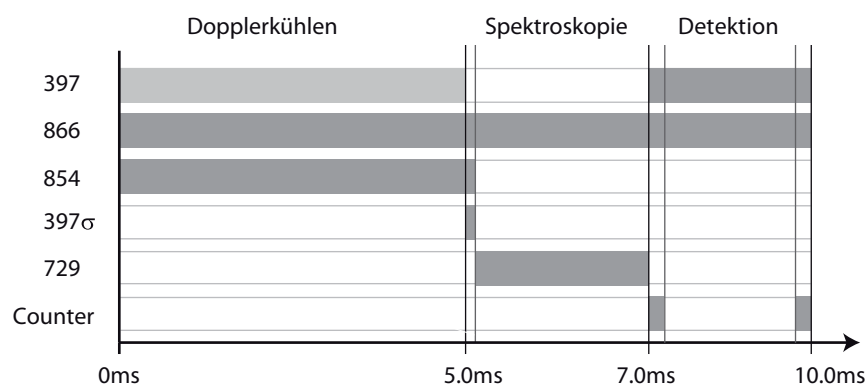


Abbildung 4.1: Pulssequenz für Spektroskopie.

Mit dem *electron shelving*-Verfahren (Kapitel 2.3.3) wird statistisch die Besetzung des $D_{5/2}$ Zustands bestimmt. Jede Einzelmessung bestimmt durch den Vergleich der Zählrate mit einer Schwelle, ob sich das Ion im Grundzustand $S_{1/2}$ oder im angeregten Zustand $D_{5/2}$ befindet und liefert einen wert 0 oder 1. Um die Besetzungswahrscheinlichkeit messen zu können, wird pro Messpunkt der Mittelwert mehrerer Einzelmessungen gebildet. Die Anzahl der Einzelmessungen kann zwischen 25, für schnelle Trägersuche und 500, für sehr genaue Bestimmung der Fallenfrequenz, variieren. Man erhält somit die

Anregungswahrscheinlichkeit des $D_{5/2}$ Zustands, wobei die Genauigkeit von der Anzahl der durchgeführten Einzelmessungen abhängt. Die Laserpulssequenz in Abbildung 4.1 ist typisch für eine Einzelmessung in der Spektroskopie. Um reproduzierbare Messungen durchzuführen, muss das Ion zuverlässig in einen definierten Anfangszustand präpariert werden. Wir erzeugen einen thermischen Zustand im Energieniveau $S_{1/2}$. In unserem Fall geschieht dies durch ausreichend langes Dopplerkühlen. Der Laser bei 397nm wird zu Beginn jeder Einzelmessung für 5ms angeschaltet, um das Ion bis an das Dopplerlimit zu kühlen. Hierbei sind auch beide Rückpumplaser bei 866nm und 854nm angeschaltet. Nun folgt ein 100 μs Puls mit σ^+ zirkular polarisiertem Licht bei 397nm, um ein ausgewähltes Zeemanniveau zu besetzen. Anschließend ist in der Sequenz ein Zeitfenster für einen Spektroskopiepulss für die Spektroskopie, oder ein variabler Spektroskopiepulss für Pulslängenscans (Kapitel 4.1.3), vorgesehen. Nach der Anregung vom $S_{1/2}$ in das $D_{5/2}$ Niveau folgt die Detektion nach dem *electron shelving*-Verfahren. Hierbei muss natürlich der Rückpumplaser bei 854nm ausgeschaltet werden, da sonst das $D_{5/2}$ Niveau vorzeitig lehrgepumpt wird. Der *Counter* dient hierbei als Steuersignal für den Photomultiplier für den Photomultiplier. Jeweils zwischen zwei steigenden Flanken des Steuersignals werden die vom Photomultiplier gezählten Photonen aufsummiert und ergebend die Photonenstreurrate für diese Einzelmessung.

4.1 Quadrupolübergang

Abbildung 4.2 zeigt ein typisches Spektrum des Trägerübergangs. Hierbei wurde die Frequenz des Lasers bei 729 nm mit einem AOM-Doppelpass (Kapitel 3.9) über mehrere kHz verstimmt und die mit dem Photomultiplier gemessene Anregungswahrscheinlichkeit gegen die AOM-Frequenz aufgetragen. Die Messpunkte zeigen die Anregung des $D_{5/2}$ -Niveaus bei einer AOM-Doppelpass Frequenz von 76,247 MHz, die mit je 100 Einzelexperimenten und einer Spektroskopiepulsdauer von 100 μs aufgenommen wurde. Die durchgezogene Linie ist ein gaussförmiger Fit mit einer Übergangsbreite $\Delta f_{FWHM} = 9,81$ kHz. Die relative geringe Anregung von 35,5% wurde durch eine entsprechend geringe Laserintensität erreicht. Niedrige Laserleistungen werden bei der Spektroskopie immer verwendet, wenn Übergangsfrequenzen und Linienbreiten möglichst genau bestimmt werden sollen, da hierbei die Sättigungsverbreiterung sehr gering ist. Der Gleiche Effekt tritt auf wenn man die Pulsdauer des Spektroskopielasers verringert. Dies reduziert die Wechselwirkungszeit und minimiert so störende Einflüsse durch Magnetfeldfluktuationen. Um die nötige Zeit zur Durchführung von Quantengattern zu minimieren, werden hierbei möglichst kurzen Pulsen mit entsprechend höherer Leistung verwendet.

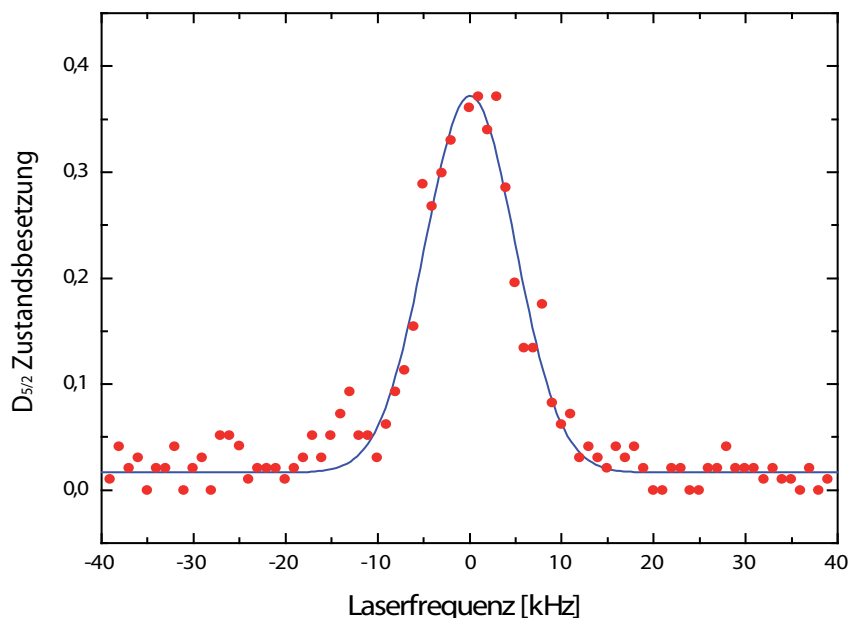


Abbildung 4.2: Spektroskopeimessung des Trägerübergangs.

4.1.1 Bewegungsseitenbänder des $S_{1/2} - D_{5/2}$ Übergangs

Ein Spektrum mit mehreren Seitenbandordnungen ist in Abbildung 4.3 abgebildet. Es werden axiale Bewegungsseitenbänder bis zur dritten Ordnung und radiale bis zur ersten Ordnung aufgelöst. Die axiale Fallenfrequenz wurde hierbei mit einem Fit auf $\omega_{ax} = 2\pi \cdot (1,0291 \pm 0,0003)$ MHz und die radiale Fallenfrequenz mit $\omega_{rad} = 2\pi \cdot (1,3860 \pm 0,0004)$ MHz bestimmt. Es wurden neun Spektren separat aufgenommen, um auch bei hoher Frequenzauflösung eine geringe Messzeit zu erhalten. Zuvor wurde jedoch mit weiten Spektroskopiescans, mit 50 Einzelmessungen, sichergestellt, dass keine interessanten Übergänge ausgelassen werden. Anschließend können die Linien mit hoher Frequenzauflösung und 100 Einzelmessungen genau bestimmt werden.

4.1.2 Mikrobewegungskompensation

Die Mikrobewegungskompensation in dieser Falle ist nur in einer Dimension möglich. Durch Anlegen einer Differenzspannung an die oberen und unteren DC-Elektroden kann das Minimum des DC-Potentials auf einer Ebene diagonal durch das Quadrupolpotential verschoben werden. Die bestmögliche Kompensation ist erreicht, wenn die Minima des Quadrupolpotentials und des DC-Potentials aufeinander liegen. Mit der Spektroskopie

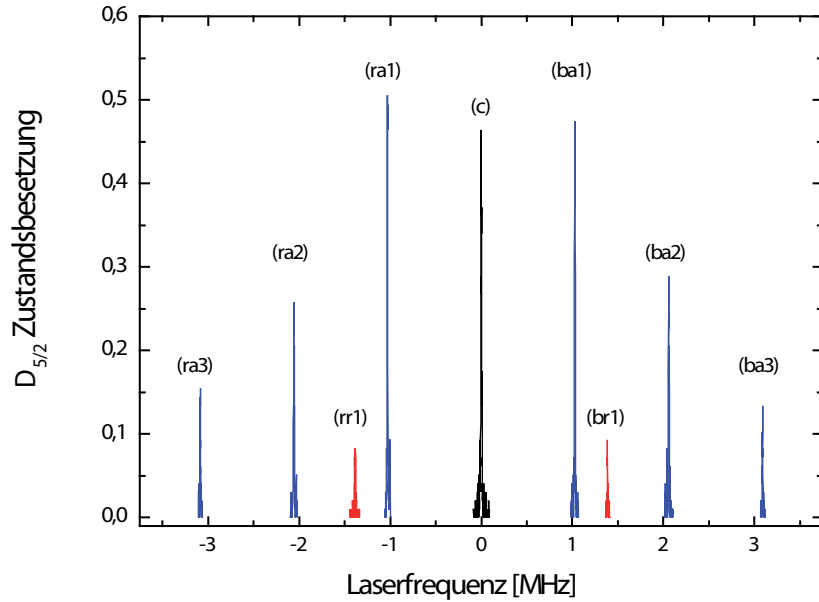


Abbildung 4.3: Spektrum mit (ra*) roten und (ba*) blauen axialen Seitenbändern bis zur dritten Ordnung. Das rote und blaue radiale Seitenband ist nur bis bis zur ersten Ordnung erkennbar.

hat man eine sehr genaue Methode zur Kompensation der Mikrobewegung. Jede harmonische Bewegung des Ions erzeugt im Spektrum bei der entsprechenden Frequenz ein Seitenband. Die Höhe der Seitenbandanregung ist ein Maß für die Besetzung der Bewegungsmode. In Kapitel 2.2.2 wurde bereits beschrieben, dass die Schwingungamplitude der Mikrobewegung proportional zur Entfernung des Ions vom radialen Potentialminimum ist. Das *Mikrobewegungsseitenband* gibt somit eine direkte Aussage über die Entfernung des Ions vom Quadrupolfeldminimum. Trägt man nun wie in Abbildung 4.4 die Mikrobewegungsamplitude gegen die Kompensationsspannung auf, so erkennt man eindeutig ein Minimum. Jeder Messpunkt repräsentiert hierbei ein Frequenzspektrum mit je 200 Einzelmessungen pro Datenpunkt und 25 Datenpunkten, aus denen jeweils die Amplitude des Seitenbands durch einen gaußschen Fit bestimmt wurde. Die Frequenz des Mikrobewegungsseitenbandes ist hierbei einfach durch addieren der Trägerfrequenz und Fallenantriebsfrequenz ω_{ff} zu berechnen. Die Laserleistung des 729 nm Lasers bei Messungen auf dem Mikrobewegungsseitenband betragen $111 \mu\text{W}$. Zum Vergleich zeigt der schwarze Messpunkt die Amplitude eines Trägerspektrums bei einer Laserleistung von $13,2 \mu\text{W}$. Dies zeigt, dass die Mikrobewegung verglichen mit der Trägeranregung sehr klein ist. Mit dieser Methode kann die optimale Kompensationsspannung sehr

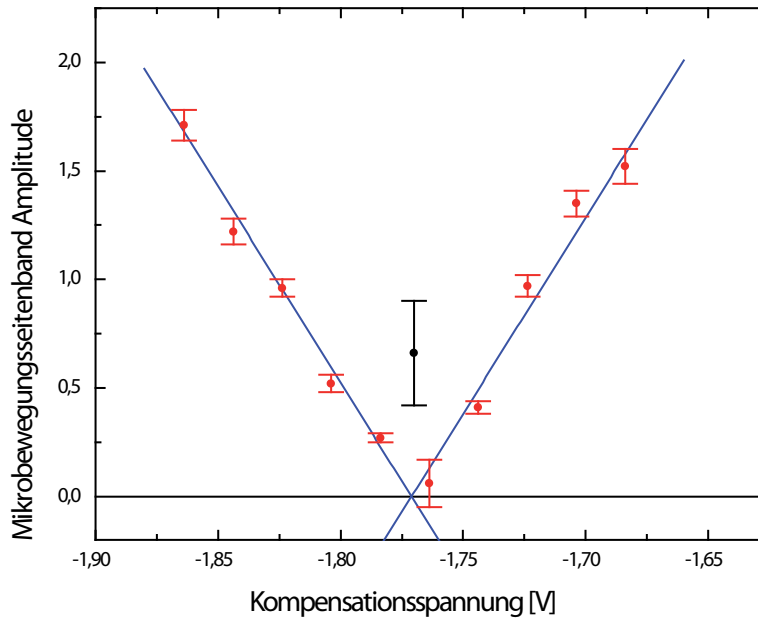


Abbildung 4.4: Messung der Amplitude des Mikrobewegungsseitenbands bei unterschiedlichen Kompensationsspannungen (rot) und Vergleichsmessung bei 10 mal geringerer Leistung auf Träger (schwarz).

genau bestimmt werden. Diese Messung dauert allerdings zu lange um sie an jedem Messtag erneut durchzuführen. Normalerweise wird mit Hilfe des Fluoreszenzsignals der EMCCD-Kamera kompensiert. Hierbei wird durch Verändern der Laserwellenlänge bei 397 nm die Linienbreite optimiert. Die Kompensationsspannungen reduziert somit die Dopplerverbreiterung des Dipolübergangs.

4.1.3 Kohärente Dynamik auf dem Quadrupolübergang

Um einen kohärente Anregung des $D_{5/2}$ Niveaus zu demonstrieren, kann die Pulslänge des Anregungslasers bei 729 nm verändert werden. Man erkennt in Abbildung 4.5 die zunehmende Anregung bei längerer Pulsdauer. Jeder Messpunkt repräsentiert 200 Einzelmessungen bei der maximal verfügbaren Laserleistung. Das erste Maximum zeigt die Pulslänge, die nötig ist, um das Ion mit dieser Laserintensität von Grundzustand $S_{1/2}$ in den angeregten Zustand $D_{5/2}$ zu überführen. Aus diesem π -Puls, der einer halben Oszillation entspricht kann näherungsweise die Rabi-Frequenz $\Omega = \frac{1}{2 \cdot t_{\pi/2}}$ bestimmt werden. Ein π -Puls entspricht somit einer Einbitoperation die den Zustand $|0\rangle$ in den Zustand $|1\rangle$ überführt. Diese *Rabi-Oszillationen* sind ein Maß für die Kohärenz des gesamten

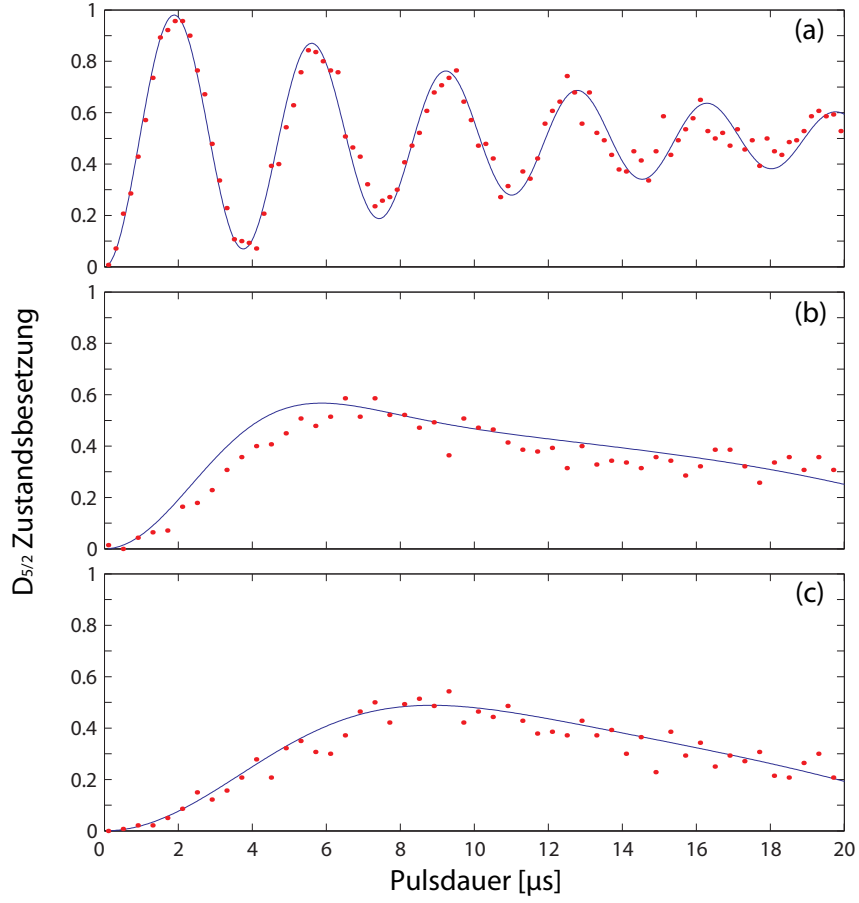


Abbildung 4.5: Rabioszillationen auf (a) Träger, (b) axialem Seitenband und (c) radialem Seitenband nach Dopplerkühlen. Jeweils experimentelle Daten (rot) und theoretisches Modell (blau).

Systems. Hierbei ist es sehr wichtig, dass alle Einzelmessungen zur selben Netzphase stattfinden. Um dies zu gewährleisten wird jede Einzelmessung auf eine spezielle Phase der 50 Hz Netzspannung getriggert. Da das Ion hierbei nur bis zum Dopplerlimit gekühlt wurde, überlagern sich die Rabifrequenzen der unterschiedlichen Phononenzahlen und führen zu einem Dephasieren der Rabioszillationen und anschließend zu einer mittleren Anregung von 50%. Durch Pulslängenscans auf den axialen und radialen Seitenbändern kann die mittlere Phononenzahl n_i (i =axial, radial) nach dem Dopplerkühlen bestimmt werden. Es wird eine thermische Phononenverteilung angenommen:

$$p_{th}(n_i, \bar{n}_i) = \frac{\bar{n}_i^{n_i}}{(\bar{n}_i + 1)^{n_i + 1}} \quad (4.1)$$

Durch numerische Summation kann die Amplitude in Abhängigkeit der Pulslänge berechnet werden (Abbildung 4.5) :

$$A(t) = \sum_{n_a=1}^{N_a} \sum_{n_r=1}^{N_r} p_{th}(n_a, \bar{n}_a) p_{th}(n_r, \bar{n}_r) \sin(\omega(1 - \eta_r^2 n_r)(1 - \eta_a^2 n_a)t) \quad (4.2)$$

In Abbildung 4.5 sieht man einen 95%igen π -Puls Anregung bei $1,88 \mu\text{s}$. Wobei $\Omega = 2\pi \cdot 923,1 \text{ kHz}$ die Rabifrequenz und die mittleren Phononenzahlen $\bar{n}_a = 14,0$ und $\bar{n}_r = 7,4$ verwendet wurden. Die Lamb-Dicke-Faktoren $\eta_a = 0,073$ und $\eta_r = 0,066$ wurden hierbei durch einen Fit ermittelt.

4.1.4 Ramsey Spektroskopie

Eine übliche Methode um die Dekohärenz eines Systems zu bestimmen ist die *Ramsey Spektroskopie*¹ [30]. Die Anregung wird hierbei in zwei Schritte aufgeteilt und erfolgt mit zwei $\frac{\pi}{2}$ -Pulsen. Abbildung 4.6 verdeutlicht den Ablauf der Ramsey Spektroskopie mit

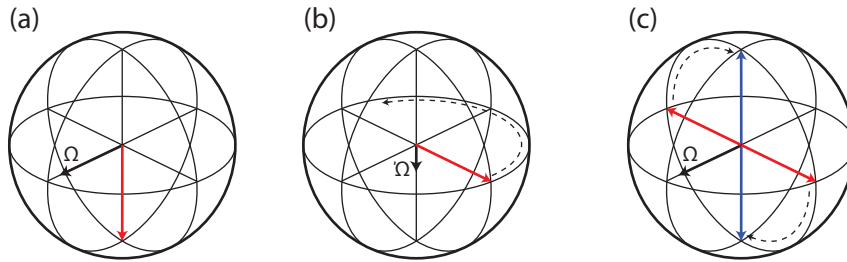


Abbildung 4.6: (a) erster $\frac{\pi}{2}$ -Puls, (b) freie Oszillation ($\Omega = 0, \Omega' \propto \Delta$) und (c) Projektion der Phaseninformation in Ionenzustand durch zweiten $\frac{\pi}{2}$ -Puls.

Hilfe von *Blochkugeln*. Der Nordpol der Blochkugel steht hierbei für das $D_{5/2}$ Niveau und der Südpol für $S_{1/2}$. Der *Blockvektor* vom Ursprung, im mittelpunkt der Kugel, zu einem Punkt auf der Kugeloberfläche kann jeden reinen Zustand $|\Psi\rangle = \alpha |g\rangle + \beta |e\rangle$ beschreiben. Um bestmögliche Messergebnisse zu erzielen sind die Einzelmessungen immer auf die Selbe Phase der Netzspannung getriggert. Bei der Ramsey Spektroskopie regt der erste $\frac{\pi}{2}$ -Puls das Ion in eine Ebene an, die einem gleichgewichteten Überlagerungszustand $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + e^{i\phi} |e\rangle)$ entspricht. Der Blochvektor beginnt nun mit einer Oszillation, die nur von Laserverstimmung $\Delta = \omega_L - \omega_0$ abhängt. Für eine definierte Zeit τ präzidiert das Ion mit der Frequenz Ω' , wobei der Anregungslaser bei 729nm ausgeschaltet ist. Mit dem nun folgenden zweiten $\frac{\pi}{2}$ -Puls wird die Phaseninformation der Oszillation in den Zustand des Ions projiziert. Hat das Ion Oszillationen mit einen

¹benannt nach N. F. Ramsey, Nobelpreis 1986

Winkel $\varphi = (2n + 1) \cdot \pi$ vollführt, geht es durch den Laserpuls wieder in den Grundzustand über. Bei $\varphi = (2n) \cdot \pi$ endet es im angeregten Zustand. Durch verändern der Laserverstimmung Δ , können diese Oszillationen in einem Spektrum beobachtet werden. Die Ramsey Spektroskopie kann auch als Kombination von Hadamard-Gattern

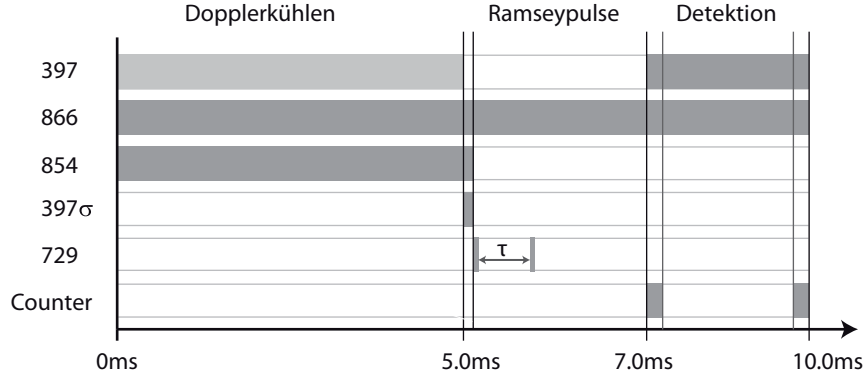


Abbildung 4.7: Pulssequenz für Ramsey Spektroskopie.

\hat{H} mit einem Phasengatter \hat{R} interpretiert werden. Ein reiner $\frac{\pi}{2}$ -Puls kann jedoch nur mit Einschränkung als Hadamard-Gatter bezeichnet werden. Nur mit entsprechender Kontrolle über die Phase kann mit einem $\frac{\pi}{2}$ -Puls ein Hadamard-Gatter erzeugt werden. Gilt jedoch:

$$\hat{H}(|0\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) \quad (4.3)$$

$$\hat{H}(|1\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle) \quad (4.4)$$

$$\hat{R}(|0\rangle + |1\rangle) = (|0\rangle + e^{i\phi} |1\rangle) \quad (4.5)$$

So folgt für eine Kombination aus zwei Hadamard-Gattern, welche die $\frac{\pi}{2}$ -Pulse beschreibt, und einem Phasengatter für die Zeit der freien Oszillation:

$$\hat{H}\hat{R}\hat{H}|0\rangle = \frac{1}{2} \left[|0\rangle (1 + e^{i\phi}) + |1\rangle (1 - e^{i\phi}) \right]; \quad (4.6)$$

Der Endzustand kann also abhängig von der Phase ϕ zwischen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ variieren. Bei der Ramsey Spektroskopie wird diese Phase durch die Veränderung der Laserfrequenz variiert. Die zur Durchführung dieser Messung nötige Pulssequenz ist in Abbildung 4.7 abgebildet. Nach den üblichen 5ms Dopplerkühlen und dem optischen Pumpen folgen beide Ramseypulse die durch die Ramseyzeit τ getrennt sind. Anschließend wird mit der Detektion die Anregungswahrscheinlichkeit bestimmt.

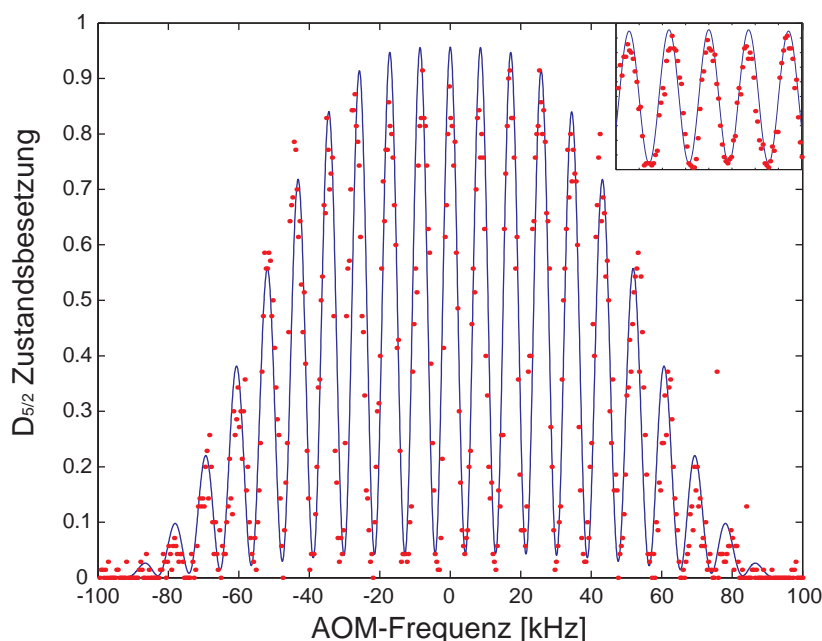


Abbildung 4.8: (rot) experimentelle Daten und (blau) numerische Simulation. Ausschnitt: vergrößerter mittlerer Bereich.

Abbildung 4.8 zeigt ein Ramsey-Spektrum, bei dem eine Rabi-Frequenz von $\Omega = (2\pi) \cdot 10$ kHz und einer Ramseyzeit von $\tau = 94 \mu\text{s}$ bestimmt wurde. Jeder Messpunkt repräsentiert hierbei 100 Einzelmessungen. Ramsey Experimente bestätigen die Kohärenz des kompletten Systems aus Laser, Magnetfeld und Ion. Bei diesen Messparametern würden Magnetfeldfluktuationen die größer als 0,284 mG sind zu einem deutlichen Dephasieren des Ramseyspektrums führen. Somit kann die

4.1.5 Seitenbandkühlen

Die Laserpulssequenz für das Seitenbandkühlen ist in Abbildung 4.9 abgebildet. Hierbei wird der Laser bei 729nm zuerst für das Seitenbandkühlen verwendet und anschließend für die Spektroskopie. Zum Kühlen wird die Laserfrequenz auf die Frequenz des ersten roten Seitenbands gestellt. Nach der Anregung auf dem roten Seitenband ist es für ein effizientes Kühlen notwendig, dass das Ion aus dem metastabilen $D_{5/2}$ Zustand in einen schneller zerfallenden Zustand überführt wird. Hiermit wird eine hohe Absorptionsrate auf dem roten Seitenband erreicht. Der Laser bei 854nm ist während des Seitenbandkühlens mit reduzierter Laserleistung angeschaltet. Von dem nun angeregten $P_{3/2}$ Niveau geht das Ion hauptsächlich in die beiden Grundzustände über. Da nur aus

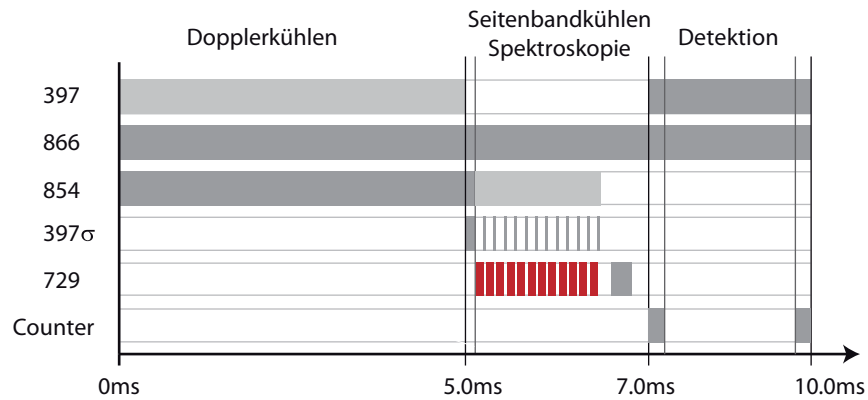


Abbildung 4.9: Pulssequenz für Seitenbandkühlen.

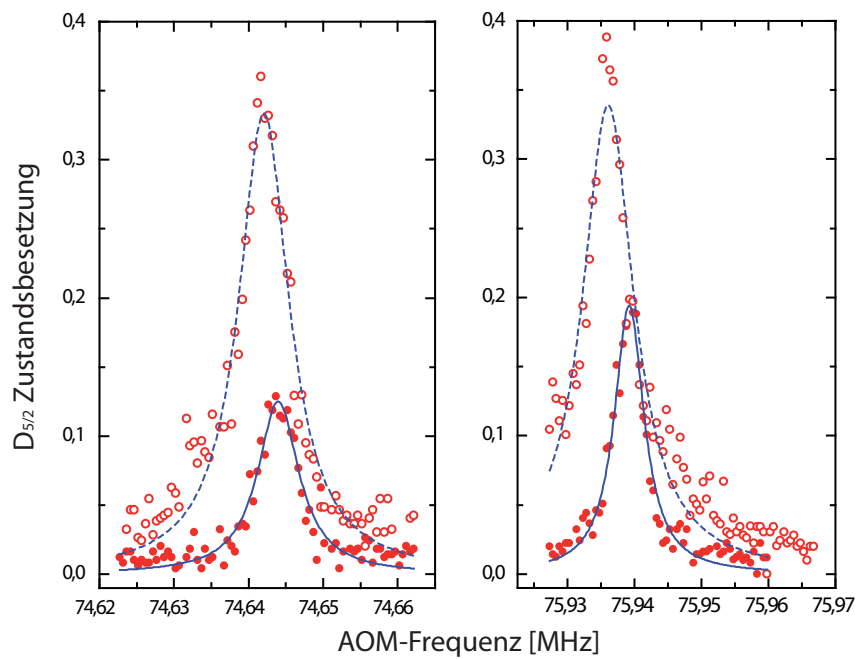


Abbildung 4.10: Seitenbandkühlen: (links) rotes Seitenband (rechts) blaues Seitenband. (o) Ohne Seitenbandkühlen und (●) mit Seitenbandkühlen.

einem Grundzustandsniveau gekühlt werden kann werden in regelmäßigen Abständen Rückpumpimpulse durchgeführt. Nach jedem Kühlzyklus mit dem Laser bei 729nm folgt

ein Rückpumpimpuls mit dem σ^+ Laser bei 397 nm. Anschließend ist das Ion gekühlt und wird nun wie bei der Spektroskopie angeregt. Der übliche Spektroskopieimpuls, nach den Kühlpulsen, mit dem Laser bei 729nm wird für jeden Messpunkt mit einer unterschiedlichen Frequenz durchgeführt und kann so Informationen über die Effizienz des Kühlens liefern. Das Seitenbandspektrum in Abbildung 4.10 zeigt die unterschiedlichen Amplituden des roten Seitenbandes P_r und blauen Seitenbandes P_b . Es wurden 4 Spektren aufgenommen, jeweils beide axialen Seitenbänder mit und ohne Seitenbandkühlen. Jeder Messpunkt repräsentiert 500 Einzelmessungen die mit 500Hz Frequenzschritten aufgenommen wurden. Die axiale Fallenfrequenz beträgt jeweils 1,29MHz und man erkennt deutlich eine Verschiebung beider Seitenbänder um 3kHz. Dies ist auf das nicht aktiv stabilisierte Magnetfeld zurrückzuführen. Bei den Messungen mit Seitenbandkühlen (\bullet) fällt auf, dass das rote Seitenband deutlich kleiner ist als das blaue. Aus dem Verhältnis der Seitenbandanregung $A = P_{rot}/P_{blau}$ kann die mittlere Phononenzahl $\bar{n} = A/(1 - A)$ bestimmt werden [20]. Für Abbildung 4.10 ergibt sich eine mittlere Phononenzahl von $\bar{n} = 1,79$ Phononen.

4.1.6 Bestimmung der Heizraten

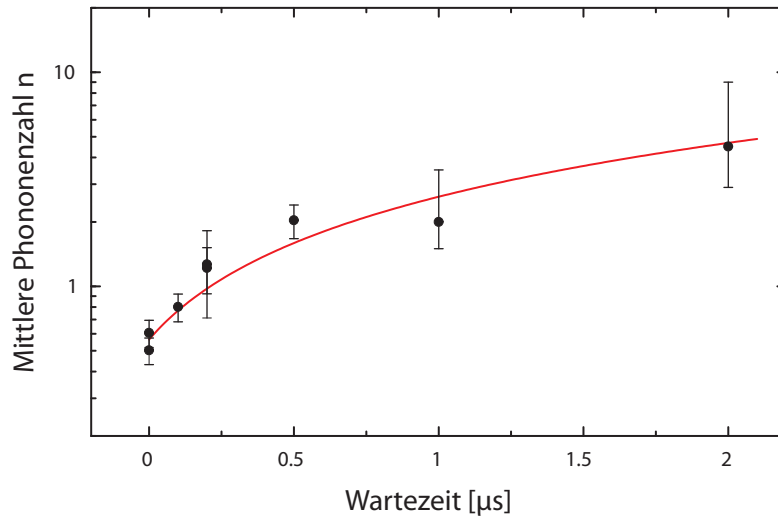


Abbildung 4.11: Logarithmische aufgetragene Phononenzahl (schwarz) und daraus berechnete Heizrate (rot).

Die Heizrate einer Falle ist in erster Linie ein Qualitätsmaß für die Eignung zur Durchführung von Quantenoperationen. Wenn die Falle den Quantenzustand nicht schneller ändert als eine Quantenoperation dauert, ist die Ionenfalle für diese Operation geeignet. Übliche Gatterzeiten liegen in der Größenordnung $100 \mu\text{s}$, in denen die Falle den jeweiligen Quantenzustand nicht ändern darf. In dieser Betrachtung wird der Einfluss der Falle auf die Phononenzahl der axialen Bewegung untersucht. Die Laserpulssequenz für die Heizratenmessung ähnelt stark der beim Seitenbandkühlen in Abbildung 4.9. Der einzige Unterschied ist eine variable Wartezeit, die zwischen Seitenbandkühlen und Spektroskopiepulss eingefügt wird [31]. In dieser Wartezeit befindet sich das Ion im Dunkeln und wird somit nicht gekühlt. Während dieser Zeit wirkt also nur die Fallenheizrate auf den Zustand. Beobachtet man nun die Temperatur bei verschiedenen Wartezeiten kann man eine mittlere axiale Heizrate der Falle bestimmen. Die in Abbildung 4.11 durchgeführte Heizratenmessung führte zu einer Heizrate von $2,28 \text{ Phononen/ms}$ was in einer Gatterzeit von $100 \mu\text{s}$ eine Änderung um $0,228 \text{ Phononen}$ entspricht. Hierbei wurden die mittlere Phononenzahl logarithmisch gegen die Wartezeit aufgetragen. Die Steigung der Geraden gibt hierbei die axiale Heizrate an. Diese mikrostrukturierte Paulfalle mit sehr hoher Segmentierung eignet sich somit für Quantenoperationen die einen bestimmte Operationszeit nicht überschreitet.

4.2 Ramanübergang

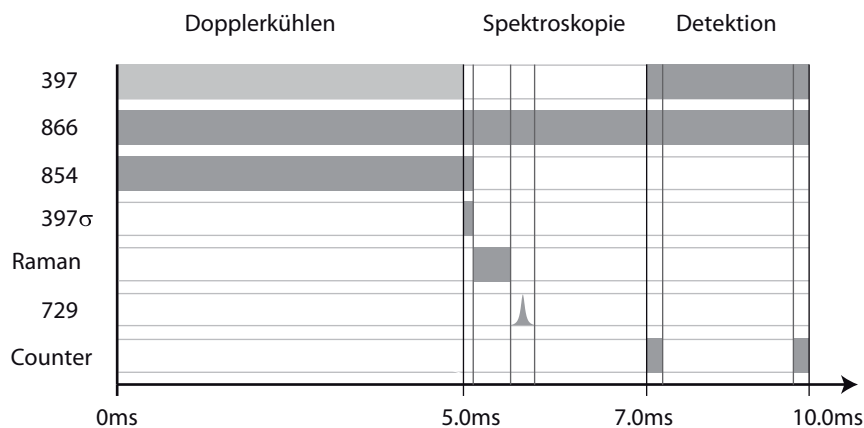


Abbildung 4.12: Laserpulssequenz für Ramanspektroskopie

Bei diesem Zweiphotonenprozess (Kapitel 2.3.7) ist die Geometrische Anordnung sehr wichtig. Der Differenzwellenvektor der beiden Ramanstrahlen ist in unserer Laserkonfiguration parallel zur Fallenachse. Dies bedeutet, dass er senkrecht auf der radialen Ebene steht und somit keine radialen Seitenbänder messbar sind. Dies unterscheidet das

Ramanspektrum deutlich von dem Spektrum des Quadrupolübergangs. Abbildung 4.12 zeigt die für ein Ramanspektrum verwendete Pulssequenz. Wie üblich wird das Ion durch 5ms Dopplerkühlen initialisiert. Anschließend folgt optisches Pumpen mit σ^- polarisiertem Licht. Anders als bei allen bisherigen Sequenzen wird nun in das Zeeman-Niveau $S_{1/2}$, $m = -1/2$ optisch gepumpt. Der Ramanübergang bringt das Ion dann in das Niveau $S_{1/2}$, $m = +1/2$. Um einen Ramanübergang von einem Grundzustandsniveau ins andere nachzuweisen, nutzt man wieder den sehr genau bekannten Übergang in das metastabile $D_{5/2}$ -Niveau. Das angelegte Magnetfeld bewirkt hierbei eine Zeemanaufspaltung von 12,4 MHz. Durch die sehr schmale Linienbreite des $S_{1/2}$ nach $D_{5/2}$ Übergangs mit $\Gamma = 2\pi \cdot 0,2$ Hz und die Laserlinienbreite des Lasers bei 729 nm $\Gamma_{729} = 10$ kHz kann durch entsprechende Wahl der Laserfrequenz ein spezielles Zeemann-Niveau ausgewählt werden. Nach dem Ramanpuls wird das Ion mit einem speziell geformten Laserpuls bei 729nm, einen „*rapid adiabatic passage*“ in den $D_{5/2}$ Zustand überführt und anschließend mit der üblichen Detektionsmethode abgelesen.

4.2.1 Rapid adiabatic passage (RAP)

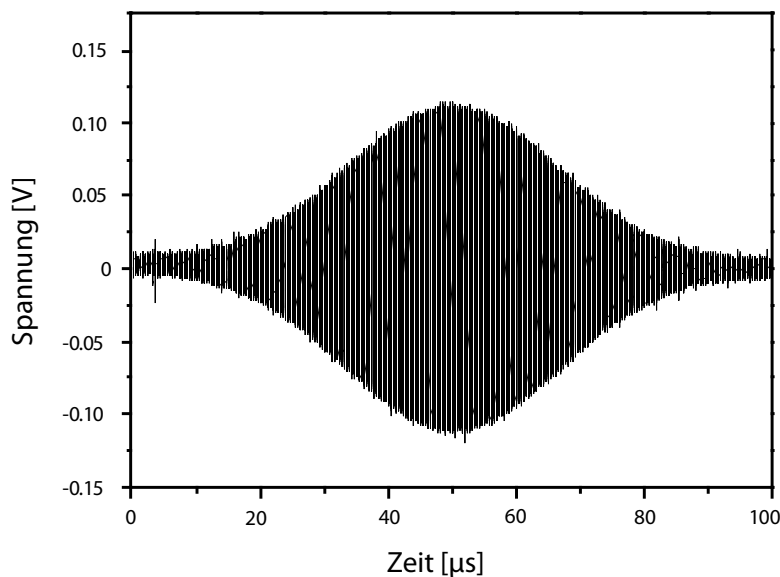


Abbildung 4.13: Chirp-Puls mit gaussförmig modulierter Amplitude.

Mit der speziellen Pulsform mit dem Laser bei 729 nm ist ein *Chirp*-Puls, wie er in Abbildung 4.13 abgebildet ist, gemeint. Es handelt sich um eine Sinusschwingung mit

Amplituden- und Frequenzmodulation. Die Amplitude $E(t)$ besitzt als Einhülfende eine Gausglocke, während die Frequenz $F(t)$ linear mit der Chirpdauer vergrößert wird:

$$E(t) = A e^{-\frac{(t-T/2)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.7)$$

$$F(t) = \left(f_c - \frac{\Delta f}{2} \right) + \frac{2\Delta f}{T} \cdot t \quad (4.8)$$

Die Parameter für einen *chirp*-Puls sind die mittlere Frequenz f_c und ein Frequenzbereich Δf , welche einer Anfangs und Endfrequenz entsprechen, Chirpdauer T und Amplitude A . In Abbildung 4.13 beträgt die Chirpdauer $T = 100 \mu\text{s}$ und der Frequenzbereich 130 kHz. Diese Pulsform bewirkt im wesentlichen eine Anregung die das

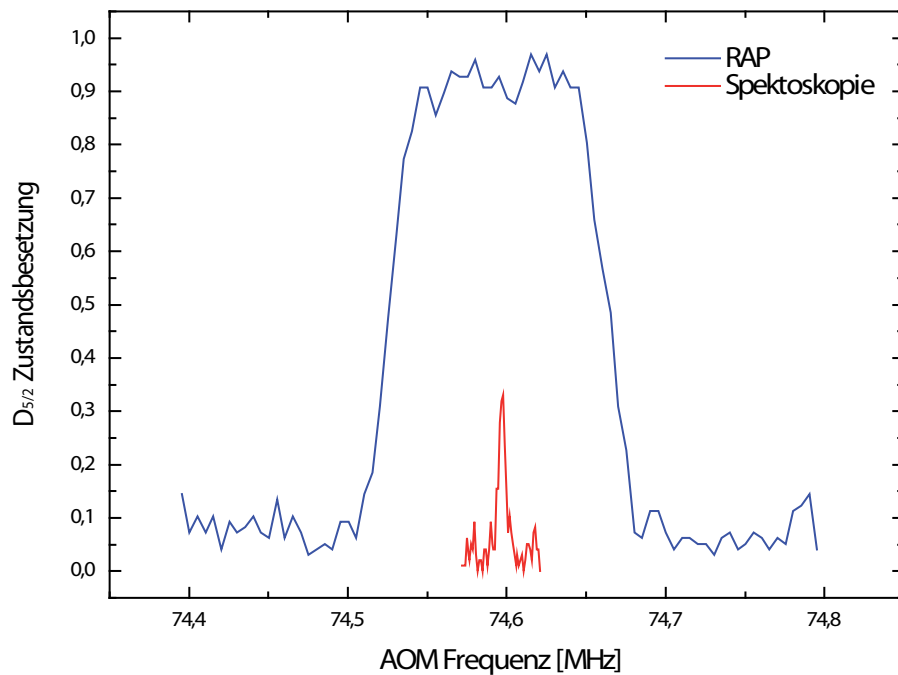


Abbildung 4.14: Spektrum mit Übergangsverbreiterung durch „rapid adiabatic passage“ (blau) und normales Spektrum (rot).

Ion vom $S_{1/2}$ Grundzustand in den $D_{5/2}$ angeregten Zustand überführt. Die spezielle Form des Pulses macht den Übergang jedoch um einiges robuster ([32]). Abbildung 4.14 zeigt zum Vergleich ein normales Spektrum (rot) und den verbreiterten Übergang mit einem *rapid adiabatic passage* (RAP). Bei diesem RAP-Spektrum wurde die mittlere Frequenz analog zur Spektroskopie verändert. Man erkennt dass die Übergangsbreite von ca. 10 kHz, bei der Spektroskopie, hierbei auf ca. 280 kHz ansteigt. Dies bedeutet, dass kurzzeitige Fluktuationen der Laserwellenlänge oder des Magnetfelds, sowie Langzeitdrifts in einem bestimmten Bereich keinen oder einen sehr geringen Einfluss auf die

Anregung haben. In dieser Messung wurde bei der Spektroskopie nur mit niedriger Laserleistung angeregt, um einen möglichst geringen Einfluss der Sättigungsverbreiterung zu messen.

4.2.2 RAP-Übergang und Raman-Bewegungsseitenbänder

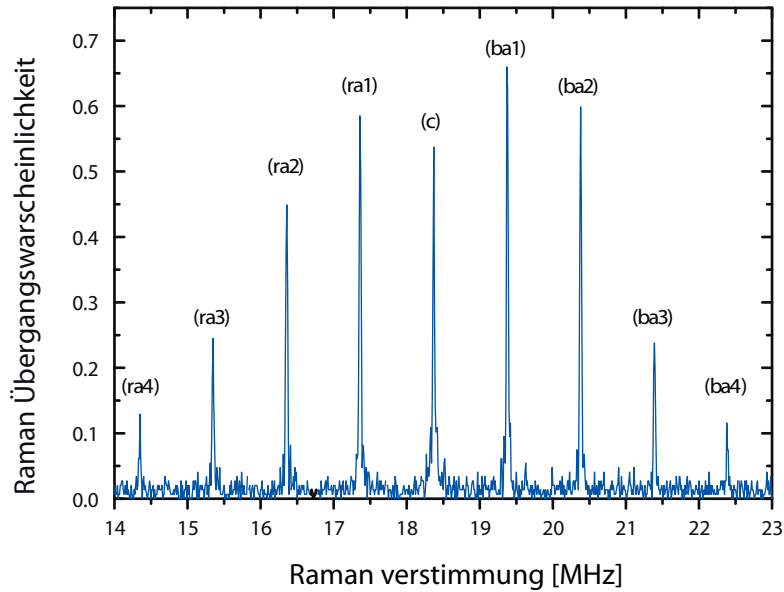


Abbildung 4.15: Raman Spektrum mit (ra*) roten axialen Seitenbändern und (ba*) blauen axialen Seitenbändern bis zur vierten Ordnung.

Da bei der Ramanspektroskopie die selbe Detektionsmethode wie bei der Spektroskopie des Quadrupolübergangs verwendet wird, ähneln sich die Ergebnisse sehr. Im Spektrum ist die Anregungswahrscheinlichkeit des $D_{5/2}$ Zustandes gegen die Raman Detuningfrequenz δ aufgetragen. Wobei das Ion nur nach einem erfolgreichen Ramanübergang in das $D_{5/2}$ Niveau angeregt werden kann. Das Ramanspektrum in Abbildung 4.15 zeigt schön, dass für den Differenzwellenvektor der beiden Ramanstrahlen nur die axialen Bewegungsmoden sichtbar sind. Diese Tatsache bewirkt, dass für Quantenoperationen nur die axialen Bewegungsmoden eine Rolle spielen. Der Lamb-Dicke-Parameter für die axiale Bewegung ist für diesen Fall $\eta = \Delta k \sqrt{\hbar / (2m\omega)} = 0,356$ und somit ca. 5 Mal größer als in Kapitel 4.1.3. Dies liegt vor allem am Winkel des effektiven k-Vektors, an der anderen Laserwellenlänge und am Zweiphotonenprozess. Beim *Ramankühlen* ist es analog zum Seitenbandkühlen (Kapitel 2.3.6) auch möglich ausgewählte Bewegungsmoden

zu kühlen. Durch Anregung auf dem roten Seitenband wird hierbei pro Übergang ein Phonon vernichtet. Dieses Spektrum ist der erste Schritt in die Erforschung der Möglichkeiten. Ramanübergänge und Ramankühlen sind derzeitiger Stand der Forschung an diesem Experiment.

5

Transport

Für den Transport von Ionen in einer Mikrofalle muss man die Segmentsspannungen bestimmen, die zu dem gewünschten Transportpotential führen. Anschließend kann man Spannungskonfigurationen mit sich bewegenden Potentialminima nacheinander an den Segmenten anlegen und somit das Ion mit bestimmten Potentialparametern transportieren. Potentialparameter wie z.B. die axiale Potentialkrümmung, welche die axiale Fallenfrequenz bestimmt, können auch während des Transports verändert werden. Die Transportfunktion beschreibt die Position des Potentialminimums abhängig von der Zeit. In unserem Fall wurden das Ion vorwiegend adiabatisch mit linearen Transportfunktionen bewegt. Nicht adiabatische Transporte in segmentierten Paulfallen werden in [33] diskutiert.

5.1 Simulation

Grundlage für numerische Simulationen sind genaue Potentialdaten. Diese Daten können aus der Geometrie der Fallensegmente für einen bestimmten Bereich berechnet werden. Für die Berechnungen genügt es, mit Elektrodenpaaren zu arbeiten, da das Ion durch optimales Kompensieren immer im Pseudopotentialminimum und somit in der geometrischen Mitte der Falle ist. In unserem Fall wurden die Potentialdaten mit Hilfe der Randelementmethode¹ numerisch bestimmt. Ergebnis ist ein Matrix mit 34 Spalten, welche die 32 DC-Elektrodenpaare, ein RF-Elektrodenpaar und das Quadrat

¹auch „boundary element method“ oder kurz BEM genannt.

des E-Feldvektors enthalten. Die 651 Zeilen der Matrix stehen für axiale Ortspunkte im Abstand von $10 \mu\text{m}$ entlang der Falle. Diese Potentialdaten werden mit einer Spannung von -1V pro Elektrodenpaar bestimmt. Abbildung 5.1 zeigt das Ergebnis dieser

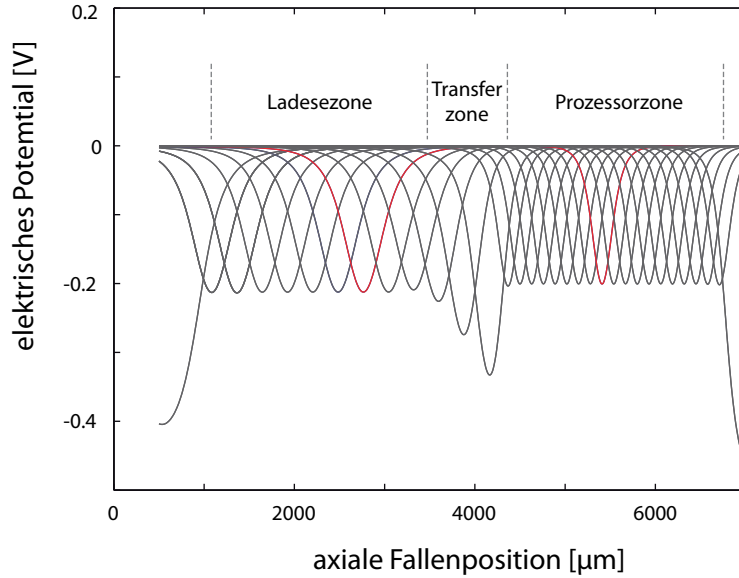


Abbildung 5.1: Durchgriff der einzelnen Elektrodenpaare auf das Geometrische Zentrum der Falle.

Berechnung für alle DC-Elektrodenpaare. Für das rot gekennzeichneten Potential in der Ladesezone wurde eine Lorentzbreite von $x_{FWHM} = 469,6 \mu\text{m}$ bei einer Elektrodenbreite von $250 \mu\text{m}$ bestimmt. In der Prozessorzone ist $x_{FWHM} = 235,9 \mu\text{m}$, bei den $100 \mu\text{m}$ breiten Elektroden. Dies zeigt, dass eine Einflussnahme auf die Potentialform im Segmentzwischenraum durchaus gegeben ist. Für den Transport ist es sehr wichtig, die Potentialform auch in den Segmentzwischenräumen möglichst stark beeinflussen zu können. Man erkennt, dass die drei Segmente in der Transferzone einen größeren Einfluss auf die Ionenposition haben. Sie besitzen die selbe Dicke wie die Segmente der Ladesezone, wobei sich der Abstand zur Ionenposition verringert. Bei den Segmenten der Prozessorzone hebt sich der Einfluss des geringeren Abstands durch ihre geringere Dicke ungefähr auf. Das Potential für eine vorgegebene Spannungsconfiguration kann nun mit der Potentialmatrix A_{ij} und den entsprechenden Spannungen V_j berechnet werden:

$$\Phi(x_i) = \sum_j^N A_{ij} V_j \quad (5.1)$$

Wobei diese Berechnung nur für vorher berechnete Punkte möglich ist. Bei Ortspunkten, die nicht mit den voraus berechneten Potentialpunkten übereinstimmen werden, kann das Ergebniss interpoliert werden.

5.1.1 Axiale Fallenpotentiale

Um nun ein Potential mit definierten Potentialparametern, wie Krümmung ω_{ax} und Offset Ω_0 zu erzeugen muss man die entsprechende Spannungskonfiguration bestimmen. Dieses inverse Problem lässt sich am besten mit der sogenannten Singulärwertzerlegung² lösen. Diese Methode berechnet die Singulärwerte einer Matrix mit Hilfe einer Matrixtransformation zweier unitärer Matrizen U und V . Für eine Matrix $A \in \mathbb{R}^{m \times n}$ mit den Rang r existieren die unitäre Matrizen U und V mit:

$$A = U\Sigma V^* = U \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 & & 0 \\ 0 & \sigma_2 & \dots & & 0 \\ 0 & \vdots & \ddots & & 0 \\ & & & \sigma_r & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_{r+1} \\ & & & & & \ddots \end{pmatrix} V^* \quad (5.2)$$

Die Diagonalelemente σ_i von Σ sind Singulärwerte der Matrix A für sie gilt:

$$Av_i = \sigma_i u_i \quad (5.3)$$

Wobei durch den Rang r der Matrix alle $\sigma_i = 0$, mit $i > r$ sind. Das Inverse der matrix A ergibt sich somit zu:

$$A^{-1} = V\Sigma^{-1}U^* , \text{ mit } (\Sigma)_{ii} = \frac{1}{\sigma_i} \quad (5.4)$$

Hierbei wird klar dass Werte $\sigma_i \rightarrow 0$ eine Singularität erzeugt und somit das exakte Berechnen des Inversen von A unmöglich macht. Die Singulärwerte $1/\sigma_i$ werden nun durch $\sigma_i/(\sigma_i^2 + \alpha^2)$ ersetzt. Diese Ersetzung eliminiert nun alle Singulärwerte abhängig vom Parameter α und ermöglicht das berechnen des Pseudoinversen der Matrix A [34]. Diese sind Voraussetzung für die *Tikhonov Regularisierung*, die nun benutzt wird, um die nötigen Spannungen zu erhalten. Die erhaltende Lösung ist jedoch nicht eindeutig, da mehrere Spannungskonfigurationen zu gleichen Potentialparametern führt. Besonderen Wert muss auf den Lösungsraum gelegt werden, da an sämtliche Elektroden nur Werte zwischen -10V und +10V angelegt werden können. Diese Regularisierung wird für jeden Ortspunkt auf der Trasportstrecke im Abstand Δx durchgeführt. Abbildung 5.2 zeigt das Ergebniss der Regularisierung in $\Delta x = 200 \mu\text{m}$ Schritten. Das

²Auch „singular value decomposition“ oder kurz SVD genannt.

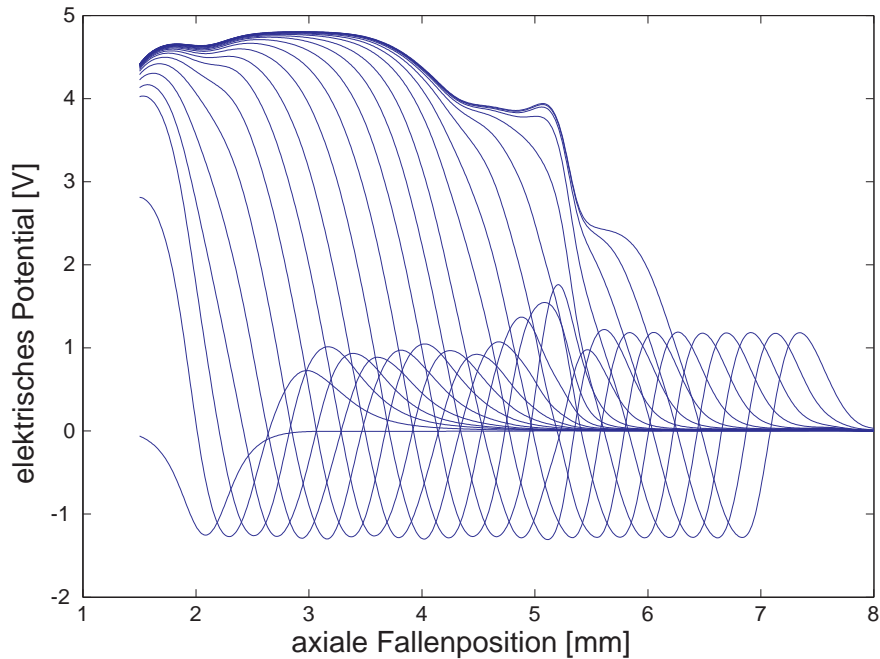


Abbildung 5.2: Regularisierte Potentiale im Abstand von $200 \mu\text{m}$ durch den gesamten Fallenbereich.

axiale Potential in Nähe der geometrischen Fallenmitte hierbei über einen Bereich von ca. $100 \mu\text{m}$ harmonisch:

$$\Phi(x) = \frac{m}{2}\omega^2 x^2 + \Phi_0 \quad (5.5)$$

In Abbildung 5.2 wurden Potentiale für eine Axialfrequenz von $\omega_{ax} = 2\pi \cdot 1,35 \text{ MHz}$ und einer Fallenoffset $\Phi_0 = -1.2746 \text{ V}$ berechnet. Die Schwingungsamplitude für ein dopplergekühltes Ion in einem harmonischen Oszillator wäre in diesem Fall ungefähr $0,35 \mu\text{m}$. Somit sieht das Ion auf jeden Fall ein harmonisches Potential. Der Fallenoffset beschreibt hierbei den Spannungswert an der Stelle des Potentialminimums. Es sind 23 Einzelpotentiale abgebildet, die jeweils das momentane Potential für einen Transportschritt repräsentieren. Es fällt auf, dass aufeinander folgende Einzelpotentiale sich sehr ähneln. Der Regularisierungsfunktion wird ein Parameter übergeben, welcher die Stärke dieser Ähnlichkeit der Potentiale beeinflusst. Dies ist nötig, um nicht auf die berechneten Schritte beschränkt zu sein. Somit können Zwischenschritte interpoliert werden und die Spannungen der DACs, die pro Transportschritt programmiert werden, zeigen keine Unstetigkeiten, welche das Ion beeinflussen würde. Für einen Transport werden auf diese Weise Potentiale im Abstand von $5 \mu\text{m}$ berechnet. Der zeitliche Verlauf der Elektroden Spannungen bei einem solchen Transport ist in Abbildung 5.3 abgebildet. Jede Elektroden Spannung ist in einer anderen Farbe gekennzeichnet. Die axiale Fal-

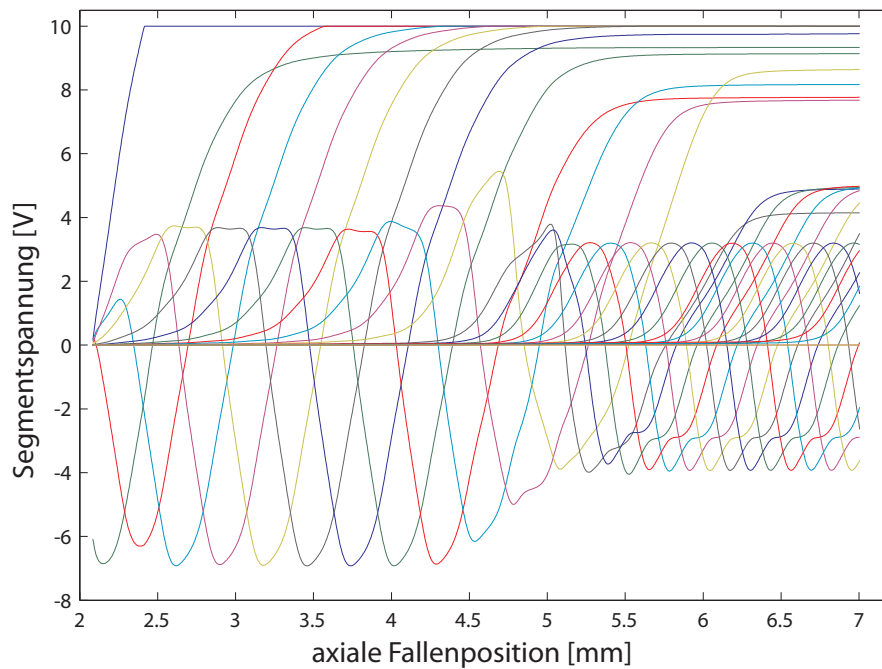


Abbildung 5.3: Verlauf der Elektroden Spannungen zur Erzeugung eines Potentialminimas bei axiale Fallenposition.

lenposition kann bei einem linearen Transport auch als Zeitachse interpretiert werden. Hierbei erkennt man nochmals wie stetig die Potentialspannungen ineinander übergehen. Die jeweiligen Elektrodenpaare kann man leicht durch die Position der minimalen Spannung identifizieren. Die minimale Spannung bedeutet, dass das positiv geladene Ion sich genau zwischen den Elektroden dieses Segmentpaars befindet. Des weiteren erkennt man, dass die Spannungen in der engeren Prozessorzone generell kleiner sind als in der weiteren Ladezone. Durch die kleineren Ion-Elektroden Abstand kann der Gleiche Falleoffset mit einer geringeren Spannung erzeugt werden. Die so erzeugten Spannungsdaten können anschließend der Experimentsteuerungssoftware übergeben werden. Hierdurch lässt sich das Ion an eine definierte Position verschieben. Anhand der μm -Genau berechneten Potentiale kann das Potentialminimum definiert und reproduzierbar verschoben werden.

5.1.2 Radiales Fallenpotential

Die Berechnung des radialen Potentials ist im wesentlichen eine Berechnung des Pseudopotentials Ψ aus Gleichung 5.4. Dies geschieht über eine zeitliche Mittelung des schnell

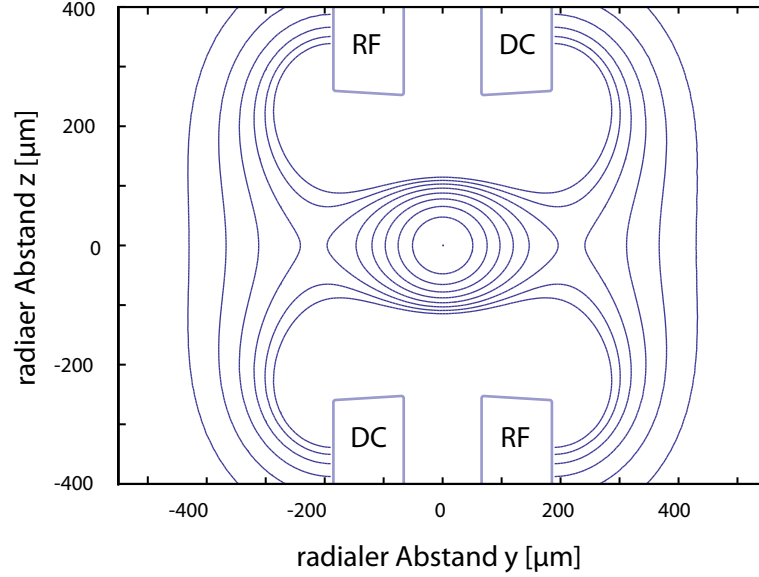


Abbildung 5.4: Numerische Simulation der Äquipotentiallinien des Pseudopotentials in der Ladezone der Falle. [35]

oszillierenden elektrischen Feldes $E(x, y)$. In den berechneten Potentialdaten ist ebenfalls das Quadrat des elektrischen Feldvektors, entlang der Fallenachse, enthalten. Der elektrische Feldvektor $E(\tilde{x}, y)$ wurden durch Anlegen von 1 V an die RF-Elektroden bestimmt. Zur Bestimmung des Pseudopotentials Ψ müssen nur noch die entsprechenden Betriebsparameter verwendet werden[36]:

$$\Psi(x, y) = \frac{q^2 U_{0-p}^2}{4m\omega_{\text{rf}}^2} \tilde{E}^2(x, y) \quad (5.6)$$

Wobei ω_{rf} die Antriebsfrequenz und V die Spannung der Radiofrequenz ist. Abbildung 5.4 zeigt eine Berechnung des Pseudopotentials in der Ladezone mit den resultierenden Äquipotentiallinien. Die hierbei verwendete Geometrie und die Betriebsparameter stimmen mit üblichen Experimentparametern überein. Die übliche Radiofrequenz $\omega_{\text{rf}} = 2\pi \cdot 24.841$ MHz mit einer Amplitudenspannung von $U_{0-p} = 140$ V beträgt die Fallentiefe 0,755 eV.

5.2 Spektroskopie an transportierten Ionen

Um den ganzen Bereich der Falle untersuchen zu können wird der Ionentransport mit der Spektroskopie kombiniert. So können die regularisierten Potentiale über spektroskopische Bestimmung die Axialfrequenz überprüft werden. Außerdem kann man den Verlauf der Radialfrequenz beim Transport durch den Taper beobachten. Um den gesamten

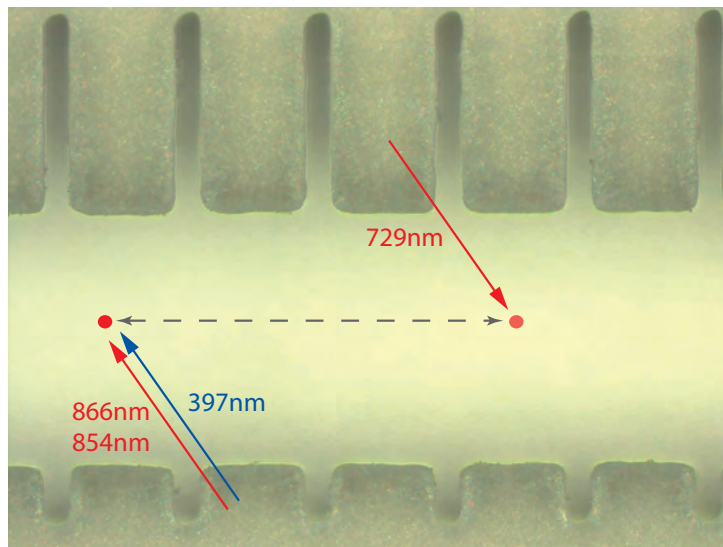


Abbildung 5.5: Laserpositionen für Spektroskopie an transportierten Ionen

Fallenbereich spektroskopisch untersuchen zu können, muss der Transport des Ions in die Laserpulssequenz eingebaut werden. Die Ausgangsposition des Ions ist hierbei die Laderegion der Falle, wo das Ion gefangen wird und der Großteil der Laser positioniert ist (Abbildung 5.5). Der Spektroskopielaser kann durch eine Linse auf einen beliebigen Punkt in der Fallenregion justiert werden. Diese Justage muss durch Anregung eines Ions überprüft werden, um zu gewährleisten, dass der Strahl wirklich an der richtigen Position ist. Für die Spektroskopie wird eine in Abbildung 5.6 abgebildete Pulssequenz verwendet. Nach den üblichen 5 ms Dopplerkühlen und dem optischen Pumpen wird ein linearer Transport von der Laderegion in den Spektroskopiebereich gestartet. Dort wird der Anregungslaser für die vorgesehene Pulsdauer angeschaltet und das Ion in das $D_{5/2}$ -Niveau angeregt. Durch die serielle Ansteuerung der Digital Analog Wandler über den Parallellport des Messrechners kann nur eine sehr geringe Updaterate der Segmentspannungen erreicht werden. Der metastabile Zustand hat eine Lebensdauer von über einer Sekunde. Dies ist jedoch länger als die übliche Transportzeit von 300 ms und das Ion kann somit problemlos linear zurücktransportiert werden. Dort angelangt wird der elektrische Zustand ausgewertet. Durch diese Methode wird pro Transport also ein Bit

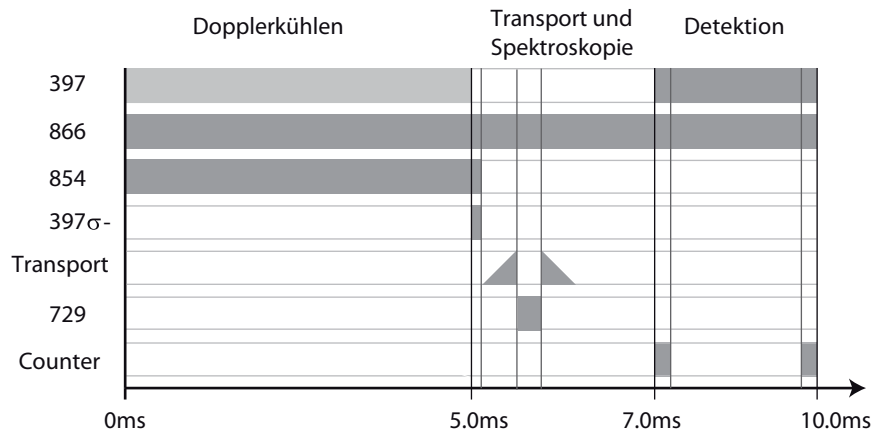


Abbildung 5.6: Laserpulssequenz für Spektroskopie mit Transport.

klassische Information übertragen und ausgewertet. Es muss also pro Einzelmessung einmal hin- und einmal zurücktransportiert werden. Bei 25 Einzelmessungen pro Datenpunkt ergibt das eine ungefähre Messzeit von $t = 25 \cdot 2 \cdot 0,3 \text{ s} = 15 \text{ s}$. Für ein Spektrum mit einer Vielzahl von Datenpunkten ist die Messgeschwindigkeit also sehr gering, was vor allem an der langsamen Ansteuerung der DAC Platine über den Parallellport liegt.

5.3 Transport mit konstanter Axialfrequenz

Spektroskopie an transportierten Ionen ist eine effiziente Methode um komplexe Fallen zu untersuchen. Hierzu sind berechnete Segmentspannungen, von einem Regularisierungsalgorithmus, eine Voraussetzung um das Ion definiert verschieben zu können. Abbildung 5.7 zeigt eine durchgeführte Messung mit regularisierten Axialpotentialen. Die Potentiale wurden hierbei für eine Axialfrequenz von 1,35 MHz bei einem Fallenoffset von $-1,2746 \text{ V}$ berechnet. Die durchgezogene Linie zeigt die theoretische Axialfrequenz die anhand der regularisierten Potentiale bestimmt wurde. Die leichten Oszillationen mit einer relativen Abweichung von $\Delta\omega/\omega = 12\%$ stimmen in den Messdaten und der theoretischen Betrachtung überein. Die Wellenlänge der Oszillationen ist gleich wie der Abstand zwischen zwei Segmenten. Die Axialfrequenz wird immer direkt über einem Segmentzwischenraum kleiner. Durch den Zwischenraum kann der Regularisierungsalgorithmus nicht die optimale Axialfrequenz und die verlangte Stetigkeit der Spannungen erfüllen. Bei einer optimalen Wahl der Regularisierungsparametern kann die relative Abweichung von der Sollfrequenz auf weniger als 0,017% reduziert werden. Die gemessenen Radialfrequenzen in Abbildung 5.7 zeigen interessantes Verhalten. Bei einer Position von $x = 1,26 \text{ mm}$ beginnt die Transferzone und der Abstand von Ion bis Elektroden nimmt

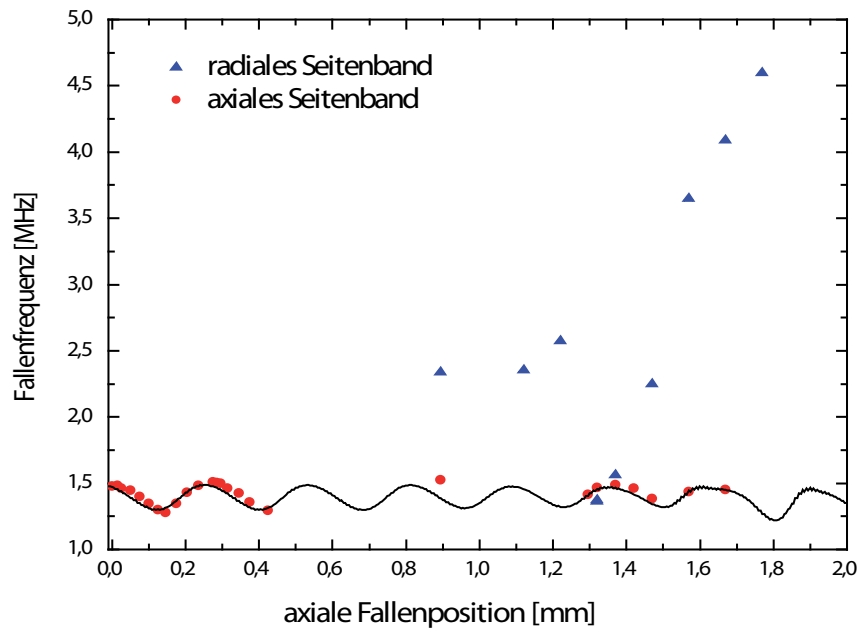


Abbildung 5.7: Theoretische und experimentelle axiale Fallenfrequenzen und radiale Fallenfrequenzen entlang der Fallenachse.

ab. Die Radialfrequenz nimmt in diesem Bereich nach einer kurzen Erhöhung stark ab. Erst ab einer Position von $x = 1,32$ mm nimmt die Radialfrequenz stark zu. Dieses Verhalten ähnelt stark dem Verlauf des q -Werts der Falle. Die Berechnung der genauen Radialfrequenz ist jedoch auch von den angelegten DC-Spannungen abhängig und so sehr schwierig.

6

Ausblick

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, dass sich diese mikrostrukturierte Paul-Fallen zur Demonstration von Quanteninformationsverarbeitung eignet. Außerdem wurde Information in einem elektrischen Zustand des Ions gespeichert, über mehrere Millimeter transportiert und anschließend ausgelesen. Die gute Übereinstimmung numerisch berechneter Axialfrequenzen mit experimentellen Messdaten beweist die genaue Kontrolle über das System. Die vielfältigen Möglichkeiten, welche die große Anzahl der Segmente bietet, sind allerdings erst zum Teil erschöpft worden. Weiterführend werden nun Entwicklungen in verschiedenen Richtungen angestrebt:

- a) Verschränkte Ionen in Grundzustand Qubits $S_{1/2} m = +1/2$ und $S_{1/2} m = -1/2$
- b) Optimierung der Bewegungskontrolle von Ionen im Grundzustand der Bewegungs-mode.
- c) Kryogenisch gekühlte Ionenfallen mit temperaturabhängiger Charakterisierung.

Der experimentelle Aufbau wird noch weiterentwickelt, um durch eine schnellere Ansteuerungsmethode der Digital-Analogkanäle ein schnelleres Transportieren zu ermöglichen. Hiermit können Transportfunktionen und ihr Einfluss auf Quantenzustände untersucht werden. Für effiziente Quanteninformationsverarbeitung ist es interessant, Ionen mit Geschwindigkeiten, die in der Größenordnung ihrer Axialfrequenz sind, zu transportieren. Die Auswirkungen eines solchen Transports auf die Temperatur des Ions muss hierzu auch verstanden werden. Die hohe Qualität der Simulationen kann hierbei für eine aktive Rückkopplung benutzt werden, um Transportrampen zu optimieren. Die sehr guten Simulationsergebnisse ermöglichen auch Transporte zu optimieren. Durch *optimal control* kann eine Transportfunktion auf einen gewünschten Endzustand optimiert

werden. Durch zusätzliche Informationen aus spektroskopischen Messungen kann die Optimierung mit einer aktiven Rückkopplung kombiniert werden und somit noch exaktere Ergebnisse liefern. Außerdem können Zustände in segmentierten Paul-Fallen durch kontrolliertes Ändern des Fallenpotentials gequert werden. Durch nicht adiabatische Änderungen am Fallenpotential können so z.B. definierte Arbeitsfunktionen auf das Ion wirken. Mit dem Ausbau des Ramansystems werden Qubits in Hyperfeinzuständen des Grundzustands realisiert. Anschließend können Verschränkungszustände mehrerer Ionen untersucht werden. Außerdem können auch Einflüsse von Transportoperationen auf verschränkte Zustände untersucht werden. Vielteilchenverschränkungen werden hierbei durch Transport von einzelnen Ionen in einen Wechselwirkungsbereich erzeugt. Hierbei werden zunächst zwei Ionen verschränkt und anschließend getrennt. Ein Ion wird in einen Speicherbereich verschoben und das verbleibende anschließend mit einem weiteren Ion verschränkt. Auf diese Art können alle Ionen, die sich in der Falle befinden, sukzessive miteinander verschränkt werden. Verschiedene Experimente haben gezeigt, dass sich die Heizrate einer Paul-Falle durch Abkühlen um mehrere Größenordnungen verbessern lässt. Eine kryogen auf 4 K gekühlte Ionenfalle kann die wesentlich geringere Heizrate nutzen und die Temperaturabhängigkeit der Heizrate untersuchen. Der Einfluss von Transportfunktionen kann somit ebenfalls Temperaturabhängig untersucht werden. Dies ist nicht nur für 3D Paul Fallen sondern auch für Planare Oberflächenfallen interessant, da das Ion hier sehr nah an die Oberfläche gebracht werden kann.



Anhang

A.1 Mathieu-Gleichung mit Mikrobewegung

Im Allgemeinen kann man nicht davon ausgehen, dass die Potentiale, welche den radialen Falleneinschluss gewährleisten, ihre Nullpunkte an der selben Stelle hat. Betrachtet man das DC-Potential und das von der Radiofrequenz erzeugte Pseudopotential kann die Abweichung der Säkularfrequenzen und die Stärke der Mikrobewegung für den Unkompensierten Fall berechnet werden. Für die Radiale Ebene nimmt das kombinierte Potential folgende Form an:

$$\Phi(x, y, t) = U \frac{1}{2r_0^2} (\alpha_x (x - x_\Delta)^2 + \alpha_y (y - y_\Delta)^2) + V \cos(\omega_{\text{rf}} t) \frac{1}{2r_0^2} (\alpha'_x x^2 + \alpha'_y y^2) \quad (\text{A.1})$$

Hierbei bezeichnen x_Δ und y_Δ den Abstand des DC-Potentialminimums zum RF-Potentialminimum. In der folgenden Betrachtung genügt es die Nullpunktverschiebung in einer Dimension zu berücksichtigen. Die resultierende Kraft dieses Potentials ergibt sich somit zu:

$$F(x, t) = -U \frac{\alpha_x}{r_0^2} (x - x_\Delta) - V \frac{\alpha'_x}{r_0^2} x \cos(\omega_{\text{rf}} t) \quad (\text{A.2})$$

Mit dem dynamischen Grundgesetz folgt:

$$\frac{\omega_{\text{rf}}^2}{4} m x''(t) = \left(-U \frac{\alpha_x}{r_0^2} - V \frac{\alpha'_x}{r_0^2} \cos(\omega_{\text{rf}} t) \right) x + U \frac{\alpha_x}{r_0^2} x_\Delta \quad (\text{A.3})$$

Hieraus folgt die Mathieu-Differentialgleichung:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\tau)]x + a_0 = 0 \quad (\text{A.4})$$

mit $a = \frac{4U\alpha_x}{r_0^2 m \omega_{\text{rf}}^2}$, $q = \frac{2V\alpha'_x}{r_0^2 m \omega_{\text{rf}}^2}$, $a_0 = \frac{4U\alpha_x}{r_0^2 m \omega_{\text{rf}}^2} x_0 = a \cdot x_0$
 und $\tau = \frac{\omega_{\text{rf}}}{2} t$.

Im Vergleich zu der Mathieu-Differentialgleichung in Gleichung 2.5 beschreibt nur der zusätzliche Term a_0 die Potentialnullverschiebung. Dieser zusätzliche Parameter kann durch den bekannten Parameter a und die Verschiebung x_Δ berechnet werden. Auf die

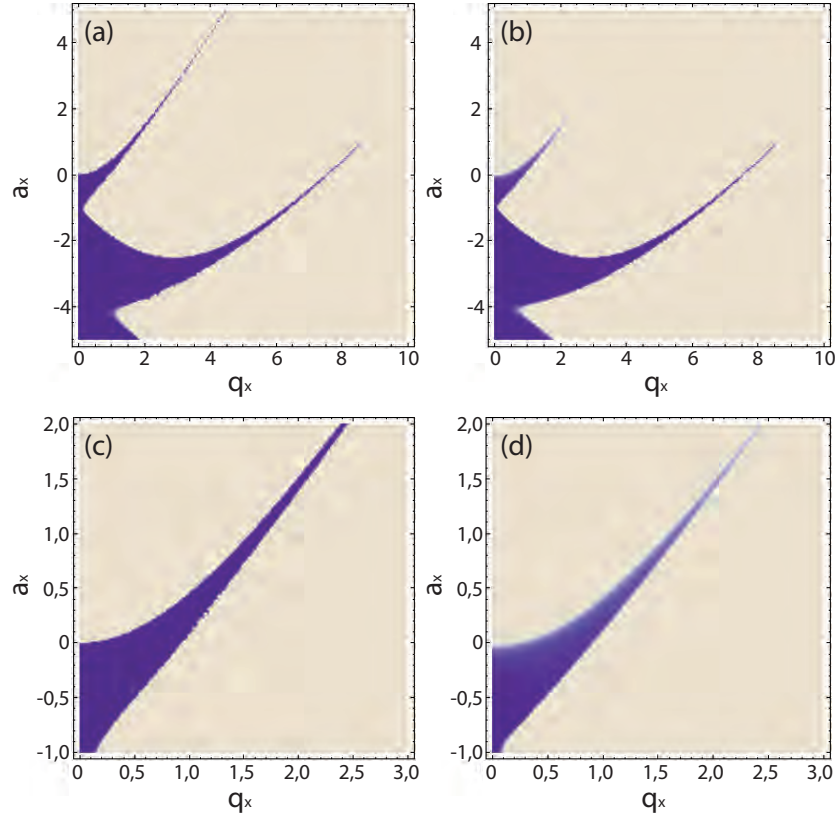


Abbildung A.1: Stabilitätsdiagramm (a) ohne Potentialnullverschiebung, (b) mit $x_\Delta = 200 \mu\text{m}$. Erster Stabilitätsbereich (c) ohne Potentialnullverschiebung, (d) mit $x_\Delta = 200 \mu\text{m}$.

Stabilität der Lösungen hat die Verschiebung a_0 wenig Einfluss. In Abbildung A.1 sind vier Stabilitätsdiagramme abgebildet. Zwei davon würde für eine optimal Kompensierte

Mikrobewegung berechnet. Die anderen zwei sind für eine Verschiebung $x_\Delta = 200 \mu\text{m}$ berechnet. Hierfür wurde die Gleichung A.4 numerisch gelöst und die Maximalamplitude der Bewegungsgleichung bestimmt. Für eine Amplitude größer als $250 \mu\text{m}$ wird die Lösung als instabil betrachtet. Es fällt auf dass sich Stabilitätsbereich nicht groß verändert. Selbst bei dieser sehr großen Nullpunktverschiebung sind lediglich an den Bereichsgrenzen leichte Verläufe in den Instabilen Bereich zu erkennen. Dies bedeutet, dass die Säkularbewegung eine verschobene Schwingung mit größerer Amplitude vollführt. In Abbildung A.2 (a) sind die Bewegungsgleichungen einer kompensierten

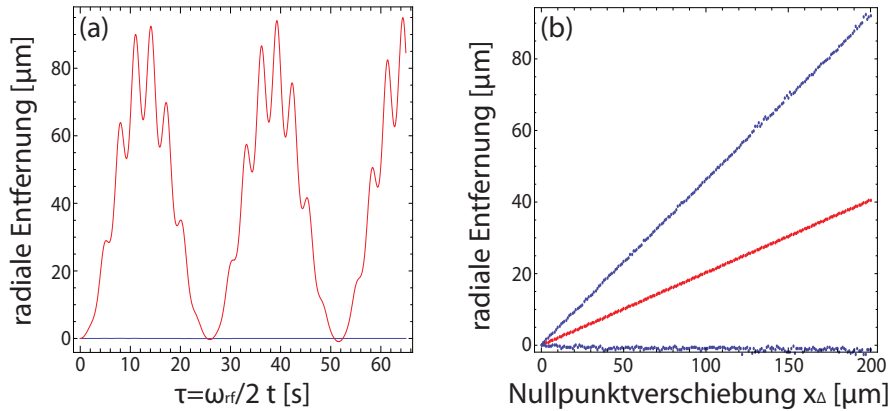


Abbildung A.2: (a) Kompensierte (blau) und unkompensierte Mikrobewegung (rot).
 (b) Maximal- und Minimalamplitude (blau) und Swingungsmittelpunkt (rot)

Mikrobewegung und einer Säkularbewegung mit $x_\Delta = 200 \mu\text{m}$ abgebildet. Bei der Unkompensierten Bewegung ist die Amplitude um ein vielfaches größer. Noch deutlicher zeigt Abbildung A.2 (b), dass bei steigender Verschiebung x_Δ die Stabilität nicht beeinflusst wird. Man erkennt lediglich einen linearen Anstieg der Maximalamplitude und des Mittelwerts.

Literaturverzeichnis

- [1] SCHRÖDINGER, E.: Are There Quantum Jumps? Part I. In: *Brit.J.Phil.Sci.* 3 (1952), S. 109
- [2] NEUHAUSER, W. ; HOHENSTATT, M. ; TOSCHEK, P. ; DEHMELT, H.: Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well. In: *Phys. Rev. A* 22 (1980), S. 1137
- [3] FEYNMAN, R.P.: Simulating physics with computers. In: *Int. J. theor. Phys.* 21 (1982), S. 467
- [4] SHOR, P.W.: *Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer*. Piscataway, NJ : ed. S. Goldwasser, IEEE Press, 1994 (Proceed. of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science). – 124 S.
- [5] GROVER, L.K.: Quantum Mechanics helps in searching for a needle in a haystack. In: *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), S. 325
- [6] DIVINCENZO, D.P.: The physical implementation of quantum computation. In: *Fortschr. Phys.* 48 (2000), S. 771
- [7] RIEBE, M. ; HÄFFNER, H. ; ROOS, C.F. ; HÄNSEL, W. ; BENHELM, J. ; LANCASTER, G.P.T. ; KÖRBER, T.W. ; BECHER, C. ; SCHMIDT-KALER, F. ; JAMES, D.F.V. ; BLATT, R.: Deterministic quantum teleportation of atomic qubits. In: *Nature* 429 (2004), S. 734
- [8] HÄFFNER, H. ; HÄNSEL, W. ; ROOS, C.F. ; BENHELM, J. ; KAR, D. C. ; CHWALLA, M. ; KÖRBER, T. ; RAPOL, U.D. ; RIEBE, M. ; SCHMIDT, P.O. ; BECHER, C. ; GÜHNE, O. ; DÜR, W. ; BLATT, R.: Scalable multiparticle entanglement of trapped ions. In: *Nature* 438 (2005), S. 643
- [9] WINELAND, D.J. ; MONROE, C. ; ITANO, W.M. ; LEIBFRIED, D. ; KING, B.E. ; MEEKHOF, D.M.: Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions. In: *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 103 (1998), S. 259
- [10] KIELPINSKI, D. ; MONROE, C. ; WINELAND, D.J.: Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer. In: *Nature* 417 (2002), S. 709
- [11] ROTTER, D.: Photoionisation von Kalzium. In: *Diplomarbeit, Universität Innsbruck* (2003)

- [12] GULDE, S.T.: Experimental realization of quantum gates and the Deutsch-Jozsa algorithm with trapped $^{40}\text{Ca}^+$ ions. In: *Dissertation, Universität Innsbruck* (2003)
- [13] KJAERGAARD, N. ; HORNEKAER, L. ; THOMMESEN, A.M. ; VIDESEN, Z. ; DREWSEN, M.: Isotope selective loading of an ion trap using resonance-enhanced two-photon ionization. In: *App. Phys. B* 71 (2000), S. 207
- [14] J. BENHELM, C. F. Roos R. B. G. Kirchmair K. G. Kirchmair: Experimental quantum information processing with $^{43}\text{Ca}^+$ ions. In: *Phys. Rev. A* 77 (2008), S. 062306
- [15] COHEN-TANNOUJDI, C.: *Atomic motion in Laser light*. Elsevier Science Publishers, 1990 (in *Fundamental systems in quantum optics*, Les Houches, Session LIII)
- [16] GHOSH, P.K.: *Ion Traps*. Oxford : Clarendon Press, 1995
- [17] STEANE, A.: The ion trap quantum information processor. In: *Appl. Phys. B* 64 (1997), S. 632
- [18] RAIZEN, M.G. ; GILLIGAN, J.M. ; BERGQUIST, J.C. ; ITANO, W.M ; WINELAND, D.J.: Ionic crystals in a linear Paul trap. In: *Phys. Rev. A.* 45 (1992), S. 6493
- [19] LEIBFRIED, D. ; BLATT, R. ; MONROE, C. ; WINELAND, D.J.: Quantum dynamics of single trapped ions. In: *Rev. Mod. Phys.* 75 (2003), S. 281–324
- [20] ROOS, C.: Controlling the quantum state of trapped ions. In: *Dissertation, Universität Innsbruck* (2000)
- [21] STENHOLM, S.: The semiclassical theory of laser cooling. In: *Rev. Mod. Phys.* 58 (1986), S. 699
- [22] GULLEY, M. S. ; WHITE, A. G. ; JAMES, D. F. V.: A Raman approach to quantum logic in Calcium-like ions. In: *ArXiv Quantum Physics e-prints* (2001), Dezember
- [23] HOME, J.: Entanglement of Two Trapped-Ion Spin Qubits. In: *Dissertation, Linacre College Oxford* (2006)
- [24] OZERI, R. ; ITANO, W.M. ; BLAKESTAD, R.B. ; BRITTON, J.W. ; CHIAVERINI, J. ; JOST, J.D. ; LANGER, C. ; LEIBFRIED, D. ; REICHLER, R. ; SEIDELIN, S. ; WESENBERG, J. ; ; WINELAND, D.J.: Errors in trapped-ion quantum gates due to spontaneous photon scattering. In: *Phys. Rev. A.* 75 (2007), S. 042329–14
- [25] DEUTSCH, Thomas W.: *Kalte Ionenkristalle in einer segmentierten Paul-Falle*. 2000
- [26] EBLE, Johannes: *Stabilisierung von Lasern zum Erzeugen und Kühlen von Ionen in einer Paul-Falle*. Diplomarbeit, Universität Ulm, 2006
- [27] DREVER, R.W.P. ; HALL, J.L. ; KOWALSKI, F.V. ; HOUGH, J. ; FORD, G.M. ; MUNLEY, A.J. ; WARD, H.: Laser Phase and Frequency Stabilization using an Optical Resonator. In: *Appl. Phys.* 31 (1983), S. 97

- [28] THALHAMMER, Gregor: *Frequenzstabilisierung von Diodenlasern bei 850, 854 und 866nm mit Linienbreiten im Kilohertz-Bereich*. Diplomarbeit, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 1999
- [29] MAIWALD, Robert: Abbildungs- und Steuerungssystem für ein Experiment mit einzelnen Ionen. In: *Diplomarbeit, Universität Ulm* (2006)
- [30] RAMSEY, N. F.: *Molecular Beams*. Clarendon Press, 1986
- [31] ROOS, Ch. ; ZEIGER, Th. ; ROHDE, H. ; NÄGERL, H. C. ; ESCHNER, J. ; LEIBFRIED, D. ; SCHMIDT-KALER, F. ; BLATT, R.: Quantum state engineering on an optical transition and decoherence in a Paul trap. 83 (1999), S. 4713
- [32] CHR. WUNDERLICH, T. Koerber H. Haeffner Ch. Roos W. Haensel R. Blatt F. Schmidt-Kaler Th. H. Th. Hannemann: Robust state preparation of a single trapped ion by adiabatic passage. In: *Journal of Modern Optics* 54 (2007), S. 1541
- [33] G. HUBER, W. Schnitzler R. Reichle K. S. T. Deuschle D. T. Deuschle ; SCHMIDT-KALER, F.: Transport of ions in a segmented linear Paul trap in printed-circuit-board technology. In: *New J. Phys.* 10 (2008), S. 013004
- [34] PRESS, William H. ; TEUKOLSKY, Saul A. ; VETTERLING, William T. ; FLANNERY, Brian P.: *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. New York, NY, USA : Cambridge University Press, 1992. – ISBN 0521437148
- [35] STEPHAN SCHULZ, ULRICH POSCHINGER, FRANK ZIESEL, FERDINAND SCHMIDT-KALER : Sideband cooling and coherent dynamics in a microchip multi-segmented ion trap. In: *New J. Phys.* 10 (2008), S. 045007
- [36] DEHMELT, Hans G.: Radiofrequency Spectroscopy of Stored Ions, Part I. In: *Adv. At. Mol. Phys.* 3 (1967), S. 53