
Kalte Ionenkristalle in einer segmentierten Paul-Falle

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades Dr. rer. nat.
an der Fakultät für Naturwissenschaften der Universität Ulm

vorgelegt von

Thomas W. Deuschle

aus Plochingen

durchgeführt am Institut für Quanteninformationsverarbeitung
unter der Leitung von Prof. Dr. F. Schmidt-Kaler

2007

Amtierender Dekan : Prof. Dr. Klaus-Dieter Spindler

Erstgutachter : Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler

Zweitgutachter : apl. Prof. Dr. Matthias Freyberger

Tag der mündlichen Prüfung : 18.12.2007

Abstract

Laser-cooled ions in linear Paul Traps are one of the most promising candidates for a quantum computer. In order to scale up this approach to a larger number of ions, recent efforts have been concentrated on integrated arrays of linear Paul traps, an architecture for storage and processing of quantum information. In such segmented traps, ions can be stored and moved between distinct locations. However, performing a fast transport without gaining too much excess energy during the shuttling process is challenging.

This thesis reports on the construction and operation of a segmented Paul trap. The trap was fabricated in UHV-compatible printed-circuit-board (PCB) technology and consists of 15 segments with a minimum segment width of 0,5 mm. With the large number of segments it is unique in Europe. Although a PCB-trap may not be suitable for large-scale quantum computers, the advantage of such a trap is fast and reliable fabrication with low fabrication costs. Therefore this technology is ideal for rapid testing of new trap geometries and ion shuttling methods.

Experiments were carried out with individual laser-cooled $^{40}\text{Ca}^+$ ions stored in the trap and observed by detecting their fluorescence. Measured trap frequencies agree to numerical simulations at the level of a few percent, demonstrating the fabrication accuracy of the segmented trap.

Compensation voltages are used to cancel stray fields. The long time stability of these compensation voltages over many months is comparable to a conventional unsegmented trap. To determine the short time stability of the PCB-trap, the heating rate of the motional mode of an ion was measured by detecting fluorescence during Doppler cooling of heated ions. The observed heating rate was much higher than expected due to a massive deposition of calcium on the trap electrodes.

Transport dynamics of a single trapped ion was investigated by shuttling the ion between trap locations 2 mm apart. A non-adiabatic transport in roughly two oscillation periods in the axial trap potential was achieved. The quality of a transport function was evaluated with two different methods: the success probability and the excess energy of the ion after transport. The measurements were compared with numerical simulations of the classical energy transfer due to the transport. Finally, a string of ions held in a common trap was separated into two distinct traps.

With the realization of the segmented PCB-trap and the presented experiments, the basis is laid for further experiments where the trap will be used for quantum information processing and as a deterministic single ion source.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 5 |
| 2.1 | Lineare Paul-Fallen | 5 |
| 2.1.1 | Dynamischer radialer Einschluss | 6 |
| 2.1.2 | Axiales Potenzial und Schwingungsmoden | 10 |
| 2.2 | Licht-Ionen-Wechselwirkung | 14 |
| 2.2.1 | Laserkühlung im 2-Niveau-System | 18 |
| 2.2.2 | Dunkelresonanzen im 3-Niveau-System | 22 |
| 2.3 | Bewegungszustände der Ionen | 23 |
| 2.3.1 | Fock-Zustand | 24 |
| 2.3.2 | Thermischer Zustand | 24 |
| 2.3.3 | Kohärenter Zustand | 25 |
| 2.4 | Energieniveaus von Ca und Ca^+ | 25 |
| 2.4.1 | Neutrales Kalzium ^{40}Ca | 26 |
| 2.4.2 | Einfach-ionisiertes Kalzium $^{40}\text{Ca}^+$ | 26 |
| 3 | Experimenteller Aufbau | 31 |
| 3.1 | Vakuumkammer | 31 |
| 3.2 | Lasersystem | 36 |
| 3.2.1 | Laser für Photoionisation | 38 |
| 3.2.2 | Laser für Dopplerkühlung und Detektion | 39 |
| 3.2.3 | Laser für Quantenbitoperationen und Seitenbandanregung | 40 |
| 3.3 | Wavemeter | 41 |
| 3.4 | Detektionssystem | 41 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.4.1 | Objektiv | 42 |
| 3.4.2 | EMCCD-Kamera | 44 |
| 3.4.3 | Photomultiplier | 45 |
| 3.4.4 | Filter | 45 |
| 3.5 | Optischer Aufbau | 46 |
| 3.6 | Magnetfeld | 47 |
| 3.7 | Experimentsteuerung | 48 |
| 3.7.1 | Hardware | 48 |
| 3.7.2 | Software | 48 |
| 3.8 | Ionenfalle | 49 |
| 3.8.1 | Keramikfalle | 51 |
| 3.8.2 | PCB-Falle | 56 |
| 4 | Betrieb und Charakterisierung der Falle | 61 |
| 4.1 | Laden von Ionen | 61 |
| 4.2 | Magnetfeld als Quantisierungsachse | 67 |
| 4.3 | Fallenfrequenzen | 68 |
| 4.4 | Mikrobewegungskompensation | 70 |
| 4.5 | Streuladungen | 75 |
| 5 | Spektroskopie | 79 |
| 5.1 | Linienformen | 79 |
| 5.2 | Fluoreszenzspektrum des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2} \leftrightarrow D_{3/2}$ -Systems | 81 |
| 5.2.1 | Dunkelresonanzen | 84 |
| 6 | Massenbestimmung dunkler Ionen | 87 |
| 6.1 | Gepulste Ionisation | 87 |
| 6.2 | Schwingungsanregung gemischter Ionenkristalle | 89 |
| 7 | Messung der Heizrate | 91 |
| 7.1 | Heizeffekte | 91 |
| 7.2 | Messung der Temperatur einzelner Ionen | 92 |
| 7.3 | Heizratenmessung | 97 |
| 8 | Transport und Trennen von Ionenketten | 103 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 8.1 | Transport | 103 |
| 8.1.1 | Transportdynamik | 104 |
| 8.1.2 | Ablauf der Messung | 112 |
| 8.1.3 | Messung der Erfolgswahrscheinlichkeit | 112 |
| 8.1.4 | Messung des Energieübertrags | 116 |
| 8.2 | Trennen | 122 |
| 9 | Zusammenfassung und Ausblick | 125 |
| A | Kapazitiver Teiler | 128 |
| B | Fotogalerie | 130 |
| | Literaturverzeichnis | 130 |

Kapitel 1

Einleitung

Experimente mit einzelnen Quanten spielten in der über einhundertjährigen Geschichte der Quantenmechanik schon immer eine bedeutende Rolle, für die ersten knapp 70 Jahre allerdings nur in Form von Gedankenexperimenten, die dazu dienten neue Ideen der Quantentheorie zu kontrollieren und eventuelle Widersprüche aufzudecken. Obwohl die Begründer der Quantenmechanik bestimmt davon träumten, einzelne isolierte Quantensysteme beobachten und gezielt manipulieren zu können, war der Zweifel groß, dass solche Experimente jemals realisierbar sein würden. Erwin Schrödinger sagte sogar noch 1952, dass es niemals möglich sein wird, mit einzelnen Elektronen, Atomen oder (kleinen) Molekülen zu experimentieren [Sch52]. Der rasante technische Fortschritt nach dem Zweiten Weltkrieg eröffnete dann aber völlig neue experimentelle Möglichkeiten. 1973 gelang es schließlich erstmals, mit einzelnen Elektron in einer Penning-Falle zu experimentieren [Win73], und 1979 konnte das erste einzelne Ion in einer Paul-Falle nachgewiesen werden [Neu80]. Die Experimente mit diesen einzelnen Quanten dienten zunächst nur zur Demonstration und zum Test fundamentaler quantenmechanischer Effekte. Doch schon bald wurde darüber nachgedacht, die Quanteneffekte für neue Anwendungen zu nutzen, die sich mit den Methoden der klassischen Physik nicht verwirklichen lassen. Bereits 1981 hat Richard Feynman darüber spekuliert, ob sich ein quantenmechanischer Computer zur effizienten Simulation von Quantensystemen einsetzen lässt [Fey82]. Doch erst David Deutsch legte zwischen 1982 und 1985 mit seinen theoretischen Arbeiten über Quanten-Turing-Maschinen das Fundament des neuen Forschungsgebiets der Quantencomputer, mit denen eine kontrollierte Verarbeitung von Quanteninformation möglich ist [Deu85].

Bei der Quanteninformationsverarbeitung wird die digitale Information (0 und 1) in den Zuständen einzelner Quanten gespeichert. Die Informationseinheit ist hierbei ein Quanten-Bit (Qubit). Im Gegensatz zu einem klassischen Bit können bei einem Qubit auch Überlagerungszustände von 0 und 1 realisiert und verschiedene Qubits miteinander verschränkt werden. Allgemein kann man für N Qubits 2^N Eingangswerte überlagern, d.h. die Zahl der überlagerten Zustände wächst exponentiell mit der Anzahl der Qubits. Somit lassen sich viele Zustände in einem Rechenschritt parallel verarbeiten, wobei jeder Rechenschritt (Quantengatter) durch eine unitäre Transformation dargestellt wird. Diese quantenmechanische Parallelverarbeitung erlaubt es Quantencomputern, bei einem linear wachsenden Platzbedarf eine exponentielle Steigerung der Parallelität zu erreichen und ermöglicht damit eine wesentlich schnellere und effizientere Durchführung von parallelisierbaren Algorithmen als auf einem klassischen Computer.

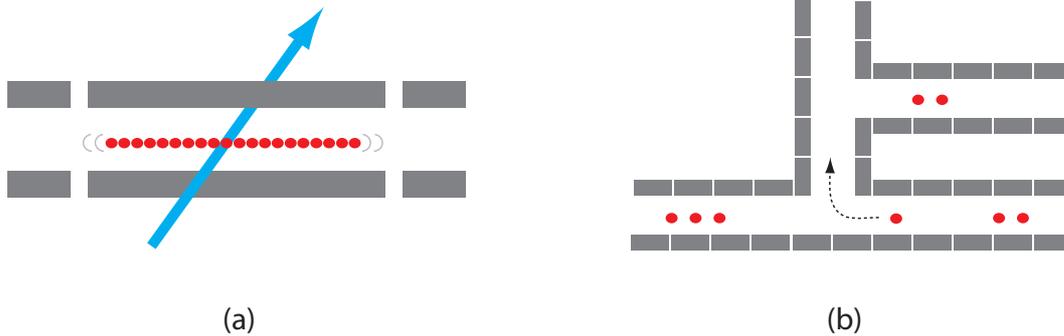


Abbildung 1.1: Architektur der Ionenfallen-Quantencomputer [Lei04]. (a) Lineare Paul-Falle für Cirac-Zoller-Gatter. Alle Ionen befinden sich in einem gemeinsamen Fallenpotenzial. Der Zustand eines einzelnen Ions kann durch einen Laserstrahl gezielt manipuliert werden. Die Kopplung zwischen zwei Ionen erfolgt durch die gemeinsame Schwingungsanregung. (b) Netzwerk-Architektur. Die Ionen sind über viele kleine Ionenfallen verteilt. Durch die Änderung der Spannungen an den Fallenelektroden können die Ionen im Netzwerk transportiert, Ionenketten getrennt und Ionen in einem Potenzial vereinigt werden.

Den ersten Algorithmus für einen Quantencomputer fand Peter Shor 1994 und verhalf damit dem Gebiet der Quantencomputer zum wissenschaftlichen und öffentlichkeitswirksamen Durchbruch [Sho94]. Mit Shors Algorithmus lassen sich große ganze Zahlen effizienter in ihre Primfaktoren zerlegen, als das mit klassischen Computern möglich ist. Inzwischen wurden noch weitere Quantenalgorithmen gefunden, wie z.B. der Grover-Algorithmus für eine effizientere Suche in großen Listen [Gro97]. Eine umfassende Einführung in das Gebiet der Quantencomputer findet man in den Standardwerken [Nie00, Bou00, Bru06].

Für die physikalische Realisierung eines einfachen Qubits kommen zwar viele denkbare Zwei-Zustands-Systeme in einzelnen Quanten in Frage, aber für einen kompletten Quantencomputer müssen noch weitere Voraussetzungen erfüllt sein. Diese Kriterien, die von D. DiVincenzo formuliert wurden [DiV00], sind: (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. Zwei weitere entscheidende Punkte, die erst später formuliert wurden, sind: (6) Kürzere Rechenzeit als bei jedem klassischen Computer und (7) die Übertragung von Information zwischen feststehenden und bewegten Qubits. Seit Shors Entdeckung hat es eine Vielzahl von Vorschlägen und experimentellen Ansätzen zur Realisierung eines Quantencomputers gegeben, dazu gehören z.B. einzelne Photonen, Kernspinresonanz, Quantenpunkte, Josephson-Kontakte und einzelne Atome bzw. Ionen. Einen aktuellen Überblick über den Stand der Forschung findet man in [ARD, ERA].

Die zur Zeit fortschrittlichste Implementierung eines einfachen Quantencomputers basiert auf einzelnen lasergekühlten Ionen in einer linearen Paul-Falle, einer Idee, die bereits 1995 von I. Cirac und P. Zoller vorgeschlagen [Cir95] und deren Realisierbarkeit kurze Zeit später experimentell demonstriert wurde [Näg98a]. Bei diesem Ansatz stellen zwei langlebige interne Zustände eines Ions ein Qubit dar. Der Zustand eines Ions kann gezielt manipuliert werden, indem man mit einem Laserstrahl den Übergang zwischen den elektronischen Zuständen resonant treibt. Die Kopplung zwischen zwei Qubits erfolgt durch die gemeinsame Schwingungsanregung der Ionen, die im selben Fallenpotenzial gefangen sind und sich gegenseitig abstoßen (siehe Abb. 1.1). Ausgehend von dieser Grundidee begannen mehrere Forschungsgruppen weltweit, sich an ihre experimentelle Um-

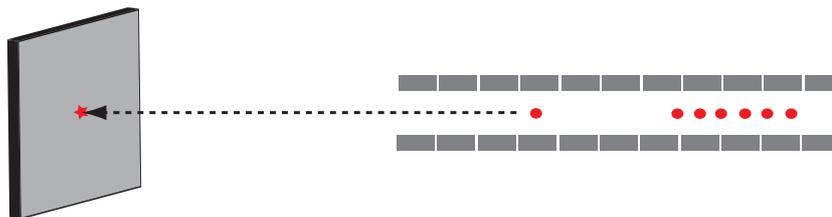


Abbildung 1.2: Eine segmentierte Ionenfalle als deterministische Punktquelle für einzelne Ionen.

setzung zu machen. Schon bald konnten eindrucksvolle „proof of principle“-Experimente demonstriert werden, und die Zahl der Arbeitsgruppen auf diesem Gebiet vergrößerte sich weiter¹. Zu den erwähnenswertesten experimentellen Ergebnissen der letzten 12 Jahre gehören die Implementierung einfacher Quantenalgorithmien [Gul03b], die Demonstration eines universellen Quantengatters [SK03], die Übertragung von Quantenzuständen (Teleportation [Rie04]) und die kontrollierte Verschränkung von 8 Ionen, also einem „Qubyte“ [Häf05].

Trotz dieser großen Erfolge und der Umsetzung von DiVincenzos Kriterien (1) bis (4) mit einzelnen und wenigen Ionen wurden bald aber auch die technischen Schwierigkeiten erkannt, wenn es um die Realisierung des Kriteriums (5), der Skalierbarkeit, geht. Bereits ab ca. 10 Ionen in einem Fallenpotenzial ist die Adressierung eines einzelnen Ions bei gleichzeitig hohen Fallenfrequenzen nicht mehr möglich, da die Abstände zwischen den Ionen immer kleiner werden. Außerdem wird die Kühlung aller Schwingungsmoden der Ionenkette mit steigender Ionenanzahl immer schwieriger.

Angesichts dieser Probleme wurde 1998 eine neuartige Ionenfallenarchitektur vorgeschlagen [Win98, Kie02]. Eine lineare Falle wird dabei in ein Netzwerk vieler unabhängig kontrollierbarer Fallen unterteilt (siehe Abb. 1.1). Bei so einer *segmentierten* Ionenfalle befinden sich in jeder einzelnen Falle nur eine kleine Anzahl von Ionen. Durch Änderung der Spannungen an den einzelnen Fallensegmenten können die Ionen im Netzwerk transportiert, Ionenketten getrennt und Ionen in einem Potenzial vereinigt werden. Man kann somit Quantenalgorithmien auf viele einzelne Ionenfallen verteilen. Um die Machbarkeit eines solchen Ansatzes zu beweisen, muss man zeigen, dass man in einer kleinen segmentierten Ionenfalle sämtliche elementaren Transport-, Trenn- und Vereinigungsoperationen mit den Ionen beherrscht. Für den Bau eines großen Quantencomputers werden dann viele dieser elementaren Module zusammengeschlossen, wobei keine fundamental neuen Probleme gelöst werden müssen. Die Realisierung einer solchen Netzwerk-Architektur unterteilt sich in zwei Aspekte, zum einen in einen technologischen beim Bau der segmentierten Falle, zum anderen in einen experimentellen bei der Bewegung der Ionen im Netzwerk.

Die erste segmentierte Ionenfalle wurde im Jahr 2001 am National Institute of Standards and Technology in Boulder, CO, USA in Betrieb genommen und bestand aus fünf Segmenten [Row02]. Trotz der grundlegenden Bedeutung einer solchen Falle für die weitere Entwicklung des Quantencomputers gibt es bis heute nur sehr wenige Arbeitsgruppen, die mit solchen neuartigen Fallenarchitekturen erfolgreich experimentieren [Mad04, Sti06, Sei06, Bro07]. Einer der Gründe hierfür ist die verbreitete Absicht, auch eine einfache segmentierte Ionenfalle von Anfang an in einer Fallentechnologie zu bauen, welche sich auch für zukünftige Fallen mit einer großen Anzahl von Elektroden verwenden lässt. Man muss somit erst eine hohe technologische Hürde überwinden und sich Ver-

¹Eine aktuelle Liste der experimentellen Arbeitsgruppen, die auf dem Gebiet der Ionenfallen-Quantencomputern arbeiten, ist in [ARD, ERA] zu finden.

fahren der Mikrosystemtechnik und Mikrochipherstellung zu eigen machen, bevor man mit Ionen in einer solchen Falle experimentieren kann.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, einen neuen Ansatz für segmentierte Ionenfallen zu realisieren. Der Schwerpunkt sollte dabei nicht auf einer skalierbaren Technologie, sondern auf der Durchführung von Experimenten in einer solchen Falle liegen. Hierfür wurde eine günstige Paul-Falle auf Leiterplattenbasis gebaut - die erste miniaturisierte und segmentierte Ionenfalle außerhalb der USA. Die Leistungsfähigkeit unseres Konzepts wurde dann durch das Studium des Transports von Ionen in dieser Falle demonstriert. Außerdem zeigte sich, dass eine solche Ionenfalle nicht nur in Hinblick auf Quantencomputer von Interesse ist, sondern auch bei der deterministischen Implantation einzelner Ionen in Festkörpern neue Möglichkeiten eröffnet [Mei06] (Abb. 1.2).

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst werden die notwendigen theoretischen Grundlagen zum Verständnis einer Paul-Falle und der Licht-Ionen-Wechselwirkung dargelegt und anschließend der Aufbau des Experiments und der Ionenfallen beschrieben.

Kapitel vier und fünf drehen sich um den Betrieb und die Charakterisierung der Falle mit Hilfe von gemessenen Fallenfrequenzen, Kompensationsspannungen und Spektren. In Kapitel sechs wird ein Verfahren zur Massenbestimmung von Ionen demonstriert, das vor allem für die deterministische Implantation von Interesse sein wird.

Der experimentelle Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf den Kapiteln sieben und acht. Dabei wird zuerst ein Verfahren präsentiert, mit dem die Temperatur von Ionen gemessen werden kann und diese Temperaturmessung dann benutzt, um die Heizrate der Ionen in der Falle zu bestimmen. Anschließend wird der Transport von Ionen untersucht, und die Qualität dieser Transporte mit zwei verschiedenen Methoden beurteilt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Experimente mit einzelnen Ionen ermöglichen es, das Quantenverhalten dieser Teilchen zu untersuchen und für neuartige Anwendungen, wie etwa der Quanteninformationsverarbeitung, zu nutzen. Hierfür müssen die Ionen aber einerseits so gut es geht von Wechselwirkungen mit der Umgebung isoliert werden, aber andererseits durch den Experimentator noch kontrolliert manipuliert werden können. Dies geschieht durch den berührungslosen Einschluss der Ionen im Potenzial einer Paul-Falle, die sich im Ultrahochvakuum befindet, und durch den Einsatz von Lasern zur gezielten Beeinflussung der Ionen. Da die Ionen allein über ihre Ladung in einer Paul-Falle gespeichert werden, ist eine völlig entkoppelte Kontrolle innerer und äußerer Freiheitsgrade möglich. In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen dargelegt, die zum Verständnis der durchgeführten Experimente notwendig sind. Hierzu zählen die Funktionsweise einer Paul-Falle, das Verhalten der Ionen im Fallenpotenzial, die Wechselwirkung der Ionen mit Licht und schließlich die Eigenschaften der verwendeten Kalziumionen.

2.1 Lineare Paul-Fallen

Um geladene Teilchen berührungslos räumlich über längere Zeit einzuschließen, existieren zwei unterschiedliche Arten von Fallen, Penning-Fallen und Paul-Fallen.

Die Penning-Falle wurde von Hans Dehmelt an der University of Washington in Seattle entwickelt [Deh67], wo es 1973 auch erstmals gelang, ein einzelnes Elektron zu speichern [Win73]. Penning-Fallen verwenden statische elektrische Felder und ein starkes Magnetfeld, um die geladenen Teilchen in einem harmonischen Fallenpotenzial zu speichern. Da das Magnetfeld bei den geladenen Teilchen eine schnelle Zyklotronbewegung verursacht, eignen sich Penning-Fallen nicht für Experimente, die eine möglichst geringe Bewegung der Teilchen voraussetzen. Bei Paul-Fallen wird die Zyklotronbewegung vermieden, indem die geladenen Teilchen mit schnell oszillierenden elektrischen Feldern gefangen werden. Wolfgang Paul entwickelte diese Art der Teilchenfalle an der Universität Bonn¹.

¹Paul entwickelte das Grundprinzip der Falle nachdem er eines morgens versucht hatte zwei hartgekochte Eier auf einem Tablett zu transportieren und sah, dass sich die Eier in der Mitte des Tablett dynamisch, durch periodisches Schaukeln des Tablett, stabilisieren ließen, die erforderliche Frequenz aber von der Masse der Eier abhing [Hol02].

Zunächst verwendete Paul diese Felder nur als Massefilter für Ionen [Pau53], dem 1958 die Weiterentwicklung zur Paul-Falle folgte, mit der Ionen räumlich gefangen werden konnten [Pau58]². Im Folgenden wird die Feldkonfiguration, mit der geladene Teilchen in einer Paul-Falle gespeichert werden können, beschrieben.

2.1.1 Dynamischer radialer Einschluss

Teilchen können in einer Region des Raumes gefangen werden, wenn eine Kraft F auf sie wirkt, die linear mit dem Abstand r zunimmt. Es muss also gelten $F = -cr$, oder anders ausgedrückt, die Teilchen müssen sich in einem Parabelpotenzial bewegen

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

Für elektrisch geladene Teilchen lassen sich solche Potenziale durch elektrische Quadrupolfelder verwirklichen. Bei Berücksichtigung der Laplace-Gleichung $\Delta\Phi = 0$ folgt allerdings $\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z = 0$. Eine einfache Möglichkeit, diese Forderung zu erfüllen ist $\alpha_x = 1 = -\alpha_y$, $\alpha_z = 0$. Dies führt aber zu einem zweidimensionalen Potenzial, das in y -Richtung repulsiv ist. Mit statischen elektrischen Feldern allein ist ein stabiles Speichern von geladenen Teilchen also nicht möglich. Durch die Verwendung von sich zeitlich verändernden Potenzialen kann man aber eine dynamische Stabilisierung des geladenen Teilchens erreichen.

Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau einer linearen Paul-Falle. An zwei gegenüberliegenden Elektroden wird eine schnell oszillierende Wechselspannung der Form $V \cos(\omega_{rf}t)$ angelegt, an den anderen beiden die Gleichspannung U . Im Bereich des Fallenzentrums ergibt sich nun das folgende angenäherte³ Potenzial:

$$\Phi(x, y, z, t) = U \frac{1}{2r_0^2} (\alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2) + V \cos(\omega_{rf}t) \frac{1}{2r_0^2} (\alpha'_x x^2 + \alpha'_y y^2) , \quad (2.2)$$

wobei r_0 der Abstand vom Fallenzentrum zur Oberfläche der Elektroden ist. Die Parameter α_i und α'_i haben die Bedeutung von Geometriefaktoren, die den Durchgriff der Elektroden Spannungen auf das Fallenzentrum angeben. Diese Geometriefaktoren können bei der Konstruktion einer Paul-Falle in der Regel nur durch numerische Simulationen abgeschätzt werden. Später können sie dann aus den gemessenen Fallenfrequenzen zurückgerechnet werden (siehe Abschnitt 4.3).

Wegen der Laplace-Gleichung muss auch für Gleichung (2.2) zu allen Zeiten gelten

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

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

Bei einer linearen Paul-Falle kann man die Elektroden Spannungen nun so wählen, dass man einen dynamischen Einschluss geladener Teilchen in der x - y -Ebene erhält und einen statischen Einschluss in z -Richtung:

$$-(\alpha_x + \alpha_y) = \alpha_z > 0 , \quad (2.5)$$

$$\alpha'_x = -\alpha'_y . \quad (2.6)$$

Im Folgenden soll nur der dynamische Einschluss in der x - y -Ebene betrachtet werden. Auf den Einschluss der Teilchen in z -Richtung wird im folgenden Abschnitt ausführlich eingegangen. Die

²Wolfgang Paul und Hans Dehmelt wurden für die Entwicklung von Paul- und Penning-Falle 1989 gemeinsam mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

³Dieses Potenzial gilt exakt nur im Fall von hyperbolisch geformten Oberflächen der Elektroden.

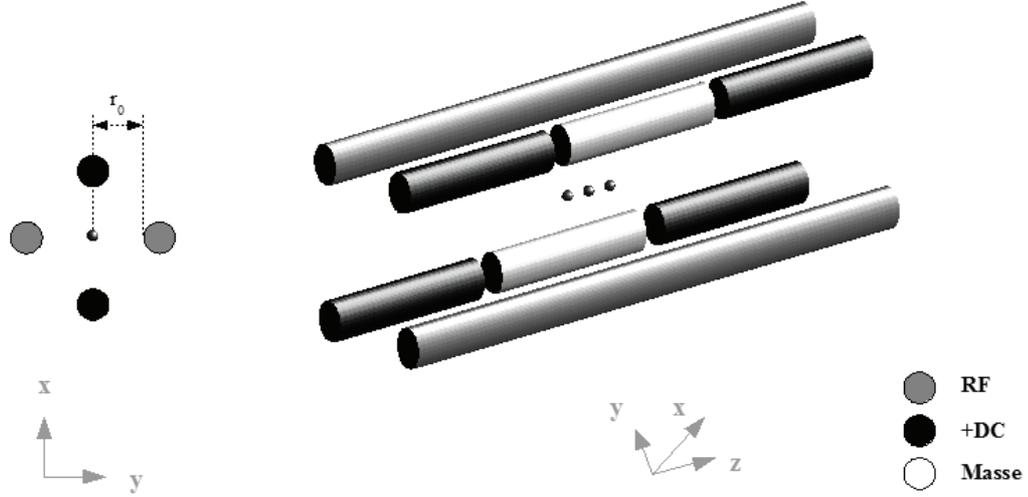


Abbildung 2.1: Aufbau einer linearen Paul-Falle. An den grauen Elektroden liegt eine schnell oszillierende Wechselspannung an, die die geladenen Teilchen in x - y -Richtung einschließt. Der Einschluss entlang der Fallenachse (z -Richtung) erfolgt durch Anlegen einer positiven Spannung an die schwarzen Elektroden, während die weißen Elektroden auf Masse liegen.

klassische Bewegungsgleichung für ein Teilchen mit der Masse m und der Ladung $Q = N|e|$ im Potenzial $\Phi(x, y, t)$ erhält man über die Beziehung $\mathbf{F} = -N|e|\nabla\Phi = m\ddot{\mathbf{r}}$.

Mit den Ersetzungen durch dimensionslose Parameter

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

ergeben sich Mathieu-Differentialgleichungen für eine lineare Paul-Falle:

$$\frac{d^2 x}{d\xi^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\xi)] x = 0, \quad (2.8)$$

$$\frac{d^2 y}{d\xi^2} + [a_y + 2q_y \cos(2\xi)] y = 0. \quad (2.9)$$

Die Mathieu-Gleichungen besitzen zwei Arten von Lösungen:

- (a) Bewegungen, die nicht stabil sind, d.h. die Amplitude der Bewegung wächst exponentiell in x - oder y -Richtung.
- (b) Stabile Bewegungen, d.h. die Teilchen schwingen in x - und y -Richtung mit begrenzten Amplituden.

Ob die Bewegungen stabil sind oder nicht, hängt dabei nur von den Parametern a und q ab. In einem a - q -Diagramm lassen sich Regionen finden, in denen die Bewegung stabil oder instabil ist. Man spricht daher auch von einem *Stabilitätsdiagramm* (Abb. 2.2). Die wichtigste Region im Stabilitätsdiagramm liegt dabei im Bereich $0 \leq a, q < 1$, dem sog. *ersten Stabilitätsbereich*.

Eine Näherungslösung erster Ordnung der Bewegungsgleichung (2.8) für den Fall $(|a_x|, q_x^2) \ll 1$ lautet [Gos95]

$$x(t) \approx A \cos\left(\beta_x \frac{\omega_{\text{rf}}}{2} t\right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{\text{rf}} t)\right] \quad \text{mit} \quad \beta_x \approx \sqrt{\frac{q_x^2}{2} + a_x}, \quad (2.10)$$

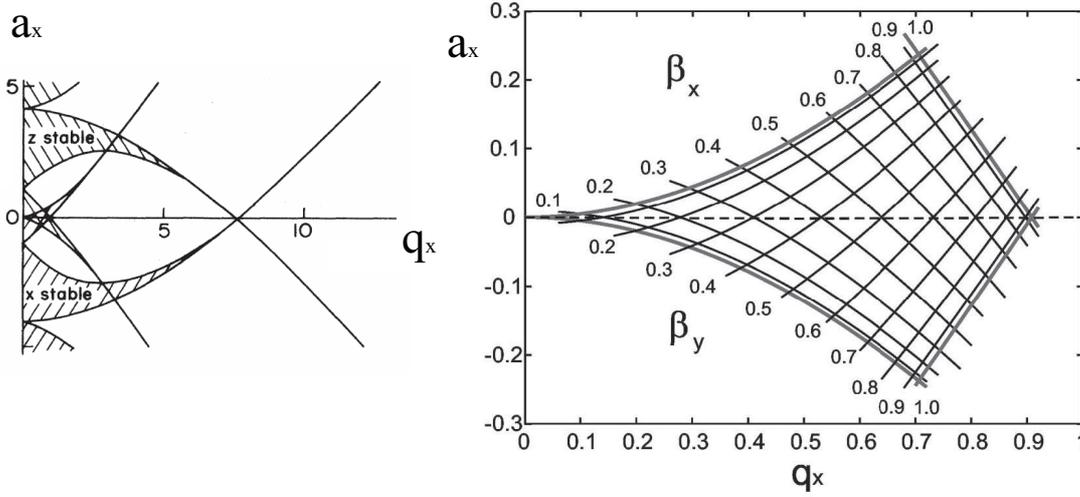


Abbildung 2.2: (a) Stabilitätsdiagramm einer linearen Paul-Falle. (b) Der erste Stabilitätsbereich. Die Konturlinien zeigen die Frequenz ω_i ($i \in \{x, y\}$) der Säkularbewegung in Einheiten von $\omega_{rf}/2$. Für einen stabilen Einschluss muss die Frequenz ω_i der Säkularbewegung zwischen 0 und $\omega_{rf}/2$ liegen. [Gos95]

wobei die Konstante A durch die Anfangsbedingungen festgelegt wird.

Die Bewegung des Teilchens in der x - y -Ebene kann somit in zwei Schwingungsbewegungen zerlegt werden. Zum einen in die sog. *Säkularbewegung*, einer harmonischen Schwingung mit der Frequenz

$$\omega_i = \beta_i \frac{\omega_{rf}}{2} \ll \omega_{rf} \quad \text{mit} \quad i \in x, y, \quad (2.11)$$

zum anderen in eine viel schnellere Schwingung mit der Frequenz ω_{rf} und der um den Faktor $q_x/2$ kleineren Amplitude (Abb. 2.3). Man bezeichnet diese schnelle, kleine Schwingung daher auch als *Mikrobewegung*. Vernachlässigt man die Mikrobewegung, so kann man die Säkularbewegung als Bewegung des Teilchens in einem harmonischen Potenzial

$$\Psi(x, y) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) \quad (2.12)$$

interpretieren. Um dieses Potenzial vom Potenzial Φ zu unterscheiden, bezeichnet man Ψ als *Pseudopotenzial*. Die Tiefe des Pseudopotenzials in x - und y -Richtung ist somit

$$\Psi_x = \frac{Q^2 V^2 \alpha_x'^2}{4m\omega_{rf}^2 r_0^2} + \frac{QU\alpha_x}{2}, \quad (2.13)$$

$$\Psi_y = \frac{Q^2 V^2 \alpha_y'^2}{4m\omega_{rf}^2 r_0^2} - \frac{QU\alpha_y}{2}. \quad (2.14)$$

Reale Paul-Fallen

Eine reale Paul-Falle besitzt niemals ein reines Quadrupolfeld wie es Gleichung (2.2) beschreibt. Die Gründe hierfür sind die Form der Elektroden und ihre endliche Ausdehnung, ungewollte elektrische Felder \mathbf{E} , die durch statische, elektrische Aufladungen nicht leitender Fallenteile entstehen, sowie die Raumladung der Ionen selbst. Entwickelt man das Potenzial im Fallenzentrum in eine

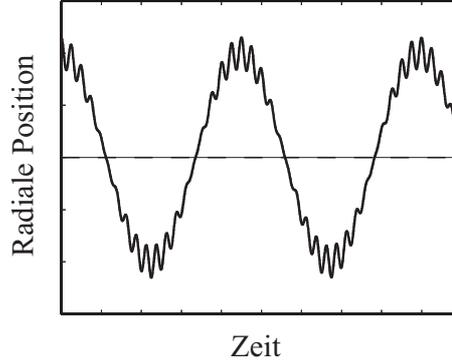


Abbildung 2.3: Radiale Bewegung eines Ions in einer Paul-Falle. Der Säkularbewegung ist die schnellere Schwingung der Mikrobewegung überlagert, die eine um den Faktor $q_x/2$ kleinere Amplitude hat.

Multipolreihe, so erhält man für das radiale Potenzial abhängig von Polarkoordinaten $r(x, y)$

$$\Phi(r(x, y), t) \propto \sum_k c_k \left(\frac{r}{r_0} \right)^k. \quad (2.15)$$

Ist $c_2 = 2$ und sind alle anderen $c_k = 0$, erhält man ein reines Quadrupolpotenzial. Verschwinden die anderen Anteile nicht vollständig, so hat das Auswirkungen auf den Betrieb der Falle [Maj05]:

- **Nichtlineare Resonanzen:** Für Koeffizienten $c_k \neq 0$ mit $k > 2$ kann es zu einer nicht-linearen Resonanz kommen, bei der die Ionen Energie aus dem Radiofrequenzfeld aufnehmen können [Alh96]. Die Resonanzbedingung lautet $n_x \omega_x + n_y \omega_y = \omega_{\text{rf}}$ mit $|n_x| + |n_y| = k, k - 2, k - 4, \dots (n_x, n_y \text{ ganzzahlig})$. Für bestimmte Arbeitspunkte (q, a) im Stabilitätsdiagramm ist ein stabiles Speichern der Ionen also nicht möglich. Im Bereich $q > 0,4$ bedecken solche Instabilitäten das Stabilitätsdiagramm wie ein Spinnennetz.
- **Anharmonizitäten:** Koeffizienten $c_k \neq 0$ mit $k > 2$ führen dazu, dass die elektrische Feldstärke nicht linear mit dem Abstand vom Fallenzentrum anwächst. Bei einer Anregung der Säkularschwingung der Ionen hat die Resonanz nicht die Form eines Lorentzprofils sondern eines anharmonischen Oszillators. Die Form ist also asymmetrisch und hängt von der Richtung ab, in der die Frequenz durchgestimmt wird.
- **Symmetriebrechung:** Kommt es durch die elektrischen Felder zu einer Brechung der Rotationssymmetrie um die z-Achse, so gilt $\omega_x \neq \omega_y$. Die Zahl der Resonanzen verdoppelt sich somit.
- **Mikrobewegung:** Durch statische, elektrische Aufladungen nicht leitender Fallenteile entstehen statische Dipolpotenziale ($k = 1$), wodurch die Mathieu-Gleichung (2.8) folgende Gestalt annimmt:

$$\frac{d^2 x}{d\xi^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\xi)] x = \frac{QE_x}{m}. \quad (2.16)$$

Als Näherungslösung erhält man nun [Ber98]:

$$x(t) \approx \left(A_x + A \cos\left(\beta_x \frac{\omega_{\text{rf}}}{2} t\right) \right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{\text{rf}} t) \right], \quad (2.17)$$

$$\text{mit } A_x = \frac{QE_x}{m\omega_x^2}. \quad (2.18)$$

Das zusätzliche elektrische Feld E_x verschiebt also die Teilchen um den Betrag A_x aus dem Fallenzentrum heraus und verursacht eine Mikrobewegung mit der Amplitude $A_x \frac{q_x}{2}$. Entsprechendes gilt für die Mikrobewegung in y -Richtung.

2.1.2 Axiales Potenzial und Schwingungsmoden

Um einen dreidimensionalen Einschluss geladener Teilchen in einer linearen Paul-Falle zu erreichen, muss dem im letzten Abschnitt diskutierten Quadrupolpotenzial in x - y -Richtung ein statisches Potenzial in z -Richtung überlagert werden. Dies erfolgt in unserem Modell (Abb. 2.1) durch Anlegen einer positiven Gleichspannung $U_z = U_{z1} = U_{z2}$ an den äußeren Segmenten der Gleichspannungselektroden. Das entstehende Potenzial in z -Richtung ist nahe der Fallennitte in sehr guter Näherung harmonisch. Für die Schwingungsfrequenz in axialer Richtung erhält man [Ste97]:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2\kappa QU_z}{mz_0^2}}, \quad (2.19)$$

wobei $z_0 = L/2$ den Abstand der Fallennitte von den äußeren Segmenten angibt, und κ ein Geometriefaktor ist, der den Durchgriff der Spannung U_z auf das Fallenzentrum angibt. Dieser Geometriefaktor kann in der Regel nicht analytisch, sondern nur aus numerischen Simulationen ermittelt werden. Experimentell kann κ aus Messungen der Fallenfrequenzen zurückgerechnet werden.

Die Präsenz eines zusätzlichen statischen elektrischen Potenzials führt zur Schwächung des radialen Potenzials, das aber weiterhin harmonisch ist [Rai92]. Für die neue Radialfrequenz ω'_r gilt:

$$\omega'_r = \sqrt{\omega_r^2 - \frac{1}{2}\omega_z^2}. \quad (2.20)$$

Da bei den hier betrachteten Fallen $\omega_r \gg \omega_z$ ist, gilt $\omega'_r \simeq \omega_r$, so dass sich das radiale Potenzial nur geringfügig ändert.

Gleichgewichtspositionen der Ionen

Für die folgende Überlegung nehmen wir an, dass sich N Ionen im Potenzial einer linearen Paul-Falle befinden. Die Fallenpotenziale sollen einen starken Einschluss in x - y -Richtung erzeugen und einen schwächeren Einschluss in z -Richtung, so dass sich eine lineare Ionenkette in axialer Richtung ausbilden kann. Die potenzielle Energie E_{pot} dieser Ionenkette ergibt sich als Summe der potenziellen Energie der Ionen im axialen Fallenpotenzial und der durch die gegenseitige Coulombabstoßung erzeugten Potenziale:

$$E_{\text{pot}} = \sum_{j=1}^N \frac{1}{2} m \omega_z^2 z_j^2 + \sum_{i,j=1, i \neq j}^N \frac{Q^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{|z_j - z_i|}, \quad (2.21)$$

wobei z_i die Positionen der Ionen in z -Richtung sind.

Die Gleichgewichtspositionen der Ionen erhält man dann mit der Bedingung

$$\left[\frac{\partial E_{\text{pot}}}{\partial z_n} \right]_{z_n = z_n^{(0)}} = 0. \quad (2.22)$$

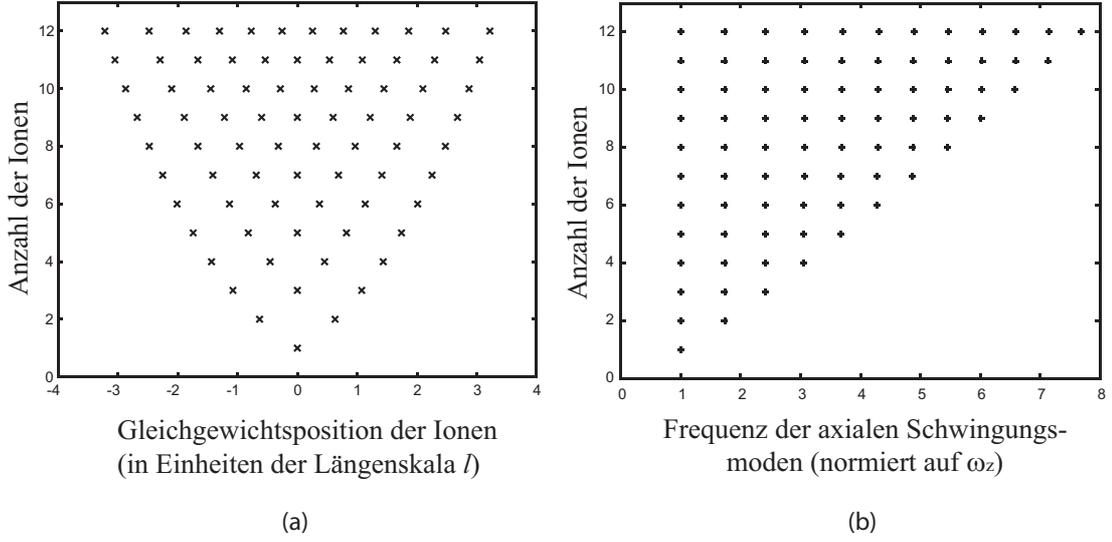


Abbildung 2.4: (a) Gleichgewichtspositionen einer linearen Ionenkette in Abhängigkeit von der Anzahl der Ionen. Die Positionen sind in Einheiten der Längenskala l aufgetragen (Glg. (2.25)). (b) Frequenzen der axialen Schwingungsmoden einer linearen Ionenkette in Abhängigkeit von der Anzahl der Ionen. Die Frequenz ist in Einheiten der axialen Fallenfrequenz $\omega_z/2$ aufgetragen. [Ste97]

Das resultierende System aus N gekoppelten Gleichungen lässt sich für $N=2$ und $N=3$ analytisch lösen [Jam98]:

$$N = 2 \quad : \quad z_1 = -\left(\frac{1}{2}\right)^{2/3} l, \quad z_2 = \left(\frac{1}{2}\right)^{2/3} l \quad (2.23)$$

$$N = 3 \quad : \quad z_1 = -\left(\frac{5}{4}\right)^{1/3} l, \quad z_2 = 0, \quad z_3 = \left(\frac{5}{4}\right)^{1/3} l, \quad (2.24)$$

wobei die Längenskala l definiert ist als

$$l = \left(\frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 m \omega_z^2}\right)^{1/3}. \quad (2.25)$$

Für mehr als drei Ionen müssen die Gleichgewichtspositionen numerisch berechnet werden. Bei einer Ionenkette sind die Abstände zwischen den Ionen im Zentrum der Kette minimal und werden nach außen hin größer (siehe Abb. 2.4). Der minimale Abstand zwischen zwei Ionen in einer Kette kann bis $N \cong 1000$ in guter Näherung angegeben werden als

$$\Delta z_{\min} \cong 2.0 l N^{-0.57}. \quad (2.26)$$

Schwingungsmoden homogener Ionenketten

Ionen können im Fallenpotenzial schwingen. Zur Bestimmung der Schwingungsmoden einer Ionenkette aus gleichartigen Ionen mit der Masse M betrachtet man kleine Verschiebungen der Ionen aus ihrer Gleichgewichtsposition ($x_m^{(0)} = 0, y_m^{(0)} = 0, z_m^{(0)}$). Die Lagrange-Funktion $L = E_{\text{kin}} - E_{\text{pot}}$ dieses Systems hat dann die Form [Enz00]:

$$L = \frac{M}{2} \sum_{i=x,y,z} \left(\sum_{n=1}^N (\dot{\rho}_{i|n}^2) - \omega_z^2 \sum_{n,m=1}^N (C_{n,m}^i \rho_{i|n} \rho_{i|m}) \right), \quad (2.27)$$

dabei sind $\rho_{x|n}$, $\rho_{y|n}$ und $\rho_{z|n}$ die Verschiebungen des n ten Ions in x -, y - und z -Richtung. Für die Kopplungsmatrizen gilt:

$$C_{n,m}^z = \begin{cases} 1 + 2 \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq m}}^N \frac{l^3}{|z_m^{(0)} - z_p^{(0)}|^3} & \text{wenn } n = m, \\ \frac{-2l^3}{|z_m^{(0)} - z_n^{(0)}|^3} & \text{wenn } n \neq m \end{cases} \quad (2.28)$$

und

$$C_{n,m}^x = C_{n,m}^y = \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2} \right) \delta_{n,m} - \frac{1}{2} C_{n,m}^z, \quad (2.29)$$

wobei $\delta_{n,m}$ das Kronecker-Delta und $\alpha = (\omega_z/\omega_r)^2$ ein Parameter ist, der die Anisotropie des Fallenpotenzials angibt. An den Kopplungsmatrizen sieht man, dass die Bewegungen in x -, y - und z -Richtung durch die Coulombwechselwirkung gekoppelt sind. Durch Diagonalisierung der Matrizen C^z und $C^x = C^y$ erhält man N Schwingungsmoden in axialer und $2N$ Schwingungsmoden in radialer Richtung⁴.

Axiale Schwingungsmoden:

- Die Grundschiwingung in axialer Richtung bezeichnet man als *axiale Schwerpunktsmode* (*axial center-of-mass mode* oder kurz *axial COM*). Bei dieser Schwingung mit der Frequenz ω_z bewegen sich alle Ionen gleichphasig mit derselben Amplitude in axialer Richtung. Die axiale Schwerpunktsmode besitzt die kleinste Frequenz aller axialer Moden.
- Die *Atmungsmode* (*breathing mode*) ist die zweite axiale Schwingungsmode mit einer Frequenz $\sqrt{3}\omega_z$. Die Frequenz ist dabei unabhängig von der Zahl der beteiligten Ionen. Die Ionen bewegen sich bei dieser Schwingung gegenphasig, wobei die Amplitude proportional zum Abstand der Mitte der Ionenkette ist und das Vorzeichen der Amplitude für Ionen auf unterschiedlichen Seiten vom Zentrum entgegengesetzt ist. Bei einer ungeraden Zahl von Ionen bewegt sich das Ion im Zentrum der Kette somit nicht.
- Für die nächst höhere Schwingungsmode hat sich die Bezeichnung *Ägyptische Mode* (*Egyptian mode* oder auch *wobble mode*) eingebürgert. Im Falle von drei Ionen schwingt das mittlere Ion gegenphasig zu den äußeren Ionen. Diese Schwingung erfolgt mit der Frequenz $\sqrt{29/5}\omega_z$.
- Die höheren axialen Schwingungsmoden lassen sich die Frequenzen nur noch numerisch berechnen. Die Frequenzen hängen dabei geringfügig von der Zahl der beteiligten Ionen ab. Für eine Ionenzahl bis ungefähr zehn lassen sich die Frequenzen der axialen Schwingungen mit hoher Genauigkeit durch folgende Liste angeben [Ste97] (Abb. 2.4):

$$\omega_z \cdot \left\{ 1, \sqrt{3}, \sqrt{29/5}, 3.051, 3.671, 4.272, 4.864, 5.443, 6.013, 6.576 \right\}$$

Die Berechnung der radialen Schwingungsmoden verläuft analog zu den axialen mit dem Unterschied, dass die Eigenvektoren der Schwingung nun in radiale Richtung zeigen.

- Die Grundschiwingung in radialer Richtung bezeichnet man als *radiale Schwerpunktsmode* (*radial center-of-mass mode* oder kurz *radial COM*). Hierbei schwingen die Ionen gleichphasig mit der selben Amplitude in radialer Richtung. Die Schwingungsfrequenz ω_r ist die höchste radiale

⁴Im Falle einer Entartung der x - und y -Richtung ($\omega_x = \omega_y = \omega_r$) reduziert sich die Zahl der radialen Schwingungsfrequenzen auf N .

| Ionen Anzahl | Schwingungsmoden | | | | | |
|-----------------|---|---|--|---|---|---|
| | axial | | | radial | | |
| 1 | ω_z  | | | ω_r  | | |
| 2 | ω_z  | $\sqrt{3}\omega_z$  | | ω_r  | $\sqrt{\omega_r^2 - \omega_z^2}$  | |
| 3 | ω_z  | $\sqrt{3}\omega_z$  | $\sqrt{29/5}\omega_z$  | ω_r  | $\sqrt{\omega_r^2 - \omega_z^2}$  |  |

Tabelle 2.1: Übersicht über die axialen und radialen Schwingungsmoden von eindimensionalen Ionenkristallen mit bis zu drei Ionen.

Schwingungsfrequenz, alle höheren Moden besitzen, im Gegensatz zu den axialen Schwingungen, kleinere Frequenzen.

- Die nächst höhere Mode ist die *Schermode* (*rocking mode*) mit einer Frequenz von $\sqrt{\omega_r^2 - \omega_z^2}$.
- Bei den höheren axialen Schwingungsmoden handelt es sich um *Zickzackmoden* (*zig-zag modes*), wobei die Mode mit der höchsten Ordnung, und der niedrigsten Frequenz, immer diejenige ist, bei der benachbarte Ionen eine entgegengesetzte Auslenkung aus der Fallenachse haben.

Tabelle 2.1.2 zeigt eine Übersicht über die möglichen Schwingungsmoden in axialer und radialer Richtung für bis zu drei Ionen.

Schwingungsmoden gemischter Ionenketten

Die Schwingungsmoden von Ionenketten mit Ionen unterschiedlicher Masse soll an dieser Stelle nur für den Fall einer Kette aus zwei Ionen betrachtet werden. Für die axialen Schwingungsmoden dieser Ionenkette aus zwei Ionen mit derselben Ladung aber unterschiedlichen Massen m und m_x , erhält man die beiden Schwingungsfrequenzen [Dre04]

$$\omega_{+/-}^2 = \left[(1 + \mu) \pm \sqrt{1 - \mu + \mu^2} \right] \omega_z^2, \quad (2.30)$$

wobei $\mu = m/m_x$ ist und ω_z die Schwingungsfrequenz eines einzelnen Ions mit der Masse m . Die Schwingungsfrequenz ω_- entspricht dabei der Frequenz der Schwerpunktsmode, und die Frequenz ω_+ gehört zu der Atmungsmode.

Stabilität linearer Ionenketten

Bei den Betrachtungen der Gleichgewichtspositionen und Schwingungsmoden der Ionen wurde vorausgesetzt, dass es sich um eine lineare Ionenkette handelt. In diesem Abschnitt soll nun eine Abschätzung erfolgen, bei welchen Werten von ω_z , ω_r und N diese Voraussetzung zutrifft.

Wie in Abschnitt über Schwingungsmoden bereits erwähnt wurde, ist die radiale Mode mit der höchsten Ordnung und der niedrigsten Frequenz immer diejenige, bei der benachbarte Ionen immer eine entgegengesetzte Auslenkung aus der Fallachse haben. Die Frequenz ω_{zz} dieser Eigenschwingung wird umso kleiner je größer die Zahl der Ionen N und je größer der sog. Anisotropieparameter $\alpha = (\omega_z/\omega_r)^2$ ist. Eine lineare Ionenkette wird instabil, wenn $\omega_{zz} = 0$ wird, dann wird die Zickzackanordnung zum neuen Gleichgewichtszustand der Ionen. Der kritische Anisotropieparameter, bei dem dieser Übergang stattfindet, lässt sich für Ionenzahlen bis $N \approx 1000$ mit hoher Genauigkeit durch einen Zusammenhang der Form $\alpha_{\text{krit.}} = cN^\gamma$ darstellen [Ste97]. Dieser Zusammenhang wurde durch Enzer [Enz00] bis $N = 10$ experimentell bestätigt und die Konstanten c und γ aus den Messungen bestimmt⁵:

$$\left(\frac{\omega_z}{\omega_r}\right)_{\text{krit.}}^2 = 3.23 N^{-1.83} \quad (2.31)$$

2.2 Licht-Ionen-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung von Ionen mit Licht spielt in unseren Experimenten eine zentrale Rolle. Laserlicht wird verwendet, um die neutralen Kalziumatome zu ionisieren, die Ionen zu kühlen, zu detektieren und den Quantenzustand eines Ions kontrolliert zu manipulieren. Die Wechselwirkung des Lichtfeldes mit Ionen in einem Fallenpotenzial unterscheidet sich dabei von der Wechselwirkung des Lichtfeldes mit einem freien Ion. Während sich der Impuls eines freien Ions bei der Absorption eines Photons ändern kann, befindet sich ein Ion in einer Paul-Falle in einem harmonischen Potenzial, das nur quantisierte Änderungen des Bewegungszustandes erlaubt. Befinden sich mehr als ein Ion im Fallenpotenzial, sind die Bewegungen der Ionen miteinander gekoppelt und der gemeinsame Bewegungszustand ermöglicht einen Informationstransfer zwischen den einzelnen elektronischen Zuständen der Ionen, wie er z.B. für ein universelles Zwei-Ionen-Gatter bei der Quanteninformationsverarbeitung benötigt wird.

Das besondere Wechselwirkungsverhalten eines Ions in einem harmonischen Fallenpotenzial soll zunächst durch eine klassische Beschreibung veranschaulicht werden. Die elektronische Struktur des Atoms soll dabei aus einem einfachen 2-Niveau-System mit den Zuständen $|g\rangle$ und $|a\rangle$ und der Energiedifferenz $\hbar\omega_0 = \hbar(\omega_a - \omega_g)$ bestehen. Befindet sich das Atom in Ruhe, so ist es mit einem eingestrahlt Lichtfeld in Resonanz, wenn für dessen Frequenz gilt $\omega_L = \omega_0$. Führt das Atom nun eine harmonische Bewegung mit der Frequenz ω aus, so ist das eingestrahlte Licht im Ruhesystem des Atoms aufgrund des Doppler-Effekts sinusförmig moduliert. Diese Modulation erzeugt sog. Seitenbänder im Frequenzspektrum des Atoms. Die Seitenbänder haben eine Frequenz von $\omega_0 \pm k\omega$, wobei k eine natürliche Zahl ist. Ein bewegtes Ion kann somit auch resonante elektronische Übergänge bei den Frequenzen $\omega_0 \pm k\omega$ ausführen.

Bei der quantenmechanischen Beschreibung besteht der Hamilton-Operator aus zwei Teilen: $\mathcal{H}_{\text{atom}}$, dem Hamilton-Operator des Atoms, und \mathcal{H}_{ww} , dem Wechselwirkungsoperator mit dem Lichtfeld (das als ein klassisches Feld betrachtet wird):

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{ww}} + \mathcal{H}_{\text{atom}} \quad (2.32)$$

⁵Die Werte der Konstanten unterscheiden sich dabei geringfügig von den Werten, die von Schiffer [Sch93] mit numerischen Simulationen der Moleküldynamik für Ionenkristalle mit $N = 2 - 500$ ermittelt wurden ($c = 2.53$ und $\gamma = -1.73$).

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{ww}} + \mathcal{H}^{(b)} + \mathcal{H}^{(e)}. \quad (2.33)$$

Der Hamilton-Operator $\mathcal{H}^{(b)}$ beschreibt die harmonische Bewegung des Atoms entlang der Fallachse im Fallenpotenzial:

$$\mathcal{H}^{(b)} = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 z^2, \quad (2.34)$$

wobei z und p die Orts- und Impulsoperatoren des Atoms sind. Diese Operatoren kann man auch durch die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, a^\dagger und a von Fallenquantenzahlen (Phononen) n ausdrücken.

$$\text{Mit } z = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(a + a^\dagger) \quad \text{und} \quad p = i\sqrt{\frac{\hbar m\omega}{2}}(a^\dagger - a) \quad \text{erh\u00e4lt man} \quad (2.35)$$

$$\mathcal{H}^{(b)} = \hbar\omega \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right). \quad (2.36)$$

Dieser quantenmechanische harmonische Oszillator hat die Energie-Eigenzust\u00e4nde (sog. *Fock-Zust\u00e4nde*) $|n\rangle$

$$\mathcal{H}^{(b)} |n\rangle = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) |n\rangle. \quad (2.37)$$

Die elektronische Struktur des Atoms wird wieder durch ein 2-Niveau-System mit den Zust\u00e4nden $|g\rangle$ und $|a\rangle$ und der Energiedifferenz $\hbar\omega_0 = \hbar(\omega_a - \omega_g)$ angen\u00e4hert. Diese N\u00e4herung ist gerechtfertigt, wenn die Frequenz des eingestrahlten Lasers nur im Bereich der Resonanzfrequenz eines einzigen \u00dcbergangs des Atoms liegt. Der Hamilton-Operator f\u00fcr die elektronische Struktur dieses 2-Niveau-Atoms hat in der Spektraldarstellung die Form:

$$\mathcal{H}^{(e)} = \hbar(\omega_g |g\rangle\langle g| + \omega_a |a\rangle\langle a|). \quad (2.38)$$

Mit der Verwendung der Pauli-Spinmatrize σ_z ($|a\rangle\langle a| - |g\rangle\langle g| \mapsto \sigma_z$) und Umskalierung der Energie um $-\hbar(\omega_a + \omega_g)/2$ kann (2.38) geschrieben werden als

$$\mathcal{H}^{(e)} = \hbar\frac{\omega_0}{2}\sigma_z. \quad (2.39)$$

Der Hamilton-Operator der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld kann geschrieben werden als [Lei03]:

$$\mathcal{H}_{\text{ww}} = \frac{E_0 \vec{\varepsilon} \cdot \vec{d}_{ga}}{2} (|g\rangle\langle a| + |a\rangle\langle g|) \times \left[e^{-i(k\hat{z} - \omega_L t)} + e^{i(k\hat{z} - \omega_L t)} \right], \quad (2.40)$$

wobei \vec{d}_{ga} das reelle Dipolmatrizelement des \u00dcbergangs $|g\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ ist, $\vec{\varepsilon}$ der auf 1 normierte Polarisationsvektor, E_0 die Amplitude und ω_L die Kreisfrequenz des Lichtfeldes ist.

Als ein Ma\u00df f\u00fcr die Kopplungsst\u00e4rke zwischen dem Atom und dem elektromagnetischen Feld definiert man die resonante Rabi-Frequenz als:

$$\Omega_0 := \frac{E_0 \vec{\varepsilon} \cdot \vec{d}_{ga}}{\hbar}. \quad (2.41)$$

Unter Verwendung der Pauli-Spinmatrizen ($|a\rangle\langle g| \mapsto \sigma_+$ und $|g\rangle\langle a| \mapsto \sigma_-$) l\u00e4sst sich (2.40) nun schreiben als:

$$\mathcal{H}_{\text{ww}} = \frac{\hbar}{2}\Omega_0(\sigma_- + \sigma_+) \times \left[e^{-i(k\hat{z} - \omega_L t)} + e^{i(k\hat{z} - \omega_L t)} \right]. \quad (2.42)$$

Die Dynamik, die durch die Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld entsteht, lässt sich am einfachsten im sog. Wechselwirkungsbild (*interaction picture*) erkennen. Hierzu transformiert man den den Hamilton-Operator gemäß der Vorschrift

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \mathcal{U}^\dagger \mathcal{H}_{\text{ww}} \mathcal{U} \quad \text{mit} \quad \mathcal{U} = e^{i\mathcal{H}_{\text{atom}}t/\hbar}. \quad (2.43)$$

Der transformierte Hamilton-Operator hat dann die Form [Lei03]:

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 (\sigma_- e^{-i\omega_0 t} + \sigma_+ e^{i\omega_0 t}) e^{\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}^{(b)} t} \left[e^{-i(k\hat{z} - \omega_L t)} + e^{i(k\hat{z} - \omega_L t)} \right] e^{-\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}^{(b)} t}. \quad (2.44)$$

Bei der weiteren Betrachtung werden entstehende Terme mit $\omega_L + \omega_0$ vernachlässigt. Diese so genannte Drehwellennäherung (engl. *rotating wave approximation*) ist gerechtfertigt, da wir von einer nahresonanten Atom-Licht-Wechselwirkung ausgehen ($\omega_L \approx \omega_0$). Die Terme mit $\omega_L + \omega_0$ oszillieren daher schnell und tragen kaum zur Kopplung des 2-Niveau-Systems bei.

Nun definiert man noch die Verstimmung der Lichtfrequenz gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz durch $\delta = \omega_L - \omega_0$ und den sogenannten Lamb-Dicke-Parameter

$$\eta = k \cos \Theta \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}, \quad (2.45)$$

wobei Θ der Einfallswinkel des Laserstrahls zur Fallachse (z -Achse) ist.

Der transformierte Hamilton-Operator lässt sich jetzt mit den Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, a^\dagger und a , der Fallachsenquantenzahlen schreiben als:

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 \left(e^{i\eta(a+a^\dagger)} \sigma_+ e^{-i\delta t} + e^{-i\eta(a+a^\dagger)} \sigma_- e^{i\delta t} \right). \quad (2.46)$$

Der Laser koppelt somit Zustände $|g, n\rangle$ und $|a, n'\rangle$ und ermöglicht dadurch eine Kopplung des Bewegungszustandes mit dem elektronischen Zustand des Atoms. Absorbiert ein Atom ein Photon mit der Frequenz $\omega_0 - \omega$, so ändert sich sein elektronischer Zustand von $|g\rangle$ nach $|a\rangle$, während sich die Energie der Bewegung um ein Phonon $\hbar\omega$ verringert. Dies nennt man einen roten Seitenbandübergang, da die Übergangsfrequenz gegenüber der Resonanzfrequenz in Ruhe rotverstimmt ist. Umgekehrtes gilt für eine stimulierte Emission eines Photons mit der Frequenz $\omega_0 - \omega$. Der elektronische Zustand ändert sich dabei von $|a\rangle$ nach $|g\rangle$, wobei sich die Bewegungsenergie um ein Phonon erhöht. Von einem blauen Seitenbandübergang spricht man folglich, wenn sich durch die Absorption (Emission) eines Photons mit der Frequenz $\omega_0 + \omega$ der elektronische Zustand von $|g\rangle$ nach $|a\rangle$ (oder $|a\rangle$ nach $|g\rangle$) ändert und sich die Bewegungsenergie um ein Phonon erhöht (verringert).

Übergänge mit der Frequenz ω_0 , bei denen sich die Phononenzahl nicht ändert, nennt man Trägerübergänge.

Ist die Frequenz des Lasers in Resonanz mit dem Übergang zwischen den beiden Zuständen $|g, n\rangle$ und $|a, n+m\rangle$ mit $n=0,1,2,3,\dots$, also wenn $\delta = m\omega$ gilt, kann die Kopplung anderer Zustände vernachlässigt werden, falls die Intensität des Laserfeldes hinreichend klein ist ($\Omega \ll \omega$). Der Laser verursacht also nur eine Kopplung der Zustände $|g, n\rangle$ und $|a, n+m\rangle$ mit einer Rabi-Frequenz:

$$\Omega_{n,n+m} = \Omega \left\| \langle n+m | e^{i\eta(a+a^\dagger)} | n \rangle \right\|. \quad (2.47)$$

Bei einer Verstimmung $\Delta = \delta - m\omega$ von diesem resonanten Übergang erhöht sich die Frequenz auf $\sqrt{\Delta^2 + \Omega_{n,n+m}^2}$ und die Besetzung des angeregten Zustandes verringert sich auf $\Omega_{n,n+m}^2 / (\Delta^2 + \Omega_{n,n+m}^2)$ [Gul03a].

Lamb-Dicke Regime

Der Hamilton-Operator der Wechselwirkung (2.46) und die Rabi-Frequenz (2.47) vereinfachen sich nochmals im sog Lamb-Dicke-Regime, das durch die Bedingung $\eta^2(2n+1) \ll 1$ gegeben ist. Anschaulich bedeutet dies, dass die Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion des Atoms viel kleiner ist als die Wellenlänge des anregenden Lasers (Orts-Interpretation). Eine alternative Sichtweise ist die, dass die Rückstoßenergie eines gestreuten Photons viel kleiner ist als die notwendige Energie, um den Bewegungszustand des Atoms zu ändern (Energie-Interpretation). Mit der Taylor-Entwicklung

$$e^{i\eta(a+a^\dagger)} = 1 + i\eta(a+a^\dagger) + \mathcal{O}(\eta^2) \quad (2.48)$$

wird der Hamilton-Operator der Wechselwirkung (2.46) für Übergänge ohne Änderung der Phononenzahl (Trägerübergänge) zu (Abb. 2.5)

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2}\Omega_{n,n}(\sigma_+ + \sigma_-) \quad (2.49)$$

mit der Rabi-Frequenz

$$\Omega_{n,n} = (1 - \eta^2 n)\Omega. \quad (2.50)$$

Bei einer Verringerung der Phononenzahl um 1 (rotes Seitenband) ergibt sich eine Rabi-Frequenz von

$$\Omega_{n,n-1} = \eta\sqrt{n}\Omega \quad (2.51)$$

und für den Hamilton-Operator gilt

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2}\eta\Omega(a\sigma_+ - a^\dagger\sigma_-). \quad (2.52)$$

Für das blaue Seitenband (Erhöhung der Phononenzahl um 1) erhält man die Rabi-Frequenz von

$$\Omega_{n,n+1} = \eta\sqrt{n+1}\Omega \quad (2.53)$$

und den Hamilton-Operator

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2}\eta\Omega(a^\dagger\sigma_+ - a\sigma_-). \quad (2.54)$$

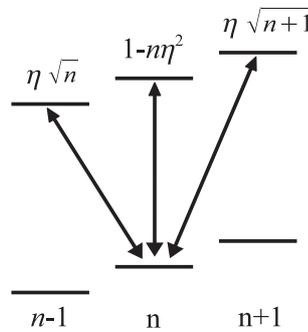


Abbildung 2.5: Übergangsstärken beim Übergang von der Phononenzahl n nach $n-1$ und $n+1$.

2.2.1 Laserkühlung im 2-Niveau-System

Nach dem Laden von Ionen in eine Paul-Falle haben diese noch eine sehr hohe Temperatur, die nur durch die Falltiefe des Pseudopotenzials beschränkt wird. Bei einer typischen Falltiefe von 1 eV können Ionen mit Temperaturen von bis zu 10000 K gespeichert werden. Für die meisten Experimente werden jedoch Ionen benötigt, die sehr kleine Temperaturen von $T < 1 K$ haben bis hin zu Ionen im Grundzustand der Bewegung mit einer Phononenzahl von $n = 0$. Daher bedarf es Techniken, um die Ionen effizient zu kühlen.

Frühe Techniken der Kühlung verwendeten Stöße der Ionen mit einem Hintergrundgas (*buffer gas*) oder die Dämpfung der Bewegung durch die Kopplung an einen externen elektrischen Resonator [Maj05], aber erst die Entwicklung der Laserkühlung ermöglichte eine effiziente Kühlung der Ionen in den Bereich tiefster Temperaturen. Nachdem die Theorie der Laserkühlung 1975 von T. Hänsch und A. Schawlow [Hän75] und von D. Wineland und H. Dehmelt [Win75] entwickelt wurde, folgte 1978 die erste experimentelle Laserkühlung einzelner Teilchen durch W. Neuhauser et al. [Neu78] mit Ba^+ -Ionen und durch D. Wineland et al. [Win78] mit Mg^+ -Ionen.

Das Prinzip der Laserkühlung beruht auf der geschickten Ausnutzung der Kraft, die Photonen eines Laserstrahls auf ein Atom ausüben, wenn sie von diesem absorbiert werden. Dafür muss die Frequenz des Laserstrahls nahe einer Resonanzfrequenz des zu kühlenden Atoms liegen. Führt das Atom im Fallenpotenzial einer Paul-Falle eine harmonische Bewegung mit der Frequenz ω aus, so ist das eingestrahlte Licht im Ruhesystem des Atoms aufgrund des Doppler-Effekts sinusförmig moduliert. Diese Modulation erzeugt sog. Seitenbänder bei einer Frequenz von $\omega_0 \pm k\omega$, wobei k eine natürliche Zahl ist. Abhängig vom Verhältnis der Fallenfrequenz, und damit dem Abstand dieser Seitenbänder, zur Zerfallsrate Γ des verwendeten Kühlübergangs werden für Ionen meist zwei unterschiedliche Arten der Laserkühlung verwendet, die sich gegenseitig ergänzen (Abb. 2.6):

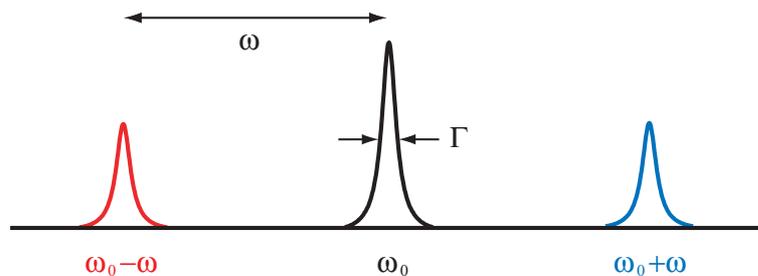


Abbildung 2.6: Seitenbandspektrum. Durch die periodische Bewegung eines Ions im Fallenpotenzial werden Seitenbänder erzeugt. Neben dem Trägerübergang bei ω_0 gibt es noch rote Seitenbänder bei $\omega_0 - \omega$ und blaue Seitenbänder bei $\omega_0 + \omega$. Ob die Seitenbänder aufgelöst werden können hängt von der Linienbreite des Übergangs ab.

- $\omega \ll \Gamma$: Dopplerkühlung. Dabei können die Ionen sehr schnell gekühlt werden, die minimal erreichbaren Temperaturen liegen aber im Bereich von mK und μK .
- $\omega \gg \Gamma$: Seitenbandkühlung. Dabei können die Ionen bis in den Grundzustand der Bewegung gekühlt werden. Da die Seitenbandkühlung nur funktioniert, wenn sich die Ionen im Lamb-Dicke-Regime befinden, müssen diese aber zunächst dopplergekühlt werden.

Um in einem Fallenpotenzial (ω konstant) beide Kühlmethoden verwenden zu können, benötigt man somit zwei Kühlübergänge mit stark unterschiedlichen Zerfallsraten⁶.

Dopplerkühlung

Das Prinzip der Dopplerkühlung eines Ions beruht auf der geschwindigkeitsabhängigen Absorption von Licht und der daraus resultierenden geschwindigkeitsabhängigen Kraft auf das Ion. Obwohl die durchschnittliche Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ eines Ions, das im Fallenpotenzial gefangen ist, gleich Null ist, erzeugt die thermische Bewegung innerhalb des Fallenpotenzials eine stark verbreitertes Emissions- und Absorptionsprofil (Dopplerverbreiterung zweiter Ordnung). Dieser dopplerverbreiterte Kühlübergang ist gewöhnlich viel breiter als die Linienbreite des Kühllasers. Zur Dopplerkühlung der Ionen wird nun die Frequenz eines Kühllasers relativ zur Resonanzfrequenz des Kühlübergangs eines ruhenden Ions rotverstimmt (Abb. 2.7). Für ein Ion, das sich auf die Laser-

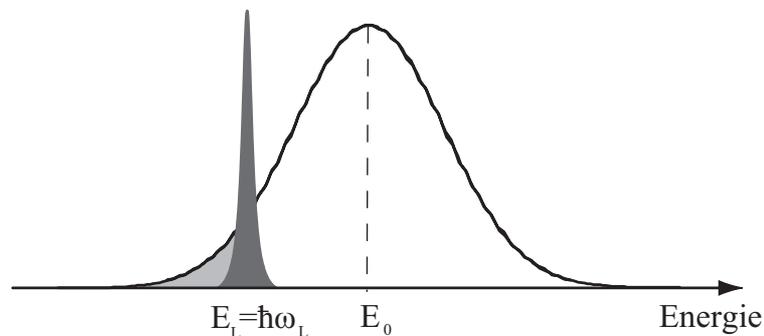


Abbildung 2.7: Dopplerkühlung: Durch die thermische Bewegung der Ionen im Fallenpotenzial ist die Linienbreite des Kühlübergangs stark dopplerverbreitert. Durch das Einstrahlen eines rot verstimmt Kühllasers ($\omega_L < \omega_0$) erreicht man, dass die spontan emittierten Photonen im Mittel eine höhere Energie ($E_0 = \hbar\omega_0$) haben als die absorbierten Photonen ($E_L = \hbar\omega_L$). Durch diesen Energieverlust ($E_0 - E_L > 0$) werden die Ionen abgekühlt.

quelle zu bewegt, ist die Laserfrequenz durch den Dopplereffekt blau verschoben. Durch die Wahl der Verstimmung der Laserfrequenz erreicht man, dass ein Ion, das sich mit einer bestimmten Geschwindigkeit auf die Laserquelle zu bewegt, mit dieser in Resonanz ist und mehr Photonen streut als Ionen mit anderen Geschwindigkeiten. Die spontane Emission der Photonen kann dabei im gesamten dopplerverbreiterten Profil erfolgen. Durchschnittlich wird dabei mehr Energie emittiert als absorbiert, was zur Kühlung des Ions führt. Die minimal erreichbare Temperatur wird dabei durch den Rückstoß der emittierten Photonen begrenzt. Im Gegensatz zur Kühlung freier Atome, bei der Licht aus allen drei Raumrichtungen mit jeweils entgegenlaufenden Laserstrahlen benötigt wird, reicht es für die Kühlung von Ionen in einem Fallenpotenzial aus, wenn nur ein Laserstrahl verwendet wird, der auf keiner der Fallenachsen senkrecht steht.

Zur Abschätzung der minimal erreichbaren Temperatur wird die elektronische Struktur des Atoms wieder durch ein 2-Niveau-System mit der Energiedifferenz $\hbar\omega_0$ angenähert. Der Laser wird durch seine Frequenz ω_L und die Rabi-Frequenz Ω beschrieben. Er soll zunächst entlang der axialen Fallenrichtung mit einer Verstimmung von $\Delta = \omega_L - \omega_0$ eingestrahlt werden⁷.

⁶Außer mit Seitenbandkühlung wurde auch noch mit der Methode elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) die Grundzustandskühlung von Ionen erreicht [Roo00b]

⁷Eine genauere theoretische Beschreibung der Dopplerkühlung findet sich zum Beispiel in [CT90]

Die Kraft, die durch den Laser auf das Atom übertragen wird, ist

$$F = \hbar k \Gamma \rho_{ee} , \quad (2.55)$$

mit dem planckschen Wirkungsquantum \hbar , der Wellenzahl k und der Linienbreite Γ des verwendeten optischen Übergangs. Die Besetzungswahrscheinlichkeit ρ_{ee} des angeregten Zustand ist gegeben durch

$$\rho_{ee} = \frac{s/2}{1 + s + 4(\Delta_{\text{eff}}/\Gamma)^2} , \quad (2.56)$$

mit $\Delta_{\text{eff}} = \Delta + \Delta_D$, der Dopplerverschiebung $\Delta_D = -kv$ und dem Sättigungsparameter $s = 2|\Omega|^2/\Gamma^2$.

Für kleine Geschwindigkeiten kann die Kraft um $v = 0$ herum linearisiert werden

$$F = F_0 + \left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} v . \quad (2.57)$$

Mit

$$F_0 = \hbar k \Gamma \frac{s/2}{1 + s + 4(\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.58)$$

und

$$\left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} = F_0 \frac{8k\Delta/\Gamma^2}{1 + s + 4(\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.59)$$

und dem *Reibungskoeffizienten*

$$\kappa = \frac{8k\Delta/\Gamma^2}{1 + s + 4(\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.60)$$

erhält man

$$F = F_0 (1 + \kappa v) . \quad (2.61)$$

Der erste Term gibt dabei die zeitlich gemittelte Kraft auf das Ion an, die es geringfügig aus dem Fallenzentrum heraus verschiebt. Wenn Δ negativ ist, stellt der geschwindigkeitsabhängige zweite Term eine Reibungskraft dar. Die über viele Schwingungen des Ions im Fallenpotenzial gemittelte Kühlrate ist dann

$$\dot{E}_k = \langle Fv \rangle = F_0 (\langle v \rangle + \kappa \langle v^2 \rangle) = F_0 \kappa \langle v^2 \rangle , \quad (2.62)$$

da für ein gefangenes Ion $\langle v \rangle = 0$ ist.

Ohne Berücksichtigung der zufälligen Natur der Lichtstreuung könnte ein Ion somit bis zum Grundzustand der Bewegung abgebremst werden. Durch den Rückstoß bei der Emission eines Photons wird dies aber verhindert. Zwar gilt aufgrund des symmetrischen Emissionsverhaltens des verwendeten Übergangs (typischerweise ein elektr. Dipolübergang) $\langle \Delta \mathbf{p} \rangle = 0$, aber analog zur Brownschen Bewegung gilt $\langle \Delta p^2 \rangle \neq 0$. Für unkorrelierte spontane Emissionen erhält man für kleine Geschwindigkeiten somit eine Heizrate von

$$\dot{E}_h^{em} = \frac{1}{2m} \frac{d}{dt} \langle p^2 \rangle = \frac{1}{2m} (\hbar k)^2 \Gamma \langle \rho_{ee}(v) \rangle \approx \frac{1}{2m} (\hbar k)^2 \Gamma \rho_{ee}(v=0) . \quad (2.63)$$

Ein weiterer Heizprozess mit der Rate \dot{E}_h^{ab} entsteht durch die zufälligen Zeitpunkte bei den Absorptionen der Photonen. Der Impuls, der zur Aufheizung führt, hat in diesem Fall immer eine Richtung parallel zum Laserstrahl. Die Impulsstöße der beiden Heizprozesse sind zwar vom Betrag her gleich, haben aber eine andere räumliche Verteilung, was man durch die Einführung eines Geometriefaktors ξ berücksichtigt. ξ ist der Anteil des Rückstoßimpulses in axialer Richtung und hat

für Dipolstrahlung einen Wert von $\xi = 2/5$ [Ste86].

Für die gesamte Heizrate gilt somit:

$$\dot{E}_h = \dot{E}_h^{ab} + \dot{E}_h^{em} \quad (2.64)$$

$$= \dot{E}_h^{ab}(1 + \xi) \quad (2.65)$$

$$= \frac{1}{2m}(\hbar k)^2 \Gamma \rho_{ee}(v=0)(1 + \xi) \quad (2.66)$$

Ein Gleichgewichtszustand wird erreicht, wenn die Kühlrate gleich der gesamten Heizrate ist:

$$\dot{E}_k + \dot{E}_h = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad F_0 \kappa \langle v^2 \rangle - \frac{1}{2m}(\hbar k)^2 \Gamma \rho_{ee}(v=0)(1 + \xi) = 0. \quad (2.67)$$

Daraus erhält man für die Temperatur T

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{8}(1 + \xi) \left((1 + s) \frac{\Gamma}{2\Delta} + \frac{2\Delta}{\Gamma} \right) \quad (2.68)$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist.

Die niedrigste Temperatur erreicht man, wenn $\Delta = \frac{\Gamma}{2}\sqrt{1 + s}$ ist:

$$T_{\min} = \frac{\hbar \Gamma \sqrt{1 + s}}{4k_B}(1 + \xi). \quad (2.69)$$

Bei einem Winkel Θ zwischen Fallenachse und einfallendem Laserstrahl die minimale Temperatur gegeben durch

$$T_{\min} = \cos^2(\Theta) \frac{\hbar \Gamma \sqrt{1 + s}}{4k_B}(1 + \xi). \quad (2.70)$$

Dies lässt sich auch als mittlere Phononenzahl in axialer Fallenrichtung angeben:

$$\langle n_z \rangle_{\min} = \frac{k_B T_{\min}}{\hbar \omega_z}. \quad (2.71)$$

Für eine schnelle Kühlung müssen viele Photonen pro Zeit gestreut werden, daher eignet sich Dopplerkühlung für Übergänge mit einer großen Zerfallsrate (kurze Lebensdauer der angeregten Zustände).

Seitenbandkühlung

Die Seitenbandkühlung ist ein Verfahren, um die Ionen in den Grundzustand der Bewegung zu kühlen [Die89]. Da diese Kühlmethode nur im Lamb-Dicke-Regime funktioniert, ist zunächst eine erfolgreiche Dopplerkühlung der Ionen erforderlich. Eine Seitenbandkühlung ist bei den Experimenten, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, nicht erfolgt, da sie jedoch eine grundlegende Voraussetzung für die zukünftigen Experimente zur Quanteninformationsverarbeitung sein wird, soll das Prinzip dieser Kühlmethode hier zumindest kurz dargelegt werden.

Wenn die Linienbreite Γ des Kühlübergangs viel kleiner ist als die Fallenfrequenz ω_z , so können die Bewegungsseitenbänder im Frequenzspektrum aufgelöst werden. Wird ein Kühlaser nun um ω_z rot verstimmt, enthält ein Photon plus ein Fallenphonon genau die Energie für einen Übergang in das angeregte Niveau der nächst kleineren Phononenzahl (Abb. 2.8). Bei der anschließenden spontanen Emission eines Photons bleibt die Phononenzahl konstant, wenn die Lamb-Dicke-Bedingung erfüllt

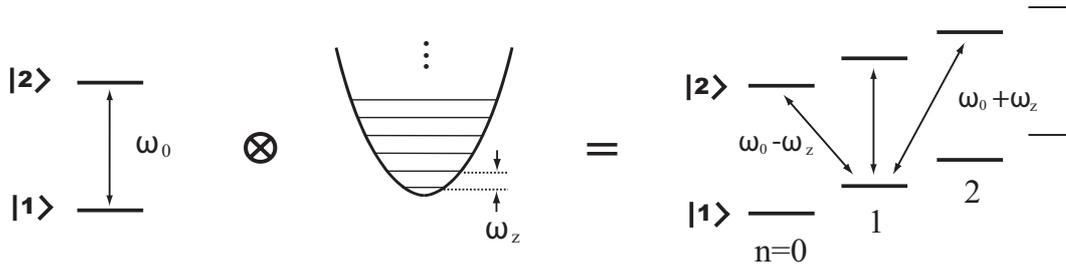


Abbildung 2.8: Seitenbandkühlung: Aus der Verbindung des atomaren Niveaus mit den harmonischen Fallenniveaus ergibt sich eine Leiterstruktur und die zur Kühlung nötigen Übergänge. Ist der Kühllaser ω_z blau verstimmt erhöht sich beim Übergang die Zahl der Phononen um 1. Wird der Kühllaser um ω_z rot verstimmt reduziert sich beim Übergang die Phononenzahl um 1, solange der Grundzustand der Bewegung noch nicht erreicht ist.

ist. Bei jedem Kühlzyklus verringert sich die Phononenzahl somit um eins. Die minimal erreichbare Phononenzahl ist gegeben durch

$$\langle n \rangle = \left(\xi + \frac{1}{4} \right) \frac{\Gamma^2}{4\omega_z^2}, \quad (2.72)$$

wobei ξ ein Geometriefaktor ist, der von den Eigenschaften des Übergangs abhängt [Pei99].

Da bei der Seitenbandkühlung die Seitenbandstruktur spektral aufgelöst werden muss, können nur schmalbandige Übergänge verwendet werden⁸. Da ein solcher Übergang eine lange Lebensdauer des angeregten Zustands voraussetzt, können pro Zeiteinheit weniger Kühlzyklen durchgeführt werden als bei der Dopplerkühlung und die Kühlgeschwindigkeit ist somit deutlich kleiner.

2.2.2 Dunkelresonanzen im 3-Niveau-System

Durch die Erweiterung des Modells der elektronischen Struktur eines Atoms von zwei auf drei Niveaus ist es möglich, weitere Effekte, wie das Auftreten von sog. Dunkelresonanzen im Fluoreszenzspektrum der Ionen zu beschreiben. Bei dem 3-Niveau-System soll es sich dabei um ein Λ -System handeln, das aus zwei stabilen bzw. metastabilen Grundzuständen $|1\rangle$ und $|3\rangle$ sowie einem instabilen angeregten Zustand $|2\rangle$ besteht. Die beiden Grundzustände können durch resonant eingestrahlte Laserfelder mit den Frequenzen ω_b und ω_r in den oberen Zustand angeregt werden (Abb. 2.9). Wenn die Verstimmung der beiden Laser gleich ist, kommt es zu Raman-Übergängen zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|3\rangle$. Die Laserfelder erzeugen eine kohärente Superposition zwischen den Grundzuständen. Da das angeregte Niveau $|2\rangle$ an diesen Übergängen nicht beteiligt ist, wird von dem Ion kein Licht mehr gestreut. Im Fluoreszenzspektrum ist bei dieser Verstimmung ein Einbruch bei dem gestreuten Licht zu beobachten (Abb. 2.10). Die Form, Breite und Tiefe der Dunkelresonanz hängt dabei von der Sättigung der Übergänge, der Linienbreite der Laser und der Laserleistung ab. Eine ausführliche Diskussion dieser Abhängigkeiten wurde im Rahmen der Diplomarbeit von R. Maiwald durchgeführt [Mai06].

Obwohl man an einem simplen 3-Niveau-System schon viele Eigenschaften der Dunkelresonanzen studieren kann, sind die Eigenschaften eines *realen* $^{40}\text{Ca}^+$ -Ions nochmal komplizierter, da hier die

⁸Falls die elektronische Struktur des verwendeten Atoms über keine passenden Übergänge verfügt, können auch stimulierte Ramanübergänge verwendet werden [Mon95].

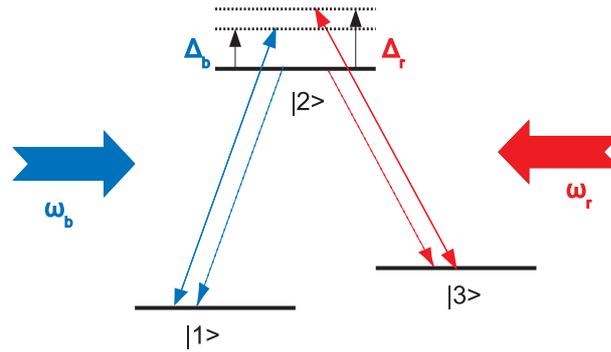


Abbildung 2.9: 3-Niveau-System in Λ -Konfiguration. Wenn die Verstimmungen ω_b und ω_r der beiden Laserfrequenzen gleich ist, kommt es zu einem Ramanübergang zwischen den beiden Zuständen $|1\rangle$ und $|3\rangle$. Bei diesem Übergang wird das angeregte Niveau $|2\rangle$ nicht mehr besetzt und das Ion streut kein Licht. Man spricht daher von einer Dunkelresonanz.

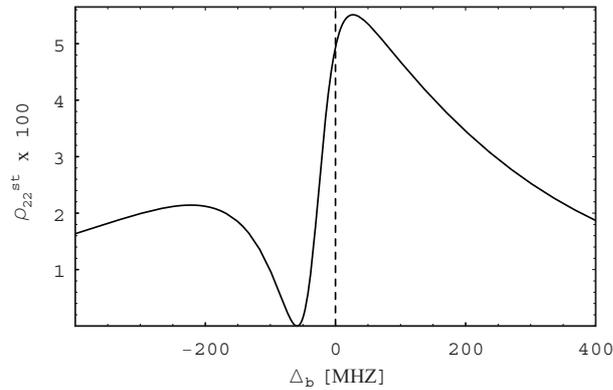


Abbildung 2.10: Simuliertes Resonanzfluoreszenzspektrum für ein Atom mit Λ -Konfiguration. Bei einer festen Verstimmung $\Delta_r = -9,4 \cdot 2\pi$ MHz wurde die Verstimmung Δ_b verändert. [Mai06]

drei Niveaus insgesamt acht Zeeman-Niveaus aufspalten [Obe99]. Abhängig von Magnetfeldrichtung und Polarisation des Lasers können bis zu acht Dunkelresonanzen im Fluoreszenzspektrum beobachtet werden [Sie92]. Außerdem entstehen durch die Bewegung der Ionen im Fallenpotenzial Bewegungsseitenbänder, die zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Dunkelresonanzen führen [Cir93].

2.3 Bewegungszustände der Ionen

Durch die quantenmechanischen Eigenschaften der Ionen in einem Fallenpotenzial gibt es spezielle Bewegungszustände der Teilchen [Lei97]. Drei dieser Zustände, die für die durchgeführten Experimente von Bedeutung sind, werden an dieser Stelle kurz vorgestellt.

2.3.1 Fock-Zustand

Als Fock-Zustände bezeichnet man die Eigenzustände des harmonischen Oszillators, wie sie bereits in Abschnitt 2.1.2 dargestellt wurden. Es handelt sich um einen nichtklassischen, delokalisierten Zustand, bei dem die Wellenfunktion eines Ions zwischen den klassischen Wendepunkten der Bewegung verteilt ist. Im Ortsraum ist die Wellenfunktion des Fock-Zustands $|n\rangle$ gegeben durch:

$$\psi_n(z) = \left(\frac{m\omega_z}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} e^{-\frac{m\omega_z z^2}{2\hbar}} H_n\left(\sqrt{\frac{m\omega_z}{\hbar}} z\right), \quad (2.73)$$

wobei H_n ein Hermitesches Polynom ist [Bro95].

Fock-Zustände spielen bei Ionen in einer Paul-Falle eine große Rolle, sobald man sich im Lamb-Dicke Regime befindet und es möglich ist, das Ion in den Grundzustand der Bewegung zu kühlen. Die gezielte Besetzung der Fock-Zustände erfolgt dann über die Anregung auf dem roten und blauen Seitenband.

2.3.2 Thermischer Zustand

Der thermische Zustand ist der Zustand eines Ions, wenn es sich in einem thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung befindet. Auch nach der Dopplerkühlung befindet sich ein Ion in diesem Zustand, der durch den Dichteoperator

$$\hat{\rho}_{th} = \frac{1}{\bar{n} + 1} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1}\right)^n |n\rangle\langle n| \quad (2.74)$$

beschrieben wird, wobei für die mittlere Besetzungszahl \bar{n} gilt

$$\bar{n} = \frac{e^{-\beta}}{1 - e^{-\beta}} \quad \text{mit} \quad \beta = \hbar\omega/k_B T, \quad (2.75)$$

mit der Boltzmann-Konstanten k_B und der Temperatur T . Aus dieser Gleichung folgt

$$\beta = \ln\left(1 + \frac{1}{\bar{n}}\right) \stackrel{\bar{n} \gg 1}{\approx} 1/\bar{n} \quad (2.76)$$

Für große mittlere Besetzungszahlen ($\bar{n} \gg 1$) erhält man somit die bekannte Verbindung der mittleren Energie \bar{E} zur Temperatur

$$\bar{E} \equiv n_{th}\hbar\omega \cong k_B T. \quad (2.77)$$

Mit diesen beiden Gleichungen lässt sich die Wahrscheinlichkeit $P_m(\hat{\rho}_{th})$ den thermischen Zustand im Fock-Zustand $|m\rangle$ zu messen angeben:

$$P_m(\hat{\rho}_{th}) = \langle m|\hat{\rho}_{th}|m\rangle = (1 - e^{-\beta}) e^{-m\beta}. \quad (2.78)$$

Im Grenzfall großer mittlerer Energien erhält man mit $E = m\hbar\omega_z$ und Glg. (2.75) die Boltzmann-Verteilung

$$P_{\bar{E}, \text{therm}}(E)dE = \frac{1}{\bar{E}} e^{-E/\bar{E}} dE. \quad (2.79)$$

2.3.3 Kohärenter Zustand

Bei einem kohärenten Zustand $|\alpha\rangle$ handelt es sich um ein versetztes Grundzustandswellenpaket, das im harmonischen Fallenpotenzial oszilliert. Es hat dabei die selbe Orts-Impuls-Unschärfe wie der Grundzustand. Für große Schwingungsamplituden $|\alpha|$ ist die Ausdehnung des Wellenpakets viel kleiner als die Amplitude der Schwingung und man erhält quasi ein sich bewegendes punktförmiges Objekt. Solche quasiklassischen Zustände stellen den Übergang zwischen klassischer und Quantenmechanik dar.

Man kann zeigen, dass sich ein kohärenter Zustand als Poisson-Verteilung über die Fock-Zustände beschreiben lässt:

$$|\alpha\rangle = \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle. \quad (2.80)$$

Die Wahrscheinlichkeit, einen kohärenten Zustand $|\alpha\rangle$ im Fock-Zustand $|m\rangle$ zu messen, ist gegeben durch $P_m = |w_{m,\text{coh}}|^2$ mit

$$w_{m,\text{coh}} = \langle m|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \frac{\alpha^m}{\sqrt{m!}}. \quad (2.81)$$

Für eine große mittlere Anregung ($\alpha \gg 1$) gilt [Sch01]:

$$w_{m,\text{coh}} \cong \left(\sqrt{2\pi\alpha}\right)^{-1/2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{m + \frac{1}{2} - \alpha^2}{\sqrt{2\alpha}}\right)^2\right], \quad (2.82)$$

dies entspricht einer Normalverteilung um die Energie $\alpha^2 - 1/2$ mit einer $1/e$ -Breite von α . Für die Wahrscheinlichkeit den kohärenten Zustand $|\alpha\rangle$ bei einer Energie $E = (m + \frac{1}{2})\hbar\omega_z$ zu messen, gilt

$$P_{E,\text{coh}} dE = \left(\sqrt{2\pi\alpha}\right)^{-1} \exp\left[-\left(\frac{E/\hbar\omega - \alpha^2}{\sqrt{2\alpha}}\right)^2\right] dE. \quad (2.83)$$

Die mittlere Energie \bar{E} des kohärenten Zustands hängt mit α über $\bar{E} = \langle \alpha | \mathcal{H}_{HO} | \alpha \rangle = (\alpha^2 + 1/2)\hbar\omega$ zusammen, wobei \mathcal{H}_{HO} der Hamilton Operator der harmonischen Oszillators ist.

Die Erzeugung eines kohärenten Zustands erfolgt mit einem unitären Verschiebeoperator $\mathcal{D}(\alpha) = e^{\alpha a^\dagger - \alpha^* a}$. Experimentell wird so ein Operator durch Anlegen eines elektrischen Feldes realisiert.

2.4 Energieniveaus von Ca und Ca⁺

Alle in dieser Doktorarbeit vorgestellten Messungen wurden ⁴⁰Ca⁺-Ionen durchgeführt. Während die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen theoretischen Überlegungen weitgehend allgemein dargelegt wurden, wird nun speziell auf die Eigenschaften der verwendeten ⁴⁰Ca⁺-Ionen eingegangen und die Theorie hierauf angewandt.

Kalzium hat eine Kernladungszahl von 20 und gehört zur Gruppe der Erdalkali-Elemente. Pures metallisches Kalzium hat einen silber-metallischen Glanz. An Luft bildet sich innerhalb weniger Stunden eine Nitrid- bzw. Oxidschicht. Der Schmelzpunkt liegt bei ca. 842°C, der Siedepunkt bei 1484°C [Rea98]. Natürliches Kalzium besteht zu 96,9% aus dem kernspinlosen Isotop ⁴⁰Ca. Außerdem gibt es fünf weitere stabile Isotope, von denen nur ⁴³Ca einen Kernspin besitzt.

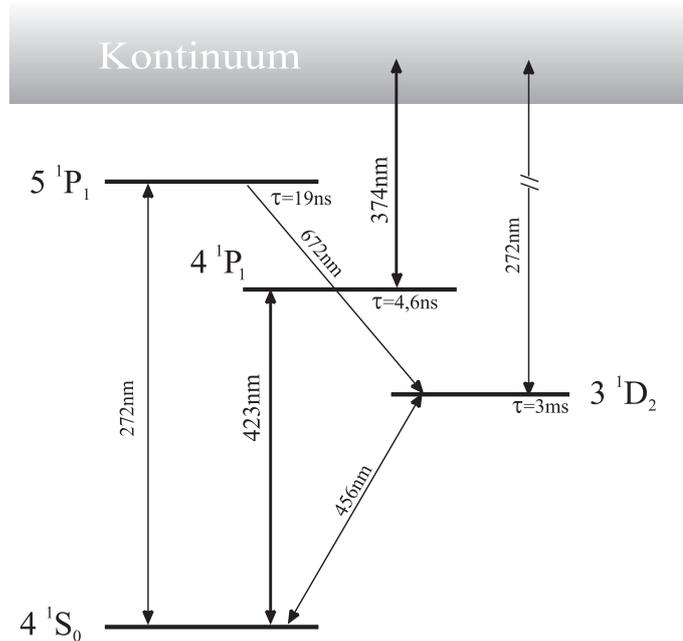


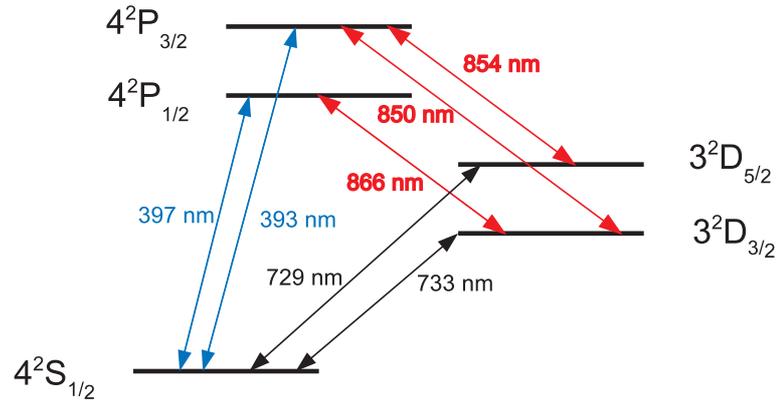
Abbildung 2.11: Singulett-Termschema von ^{40}Ca . Die Photoionisation des neutralen Atoms erfolgt mit zwei Lasern mit Wellenlängen von 423nm und 374nm [Ebl06].

2.4.1 Neutrales Kalzium ^{40}Ca

Neutrales Kalzium hat zwei Elektronen in der äußersten, nicht abgeschlossenen Schale und verhält sich daher ähnlich wie ein Helium-Atom. Aufgrund der Einstellmöglichkeiten der Spins der beiden äußeren Elektronen, besteht das Termschema aus einem Singulett- und einem Triplett-Teil. Der Grundzustand liegt im Singulett-Teil (Abb. 2.11), wobei die Spins antiparallel zueinander sind (Gesamtspin $S = 0$). Die Ionisationsenergie aus dem Grundzustand liegt bei $6,11\text{eV}$. Wir verwenden den Übergang vom Grundzustand $4\ ^1S_0$ in den angeregten Zustand $4\ ^1P_1$ als erste Stufe bei der Photoionisation von Kalzium [Gul03a]. Die für den Übergang benötigte Vakuumwellenlänge beträgt $422,7918\text{nm}$, was einer Photonen-Energie von $2,93\text{eV}$ entspricht. Die Lebensdauer des angeregten Zustands ist $4,6\text{ns}$, daraus ergibt sich eine Linienbreite von $34,7\text{MHz}$ [Rad85]. Der zweite Schritt bei der Ionisation von Kalzium ist die Anregung vom $4\ ^1P_1$ -Zustand in das Kontinuum. Dies erfolgt mit einem Laser mit der Wellenlänge von 374nm , was einer Photonenenergie von $3,32\text{eV}$ entspricht.

2.4.2 Einfach-ionisiertes Kalzium $^{40}\text{Ca}^+$

Einfach ionisiertes Kalzium verhält sich spektroskopisch wie ein neutrales Alkali-Atom, also wie ein wasserstoffähnliches System mit der Kernladung $q = 20e$. Das Valenzelektron bewegt sich dabei in einem effektiven Potenzial, das sich in Kernnähe dem Potenzial $V_K = \frac{20e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$ annähert und in großem Abstand durch das Coulombpotenzial $V_C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$ beschrieben werden kann [Hak96]. Abbildung 2.12 zeigt ein Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$ mit den wichtigsten Niveaus und Übergängen [Jam98]. Der Grundzustand ist der $4S_{1/2}$ -Zustand mit einer Bindungsenergie von $11,9\text{eV}$.

Abbildung 2.12: Termschema von ⁴⁰Ca⁺.

| Übergang | λ_{vac} [nm] [NIS06] | Γ_{nat} [Hz] [NIS06] | τ_{nat} [s] [Jam98] | I_{sat} [W/m ²] |
|---|--|---|------------------------------------|--------------------------------------|
| $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2P_{3/2}$ | 393,4777 | $2\pi \cdot (23,4 \pm 5,8) \cdot 10^6$ | $7,4(3) \cdot 10^{-9}$ | 502,6 |
| $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ | 396,9591 | $2\pi \cdot (22,3 \pm 5,6) \cdot 10^6$ | $7,7(2) \cdot 10^{-9}$ | 466,3 |
| $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2D_{3/2}$ | 732,591 | $2\pi \cdot 0,2$ | 1,176(11) [Kre05] | |
| $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2D_{5/2}$ | 729,348 | $2\pi \cdot 0,2$ | 1,168(9) [Kre05] | |
| $3^2D_{3/2} \leftrightarrow 4^2P_{3/2}$ | 850,035 | $2\pi \cdot (177 \pm 44) \cdot 10^3$ | $901 \cdot 10^{-9}$ | 0,38 |
| $3^2D_{5/2} \leftrightarrow 4^2P_{3/2}$ | 854,444 | $2\pi \cdot (1,58 \pm 0,39) \cdot 10^6$ | $101 \cdot 10^{-9}$ | 3,31 |
| $3^2D_{3/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ | 866,452 | $2\pi \cdot (1,69 \pm 0,42) \cdot 10^6$ | $94,3 \cdot 10^{-9}$ | 3,40 |

Tabelle 2.2: Vakuumwellenlängen, natürliche Linienbreiten, Lebensdauern und Sättigungsintensitäten (siehe Glg. 5.4) der Übergänge zwischen den 5 niedrigsten Energieniveaus von ⁴⁰Ca⁺.

Der $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ -Übergang

Der Dipolübergang vom Grundzustand $S_{1/2}$ in den angeregten Zustand $P_{1/2}$ wird in unseren Experimenten zur Dopplerkühlung der Ionen und zum Nachweis der Ionen durch das ausgesendete Fluoreszenzlicht verwendet. Bei Experimenten zur Quanteninformationsverarbeitung wird dieser Übergang zusätzlich zur Präparation und Zustandsdetektion der Ionen verwendet [Roo00a].

Der $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ -Übergang entspricht einer Vakuumwellenlänge⁹ von 396,9591 nm. Die Lebensdauer des $P_{1/2}$ -Zustand beträgt 7,7 ns, dies entspricht einer natürlichen Linienbreite von $\Gamma_{\text{nat}} = 2\pi \cdot 22,3$ MHz (siehe auch Tabelle 2.2). Der $P_{1/2}$ -Zustand zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 7% (Verzweigungsverhältnis 15:1) in den metastabilen $D_{3/2}$ -Zustand. Um ein optisches Pumpen in diesen Zustand zu verhindern, wird ein Laser mit einer Wellenlänge von 866,452 nm eingestrahlt, durch den der Übergang $P_{1/2} \leftrightarrow D_{3/2}$ angeregt und das metastabile Niveau entleert werden kann.

Bei der Dopplerkühlung ergibt sich für diesen Übergang mit Gleichung (2.70), einem Winkel $\Theta=45^\circ$ zwischen Laserstrahl und Fallenachse und einer optimalen Verstimmung von $\Delta = -\frac{\Gamma}{2}$ die minimal erreichbare Temperatur von 170 μ K. Dieser Wert gilt für das in Abschnitt 2.2.1 beschriebene Modellsystem. Unter realen Bedingungen ist die erreichbare Minimaltemperatur höher, da es einige

⁹Bei allen in dieser Arbeit angegebenen Wellenlängen handelt es sich um Vakuumwellenlängen, auch wenn sie im Folgenden nicht ausdrücklich als solche bezeichnet werden.

Faktoren gibt, die eine Erhöhung der Temperatur zur Folge haben [Roh01a], wie z.B. die Besetzung des $D_{3/2}$ -Niveaus, die Zeeman-Aufspaltung der Zustände, die Polarisierung des Kühl lasers, durch Mikrobewegung erzeugte Seitenbänder und eine eventuelle Sättigung des Übergangs.

Der $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ -Übergang

Auf dem Quadrupolübergang vom Grundzustand $S_{1/2}$ in den angeregten Zustand $D_{5/2}$ kann eine Seitenbandkühlung der Ionen durchgeführt werden. Weiterhin dient dieser Übergang bei der Quanteninformationsverarbeitung zur Realisierung eines Quantenbits (*Qubits*), wobei einer der Zustände der logischen $|1\rangle$ und der andere Zustand der $|0\rangle$ zugeordnet wird.

Da auf dem Übergang $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ Dipolübergänge verboten sind, ist der $D_{5/2}$ -Zustand metastabil mit einer relativ langen Lebensdauer von $\tau = 1,168(9)$ s, dies entspricht einer natürlichen Linienbreite von ungefähr $\Gamma_{\text{nat}} = 2\pi \cdot 0,2$ Hz [Kre05]. Durch diese kleine natürliche Linienbreite wird es möglich, dass die (effektive) Linienbreite viel kleiner ist als die Fallenfrequenz ($\Gamma \ll \omega$) und die Seitenbänder somit aufgelöst werden können. Ist außerdem noch die Lamb-Dicke-Bedingung erfüllt, so kann eine Seitenbandkühlung durchgeführt werden (siehe Abschnitt 2.2.1).

Die lange Lebensdauer des Quadrupolübergangs erzeugt aber auch Probleme, wenn es darum geht, das $D_{5/2}$ -Niveau schnell zu leeren. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn das Ion zu Beginn eines Experiments im Grundzustand initialisiert werden soll, oder um bei der Seitenbandkühlung eine größere Kühlrate zu erreichen. Daher wird die Lebensdauer des $D_{5/2}$ -Niveaus künstlich verkürzt indem man einen zusätzlichen Laser bei der Wellenlänge des $D_{5/2} \leftrightarrow P_{3/2}$ -Übergangs einstrahlt. Die Intensität dieses sog. *Quenching-Lasers* mit einer Wellenlänge von ca. 854,444 nm steuert die Kopplung an das $P_{3/2}$ -Niveau und damit auch die verkürzte Lebensdauer des $D_{5/2}$ -Niveaus. Der Zerfall des $P_{3/2}$ -Zustands endet zu 99,3% im Grundzustand [Lia95]. Der geringe Anteil, der im $D_{3/2}$ -Niveau endet, wird durch Laserlicht mit 866 nm in das $P_{1/2}$ -Niveau gepumpt.

Zeeman-Struktur und optisches Pumpen

Unter dem Einfluss eines Magnetfeldes spalten sich die Energieniveaus in $(2j+1)$ Unterniveaus auf, wobei j die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses ist. Das Ausmaß der Aufspaltung hängt dabei von der Feldstärke des Magnetfeldes B , der magnetischen Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses und dem Landé-Faktor ab:

$$\Delta E = g_J \mu_B B m_J, \quad (2.84)$$

wobei μ_B das Bohrsche Magneton ist. Für die Landé-Faktoren ergeben sich folgende Werte:

| | | | | | |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| | $S_{1/2}$ | $P_{1/2}$ | $P_{3/2}$ | $D_{3/2}$ | $D_{5/2}$ |
| g_J | 2 | 2/3 | 4/3 | 4/5 | 6/5 |

Abbildung 2.13 zeigt die Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ und $D_{3/2}$.

Die optischen Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus unterteilen sich in drei Gruppen, die sich separat treiben lassen:

- π -Übergänge ($\Delta m=0$) werden durch linear polarisiertes Licht getrieben das senkrecht zur Quantisierungsachse eingestrahlt wird, wenn $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ gilt.

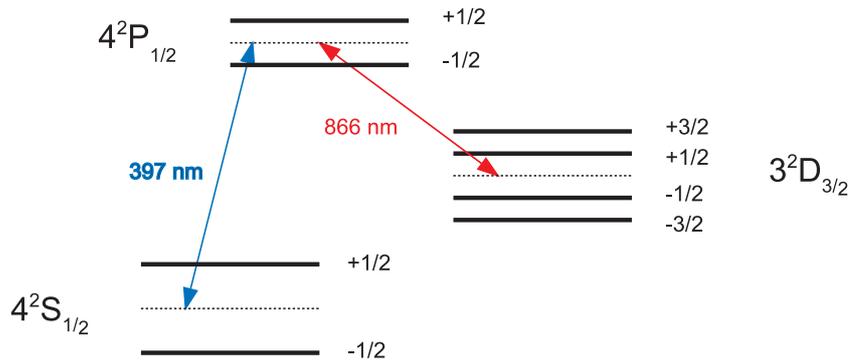


Abbildung 2.13: Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ und $D_{3/2}$ bei $^{40}\text{Ca}^+$. Die Zahlen rechts neben den Linien zeigen das Produkt $g_J m_J$.

- σ^+ -Übergänge ($\Delta m = +1$) werden durch Einstrahlen rechtszirkular polarisierten Lichts entlang der Quantisierungsachse getrieben.
- σ^- -Übergänge ($\Delta m = -1$) werden durch Einstrahlen linkszirkular polarisierten Lichts entlang der Quantisierungsachse getrieben.

σ -Übergänge können auch gemeinsam durch Einstrahlen von linear polarisiertem Licht senkrecht zur Quantisierungsachse getrieben werden, wenn $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ gilt.

Von *optischem Pumpen* spricht man, wenn man durch einen der oben aufgeführten optischen Übergängen den Zustand eines Atoms in Zeeman-Niveaus transferiert, von denen aus keine weiteren solcher Übergänge möglich sind. Abbildung 2.14 zeigt zwei Beispiele für optisches Pumpen bei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen.

Gibt es am Ort der Ionen kein oder nur ein sehr schwaches durch Magnetspulen erzeugtes Magnetfeld, so kann es trotzdem zu optischem Pumpen kommen. Der linear polarisierte Rückpumplaser bei 866 nm definiert durch seinen Polarisationsvektor eine Quantisierungsachse für die Ionen. Relativ zu dieser Achse ist das Licht des Lasers π -Licht. Es können somit nur die Übergänge $D_{3/2}(\Delta m = -1/2) \leftrightarrow P_{1/2}(\Delta m = -1/2)$ und $D_{3/2}(\Delta m = +1/2) \leftrightarrow P_{1/2}(\Delta m = +1/2)$ getrieben werden.

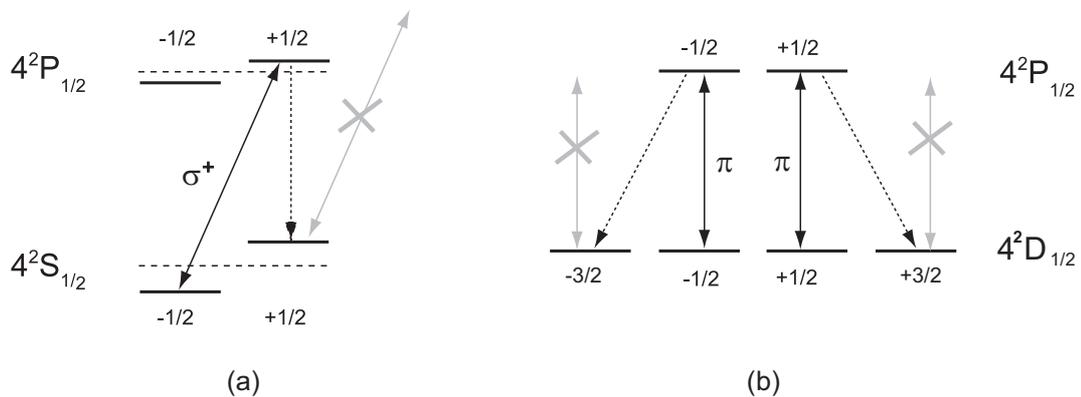


Abbildung 2.14: Beispiele für optisches Pumpen bei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen. (a) Durch Einstrahlen rechtszirkular polarisierten Lichts entlang der Quantisierungsachse können nur σ^+ -Übergänge angeregt werden. Durch spontanen Zerfall gelangt das Ion in den $S_{1/2}(\Delta m = +1/2)$, wo es nicht mehr angeregt werden kann. (b) Ohne externes Magnetfeld treibt ein linear polarisierter Laser nur π -Übergänge. Gelangt das Ion in die Zeeman-Niveaus $D_{3/2}(\Delta m = -3/2)$ oder $D_{3/2}(\Delta m = +3/2)$, können keine weiteren π -Übergänge mehr stattfinden.

Von den $P_{1/2}$ -Niveaus kann allerdings ein spontaner Zerfall in die Zeeman-Niveaus $D_{3/2}(\Delta m = -3/2)$ und $D_{3/2}(\Delta m = +3/2)$ erfolgen. Von dort ist kein Übergang mit π -Licht möglich und das Ion könnte auf dem $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ kein Licht mehr streuen. Aus diesem Grund muss beim Betrieb der Falle stets mit Magnetfeldspulen für ein Magnetfeld am Ort der Ionen gesorgt werden¹⁰.

¹⁰In der Regel befindet sich durch Störfelder im Labor am Ort der Ionen schon ein hinreichend großes Magnetfeld, wodurch dieses optische Pumpen eher unwahrscheinlich ist.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Experiments beschrieben. Da der Aufbau der Weiterentwicklung der Technologie von Paul-Fallen dienen soll, war ein zentraler Punkt bei der Planung die Schaffung eines modularen Systems, bei dem in derselben Apparatur mit geringem Aufwand unterschiedliche Fallentypen eingebaut und getestet werden können. Der experimentelle Aufbau wird daher zunächst auch unabhängig von dem speziellen Typ der verwendeten Paul-Falle beschrieben. Nach der Diskussion der Vakuumkammer, des Lasersystems und des Detektionssystems werden dann die beiden Paul-Fallen beschrieben, mit denen experimentiert wurde.

3.1 Vakuumkammer

Das Kernstück der Vakuumapparatur ist eine Experimentierkammer¹ mit einem Innendurchmesser von 19,9 cm und einer Höhe von 14,9 cm (siehe Abb. 3.1). Eine Paul-Falle wird innerhalb dieser Kammer so montiert, dass sich das Fallenzentrum exakt mit dem Zentrum der Kammer deckt. Die acht CF63-Flansche der Vakuumkammer, die in Form eines Oktagons angeordnet sind, ermöglichen den optischen Zugang auf dieses Zentrum entlang von drei Achsen, die parallel zur Oberfläche des optischen Tisches ausgerichtet sind. Diese acht optischen Zugänge sollen im Folgenden die Bezeichnungen H1 bis H8 tragen und wie in Abb. 3.1 angeordnet sein.

Die Achse H2-H4 wird für die Detektion der Fluoreszenz der Ionen verwendet, während die drei anderen Achsen für das Einstrahlen von Lasern gedacht sind. Die verwendeten Vakuumfenster bestehen aus Quarzglas (SiO_2) und wurden beidseitig mit einer Antireflexschicht beschichtet². An drei der Flansche (H2, H5, H7) wurden spezielle invertierte Vakuumfenster³ montiert, die in die Kammer hinein ragen und einen minimalen Abstand der Fensteroberfläche zum Fallenzentrum von 42,1 mm haben. Bei einer Glasdicke von 6 mm können somit Linsen bis auf 48,1 mm an die Ionen herangebracht werden.

An Flansch H8 wurde zwischen der Vakuumkammer und dem Fenster ein Kreuz montiert, welches sechs CF63-Flansche besitzt. Die vier freien Flansche an diesem Kreuz werden verwendet für:

¹Hositrad, Hoevelaken, Niederlande

²Tafelmaier Dünnschicht-Technik GmbH, Rosenheim

³UKAEA Special Techniques, Abingdon, Großbritannien

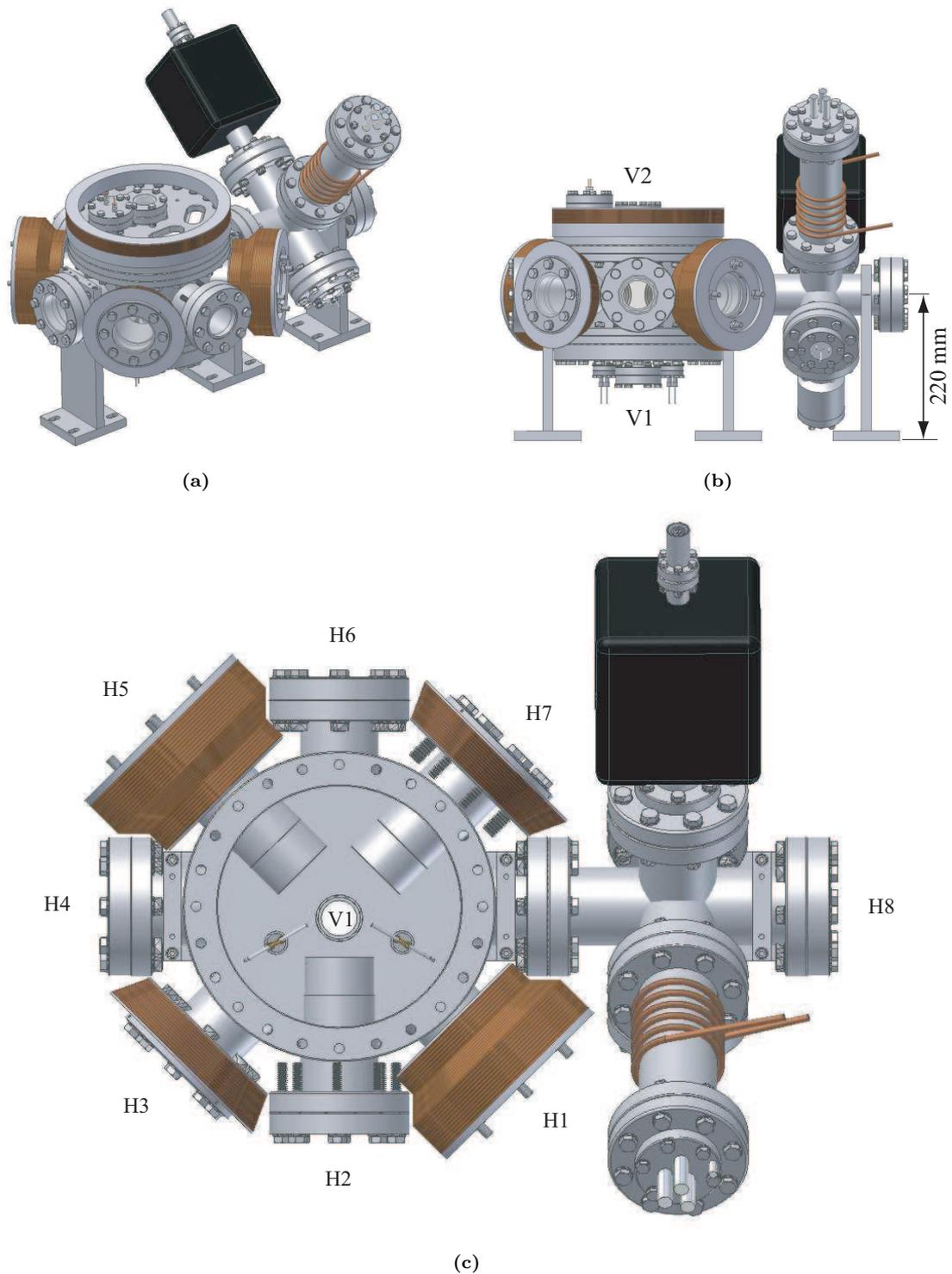


Abbildung 3.1: Aufbau des Vakuumsystems. (a) Die Vakuumanlage besteht aus einer Experimentierkammer und einem Kreuz, an dem die Pumpen, ein Vakuummessgerät und ein Ventil montiert sind. (b) Seitenansicht. Das Zentrum der Experimentierkammer befindet sich 22,0 cm über dem optischen Tisch. Für den optische Zugang in vertikaler Richtung befinden sich Vakuumfenster in Deckel- und Bodenflansch (V1, V2). (c) Ansicht von oben ohne Deckelflansch. Der optische Zugang in horizontaler Richtung ist durch die Vakuumfenster H1 bis H8 möglich.

- ein Eckventil, durch das die Apparatur mit einem externen Pumpstand abgepumpt werden kann,
- eine Ionengetterpumpe⁴ mit einer Pumpleistung von 201/s,
- eine Titan-Sublimationspumpe⁵ mit einem Kühlrohr aus Kupfer zur Wasserkühlung und
- ein Bayard-Alpert-Vakuummeter⁶ für Drücke bis $2,7 \cdot 10^{-11}$ mbar.

Der erreichbare Enddruck beträgt nach einwöchigem Ausheizen der kompletten Apparatur bei 125°C ca. $2 \cdot 10^{-10}$ mbar. Verzichtet man nach dem Einbau einer neuen Paul-Falle auf das erneute Ausheizen, so sind trotzdem noch Drücke besser als $5 \cdot 10^{-10}$ mbar erreichbar.

Neben den CF63-Flanschen besitzt die Vakuumkammer noch zwei CF250-Flansche, die wegen der räumlichen Ausrichtung der Kammer auch als *Deckelflansch* und *Bodenflansch* bezeichnet werden. An den Bodenflansch wurden zwei CF16-Flansche und ein CF35-Flansch geschweißt. Während der CF35-Flansch der Montage eines weiteren Vakuumfensters zur Beleuchtung der Ionen in vertikaler Richtung dient (im Folgenden mit V1 bezeichnet), werden an den CF16-Flanschen die Stromdurchführungen für die Kalziumöfen befestigt.

An dem Deckelflansch ist die Ionenfalle befestigt, außerdem hat der Flansch einen CF35-Flansch für ein Vakuumfenster (im Folgenden mit V2 bezeichnet), einen CF35-Flansch für die Stromdurchführung der Radiofrequenz und zwei eingeschweißte Sub-D-Stromdurchführungen mit je 25 Kontakten für die Spannungsversorgung der Fallenchips.

Radiofrequenzantrieb

Für den Betrieb der Ionenfalle wird eine Radiofrequenzspannung mit einer typischen Frequenz zwischen 10 und 100 MHz und einer Amplitude von einigen Hundert Volt benötigt. Die Radiofrequenz wird mit einem Frequenzgenerator⁷ erzeugt und mit einem 50 W-Verstärker⁸ verstärkt. Der letzte Verstärkungsschritt erfolgt mit einem Koaxial-Resonator (*Topfkreis*) [Mac59], der direkt auf der Stromdurchführung auf dem Deckelflansch sitzt (siehe Abbildung 3.2). Ein Topfkreis besteht aus einem Kupferrohr mit dem Durchmesser D und der Länge B. In diesem Außenleiter befindet sich eine Helix mit einem Durchmesser d und n Windungen aus Kupferdraht der Dicke a. Die Helix ist an einem Ende mit dem Außenleiter und am anderen Ende mit der Stromdurchführung zu der RF-Fallenelektrode verbunden (siehe Abbildung 3.3). Die Einkopplung in diesen Resonator erfolgt über einen Klemmkontakt auf der ersten Windung der Helix. Der genaue Punkt der Einkopplung wird experimentell über die reflektierte Leistung bestimmt. Am optimalen Punkt der Einkopplung wird eine minimale Leistung reflektiert. Der Topfkreis wirkt dann als ein $\lambda/4$ -Resonator, der an seinem Ende einen Spannungsbauch hat. Die Resonanzfrequenz eines belasteten Topfkreises wird durch die geometrischen Abmessungen und die Kapazität bestimmt, mit der er belastet wird.

Für die Experimente wurden drei Topfkreise mit unterschiedlichen Resonanzfrequenzen gebaut. Die Resonanzfrequenzen liegen im unbelasteten Betrieb bei:

- Topfkreis 1: $\omega_0=2\pi \cdot 87,5$ MHz, D=80,0 mm, B=113 mm, d=44 mm, a=6 mm, n=6,
- Topfkreis 2: $\omega_0=2\pi \cdot 53,5$ MHz, D=72,2 mm, B=134 mm, d=40 mm, a=4 mm, n=12,5,

⁴VacIon Plus 20, Varian Inc., Palo Alto, CA, USA

⁵ST22, Vacuum Generators, St Leonards-on-Sea, England

⁶UHV-24, Varian Inc., Palo Alto, CA, USA

⁷Marconi 2019

⁸LZY-1, Mini-Circuits, Brooklyn, NY, USA

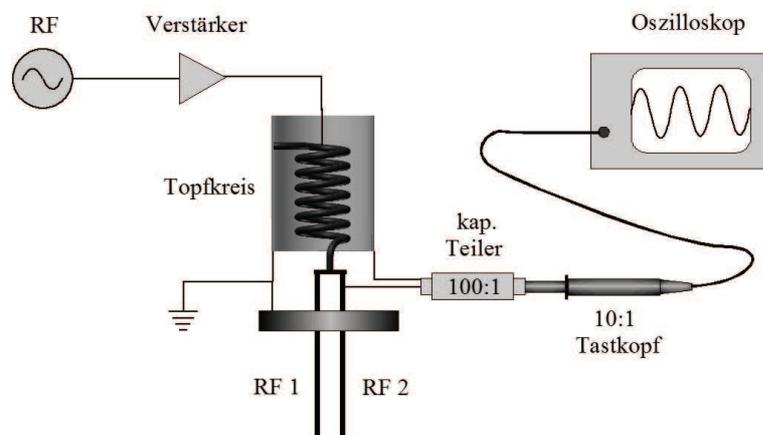


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Radiofrequenzantriebs. Das Signal des Frequenzgenerators wird verstärkt und in den Topfkreis eingekoppelt. Das spannungsüberhöhte Ausgangssignal des Topfkreises wird über eine Vakuumdurchführung zu den Fallenchips geleitet. Die Messung der überhöhten Spannung erfolgt über einen kapazitiven Spannungsteiler und einen Tastkopf.

- Topfkreis 3: $\omega_0=2\pi\cdot 36,1$ MHz, $D=72,2$ mm, $B=150$ mm, $d=40$ mm, $a=3$ mm, $n=19$.

Die direkte Messung der Spannungsüberhöhung erfolgt mit einem System aus kapazitiven Spannungsteiler und Tastkopf, welches zwischen Topfkreis und dem Flansch der Stromdurchführung angebracht ist. Der kapazitive Teiler ist eine Spezialanfertigung⁹, die durch ihre geringe Kapazität von 5,1 pF das zu messende System praktisch nicht beeinflusst und die Messung von Spannungen bis zu 1 kV bei Frequenzen bis 200 MHz ermöglicht. Der Messfehler liegt bei ca. 5% bei einem Teilverhältnis von 100:1. Details zu Aufbau und Dimensionierung des kapazitiven Teilers stehen in Anhang A.

Für Frequenzen kleiner als ca. $2\pi\cdot 30$ MHz kann man davon ausgehen, dass die an der Durchführung gemessene Spannung identisch mit der Spannung auf dem Fallenchip ist. Erst bei hohen Frequenzen muss man die Induktivitäten und Kapazitäten der Leitungen und Fallenstrukturen im Vakuum berücksichtigen, da es sich hierbei um Schwingkreise handelt, deren Resonanzeigenschaften zu zusätzlichen Spannungsüberhöhungen oder -erniedrigungen führen können.

Kalziumofen

Als Quelle für die bei den Experimenten verwendeten Kalziumionen dient ein Kalziumofen, welcher einen Atomstrahl erzeugt. Dabei wird metallisches Kalzium, das sich in einem Ofenrohr befindet, erhitzt und durch die Form des Rohres zu einem Atomstrahl kollimiert, der auf das Fallenzentrum gerichtet ist. Das ursprüngliche Design des Ofens wurde von D. Rotter [Rot03] entwickelt und für unseren experimentellen Aufbau angepasst.

Der Ofen (Abb. 3.4) besteht aus einem 53 mm langen Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von

⁹H. Schimming, Wissenschaftliche Werkstatt Elektronik, Universität Ulm

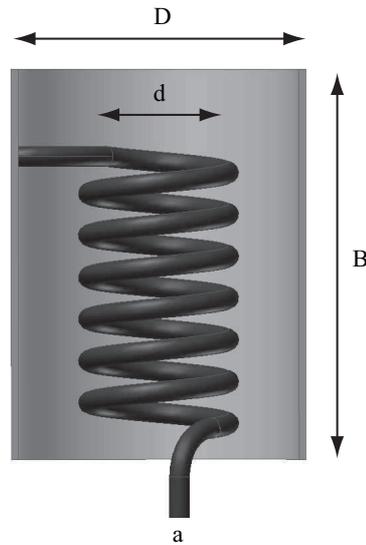


Abbildung 3.3: Aufbau eines Topfkreises. In einem Kupferrohr mit dem Durchmesser D befindet sich eine Helix mit einem Durchmesser d und n Windungen aus Kupferdraht der Dicke a . Die Zeichnung zeigt den Topfkreis 1.

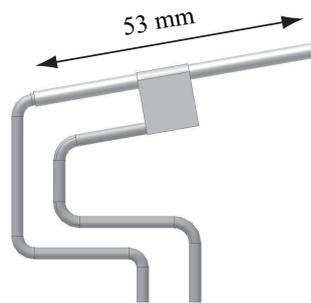


Abbildung 3.4: Aufbau eines Kalziumofens. Das Edelstahlrohrchen ist bis zum Tantalblech mit metallischem Kalziumgranulat gefüllt. Die beiden gebogenen Edelstahlstangen dienen als Stromleiter und mechanische Halterung des Ofenrohrs.

3 mm und einer Wandstärke von $1,15 \text{ mm}^{10}$. Die elektrische Kontaktierung und mechanische Halterung erfolgt durch Edelstahlstangen mit einem Durchmesser von $2,5 \text{ mm}$. Während die eine Stange direkt in den hinteren Teil des Ofenrohrs hineinragt und die mechanische Stabilität des Ofens gewährleistet, befindet sich zwischen der zweiten Edelstahlstange und dem mittleren Teil des Ofenrohrs ein Tantalblech (Dicke $0,05 \text{ mm}$). Ein guter elektrischer Kontakt zwischen den einzelnen Komponenten wurde durch Punktschweißen hergestellt. Der Kontakt zwischen den Edelstahlstangen und der elektrischen Vakuumdurchführung erfolgt mit einer Klemmverbindung.

Für die Befüllung des Ofens wird metallisches Kalziumgranulat¹¹ mit einer Reinheit von $99,5\%$ und einer Körnchengröße von max. $1,2 \text{ mm}$ (16 mesh) verwendet. Dabei darf sich das Kalzium im Ofenrohr nur zwischen den beiden elektrischen Kontaktierungen befinden. Leitet man nun einen Strom durch den Ofen, so erwärmt sich dieser am Ort des größten Widerstandes, dem dünnwandigen Ofenrohr, am stärksten und somit auch das Kalzium im Rohr. Das Tantalblech dient dabei

¹⁰R. Helwig GmbH, Berlin

¹¹Alfa Aesar GmbH & Co KG, Karlsruhe

nicht nur als elektrischer Kontakt, sondern auch zur Wärmeabfuhr. Das Rohr wird somit in zwei Teile geteilt, einen heißen Bereich, in dem Kalzium verdampft wird, und einen kühleren Bereich, der zur Kollimation des Atomstrahls verwendet wird. Um zu verhindern, dass der Atomstrahl, nach der Durchquerung des Fallenzentrums ein Vakuumfenster zentral beschichtet [Roh01a], wurde das Ofenrohr in einem Winkel von 10° zur horizontalen Fallachse montiert.

In der Vakuumkammer können zwei dieser Kalziumöfen platziert werden, welche auf unterschiedliche Regionen einer linearen Paul-Falle ausgerichtet werden können. Dies ist vor allem beim Test einer neuen Falle interessant, bei der man das Laden von Ionen in unterschiedlich breiten Regionen der Falle untersuchen möchte.

3.2 Lasersystem

Die Erzeugung der notwendigen Laserstrahlen mit den Wellenlängen bei 375 nm, 397 nm, 423 nm, 729 nm, 854 nm und 866 nm erfolgte mit kommerziellen Diodenlasersystemen der Firma TOP-TICA Photonics AG, Gräfelfing. Die ausschließliche Verwendung von Diodenlasersystemen stellt eine Weiterentwicklung zu bisherigen Experimenten mit $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen dar [Lan03]. Während Laserwellenlängen im Blauen und nahen Ultravioletten früher nur mit aufwendigen Lasersystemen erzeugt werden konnten (z.B. einen frequenzverdoppelten Titan-Saphir-Laser, der mit einem diodengepumpten Festkörperlaser (DPSS) optisch gepumpt wurde), stehen heutzutage für viele Wellenlängen GaN-Laserdioden zur Verfügung¹². Die Vorteile der Diodenlasersysteme sind ihre kompakte Bauweise, der geringe Energieverbrauch und eine lange Lebensdauer bei einem vergleichsweise günstigen Preis.

Master Oszillator DL100

Der Master Oszillator DL100 ist ein Diodenlaser, der eine Laserdiode enthält, die mit einem externen Gitter rückgekoppelt wird. Durch diese Rückkopplung können zwei Nachteile einer frei laufenden Laserdiode beseitigt werden. Zum einen wird die Linienbreite von bis zu 100 MHz auf einige MHz verringert, und durch die Veränderung des Gitterwinkels kann die Wellenlänge des Lasers über einen viel größeren Bereich (ca. 10 GHz) verändert werden, ohne dass Modensprünge auftreten.

Für die Giterrückkopplung wird das Verfahren nach Littrow angewendet [Dem00]. Bei dieser Methode wird die erste Beugungsordnung des Gitters in die Laserdiode zurückreflektiert und die Laserdiode zur Emission von Laserlicht bei der zurückreflektierten Wellenlänge „gezwungen“ (siehe Abb. 3.5). Der Zusammenhang zwischen der selektierten Wellenlänge λ und dem Littrow-Winkel α ist

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

wobei α der Winkel zwischen der Gitternormalen und dem einfallenden Strahl, m die Beugungsordnung und d die Gitterkonstante ist.

Der Bereich, in dem die Wellenlänge des Diodenlasers modensprungfrei verändert werden kann, wird durch eine „feed-forward“-Funktion nochmals um ungefähr einen Faktor 2 vergrößert. Dabei wird der Strom der Laserdiode proportional zum Gitterwinkel verändert, welcher über einen Piezo

¹²Die erste blaue GaN-Laserdiode wurde 1995 von Nichia Chemical Industries Ltd., Japan, entwickelt.

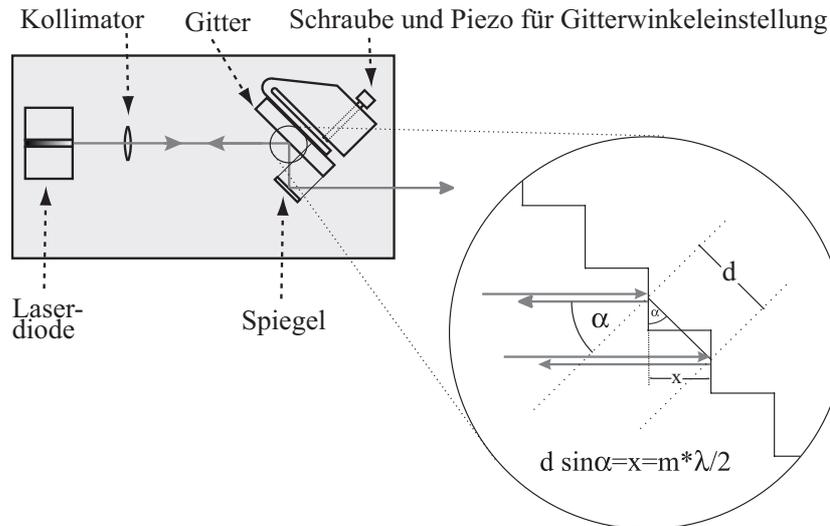


Abbildung 3.5: Aufbau des Master Oszillators DL100. Ein Teil des Laserlichts wird mit einem Reflexionsgitter in Littrow-Anordnung in die Laserdiode zurückgekoppelt und diese damit auf die zurückreflektierten Wellenlänge „gezwungen“. [Ebl06]

eingestellt werden kann. Mit einer Bias-T-Schaltung¹³ kann der Strom der Laserdiode mit einem zeitlich variierenden Stromanteil verknüpft werden. Die elektrische Bandbreite der Modulation beträgt hierbei ca. 100 MHz. Eine weitere Frequenzmodulation mit einer Bandbreite (-3 dB) von 10 MHz erfolgt mit einem Feldeffekttransistor (FET). Die optischen Modulationsbandbreiten sind etwas geringer und hängen von den Eigenschaften der Laserdiode ab.

Mit Hilfe eines integrierten Peltier-Elements wird die Temperatur der Laserdiode aktiv stabilisiert. Durch Veränderung der Temperatur kann die Wellenlänge des Lasers geringfügig variiert werden. Ein optischer Faraday-Resonator (Isolation besser 30 dB) nach dem Rückkopplungsgitter verhindert, dass Laserlicht von außerhalb in die Laserdiode gelangen kann. Dies ist notwendig, um einen stabilen Betrieb der empfindlichen Laserdiode sicherzustellen.

Pound-Drever-Hall Frequenzstabilisierung

Damit die eingestellte Wellenlänge der Laser stabil gehalten wird, bedarf es einer aktiven Regelung. Wir verwenden hierfür das Pound-Drever-Hall-Verfahren zur Frequenzstabilisierung [Dre83]. Bei dieser Methode wird ein Teil des Laserlichts in einen stabilen externen Resonator eingekoppelt (siehe Abb. 3.6). Je nach Frequenz des Lichts transmittiert bzw. reflektiert der Resonator das Licht unterschiedlich gut. Das am Resonator reflektierte Licht wird mit einer schnellen Photodiode gemessen. Aus diesem Photodiodensignal wird ein Fehlersignal generiert, welches proportional zur Abweichung vom Sollwert (minimale Reflexion) ist. Um die für die Regelung noch notwendige Phaseninformation zu bekommen, wird die Frequenz des Lasers mit der Bias-T-Schaltung sinusförmig moduliert. Die reflektierte Laserleistung am Resonator ändert sich dann ebenfalls sinusförmig. Der Phasenunterschied zwischen der reflektierten Welle an der Photodiode und dem modulierten Laserlicht liefert dann die benötigte Phaseninformation für die Regelung. Das Pound-Drever-Hall-

¹³Der Begriff *Bias-T* setzt sich aus dem englischen Begriff „bias“ (dt. Vorspannung) und einem „T“ zusammen, was eine bildliche Beschreibung des T-förmigen Schaltungsaufbaus darstellen soll.

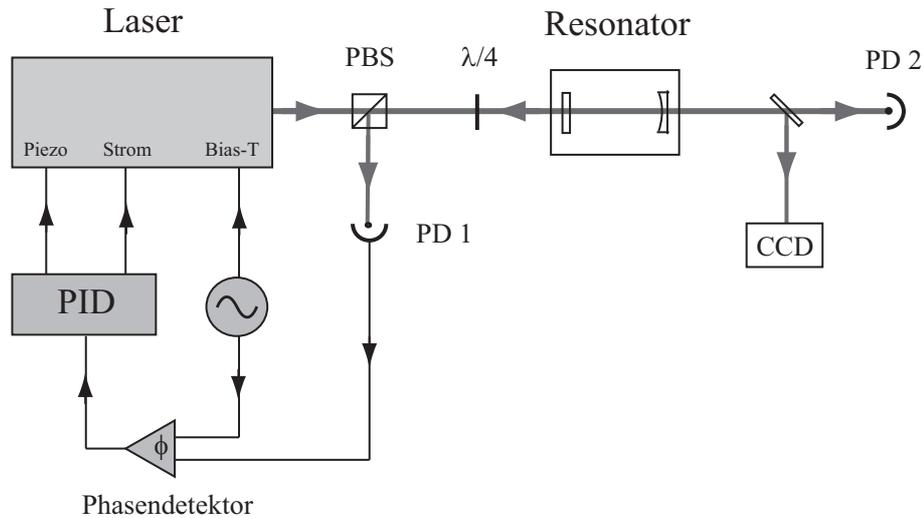


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der Pound-Drever-Hall Frequenzstabilisierung. Das frequenzmodulierte Laserlicht wird in einen optischen Resonator eingekoppelt. Eine CCD-Kamera und die Photodiode PD2 dienen als Hilfe zur optimalen Einkopplung. Das zurückreflektierte Licht des Resonators wird mit einem $\lambda/4$ -Plättchen und einem Polstrahlteiler (PBS) auf die Photodiode PD1 gelenkt. Ein Phasendetektor vergleicht die Phase des Lichts an der Photodiode PD1 mit der Phase der Modulation der Laserfrequenz. Bei einem Phasenunterschied wird über einen PID-Regler der Strom der Laserdiode und die Spannung des Piezos des Rückkopplungsgitters der Laserdiode verändert.

Fehlersignal wird an einen PID-Regler gegeben, welcher die Ausgabespannungen erzeugt, mit denen der Strom der Laserdiode und die Spannung des Piezos des Rückkopplungsgitters der Laserdiode verändert werden.

Die minimale Linienbreite des so stabilisierten Lasers hängt von der Steigung im Nulldurchgang des Pound-Drever-Hall-Fehlersignals ab. Die Steigung dieses Fehlersignals ist proportional zur Resonanzbreite des Resonators und damit zur Güte (*Finesse*) des Resonators, vorausgesetzt, die Resonatorlänge bleibt konstant. Um kleine Laserlinienbreiten zu erzielen, muss ein Laser somit auf einen Resonator mit möglichst hoher Güte stabilisiert werden. Der von uns verwendete optische Resonator besteht aus ULE^{TM} -Titan-Silikat-Glaskeramik¹⁴, deren thermischer Ausdehnungskoeffizient im Temperaturbereich um 20°C praktisch 0 ist. Eine zusätzliche thermische Isolierung wird durch die Platzierung des Resonators in einer Vakuumkammer erreicht. Die Resonatorspiegel sind plan bzw. konkav ($r=250$ mm) und in einem Abstand von 100 mm montiert. Hieraus ergibt sich ein freier Spektralbereich von 1,5 GHz. Die Güte des Resonators liegt bei ca. 200.

3.2.1 Laser für Photoionisation

Die Ionisation der neutralen ^{40}Ca -Atome in $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen erfolgt mittels einer zweistufigen Photoionisation (siehe Kapitel 2.4.1). Die für den ersten Übergang benötigte Vakuumwellenlänge beträgt 422,7918 nm und wird mit dem verdoppelten Diodenlaser DL-SHG 110 erzeugt (Abb. 3.7). Ausgangspunkt ist ein Master Oszillator DL100, der mit einer Laserdiode bestückt ist, die eine Wellenlänge von 845,6 nm emittiert und einer Ausgangsleistung von ca. 140 mW hat. Dieses Licht wird in einen Ringresonator eingekoppelt, in welcher ein nichtlinearer Bismut-Triborat-Kristall die

¹⁴ ULE steht für „ultra low expansion“

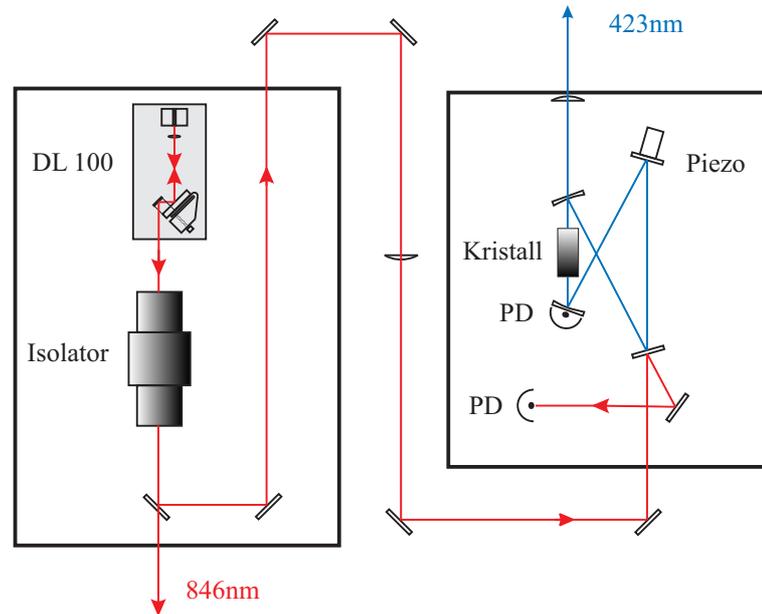


Abbildung 3.7: Aufbau eines verdoppelten Diodenlasers vom Typ DL-SHG110. Ausgangspunkt des Lichts ist ein Master Oszillator DL100, dessen Licht in einen Ringresonator eingekoppelt wird. Im elektronisch stabilisierten Resonator wird die Frequenz des Laserlichts mit einem Bismut-Triborat-Kristall verdoppelt. [Ebl06]

Wellenlänge von 845,6 nm auf 422,8 nm halbiert (bzw. die Frequenz verdoppelt). Damit in den Verdopplungsresonator die maximale Lichtleistung resonant eingekoppelt werden kann, ist die Resonatorlänge veränderbar [Boy63]. Der Laser und die Länge des Verdopplungsresonators werden hierbei elektronisch stabilisiert. Die Laserleistung bei 422,8 nm liegt bei ca. 5 mW. Zur Messung der Wellenlänge wird ein Teil des Laserstrahls des Master Oszillators in eine Glasfaser eingekoppelt und zu einem Wavemeter geleitet, das in Abschnitt 3.3 vorgestellt wird.

Für den zweiten Schritt der Photoionisation wird eine frei laufende Laserdiode mit einer Wellenlänge von 374 nm verwendet. Die maximale Laserleistung liegt hier bei ca. 10 mW. Die beiden Ionisationslaser werden mit einem Polstrahlteiler überlagert, eine mechanische Blende (*shutter*) ermöglicht das An- und Ausschalten der Ionisationslaser [Sin02].

3.2.2 Laser für Dopplerkühlung und Detektion

Dopplerkühlung und Nachweis der Ionen erfolgen bei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen mit dem Dipolübergang vom Grundzustand $S_{1/2}$ in den angeregten Zustand $P_{1/2}$ bei 396,959 nm. Um ein optisches Pumpen in den Zustand $D_{3/2}$ zu verhindern, wird ein Laser mit einer Wellenlänge von 866,452 nm eingestrahlt.

Laser für 397 nm

Laserlicht bei der Wellenlänge 396,959 nm wird mit einem Master Oszillator DL100 erzeugt. Der stabilisierte Diodenlaser hat eine maximale Ausgangsleistung von 13 mW, die Frequenz lässt sich über einen Bereich von über 20 GHz ohne Modensprung verstimmen. Von dem Laserstrahl werden

mit $\lambda/2$ -Platten und Polstrahlteilern zwei Anteile abgezweigt. Der erste Anteil dient der Stabilisierung der Wellenlänge des Lasers. Das Licht wird in einen stabilen externen Resonator eingekoppelt und eine Frequenzstabilisierung mit dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Pound-Drever-Hall-Verfahren durchgeführt. Der zweite Anteil wird in eine Glasfaser eingekoppelt und zur Messung der Wellenlänge an das Wavemeter geleitet. Mit einem Akusto-Optischen-Modulator¹⁵ (AOM) im Strahlengang kann das Laserlicht an- und ausgeschaltet, bzw. auf 1/7 der Leistung abgeschwächt werden. Zur Verbesserung des Strahlprofils wird der Laserstrahl noch in eine kurze Single-Mode-Glasfaser eingekoppelt. Dadurch werden störende Anteile des Strahlprofils abgeschnitten und man erhält ein verbessertes Strahlprofil hinter der Faser. Außerdem kann durch die Verwendung einer Faser eine Entkopplung von Strahlerzeugung und der Justierung der Laser auf die Ionen erfolgen, d.h. eine Änderung des Strahlverlaufs vor der Faser hat keinen Einfluss auf die Justierung der Laser nach der Faser, solange der Laserstrahl wieder in die Faser eingekoppelt wird.

Laser für 866 nm

Die Erzeugung, Stabilisierung und Wellenlängenmessung des Laserlichts mit einer Wellenlänge von 866,452 nm erfolgt gleich wie beim beschriebenen Laser für 397 nm. Die typische Ausgangsleistung des stabilisierten Diodenlasers liegt bei 37 mW, die Frequenz lässt sich über einen Bereich von ca. 20 GHz ohne Modensprung verstimmen. Der Hauptteil des Laserstrahls wird mit einem stabilen Fasereinkoppler (*FiberDock*)¹⁶ unmittelbar am Gehäuse des Diodenlasers in eine Glasfaser eingekoppelt. Nach dem Faserausgang durchläuft der Strahl einen AOM¹⁷ in doppeltem Durchgang (*double pass*). Durch diese Anordnung ist es möglich, den Laserstrahl fast vollständig auszuschalten. Die Laserleistung lässt sich durch den AOM auf einen Faktor 1/160.000 abschwächen [Mai06].

3.2.3 Laser für Quantenbitoperationen und Seitenbandanregung

Für die Seitenbandanregung und Quanteninformationsverarbeitung auf dem Quadrupolübergang vom Grundzustand $S_{1/2}$ in den angeregten Zustand $D_{5/2}$ benötigt man einen Laser mit einer Wellenlänge von 729,348 nm. Zur künstlichen Verkürzung der Lebensdauer des $D_{5/2}$ -Niveaus wird ein *Quenching-Laser* mit einer Wellenlänge von ca. 854,444 nm benötigt.

Laser für 729 nm

Als Laserquelle für eine Wellenlänge von 729,348 nm wird ein Master Oszillator DL100 mit einer Ausgangsleistung von ca. 10 mW verwendet. Zur Lichtverstärkung durchläuft der Laserstrahl eine Halbleiterstruktur mit trapezförmiger Geometrie der laseraktiven Zone. Dieser Trapezverstärker (*tapered amplifier*) emittiert einen Laserstrahl mit einer Leistung von ca. 500 mW, der annähernd beugungsbegrenzt ist und die spektralen Eigenschaften des Master-Lasers aufweist. Um die geringe Bandbreite zu erreichen, die notwendig ist, um die Seitenbandstruktur auflösen zu können, muss die Frequenz des Lasers stabilisiert werden. Hierzu dient zunächst eine Frequenzstabilisierung mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren auf einen stabilen externen Resonator (Güte ca. 200), in den ein

¹⁵QZF-80-20-400, Brimrose Corp., Baltimore, MD, USA

¹⁶TOPTICA Photonics AG, Gräfelfing

¹⁷TEM-85-10-852, Brimrose Corp., Baltimore, MD, USA

Teilstrahl des Lasers eingekoppelt wird. Da diese Güte noch nicht ausreicht, um eine Linienbreite im Bereich von 100 Hz zu erreichen, ist die Stabilisierung mit einem Resonator hoher Güte in Vorbereitung. Der Hauptteil des Laserstrahls wird mit einem FiberDock in eine Glasfaser eingekoppelt. Nach dem Faseraustritt durchläuft der Strahl einen AOM¹⁸ in doppeltem Durchgang.

Laser für 854 nm

Für die Erzeugung von Licht bei der Wellenlänge 854,444 nm kommt ebenfalls ein Master Oszillator DL100 mit einer maximalen Ausgangsleistung von ca. 50 mW zum Einsatz. Die Frequenz lässt sich über einen Bereich von ca. 30 GHz ohne Modensprung verstimmen. Ein Teil des Lichts wird wieder an einem Strahlteiler abgezweigt und zur Messung der Wellenlänge an das Wavemeter geleitet. Der Hauptteil des Laserstrahls wird mit einem FiberDock in eine Glasfaser eingekoppelt. Nach dem Faseraustritt durchläuft der Strahl einen AOM¹⁹ in doppeltem Durchgang. Die Laserleistung lässt sich durch den AOM auf einen Faktor 1/45.000 abschwächen [Mai06].

3.3 Wavemeter

Die Messung der Laserwellenlängen erfolgt mit dem Wavemeter WS/Ultimate-30 der Firma HighFinesse GmbH, Tübingen. Zur Messung wird das Laserlicht aufgeweitet und auf sechs unterschiedliche Fizeau-Interferometer verteilt, die entstehenden Interferenzmuster mit einer CCD-Linienkamera detektiert und an einen Computer übermittelt. Durch den Vergleich der gemessenen mit abgespeicherten Interferogrammen kann die Wellenlänge mit einer relativen Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-8}$ bestimmt werden, was einer absoluten Genauigkeit von 10 MHz bei 350 THz entspricht. Diese hohe Genauigkeit wird durch eine gute thermische Isolierung und einen optischen Aufbau erreicht, welcher ohne bewegliche Teile auskommt. Die Einkopplung des Laserlichts in das Wavemeter erfolgt über eine Glasfaser. Gemessen werden können Wellenlängen im Bereich von 350 nm bis 1120 nm. Die minimale Laserleistung liegt zwischen $0,06 \mu\text{W}$ und $15 \mu\text{W}$ (bei einer Belichtungszeit von 1 s). Um die hohe Genauigkeit des Wavemeters sicherstellen zu können, empfiehlt der Hersteller die Kalibrierung mit einem Helium-Neon-Laser im Abstand von zwei Wochen. Bei uns erfolgt die Kalibrierung durch Frequenzmodulations-Transferspektroskopie (FMTS) mit einer Kalzium-Dampfzelle. Mit dieser dopplerfreien Spektroskopiemethode kann die Frequenz des Kalziumübergangs $4^1S_0 \leftrightarrow 4^1P_1$ mit einer Genauigkeit von 0,5 MHz bestimmt werden und das Wavemeter hierüber kalibriert werden. Für eine ausführliche Diskussion dieser Methode sei auf [Ebl06] verwiesen.

3.4 Detektionssystem

Messungen an gefangenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen erfolgen durch Anregung des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ -Übergangs. Das ausgesendete Fluoreszenzlicht hat eine Wellenlänge von ca. 397 nm. Die Detektion dieses Fluoreszenzlichts erfolgt mit einem Objektiv und einem Photomultiplier oder einer EMCCD-

¹⁸TEM-85-10-852, Brimrose Corp., Baltimore, MD, USA

¹⁹TEM-85-10-852, Brimrose Corp., Baltimore, MD, USA

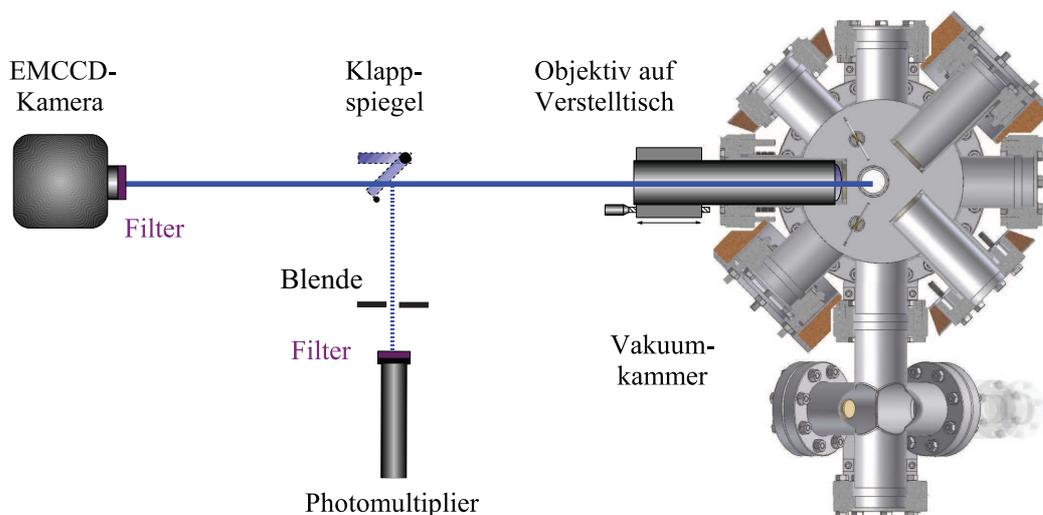


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau der Detektionsoptik: Das die Vakuunkammer verlassende Fluoreszenzlicht wird von einem Objektiv aufgefangen und zur EMCCD-Kamera oder über einen Spiegel zum Photomultiplier gelenkt.

Kamera (siehe Abb. 3.8). Dabei wird eine möglichst effiziente Detektion und Abbildung des Fluoreszenzlichts angestrebt. Die Einzelheiten des Detektionssystems werden in der Diplomarbeit von R. Maiwald ausführlich diskutiert [Mai06].

3.4.1 Objektiv

Das verwendete Objektiv ist eine Spezialanfertigung²⁰, welches aus fünf Linsen besteht (siehe Abb. 3.9). Es wurde für unterschiedliche Anwendungszwecke optimiert:

- 20-fach vergrößerte Abbildung mit maximalen Lichtauffangwinkel bei einer Wellenlänge von 397 nm und
- maximale Fokussierung von Laserlichtquellen mit einer Wellenlänge von 729 nm und 395 nm auf ein Ion.

Dabei wurde vorausgesetzt, dass sich das Objektiv außerhalb des Vakuums befinden soll, somit musste bei der Optimierung der Effekt eines Vakuumfensters auf den Strahlengang berücksichtigt werden. Für die Fokussierung müssen außerdem zusätzlich zum Objektiv noch zwei weitere Linsen als Aufweitungsoptik in den Strahlengang eingefügt werden. Die Eigenschaften des Objektivs sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Dabei handelt es sich um Herstellerangaben und um berechnete und gemessene Werte [Mai06]. Um einen maximalen Lichtauffangwinkel zu erreichen, wurde das Objektiv so entworfen, dass es in einem invertierten Vakuumfenster Platz findet. Auf diese Weise kann man es sehr nahe an das abzubildende Objekt heranbringen und einen großen Raumwinkel

²⁰Sill Optics GmbH & Co. KG, Wendelstein

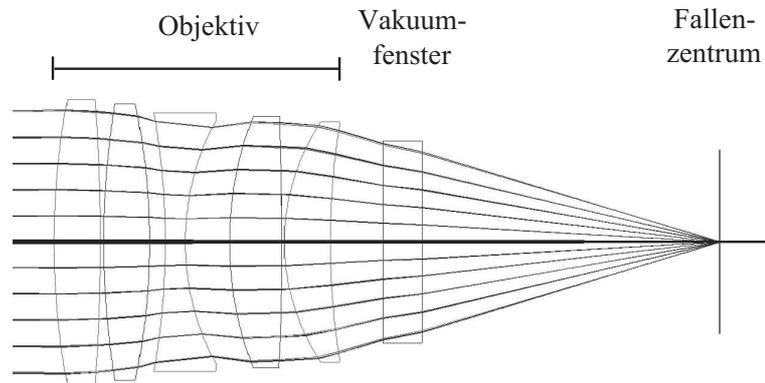


Abbildung 3.9: Aufbau des Objektivs für die Abbildung der Ionen. Das Objektiv besteht aus fünf Linsen. Eingezeichnet ist ein exemplarischer Strahlengang.

| | |
|--|--------------------|
| Brennweite f | 66,83 mm |
| Öffnungsdurchmesser D | 38 mm |
| Bildweite b | 1436,46 mm |
| Gegenstandsweite g | 45,14 mm |
| Blendenzahl κ | 1,76 |
| numerische Apertur A_N | 0,27 |
| Auflösungsvermögen d_{\min} (bei $\lambda=397$ nm) | 0,85 μm |
| Schärfentiefe Δd | 18,5 μm |
| Transmission T (bei $\lambda=397$ nm) | 0,96 |

Tabelle 3.1: Eigenschaften des Objektivs. Die Messungen und Berechnungen der Werte wurde von R. Maiwald durchgeführt und sind in [Mai06] detailliert beschrieben. Dort finden sich auch die genauen Definitionen der optischen Kennzahlen.

$d\Omega$ abdecken:

$$\frac{d\Omega}{4\pi} = 0,0248 \approx \frac{1}{40}. \quad (3.2)$$

Versucht man für die Abbildung einen noch größeren Raumwinkel abzudecken, so kommt man mit der Forderung nach vielen optischen Zugängen für Laserstrahlen zum Fallenzentrum in Konkurrenz.

Obwohl das Objektiv für eine 20-fache Vergrößerung optimiert wurde, beträgt die eingestellte Vergrößerung bei den hier vorgestellten Messungen lediglich 10,4-fach. Trotz der Abweichungen erhält man immer noch eine sehr gute Abbildung und kann zusätzlich einen fast viermal so großen Bereich abbilden. Dies ist z.B. vorteilhaft, wenn es darum geht, zum ersten Mal Ionen in einer Falle zu fangen, aber auch beim Transport und Trennen von Ionenketten, da sich das Verhalten der Ionen in der Falle so besser beobachten lässt.

3.4.2 EMCCD-Kamera

An eine ideale Kamera zur Beobachtung der Fluoreszenz einzelner Ionen stellt man folgende Erwartungen:

- eine hohe Quanteneffizienz bei der gewünschten Wellenlänge,
- minimales Rauschen,
- eine hohe Auslesegeschwindigkeit und
- geringe Kosten.

Durch die Entwicklung der EMCCD-Technologie (*Electron Multiplying Charge-Coupled Device*) sind seit 2001 Kameras erhältlich, die zumindest die ersten drei Punkte erfüllen.

Mit einer herkömmlichen CCD-Kamera ist es zwar möglich, sehr empfindliche Kameras mit einem geringen Rauschen zu bauen, diese lassen sich aber nur langsam auslesen (Bandbreite <1 MHz), da das Ausleserauschen mit der Bandbreite stark ansteigt.

Bei einer ICCD (*Intensified Charge-Coupled Device*) befindet sich vor dem CCD-Chip noch ein Bildverstärker in Form einer Mikrokanalplatte (*micro-channel plate*). Dies ermöglicht zwar sehr kurze Belichtungszeiten, aber durch den stochastischen Verstärkungsprozeß in der Mikrokanalplatte entsteht ein Rauschen. Hinzu kommt, dass Mikrokanalplatten über eine schlechtere Quanteneffizienz verfügen.

Bei einer EMCCD-Kamera befindet sich zwischen dem Ausleseregister und dem Ausgangsverstärker noch ein zusätzliches Verstärkungsregister. Dieses Verstärkungsregister ist wie ein Ausleseregister aufgebaut, wird aber bei einer viel höheren Spannung betrieben. Beim Verschieben der angesammelten Ladungen kommt es dadurch zu Stoßionisation, welche zusätzliche Ladungen erzeugt (Lawineneffekt). Das ursprüngliche Signal kann dadurch proportional verstärkt werden. Durch diese Verstärkung spielt das Ausleserauschen des AD-Wandlers, welches mit der Bandbreite anwächst, praktisch keine Rolle mehr [LOT05]. Somit ist ein schnelles Auslesen mit einem geringen Rauschen möglich.

Damit das geringe Ausleserauschen nicht durch ein hohes thermisches Rauschen der Pixel limitiert wird, wird der CCD-Chip thermoelektrisch gekühlt. Um die Bildung von Kondenswasser auf dem Chip zu verhindern, befindet sich der Chip in einem evakuierten Gehäuse.

Eine hohe Quanteneffizienz erreicht man durch die Verwendung von sog. rückwärtig beleuchteten CCD-Sensoren. Bei dieser Technik wird die Abschattung der Pixel durch die Ausleseelektroden auf der Vorderseite der Pixel umgangen, indem man das Pixel von der Rückseite beleuchtet. Hierzu muss das Trägermaterial (Silizium) so weit heruntergeätzt werden, bis es transparent wird. Diese Technik ist sehr aufwendig und somit auch teuer, erlaubt aber eine Steigerung der Quanteneffizienz um bis zu 50%.

Die in unserem Experiment verwendete EMCCD-Kamera²¹ hat einen CCD-Chip mit 128×128 Bildpunkten (*Pixel*). Bei einer Pixelgröße von $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$ ergibt sich eine effektive Detektorfläche von $3,1 \text{ mm} \times 3,1 \text{ mm}$. Die Quanteneffizienz bei 397 nm liegt bei ca. 50%, die maximale Auslesegeschwindigkeit ist 10 MHz . Mit dem Peltier-Element kann der Kamerachip auf bis zu -75°C gekühlt werden (in Verbindung mit einer Wasserkühlung sogar auf nahezu -90°C).

²¹iXon DV860-BI, Andor Technology, Belfast, Nordirland

3.4.3 Photomultiplier

Mit dem Photomultiplier kann die Gesamtfluoreszenz aller Ionen in der Falle gemessen werden. Zwar ist es nicht möglich, eine räumliche Auflösung der Ionen in der Falle zu erhalten, dafür ist die Dunkelzählrate, also die Zählrate allein durch das thermische Rauschen im Detektor, aber sehr viel kleiner als bei der EMCCD-Kamera. Der verwendete Photomultiplier ²² besitzt eine Bialkali-Photokathode, die im blauen und grünen Spektralbereich am empfindlichsten ist. Die Quanteneffizienz liegt bei einer Wellenlänge von 397 nm bei 27%. Die Dunkelzählrate liegt typischerweise bei 100 Ereignissen pro Sekunde, das Detektorfenster hat einen nutzbaren Durchmesser von 22 mm. Vor dem Photomultiplier befindet sich eine Blende aus vier einzeln verschiebbaren Klingen, mit denen der Bildausschnitt auf den Bereich des Fallenzentrums eingestellt werden kann.

3.4.4 Filter

Da die vorgestellten empfindlichen Detektoren das Fluoreszenzlicht der Ionen nicht selektiv messen können, muss Licht bei anderen Wellenlängen möglichst gut von den Detektoren abgeschirmt werden. Bei diesem störenden Licht handelt es sich zum einen um Raumlicht und zum anderen um Laserlicht bei anderen Wellenlängen, das an der Fallenstruktur und an Teilen der Vakuumkammer gestreut wird. Während man Raumlicht größtenteils durch eine Kapselung des Abbildungsstrahlengangs mit Röhren unterdrücken kann, ist die einfachste Möglichkeit unerwünschtes Laserlicht zu unterdrücken, die Verwendung von schmalbandigen Filtern unmittelbar vor den Detektorflächen. Ein idealer Filter hätte eine schmalbandige Transmission von 100% im Wellenlängenbereich des Fluoreszenzlichts bei 396,9591 nm und bei allen anderen Wellenlängen eine Transmission von praktisch 0%. Die beiden kommerziellen Filter, die wir verwenden, erfüllen jeweils nur einen dieser Wünsche hinreichend gut (siehe Tab. 3.2). Der Filter Chroma D405/30m²³ blockt zwar alle un-

| Wellenlänge [nm] | 374 | 397 | 423 | 854 | 866 |
|------------------|------|------|-----|-----|------|
| Semrock | 95,3 | 92,8 | 0,0 | 0,2 | 0,09 |
| Chroma | 0,02 | 52,9 | 2,0 | 0,0 | 0,0 |

Tabelle 3.2: Vergleich der Breitbandfilter Semrock FF01-377/50-23.7-D und Chroma D405/30m. Die Zahlenwerte geben jeweils die gemessene Transmission in % an.

erwünschten Laserwellenlängen sehr gut ab, aber die Transmission des gewünschten Fluoreszenzlichts liegt ebenfalls nur bei ca. 53%. Dieser Filter eignet sich also hauptsächlich für Messungen, bei denen man häufig Ionen in die Falle lädt und diesen Ladeprozess verfolgen will.

Spielt die Messzeit eine wichtige Rolle, so ist der Filter Semrock FF01-377/50-23.7-D²⁴ mit einer Transmission von ca. 93% bei 397 nm besser geeignet. Durch die ebenfalls sehr gute Transmission bei 374 nm eignet sich dieser Filter nicht, um den Ladevorgang mitzuverfolgen. Man muss also „blind“ laden, was aber kein großes Problem darstellt, wenn die Lebenszeit der Ionen in der Falle hinreichend lang ist.

²²P25PC, Electron Tubes Ltd., Ruislip, Großbritannien

²³Chroma Technology Corp., Rockingham, VT, USA

²⁴Semrock, Rochester, NY, USA

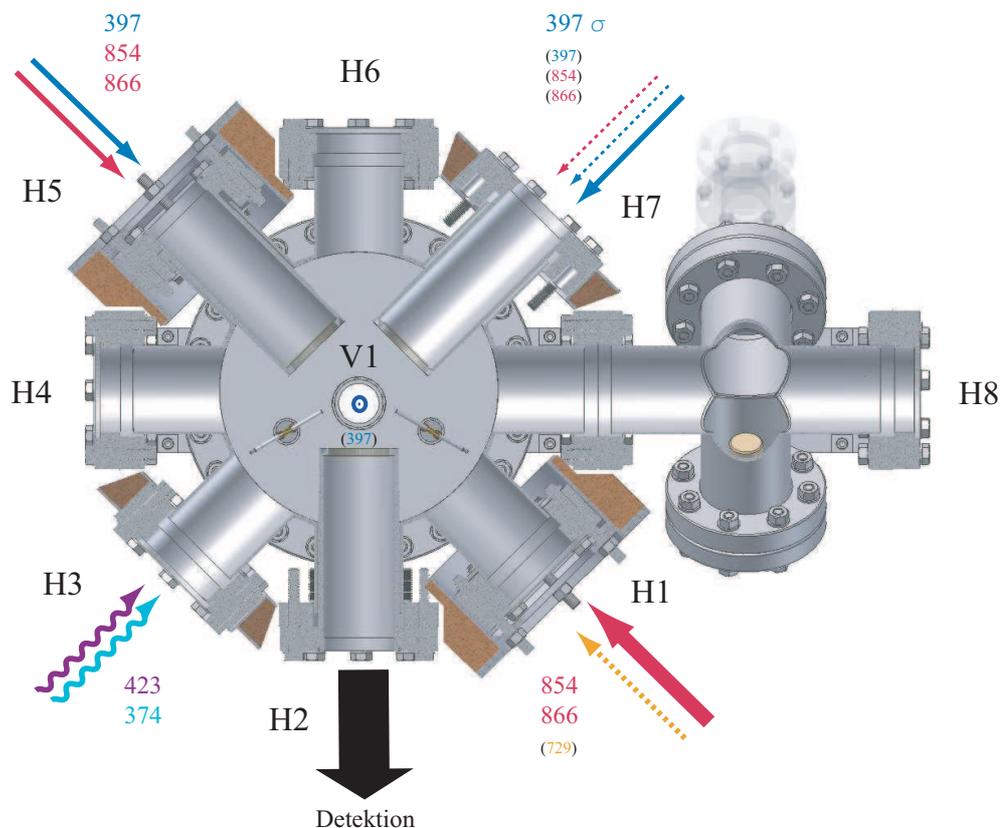


Abbildung 3.10: Schematischer optischer Aufbau des Experiments. Horizontaler Schnitt durch die Vakuummutter. Die Zahlen an den Pfeilen geben die Wellenlängen der eingestrahnten Laser an. Gestrichelte Pfeile und geklammerte Wellenlängen stehen für optionale Laser, die bei Bedarf zusätzlich in die Vakuummutter eingestrahlt werden können.

3.5 Optischer Aufbau

Der prinzipielle optische Aufbau des Experiments ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Die Überlagerung der Laserstrahlen erfolgt mit Polstrahlteilern und dichroitischen Spiegeln. Im Gegensatz zu der üblichen Höhe der Laserstrahlen von 90 mm über der Tischfläche, befindet sich das Fallenzentrum auf einer Höhe von 220 mm. Um diesen Höhenunterschied zu überwinden, werden optische „Aufzüge“ eingesetzt, die aus zwei Spiegeln bestehen, die übereinander in der Art eines Periskops angeordnet sind.

Die optischen Zugänge der Vakuummutter sind folgenden Aufgaben und Laserstrahlen zugeordnet:

- H1: Eintrittsfenster für den Laser bei 729 nm, der mit Hilfe des entgegenlaufenden Lasers bei 397 nm gut auf das Fallenzentrum ausgerichtet werden kann. Alternativ können durch Umklappen eines Spiegels aufgeweitete Laserstrahlen bei 854 nm und 866 nm durch dieses Fenster eingestrahlt werden. Diese Strahlen dienen zum Ausleuchten eines großen Fallenbereichs, was vor allem hilfreich ist, wenn man erstmalig versucht, Ionen in eine neue Falle zu laden.
- H2: Invertiertes Vakuumfenster, in dem das Objektiv der Abbildungsoptik platziert ist.

- H3: Eintrittsfenster für die Photoionisationslaser.
- H5: Invertiertes Vakuumfenster für den Kühllaser bei 397 nm und die fokussierten Laser bei 854 nm und 866 nm.
- H7: Dieses invertierte Vakuumfenster dient zum Einstrahlen eines zirkular polarisierten Lasers bei 397 nm, welches zur Zustandspräparation durch optisches Pumpen benötigt wird. Alternativ kann dieses Vakuumfenster dafür genutzt werden, einen weiteren Satz von Lasern bei 397 nm, 854 nm und 866 nm durch die Vakuumkammer zu schicken. Dies ist hilfreich beim Versuch, erstmalig Ionen in eine neue Falle zu laden, da dadurch die Trefferwahrscheinlichkeit verdoppelt werden kann.
- V1: Eintrittsfenster für einen Kühllaser bei 397 nm, der vertikal durch die Kammer geschickt wird.
- V2: Dieses Vakuumfenster kann z.B. zum Einstrahlen eines gepulsten Ionisationslasers genutzt werden.

Die Fallenachse H4-H8 wird zur Zeit noch nicht genutzt.

Bei der Justierung der Laserstrahlen durch die Vakuumfenster auf das Fallenzentrum ist wichtig, dass die Laser nicht genau senkrecht auf die Vakuumfenster treffen, sondern einen kleinen Winkel zur Senkrechten haben. Durch diesen Winkel werden die Reflexionen des Laserstrahls, die nach Durchquerung der Vakuumkammer am Austrittsvakuumfenster entstehen, nicht direkt auf das Fallenzentrum zurückgeworfen. Andernfalls würde es durch diese Reflexionen zu einem starken Anstieg des beobachteten Streulichts kommen.

3.6 Magnetfeld

Zur Kompensation des Erdmagnetfeldes und der Erzeugung eines Magnetfeldes als Quantisierungsachse sind fünf Magnetfeldspulen an der Vakuumkammer angebracht:

- Auf dem Deckelflansch sitzt eine Magnetfeldspule mit einem Durchmesser von ca. 24 cm und 280 Windungen. Diese Spule dient zur Kompensation des Erdmagnetfeldes in vertikaler Richtung.
- An den Flanschen H3 und H7 sind zwei Magnetfeldspulen mit einem Durchmesser von ca. 13 cm und 400 Windungen angebracht. Diese Spulen sollen das Erdmagnetfeld in horizontaler Richtung kompensieren, können aber auch verwendet werden, um ein Quantisierungsmagnetfeld von bis zu 13 G (bei einem Strom von 2,5 A) am Ort der Ionen zu erzeugen.
- An den Flanschen H1 und H5 befinden sich zwei Magnetfeldspulen, die speziell für die Erzeugung von Magnetfeldern bis zu 100 G am Ort der Ionen konstruiert wurden. Diese Spulen mit 400 Windungen und einem Innendurchmesser von 12 cm bestehen aus einem Kupferdraht mit rechteckigem Querschnitt (2,0 mm x 1,25 mm), daher war eine besonders enge Wicklung möglich. Außerdem kann die beim Betrieb entstehende Wärme mittels einer Wasserkühlung abgeführt werden.

3.7 Experimentsteuerung

Die Verfügbarkeit einer leistungsfähigen und komfortablen Steuerung ist ein entscheidender Punkt bei der Durchführung komplexer Experimente in der Quanteninformationsverarbeitung. Ähnlich wie bei einem klassischen Computer mit Transistoren sollte man in der Lage sein, die Hardware (d.h. die Transistoren) nicht mehr direkt kontrollieren zu müssen, sondern auf eine Art Maschinensprache oder sogar eine höhere Programmiersprache zurückgreifen zu können. In unserem Fall wird diese Schnittstelle zwischen den zu kontrollierenden experimentellen Parametern (Laserfrequenz, Schalter, Elektrodenspannungen,...) und dem Experimentator durch eine Hardware bestehend aus einem klassischen Computer und einer speziellen Software gebildet.

3.7.1 Hardware

Die Hardware der Experimentsteuerung muss eine ausreichende Anzahl von analogen und digitalen Spannungen ausgeben können, die sich schnell und präzise ändern lassen. Dabei erfordert speziell die Arbeit mit segmentierten Ionenfallen eine große Anzahl von analogen Spannungen, mit denen sich sämtliche Fallenelektroden separat kontrollieren und Transportexperimente überhaupt erst durchführen lassen. Die Hardware besteht daher aus einem PC mit vier Analog/Digital-Wandlerkarten²⁵. Dadurch stehen insgesamt 40 analoge und 24 digitale Ein/Ausgänge zur Verfügung. Die analogen Ausgänge können mit einer Auflösung von 12-16 Bit beliebige Spannungen im Bereich ± 10 V ausgeben. Die Wandlungsrate liegt hier bei $1 \cdot 10^6$ Wandlungen (*Samples*) pro Sekunde und Kanal. Die digitalen Ausgänge liefern 5 V-TTL-Signale. Außerdem gibt es 6 Zähler, die mit einer Auflösung von 24 Bit arbeiten. 24 der analogen und 8 der digitalen Kanäle lassen sich programmieren und auf ein Triggersignal synchronisiert ausgeben.

Da an der Ionenfalle nicht nur Gleichspannungen anliegen, sondern auch eine hochfrequente Wechselspannung benötigt man Tiefpassfilter für die Gleichspannungen, die die Fallenelektroden versorgen. Ohne einen solchen Filter würde die auf die Gleichspannungselektroden übersprechende Wechselspannung die AD-Wandlerkarten im PC stören. Solche Tiefpassfilter können entweder direkt auf einem Fallenchip platziert werden oder außerhalb des Vakuums an den elektrischen Spannungsdurchführungen.

3.7.2 Software

Zur Steuerung des Experiments über die Hardwarekanäle wurde die Software „QIVControl“²⁶ programmiert. Die Software lässt sich in zwei Arbeitsmodi betreiben:

- direkte Eingabe der gewünschten Parameter über eine grafische Benutzeroberfläche oder
- Ablauf eines Skriptes.

Bei der direkten Eingabe der Parameter werden die digitalen und analogen Hardwarekanäle durch Steuerelemente auf der Oberfläche dargestellt (Abb. 3.11). Sobald eines der Steuerelemente verändert wird, wird automatisch der zugehörige Hardwarekanal aktualisiert.

²⁵NI-6703, NI PCI-6713, NI PCI-6733, National Instruments Corp., Austin, TX, USA

²⁶Programmierer: R. Maiwald (Institut für Optik, Information und Photonik, Universität Erlangen-Nürnberg), G. Huber und K. Singer (Institut für Quanteninformationsverarbeitung, Universität Ulm).

Beim skriptbasierten Arbeitsmodus gibt der Benutzer einen definierten Ablauf der auszugebenden

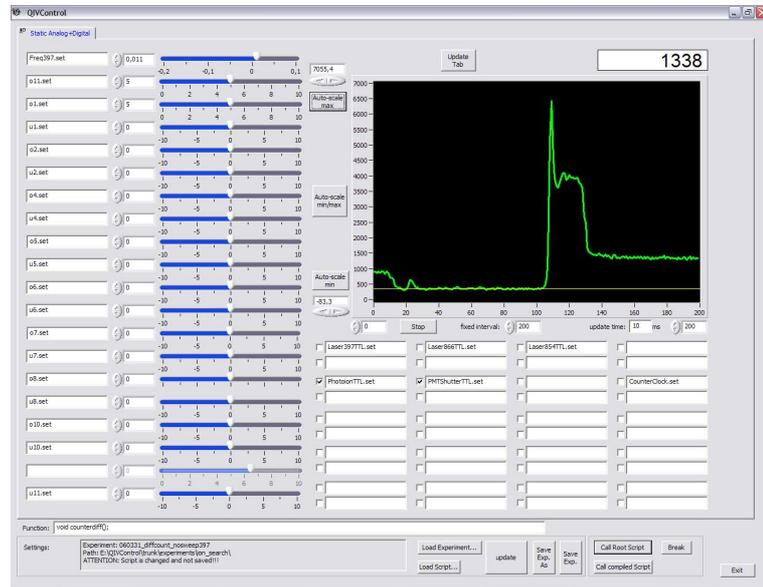


Abbildung 3.11: Grafische Benutzeroberfläche der Experimentsteuerung QIVControl.

Werte in einem Skript vor. Dadurch lassen sich die komplizierten Pulssequenzen realisieren, die für die Quanteninformationsverarbeitung benötigt werden. Durch die Fähigkeiten der verwendeten Hardware können solche Sequenzen gespeichert und über die verschiedenen Kanäle hinweg synchronisiert werden, wodurch sie mit einer Genauigkeit von $1 \mu\text{s}$ ausgegeben werden können.

Der skriptbasierte Arbeitsmodus wurde mit einem frei erhältlichen C/C++-Interpreter²⁷ realisiert. So lassen sich Experimentabläufe in derselben Programmiersprache schreiben, in der die Steuersoftware geschrieben ist. Bei Bedarf lässt sich das Skript dadurch direkt in die Software einkompilieren. Der Hauptvorteil des skriptbasierten Ansatzes ist jedoch, dass Abläufe verändert werden können, ohne Programmcode in der Steuersoftware ändern zu müssen oder aufwendige Kompilierungen zu starten [Mai06].

3.8 Ionenfalle

Der beschriebene experimentelle Aufbau dient der Untersuchung neuartiger segmentierter Ionenfallen, welche im Zentrum der Vakuumapparatur platziert werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei segmentierte Paul-Fallen entwickelt, die im Folgenden vorgestellt werden.

Die Grundelemente einer linearen segmentierten Paul-Falle sind zwei segmentierte Gleichspannungselektroden für den axialen Einschluss, zwei Radiofrequenzelektroden für den radialen Einschluss, Kompensationselektroden, elektrische Verbindungen und ein stabiler Rahmen, der alle Teile in Position hält. Die Anforderungen, die bei der Entwicklung einer solchen Falle berücksichtigt werden müssen, lassen sich dabei allgemein formulieren:

²⁷<http://root.cern.ch/root/Cint.html>

- **Axiales Fallenpotenzial:** Das axiale Fallenpotenzial ist bei einer segmentierten Paul-Falle von besonderem Interesse. Durch die Segmentierung der Gleichspannungselektroden der Falle soll es möglich sein, ein variables axiales Potenzial zu realisieren, mit dem man Ionen nicht nur in einem Potenzialtopf fangen, sondern diesen Potenzialtopf aufspalten, eine Ionenkette trennen und die Ionen entlang der Fallennachse transportieren kann. Weiterhin sollte die axiale Fallenfrequenz möglichst hoch sein (einige MHz), da dadurch schnellere Quanten-Gatter und ein schnellerer Transport von Ionen möglich ist. Allerdings sollten die benötigten Spannungen an den einzelnen Fallensegmenten den Bereich von -10 V bis +10 V nicht verlassen, da dies der Spannungsbereich ist, der direkt mit den verwendeten Analog/Digital-Wandlerkarten realisiert werden kann.
- **Radiales Fallenpotenzial:** Das radiale Fallenpotenzial sollte möglichst hoch sein, um einen guten Einschluss der Ionen zu gewährleisten. Die Tiefe des Pseudopotenzials sollte dabei mindestens 1 eV betragen und der q-Parameter (siehe Kap. 2.1.1) sollte einen Wert von $0 < q < 0,5$ haben. Um die Linearität einer Ionenkette im Fallenpotenzial zu gewährleisten, muss die radiale Fallenfrequenz außerdem so gewählt werden, dass für die gewünschte Anzahl von Ionen die Bedingung (2.31) erfüllt ist. Die erforderlichen Spannungen dürfen allerdings nicht zu hoch sein, da sonst die Gefahr von elektrischen Überschlägen zwischen den Fallenelektroden besteht.
- **Kompensationselektroden:** Kompensationselektroden müssen so platziert werden, dass mit moderaten Spannungen (<1000 V) eine Kompensation von Streufeldern im Fallenzentrum in horizontaler und vertikaler Richtung möglich ist.
- **Mechanischer Aufbau:** Ein stabiler mechanischer Rahmen muss eine präzise Ausrichtung der Fallenelektroden zueinander mit einer Genauigkeit von etwa $10 \mu\text{m}$ erlauben. Der Rahmen wird am Deckelflansch befestigt und sorgt außerdem dafür, dass beim Einbau der Ionenfalle in den Vakuumtopf das Zentrum zwischen den Fallenelektroden mit dem Zentrum des Vakuumtopfes zur Deckung kommt.
- **Material:** Alle verwendeten Materialien müssen für die Verwendung im Ultrahochvakuum bei Drücken von 10^{-11} mbar geeignet sein und Temperaturen von über 100°C aushalten können, um ein Ausheizen zu ermöglichen. Von besonderem Interesse beim Bau segmentierter Ionenfallen ist das Trägermaterial der Fallenstruktur. Dieses muss ein vakuumtauglicher Nichtleiter sein, der als Träger von Leiterbahnen fungieren kann. Die hohen Radiofrequenzspannungen erfordern eine gute Durchschlagsfestigkeit.
- **Optischer Zugang:** Der optische Zugang zum Fallenzentrum sollte mindestens entlang der Fallennachsen H1-H5, H2-H6 und H3-H7 möglich sein. Die zusätzliche Verfügbarkeit der Achsen H4-H8 und V1-V2 ist von Vorteil, aber nicht unbedingt notwendig. Der freie Bereich um das Fallenzentrum (und die Ionen) herum darf nicht zu schmal sein, da beim Durchgang der Laser durch den Fallenschlitz sonst zuviel Streulicht entsteht.

Bei der Planung einer segmentierten Paul-Falle ist die genaue Simulation der Fallenpotenziale ein wichtiger Schritt, um das Verhalten der Ionen in diesen Potenzialen abschätzen zu können. Wir verwenden zur Simulation ein Programm, das auf dem Prinzip der Randelementmethode (*Boundary Element Method*, BEM) [Poz02] beruht. Bei dieser Rechenmethode wird die Ladungsverteilung auf den Elektroden durch Oberflächenladungselemente angenähert und aus dieser Ladungsverteilung dann das Fallenpotenzial berechnet. Da die komplizierte Oberflächenstruktur einer segmentierten Ionenfalle die Rechenkapazitäten der meisten kommerziell erhältlichen Simulationsprogramme

überschreitet, benutzen wir für unsere Berechnungen eine eigene Implementierung²⁸ der Randlelementmethode, mit der sich Probleme in zwei und drei Dimensionen effizient lösen lassen [Sch06c]. Der Vergleich der Fallenfrequenzen der Ionen in den simulierten Potenzialen mit gemessenen Fallenfrequenzen zeigte eine Abweichung von weniger als 5% (siehe Kap. 4.3).

3.8.1 Keramikfalle

Material und Herstellung

Das Ausgangsmaterial für die Keramikfalle ist ein Aluminiumoxid-Wafer (99,6% Al_2O_3) mit einer Dicke von $254\ \mu\text{m}$. Auf den Wafer wird auf einer Seite eine 100 nm dicke Haftsicht aus NiCr aufgedampft. Auf diese Grundierung wird eine $0,3\ \mu\text{m}$ dicke Goldschicht aufgedampft und dann durch Galvanisieren weiteres Gold aufgebracht bis eine gesamte Schichtdicke des Goldes von $5\ \mu\text{m}$ erreicht wird²⁹. Die Strukturierung des Wafers und der Goldschicht erfolgte durch Ablation mit einem gepulsten Laser am Fraunhofer Institut für Werkstoff- und Strahltechnik in Dresden. Die Strukturierung wird in einem direktschreibenden Verfahren durchgeführt, für welche keine Belichtungsmaske notwendig ist. Bei dem Laser handelt es sich um einen frequenzverdreifachten Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von 355 nm und einer Pulsdauer von 15 ns. Die maximale Größe des Scanfeldes liegt bei $50 \times 50\ \text{mm}^2$. Für die Gravur der Trennlinien in der Goldschicht wird eine Laserleistung von 1,4 W und eine Pulsfolgefrequenz von 10 kHz verwendet, wobei jede Trennlinie fünfmal mit einer Geschwindigkeit von 100 mm/s überfahren wird. Die schmalsten Trennlinien, die auf diese Weise erzeugt werden können, haben eine Breite von ca. $20\ \mu\text{m}$. Durch eine „Wobble“-Technik, bei der der Laser einer Mäanderlinie folgt, können auch $100\ \mu\text{m}$ breite Trennlinien erzeugt werden. Für das Ausschneiden der Innen- und Außenkontur des Fallenchips sind Schnitte notwendig, die durch das Gold und das Aluminiumoxid gehen. Hierzu wird eine Laserleistung von 8 W und eine Pulsfolgefrequenz von 10 kHz verwendet, wobei jede Trennlinie tausendmal mit einer Geschwindigkeit von 100 mm/s überfahren wird. Die Dauer der Laserbearbeitung eines Fallenchips beträgt ca. 1 h 20 min. Dabei entfallen auf die Gravur der Trennlinien ca. 80 s.

Ein Vorteil dieser Fertigungstechnik ist die Herstellung eines Fallenchips in einem Arbeitsgang. Dadurch sind die Konturen und Trennlinien sehr genau zueinander ausgerichtet. Die Genauigkeit liegt im Bereich weniger μm . Durch das direktschreibende Verfahren entfällt die zeitaufwendige und teure Herstellung von Belichtungsmasken. Der Nachteil bei der Verwendung von gepulsten Lasern mit Pulsdauern im Bereich von einigen ns ist jedoch die Entstehung einer sog. wärmebeeinflussten Zone (WBZ) an den Schnittkanten (Abb. 3.12). Hierzu gehört die thermische Veränderung der Goldschicht und eine Ablagerung von Materialaufwurf in diesem Bereich. Ein weiterer Nachteil ist, dass bei dieser Fertigungstechnik die Innenkanten am Fallenschlitz nicht mit Gold beschichtet sind, wodurch das Auftreten von unerwünschten Streuladungen in unmittelbarer Nähe der Ionen begünstigt wird.

²⁸URL: <http://www.uni-ulm.de/qiv/staff/ksinger/bem>

²⁹Reinhardt Microtech AG, Wangs, Schweiz

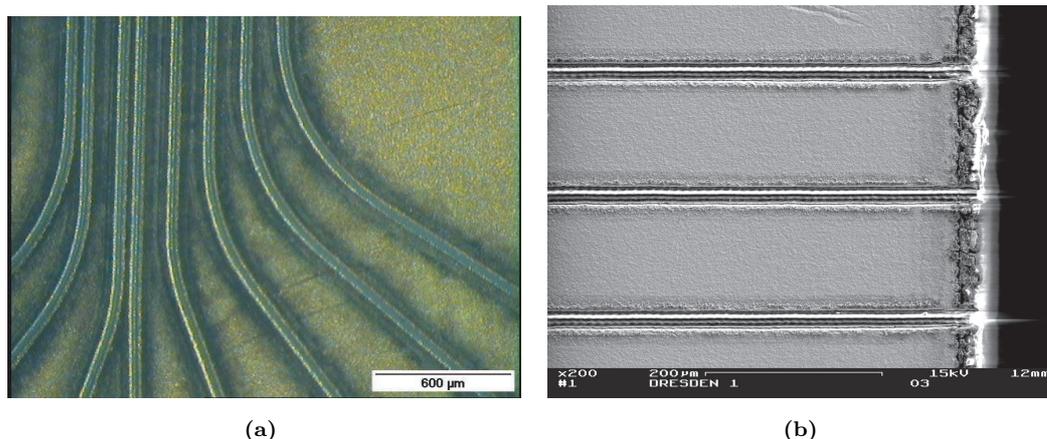


Abbildung 3.12: Detailansicht der Keramikfalle. (a) Am Rand der $20\ \mu\text{m}$ breiten Laserschnitte hat sich eine wärmebeeinflusste Zone gebildet. (b) Elektronenmikroskopische Aufnahme. Die Beschädigung der Goldschicht durch die Wärmeeinwirkung am Fallenschlitz (rechts) erzeugt eine Rauigkeit der Kanten von ca. $10\ \mu\text{m}$.

Aufbau

Der Aufbau eines Fallenchips der Keramikfalle ist in Abbildung 3.13 zu sehen. Die Abmessungen des Chips sind $35\ \text{mm} \times 50\ \text{mm}$. Der zentrale Teil eines Fallenchips ist der Fallenschlitz, in dem das Fallenpotenzial für die Ionen entsteht. Der Fallenschlitz hat Abmessungen von ca. $400\ \mu\text{m} \times 5\ \text{mm}$ und geht durch den kompletten Wafer. An den Längsseiten des Schlitzes befinden sich die Gleichspannungselektrode und die Radiofrequenzelektrode. Die Gleichspannungselektrode ist in 11 Elektrodensegmente unterschiedlicher Breite ($60\ \mu\text{m}$, $130\ \mu\text{m}$, $300\ \mu\text{m}$, $1500\ \mu\text{m}$) unterteilt, welche mit $20\ \mu\text{m}$ breiten Trennlinien voneinander isoliert sind. Die Radiofrequenzelektrode hat am Schlitz eine Breite von $200\ \mu\text{m}$ und verläuft über die gesamte Länge des Schlitzes. Zur besseren elektrischen Isolierung ist die Radiofrequenzelektrode von $100\ \mu\text{m}$ breiten Trennlinien umgeben. Parallel zur Radiofrequenzelektrode verläuft eine Kompensationselektrode. Zur besseren Kontaktierung der Elektroden mit den elektrischen Zuführungen werden die Elektroden an den Rand des Chips geführt und aufgeweitet. Die Zuführungen der Gleichspannungselektroden und der Kompensationselektroden sind dabei so gestaltet, dass ein Tiefpassfilter, bestehend aus einem Kondensator und einem Widerstand in SMD-Bauform, zwischengeschaltet werden kann. Die Kontaktierung dieser Bauteile mit den Goldelektroden erfolgt mit einem elektrisch leitenden Zweikomponenten-Klebstoff, der sich für den Einsatz im Ultrahochvakuum eignet³⁰. Die Kontaktierung der Elektroden mit den Zuleitungskabeln wird ebenfalls mit diesem Klebstoff erreicht. Zur mechanischen Entlastung der Klebestellen befinden sich Löcher in den Kontaktflächen der Elektroden, durch die die Kabel durchgesteckt werden. Die Kontaktierung der Radiofrequenzelektrode erfolgt durch Aufkleben einer Streifenleitung aus Kupfer. Weiterhin befinden sich im Fallenchip vier Löcher mit einem Durchmesser von ca. $2\ \text{mm}$, die zur Halterung des Chips dienen, sowie ein großes Loch ($11,5\ \text{mm} \times 8\ \text{mm}$), das einen zusätzlichen optischen Zugang zum Fallenzentrum schafft.

Eine komplette Paul-Falle besteht aus zwei Fallenchips, die punktsymmetrisch so übereinander platziert werden, dass die beiden Fallenschlitze in einem Abstand von $400\ \mu\text{m}$ zur Deckung kommen

³⁰Epo-Tek H20E, Polytec GmbH, Waldbromm

(siehe Abb. 3.13). Als Abstandshalter zwischen den beiden Chips dienen ca. $400\ \mu\text{m}$ dicke Plättchen, die ebenfalls aus einem goldbeschichteten Keramikwafer ausgeschnitten wurden. Als Halter für die Fallenchips diente ein Edelstahlrahmen, auf den zwei Blöcke aus Macor[®] geschraubt sind, die die Fallenchips tragen. Die Macorblöcke wurden so gefertigt, dass sie eine Anlegekante aufweisen, an der die Fallenchips mit einer Genauigkeit von wenigen μm übereinander ausgerichtet werden können. Die Fallenchips werden dabei mit Keramikschrauben an den Macorblöcken befestigt. Die Verwendung von Macor und Keramik hat den Vorteil, dass der thermische Ausdehnungskoeffizient dieser Materialien ungefähr gleich ist wie der der Aluminiumoxidwafer. Somit werden die thermischen Verspannungen beim Ausheizen der Apparatur verringert.

Fotografien der Keramikfalle sind in Anhang B zu sehen.

Elektrische Eigenschaften

Die Fallenchips aus Aluminiumoxid haben einen Volumenwiderstand von $10 \cdot 10^{13}\ \text{M}\Omega/\text{cm}$ und eine Durchschlagsfestigkeit von $10\ \text{kV}/\text{mm}$. Bei einem Abstand von $100\ \mu\text{m}$ zwischen der Radiofrequenzelektrode und benachbarten Elektroden kann man somit eine maximale Spannung von $1\ \text{kV}$ anlegen.

Die Versorgung der Fallenchips mit der benötigten Radiofrequenzspannung erfolgt mit dem im Abschnitt 3.1 vorgestellten System aus Frequenzgenerator, Verstärker und Topfkreis. An dieses Erzeugungssystem wird ein System bestehend aus Vakuumdurchführung, elektrischen Leitungen und Fallenchips angehängt, das sich wie ein Schwingkreis verhält. Dieser Schwingkreis hat eine Kapazität von $33\ \text{pF}$ (gemessen zwischen der Radiofrequenzleitung und der Masse an der Vakuumdurchführung) und eine Eigenfrequenz von $f_E=82\ \text{MHz}$.

Ein Betrieb der Keramikfalle mit dem Topfkreis 1 ($f_0=86,5\ \text{MHz}$) war nicht möglich, da f_E und f_0 zu dicht beieinander lagen. Für solche Systeme aus gekoppelten Schwingkreisen ähnlicher Frequenz bilden sich komplexe Resonanzverhalten aus, bei denen eine Spannungsüberhöhung auf dem Fallenchip nicht mehr gegeben ist. Daher wurden zwei neue Topfkreise bei niedriger Frequenz gebaut. Topfkreis 2 hat eine unbelastete Resonanzfrequenz von $f_0=53,5\ \text{MHz}$. Für die durchgeführten Experimente wurde schließlich Topfkreis 3 verwendet, der eine unbelastete Resonanzfrequenz von $f_0=36,1\ \text{MHz}$ besitzt. Die Resonanzfrequenz des Gesamtsystems lag bei $2\pi \cdot 13,62\ \text{MHz}$. Die an der Falle anliegenden Spitzenspannungen lagen im Bereich von $U=20$ bis $120\ \text{V}_{\text{pp}}$.

Da es zu einem Übersprechen der Radiofrequenzspannung auf die Gleichspannungselektroden kommt, müssen diese mit RC-Tiefpassfiltern versehen werden, die niederfrequente Spannungsänderungen an den Gleichspannungselektroden passieren lassen, hochfrequente Spannungen hingegen mit der Masse kurzschließen. Wenn man diese Filterung nicht vornimmt, gelangt die Radiofrequenz bis zu den Gleichspannungsquellen, also den Analog/Digital-Wandlerkarten, und würde dort Störungen verursachen. Außerdem stellen diese Filter den Kontakt der Radiofrequenzspannung zur Masse her. Ein Tiefpassfilter besteht aus einem Widerstand und einem Kondensator in SMD-Bauweise. Die Tiefpässe wurden dabei so dimensioniert, dass man eine Grenzfrequenz von ca. $10\ \text{MHz}$ ($R=47\ \Omega$, $C=330\ \text{pF}$) für die Gleichspannungselektroden und eine Grenzfrequenz von ca. $1\ \text{MHz}$ ($R=47\ \Omega$, $C=3,3\ \text{nF}$) für die Kompensationselektrode erhält.

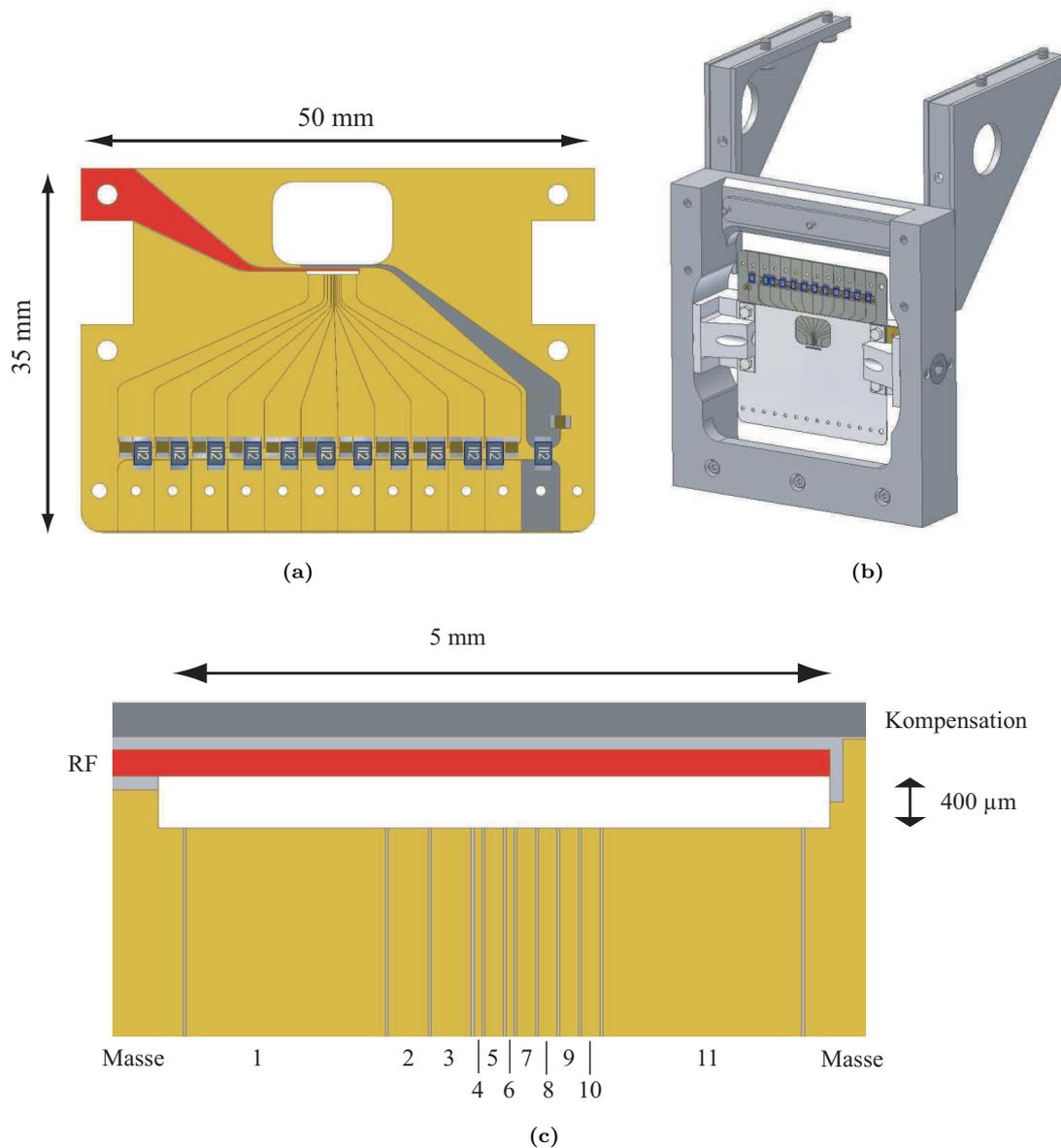


Abbildung 3.13: Aufbau der Keramikfalle. (a) Fallenchip. Die Gleichspannungselektroden, Kompensationselektrode (grau) und Radiofrequenzelektrode (rot) gruppieren sich um den zentralen Fallenschlitz. Zur Filterung besitzt jede Gleichspannungselektrode einen Tiefpassfilter aus einem Widerstand und einem Kondensator in SMD-Bauform. (b) Zwei Fallenchips bilden eine Paul-Falle. Die Chips werden so montiert, dass die Fallenschlitze übereinander liegen. Die Ausrichtung und Halterung der Fallenchips erfolgt an den Macor-Blöcken rechts und links, die mit dem Edelstahlrahmen verbunden sind. (c) Detailansicht des Fallenchips. Die Gleichspannungselektroden haben unterschiedliche Breiten: Elektroden 1, 11: $1500\ \mu\text{m}$, Elektroden 2, 3: $300\ \mu\text{m}$, Elektroden 5, 7, 8, 9, 10: $130\ \mu\text{m}$ und Elektroden 4, 6: $60\ \mu\text{m}$.

Fallenpotenziale

Der Betrieb der Falle erfolgt mit einer Radiofrequenzspannung der Frequenz $\omega_{r,f} = 2\pi \cdot 13,62$ MHz und einer Spannung von typischerweise $U=120$ V_{pp}. Die Simulation des radialen Fallenpotenzials mit der bereits erwähnten Randelementmethode ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Die Tiefe des Pseudopotenzials ist 0,44 eV und durch Anpassung einer Parabel an das Potenzial erhält man eine radiale Fallenfrequenz von $\omega_r = 2\pi \cdot 1,17$ MHz. Hieraus ergibt sich ein q-Parameter von $q_x=0,24$ und ein Geometriefaktor von $\alpha'_x=0,49$.

Für die Simulation des axialen Fallenpotenzials wird immer die Spannung einer Elektrode auf -1 V gelegt, während alle anderen Elektroden auf Masse (0 V) liegen, z.B. $\{U_1, U_2, U_3, \dots, U_{11}\} = \{0, -1, 0, \dots, 0\}$ V. Jedes gewünschte axiale Fallenpotenzial lässt sich aus diesen einzelnen Potenzialen durch Superposition zusammensetzen. Abbildung 3.15 zeigt die Potenziale der einzelnen

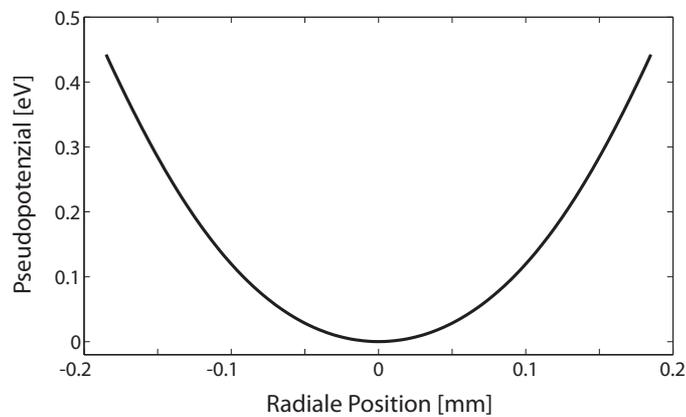


Abbildung 3.14: Simuliertes radiales Potenzial der Keramikfalle. Die Radiofrequenz hat eine Frequenz von $2\pi \cdot 13,62$ MHz und eine Spannung von $U=120$ V_{pp}. Die Fallentiefe des Pseudopotenzials beträgt 0,44 eV.

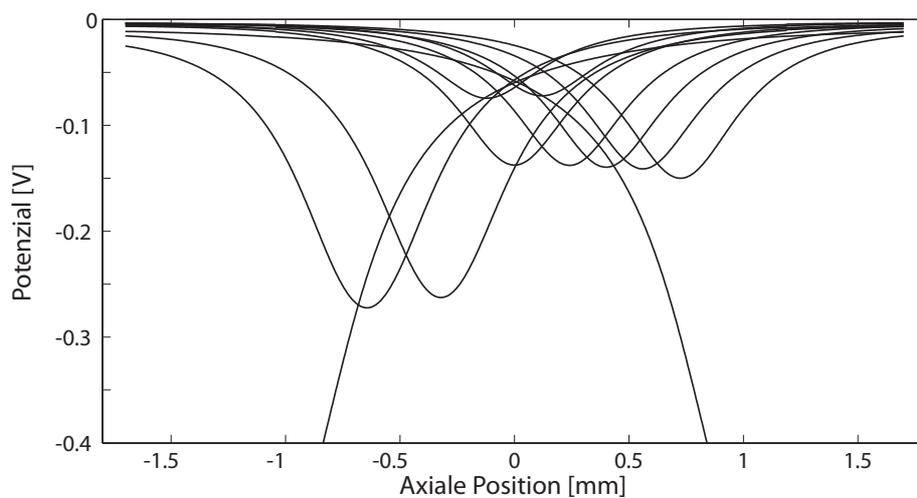


Abbildung 3.15: Simulierte axiale Potenziale der Keramikfalle. Die einzelnen Kurven zeigen das durch eine Spannung von -1 V entstehende Potenziale in der Fallenachse für jede Elektrode.

Elektroden. Durch Anlegen einer Spannung von 2 V an den Elektroden 3, 7 und 8 erzielt man axial eine Fallenfrequenz von $\omega_{ax} = 2\pi \cdot 532$ kHz.

3.8.2 PCB-Falle

Bei der *Printed Circuit Board*-Technologie (kurz PCB) handelt es sich um ein Herstellungsverfahren in der Leiterplattenproduktion. Bei dieser Technik wird eine isolierende Grundplatte mit einer Metallisierung versehen, die mit Ätztechniken zu Leiterbahnen strukturiert wird. Die Herstellung von Fallenchips für Ionenfallen mit dieser Technologie hat den Nachteil, dass sich keine Strukturgrößen unter $100 \mu\text{m}$ herstellen lassen. Daher eignen sich PCB-Fallen nicht für Ionenfallen mit vielen (>30) Segmenten, da diese nur mit kleineren Segmentbreiten effizient arbeiten können. Der Vorteil der PCB-Technologie ist aber die Möglichkeit, mit einer bewährten und kostengünstigen Technik, schnell neue Geometrien von Fallenchips testen zu können. Besonders vor dem Hintergrund des steigenden Interesses, skalierbare Quantencomputer mit segmentierten Ionenfallen zu entwickeln, bieten PCB-Fallen eine Möglichkeit, das Verhalten von Ionen beim Transport und Trennen zuerst in einfach realisierbaren Fallen zu studieren [Bro07].

Material und Herstellung

Das Ausgangsmaterial der PCB-Fallenchips ist eine Leiterplatte aus Polyimid mit einer Dicke von $410 \mu\text{m}$. Die Leiterplatte hat eine beidseitige Beschichtung mit $18 \mu\text{m}$ Kupfer³¹. Nach der Strukturierung der Umriss der Leiterplatte wurde die Kante, die auf das Fallenzentrum gerichtet ist, ebenfalls noch mit einer Kupferschicht versehen. Die Trennlinien mit einer Breite von $120 \mu\text{m}$ wurden bei den beiden Plattenflächen mit herkömmlichen Lithografie- und Ätztechniken erzeugt. Die Kupferschicht an der Innenkante wurde durch Bohrungen an den entsprechenden Stellen unterbrochen³². Das Leiterplattenmaterial eignet sich für Temperaturen bis 260°C . Die Vakuumtauglichkeit konnte in einer Testkammer bis zu einem Druck von $2,7 \cdot 10^{-10}$ mbar bestätigt werden [Sch06a]. Im Gegensatz zur Keramikfalle ist die PCB-Falle aus vier Fallenchips zusammengesetzt. Daher gibt es Chips für die Gleichspannungselektroden und Chips für die Radiofrequenzelektroden.

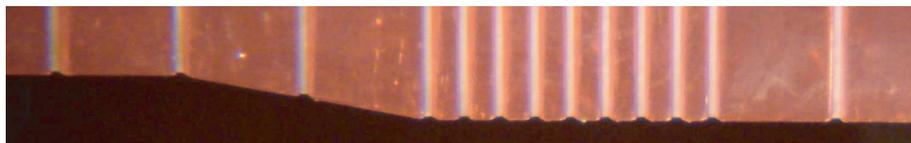


Abbildung 3.16: Detailansicht der PCB-Falle. Der Experimentierbereich wird von acht Elektroden mit einer Breite von $500 \mu\text{m}$ gebildet. Zwischen den Elektroden befinden sich $120 \mu\text{m}$ breite Isolierungen.

Aufbau

Der Aufbau der Fallenchips ist in den Abbildungen 3.16 und 3.17 zu sehen. Die Abmessungen der Chips sind $42 \text{ mm} \times 138 \text{ mm}$. Die Chipkanten, die auf das Fallenzentrum gerichtet sind, sind so ge-

³¹P96, Isola AG, Duren

³²micro pcb Ag, Thundorf, Schweiz

staltet, dass sich eine breite Ladezone, eine schmale Experimentierzone und ein Übergangsbereich ergeben.

Die Chips mit den Gleichspannungselektroden bestehen aus 15 Segmenten. Neben den beiden großen Randelektroden (Elektroden Nr. 1 und 15) gibt es fünf Elektroden mit einer Breite von 2 mm. Zwei dieser Elektroden sind um die Ladezone angeordnet (Elektroden Nr. 2 und 3), zwei breite Elektrode bilden den Übergangsbereich (Elektroden Nr. 4 und 5). Der Experimentierbereich wird von acht Elektroden mit einer Breite von $500\ \mu\text{m}$ gebildet (Elektroden Nr. 6 bis 13). Zur besseren Kontaktierung der Elektroden mit den elektrischen Zuführungen werden die Elektroden an den Rand des Chips geführt und aufgeweitet. Die Kontaktierung der Elektroden mit den Zuleitungskabeln wird mit einem vakuumtauglichen Silberlot³³ hergestellt. Zur mechanischen Entlastung der Lötstellen befinden sich Löcher in den Kontaktflächen der Elektroden, durch die die Kabel durchgesteckt werden.

Die Chips mit den Radiofrequenzelektroden bestehen jeweils aus einer großen Elektrode, die auf dieselbe Art wie die Gleichspannungselektroden kontaktiert wird. Um Asymmetrien bei den elektrischen Feldern der Ionenfalle zu verringern, haben die Radiofrequenzelektroden ebenfalls Trennlinien, die von der Kante aus 11 mm in den Chip hineinragen. Diese Trennlinien formen aber keine elektrisch getrennten Flächen.

Der Rahmen, der die Fallenchips trägt, wurde aus nichtmagnetischem V4A-Stahl gefertigt. Die Fallenchips werden mit jeweils zwei Klemmblöcken an dem Rahmen befestigt. Der Abstand zwischen gegenüberliegenden Chips beträgt in der Experimentierzone 2 mm, in der Ladezone 4 mm. Der Mindestabstand zwischen zwei benachbarten Fallenchips ist 1,12 mm.

Nach dem Einsetzen der Fallenchips in den Rahmen wurden noch zwei Kompensationselektroden eingebaut. Diese Elektroden bestehen aus Stäben aus V4A-Stahl mit einem Durchmesser von 1 mm, die mit einem vakuumtauglichen isolierenden Keramikklebstoff³⁴ in Löcher im Rahmen geklebt wurden. Die Kompensationselektroden verlaufen parallel zur Fallenachse in einem Abstand von 6,6 mm zur Fallenachse.

Fotografien der PCB-Falle sind in Anhang B zu sehen.

Elektrische Eigenschaften

Die Leiterplatten aus Polyimid haben einen Volumenwiderstand von $2,3 \cdot 10^8\ \text{M}\Omega/\text{cm}$ und eine Durchschlagsfestigkeit von $5,6\ \text{kV}/\text{mm}$. Bei einem Abstand von $100\ \mu\text{m}$ zwischen den Elektroden darf man somit eine maximale Spannung von 560 V anlegen.

Die Versorgung der Fallenchips mit der benötigten Radiofrequenzspannung erfolgt mit derselben Methode wie bei der Keramikfalle. Für die Kapazität des Systems aus Vakuumdurchführung, elektrischen Leitungen und PCB-Fallenchips wurde ein Wert von 33 pF gemessen (Messung zwischen der Radiofrequenzleitung und der Masse an der Vakuumdurchführung). Da diese Kapazitätswerte von Keramikfalle und PCB-Falle praktisch identisch sind, zeigen die Fallen auch ähnliche Radiofrequenzeigenschaften. Die PCB-Falle wird mit Topfkreis 3 betrieben, wobei die Resonanzfrequenz des Gesamtsystems bei $2\pi \cdot 11,81\ \text{MHz}$ liegt. Die an der Falle anliegenden Spitzenspannungen liegen im Bereich von 300 bis $500\ \text{V}_{\text{pp}}$.

Die Filterung der auf die Gleichspannungs- und Kompensationselektroden übersprechenden Ra-

³³Stay-Brite Silberlot, 505 Neutral Flux Flußmittel, Harris, Mason, OH, USA

³⁴Ultrar-Temp 516, Kager GmbH, Dietzenbach

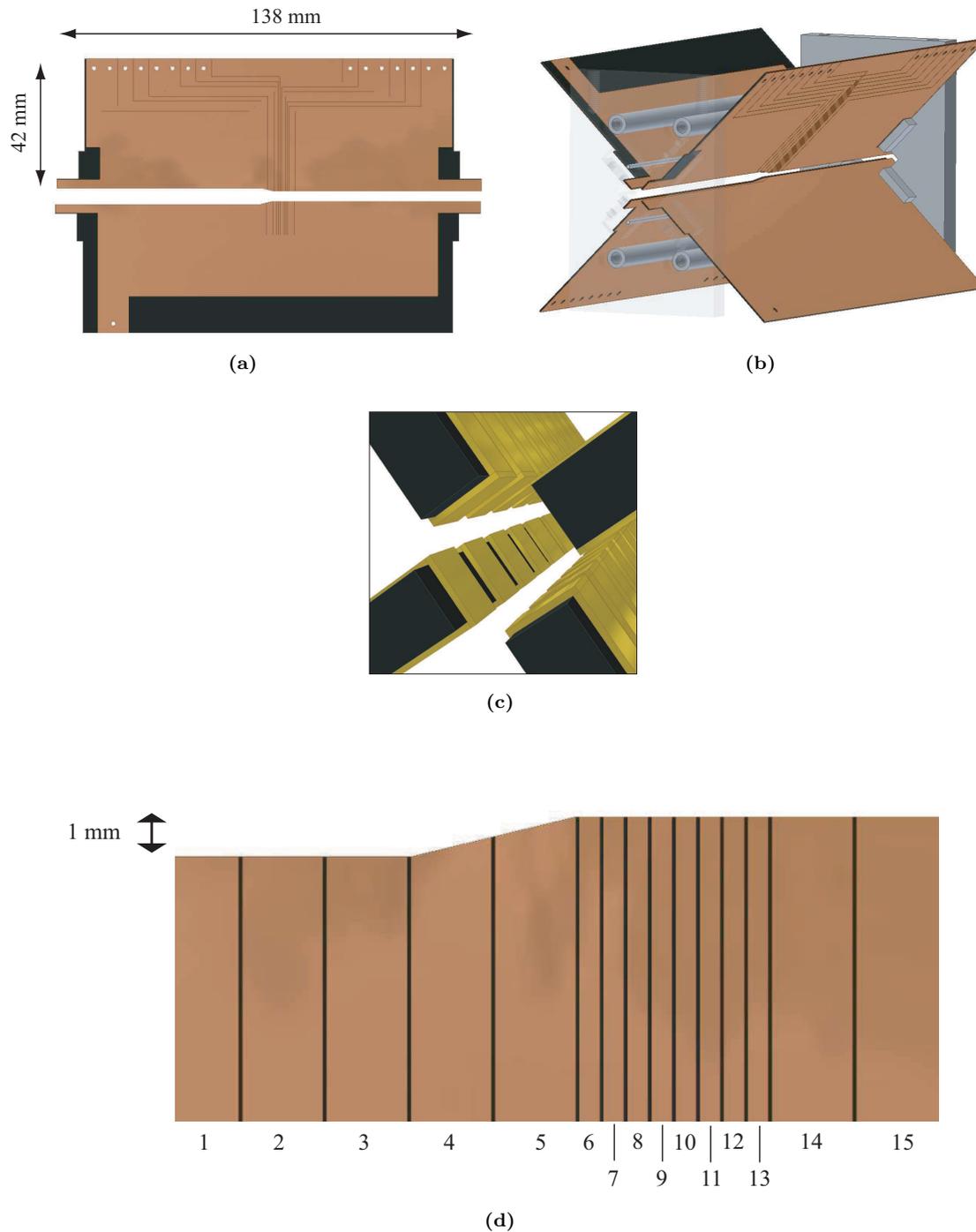


Abbildung 3.17: Aufbau der PCB-Falle. (a) Die Fallenchips für die Gleichspannungselektroden (oben) und die Radiofrequenzelektroden (unten) haben identische Abmessungen, allerdings eine andere Strukturierung der Elektroden. (b) Die Paul-Falle besteht aus vier Fallenchips, die in Form eines **X** angeordnet sind. Parallel zur Fallenachse verlaufen zwei Kompensationselektroden (dünne Stäbe, $\varnothing = 1$ mm). Der Halter besteht aus den vier Stäben ($\varnothing = 5$ mm), die zwei Edelstahlplatten verbinden (die vordere Platte ist in der Zeichnung transparent). (c) Detailansicht der beschichteten Innenkanten der Fallenchips. (d) Detailansicht der Elektroden, die sich in eine Ladezone (1-3), einen Übergangsbereich (4,5) und eine Experimentierzone (6-15) gruppieren. Die Elektroden 2 bis 5 und 14 haben eine Breite von 2 mm, die Elektroden 6 bis 13 eine Breite von 0,5 mm. Zwischen den Elektroden befinden sich $120 \mu\text{m}$ breite Isolierungen.

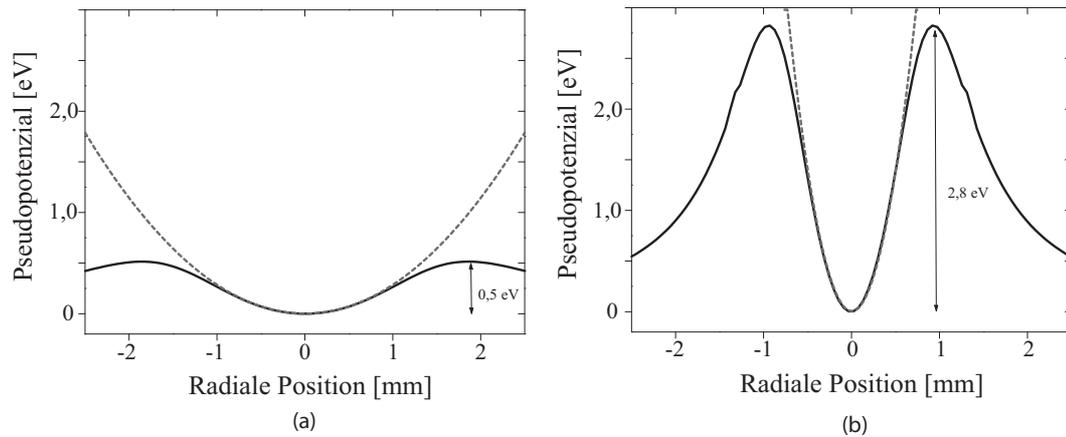


Abbildung 3.18: Simulierte radiale Potentiale der PCB-Falle in der Ladezone (a) und der Experimentierzone (b). Die Radiofrequenz hat eine Frequenz von $2\pi \cdot 11,81$ MHz und eine Spannung von $U=500$ V_{pp}.

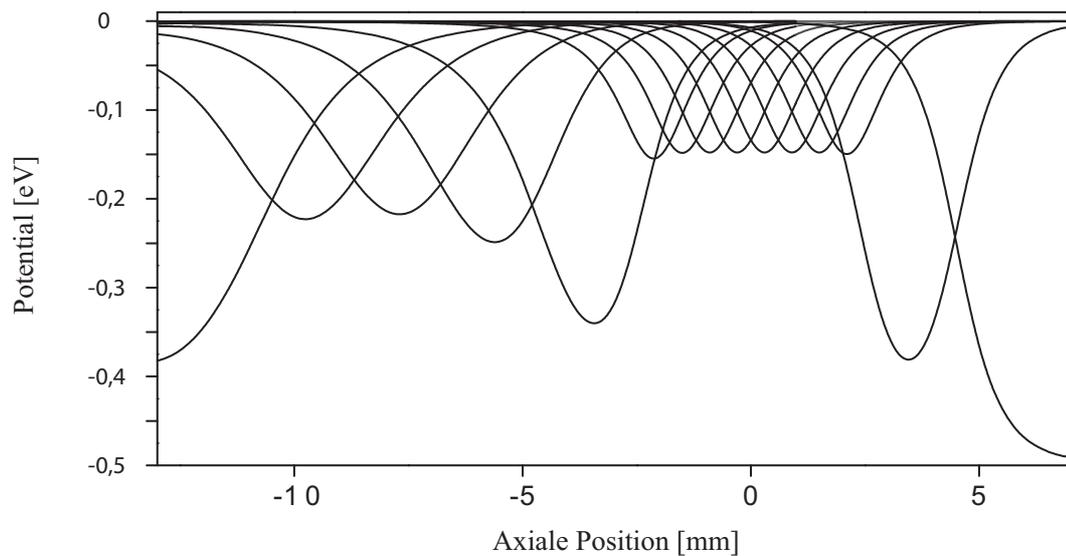


Abbildung 3.19: Simulierte axiale Potentiale der PCB-Falle. Die einzelnen Kurven zeigen das durch eine Spannung von -1 V entstehende Potenzial in der Fallenachse für jede Elektrode. Der Durchgriff einer angelegten Spannung auf die Fallenachse hängt von der Breite der Elektrode und dem Abstand von der Achse ab.

Radiofrequenz erfolgt mit LC-Tiefpassfiltern, die außerhalb des Vakuums auf dem Deckelflansch angebracht sind. Die Filter bestehen aus einem Kondensator, welcher die Signalleitungen mit Masse verbindet. Für einen Kondensator mit einer Kapazität von $4,7$ nF erhält man zusammen mit der Leitungsinduktivität einen LC-Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 1 MHz. Diese Filter stellen gleichzeitig die Masseleitung des am Deckelflansch befestigten Topfkreises dar.

Fallenpotenziale

Die Simulation der Fallenpotenziale erfolgte wieder mit der erwähnten Randelementmethode. Abbildung 3.18 zeigt das Pseudopotenzial in der Experimentierzone, das beim Betrieb der PCB-Falle mit einer Radiofrequenz von $2\pi \cdot 11,81$ MHz und einer Spannung von $U=500$ V_{pp} entsteht. Die Tiefe des Pseudopotenzials an der flachsten Stelle ist 0,5 eV in der Ladezone und 2,8 eV in der Experimentierzone. Durch die Anpassung einer Parabel an die simulierten Pseudopotenziale erhält man eine radiale Fallenfrequenz von $\omega_{rad} = 2\pi \cdot 819$ kHz für die Experimentierzone. Daraus ergibt sich ein q-Parameter von $q_x=0,195$ und ein Geometriefaktor von $\alpha'_x=0,23$.

Die Simulation des axialen Fallenpotenzials der PCB-Falle erfolgt ebenfalls analog zu dem Verfahren, das bei der Keramikfalle beschrieben wurde, dabei wird immer eine Elektrode auf -1 V gelegt, während alle anderen Elektroden auf Masse (0 V) liegen. Jedes gewünschte axiale Fallenpotenzial lässt sich aus diesen einzelnen Potenzialen durch Superposition zusammensetzen. Abbildung 3.19 zeigt diese Potenziale der einzelnen Elektroden. Der Durchgriff jeder einzelnen Elektrode hängt sowohl von der Breite der Elektrode als auch vom Abstand von der Fallenachse ab. Für eine Spannung von 10 V an den Elektroden 7 und 13 erhält man eine axiale Fallenfrequenz von $\omega_{ax} = 2\pi \cdot 240$ kHz in der Experimentierzone (Abb. 3.20).

Ein Vergleich der simulierten mit den gemessenen Fallenfrequenzen wird in Kapitel 4.3 dargestellt.

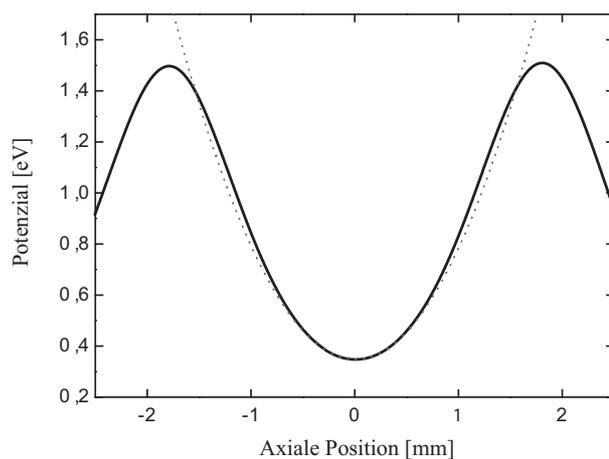


Abbildung 3.20: Simuliertes axiales Fallenpotenzial der PCB-Falle in der Experimentierzone. Das Potenzial entsteht durch Anlegen einer Spannung von 10 V an den Elektroden 7 und 13. Die axiale Fallenfrequenz beträgt $\omega_{ax} = 2\pi \cdot 240$ kHz.

Kapitel 4

Betrieb und Charakterisierung der Falle

Die Inbetriebnahme einer neu gebauten Ionenfalle erfolgt nach einem typischen Ablauf, der zu Beginn dieses Kapitels dargelegt wird. Die vorgestellten Prozeduren stellen den Ausgangspunkt für alle weiteren Experimente dieser Arbeit dar. Es werden zunächst die Voraussetzungen und Verfahren zum Einspeichern von Ionen in die Paul-Falle erläutert. Im Folgenden werden mit Ionenkristallen Messungen zur Bestimmung und Optimierung der Fallenparameter durchgeführt. Für die Charakterisierung des Langzeitverhaltens der neuen Ionenfalle über einen Zeitraum von mehreren Wochen wurde die Mikrobewegung der Ionen in der Falle beobachtet. Alle in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurden an der PCB-Falle durchgeführt. Eine Diskussion der Probleme, die bei der Keramikfalle durch Streuladungen entstanden, erfolgt im Laufe dieses Kapitels.

4.1 Laden von Ionen

Für das erfolgreiche Laden von Ionen in einer Ionenfalle muss eine Vielzahl an Bedingungen erfüllt sein. Zu den kritischen Parametern gehören Ofenstrom, Justierung der Laserstrahlen, Laserwellenlängen, Fallenpotenziale und die Ausrichtung und Fokussierung der Kamera. Diese Parameter müssen sorgfältig eingestellt und in regelmäßigen Abständen kontrolliert werden. Insbesondere vor dem erstmaligen Laden von Ionen in einer neuen Ionenfalle sind einige dieser Einstellungen nicht genau bekannt und es müssen durch theoretische Überlegungen und Messungen sinnvolle Ausgangswerte bestimmt werden.

Zu den Einstellungen, die sich ohne zusätzlichen experimentellen Aufwand mit ausreichender Genauigkeit vornehmen lassen, gehören die Wellenlängen aller verwendeten Laser. Diese können durch das Wavemeter mit einer absoluten Genauigkeit besser als 30 MHz auf die gewünschten Wellenlängen eingestellt werden. Dies ist zum Einspeichern von Ionen absolut ausreichend. Die räumliche Justierung der Laser auf die Fallenregion erfolgt mit Hilfe von Reflexen der Laserstrahlen auf den Fallenchips. Hierzu werden der Laser so justiert, dass sie nicht mehr optimal durch den Fallenschlitz geleitet werden, sondern ein Teil des Laserstrahls auf die Kante des Chips trifft. Aus

der Lage der Reflexe, die mit einer CCD-Kamera durch das Vakuumfenster H6 beobachtet werden, und geometrischen Überlegungen, können die Laser mit ausreichender Genauigkeit durch den richtigen Fallenbereich gelenkt werden. Eine ausführliche Diskussion des Verfahrens ist in [Mai06] beschrieben.

Ausrichtung und Fokussierung der EMCCD-Kamera erfolgt nach einem ähnlichen Verfahren, bei dem mit der Kamera auf eine Kante des Fallenchips scharf gestellt wird. Durch die unterschiedlich breiten Segmente, die beim Verfahren der Kamera entlang der Fallenkante sichtbar werden, kann die Kamera auf das richtige Fallensegment ausgerichtet werden. Indem man auf die Kanten unterschiedlicher Fallenchips scharf stellt, kann die richtige Fokussierung für eine scharfe Abbildung der Ionen ermittelt werden.

Ein wichtiger Parameter, den man vorab experimentell bestimmen muss, ist der Heizstrom des Kalziumofens, der erforderlich ist, um atomares Kalzium im Fallenvolumen zu erzeugen. Diese Messung ist notwendig, da das Kalzium nach Befüllung des Ofens noch für mehrere Stunden dem Sauerstoff der Atmosphäre ausgesetzt ist und oxidiert. Die Oxidschicht führt dazu, dass die Temperatur, bei der das eingeschlossene reine Kalzium freigesetzt wird, schwer vorhergesagt werden kann. Außerdem ist genaue Ausrichtung der Öfen und somit der Fluß des zu erwartenden Atomstrahls im Fallenvolumen nicht bekannt. Die Bestimmung des erforderlichen Ofenstroms erfolgt über die Detektion der Fluoreszenz des Atomstrahls. Hierfür wird der Laser bei 423 nm benötigt, der den $4^1S_0 \leftrightarrow 4^1P_1$ -Übergang im neutralen Kalzium anregt. Da die genaue Wellenlänge des Lasers durch die Dopplerverschiebung nicht exakt bekannt ist, wird die Laserwellenlänge über einen Bereich von $\pm 1,5$ GHz um die Resonanzfrequenz herum periodisch durchgestimmt. Damit das erwartete Fluoreszenzlicht bei 423 nm von der Kamera detektiert werden kann, muss der Filter im Beobachtungsstrahlengang entfernt werden. Das Kamerabild zeigt nun eine periodische Veränderung des Streulichtuntergrunds, der auf die Leistungsschwankung des eingestrahnten Lasers beim Durchstimmen zurückzuführen ist. Nun wird der Ofenstrom langsam erhöht. Dabei muss man nach jeder Erhöhung des Stroms mehrere Minuten warten, bis sich der Ofen auf ein neues Temperaturgleichgewicht eingestellt hat. Sobald das Fluoreszenzsignal des Kalziumatomstrahls deutlich aus dem Streulichtuntergrund hervortritt (siehe Abbildung 4.1), wird der Ofenstrom wieder verringert, um eine Ablagerung von Kalzium auf der Fallenstruktur zu verhindern. Aus der aufgezeichneten Resonanzkurve kann nun die optimale Verstimmung des Lasers bei 423 nm bestimmt werden. Da in unserem Aufbau die Ausbreitungsrichtungen von Atomstrahl und Laser fast gleich sind, ist die Dopplerverstimmung der Laserwellenlänge relativ groß. Sie liegt bei ca. 1 GHz. Für die Suche nach Ionen reicht es aus, den Ofenstrom auf einen Wert einzustellen, der etwas kleiner ist als der Strom, bei dem man Fluoreszenz beobachten konnte. Um die Photoionisation des neutralen Kalziums zu erreichen, wird der Laser bei 374 nm dem Laser bei 423 nm überlagert. Der Kühllaser wird beim ersten Ladeversuch auf eine Wellenlänge von 396,9596 nm eingestellt, dies entspricht einer Rotverstimmung von ca. 1 GHz. Der Rückpumplaser wird auf die Resonanz bei 866,452 nm gebracht.

Ein weiterer kritischer Punkt ist die Überlagerung der Laser bei 397 nm und 866 nm. Die Strahlen müssen daher sorgfältig überlagert werden bevor sie in die Vakuumkammer geleitet werden. Zusätzlich wird ein aufgeweiteter Teilstrahl des Rückpumplasers dem Kühllaser durch das Vakuumfenster H1 entgegen geschickt. Hierdurch wird sichergestellt, dass die Ionen bei einer geringfügigen Dejustierung der Strahlengänge noch von beiden Lasern beleuchtet werden. Für das axiale Fallenpotenzial werden Spannungen von 10 V an die Elektroden 3 und 7 angelegt, das radiale Potenzial wird durch eine Spannung von $400 V_{pp}$ erzeugt.

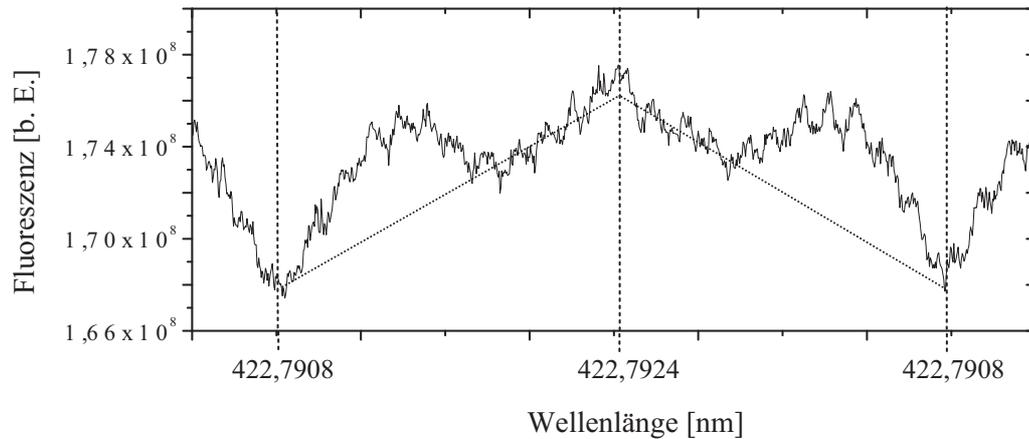


Abbildung 4.1: Spektroskopie der Fluoreszenz des Atomstrahls. Die Wellenlänge des Lasers bei 423 nm wird periodisch um die Resonanzfrequenz verstimmt. Aus dem Streulichtuntergrund (gepunktete Linie) wächst die Fluoreszenzlinie der neutralen ^{40}Ca -Atome des Atomstrahls hervor. Die periodische Veränderung des Streulichtuntergrunds ist auf die Leistungsmodulation des eingestrahlten Lasers zurückzuführen. Der Kalziumofen wurde mit einem Strom von 10 A betrieben.

Wenn alle beschriebenen Voraussetzungen erfüllt sind, können Kalziumionen im Fallenvolumen erzeugt und durch Dopplerkühlung abgebremst werden. Ist die kinetische Energie der Ionen kleiner als die Tiefe des Fallpotenzials von 1,8 eV werden die Ionen im Fallpotenzial gefangen. Der erste Nachweis der gefangenen Ionen erfolgt gewöhnlich mit der Kamera, die als Photonenzähler eingesetzt wird. Dabei wird der Rückpumpplaser ausgeschaltet, um zu sehen, ob sich die Photonenzählrate verringert. Voraussetzung für dieses Verfahren ist, dass die Wellenlänge des Rückpumpplasers nicht von der Kamera detektiert werden kann. Dies wird durch einen schmalbandigen Filter erreicht, der in den Abbildungsstrahlengang eingefügt wird. Durch die praktisch vollständige Ausfilterung des Lichts des Rückpumpplasers kann man selbst eine kleine Abnahme der Zählrate beim Ausschalten des Rückpumpplasers auf Ionen in der Falle zurückführen, die sich fast die gesamte Zeit im $D_{3/2}$ -Zustand befinden und daher kein Fluoreszenzlicht bei 397 nm aussenden können.

Durch Verschieben von Kamera und Lasern wird das Fluoreszenzsignal der Ionen nun so lange maximiert, bis auf dem Kamerabild eine Ionenwolke zu sehen ist (Abb. 4.1). Durch die räumliche Auflösung des Kamerabilds können die Laser nun mittig auf die Ionenwolke justiert werden.

Durch Reduzieren des Ofenstroms wird die Laderate so eingestellt, dass eine kleine Ionenwolke geladen wird, die nur noch aus wenigen Ionen bestehen. Je kleiner die Ionenwolke ist, umso weiter kann die Wellenlänge des Kühl lasers in Richtung der Resonanz verschoben werden. Ist die Anzahl der Ionen in der Wolke klein genug, kann es zu einem Phasenübergang kommen, bei dem sich die Ionen in einem Coulomb-Kristall anordnen (Abb. 4.3). Im Fluoreszenzspektrum ist dieser Übergang durch einen Sprung sichtbar. Die Größe der Ionenkristalle wird im Wesentlichen durch den Strahldurchmesser des Kühl lasers begrenzt. Dahingegen wird die Form des Ionenkristalls, also ob es sich um einen linearen, eindimensionalen, einen zweidimensionalen oder sogar dreidimensionalen Kristall handelt, durch das Verhältnis von axialer zu radialer Fallenfrequenz und der Anzahl der Ionen bestimmt. Bei großer Radialfrequenz und einer kleinen Anzahl von Ionen ordnen sich die Ionen in einer Kette an. Verringert man die Radialfrequenz oder erhöht die Zahl der Ionen, so bildet

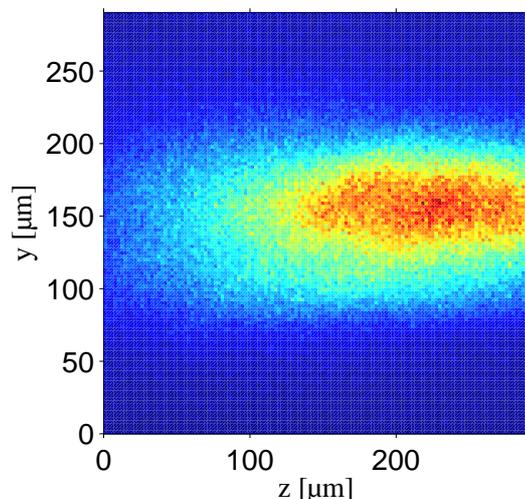


Abbildung 4.2: Wolke aus heißen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen.

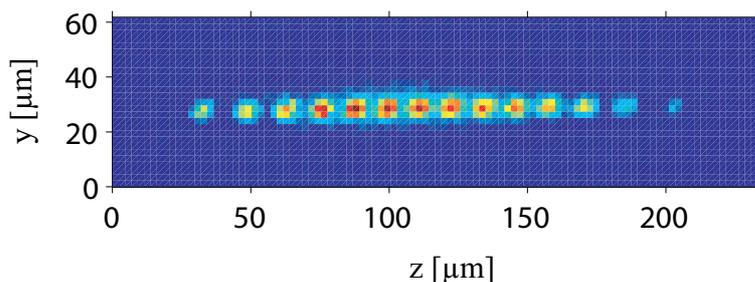


Abbildung 4.3: Linearer Ionenkristall mit 14 Ionen.

sich zuerst eine Zickzackanordnung der Ionen und dann kompliziertere zwei- und dreidimensionale Coulombkristalle (Abb. 4.4).

Für die meisten Experimente ist es allerdings erforderlich, einen Ionenkristall mit einer kleinen, wohl definierten Anzahl von Ionen zu haben. Dabei ist es ungünstig, zuerst eine Ionenwolke einzuspeichern und diese dann zu kristallisieren, da die Zahl der Ionen mit dieser Methode nicht kontrolliert werden kann. Daher erfolgt das kontrollierte Laden einzelner Ionen auf folgende Weise: der Ofenstrom wird so eingestellt, dass nur noch wenige Ionen pro Minute geladen werden (ca. 6.5 - 7 A). Der Atomfluss des Ofens ist dabei um ca. zwei Größenordnungen kleiner als bei der Spektroskopie der Fluoreszenz (Ofenstrom 10 A) [Rot03]. Stellt man den Kühllaser auf eine Wellenlänge von 396,9592 nm ein, dies entspricht einer Rotverstimmung von ca. 200 MHz, so kann man erreichen, dass Ionen, die in das Fallenvolumen gelangen, sofort kristallisieren und auf dem Kamerabild zählbar sind. Dieselbe Beobachtung ist auch anhand der Photonenzählrate möglich, die eine gequantelte Fluoreszenz zeigt, sobald ein Ion zum Kristall hinzukommt oder ihn verlässt (Abb. 4.1). Ist die gewünschte Zahl von Ionen geladen, werden die Ionisationslaser blockiert, so dass keine weiteren Ionen erzeugt werden. Wurden dennoch zu viele Ionen geladen, leert man die Falle wieder komplett, indem man die Spannungen an den beiden Fallenelektroden, die auf einer

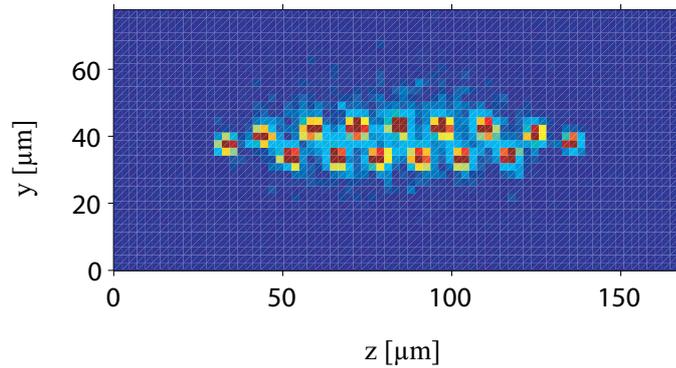


Abbildung 4.4: Zweidimensionaler Ionenkristall aus 15 $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen.

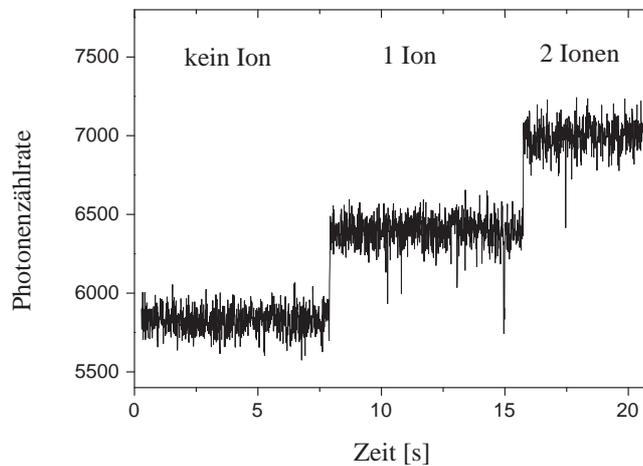


Abbildung 4.5: Quantisierte Fluoreszenz. Die Zählrate des Photomultipliers steigt sprunghaft an, sobald ein $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion in der Paul-Falle kristallisiert.

Seite den axialen Einschluss erzeugen, auf -10 V stellt.

Abbildung 4.6 zeigt die Laderaten abhängig von der Leistung des Lasers bei 423 nm und der angelegten Spannungen an der Radiofrequenzelektrode. Während die Abhängigkeit von der Laserleistung linear ist, sieht man bei den Spannungen ein Maximum bei $U=230\text{ V}_{\text{pp}}$, dieser Spannungswert entspricht einem q_x -Parameter von 0,09 (vgl. Kap. 2.1.1).

Die Speicherzeiten der gefangenen Ionen liegen in der Größenordnung von einigen Minuten. Limitiert wird diese Zeit durch das Vakuum mit einem Druck von $4 \cdot 10^{-10}$ mbar, was zu vermehrten Stößen mit Restgasatomen führt. Messungen zeigen, dass es bei einem solchen Druck ca. alle 2,5 min zu einem Stoß zwischen dem Ion im Fallenpotenzial und einem Restgasatom kommt [Kno04]. Die Stöße lassen sich in zwei Klassen unterteilen [Win98]:

- Elastische Stöße führen zu einem Energieübertrag auf das Ion, was zu einer größeren Bewegungsenergie (Aufheizung) und zur Dekohärenz des internen Zustands des Ions führt.
- Bei inelastischen Stößen kommt es zu einer chemischen Reaktion oder zu einem Ladungsaus-

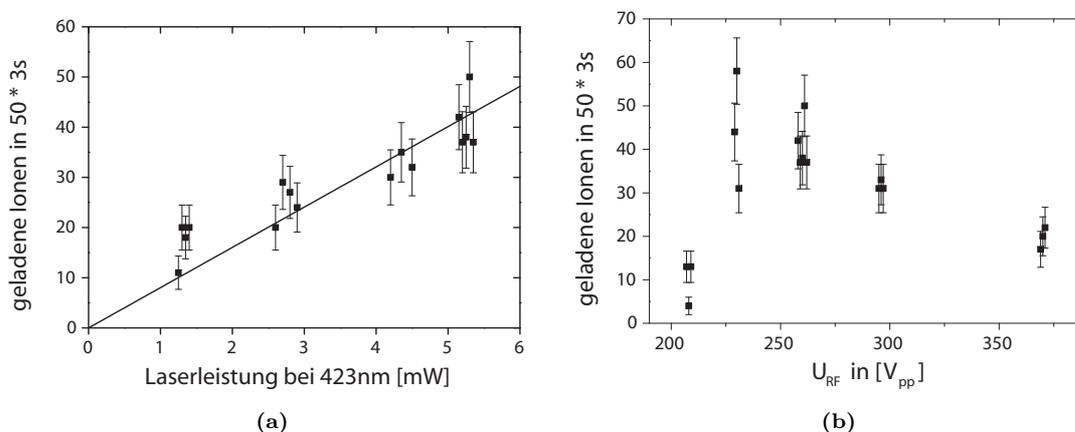


Abbildung 4.6: Laderate abhängig von der Laserleistung und Radiofrequenzspannung

tausch zwischen den Stoßpartnern. Dabei entsteht entweder ein Molekül, das für die Messungen nicht verwendet werden kann, oder es kommt zum Verlust des Ions aus dem Fallenpotenzial.

Außerdem besteht die Möglichkeit, andere ionisierte Kalziumisotope zu fangen. Als Bezeichnungen für alle gefangenen Ionen, die durch unsere Laser nicht zum Fluoreszieren gebracht werden können, haben sich *Fremdionen* und *dunkle* Ionen eingebürgert. Obwohl man dunkle Ionen im Experiment nicht sehen kann, gibt es eine Möglichkeit, die Masse dieser Ionen zu bestimmen. Diese Messung wird in Kapitel 6 vorgestellt. Man erkennt das Vorhandensein von Fremdionen an dem Kamerabild des Ionenkristalls. In der regelmäßigen Gitterstruktur des Kristalls sind dann Fehlstellen zu erkennen, an denen dunkle Ionen sitzen müssen (Abb. 4.7). Selbst wenn sich die Fremdionen an einer Randposition eines Ionenkristalls befinden, also vor allem bei Kristallen aus zwei Ionen, sind diese dunklen Ionen nachweisbar, wenn sie mit einem $^{40}Ca^+$ -Ion den Platz tauschen. Dieser Platztausch kann durch den Stoß eines Restgasatoms mit dem Kristall ausgelöst werden. Dabei taut der Kristall kurzzeitig auf und rekristallisiert wieder. Da sich also auch in einem scheinbar leeren Fallenvolumen noch Fremdionen aufhalten können, sollte vor jedem Einspeichern von Ionen die Falle noch einmal geleert werden.

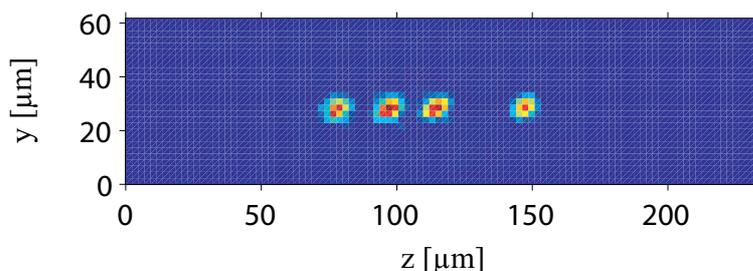


Abbildung 4.7: Ionenkristall mit einer Fehlstelle, an der ein Fremdion sitzen muss.

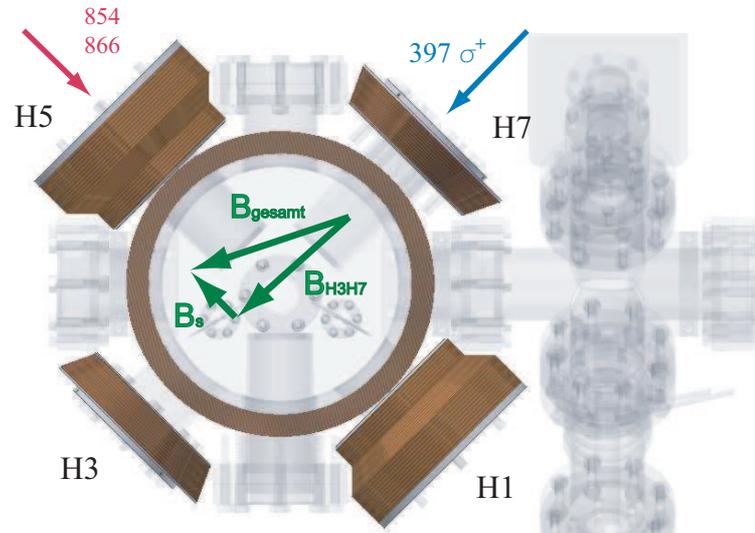


Abbildung 4.8: Horizontale Magnetfeldvektoren in der Experimentierkammer. Die beiden Magnetfeldspulen an den Vakuumfenstern H3 und H7 erzeugen das Magnetfeld \mathbf{B}_{H3H7} . Durch das Störfeld \mathbf{B}_S (senkrecht zu \mathbf{B}_{H3H7}) entsteht ein resultierendes Magnetfeld $\mathbf{B}_{\text{gesamt}}$. Damit das resultierende Magnetfeld entlang der Fallachse H3-H7 ausgerichtet ist, muss mit den Magnetfeldspulen an den Vakuumfenstern H1 und H5 ein Magnetfeld erzeugt werden, das das Störfeld kompensiert. Entsprechendes gilt für ein Störfeld in vertikaler Richtung, das mit Hilfe der Magnetfeldspule am Deckelflansch kompensiert wird.

4.2 Magnetfeld als Quantisierungsachse

Eine kontrollierte Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus der Ionen ist eine Voraussetzung für einige der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente. Um eine solche Aufspaltung zu erreichen, wird mit den Magnetfeldspulen an der Experimentierkammer ein Magnetfeld am Ort der Ionen erzeugt. Diese Quantisierungsachse muss dabei exakt entlang einer Fallachse ausgerichtet werden. Für die im folgenden Kapitel vorgestellten spektroskopischen Experimente wird der Magnetfeldvektor so eingestellt, dass er im Fallenzentrum entlang der Fallachse H3-H7 ausgerichtet ist. Hierfür müssen zuerst alle magnetischen Störfelder (Erdmagnetfeld, Magnetisierung der Apparatur) kompensiert werden.

In Abbildung 4.8 sind die horizontalen Magnetfeldvektoren in der Experimentierkammer dargestellt. Neben dem Magnetfeld \mathbf{B}_{H3H7} , das durch die beiden Magnetfeldspulen an den Vakuumfenstern H3 und H7 erzeugt wird, gibt es noch ein Störfeld, von dem aber nur die Komponente \mathbf{B}_S senkrecht zu \mathbf{B}_{H3H7} berücksichtigt wird, da das Gesamtmagnetfeld $\mathbf{B}_{\text{gesamt}}$ auf die Fallachse H3-H7 gelegt werden. Dazu wird mit den Magnetfeldspulen an den Vakuumfenstern H1 und H5 ein Magnetfeld erzeugt, das das Störfeld kompensiert. Das in der Abbildung nicht dargestellte Störfeld in vertikaler Richtung wird mit einem Magnetfeld kompensiert, das durch die Spule am Deckelflansch erzeugt wird.

Die genaue Einstellung der Magnetfeldrichtung am Ort der Ionen erfolgt durch Ausnutzung der Zeeman-Aufspaltung der $^{40}\text{Ca}^+$ -Niveaus (siehe Kap. 2.4.2). Strahlt man σ^+ -Licht entlang der Quantisierungsachse ein, so können nur Übergänge mit $\Delta m = +1$ angeregt werden. Befindet sich das Ion ursprünglich im Zeeman-Niveau $S_{1/2}(\Delta m = -1/2)$, so wird es in den Zustand $P_{1/2}(\Delta m = +1/2)$ angeregt, von dort aus zerfällt es mit einer Wahrscheinlichkeit von 58,6% in den $S_{1/2}(\Delta m = +1/2)$.

Von diesem Zeeman-Niveau sind keine weiteren σ^+ -Übergänge mehr möglich und das Ion kann keine Fluoreszenz mehr ausstrahlen. Detektiert man trotzdem noch Licht des Ions, so bedeutet dies, dass die Richtung des resultierenden Magnetfeldes $\mathbf{B}_{\text{gesamt}}$ nicht exakt mit der Richtung des Lasers übereinstimmt. Das durch die anderen Magnetfeldspulen erzeugte Kompensationsfeld wird nun so lange verändert, bis man keine Fluoreszenz der Ionen mehr beobachten kann. Nun wird das Magnetfeld \mathbf{B}_{H3H7} abgeschwächt, so dass ein Effekt durch eventuell noch nicht kompensierte Störfelder sichtbar wird und man dadurch wieder Fluoreszenzlicht detektiert. Die Kompensationsfelder können dadurch sukzessive auf den optimalen Wert eingestellt werden.

4.3 Fallenfrequenzen

Eine einfache Methode zur Messung der Fallenfrequenzen besteht in der Anregung der Bewegungsmode der Ionen (vgl. Abschnitt 2.1). Die Anregung erfolgt durch Anlegen einer Wechselspannung an ein Fallensegment. Ist die Frequenz der Wechselspannung gleich der Frequenz einer Bewegungsmode der Ionen, werden die Ionen zu Schwingungen mit dieser Eigenfrequenz angeregt. Der Nachweis der Schwingung erfolgt entweder über das Kamerabild, wo das Aufschwingen direkt beobachtet werden kann (siehe Abb. 4.9), oder über die Messung der Fluoreszenz der Ionen, die infolge der Dopplerverschiebung kleiner wird.

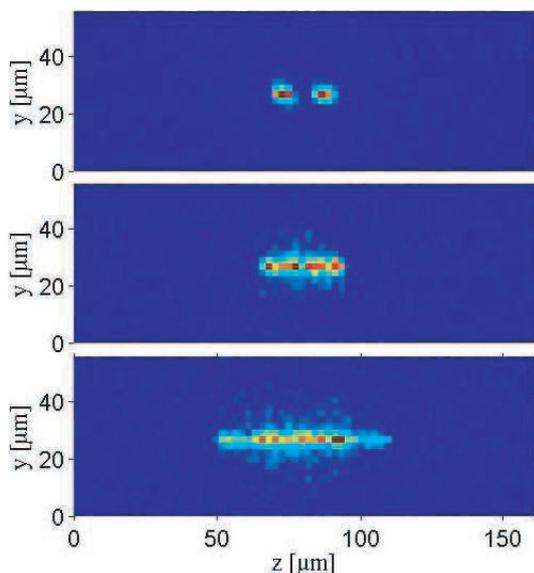


Abbildung 4.9: Anregung der axialen Schwerpunktsmode bei einem Ionenkristall aus zwei Ionen.

Axiale Fallenfrequenzen

Für die Messung der axialen Fallenpotenziale werden Spannungen von 3, 5, und 10 V an die beiden Fallenelektroden 7 und 13 (bzw. 8 und 12) angelegt. Die eingestellte Radiofrequenzspannung beträgt $U=400\text{ V}_{\text{pp}}$. Die Anregung erfolgt durch eine Wechselspannung von 1 mV an Elektrode 10 (da der Abstand dieser Elektrode zu den Ionen, und damit auch die benötigte Spannung, am

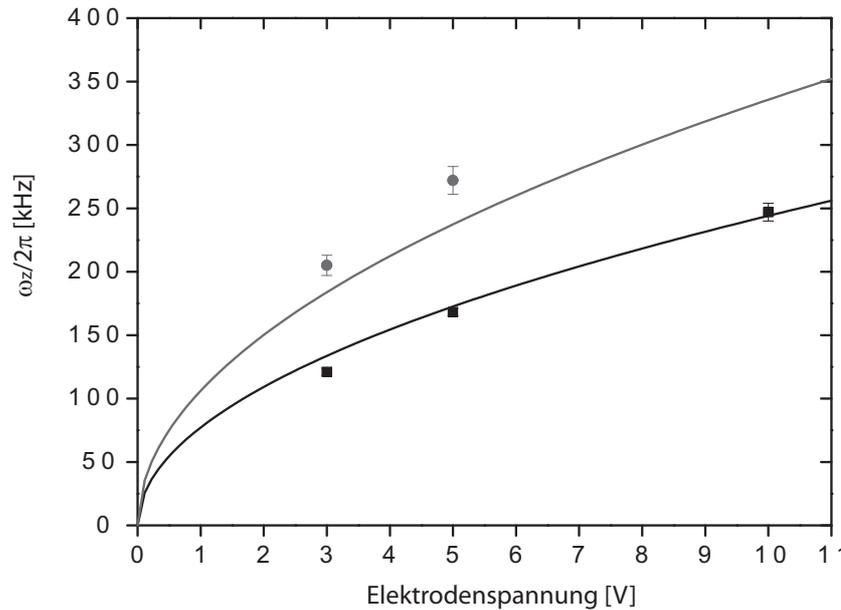


Abbildung 4.10: Gemessene Schwingungsfrequenzen ω_z der axialen Schwerpunktsmode eines Ionenkristalls. Die axialen Fallenpotenziale wurden durch Spannungen an den Elektroden 7 und 13 (oben) beziehungsweise 8 und 12 (unten) erzeugt, die Anregung der Schwingung erfolgte durch eine Wechselspannung von 1 mV an Elektrode 10. Die Kurven zeigen den Verlauf der theoretisch erwarteten Fallenfrequenzen.

kleinsten ist). Abbildung 4.10 zeigt die Abhängigkeit der gemessenen Schwingungsfrequenzen der Schwerpunktsmode von den angelegten Gleichspannungen. Der Vergleich mit den simulierten Fallenfrequenzen (durchgezogene Kurven) ergibt eine Abweichung von ca. 5%. Dieser Fehler entsteht durch die Unterschiede zwischen der simulierten (idealisierten) Geometrie der Fallenchips und der tatsächlichen Geometrie. Aus den gemessenen axialen Fallenfrequenzen lässt sich außerdem der Abbildungsmaßstab bestimmen. Hierzu wird ein Bild von einem Ionenkristall mit zwei Ionen aufgenommen und der Abstand zwischen den Ionen auf dem CCD-Chip der Kamera bestimmt. Aus den Gleichungen (2.23) und (2.25) erhält man den Abstand der Ionen im Fallenpotential. Durch den Vergleich der beiden Werte konnte für die Abbildung eine Vergrößerung von 10,4 berechnet werden.

Radiale Fallenfrequenzen

Die Messung der radialen Fallenpotenziale erfolgt bei einem axialen Fallenpotential, das durch eine Spannung von 10 V an den Elektroden 7 und 13 gebildet wird. Die Anregung der radialen Schwerpunktsmode erfolgt durch eine Wechselspannung von 1 mV an Elektrode 10. Abbildung 4.11 zeigt das radiale Aufschwingen eines linearen Ionenkristalls. Die Abhängigkeit der gemessenen Schwingungsfrequenzen der Schwerpunktsmode von der angelegten Radiofrequenzspannung, die im Bereich von $U=200-500 V_{pp}$ variiert wurde, ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Ein Vergleich mit den berechneten radialen Fallenfrequenzen zeigt eine Abweichung von weniger als 5%. Diese Abweichung lässt sich allein durch den Messfehler bei der Bestimmung der angelegten Radiofrequenzspannung mit dem kapazitiven Teiler begründen.

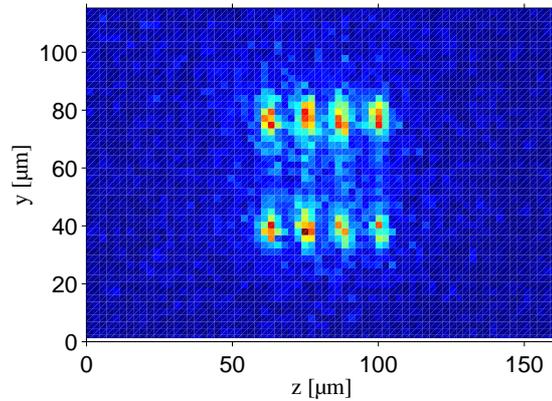


Abbildung 4.11: Aufschwingen eines linearen Ionenkristalls aus vier Ionen in radialer Richtung.

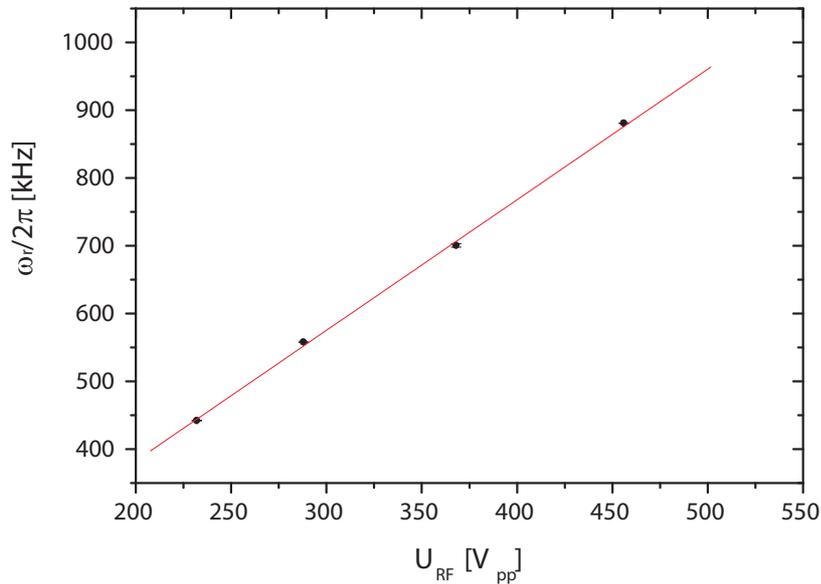


Abbildung 4.12: Gemessene Schwingungsfrequenzen ω_r der radialen Schwerpunktsmode eines Ionenkristalls. Die axialen Fallenpotenziale wurden durch Spannungen an den Elektroden 7 und 13 erzeugt, die Anregung der Schwingung erfolgte durch eine Wechselspannung von 1 mV an Elektrode 10. Die Gerade zeigt die simulierten Fallenfrequenzen.

4.4 Mikrobewegungskompensation

Als Mikrobewegung der Ionen bezeichnet man eine Bewegung der Ionen, die mit der Frequenz der angelegten Radiofrequenzspannung erfolgt. Befinden sich die Ionen genau im Minimum des Radiofrequenzpotenzials, so gibt es keine Mikrobewegung. Eine Mikrobewegung tritt erst dann auf, wenn ungewollte elektrische Störfelder, welche durch Ungenauigkeiten der Fallengeometrie und durch statische, elektrische Aufladungen nicht leitender Fallenteile entstehen, die Ionen aus

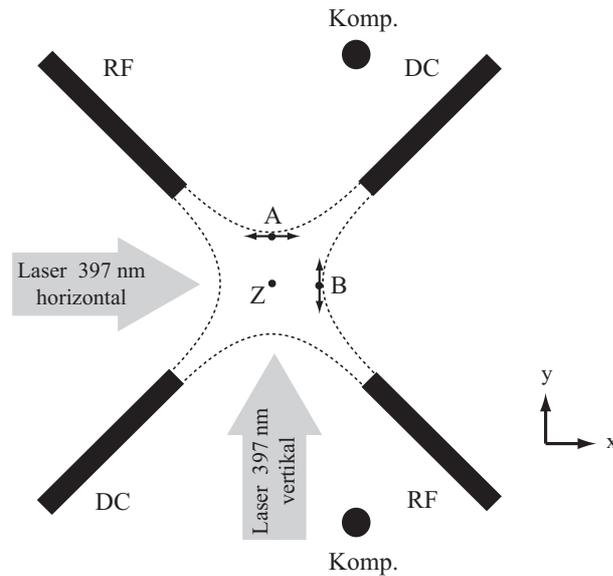


Abbildung 4.13: Schematischer Querschnitt durch die Falle. Befinden sich die Ionen nicht im Fallenzentrum (Z), so erfolgt eine Mikrobewegung in Richtung der Feldlinien des Quadruplofeldes (gestrichelte Linien). Eine Verschiebung der Ionen in x -Richtung verursacht eine Mikrobewegung in y -Richtung (A), die mit dem horizontalen Kühlaser sichtbar gemacht werden kann. Entsprechendes gilt für eine Verschiebung in y -Richtung (B). Mit den Kompensationselektroden können die Ionen zurück ins Zentrum geschoben werden.

dem Potenzialminimum herauschieben (siehe Abb. 4.13). Die Mikrobewegung der Ionen stellt ein Problem dar, da sie zu einer Dopplerverbreiterung des Kühlübergangs führt (Abb. 4.14). Da die minimal erreichbare Temperatur proportional zur Breite des Kühlübergangs ist, ist die Kühlung somit weniger effizient (siehe Abschnitt 2.2.1).

Die Kompensation der Mikrobewegung erfolgt durch Anlegen von Spannungen an zwei Kompensationselektroden. Die resultierenden elektrischen Felder wirken den Störfeldern entgegen und schieben die Ionen in das Fallenzentrum. In den folgenden Abschnitten werden drei Methoden erläutert, mit denen die Mikrobewegung gemessen und die Spannungen an den Kompensationselektroden eingestellt werden können. In Abschnitt 4.5 wird auf die Entstehung von Streuladungen näher eingegangen. Eine ausführliche Diskussion der Mikrobewegung von Ionen erfolgt in [Ber98].

Kompensation mit der Kamera

Die einfachste, aber auch größte Methode, die Mikrobewegung zu kompensieren, erfolgt durch Beobachtung der Ionen auf dem Kamerabild, während man die Radiofrequenzspannung verstellt. Wenn es keine Störfelder gibt, befinden sich die Ionen genau im Minimum des Pseudopotenzials, unabhängig von der Spannungsamplitude der Radiofrequenz. Gibt es dahingegen noch Störfelder, so verschieben sich die Ionen bei einer Verkleinerung der Radiofrequenzspannung, da die Störfelder immer dominanter werden. Zur Kompensation dieser Störfelder stellt man die Radiofrequenzspannung zunächst auf einen möglichst großen Wert, bei dem sich die Störfelder praktisch nicht mehr auswirken. Die Ionen befinden sich dann in guter Näherung an der Position eines ungestörten Potentials. Diese Position wird auf dem Kamerabild markiert. Reduziert man die Spannung wieder,

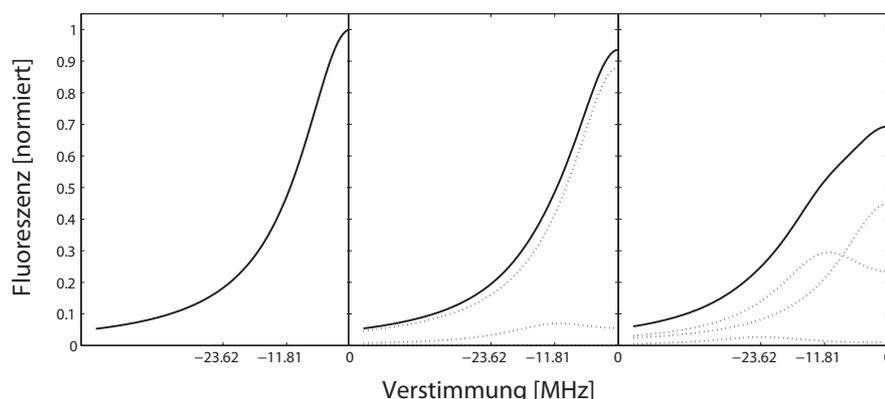


Abbildung 4.14: Verbreiterung eines optischen Übergangs durch die Mikrobewegung der Ionen. Durch die Mikrobewegungsseitenbänder im Abstand von Vielfachen der Radiofrequenz ($2\pi \cdot 11,81$ MHz) ändert sich die Form der Resonanzlinie. Im Vergleich zu dem reinen Lorentzprofil (links) wird die Linienform durch die Mikrobewegung breiter und flacher. Die mittlere Kurve entspricht einer Verschiebung des Ions aus dem Fallenzentrum von $2,6 \mu\text{m}$ und der resultierenden Mikrobewegungsamplitude von 200 nm. Bei der rechten Kurve beträgt die Verschiebung $6,2 \mu\text{m}$ und die Amplitude 480 nm.

so werden die Ionen durch die Störfelder immer weiter verschoben. Durch Anlegen von Spannungen an die Kompensationselektroden werden die Ionen an die markierten Stellen zurückgeschoben. Die Radiofrequenzspannung wird dann weiter reduziert, um die Kompensationsspannungen noch genauer einstellen zu können. Diese Methode wird durch die Auflösung der Abbildung und die Größe der Pixel der Kamera limitiert (in unserem Fall also auf ca. 1 Pixel und der daraus resultierenden Auflösung von $25 \mu\text{m}/10,4$). Außerdem lässt sich mit dieser Methode nur die Mikrobewegung entlang der Achse senkrecht zur Beobachtungsrichtung kompensieren (vgl. Abb. 4.13).

Kompensation mit der Breite der Spektrallinie

Die Mikrobewegung der Ionen führt zu einer Verbreiterung der Resonanzlinie eines optischen Übergangs (siehe Abb. 4.14) und kann über diese Linienverbreiterung auch kompensiert werden. Um die Kompensation über die Linienbreite des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ -Übergangs durchzuführen, wird dieser Übergang zunächst entsättigt, damit der Einfluss der Sättigungsverbreiterung (siehe Kap. 5) reduziert wird. Der Laser bei 397 nm wird so verstimmt, dass die Photonenstreurate bei 50% ihres Maximalwerts bei Resonanz liegt. Ist die Resonanzlinie durch Mikrobewegungsseitenbänder verbreitert, kann man durch Anlegen passender Kompensationsspannung erreichen, dass die Seitenbänder kleiner, die Resonanzlinie dadurch schmaler und die beobachtete Fluoreszenz verringert wird. Die Frequenz des Lasers wird dann wieder so eingestellt, dass die Fluoreszenz bei 50% des Maximalwerts liegt und der Vorgang wird so lange wiederholt, bis keine Verbesserung der Kompensation mehr möglich ist.

Kompensation mit einer Korrelationsmessung

Diese Kompensationsmethode beruht auf der Dopplerverschiebung des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ -Übergangs aufgrund der Mikrobewegung der Ionen im Fallenpotenzial. Ionen mit Mikrobewegung streuen

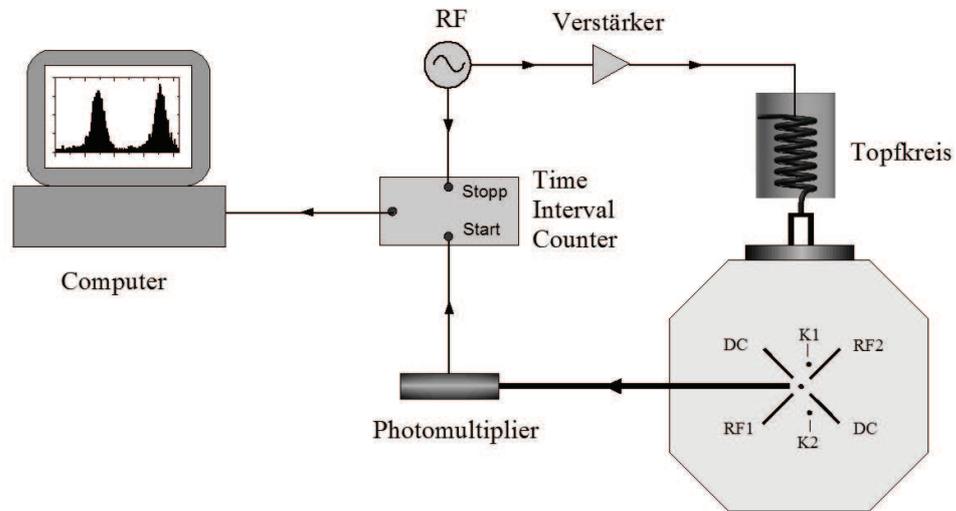


Abbildung 4.15: Schematischer Aufbau der Korrelationsmessung. Sobald ein gestreutes Photon des Kühllasers am Photomultiplier registriert wird beginnt der *Time Interval Counter* die Zeit zu messen. Ein Punkt auf der Flanke des Radiofrequenzsignals dient als Stoppimpuls. Die gemessenen Zeiten werden mit dem Computer in Form eines Histogramms dargestellt.

das Licht des Kühllasers bevorzugt bei einer bestimmten Phase ihrer Schwingungsbewegung. Diese Phase hängt von der Verstimmung der Frequenz des Kühllasers ab. Da die Lebensdauer des $S_{1/2}$ -Zustands (7 ns) kurz gegenüber der Periode der Radiofrequenz (78 ns) ist, ist die Streurrate der Ionen geschwindigkeitsabhängig und somit abhängig von der Phase des Radiofrequenzfeldes. Diese Abhängigkeit lässt sich durch eine Messung der Korrelation zwischen der Ankunftszeit der Fluoreszenzphotonen am PMT und eines Nulldurchgangs der Radiofrequenzfeldes sichtbar machen. Der experimentelle Aufbau für diese Messung ist in Abbildung 4.15 skizziert. Ein *Time Interval Counter*¹ misst die Zeit zwischen dem Eintreffen eines Photons am PMT und dem Anfang einer Radiofrequenzperiode. Nach jeweils 40000 gemessenen Photonen werden die Zeiten in einem Histogramm dargestellt.

Abbildung 4.16 zeigt drei Histogramme der Zeitintervalle für unterschiedliche Werte der Kompensationsspannungen bei konstanter Verstimmung der Frequenz des Kühllasers. Bei schlechter Kompensation ist im Histogramm deutlich eine Modulation mit der Radiofrequenz zu erkennen. Bei besserer Kompensation der Mikrobewegung nimmt die Amplitude der Modulation ab. Messungen auf entgegengesetzten Seiten des Fallenzentrums erkennt man durch eine Phasenverschiebung der Modulation um 180° . Der Kontrast des Signals wird größer, wenn die Photonenstreurrate stark von der Verstimmung des Kühllasers abhängt, daher sollte die Verstimmung des Lasers so gewählt werden, dass die Photonenstreurrate bei 50% ihres Maximalwerts bei Resonanz liegt. Außerdem sollte keine Sättigungsverbreiterung vorliegen. Abbildung 4.16 (d) zeigt die sehr gute lineare Abhängigkeit der Amplitude der Mikrobewegung von der angelegten Kompensationsspannung (vgl. Glg. (2.18)). Durch Anpassung einer Geraden an die Messpunkte lassen sich die Kompensationsspannungen mit einer Genauigkeit von ca. $\pm 0,2$ V bestimmen. Diese Kompensation muss allerdings für horizontale

¹SR 620, Stanford Research Systems, Sunnyvale, CA, USA

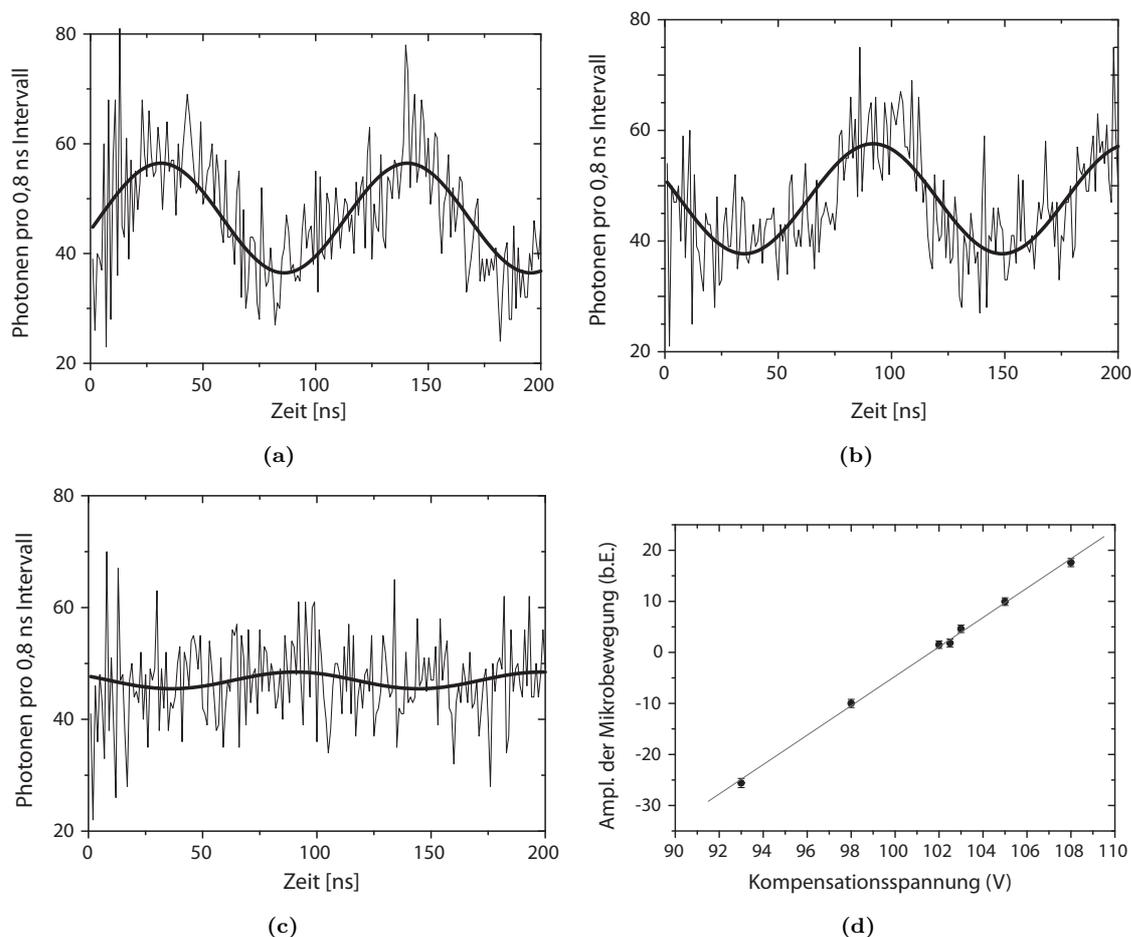


Abbildung 4.16: Korrelationsmessung der Mikrobewegung in horizontaler Richtung. An die gemessenen Histogramme wurde eine Sinusfunktion angepasst. (a) Korrelation bei einer Kompensationsspannung von -98 V (b) Korrelation bei einer Kompensationsspannung von -105 V. Die Phasenverschiebung der Modulationen um 180° entsteht durch Messungen auf entgegengesetzten Seiten des Fallenzentrums. (c) Messung bei einer Kompensationsspannung von 102,5 V. Die Mikrobewegung der Ionen ist fast vollständig kompensiert. (d) Die Amplitude der Mikrobewegung in Abhängigkeit von der Kompensationsspannung. Für die Amplitude 0 lässt sich die Spannung 101,6 V bestimmen.

und vertikale Strahlen des Kühllasers einzeln durchgeführt werden.

Die Kompensationsspannungen bei wiederholten Messungen über einen Zeitraum von 77 Tagen, bzw. 182 Betriebsstunden, des Kalziumofens ist in Abbildung 4.17 zu sehen. Da sich die Kompensationsspannungen von Tag zu Tag nur geringfügig ändern, kann man daraus schließen, dass sich nichtleitende Teile auf den PCB-Chips bei der Photoionisation nur wenig aufladen. Eine Ionenfalle mit PCB-Chips unterscheidet sich in diesem Punkt nicht von einer Ionenfalle, die keine nichtleitenden Teile nahe des Fallenzentrums besitzt [Rot03]. Der langsame Anstieg der Kompensationsspannung im Laufe des Fallenbetriebs entsteht durch Kalziumablagerungen des Ofens auf den Fallenchips. Diese Ablagerungen reagieren durch den Kontakt mit Restgasatomen zu einer Oxid- bzw. Nitridschicht, die die Chips mit großen nichtleitenden Flächen verunreinigen. Der Effekt von Streuladungen, die sich auf diesen Flächen ansammeln können, wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

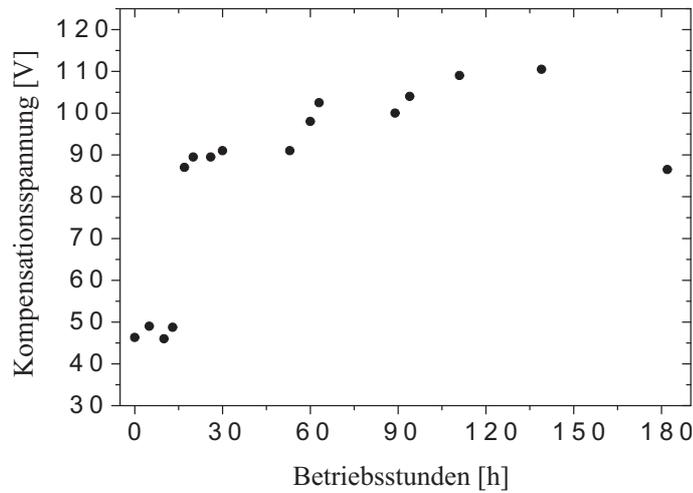


Abbildung 4.17: Messung der Kompensationsspannung an der PCB-Falle über einen Zeitraum von 77 Tagen, bzw. 182 Betriebsstunden. Die Spannung ändert sich von Tag zu Tag nur geringfügig. Der langsame Anstieg der Kompensationsspannung entsteht durch die Ablagerung von Kalziumoxid und -nitrid auf den Fallenchips. Der Spannungssprung nach 13 Betriebsstunden trat nach einer kompletten Stromabschaltung im Labor auf. Der Grund für den Abfall der Kompensationsspannung bei 182 Betriebsstunden ist eine experimentelle Pause von mehreren Wochen, in der sich ein Teil der Ablagerungen auf den Fallenchips verflüchtigt hat.

4.5 Streuladungen

Störende Streuladungen entstehen, wenn geladene Teilchen in der Nähe des Fallenzentrums auf einen Nichtleiter treffen. Zu diesen Nichtleitern gehören:

- nicht beschichtete Bereiche der Fallenstruktur, an denen das isolierende Trägermaterial (Polyimid bzw. Aluminiumoxid) sichtbar ist,
- eine Oxidschicht auf der Metallisierung, die durch den Kontakt der Metallschicht mit Luft oder Chemikalien bei der Reinigung entstehen kann und
- Kalziumablagerungen durch den Ofen, die durch Kontakt mit Restgasatomen zu einer Oxid- bzw. Nitridschicht reagieren können.

Ihren Ursprung haben die Ladungen bei der Photoionisation des neutralen Kalziums. Hierbei entstehen im Überlappungsbereich der Photoionisationslaser mit dem Kalziumatomstrahl freie Elektronen und $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen. Die Menge entstehender freier Ladungsträger hängt somit vom Öffnungswinkel des Atomstrahls und dem räumlichen Überlapp mit den Ionisationslasern ab. Ein Experimentaufbau, bei dem der Atomstrahl und die Laser sich unter einem kleinen Winkel schneiden, und somit einen größeren Überlapp haben, erzeugt mehr Streuladungen als ein Aufbau, bei dem sich Atomstrahl und Laser unter einem Winkel von 90° schneiden.

Den Effekt von Streuladungen auf den Betrieb einer Paul-Falle sieht man am besten im Stabilitätsdiagramm (Abb. 2.2). Streuladungen führen zu einer Veränderung des a_x - bzw. a_y -Parameters (Glg. (2.7)), wodurch man sich im Stabilitätsdiagramm nicht mehr auf der $a_x = 0$ -Achse befindet, sondern ober- oder unterhalb der Achse. Bei einem typischen q_x -Parameter von $0 < q_x < 0,4$ kann diese Änderung bewirken, dass man den Stabilitätsbereich dadurch verlässt. Um trotz Streuladun-

gen noch in einen stabilen Bereich des Diagramms zu kommen, könnte man mit größeren q_x -Werten arbeiten, also bei höheren Radiofrequenzspannungen oder kleineren Frequenzen. In dem Bereich zwischen $0,4 < q_x < 0,9$ kommt es aber durch die Abweichungen von einem perfekten Quadrupolpotenzial zu nichtlinearen Resonanzen zwischen der Ionenbewegung und der Radiofrequenz. Dies kann dazu führen, dass Energie auf das Ion übertragen wird, das dadurch das Fallenpotenzial verlassen kann [Alh96]. Außerdem kommt es durch die Streuladungen zu einer starken Mikrobewegung der Ionen, da diese aus dem Zentrum der Falle herausgedrückt werden. Die Amplitude dieser Mikrobewegung ist proportional zu q_x und dem Streufeld E_x (siehe Glg. (2.18)). Durch die Mikrobewegung sinkt die Fluoreszenzrate, die Dopplerkühlung wird ineffizienter und das Ion ist auf dem Kamerabild schlechter zu erkennen (siehe Abschnitt 4.4). Das Vorhandensein von Streuladungen macht einen stabilen Betrieb der Falle somit sehr schwer und für große Aufladungen sogar unmöglich.

Um das Auftreten von Streuladungen in der unmittelbaren Umgebung des Fallenzentrums zu minimieren, wurde bei der Konstruktion der Keramikfalle (siehe Abschnitt 3.8.1) darauf geachtet, dass möglichst alle Flächen, die dem Fallenzentrum zugewandt sind, mit Gold beschichtet wurden. Allerdings wurden die großen, isolierenden Flächen, die sich auf der Außenseite der Falle befinden, also auf der dem Fallenzentrum abgewandten Seite, nicht mit Gold beschichtet (siehe Abb. 4.18).

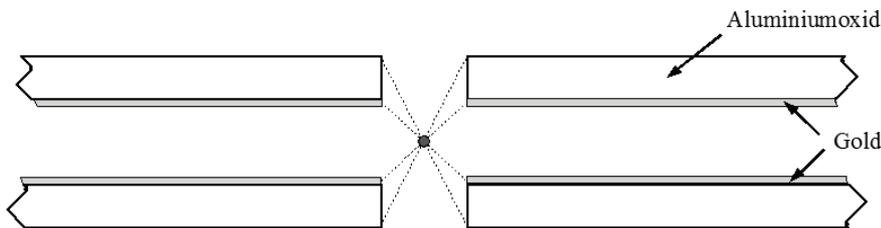


Abbildung 4.18: Maßstäblicher Querschnitt durch die Keramikfalle senkrecht zur Fallenachse (roter Punkt). Die Fallenchips sind nur auf einer Seite mit Gold beschichtet (überhöht dargestellt). Auf allen nicht beschichteten Oberflächen kann es zu Aufladungen kommen, die durch ihre elektrischen Felder ein stabiles Speichern von Ionen erschweren und sogar unmöglich machen können, dies gilt insbesondere für Aufladungen auf Flächen, die einen direkten „Sichtkontakt“ mit dem Fallenzentrum haben (mit gestrichelten Linien angedeutet).

Eine Beschichtung der Innenkanten des Fallenschlitzes war bei dem verwendeten Herstellungsverfahren nicht möglich. Da es trotz intensiver Bemühungen nicht möglich war, in der Keramikfalle Ionen einzuspeichern, haben diese isolierenden Flächen und die Aufladungen, die dadurch entstehen können, einen größeren Einfluss auf die Fallenpotenziale als zunächst vermutet. Diese Beobachtung wurde inzwischen auch durch die Erfahrungen mit einer segmentierten Ionenfalle an der Universität Innsbruck bestätigt. Die Fallenchips dieser Falle besitzen auch eine nichtleitende Seite, und ein Laden von Ionen in dieser Ionenfalle war ebenfalls nicht möglich [Hän07]. Die im Folgenden dargelegten Messungen mit der PCB-Falle werden zeigen, dass sich solche isolierenden Flächen so mit Streuladungen aufladen, dass kein Speichern von Ionen möglich ist.

Bei der Planung der PCB-Falle (siehe Abschnitt 3.8.2) wurden die negativen Erfahrungen mit der Keramikfalle berücksichtigt, d.h. die Rückseiten der Fallenplatinen sind nun auch leitfähig, trotzdem sind auch bei dieser verbesserten Konstruktion die Effekte der Streuladungen noch sichtbar. So ist beim Einschalten der Ionisationslaser eine Verschiebung bereits eingespeicherter Ionen um einige μm zu sehen, die beim Abschalten der Ionisationslaser langsam wieder zurück geht. Nachdem die Ionisationslaser einige Stunden in Betrieb waren, waren die Aufladungen sogar so groß und dauerhaft, dass es möglich war Ionen einzuspeichern, obwohl alle DC-Spannungen bei 0 V waren. Der Nullpunkt dieses von Streuladungen verursachten Potentials befand sich dabei bei demselben Segment (Nr. 10), über dem auch davor die Ionen geladen wurden. Dies spricht dafür, dass sich die Streuladungen in den Zwischenräumen zwischen den Segmenten 9 und 10 und den Segmenten 10 und 11 befunden haben. Eine Auswertung dieser „0 V-Falle“ mit einer axialen Fallenfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 104 \text{ kHz}$ ermöglichte eine Abschätzung der Streuladungen. Dabei kommt man auf eine Aufladung der beiden Isolationsbereiche, die einem Potential von jeweils ca. $-1,4 \text{ V}$. Eine so große Aufladung stellt beim Betrieb der PCB-Falle eine Ausnahme dar, die bedingt war durch die mehrstündige Ionisation von Kalziumatomen und der entsprechend hohen Zahl an freien Ladungen in der Experimentierkammer. Das Ausmaß der Aufladung zeigt aber, dass sich große Isolationsflächen wie bei der Keramikfalle so stark aufladen können, dass ein Laden von Ionen unmöglich wird. Dies ist vor allem dann der Fall, wenn der Ionisationslaser und der Atomstrahl nicht genau auf das Fallenzentrum ausgerichtet sind und eine Aufladung verursachen, die sich hauptsächlich auf einer Seite des Fallenzentrums befindet.

Bei der PCB-Falle konnte weiterhin ein geringer Anstieg der erforderlichen Kompensationsspannungen beim Betrieb der Falle über viele Wochen beobachtet werden (siehe Abschnitt 4.4). Dies ist ein Effekt, der bereits bei anderen Ionenfallen beobachtet wurde [Gul03a, DeV02, Tur00]. Die Ursache liegt in der Bildung einer Oxid- bzw. Nitridschicht auf den Fallenchips durch Kalziumablagerungen. Der störende Effekt durch diese Ablagerungen kann sogar so groß werden, dass eine Kompensation der Mikrobewegung nicht mehr möglich ist. Eine effiziente Entfernung solcher Ablagerungen ist ohne Öffnung der Vakuumkammer möglich, indem man mit einem Laserstrahl die Fallenchips lokal erwärmt und dadurch die Ablagerungen verdampft [Gul03a]. Ohne diese zusätzliche Erhitzung verschwinden die Ablagerungen im Laufe der Zeit zwar auch wieder, aber die erforderlichen Zeiten betragen viele Wochen, in denen kein Betrieb der Falle möglich ist (da sich sonst neue Ablagerungen bilden würden).

Weiterhin führen Fluktuationen bei den Streuladungen auf der Fallenoberfläche zu einer Aufheizung der Ionen, da die elektrischen Felder am Ort des Ionen an die Ladungen ankoppeln können [Win98]. Diese Ankopplung und Energieübertragung findet dann statt, wenn das Frequenzspektrum der Feldfluktuationen eine Überlappung mit den Frequenzen der Bewegung des Ions in der Falle hat. Die resultierende Änderung der Phononenzahl entspricht einer Aufheizung des Ions. Diese Auswirkungen von Streuladungen auf die Heizraten der PCB-Falle werden in Kapitel 7 ausführlich behandelt werden.

Um den Einfluss von Streuladungen auf den Betrieb der Ionenfalle möglichst gering zu halten, sollten bei der Konstruktion und beim Betrieb einer Ionenfalle folgende Punkte berücksichtigt werden:

- Die Lücken zwischen den Leiterbahnen müssen möglichst schmal sein, oder das Material dazwischen so tief wie möglich entfernt werden, so dass die Elektroden eine fingerartige Struktur

haben.

- Alle Flächen der Fallenstruktur, die nicht als Elektrode oder Isolierung dienen, sollten mit einer leitenden Beschichtung versehen und geerdet werden.
- Vor dem Einbau in das Vakuum sind alle Metalloberflächen von Oxidschichten zu befreien.
- Durch eine Aufteilung der Falle in eine Lade- und eine Experimentierzone können Kalziumablagerungen auf einen Bereich konzentriert werden, in dem keine empfindlichen Experimente durchgeführt werden.
- Zwischen Ofen und Fallenschlitz kann eine wegklappbare Blende eingefügt werden. Durch diese Blende kann der Ofen stark erhitzt werden, um ein Entfernen der Oxidschicht des Kalziums (siehe Abschnitt 4.1) zu erreichen, ohne dass eine Ablagerungen von Kalzium auf der Falle entsteht.
- Wenn neue Ionen in die Falle eingespeichert werden sollen, sollte der Ofen immer nur kurz angeschaltet werden. Dies setzt lange Speicherzeiten der Ionen und somit ein gutes Vakuum voraus.
- Bei der Anwendung einer gepulsten Lademethode, die auf der Laserablation von Kalzium beruht, kann auf Öfen verzichtet und die Ablagerung von Kalzium auf den Fallenchips verringert werden [Hen07].

Einige dieser Punkte wurden bei der Planung der nächsten Fallengeneration bereits berücksichtigt [Sch0xb].

Kapitel 5

Spektroskopie

Die Laserspektroskopie an gefangenen Ionen in einer Paul-Falle ermöglicht die Charakterisierung der Ionen und der Ionenfalle anhand der konstanten atomaren Bezugsgrößen. Abhängig vom Verhältnis der Fallenfrequenz ω und dem damit verbundenen Abstand der Bewegungsseitenbänder der Ionen zur Zerfallsrate Γ des atomaren Übergangs, unterscheidet sich die Art der Spektren und die Informationen, die sich daraus ermitteln lassen:

- $\omega \ll \Gamma$: Die Bewegungsseitenbänder können nicht aufgelöst werden, aber bei einem Fluoreszenzspektrum lassen sich aus den Linienbreiten Erkenntnisse über die Temperatur der Ionen und die Sättigung des angeregten Übergangs ableiten. Des Weiteren können mit Dunkelresonanzen Aussagen über das Magnetfeld am Ort der Ionen gemacht werden und die Linienbreite der Laser gemessen werden.
- $\omega \gg \Gamma$: Bei dieser Seitenbandspektroskopie können die Bewegungsseitenbänder im Fluoreszenzspektrum aufgelöst werden. Aus dem Frequenzabstand der Seitenbänder lassen sich das Magnetfeld am Ort der Ionen sowie die Fallenfrequenzen ermitteln. Das Verhältnis der Amplitude von rotem und blauem Bewegungsseitenband ermöglicht eine präzise Messung der Temperatur der Ionen. Diese Messungen bilden die Grundlage für die Seitenbandkühlung und die kohärente Zustandsmanipulation.

In diesem Kapitel werden ausschließlich die Fluoreszenzspektren des atomaren Λ -Systems $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2} \leftrightarrow D_{3/2}$ von $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen in der PCB-Falle untersucht. Da die natürlichen Linienbreiten $\Gamma_{\text{nat}} = 2\pi \cdot 22,3 \text{ MHz}$ dieser Übergänge viel größer sind als die Fallenfrequenzen, handelt es sich bei den aufgenommenen Fluoreszenzspektren um den ersten der oben aufgeführten Fälle, bei dem die Bewegungsseitenbänder nicht aufgelöst werden können.

5.1 Linienformen

Die Linienform in den beobachteten Fluoreszenzspektren wird im Wesentlichen durch die natürliche Linienbreite Γ_{nat} des atomaren Übergangs dominiert. Bei dem Linienprofil handelt es sich um ein

Lorentzprofil mit einer frequenzabhängigen Intensitätsverteilung [Dem04a]:

$$I(\omega_s) = I_0 \frac{\Gamma_{\text{nat}}/2\pi}{(\omega_s - \omega_0)^2 + (\Gamma_{\text{nat}}/2)^2}, \quad (5.1)$$

wobei I_0 die Gesamtintensität und ω_0 die Resonanzfrequenz des Übergangs ist.

Durch äußere Einflüsse kann es zu einer Verbreiterung der Linie kommen. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten, spielen hauptsächlich folgende Punkte, eine Rolle:

- **Dopplerverbreiterung** Die dopplerverbreiterte Linienform bei der Spektroskopie eines einzelnen Ions ähnelt zwar der Resonanzlinie eines thermischen Ensembles von Atomen, es handelt sich hierbei aber um eine Dopplerverbreiterung, die durch eine Besetzung der Bewegungsseitenbänder des Ions entsteht. Ist die Dopplerverbreiterung viel größer als alle anderen Linienverbreiterungen, so erhält man als Linienform eine Gaußkurve mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von [Dem04a]

$$\frac{\Delta\omega_{\text{D}}}{\omega_0} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{\frac{k_B T}{Mc^2}}, \quad (5.2)$$

wobei M die Masse eines Ions, k_B die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur ist.

Bei kleinen Temperaturen erhält man als resultierende Linienform eine Faltung aus dem Lorentzprofil mit natürlicher Linienbreite $\Delta\omega_{\text{nat}}$ und der gaußförmigen Dopplerverteilung. Diese Linienform mit der Halbwertsbreite $\Delta\omega_{\text{V}}$ bezeichnet man als *Voigt-Profil*. Aus der gemessenen Breite eines Voigt-Profiles kann die Halbwertsbreite $\Delta\omega_{\text{D}}$ der Dopplerverteilung mittels der nachfolgenden „Entfaltungsformel“ mit sehr guter Genauigkeit berechnet werden [Oli77, Kie05]:

$$\Delta\omega_{\text{D}} = \sqrt{\Delta\omega_{\text{V}}(\Delta\omega_{\text{V}} - \Delta\omega_{\text{nat}})}. \quad (5.3)$$

- **Sättigungsverbreiterung** Diese Verbreiterung wird durch eine Änderung der Besetzungsdichten von Grundzustand und angeregtem Zustand bei hohen Laserintensitäten hervorgerufen. Die Sättigungsintensität für einen Übergang mit der natürlichen Linienbreite Γ_{nat} bei der Wellenlänge λ ist gegeben durch:

$$I_{\text{sat}} = \frac{2\pi^2 \hbar c \Gamma_{\text{nat}}}{3\lambda^3}. \quad (5.4)$$

Der Sättigungsparameter s ist dabei definiert als¹

$$s = \frac{2|\Omega_0|^2}{\Gamma_{\text{nat}}^2}, \quad (5.5)$$

wobei Ω_0 die resonante Rabi-Frequenz ist (siehe Kapitel 2.2).

Es lässt sich zeigen, dass sich die Linienbreite durch Sättigung des Übergangs wie folgt verändert [Dem00]:

$$\Gamma_{\text{sat}} = \Gamma_0 \sqrt{1 + s}, \quad (5.6)$$

Um den Effekt der Sättigungsverbreiterung minimal zu halten, muss bei der Laserspektroskopie darauf geachtet werden, dass nicht zu viel Laserleistung verwendet wird.

¹Manchmal wird der Sättigungsparameter auch als $s = |\Omega_0|^2/\Gamma_{\text{nat}}^2$ definiert. Die Sättigungsintensität ist dann doppelt so groß.

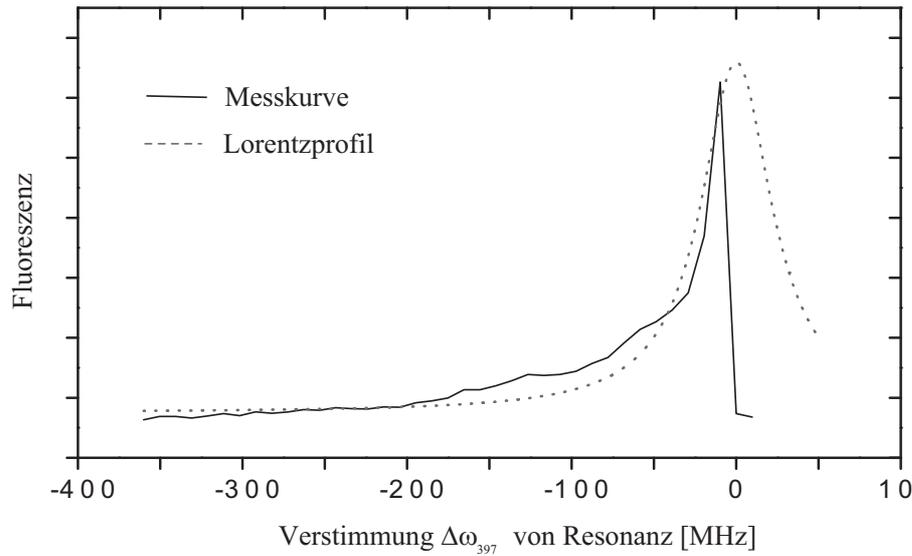


Abbildung 5.1: Spektrum des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ -Übergangs. Die Frequenz des Lasers bei 397 nm wurde verstimmt, während die Frequenz des Lasers bei 866 nm konstant blieb. Im Bereich der Resonanz ($\omega_L \approx \omega_{\text{Res}}$) beginnt der Laser das Ion zu heizen und die Fluoreszenz fällt scharf ab. An die aufgenommene Linienform wurde ein Lorentzprofil mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von $\Delta\omega = 2\pi \cdot 52,4$ MHz angepasst. Die Messung erfolgte mit 6 Ionen bei einer Magnetfeldstärke von ca. 13 G und einer Sättigung von $s_{397} = 6,9$ (die Sättigung s_{866} spielt keine Rolle).

- **Dunkelresonanzen** Das $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion ist kein 2-Niveau-System und die Effekte durch weitere Niveaus spielen eine große Rolle (siehe Kapitel 2.2.2). Durch das $D_{3/2}$ -Niveau handelt es sich bei $^{40}\text{Ca}^+$ um ein Λ -System, bei dem es durch Dunkelresonanzen zu einer Veränderung der atomaren Linienbreiten und zu einer Änderung des Kühllimits bei der Dopplerkühlung kommt [Rei96].

Zusätzliche Komplikationen entstehen durch:

- **Zeeman-Aufspaltung** Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes kommt es zu einer Aufspaltung der Zeeman-Niveaus. Je nach Polarisation der eingestrahlten Laser werden Übergänge zwischen verschiedenen Zeeman-Zuständen unterschiedlich stark angeregt. Dadurch kommt es zu einer weiteren Verbreiterung und Veränderung der Linienform.
- **Mikrobewegungsseitenbänder** Bei nicht idealer Kompensation der Mikrobewegung entstehen Seitenbänder im Abstand von 11,81 MHz zur Resonanzfrequenz, welche die Resonanzlinie verbreitern (siehe Abb. 4.14).

5.2 Fluoreszenzspektrum des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2} \leftrightarrow D_{3/2}$ -Systems

Zur Aufnahme der Fluoreszenzspektren wurden die Laser mit den Wellenlängen 397 nm und 866 nm entlang der Fallenachse H5-H1 auf einen gefangenen Ionenkristall (ein bis sechs Ionen) eingestrahlt. Das zusätzliche Einstrahlen des Lasers bei 854 nm verhinderte dabei den Übergang der Ionen in das $D_{5/2}$ -Niveau. Dieser Laser hat ansonsten keinen Einfluss auf die beobachteten Spektren. Zum Durchstimmen der Laserwellenlänge wurde eine lineare Frequenzrampe auf den Mo-

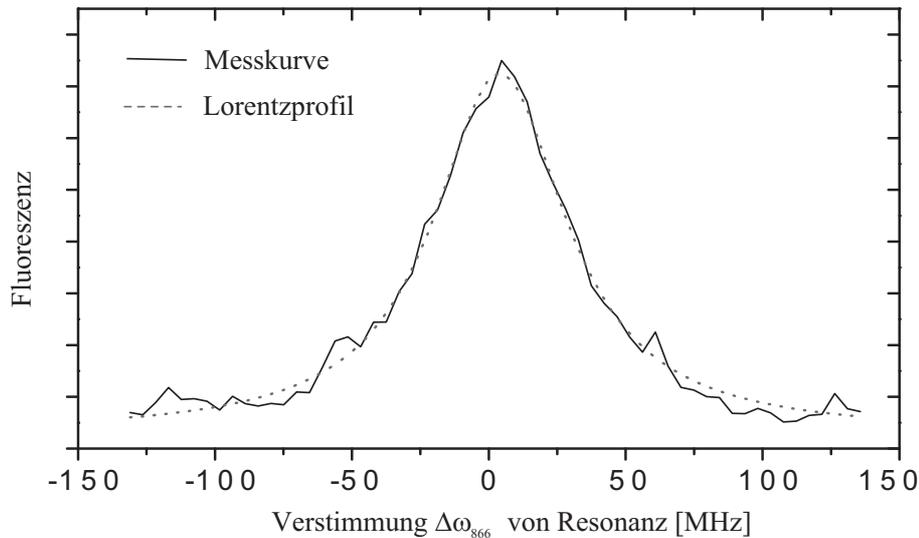


Abbildung 5.2: Spektrum des $P_{1/2} \leftrightarrow D_{3/2}$ -Übergangs. Die Frequenz des Lasers bei 866 nm wurde verstimmt, während die Frequenz des Lasers bei 397 nm konstant gehalten wurde. An die aufgenommene Linienform wurde ein Lorentzprofil mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von $\Delta\omega=2\pi\cdot 58,6$ MHz angepasst. Die Messung erfolgte mit 4 Ionen bei einer Magnetfeldstärke von ca. 13 G und einer Sättigung von $s_{866}=10$ und $s_{397}=8,2$.

dulationseingang des Rückkopplungsgitters eines der Laser (397 nm oder 866 nm) gegeben. Um die Sättigungsverbreiterung möglichst gering zu halten, wurden die Laserleistungen so gering wie möglich eingestellt; die Aufnahme der Fluoreszenzspektren erfolgte mit der EMCCD-Kamera. Alle Fluoreszenzspektren in diesem Kapitel wurden bei einem Magnetfeld von ca. 13 G aufgenommen².

Je nachdem, welcher der beiden Laser durchgestimmt wurde, ergeben sich unterschiedliche Linienformen:

- Das Durchstimmen des Kühllasers bei 397 nm führt zu einer asymmetrischen Linienform (siehe Abbildung 5.1). Befindet sich der Laser auf der *roten* Seite der Resonanz ($\omega_L < \omega_{\text{Res}}$), beobachtet man eine dopplerverbreiterte Linie. Auf der *blauen* Seite der Resonanz ($\omega_L > \omega_{\text{Res}}$) heizt der Laser das Ion und durch die große Zahl entstehender Seitenbänder kommt es zu einem scharfen Abfall der Fluoreszenz, was zur Folge hat, dass man bei dieser Art der Spektroskopie immer nur eine halbe Resonanzlinie erhält. Stellt man die Wellenlänge des Rückpumpasers bei 866 nm so ein, dass seine Verstimmung Δ_r von der Resonanz größer ist als die Linienbreite, so hat dieser Laser keinen wesentlichen Einfluss mehr auf die Linienbreite. Wenn außerdem die Mikrobewegung vollständig kompensiert wurde und die Aufspaltung der Zeemanniveaus hinreichend klein ist, so erhält man ein 2-Niveau-System wie es in Kapitel 2.2.1 theoretisch beschrieben wurde.
- Beim Durchstimmen des Rückpumpasers bei 866 nm kann man eine komplette Resonanzlinie beobachten, die im Wesentlichen (mit Ausnahme von Dunkelresonanzen) symmetrisch um

²Da eine Messung des Magnetfeldes am Ort der Ionen nicht direkt möglich war, wurde das Magnetfeld der Spulen mit einem Messgerät außerhalb der Vakuumkammer vermessen und anschließend der Wert im Fallenzentrum errechnet. Bei dieser Abschätzung wurden die Auswirkungen der Edelstahl-Vakuumkammer auf das Feld im Innern nicht berücksichtigt. Somit handelt es sich bei den in dieser Arbeit angegebenen Magnetfeldstärken lediglich um grobe Abschätzungen.

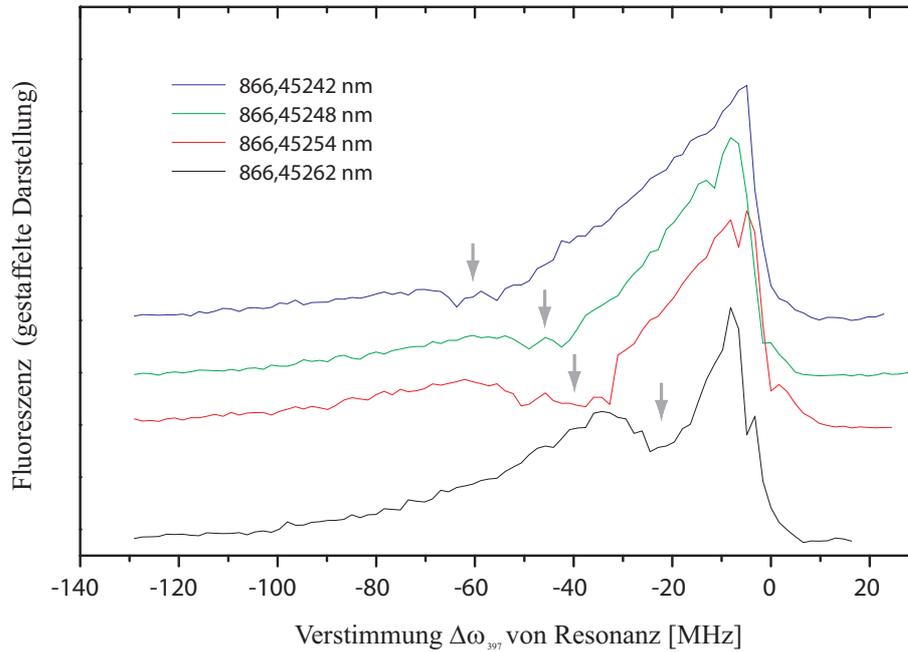


Abbildung 5.3: Spektren des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ -Übergangs für vier verschiedene Verstimmungen der Laserwellenlänge bei 866 nm. Links der Resonanz ist ein Einbruch der Fluoreszenz durch Dunkelresonanzen zu erkennen (Pfeil). Diese Dunkelresonanzen verschieben sich bei größer werdender Verstimmung der Laserwellenlänge bei 866 nm von der Resonanz weg. Die Messungen erfolgten jeweils mit 4 Ionen bei einer Magnetfeldstärke von ca. 13 G und einer Sättigung von $s_{397}=4,8$ (die Sättigung s_{866} spielt keine Rolle).

die Resonanzfrequenz ist (siehe Abbildung 5.2). Die Frequenz des Kühllasers wird dabei auf einen konstanten Wert eingestellt, der einen so großen Abstand von der Resonanz haben sollte, dass die Dunkelresonanzen das beobachtete Linienprofil möglichst wenig verändern. Bei der beobachteten Linienform reicht hierfür eine Verstimmung von 100 MHz.

Die Berechnung der Temperatur der Ionen aus den gemessenen Halbwertsbreiten von $\Delta\omega_{866}=2\pi\cdot 58,6$ MHz und $\Delta\omega_{397}=2\pi\cdot 52,4$ MHz mit den Gleichungen (5.3) und (5.2) ist möglich, wenn das Magnetfeld am Ort der Ionen und die daraus resultierende Zeeman-Aufspaltung bekannt ist. Bei den vorgestellten Messungen würde aus der angegebenen Magnetfeldstärke von ca. 13 G allerdings eine Zeeman-Aufspaltung des $S_{1/2}$ -Niveaus von $\Delta\omega=2\pi\cdot 36$ MHz resultieren. Daraus wird deutlich, dass die wirkliche Magnetfeldstärke am Ort der Ionen kleiner sein muss. Eine genaue Messung wäre mit einem Seitenbandspektrum möglich, bei dem aus dem Abstand der aufgelösten Zeeman-Komponenten die Magnetfeldstärke bestimmt werden kann. Eine solche Seitenbandspektroskopie ist aber experimentell aufwendig und beim gegenwärtig Entwicklungsstand des Experiments noch nicht durchführbar. Eine grobe Abschätzung der Temperatur der Ionen ist dennoch möglich, wenn man die aufgenommenen Resonanzlinien mit ähnlichen Spektren vergleicht, welche in anderen Arbeitsgruppen aufgenommen wurden und bei denen die Temperatur experimentell bestimmt wurde [Näg98b, Roo00a]. Diese Methode erlaubt eine grobe Abschätzung der Temperatur auf ca. 2 mK. Dieser Wert liegt noch deutlich über dem theoretisch erreichbaren Kühllimit der Dopplerkühlung in einem idealen 2-Niveau-System von $170 \mu\text{K}$ (siehe Glg. (2.70)).

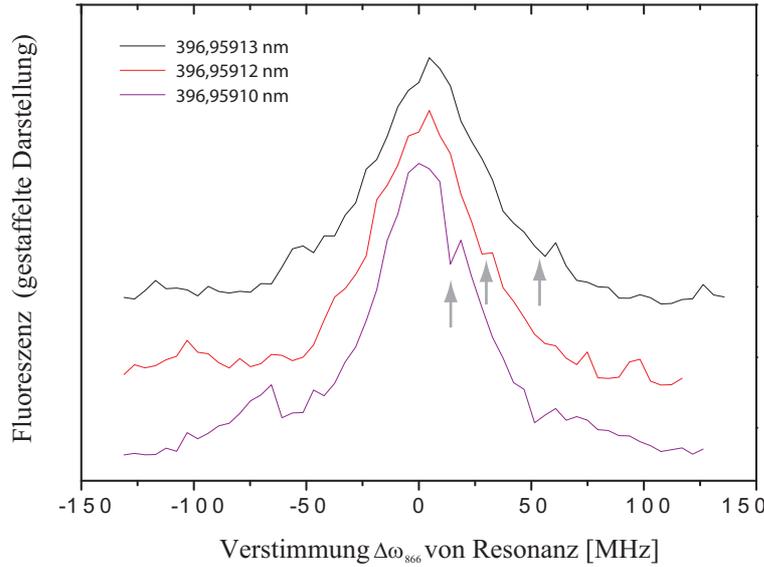


Abbildung 5.4: Spektren des $P_{1/2} \leftrightarrow D_{3/2}$ -Übergangs für drei verschiedene Verstimmungen der Laserwellenlänge bei 397 nm. Rechts der Resonanz ist ein Einbruch der Fluoreszenz durch Dunkelresonanzen zu erkennen (Pfeil). Diese Dunkelresonanzen verschieben sich bei größer werdender Verstimmung der Laserwellenlänge bei 397 nm von der Resonanz weg. Die Messungen erfolgten jeweils mit 4 Ionen bei einer Magnetfeldstärke von ca. 13 G und einer Sättigung von $s_{866}10$ und $s_{397}=8,2$.

5.2.1 Dunkelresonanzen

Für die optimale Beobachtung der in Kap. 2.2.2 theoretisch vorhergesagten Dunkelresonanzen im 3-Niveau-System $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2} \leftrightarrow D_{3/2}$ müssen Mikrobewegungskompensation, Magnetfeld, Frequenzverstimmungen und Laserleistungen sorgfältig eingestellt werden. Die Anzahl der beobachteten Dunkelresonanzen kann durch die Polarisation und Einstrahlrichtung der Laserstrahlen relativ zur Quantisierungsachse (Magnetfeldrichtung) variiert werden (siehe Kap. 2.4.2). Hierzu wird zuerst die Quantisierungsachse mit dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Verfahren entlang der Fallachse H3-H7 ausgerichtet. Eine minimale Anzahl von vier Dunkelresonanzen erreicht man, wenn die eingestrahelten Laser bei 397 nm und 866 nm nur σ^+ - und σ^- -Übergänge treiben, nicht aber die π -Übergänge [Obe99]. Hierzu werden diese Laser linear polarisiert senkrecht zur Quantisierungsachse, also entlang der Fallachse H1-H5, eingestrahlt und es muss zusätzlich die Bedingung $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ erfüllt sein. Die Magnetfeldstärke sollte möglichst groß sein, um den Abstand zwischen den Dunkelresonanzen zu maximieren. Die Frequenzverstimmung des Lasers, der nicht durchgestimmt wird, muss so gewählt werden, dass die Dunkelresonanzen im steilen Teil der Flanke der Resonanzlinien zu liegen kommen. Bei einer Linienbreite von ca. 50 bis 100 MHz bedeutet dies, dass die Wellenlänge dieses Laser eine Verstimmung von ca. 25 bis 50 MHz von der Resonanz haben muss, um die Dunkelresonanzen gut sehen zu können. Außerdem sollten die Auswirkungen durch die Doppler- und Sättigungsverbreiterung möglichst klein gehalten werden, da andernfalls die Sichtbarkeit der Dunkelresonanzen durch diese Verbreiterungseffekte stark eingeschränkt sein kann.

Abbildung 5.3 zeigt Dunkelresonanzen beim Durchstimmen des Kühllasers bei 397 nm für vier unterschiedliche Verstimmungen des Rückpumpasers bei 866 nm. Bei dieser Spektroskopie ist wichtig, dass die Wellenlänge des Rückpumpasers rot verstimmt ist, da der Kühllaser auf der blauen

Seite der Resonanz die Ionen heizt und die Resonanzlinie nicht sichtbar ist. Abbildung 5.4 zeigt Dunkelresonanzen beim Durchstimmen des Rückpumpasers bei 866 nm für drei unterschiedliche Verstimmungen des Kühllasers bei 397 nm.

In den dargestellten Spektren war es nicht möglich, die einzelnen Dunkelresonanzen aufzulösen. Die Gründe hierfür sind wahrscheinlich Verbreiterungseffekte der Resonanzlinie und eine ungenaue Polarisationsrichtung der Laser bei 397 nm und 866 nm [Lis05]. Ist die Polarisation dieser Laser nicht genau senkrecht zur Quantisierungsachse ausgerichtet, sind anstelle der minimalen Anzahl von vier alle acht Dunkelresonanzen im Spektrum zu sehen, deren Auflösung experimentell noch anspruchsvoller ist. Eine Lösung hierfür könnte ein zusätzlicher Polarisator für beide Wellenlängen sein, der direkt vor dem Vakuumfenster H7 platziert wird. Weitere Details zu den Messungen der Dunkelresonanzen werden in der Diplomarbeit von N. M. Linke [Lin0x] diskutiert.

Kapitel 6

Massenbestimmung dunkler Ionen

Als *dunkle* Ionen oder *Fremdionen* bezeichnet man Ionen, welche man auf dem Kamerabild nicht sehen kann, obwohl sie im Fallenpotenzial gefangen und kristallisiert sind. Der Grund hierfür ist, dass sie mit dem vorhandenen Lasersystem nicht zum Fluoreszieren angeregt werden können. Bei unserem Experiment trifft dies auf alle ionisierten Moleküle, Restgasatome und andere Kalziumisotope außer $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen zu. Das Auftreten solcher dunkler Ionen in einer Ionenkette ist meist ein unerwünschter Effekt, der durch ein unzureichendes Vakuum in der Experimentierkammer bedingt ist (siehe Abschnitt 4.1). Allerdings gibt es auch Experimente, bei denen gezielt mit gemischten Ionenkristallen gearbeitet wird, zum Beispiel wenn man für die gewünschten Ionen kein Lasersystem zu deren Kühlung besitzt. In solchen Fällen kann man diese Ionen durch die sog. sympathetische oder mitfühlende Kühlung mit Hilfe einer anderen Spezies kühlen. Bei dieser Kühlmethode befinden sich im Fallenpotenzial verschiedene Ionenspezies, von denen eine mit Lasern gekühlt (und somit auch detektiert) werden kann. Die dunklen Ionen werden dann durch die Coulomb-Wechselwirkung mitgekühlt [Lar86]. Experimente, bei denen sympathetisches Kühlen eingesetzt wird, sind beispielsweise die Verwendung von gefangenen Ionen als optische Frequenznormale [Sch05] oder die deterministische Implantation einzelner Ionen mit Hilfe einer Paul-Falle (siehe Kap. 9). Bei der Quanteninformationsverarbeitung mit einer homogenen Ionenkette kann diese Kühlmethode auch dazu eingesetzt werden, ein Ion ständig zu kühlen, während die anderen Ionen für die Informationsverarbeitung zur Verfügung stehen [Kie99, Roh01b]. Als Voraussetzung für Experimente mit dunklen Ionen bedarf es zum einen einer Technik zur Ionisation der Fremdionen, zum anderen muss man in der Lage sein, diese Fremdionen zu identifizieren, ohne dass man sie dadurch aus dem Fallenvolumen verliert.

6.1 Gepulste Ionisation

Zur Erzeugung von $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen kommt in unserem Experiment ein Verfahren zur isotopenselektiven Photoionisation der neutralen Kalzium-Atome mit zwei Lasern zum Einsatz (siehe Kap. 2.4.1). Da mit diesem Verfahren Fremdionen nur in äußerst geringen Raten erzeugt werden, muss für solche Experimente eine weitere Ionisationsmethode in den Aufbau integriert werden. Eine einfache Methode stellt hierbei die Verwendung einer Elektronenkanone zur Stoßionisation neutraler Atome

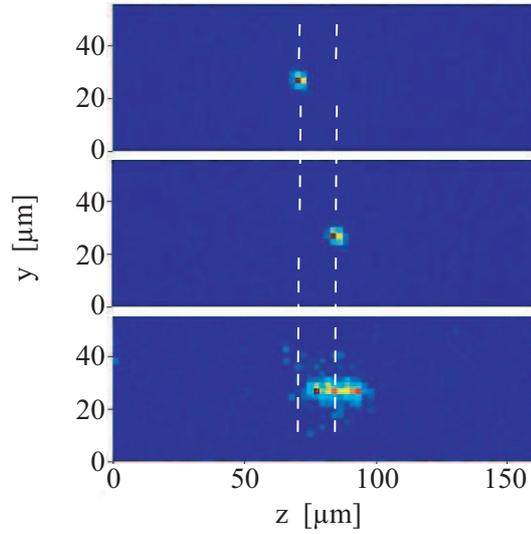


Abbildung 6.1: Ionenkristall bestehend aus einem dunklen Ion und einem sichtbaren $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion. Die Anwesenheit des dunklen Ions erkennt man, wenn die Ionen ihre axiale Positionen (gestrichelte Linien) tauschen. Im untersten Bild wurde die axiale Schwerpunktsmode des Ionenkristalls angeregt, wobei das $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion sich um seine Gleichgewichtsposition bewegt.

dar. Diese Art der Ionisation hat aber den Nachteil, dass in der Vakuumkammer viele Elektronen freigesetzt werden, die zu einer Aufladung nichtleitender Teile und somit zu störenden Streufeldern führen. Um weitere Probleme durch Streuladungen zu vermeiden, verwenden wir einen gepulsten Laser zur Mehrphotonenionisation von Atomen [Hal65, Sch06b]. Bei diesem Verfahren handelt es sich um einen modifizierten photoelektrischen Effekt, bei dem ein Atom A durch N Photonen der Energie $\hbar\omega$ ionisiert wird:



Für $N=1$ erhält man den Spezialfall des gewöhnlichen Photoeffekts. Mit diesem universellen Ionisationsverfahren können nicht nur die neutralen Kalzium-Atome aus dem Verdampfungssofen ionisiert werden, sondern auch die Restgasmoleküle in der Vakuumkammer.

Für die Mehrphotonenionisation wird in unserem Experiment ein gepulster Nd:YAG-Laser verwendet, welcher mit einer Blitzlampe gepumpt wird¹. Es wurde eine Wellenlänge von 355 nm und eine Pulsenergie von ca. 7 mJ verwendet, wobei die Pulslänge bei ca. 4 ns lag. Der Laserstrahl wurde entlang der Achse V2-V1 (vgl. Abb. 3.1) durch die Fallenachse bei Segment 10 fokussiert. Dabei ist darauf zu achten, dass der Laserstrahl bei der Justierung nicht die Fallenchips trifft, da es sonst durch den Fotoeffekt zu massiven Aufladungen kommt, die einen Betrieb der Falle über mehrere Stunden oder Tage unmöglich machen können. Um den Abstand des gepulsten Laserstrahls zu den Fallenchips zu maximieren, sollte diese Art der Ionisation später in der breiteren Ladezone der Falle (Segmente 2 und 3) durchgeführt werden und die dort erzeugten Ionen dann in den kleineren Experimentierbereich transportiert werden.

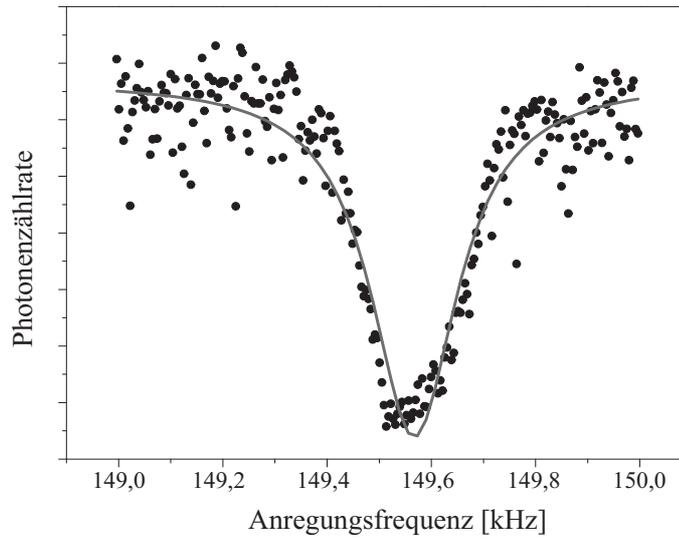


Abbildung 6.2: Einbruch des Fluoreszenzsignals auf dem Photomultiplier bei der Schwingungsanregung der axialen Schwerpunktsmode eines Ionenkristalls. Die Breite des Einbruchs (FWHM) beläuft sich auf 200 Hz. Die leicht asymmetrische Linienform entsteht durch die Anharmonizität des Fallenpotenzials bei großen Schwingungsamplituden (siehe Kap. 2.1.1).

6.2 Schwingungsanregung gemischter Ionenkristalle

Für die Bestimmung der Masse eines dunklen Ions wird der bereits in Kapitel 2.1.2 dargelegte Zusammenhang verwendet:

$$\omega_-^2 = \left[(1 + \mu) - \sqrt{1 - \mu + \mu^2} \right] \omega_z^2. \quad (6.2)$$

Dabei ist ω_- die Frequenz der Schwerpunktsmode eines gemischten Kristalls aus zwei Ionen, ω_z die Schwingungsfrequenz eines einzelnen Ions mit der Masse $m_{40\text{Ca}}$, $\mu = m_{40\text{Ca}}/m_x$ und m_x die zu bestimmende Masse des dunklen Ions. Somit kann die unbekannte Masse aus Messungen der Frequenzen $m_{40\text{Ca}}$ und m_x ermittelt werden.

Die Messung der Eigenfrequenzen von Schwingungsmoden einer Ionenkette wurde bereits in Kapitel 4.3 zur Bestimmung der axialen und radialen Fallenfrequenzen verwendet. Dabei wird eine Wechselspannung mit einer Spitzenspannung von $225 \mu\text{V}$ an das Fallensegment 8 angelegt. Ist die Frequenz der Wechselspannung gleich der Frequenz einer Bewegungsmode der Ionen, so fangen die Ionen zu schwingen an. Der Nachweis dieser Schwingung erfolgt entweder über das Kamerabild, wo das Aufschwingen direkt beobachtet werden kann (Abb. 6.1), oder über die Messung der Fluoreszenz der Ionen, welche infolge der Dopplerverschiebung kleiner wird (Abb 6.2).

Zur Messung der Masse eines dunklen Ions wird zuerst mittels Photoionisation ein linearer Ionenkristall geladen und die Frequenz ω_z der axialen Schwerpunktsmode gemessen. Anschließend wird mit gepulster Ionisation ein gemischter Ionenkristall aus einem $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion und einem dunklen Ion geladen. Aus der Messung der Frequenz ω_- der axialen Schwerpunktsmode wird m_x berechnet.

Durch die Messung der beiden Frequenzen $\omega_z = 2\pi \cdot 235,6(1) \text{ kHz}$ und $\omega_- = 2\pi \cdot 212,2(1) \text{ kHz}$ konnte die Masse $m_x = 57,1(2) \text{ u}$ (atomare Masseneinheit) berechnet werden. Da die Masse von $^{40}\text{Ca}^+$ ca. $39,97 \text{ u}$ beträgt, handelt es sich bei dem dunklen Ion mit hoher Wahrscheinlichkeit um ein

¹Minilite I, Continuum, Santa Clara, CA, USA

$^{40}\text{Ca}^{17}\text{O}^+$ -Ion mit einer Masse von 57,0 u. Die Grenze der Genauigkeit dieser Messmethode liegt bei unter 1% und wird durch die Dämpfung der Ionenbewegung durch den für die Dopplerkühlung verwendeten Laser beschränkt. Trotzdem reicht diese Methode in den meisten Fällen aus, um die dunklen Ionen eindeutig zu identifizieren. Zur Unterscheidung von Ionen mit der gleichen Anzahl von Nukleonen (sog. Isomeren) wird eine Genauigkeit von ca. 10^{-4} benötigt. Dies kann durch eine Technik erreicht werden, bei der die Schwingungsanregung der Ionen mit einem intensitätsmodulierten Laser erfolgt. Dabei wird die Position der Ionen abhängig von der Frequenz der Modulation beobachtet. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methode ist in [Dre04] zu finden.

Kapitel 7

Messung der Heizrate

Obwohl Ionen in einer Paul-Falle sehr gut von der Außenwelt isoliert sind, kommt es dennoch zu einer Wechselwirkung mit der Umgebung, die sich auf die Bewegung des Ions auswirkt und zu einer Aufheizung des Ions führt. Diese Aufheizung führt zur Dekohärenz der Quantenzustände und ist bei allen Experimenten, die eine vollständige Kontrolle der Zustände erfordern, ein limitierender Faktor. Die Rate, mit der diese Aufheizung erfolgt, ist daher ein entscheidendes Qualitätsmerkmal einer Ionenfalle für die Quanteninformationsverarbeitung. In diesem Abschnitt wird, nach einer kurzen Einführung zu den Ursachen der Aufheizung der Ionen, ein Messverfahren für Heizraten vorgestellt und die gemessene Heizrate der PCB-Falle diskutiert.

7.1 Heizeffekte

Zu einer Aufheizung eines Ions in einer Paul-Falle kann es kommen, wenn fluktuierende elektrische Felder am Ort des Ions an dessen Ladung ankoppeln [Win98]. Hat das Frequenzspektrum dieser Fluktuationen eine Überlappung mit den Frequenzen der Bewegung des Ions in der Falle, so wird Energie auf die Ionenbewegung übertragen und die Phononenzahl ändert sich. Dies entspricht einer Aufheizung des Ions. Die Heizrate wird durch die zeitliche Änderung der mittleren Zahl der Phononen $\dot{\bar{n}}$ oder durch den zeitlichen Anstieg der Energie in eV/s charakterisiert.

Die genaue Ursache der fluktuierenden elektrischen Felder ist trotz intensiver Untersuchungen bis heute noch nicht vollständig geklärt, aber zwei wahrscheinliche Hauptursachen konnten identifiziert werden [Win98, Tur00]:

- Thermisches (Johnson-) Rauschen der Widerstände in den elektrischen Zuleitungen der Fallenelektroden. Eine Analyse der zu erwartenden Heizrate ergibt:

$$\dot{\bar{n}} = \frac{Q^2 k_B T R(\omega_m)}{m \hbar \omega_m r_0^2}, \quad (7.1)$$

wobei Q die Ladung des Ions, m eine Masse, T die Temperatur, k_B die Boltzmann-Konstante, r_0 der Abstand zwischen Ion und Elektrode, ω_m die Modenfrequenz und R der effektive Widerstand zwischen den Fallenelektroden ist.

- Rauschen durch fluktuierende Oberflächenpotenziale. Die Ursache dieser Potenziale sind z.B.

Aufladungen, die durch Ablagerungen auf den Elektroden oder durch andere nichtleitende Objekte auf den Fallenchips entstehen (vgl. Abschnitt 4.5). Für die Heizrate, die durch fluktuierende Oberflächenpotenziale entsteht, lässt sich nur eine Abhängigkeit vom Abstand der Elektroden angeben, da die geometrische Verteilung der Potenziale nicht bekannt ist. Je nach Geometrie der Elektroden erwartet man eine Abhängigkeit zwischen $\dot{n} \sim r_0^{-2}$ und $\dot{n} \sim r_0^{-4}$ [Des06].

Neuere Messungen [Des06], bei denen die genaue Abhängigkeit der Heizrate vom Abstand der Fallenelektroden bestimmt werden konnte, zeigten eine Abhängigkeit von $\dot{n} \sim r_0^{-3.5 \pm 0.1}$. Thermisches Johnson-Rauschen als Hauptursache der Heizrate kann dadurch mit ziemlicher Sicherheit ausgeschlossen werden. Das Rauschen fluktuierender Oberflächenpotenziale wurde dahingegen bereits in anderen Messungen schon als Verursacher einer Heizrate identifiziert, die durch vermehrte Ablagerungen auf den Elektroden einer Ionenfalle stark ansteigt [Row02, DeV02]. Messungen, bei denen die Temperatur der Fallenchips auf bis zu 6 K abgekühlt wurden und die Heizraten sich dadurch um sieben Größenordnungen verringerten, bestätigen diese Vermutung [Lab07]. Trotz dieser Erkenntnisse bleibt der genaue Mechanismus, der zum Aufheizen der Ionen in einer Paul-Falle führt, weiterhin unklar und wird auch in Zukunft Objekt weiterer Untersuchungen sein.

7.2 Messung der Temperatur einzelner Ionen

Zur Messung der Heizrate bedarf es einer Methode, um die Temperatur eines Ions messen zu können. Die verbreitetste Messmethode beruht auf der Seitenbandspektroskopie [Roo99]. Hierzu muss die Linienbreite der beteiligten optischen Übergänge und Laser so klein sein, dass die Seitenbänder der Bewegung im Spektrum aufgelöst werden können. Bei $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen wird hierfür der Quadrupolübergang $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ verwendet. Befindet sich das Ion im Grundzustand der axialen Bewegung ($n=0$), so ist eine Anregung des roten Seitenbandes ($n \rightarrow n-1$) nicht möglich und die Linie bei der entsprechenden Frequenz verschwindet. Mit steigender Temperatur wird die Anregungsstärke auf diesem Übergang wieder größer. Durch Vergleich der Anregungsstärken des roten ($n \rightarrow n-1$) und des blauen Seitenbandes ($n \rightarrow n+1$) ist es möglich, auf den Bewegungszustand des Ions zurückzuschließen und aus der mittleren Phononenzahl die Temperatur zu berechnen. Bei einer andere Methode wird die Temperatur der Ionen aus der Dämpfung von Rabi-Oszillationen auf dem Trägerübergang ($n \rightarrow n$) bestimmt [Roo00a]. Eine hohe Temperatur führt zu einem schnellen Abklingen der Amplitude der Oszillationen.

Mit beiden Methoden kann die Temperatur eines Ions sehr schnell bestimmt werden, allerdings darf die Temperatur hierfür nicht zu groß sein. Ein weiterer Nachteil ist, dass die Messmethoden eine Anregung einzelner Seitenbänder auf einem schmalbandigen Übergang voraussetzen, dies ist meist mit einem großen technischen und experimentellen Aufwand verbunden. Da es aber vor allem bei neuen Ionenfallen, bei denen solche experimentellen Möglichkeiten noch nicht vorhanden sind, von Interesse ist, die Heizraten zu bestimmen, sind einfachere Methoden der Temperaturmessungen nötig. Eine dieser alternativen Messmethoden wurde in der Arbeitsgruppe von D. Wineland entwickelt und beruht auf der Beobachtung der Fluoreszenz eines Ions während der Dopplerkühlung [Wes07, Eps07].

Ausgangspunkt für das Verfahren ist die Abhängigkeit der emittierten Fluoreszenz eines Ions von dessen Temperatur durch die Dopplerverbreiterung der Resonanzlinie. Dieser Effekt ist besonders

groß, wenn die Verstimmung von der Resonanz gerade der halben dopplerverbreiterten Linienbreite entspricht. Durch die zeitaufgelöste Beobachtung der Fluoreszenz eines anfänglich heißen Ions bei der Dopplerkühlung kann die anfängliche Temperatur des Ions bestimmt werden.

Zeitliches Verhalten der Streurrate bei der Dopplerkühlung

Für die Herleitung des zeitlichen Verhaltens der beobachteten Fluoreszenz eines Ions während der Dopplerkühlung folgen wir den Ausführungen in [Wes07] und knüpfen dabei an das halbklassische Modell der Dopplerkühlung an, das in Kapitel 2.2.1 eingeführt wurde. Aus diesem Modell ergibt sich die Streurrate:

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma \rho_{ee}(v_z) \quad (7.2)$$

$$= \Gamma \frac{s/2}{1 + s + 4(\Delta_{\text{eff}}/\Gamma)^2} \quad (7.3)$$

mit der natürlichen Linienbreite Γ , dem Sättigungsparameter $s = 2\Omega^2/\Gamma^2$ und der effektiven Verstimmung $\Delta_{\text{eff}} = \Delta + \Delta_D$, wobei $\Delta_D = -k_z v_z$ die Dopplerverschiebung und Δ die Verstimmung des Lasers von der Resonanz ist.

Für die mittlere Energieänderung pro absorbiertem Photon gilt:

$$\frac{dE}{dN} = \hbar k_z v_z = -\hbar \Delta_D . \quad (7.4)$$

Der Energieverlust, und damit die Kühlung des Teilchens ist proportional zu Δ_D . Die Heizeffekte, die durch die spontane Emission der Photonen entstehen, werden bei der folgenden Herleitung vernachlässigt, da sie nur im Bereich des Kühllimits wichtig sind, also für bereits sehr kalte Ionen.

Für eine vereinfachte Schreibweise verwendet man dimensionslose Größen, dabei dient die Energie E_0 als Bezugsgröße

$$E_0 := \frac{\Gamma_s}{2} \hbar \quad (7.5)$$

mit der sättigungsverbreiterten Linienbreite Γ_s

$$\Gamma_s := \Gamma \sqrt{1 + s} . \quad (7.6)$$

Sämtliche Energien werden nun auf dieses E_0 normiert:

$$\varepsilon := \frac{E}{E_0} . \quad (7.7)$$

Die Verstimmung δ definiert man als

$$\delta := \frac{\hbar \Delta}{E_0} = \frac{\Delta}{\Gamma_s/2} . \quad (7.8)$$

Man gibt also alle Verstimmungen relativ zur halben sättigungsverbreiterten Linienbreite an.

Für eine Art Energieskala definiert man r als

$$r := \frac{(\hbar k_z)^2}{2m} \frac{1}{E_0} . \quad (7.9)$$

Zeiten werden auf die resonante Streurrate normiert:

$$\tau := \frac{t}{t_0} \quad (7.10)$$

mit

$$t_0 = \left(\frac{dN}{dt} \Big|_{\Delta_{\text{eff}}=0} \right)^{-1} = \left(\Gamma \frac{s/2}{1+s} \right)^{-1}. \quad (7.11)$$

Mit diesen dimensionslosen Größen erhält man nun für die maximale Energieänderung pro Streuung

$$\delta_M := \frac{\hbar \Delta_D}{E_0} = 2\sqrt{\varepsilon r}, \quad (7.12)$$

für die Energieänderung pro Streuung bei der momentanen Verstimmung Δ_D

$$\frac{d\varepsilon}{dN} = \frac{dE}{dN} \frac{1}{E_0} = \frac{-\hbar \Delta_D}{E_0} = -\delta_D \quad (7.13)$$

und für die Streurrate

$$\frac{dN}{d\tau} = \frac{dN}{dt} t_0 = \frac{1}{1 + \delta_{\text{eff}}^2} \quad (7.14)$$

mit der zeitabhängigen effektiven Verstimmung $\delta_{\text{eff}} = \delta + \delta_D$.

Aus (7.13) und (7.14) erhält man die Energieänderung pro Zeit:

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = \frac{d\varepsilon}{dN} \frac{dN}{d\tau} = -\delta_D \frac{1}{1 + \delta_{\text{eff}}^2}. \quad (7.15)$$

Innerhalb der semiklassischen Behandlung werden diese momentanen Änderungen über einen Schwingungszyklus gemittelt dargestellt. Bei der harmonischen Bewegung des Teilchens im Fallenzpotential erhält man die Verteilungsfunktion der momentanen Verschiebungen aus dem Ausdruck

$$P_D(\delta_M; \delta_D) = \int_0^{2\pi} \delta_{\text{Dirac}}(\delta_D - \delta_M \sin(\Phi)) \frac{d\Phi}{2\pi} \quad (7.16)$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{\pi \sqrt{\delta_M^2 - \delta_D^2}} & \text{für } |\delta_D| < \delta_M, \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (7.17)$$

wobei δ_{Dirac} die Diracsche Delta-Funktion ist [Bro95].

Dies entspricht einer Wahrscheinlichkeitsdichte mit Hilfe derer sich die Energieänderung pro Zeit (7.15) gemittelt über die Schwingungsbewegung des Teilchens angeben lässt (Abb. 7.1 unten):

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = \int_{-\delta_m}^{\delta_m} -\delta_D P_D(\delta_M; \delta_D) \frac{1}{1 + (\delta + \delta_D)^2} d\delta_D. \quad (7.18)$$

Für große Energien ($\varepsilon \gg (1 + \delta^2)/r$) kann man näherungsweise schreiben:

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} \approx \frac{\delta}{2\sqrt{\varepsilon r}} = \frac{\delta}{\delta_M}. \quad (7.19)$$

Die Streurrate (7.14) wird ebenfalls über die Schwingungsbewegung des Teilchens gemittelt (Abb. 7.1 oben):

$$\frac{dN}{d\tau} = \int_{-\delta_m}^{\delta_m} P_D(\delta_M; \delta_D) \frac{1}{1 + (\delta + \delta_D)^2} d\delta_D \quad (7.20)$$

Für große Energien ($\varepsilon \gg (1 + \delta^2)/r$) wird das Integral analog zu oben angenähert:

$$\frac{dN}{d\tau} \approx \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon r}} = \frac{1}{\delta_M}. \quad (7.21)$$

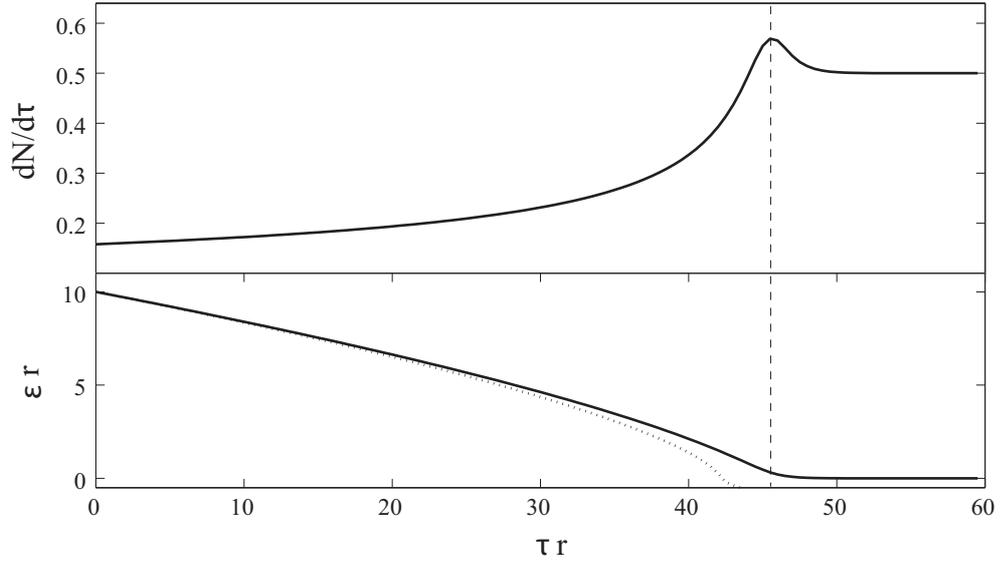


Abbildung 7.1: Streurrate (oben) und Energie (unten) während des Dopplerkühlens eines Ions als Funktion der Zeit. Die anfängliche Energie des Ions ist $10/r$ und die Verstimmung beträgt $\delta=-1$. Die gepunktete Linie zeigt die Energie, die aus der asymptotischen Näherung (7.23) resultiert.

Aus den Gleichungen (7.19) und (7.21) erhält man für den Grenzfall großer Energien (d.h. im zeitlichen Anfangsbereich der Kühlung)

$$\frac{d\varepsilon}{dN} \approx \delta. \quad (7.22)$$

Jedes gestreute Photon ändert die Energie des Teilchen also um $-\delta$. Dieses Ergebnis folgt auch aus der Überlegung, dass bei großen Energien die Wahrscheinlichkeitsdichte P_D innerhalb des Lorentzprofils konstant ist. Somit sind die Energien der gestreuten Photonen gleich verteilt und der Mittelwert liegt bei δ .

Die zeitliche Abhängigkeit der Energie ε erhält man für große Energien durch Integration der Gleichung (7.19):

$$\varepsilon(\tau) \approx \left(\varepsilon_0^{3/2} + \frac{3\delta\tau}{4\sqrt{r}} \right)^{2/3}, \quad (7.23)$$

wobei ε_0 die Energie zur Zeit $\tau = 0$ ist. Der zeitliche Verlauf der Energie während des Dopplerkühlens ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Das genaue zeitliche Verhalten auch für kleine Energien lässt sich nur numerisch aus (7.18) und (7.20) berechnen. Analytisch kann man aber die Energie ε_c angeben, bei der die Kühlrate maximal ist:

$$\varepsilon_c := \frac{1 + \delta^2}{2r} \cos \left(\frac{1}{3} \arccos \left(\frac{1 - \delta^2}{1 + \delta^2} \right) \right). \quad (7.24)$$

Abhängig von der Verstimmung δ bekommt man ein unterschiedliches Verhalten der Streurrate $dN/d\tau$. Die kritische Verstimmung ist $\delta_c := -1/\sqrt{3}$. Für den Fall $\delta < \delta_c$ hat die Streurrate ein Maximum, während es für $\delta_c < \delta < 0$ kein Maximum gibt (siehe Abb 7.2). Ein Maximum tritt dann auf, wenn ein Maximum der Dopplerverteilung P_D in Resonanz mit dem Kühlübergang ist. Für die Energie ε_s , bei der die Streurrate maximal ist, gilt:

$$\varepsilon_s := \frac{1}{4r} (\delta - \sqrt{3}) \left(\delta + \frac{1}{\sqrt{3}} \right). \quad (7.25)$$

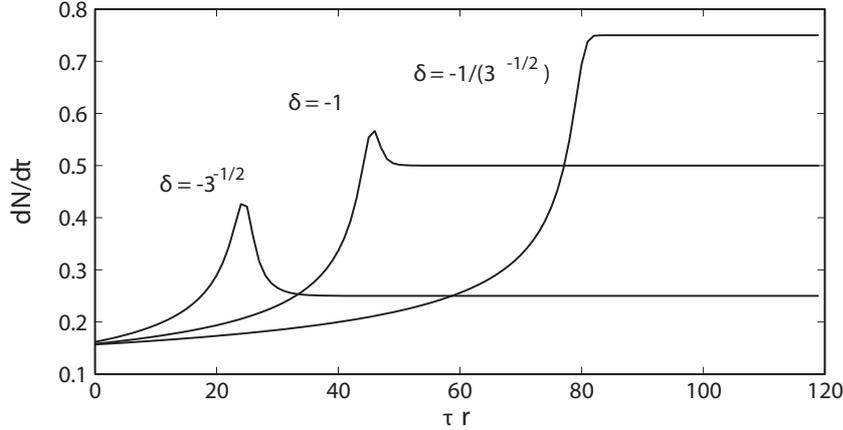


Abbildung 7.2: Streureate während des Dopplerkühlens als Funktion der Zeit bei drei verschiedenen Laserverstimmungen: $\delta = -\sqrt{3}, -1, -1/\sqrt{3}$. Die anfängliche Energie des Ions ist $10/r$. Für $\delta < \delta_C$ erhält man ein Maximum bei $\varepsilon = \varepsilon_S$. Für Verstimmungen näher bei der Resonanz sieht man einen monotonen Anstieg der Streureate.

Die bisherige Herleitung des zeitlichen Verhaltens der Streureate und der Energie während der Dopplerkühlung gilt für ein Ion mit der anfänglichen Energie $\varepsilon_{\text{init}}$. Ist das Ion zu Beginn heiß, so erhält man nach Gleichung (7.21) pro Streuung eine Energieabnahme um δ . Die Gesamtzahl der gestreuten Photonen ist somit ca. $|\varepsilon_{\text{init}}/\delta|$. Für typische experimentelle Parameter erhält man eine Photonenzahl von ca. 1000. Da die Detektionswahrscheinlichkeit (bedingt durch Apertur des Objektivs, Filter und Quanteneffizienz des Photomultipliers) eines Photons bei ca. $1/250$ liegt, werden pro Kühlung eines heißen Ions nur 4 Photonen detektiert. Um eine ausreichende Datenmenge zu erhalten, muss man das Experiment daher oft wiederholen. Befinden sich die Ionen zu Beginn in einem thermischen Zustand (vergl. Kap. 2.3.2), so ist die anfängliche Energie (Temperatur) der Ionen entsprechend der Maxwell-Boltzmann-Statistik um eine mittlere Energie $\bar{\varepsilon} \equiv \bar{E}/E_0$ mit $\bar{E} = n_{\text{th}}\hbar\omega$ verteilt:

$$P_0(\varepsilon) = \frac{1}{\bar{\varepsilon}} e^{-\varepsilon/\bar{\varepsilon}} \quad (7.26)$$

mit der Normierung

$$1 = \int_0^\infty P_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (7.27)$$

Für eine einfachere Schreibweise der thermisch gemittelten Streureate wird der Propagator Ξ eingeführt. Dabei ist $\Xi(\varepsilon_0, \tau)$ die Energie eines Ions zur Zeit τ , wenn es zur Zeit $\tau = 0$ die Energie ε_0 hatte. Somit erhält man die thermisch gemittelte Streureate zur Zeit τ :

$$\left\langle \frac{dN}{d\tau} \right\rangle_{\bar{\varepsilon}} \approx \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^\infty P_0(\varepsilon') \frac{dN}{d\tau} \Big|_{\varepsilon=\Xi(\varepsilon', \tau)} d\varepsilon' \quad (7.28)$$

Abbildung 7.3 zeigt die Streureate für verschiedene Verstimmungen und mittlere Energien.

Um die mittlere Energie (Temperatur) eines Ions zu messen, wird die Streureate $\langle dN/d\tau \rangle_{\bar{\varepsilon}}$ während der Dopplerkühlung beobachtet, und Gleichung (7.28) an den aufgenommenen Verlauf angepasst, wobei $\bar{\varepsilon}$ der einzige freie Parameter ist¹. Die für die numerische Kurvenanpassung notwendige Diskretisierung von Gleichung (7.28) wird [Wes07] durchgeführt.

¹Die Asymptote der Streureate wird in Theorie und Experiment immer auf 1 normiert.

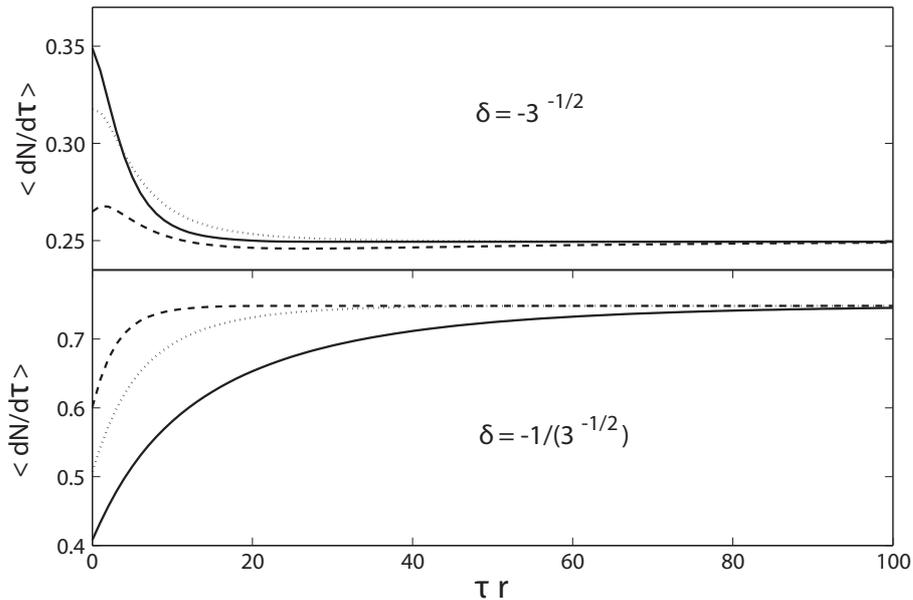


Abbildung 7.3: Thermisch gemittelte Streurrate während des Dopplerkühlens als Funktion der Zeit für die Verstimmungen $\delta = -\sqrt{3}$ (oben) und $\delta = -1/\sqrt{3}$ (unten). Für beide Verstimmungen sind Kurven für eine thermische Verteilung mit den mittleren Energie $\bar{\epsilon} = 1, 2, 4$ gezeichnet.

7.3 Heizratenmessung

Für die Durchführung der Messung musste eine Möglichkeit geschaffen werden, das zeitliche Verhalten der Fluoreszenz bei der Dopplerkühlung aufzulösen. Hierzu wird die Zeit, zu der ein Photon nach Beginn der Dopplerkühlung am Photomultiplier eintrifft, gemessen. Da die Zahl der Photonen, die bei einem einzigen Kühlvorgang detektiert werden können, sehr gering ist, müssen viele Messungen bei gleich präparierten Ionen durchgeführt werden.

Messaufbau

Zu Beginn jeder Messung wird ein einzelnes Ion in der Falle gespeichert und dopplergekühlt. Die Leistung des Kühllasers wird auf eine möglichst geringe Sättigung eingestellt und die Verstimmung der Wellenlänge so gewählt, dass das Ion 50% der maximalen Fluoreszenz emittiert. Danach wird das Messskript gestartet. Bei jedem automatisierten Durchlauf der Messung wird das Ion zuerst 50 ms dopplergekühlt. Anschließend werden die Laser ausgeschaltet, damit sich das Ion aufheizen kann. Nach einer Wartezeit werden die Laser wieder angeschaltet und es folgt die Detektion der emittierten Photonen über einen Zeitraum von 25 ms. Nach der Detektion beginnt der nächste Durchlauf der Messung. Das Skript wird so lange ausgeführt, bis genügend Messpunkte aufgenommen wurden oder das Ion das Fallenpotenzial verlassen hat.

Die Detektion der gestreuten Photonen erfolgt mit dem Photomultiplier (siehe Abb. 7.4). Die 20 ns langen Ausgangspulse des Photomultipliers werden mit Hilfe eines Pulsformers einem TTL-Puls angeglichen. In einem logischen UND-Gatter werden die TTL-Pulse des Photomultipliers mit dem Detektions-TTL verknüpft, und das Ausgangssignal dieses UND auf das *Gate* eines Zählengangs (*Counter*) der AD-Wandlerkarte gegeben.

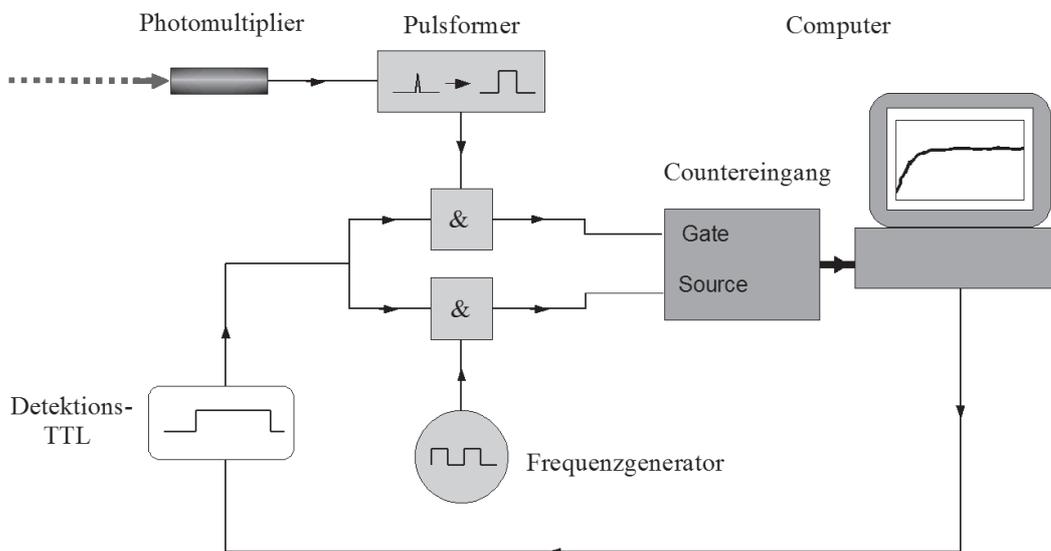


Abbildung 7.4: Experimenteller Aufbau für die Messung der zeitaufgelösten Fluoreszenz eines Ions. Die Pulse des Photomultipliers werden in TTL-Pulse umgewandelt auf ein UND-Gatter gegeben. Ein zweites UND-Gatter bekommt die TTL-Pulse eines Frequenzgenerators (Zeitsignal mit der Frequenz f). Wenn der Detektions-TTL 'HI' ist, gelangen die Signale an den Eingang des Counters. Ein Signal am Source-Eingang bewirkt, dass der Counter hochzählt, bei einem Signal Gate-Eingang wird der Counter ausgelesen. Der Computer stellt die gemessenen Zeiten in Einheiten von $1/f$ in einem Histogramm dar.

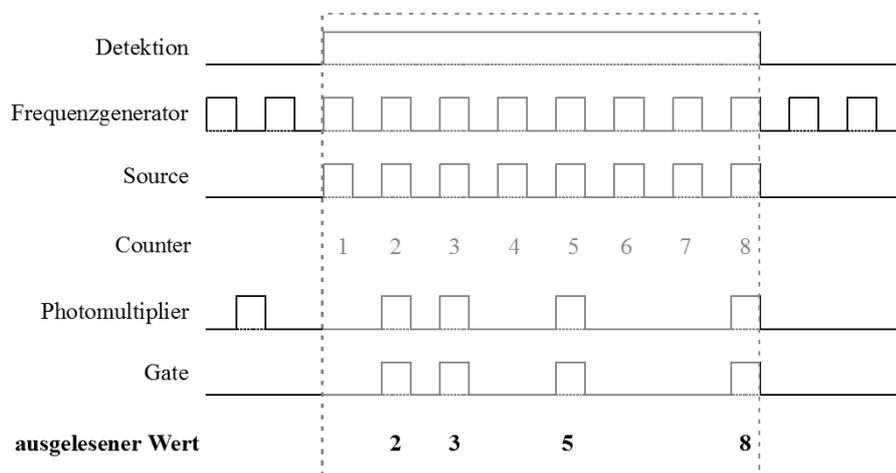


Abbildung 7.5: Beispielhafter zeitlicher Verlauf der TTL-Signale bei der Messung der Fluoreszenz einzelner Ionen während der Dopplerkühlung. Sobald der Detektions-TTL in den Zustand HI geht wird der Counter hochgezählt. Da die Periodendauer des Signals des Frequenzgenerators $1 \mu\text{s}$ ist, zählt der Counter die Zeit in μs . Wenn der Photomultiplier während der Detektionszeit ein Photon registriert, wird der Counter ausgelesen und der Computer registriert diese ausgelesene Zeit.

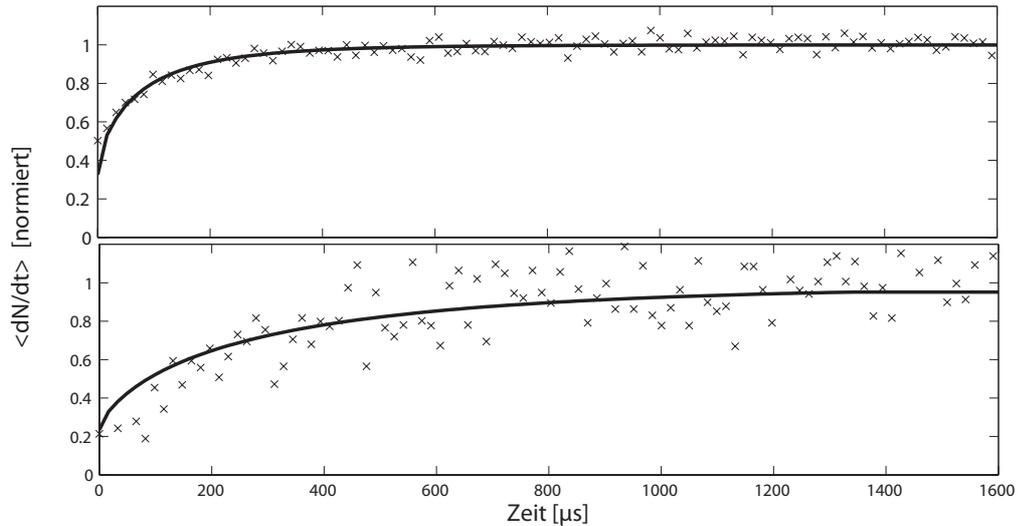


Abbildung 7.6: Zeitliches Verhalten der Fluoreszenz von zwei unterschiedlich heißen Ionen während der Dopplerkühlung. Die Messpunkte im Histogramm stellen einen Mittelwert über viele Messungen dar. Vor jeder Messung wurden die Laser 500 ms (oben) und 2000 ms (unten) ausgeschaltet, damit die Ionen sich aufheizen konnten. Die Anpassung der theoretischen Kurven an die Messpunkte erfolgte mit der anfänglichen Temperatur als einzigem freien Parameter, wobei die Verstimmung $\delta = -1$ und die Sättigung $s=5,8$ war.

Für die Bestimmung der Eintreffzeiten der Photonen wird ein Frequenzgenerator² verwendet, dessen TTL-Pulse (1 μs Periode) über ein UND-Gatter ebenfalls mit dem Detektions-TTL verknüpft werden. Der Ausgang des UND-Gatters wird auf den *Source*-Eingang des *Counter* gegeben.

Die Arbeitsweise des *Counters* ist wie folgt: jedes mal, wenn ein TTL-Signal an der *Source* des *Counters* ankommt, wird der *Counter* um eins hochgezählt. Wenn ein TTL-Signal an dem *Gate* des *Counters* ankommt wird der *Counter* ausgelesen. In unserem Fall wird der *Counter* also ständig hochgezählt und die aktuelle Zahl (Zeit) ausgelesen, wenn ein Photon im Photomultiplier registriert wurde. Der Detektions-TTL bewirkt, dass der *Counter* nur zählt und ausgelesen wird, wenn tatsächlich auch eine Messung stattfinden soll. Ein beispielhaftes Schema dieser TTL-Sequenzen ist in Abbildung 7.5 dargestellt.

Messergebnisse

Die folgenden Messungen wurden an jeweils einem Ion in der PCB-Falle durchgeführt. Der Kühllaser hatte eine Verstimmung von ca. $-2\pi \cdot 30$ MHz und eine Leistung von $P_{397}=35 \mu\text{W}$. Bei einem $1/e^2$ -Strahldurchmesser von $60 \mu\text{m}$ am Ort des Ions erhält man eine Sättigung von $s_{397}=5,8$. Die axiale Fallenfrequenz betrug $\omega_z=2\pi \cdot 200$ kHz und die radiale $\omega_r=2\pi \cdot 510$ kHz. Die Messungen wurden für 3 verschiedene Aufheizzeiten des Ions durchgeführt: 500 ms, 1000 ms und 2000 ms. Abbildung 7.6 zeigt das gemessene zeitliche Verhalten der Fluoreszenz. Bei der Anpassung der theoretischen Kurve (7.28) ging die anfängliche Temperatur als einziger freier Parameter ein.

Trägt man die gemessenen Temperaturen in Abhängigkeit von der Heizzeit in ein Diagramm ein (Abb. 7.7), so lässt sich durch Anpassung einer Geraden an die Messpunkte eine Heizrate von

²DS 345, Stanford Research Systems, Sunnyvale, CA, USA

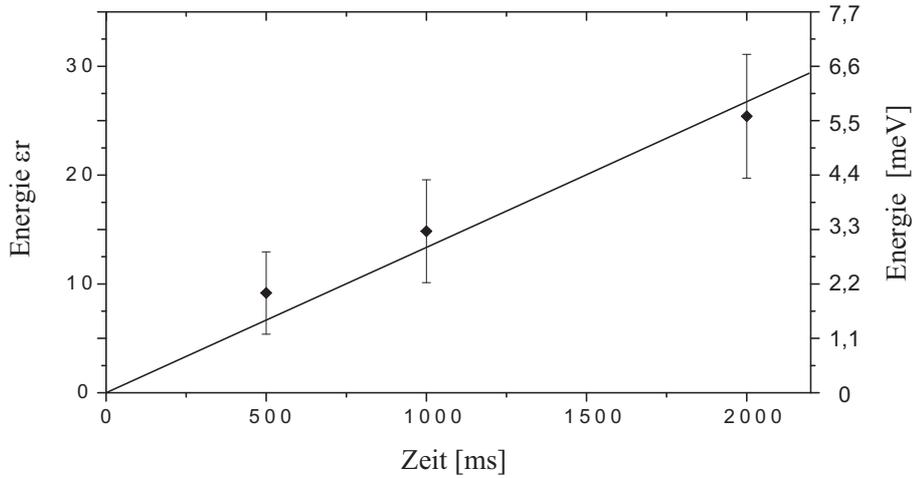


Abbildung 7.7: Mittlere thermische Energie eines Ions als Funktion der Heizzeit bei einer axialen Fallenfrequenz von $\omega_z=2\pi\cdot 200$ kHz. Die Anpassung einer Geraden an die Messpunkte ergibt eine Heizrate von $3\ \mu\text{eV}$ pro ms (bzw. 3600 Phononen pro ms). Die Fehlerbalken veranschaulichen einen Bereich, der einer Schwankung der Verstimmung um ± 9 MHz (bzw. $\Delta\delta = \pm 0,3$) entspricht.

$3\ \mu\text{eV}$ pro ms (bzw. 3600 Phononen pro ms) bestimmen.

In Tabelle 7.1 sind die Heizraten von verschiedenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionenfallen zusammengefasst. Im Vergleich zu den anderen Fallen zeigt unsere PCB-Falle eine sehr große Heizrate, die mehrere Größenordnungen über dem Wert vergleichbarer Fallen liegt. Dies liegt zum einen daran, dass es zwischen den Elektroden der einzelnen Segmente Isolationen gibt, auf denen sich Streuladungen festsetzen können. Der Hauptgrund für die gemessene Heizrate dürfte aber die Ablagerung von Kalzium auf den Fallenelektroden sein, was auch schon in [Tur00] als ein Hauptverursacher der Heizrate benannt wurde. Während bei anderen Fallen darauf geachtet wurde, dass die Verunreinigung der Elektroden möglichst gering gehalten wird, um die notwendige kleine Heizrate für Experimente zur Quanteninformationsverarbeitung zu erreichen, standen bei der PCB-Falle andere Experimente im Vordergrund, die eine große Kalziumablagerung auf den Fallenelektroden zur Folge hatten. Außerdem hatte ein anfänglich noch hoher Druck in der Vakuumkammer und die dadurch kurze Aufenthaltsdauer der Ionen im Fallenpotenzial ebenfalls zur Folge, dass der Kalziumofen während der Experimente ständig in Betrieb war. Somit war der Ofen bei der Messung der Heizrate schon über 200 Stunden (während eines halben Jahres) bei großen Ofenströmen in Betrieb. Der Kalziumofen war sogar während der Heizratenmessungen eingeschaltet, was zu einer zusätzlichen Fluktuation der Oberflächenpotenziale auf den Fallenelektroden geführt hat. Während eine Aufheizung der Ionen durch Stöße mit Restgasatomen bei einer Messung sehr unwahrscheinlich ist (siehe Kapitel 4.1), lässt sich der Einfluss des Atomstrahls aus dem Kalziumofen auf das Ion nur schwer beurteilen.

Bei einer neuen PCB-Falle könnten die Ablagerungen, und damit die Heizrate, deutlich verringert werden, wenn man nur noch Experimente durchführt, bei denen die Ionen das Fallenpotenzial nicht verlassen können. Bei einem Druck im Bereich von $1\cdot 10^{-11}$ mbar müsste man den Ofen nur noch im Abstand von mehreren Tagen bei geringeren Ofenströmen betreiben. Außerdem könnten Ionen in der bis jetzt noch nicht verwendeten Ladezone der PCB-Falle geladen und dann in die

| Falle | Größe [μm] | Frequenz $\omega_z/2\pi$ [MHz] | Heizrate [Phononen pro ms] | Normierte Heizrate [Pho. pro ms bei 1 MHz] |
|------------------------|----------------------------|-----------------------------------|-------------------------------|---|
| Ulm segm. PCB-Falle | 1000 | 0,2 | 3600 | 720 |
| Innsbruck linear 1 | 1180 | 1,9 | 0,025 | 0,047 |
| Innsbruck linear 2 | 800 | 1,2 | 0,007 | 0,008 |
| Innsbruck sphärisch | 700 | 4 | 0,052 | 0,021 |

Tabelle 7.1: Vergleich der Heizrate pro ms der axialen Schwerpunktsmode mehrerer $^{40}\text{Ca}^+$ Ionenfallen. Die angegebene Größe der Falle ist der Abstand zwischen dem Ion und der Elektrode. Für die Normierung der Heizrate auf 1 MHz Fallenfrequenz nimmt man an, dass die Skalierung mit ω_z^{-1} erfolgt. Quelle: Innsbruck [Roh01b, Gul03a].

Experimentierzone transportiert werden, so dass eine Verunreinigung der Experimentierzone fast komplett verhindert wird.

Wichtig für die folgenden Experimente zum Studium der Transporte von Ionen entlang der Fallenchse war, dass diese Messungen eine Dauer von maximal $500 \mu\text{s}$ hatten. In dieser Zeit beträgt die Aufheizung der Ionen ca. $1,5 \mu\text{eV}$, während der beobachtete Energieübertrag auf die Ionen durch den Transport mehr als zwei Größenordnungen darüber liegt.

Kapitel 8

Transport und Trennen von Ionenketten

Im Gegensatz zu einer herkömmlichen Ionenfalle besteht bei einer segmentierten Paul-Falle die Möglichkeit, Ionen entlang der Fallennachse zu transportieren und Ionenketten trennen und wieder vereinigen zu können. Dazu werden die Spannungen an den Fallenelektroden so verändert, dass sich das Fallenminimum entlang der Fallennachse verschiebt oder ein anfängliches Fallenpotenzial mit einem Minimum in ein Doppelmuldenpotenzial übergeht. Die Beherrschung dieser Techniken bietet die Chance, einen skalierbaren Quantencomputer auf Basis von Ionenfallen zu bauen. Außerdem eröffnet die Kontrolle der Bewegung eines Ions neue Gebiete, wie etwa den Bau einer deterministischen Punktquelle mit einzelnen Ionen.

In diesem Kapitel wird zunächst der Transport von Ionen in einer segmentierten Paul-Falle diskutiert und die Ergebnisse zweier Methoden zur quantitativen Messung der Qualität eines Transports vorgestellt. Anschließend wird die erfolgreiche Trennung einer Ionenkette präsentiert.

8.1 Transport

Der Transport von Ionen in einer segmentierten Paul-Falle ermöglicht die prinzipielle Skalierung eines Quantencomputers dieses Bautyps. Für die praktische Realisierung müssen jedoch mehrere Anforderungen an den Transportvorgang gestellt werden. Zum einen dürfen während des Transports die Ionen bzw. die in den Ionen gespeicherte Quanteninformation nicht verloren gehen und die Bewegung des Ions sollte sich möglichst wenig aufheizen, da sonst eine zeitaufwendige Kühlung des Ions nach dem Transport nötig wäre. Zum anderen muss die Transportzeit möglichst gering sein, um die gesamte Rechenzeit des Quantencomputers zu minimieren. Simulationen zeigen, dass ca 99% der gesamten Rechenzeit eines zukünftigen Ionenfallen-Quantencomputers für den Transport der Ionen verwendet wird [Sch06c]. Ein schneller Transport hat außerdem den Vorteil, dass sich Heizeffekte der Falle (vgl. Kap. 7) weniger stark bemerkbar machen.

In den ersten segmentierten Ionenfallen wurde der Transport von Ionen zunächst nur adiabatisch durchgeführt, d.h. die Transportzeit war viel größer als die Schwingungsdauer der Ionen im

Fallenpotenzial [Row02, Lei05]. Dadurch war zwar der Energieübertrag auf die Ionen beim Transport sehr gering, dies wurde aber auf Kosten einer langen Transportzeit erreicht. Durch Simulationen konnte gezeigt werden, dass auch schnelle, nichtadiabatische Transporte möglich sind, bei denen es zu keinen wesentlichen Energieüberträgen und Dekohärenzen des Quantenzustands kommt [Rei06, Sch06c, Huc07]. Die experimentelle Untersuchung dieser für die Zukunft wichtigen Transportdynamik befindet sich aber durch die geringe Anzahl an existierenden segmentierten Ionenfallen noch im Anfangsstadium. Daher stellt die von uns gebaute PCB-Falle in Kombination mit der vorgestellten Temperaturmessmethode (Kap. 7.2) ein ideales Werkzeug dar, um den Transport von Ionen zu studieren.

8.1.1 Transportdynamik

Zum Verständnis der im Folgenden durchgeführten Transportmessungen wird an dieser Stelle zunächst ein einfaches klassisches Modell vorgestellt, mit dem sich die Auswirkungen eines Transports auf den Bewegungszustand eines Ions beschreiben lassen. Dabei folgen wir im Wesentlichen den in [Huc07] vorgestellten Ausführungen.

Um die Transportdynamik eines Ions beim Transport entlang der Fallachse (z -Achse) zu beschreiben, gehen wir davon aus, dass sich das Ion anfänglich an der Position $z=0$ befindet. Das harmonische Fallenpotenzial wird dabei durch positive Spannungen an zwei Elektroden erzeugt, während die Elektrode dazwischen auf Masse liegt. Das elektrische Feld ist gegeben durch:

$$E(z) = -\varepsilon z . \quad (8.1)$$

Für den Transport des Ions wird nun eine Potentialdifferenz zwischen den Fallenelektroden erzeugt. Dadurch entsteht am Ort des Ions ein zeitabhängiges elektrisches Feld $E(t)$, welches dem ursprünglichen Feld überlagert und in Transportrichtung gerichtet ist. Für das resultierende elektrische Feld gilt:

$$E(z, t) = -\varepsilon z + E(t) \quad (8.2)$$

$$= -\varepsilon(z - z_0(t)) . \quad (8.3)$$

Die Gleichgewichtsposition des Ions ist somit zeitabhängig:

$$z_0(t) = \frac{E(t)}{\varepsilon} . \quad (8.4)$$

Das aus dem elektrischen Feld resultierende elektrische Potenzial ist:

$$V(z, t) = \varepsilon \left(\frac{1}{2} z^2 - z_0(t) z \right) + V(0, t) . \quad (8.5)$$

$V(0, t)$ ist das zeitabhängige Potenzial am Ort $z = 0$. Fordert man, dass $V(z_0, t) = 0$ sein soll, so erhält man

$$V(0, t) = \frac{1}{2} \varepsilon z_0^2(t) \quad (8.6)$$

$$= \frac{E^2(t)}{2\varepsilon} . \quad (8.7)$$

Daraus folgt für die potenzielle Energie im Bezugssystem des Labors:

$$\begin{aligned} U(z, t) &= \frac{1}{2} e \varepsilon (z^2 - 2z_0(t)z + z_0^2(t)) \\ &= \frac{1}{2} m \omega_z^2 (z - z_0(t))^2, \end{aligned} \quad (8.8)$$

mit $eE(t) = m\omega_z^2 z_0(t)$. Die Frequenz ω_z wird als konstant angenommen¹.

Vergleicht man nun die potenzielle Energie (8.8) mit der potenziellen Energie eines angetriebenen harmonischen Oszillators, so erkennt man, dass sich der Transport eines Ions auch als ein harmonischer Oszillator beschreiben lässt, der mit der Kraft $eE(t) = m\omega_z^2 z_0(t)$ angetrieben wird. Anhand dieser Kraft, die von der Transportfunktion abhängt, lässt sich die zeitabhängige Position des Potenzialminimums in Abhängigkeit vom elektrischen Feld angeben:

$$z_0(t) = \frac{e}{m\omega_z^2} E(t). \quad (8.9)$$

Für eine gewünschte Transportfunktion $z_0(t)$ kann man also das erforderliche Feld berechnen, und bei Kenntnis der spezifischen Fallparameter auch die Spannungen, die an die Fallenelektroden angelegt werden müssen. Wählt man als Transportfunktion einen linearen Verlauf, so hätte die potenzielle Energie (8.8) in einem mitbewegten Bezugssystem die Gestalt eines harmonischen Oszillators ohne antreibende Kraft. Da das Ion bei einem Transport aber irgendwie in Bewegung versetzt und wieder abgebremst werden muss, müssen diese Aspekte eines Transports ebenfalls berücksichtigt werden. Hierzu betrachtet man den Transport in dem Bezugssystem, in dem das Potenzialminimum in Ruhe ist, also für $s = z - z_0(t)$. Da nicht in ein Inertialsystem transformiert wird ($\ddot{z}_0(t) \neq 0$), gibt es eine Pseudokraft $m\ddot{z}_0(t)$:

$$U(s, t) = \frac{1}{2} m \omega_z^2 s^2 + m \ddot{z}_0(t) s. \quad (8.10)$$

Die potenzielle Energie hat wiederum die Form eines getriebenen harmonischen Oszillators, aber die antreibende Kraft ist nun allein ein Effekt der Beschleunigung $\ddot{z}_0(t)$, also der zweiten Ableitung der Transportfunktion. Bei einer großen, kurz wirkenden Kraft $m\ddot{z}_0(t)$ spricht man üblicherweise von einem *Stoß*, durch den es zu dem Energieübertrag auf das Ion kommt. Zur Einschätzung der Auswirkung einer Transportfunktion $z_0(t)$ auf den Bewegungszustand eines Ions muss daher auch immer die zweite Ableitung der Transportfunktion betrachtet werden.

Quantenmechanisch ist ein Ion, welches anfänglich im Grundzustand war, bei einem Transport in einem kohärenten Zustand wie er in Kapitel 2.3.3 beschrieben wurde. Wird während des Transports Energie auf das Ion übertragen, so befindet es sich nach dem Transport nicht in einem reinen thermischen Zustand und es ist nicht mehr sinnvoll, dem Ion eine Temperatur zuzuschreiben oder von einer „Aufheizung“ des Ions zu sprechen. Da die Ausdehnung des Wellenpakets in den von uns betrachteten Fällen viel kleiner als die Schwingungsamplitude war, kann die Dynamik des Transports in guter Näherung klassisch behandelt.

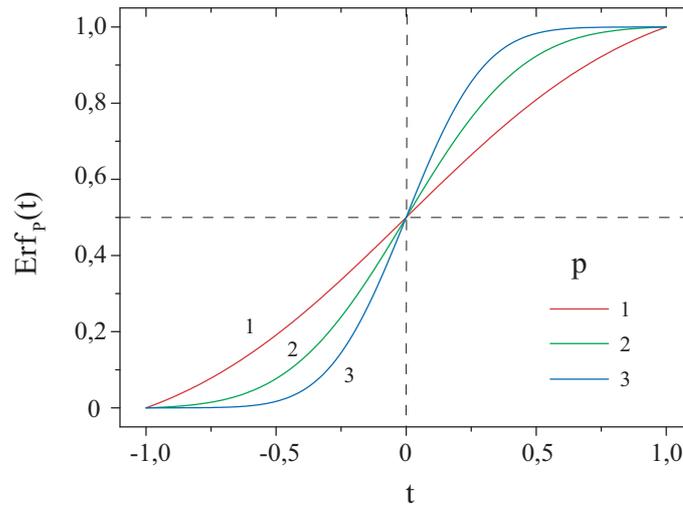


Abbildung 8.1: Transportfunktionen, welche auf der Fehlerfunktion beruhen (Glg. (8.12)).

Transportfunktion

Die Transportfunktion $z_0(t)$ beschreibt den Weg des Potenzialminimums beim Transport vom Anfangspunkt $z = 0$ zur Zeit $t = -T/2$ zum Endpunkt $z = L$ zur Zeit $t = T/2$. Der einfachste mögliche Transport erfolgt mit einer linearen Transportfunktion mit einer konstanten Geschwindigkeit des Potenzialminimums während des Transports. Beim Übergang vom Ruhezustand auf die konstante Geschwindigkeit gibt es allerdings einen Stoß, der das Ion in Schwingung versetzt. Einen zweiten Stoß gibt es am Ende des Transports. Wegen dieser Stöße, die mit kürzer werdender Transportzeit zu immer größeren Schwingungsamplituden führen, verwendet man für schnelle Transport daher gewöhnlich keine lineare Transportfunktion.

Bei einer Transportfunktion, die einen sinusförmigen Verlauf hat, hat man bei der Bewegung eine stetige Beschleunigung und Verzögerung. Allerdings ist die Beschleunigung (und damit der Stoß) zu Beginn und am Ende der Bewegung am größten, da die zweite Ableitung der Sinusfunktion wieder eine Sinusfunktion ist. Im Gegensatz zu den in [Row02] durchgeführten Experimenten basiert unsere Transportfunktion daher nicht auf einer Sinusfunktion, sondern auf einer Fehlerfunktion. Bei diesem Funktionsverlauf werden die Stöße minimiert, da zu Beginn und am Ende der Bewegung die zweite Ableitung minimal wird. Umso kleiner diese Stöße sind, umso größer muss dann aber die Geschwindigkeit während des Transports werden, um den Transport in der Zeit T zu Ende zu bringen. Ein Transport mit einer Fehlerfunktion hat daher eine größere maximale Geschwindigkeit als ein Transport mit einem sinusförmigen Verlauf, trotzdem zeigen Simulationen [Rei06], dass bei Transporten mit der Fehlerfunktion weniger Energie auf das Ion übertragen wird.

Die Fehlerfunktion (*error function*) ist definiert als [Abr72]:

$$\operatorname{erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-\tau^2} d\tau . \quad (8.11)$$

¹Ist ω_z während eines Transport nicht konstant, so führt dies zu einem zusätzlichen Energieübertrag auf das Ion. Dieser Effekt wurde bei den durchgeführten Transportexperimenten minimiert, indem die Potenziale mit der Methode von R. Reichle [Rei06] regularisiert wurden. Die erwarteten Frequenzschwankungen sind kleiner als 3 kHz.

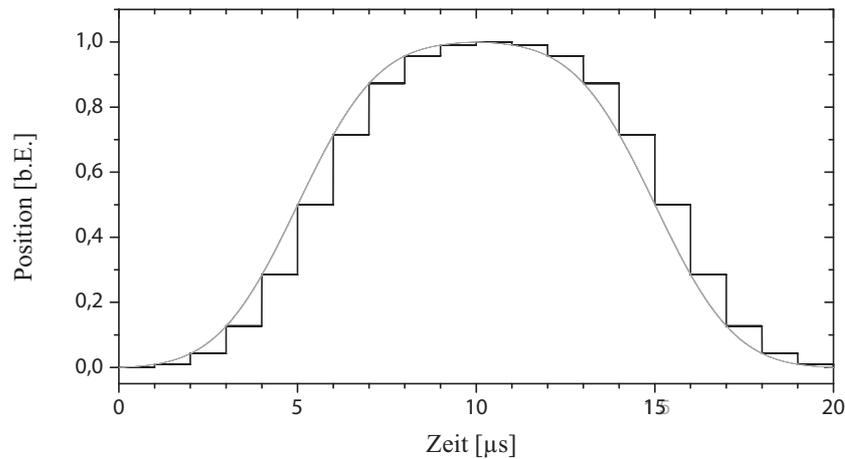


Abbildung 8.2: Zeitliche Diskretisierung einer Erf₂-Transportfunktion bei einer Transportzeit von 20 μs für den Hin- und Rücktransport. Die grüne Linie zeigt den idealen Verlauf, der im Experiment durch die 1 μs Zeitauflösung der AD-Wandlerkarten nur in Stufen realisiert werden kann.

Als Transportfunktion $z_0(t)$ wird eine Funktion benötigt, die so normiert ist, dass sie bei $t = -T/2$ den Wert 0 und bei $t = T/2$ den Wert L besitzt. Außerdem sollte es einen Parameter geben, mit dem die Form der Funktion, also die Steigung zur Zeit $t = 0$, variiert werden kann. Für $T = 2$ und $L = 1$ wird dies durch folgende Normierung erreicht:

$$\text{Erf}_p(t) = \frac{\text{erf}(pt) + \text{erf}(p)}{2 \text{erf}(p)}. \quad (8.12)$$

In Abbildung 8.1 ist diese Transportfunktion für drei unterschiedliche Parameter p dargestellt. Für $p \rightarrow 0$ nähert man sich einem linearen Verlauf an und man hat eine sehr gleichförmige Bewegung, dafür aber große Beschleunigungen zu Beginn und am Ende des Transports. Für große Werte von p hat man hingegen einen langsamen Übergang in die Bewegung mit kleineren Beschleunigungen, dies muss jedoch durch eine höhere Transportgeschwindigkeit in der Mitte des Transports kompensiert werden.

Bei den im Folgenden durchgeführten Transports wird das Ion zunächst mit der jeweiligen Transportfunktion aus dem Bildbereich der EMCCD-Kamera wegbewegt, und anschließend mit der zeitlich umgekehrten Funktion wieder an seinen Ausgangspunkt zurückgebracht. Zwischen diesen beiden Transports gibt es keine Pause. Die Transportzeit ist dabei immer als die Zeit für den Hin- und Rückweg definiert. Entsprechend wird ein Transport als Hin- und Rückweg definiert.

Die durch Gleichung (8.12) gegebene Transportfunktion stellt einen idealisierten Verlauf dar, dessen Realisierung im Experiment durch die Spezifikationen der verwendeten Geräte limitiert wird. Durch die Wandlungsrate der AD-Wandlerkarten von $1 \cdot 10^6$ pro Sekunde ist die zeitliche Auflösung auf 1 μs beschränkt. Die Spannungen an den Elektroden können durch die Auflösung der AD-Wandlerkarten von 16 Bit in Schritten von 153 μV variiert werden. Wie diese Spannungsschritte sich am Ort des Potenzialminimums auswirken, hängt dabei von dem Abstand einer Elektrode und ihren Abmessungen ab (vgl. Abb. 3.19). Außerdem werden durch die Filterung der Spannungen mit Tiefpassfiltern Frequenzkomponenten über 1 MHz herausgefiltert. Sprunghafte Veränderungen der Spannungen werden dadurch „abgerundet“. Abbildung 8.2 zeigt die Diskretisierung einer Erf₂-Funktion bei einer Transportzeit von 20 μs und Abbildung die dazugehörigen Spannungsverläufe

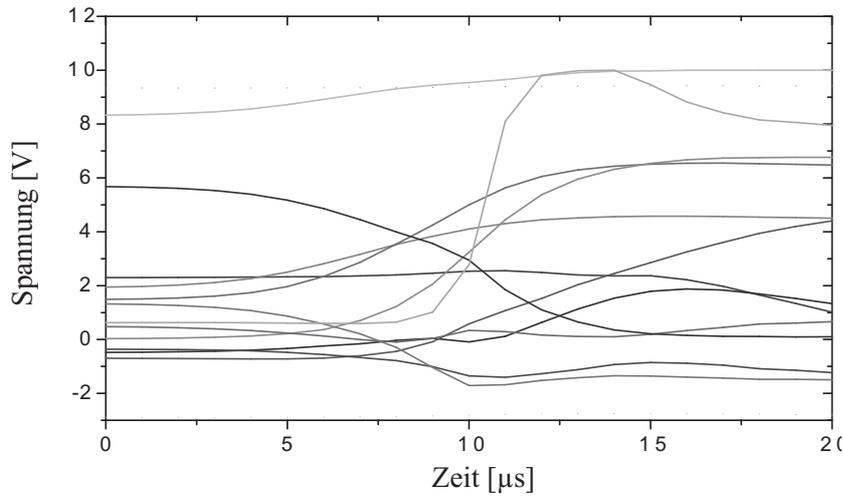


Abbildung 8.3: Spannungsverlauf an den Fallenelektroden 4 bis 15 für einen Transport von Elektrode 10 zu 13 mit einer Erf₂-Transportfunktion. Die Transportzeit für den Hin- und Rückweg ist $2 \cdot 20 \mu\text{s}$ und die axiale Fallenfrequenz ist gegeben durch $\omega_z = 2\pi \cdot 200 \text{ kHz}$.

an den Fallenelektroden 4 bis 15.

Simulation

Für eine Transportfunktion $z_0(t)$ soll nun die während des Transports auf das Ion übertragene Energie simuliert werden. Hierfür verwendet man Gleichung (8.8) für die potenzielle Energie und löst die Bewegungsgleichung numerisch, wobei das Ion zu Beginn in Ruhe sein soll. Für die Beurteilung einer Transportfunktion sind zwei verschiedene Energien von Interesse:

- Die maximale potenzielle Energie des Ions während des Transports U_{max} erlaubt bei Kenntnis der Tiefe des Fallenpotenzials eine Aussage darüber, ob das Ion beim Transport dieses Potenzial verlassen kann.
- Die Gesamtenergie des Ions am Ende eines erfolgreichen Transports E_{final} , bestehend aus kinetischer und potenzieller Energie, ist ein Maß für den Energieübertrag auf das Ion durch den Transport.

Abbildung 8.4 zeigt für eine lineare und eine Erf₂-Transportfunktion die maximale Energie sowie die Endenergie (nach Hin- und Rückweg) in Abhängigkeit von der Transportzeit. Die Transportzeit ist dabei in Vielfachen der axialen Schwingungsperiode der Schwerpunktsmode im Fallenpotenzial angegeben. Bei einer Fallenfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 200 \text{ kHz}$ ist die resultierende Periodendauer $5 \mu\text{s}$. Man sieht, dass die Energien mit zunehmender Transportzeit kleiner werden. Außerdem gibt es in regelmäßigen Abständen Minima, welche durch die Phasenabhängigkeit der übertragenen Energie relativ zur Schwingung des Ions zustande kommen. Ein Minimum der Endenergie wird dann erreicht, wenn es möglich ist, dem Ion bei der Verzögerung die zu Beginn erhaltene Energie wieder zu entziehen. Dies ist genau dann der Fall, wenn die Transportzeit einem ganzzahligen Vielfachen der Schwingungsdauer entspricht. Der kürzest mögliche Hin- und Rücktransport dieser Art dauert somit 2 Schwingungsperioden bzw. $10 \mu\text{s}$. Das Diagramm zeigt deutlich die Überlegenheit der Erf₂-

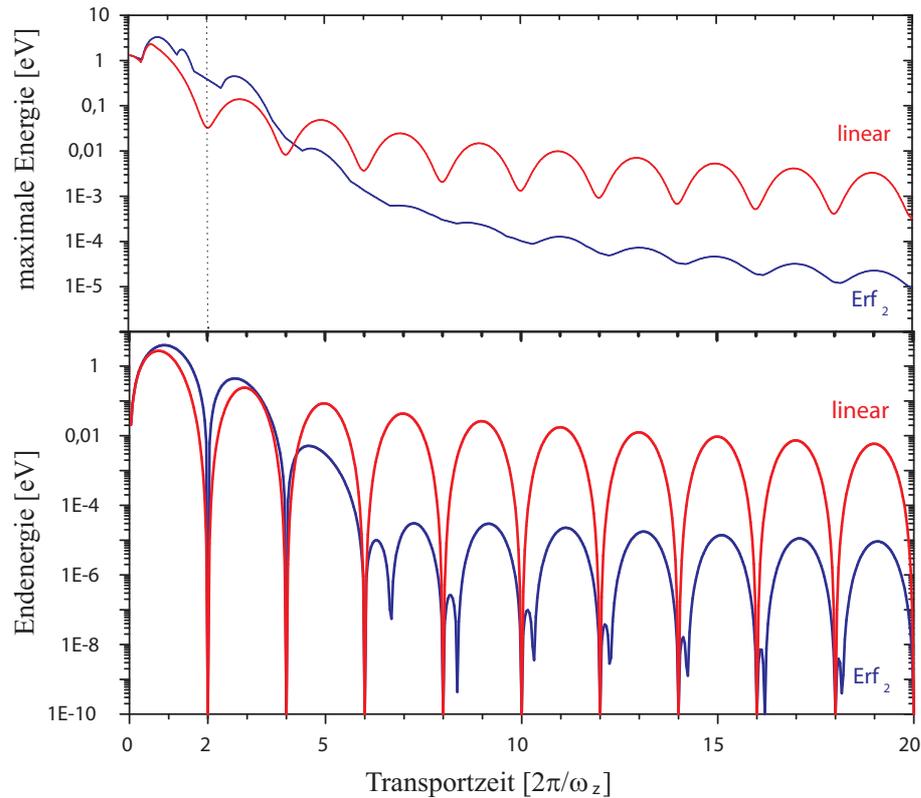


Abbildung 8.4: Energieübertrag auf das Ion beim Transport (Hin- und Rückweg) mit einer linearen und einer Erf₂-Transportfunktion in Abhängigkeit von der Transportzeit. Die axiale Fallenfrequenz ist $\omega_z = 2\pi \cdot 200$ kHz und die Schwingungsperiode des Ions somit $5 \mu\text{s}$. Das Diagramm zeigt neben der maximalen Energie während des Transports (oben) auch die Endenergie (unten).

Funktion für große Transportzeiten, während bei einer Zeit von $10 \mu\text{s}$ (2 Schwingungsperioden) die lineare Funktion besser zu sein scheint.

Der Vergleich von drei verschiedenen Erf_p-Transportfunktionen ist in Abbildung 8.5 zu sehen. Die Transportfunktion, welche den geringsten Energieübertrag auf ein Ion verursacht, ist dabei abhängig von der Transportzeit. Um den Einfluss der zeitlichen Diskretisierung der Transportfunktion zu untersuchen, wurde der Energieübertrag beim Transport mit einer kontinuierlichen und einer diskretisierten Erf₂-Transportfunktion simuliert (Abb. 8.6). Das Ergebnis zeigt, dass trotz der relativ großen Diskretisierungsschritte die Unterschiede bei der übertragenen Energie nur gering sind.

Eine andere Betrachtungsweise eines Transports ist möglich, wenn man die Geschwindigkeit und Position des Ions relativ zum (bewegten) Potenzialminimum in einem Phasenraum darstellt. In Abbildung 8.7 sind die Phasenumtrajektorien für drei verschiedene Transportzeiten bei einer diskretisierten Erf₂-Transportfunktion zu sehen. Bei einer Transportzeit von $16 \mu\text{s}$ treten Geschwindigkeiten von bis zu ca. 1000 m/s und die maximale Auslenkung aus dem Potenzialminimum von $0,9$ mm auf. Am Ende des Transports besitzt das Ion eine große Geschwindigkeit von ca. 900 m/s (im Bezugssystem des Labors). Dahingegen hat man bei einer Transportzeit von $500 \mu\text{s}$ einen quasi adiabatischen Transport, bei dem das Ion dem Potenzialminimum folgt und

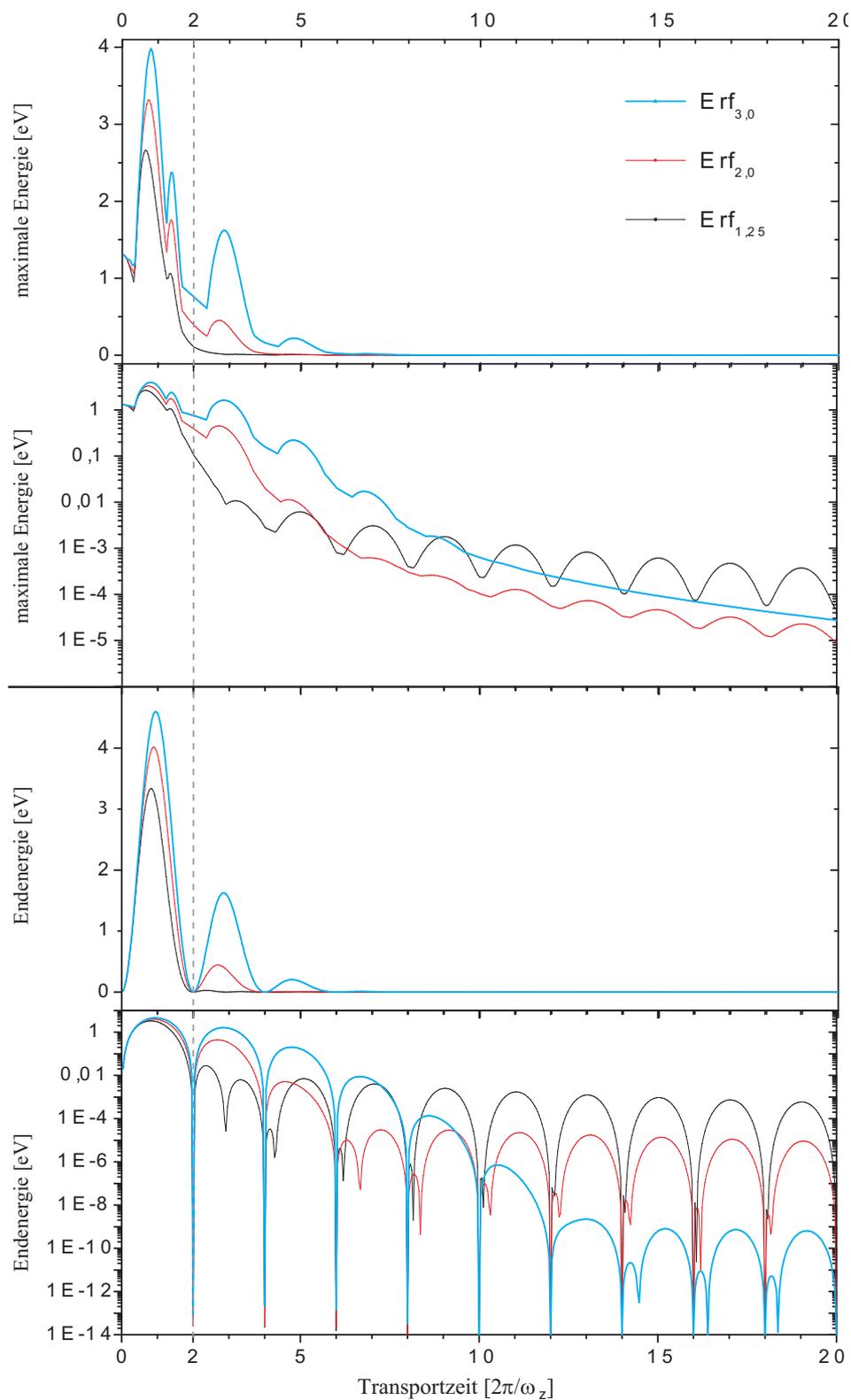


Abbildung 8.5: Energieübertrag auf das Ion beim Transport (Hin- und Rückweg) mit drei verschiedenen Erf-Transportfunktionen in Abhängigkeit von der Transportzeit. Die axiale Fallenfrequenz ist $\omega_z = 2\pi \cdot 200 \text{ kHz}$ und die Schwingungsperiode des Ions $5 \mu\text{s}$. Das Diagramm zeigt neben der maximalen Energie während des Transports (oben) auch die Endenergie (unten), jeweils in linearer und logarithmischer Skalierung.

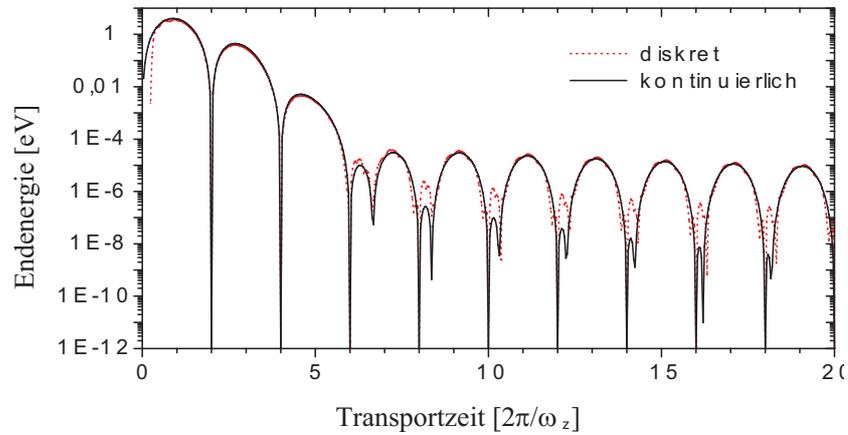


Abbildung 8.6: Energieübertrag auf das Ion beim Transport mit einer diskretisierten und einer kontinuierlichen Erf₂-Transportfunktion in Abhängigkeit von der Transportzeit. Die axiale Fallenfrequenz ist $\omega_z = 2\pi \cdot 200 \text{ kHz}$ und die Schwingungsperiode des Ions $5 \mu\text{s}$.

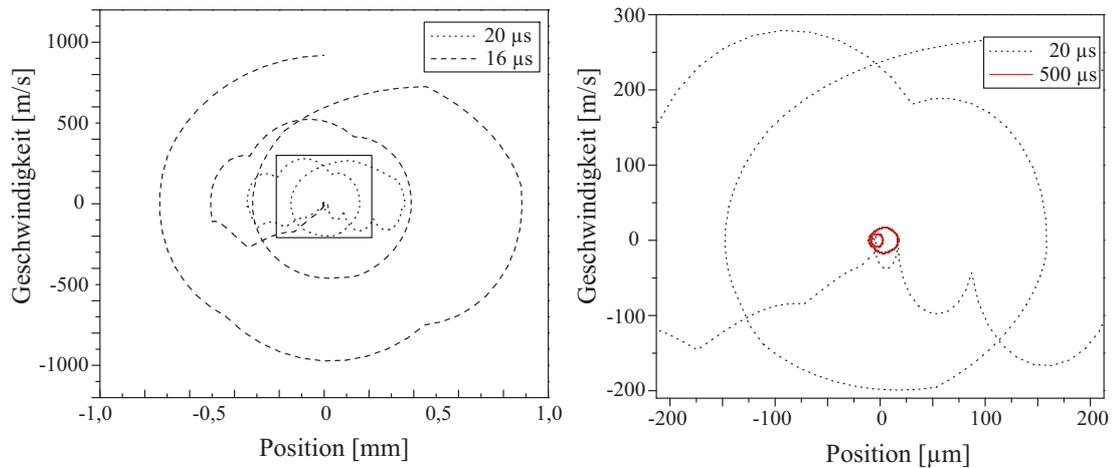


Abbildung 8.7: Phasenraumdiagramme eines Ions während eines Erf₂-Transports für verschiedene Transportzeiten. Position und die Geschwindigkeit des Ions sind relativ zum (bewegten) Potenzialminimum angegeben. Das rechte Diagramm ist der vergrößerte Ausschnitt, welcher im linken Diagramm mit einem Rahmen markiert ist. Je länger die Transportzeit ist, umso kleiner wird die Fläche, die von der Trajektorie des Ions eingeschlossen ist. Die Knicke in der Trajektorie entstehen durch die Diskretisierung der Transportfunktion.

am Ende des Transports zu seinem Anfangspunkt im Phasenraum zurückkehrt. Die Knicke in den Phasenraumtrajektorien entstehen durch die Diskretisierung der Transportfunktion.

8.1.2 Ablauf der Messung

Die experimentelle Untersuchung des Transports von Ionen besteht aus mehreren Phasen, die für die beiden im Folgenden vorgestellten Messmethoden nur geringfügig variiert werden müssen.

1. Zu Beginn befindet sich ein dopplergekühltes Ion in dem Potenzial U_{lade} . Dieses Potenzial ist für das Laden für Ionen optimiert und die Mikrobewegung wurde für diesen Speicherort der Ionen minimiert, um bei der Kühlung eine möglichst kleine Endtemperatur zu erreichen.
2. Kühl- und Rückpumpplaser werden ausgeschaltet und das Ladepotenzial U_{lade} in $10 \mu\text{s}$ linear in ein Transportpotenzial U_{Transp} mit der axialen Fallenfrequenz von etwa $\omega_z = 2\pi \cdot 200\text{kHz}$ und einer größeren Potenzialtiefe überführt.
3. Die Spannungen an den Elektroden werden nun so verändert, dass sich das Minimum des Transportpotenzials gemäß der gewählten Transportfunktion bewegt. Der Transport erfolgt von Elektrode 10 zu Elektrode 13, was einer Transportstrecke von 2 mm entspricht. Während des Transports wird die axiale Fallenfrequenz ω_z konstant gehalten.
4. Das Potenzialminimum wird durch die zeitlich umgekehrte Transportfunktion von Elektrode 13 zurück an den Ausgangspunkt des Transports zu Elektrode 10 gebracht. Zwischen dem Hin- und Rücktransport gibt es dabei keine Pause.
5. Das Transportpotenzial wird in $10 \mu\text{s}$ linear in das Ladepotenzial zurück überführt.
6. Die Laser werden wieder eingeschaltet und die Detektion beginnt. Dabei wird entweder die Erfolgswahrscheinlichkeit des Transports oder die Bewegungsenergie des Ions bestimmt.

Ein solcher Ablauf wird typischerweise 10^3 bis 10^5 mal wiederholt und dann die Transportfunktion oder die Dauer des Transports verändert. Zu Beginn jedes Durchlaufs muss gewährleistet sein, dass die Dopplerkühlung lang genug ist, damit sich das Ion immer im selben Anfangszustand befindet und die Transporte dadurch unabhängig voneinander sind.

8.1.3 Messung der Erfolgswahrscheinlichkeit

Die einfachste Möglichkeit, die Qualität verschiedener Transportfunktionen miteinander zu vergleichen, beruht auf der Messung der Zahl erfolgreicher Transporte. Dabei wird ein Ion so lange transportiert, bis es während eines Transports aus dem Fallenpotenzial verloren geht. Die einzelnen Transporte müssen dabei unabhängig voneinander sein, d.h. der Anfangszustand des Ions muss vor jedem Transport identisch sein. Diese Art der Messung erlaubt eine Aussage über die maximale potenzielle Energie während des Transports, es ist jedoch keine Messung der Endenergie möglich.

Bei der Messung unterteilt sich der Transport eines Ions in die Phasen, welche im vorangegangenen Abschnitt 8.1.2 beschrieben wurden. Während der Detektionsphase (6) wird der erfolgreiche Transport eines Ions über das Bild der EMCCD-Kamera bestimmt. Dieser Ablauf wird nun so lange skriptgesteuert wiederholt, bis das Ion nach einem Transport nicht mehr auf dem Kamerabild zu sehen ist. Nach ca. 10^2 bis 10^3 durchgeführten Transporten kann aus der Anzahl erfolgreicher Transporte eine Erfolgswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Diese Wahrscheinlichkeit gibt an, welcher Anteil der transportierten Ionen nach n Transporten noch im Fallenpotenzial war.

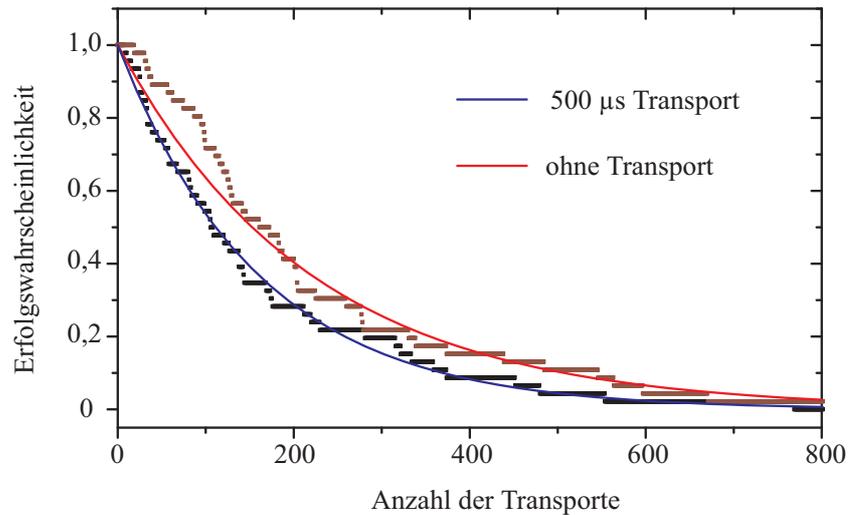


Abbildung 8.8: Erfolgs Wahrscheinlichkeit eines wiederholten Transports in Abhängigkeit von der Anzahl der durchgeführten Transporte (Hin- und Rückweg). Die untere Kurve gehört zu einem linearen Transport mit einer Transportzeit von $500 \mu\text{s}$. Die obere Kurve wurde bei den gleichen Einstellungen ohne Transport gemessen, wobei anstelle des Transports eine Wartezeit von $500 \mu\text{s}$ eingefügt wurde. Man erhält folgende „Lebensdauern“ (in der Einheit „Transporte“), nach denen die Erfolgs Wahrscheinlichkeit auf $1/e$ gesunken ist: $162,7 \pm 0,4$ (mit Transport) und $223,8 \pm 1,0$ (ohne Transport).

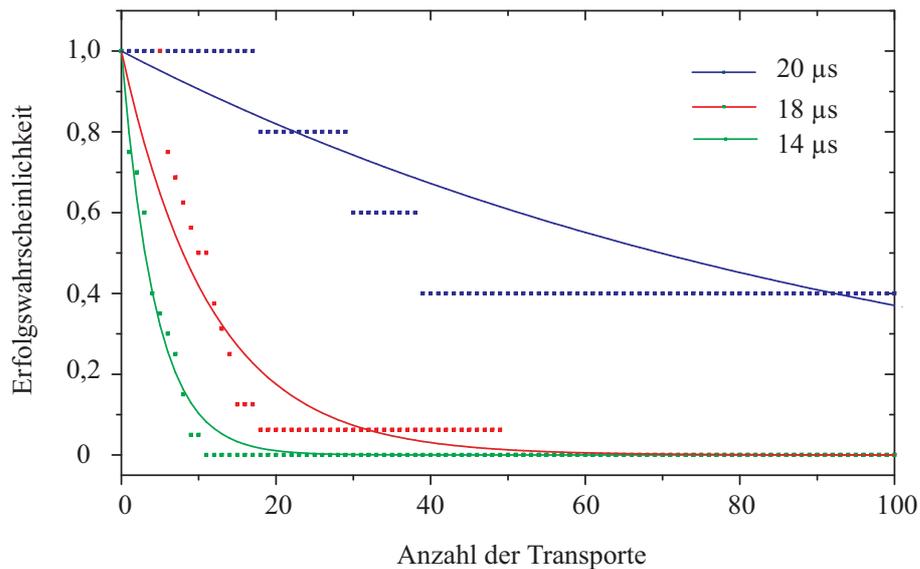


Abbildung 8.9: Erfolgs Wahrscheinlichkeiten beim wiederholten Transportieren in Abhängigkeit von der Anzahl der durchgeführten Transporte (Hin- und Rückweg). Vergleich von drei Erf₂-Transporten mit unterschiedlichen Transportdauern (einfacher Weg): $14 \mu\text{s}$, $18 \mu\text{s}$ und $20 \mu\text{s}$. Mit zunehmender Transportdauer steigt die Wahrscheinlichkeit eines erfolgreichen Transports. Man erhält folgende „Lebensdauern“, nach denen die Erfolgs Wahrscheinlichkeit auf $1/e$ abgesunken ist: $4,4 \pm 0,1$, $11,5 \pm 0,1$ und $100,7 \pm 1,0$ Transporte.

Als Ursache für den Verlust eines Ions gibt es im Wesentlichen zwei Möglichkeiten: Stöße mit Restgasatomen oder einen zu großen Energieübertrag auf das Ion beim Transport. Der Einfluss von Stößen wird durch eine Messung untersucht, bei der die Transportphasen (3) und (4) aus reinen Wartezeiten von insgesamt $500 \mu\text{s}$ besteht. Ein Verlust des Ions wird somit allein durch Stöße mit

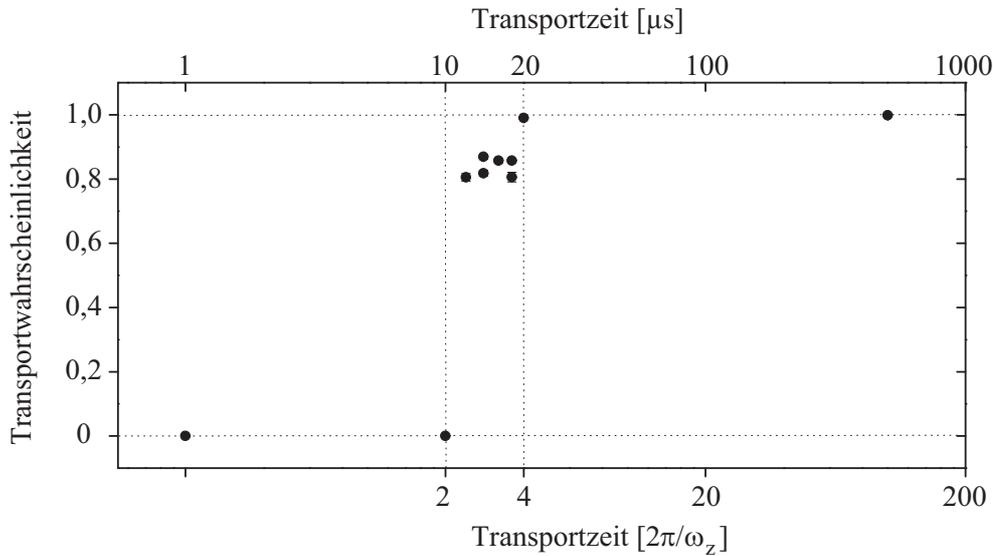


Abbildung 8.10: Transportwahrscheinlichkeit eines einzelnen Transports mit der Erf₂-Funktion in Abhängigkeit von der Transportzeit t (logarithmische Skalierung). Im Bereich zwischen $10 \mu\text{s}$ und $20 \mu\text{s}$ gibt es einen sprunghaften Anstieg der Erfolgswahrscheinlichkeit. Das Fallenpotenzial hatte bei den Transporten eine Tiefe von ca. $1,2 \text{ eV}$. Die statistischen Fehler der Messpunkte sind kleiner als 1% und daher nicht zu erkennen.

Restgasatomen verursacht. Diese Messung ist in Abbildung 8.8 dargestellt. Zum Vergleich wurde ein Transport mit einer linearen Transportfunktion und einer Transportzeit von $500 \mu\text{s}$ durchgeführt. Trotz dieses quasi adiabatischen Transports ist noch ein deutlicher Unterschied in den Erfolgswahrscheinlichkeiten zu beobachten. Dies zeigt zum einen, dass Verluste der Ionen durch Stöße die Messungen für kurze Transportzeiten nicht limitieren, und zum anderen, dass diese Messmethode eine ausreichend hohe Empfindlichkeit besitzt, um die Qualität von Transporten beurteilen zu können. Um den Einfluss des Verlusts durch Stöße aus den Erfolgswahrscheinlichkeiten der Transporte herauszurechnen, verwendet man denselben Formalismus wie bei der Berechnung der Halbwertszeit bei einem radioaktiven Zerfall mit mehreren Zerfallskanälen [Dem04b]. Da die durchgeführten Messungen aber in den meisten Fällen für sehr kurze Transportzeiten erfolgten, ist diese Korrektur bei diesen Messungen unbedeutend.

Abbildung 8.9 zeigt die Erfolgswahrscheinlichkeiten von drei Erf₂-Transporten mit unterschiedlichen Transportdauern in Abhängigkeit von der Zahl der durchgeführten Transporte. Jede Änderung der Transportzeit um $2 \mu\text{s}$ hat einen deutlichen Effekt bei der Wahrscheinlichkeit zur Folge. Diese Abhängigkeit der Erfolgswahrscheinlichkeit von der Transportdauer bei Erf₂-Funktionen ist in Abbildung 8.10 für 10 unterschiedliche Zeiten dargestellt. Dabei wurde die Transportwahrscheinlichkeit für einen einzelnen Transport berechnet.

Die Transportwahrscheinlichkeiten lassen sich in drei Bereiche unterteilen: im Bereich von 0 bis $10 \mu\text{s}$ ist die Wahrscheinlichkeit praktisch gleich 0 und im Bereich über $20 \mu\text{s}$ nahe 100%. Im Übergangsbereich kann man keine qualitativen Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Transportzeiten feststellen. Die hohe Erfolgswahrscheinlichkeiten von über 99,8% bei einer Transportzeit von mehr als $20 \mu\text{s}$ (4 Schwingungsperioden) lässt sich durch die Überlegungen und Simulationen der vorangegangenen Abschnitte (siehe Abb. 8.11) erklären, die ergaben, dass eine so lange Transport-

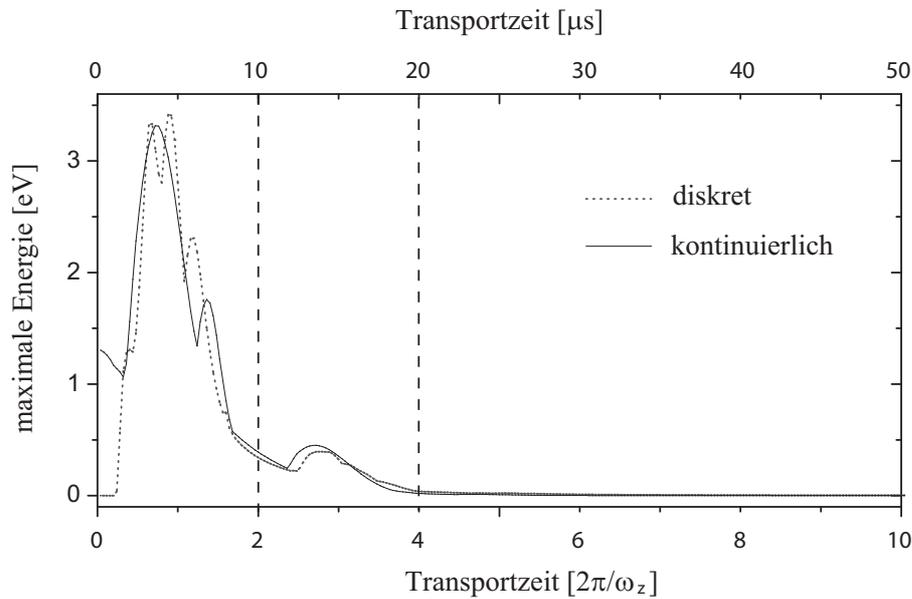


Abbildung 8.11: Maximaler Energieübertrag auf das Ion beim Transport (Hin- und Rückweg) mit der kontinuierlichen Erf_2 -Transportfunktion in Abhängigkeit von der Transportzeit. Der Energieübertrag bei der diskretisierten Funktion ist gestrichelt. Die axiale Fallenfrequenz ist $\omega_z = 2\pi \cdot 200 \text{ kHz}$ und die Schwingungsperiode des Ions somit $5 \mu\text{s}$. Das Diagramm unterteilt sich in einen Bereich mit einem großen Energieübertrag für Transportzeiten $t < 10 \mu\text{s}$, einen Übergangsbereich zwischen $10 \mu\text{s}$ und $20 \mu\text{s}$ und den Bereich über $20 \mu\text{s}$, in dem die maximale Energie kleiner als $0,05 \text{ eV}$ ist.

zeit zu einem quasi adiabatischen Transport führt und die auf das Ion übertragene Energie zu klein ist, um einen Verlust des Ions aus dem Fallenpotenzial zu verursachen.

Der kürzest mögliche Hin- und Rücktransport der Ionen sollte eigentlich in nur zwei Schwingungsperioden ($10 \mu\text{s}$) des Ions im Fallenpotenzial durchgeführt werden können, allerdings wird diese kurze Zeit im Experiment nicht erreicht. Bei einer Transportzeit von $10 \mu\text{s}$ (und allen kürzeren Zeiten) ist der Energieübertrag auf das Ion so groß, dass kein erfolgreicher Transport mehr möglich ist. Die kürzeste erfolgreiche Transportzeit war $14 \mu\text{s}$.

Auch im Übergangsbereich zwischen $10 \mu\text{s}$ und $20 \mu\text{s}$ dürfte es eigentlich noch zu keinem Transportverlust der Ionen kommen, da die maximale Energie der Ionen (ca. $0,4 \text{ eV}$) dort deutlich kleiner als die Tiefe des Fallenpotenzials (ca. $1,2 \text{ eV}$) ist. Ein Verlust durch die Heizrate der Falle während der maximal $500 \mu\text{s}$ Experimentdauer ist dabei nicht möglich, da sich das Ion während dieser Zeit nur um ca. $1,5 \mu\text{eV}$ aufheizt (siehe Kap. 7). Auch der Energieübertrag von ca. $0,4 \text{ meV}$ durch die Änderung des Fallenpotenzials in den Phasen (2) und (5) (siehe nächster Abschnitt) ist zu gering, um den Verlust erklären zu können.

Ein bis jetzt unbeachteter Punkt, der einen großen Einfluss auf den Transport des Ions haben könnte, sind Streuladungen auf den Isolationen zwischen den Segmenten. Wird das Ion über diese Isolation hinwegbewegt, so könnte dies eine Veränderung der Fallenpotenziale und der Heizraten bewirken. Weiterhin deutet die Verteilung der Messpunkte im Übergangsbereich auf eine Ungenauigkeit der Messmethode hin, deren Ursache vermutlich in der langen Dauer der Bestimmung der Erfolgswahrscheinlichkeit für eine Transportzeit liegt, die bei Durchführung von 1000 Transporten bis zu 20 Minuten dauern kann. Während dieser langen Zeit können sich experimentelle Einstellun-

gen verändern, wie etwa die Wellenlänge der Laser oder Aufladungen auf den Fallenchips können abfließen und die Potenziale verändern. Wie die Simulationen zeigen, verursachen aber schon geringe Änderungen der experimentellen Parameter große Unterschiede in der Endenergie.

8.1.4 Messung des Energieübertrags

Eine andere Methode, die Qualität eines durchgeführten Transports von Ionen entlang der Fallenchipse zu beurteilen, besteht in der Messung der Bewegungsenergie der Ionen nach dem Transport. Hierfür verwendet man die in Kapitel 7.2 vorgestellte Methode zur Temperaturmessung, deren Theorie aber erweitert werden muss². Im Gegensatz zu den Heizratenmessungen befindet sich das Ion unmittelbar nach einem Transport nicht in einem thermischen, sondern in einem kohärenten Zustand, bei dem sich das Ion wie ein klassisches Teilchen verhält, das im Fallenzpotential oszilliert (siehe Kap. 2.3). Verwendet man die in (7.7) definierte dimensionslose Energie ε , so folgt aus (2.83) für die Wahrscheinlichkeit, einen kohärenten Zustand mit einer großen mittleren Energie $\bar{\varepsilon}$ bei einer Energie ε zu messen

$$P_{\bar{\varepsilon}, \text{coh}} d\varepsilon \approx N \exp \left[-\lambda \left(\frac{\varepsilon - \bar{\varepsilon}}{\sqrt{2\bar{\varepsilon}}} \right)^2 \right] d\varepsilon \quad \text{mit} \quad N = \sqrt{\frac{2\lambda}{\pi\bar{\varepsilon}}} \left(1 + \operatorname{erf} \left[\sqrt{\lambda\bar{\varepsilon}/2} \right] \right)^{-1} \quad (8.13)$$

mit $\lambda = \Gamma/2\omega$.

Für sehr große mittlere Energien ($\bar{\varepsilon} \gg 1$) kann man die Wahrscheinlichkeit in guter Näherung durch eine Deltafunktion darstellen

$$P_{\bar{\varepsilon}}(\varepsilon') \approx \delta(\varepsilon' - \bar{\varepsilon}) . \quad (8.14)$$

Der zeitliche Verlauf der gemittelten Streurrate (7.28) ist somit

$$\left\langle \frac{dN}{d\tau} \right\rangle_{\bar{\varepsilon}} \approx \left. \frac{dN}{d\tau} \right|_{\varepsilon=\Xi(\bar{\varepsilon}, \tau)} . \quad (8.15)$$

Eine Mittelung ist für große Energien also nicht mehr notwendig und es reicht aus, das zeitliche Verhalten der Streurrate bei einer Anfangsenergie von $\bar{\varepsilon}$ zu betrachten.

Ein weiterer Punkt, der berücksichtigt werden muss, sind die großen Schwingungsamplituden der Ionen nach dem Transport. Im Gegensatz zur Heizratenmessung kann man nun nicht mehr davon ausgehen, dass die Intensität des Kühllasers für das Ion räumlich homogen bleibt. An Positionen des Ions weit außerhalb des Potenzialminimums (und damit außerhalb des Zentrums des Laserstrahls) muss daher die geringere Streurrate berücksichtigt werden.

Um die Auswirkung der räumlich nicht konstanten Streurrate abschätzen zu können, werden wieder dimensionslose Einheiten verwendet, die unabhängig vom Sättigungsparameter s sind und sich daher von denen aus Kapitel 7 geringfügig unterscheiden³:

$$\{\varepsilon, \delta, r\} = \left\{ E, \hbar\Delta, \frac{(\hbar k_z)^2}{2m} \right\} / E'_0 \quad \text{mit} \quad E'_0 = \frac{\hbar\Gamma}{2} , \quad (8.16)$$

²Eine Veröffentlichung der von R. Reichle erweiterten Theorie der Temperaturmessung befindet sich in Vorbereitung [Rei0x] und wird daher in dieser Arbeit nur kurz vorgestellt.

³Um die Schreibweise der Formel übersichtlich zu gestalten, haben Größen in den neuen dimensionslosen Einheiten die selben Formelzeichen wie die alten Größen.

$$\tau = t/t'_0 \quad \text{mit} \quad t'_0 = \Gamma^{-1}. \quad (8.17)$$

Der Kühllaser soll ein gaußförmiges Strahlprofil mit einem $1/e^2$ -Strahldurchmesser von $2w_z$ und eine maximale Intensität im Zentrum des Strahls von $I(z=0)$ haben. Bei einer harmonischen Bewegung des Teilchens mit $z(t) = z^0 \cos \Phi(t)$ durch dieses Strahlprofil gilt für den modulierten Sättigungsparameter s während der Bewegung des Teilchens

$$s(z) \propto I(z) \propto \exp\left[-\frac{2z(t)}{(\sqrt{2}w_z)^2}\right] = \exp\left[-\left(\frac{z^0}{w_z}\right)^2 \cos^2 \Phi\right]. \quad (8.18)$$

Der Faktor $\sqrt{2}$ entsteht durch den Winkel von 45° des Kühllasers zur z-Achse.

Mit dem Zusammenhang $\cos^2 \Phi = 1 - \sin^2 \Phi = 1 - (\delta_D/\delta_M)^2$ gilt für den Sättigungsparameter in den dimensionslosen Einheiten

$$s \equiv s(\delta_D, \delta_M) = \frac{I(z=0)}{I_{\text{sat}}} \exp\left[-\frac{2\lambda}{r} \left(\frac{x_0}{w_z}\right)^2 (\delta_M^2 - \delta_D^2)\right], \quad (8.19)$$

mit der Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion des Harmonischen Oszillators $x_0 = \sqrt{\hbar/m\omega}$ und der Sättigungsintensität $I_{\text{sat}} = 2\pi^2 \hbar c \Gamma_{\text{nat}}/3\lambda^3$.

Mit diesem Sättigungsparameter hat die - über ein Schwingungsperiode gemittelte - Energieänderung pro Zeit (Glg. (7.18)) folgende Form

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = \int_{-\delta_M}^{\delta_M} -\delta_D \frac{1}{\pi \sqrt{\delta_M^2 - \delta_D^2}} \frac{s/2}{1 + s + (\delta + \delta_D)^2} d\delta_D, \quad (8.20)$$

dabei ist δ_D wieder die durchschnittliche Energieänderung pro Streuung und δ_M die maximale Energieänderung pro Streuung.

Analog erhält man für die - über ein Schwingungsperiode gemittelte - Streureate in den dimensionslosen Einheiten

$$\frac{dN}{d\tau} = \int_{-\delta_M}^{\delta_M} \frac{1}{\pi \sqrt{\delta_M^2 - \delta_D^2}} \frac{s/2}{1 + s + (\delta + \delta_D)^2} d\delta_D. \quad (8.21)$$

Abbildung 8.12 zeigt den zeitlichen Verlauf von Streureate und Energie während der Dopp-lerkühlung. Vergleicht man das zeitliche Verhalten mit dem bei der Messung der Heizrate für Ionen in einem thermischen Zustand (Abb. 7.1), so erkennt man das unterschiedliche Verhalten für Ionen, die sich in einem kohärenten Zustand befinden. Die Streureate ändert sich zu Beginn der Dopplerkühlung nur äußerst gering, da sich die Ionen mit großer Geschwindigkeit durch den Laserstrahl bewegen und sich nur kurz im Strahl aufhalten und daher sehr schlecht gekühlt werden. Nach einer bestimmten Zeit, die abhängig von der Ionenenergie ist, steigt die Streureate sprunghaft an, bzw. die Energie wird geringer. Dieser sprunghafte Anstieg der Streureate nach einer bestimmten „Wiederkehrzeit“ lässt sich durch Beobachtung der Fluoreszenz direkt messen, woraus man dann die Energie der Ionen nach dem Transport bestimmen kann.

Der experimentelle Ablauf bei der Messung des Energietransfers auf ein Ion während des Transports erfolgt wieder nach dem in Abschnitt 8.1.2 beschriebenen Schema. Dabei wird in der Detektionsphase (6) die Bestimmung der Bewegungsenergie des Ions mit der in Kapitel 7.3 dargelegten Messmethode durchgeführt. Die Detektion dauert zwischen 25 ms und 250 ms, abhängig davon wie

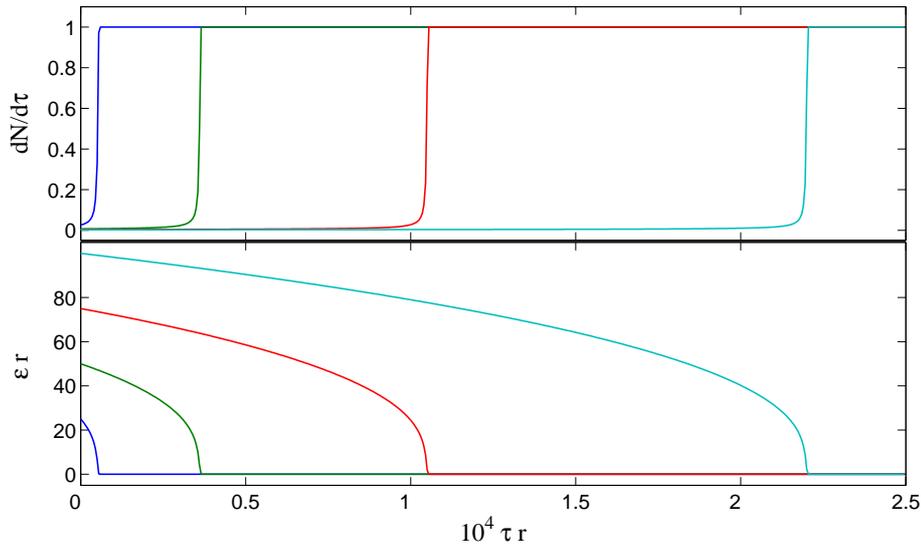


Abbildung 8.12: Streurrate (oben) und Energie (unten) während der Dopplerkühlung als Funktion der Zeit für vier verschiedene anfängliche Energien: $25/r$, $50/r$, $75/r$ und $100/r$. Die Verstimmung beträgt $\delta=-1$ und die Sättigung $s=5,8$.

groß die Energie nach dem Transport ist. Nachdem eine ausreichende Anzahl von Transporten durchgeführt wurde, werden die gemessenen Ankunftszeiten der Photonen am Photomultiplier wie bei der Heizratenmessung in einem Histogramm dargestellt. Aus der Anpassung der hergeleiteten Funktion der Streurrate (Glg. 8.21) an die gemessenen Datenpunkte, lässt sich die Energie der Ionen nach dem Transport, bzw. zu Beginn der Dopplerkühlung ermitteln.

Energieübertrag durch die Potenzialänderung

Während der Phasen (2) und (5) des Transports wird das Ladepotenzial U_{lade} in $10 \mu\text{s}$ linear in ein Transportpotenzial U_{Transp} mit der axialen Fallenfrequenz von etwa $\omega_z = 2\pi \cdot 200\text{kHz}$ überführt. Wenn die beiden Potenziale nicht identisch sind, entspricht die Potenzialänderung einem nichtadiabatischen Transport, durch den es zu einem Energieübertrag auf das Ion kommt. Die übertragene Energie ist umso größer, je mehr sich die Potenziale in ihrer axialen Fallenfrequenz und der Lage des Potenzialminimums unterscheiden. Abbildung 8.13 zeigt ein typisches Ladepotenzial und ein Transportpotenzial zu Beginn und am Ende des einfachen Transports.

Zur Messung des Energieübertrags durch die Potenzialänderung bei den von uns durchgeführten Experimenten, wurden Messungen der Bewegungsenergie der Ionen durchgeführt, bei denen die Phasen (2) und (5) übersprungen wurden. Das Ion wurde also nicht transportiert und der gemessene Energieübertrag von $427 \mu\text{eV} \pm 73 \mu\text{eV}$ muss ein Effekt der Potenzialänderung sein. Die Heizrate der Falle spielte durch die kurze Dauer eines Experiments keine Rolle (siehe Kap. 7).

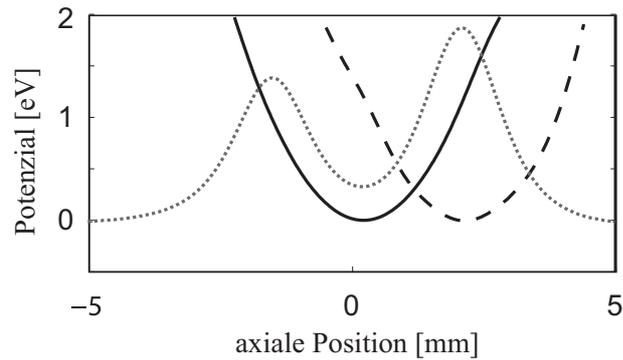


Abbildung 8.13: Axiale Fallenpotenziale beim Laden der Ionen (gepunktet, $\omega_z = 2\pi \cdot 201\text{kHz}$), zu Beginn des Transports ($\omega_z = 2\pi \cdot 199\text{kHz}$) und am Wendepunkt des Transports (gestrichelt). Die axiale Position der Minima von Lade- und Transportpotenzial unterscheiden sich um ca. $2\ \mu\text{m}$.

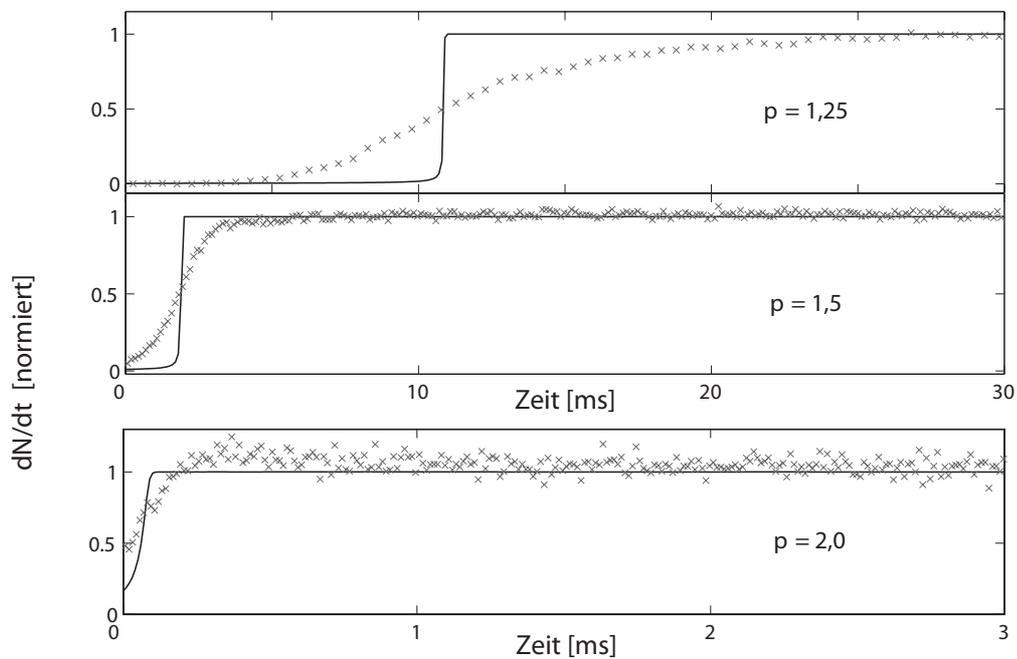


Abbildung 8.14: Gemessener Verlauf der Fluoreszenz während der Dopplerkühlung bei Ionen, die mit unterschiedlichen Erf_p -Funktionen transportiert wurden. Die Transportzeit betrug $50\ \mu\text{s}$, die Sättigung 5,8 und die Verstimmung ca. $2\pi \cdot 30\text{MHz}$ ($\delta \approx -1$). Die durchgezogene Linie zeigt den theoretischen Verlauf, aus deren Anpassung an die Messpunkte die Endenergie nach dem Transport bestimmt wird. Der flachere Anstieg der gemessenen Fluoreszenz ist durch die Mittelung über viele Messungen bedingt, während derer sich die Fallenparameter leicht ändern.

Energieübertrag in Abhängigkeit von der Transportfunktion

Abbildung 8.14 zeigt den zeitlichen Verlauf der Fluoreszenz eines Ions während der Dopplerkühlung für drei verschiedene Erf_p -Transportfunktionen bei einer Transportzeit von $50\ \mu\text{s}$. Die Wiederkehrzeiten, bei denen die Fluoreszenz auf die Hälfte des Endwerts angestiegen ist, liegen zwischen $75\ \mu\text{s}$ und 11 ms. Durch Anpassung des theoretischen Verlaufs an die Datenpunkte erhält man die Energie der Ionen nach dem Transport. Der gemessene Verlauf der Fluoreszenz

zeigt im Gegensatz zum theoretischen Verlauf einen flacheren Anstieg. Dieser Unterschied entsteht durch die Mittelung über viele Messungen, während derer sich die Fallenparameter leicht geändert haben. Es gab also Messungen, bei denen der Anstieg etwas früher begann, und andere mit einem späteren Anstieg. Gemittelt erhält man dann einen Anstieg mit einer kleineren Steigung.

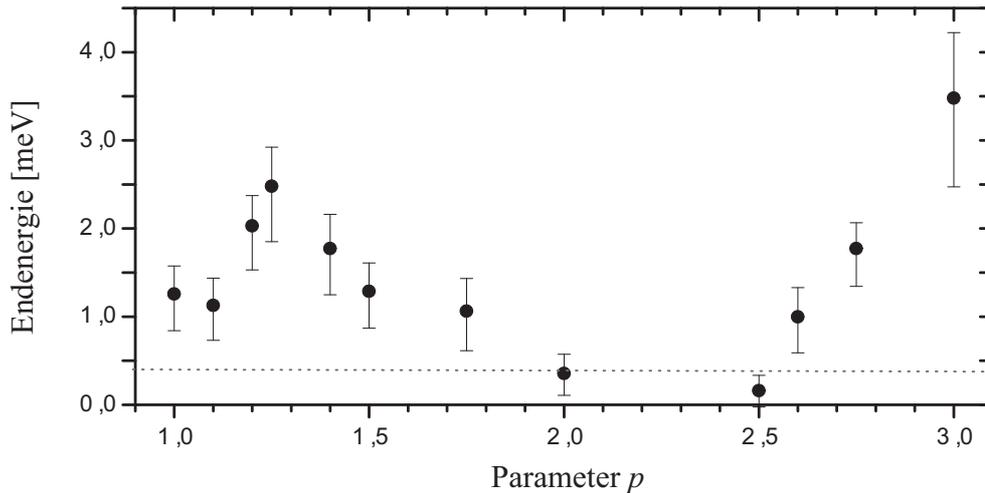


Abbildung 8.15: Endenergie eines Ions nach einem Transport mit einer Erf_p -Transportfunktion in Abhängigkeit von dem Parameter p . Die Transportzeit betrug $50 \mu\text{s}$. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Energie, welche durch die Änderung des Potentials in den experimentellen Phasen (2) und (5) auf das Ion übertragen wurde. Die Fehlerbalken zeigen die Unsicherheit der Laserverstimmung und Sättigung, sowie die Toleranzen bei der Bestimmung der Energie aus den gemessenen Kurven.

Trägt man die aus diesen Messungen ermittelten Endenergien der Ionen nach dem Transport in Abhängigkeit vom Parameter p der Transportfunktion auf, so resultiert der in Abbildung 8.15 dargestellte Verlauf. Qualitativ lässt sich diese Messung mit der in Abschnitt 8.1.1 vorgestellten Transportdynamik plausibel machen. Während für große Parameter p die Stöße (bzw. zweite Ableitungen der Transportfunktion) zu Beginn und Ende des Transports klein sind, ist die Maximalgeschwindigkeit und damit die Kraft während des Transports groß. Die Endenergie steigt dabei für größer werdende p immer mehr an. Für kleine p gibt es dahingegen stärkere Stöße und kleinere Maximalgeschwindigkeiten. Bei $p \approx 2,5$ gibt es ein Optimum, für das die auf das Ion übertragene Energie minimal wird. Für die kleineren Endenergien um $p = 1,1$ im Gegensatz zu den Energien bei $p = 1,3$ gibt es bis jetzt noch keine Erklärung.

Energieübertrag in Abhängigkeit von der Transportzeit

Für Transportfunktion Erf_2 wurde die Abhängigkeit von der Transportzeit untersucht. Hierfür wurde die Endenergie der Ionen für Transportzeiten zwischen $28 \mu\text{s}$ und $100 \mu\text{s}$ gemessen. Abbildung 8.16 zeigt den gemessenen Verlauf der Streurate. Die Energie der Ionen wurde wieder durch Anpassung der theoretischen Kurve an die Messpunkte bestimmt.

Die ermittelten Endenergien nach dem Transport sind in Abbildung 8.17 in Abhängigkeit von der

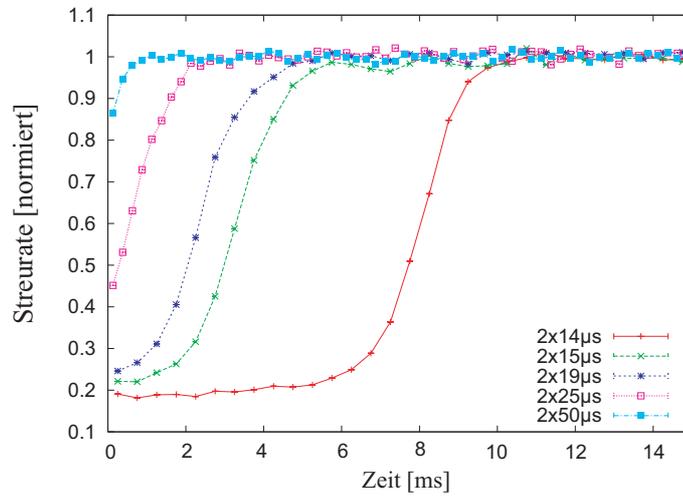


Abbildung 8.16: Gemessener Verlauf der Fluoreszenz (Streurate) während der Dopplerkühlung bei Ionen. Die Transporte erfolgten mit einer Erf₂-Funktion für unterschiedliche Transportzeiten. Die Sättigung war $s_{397} = 5,8$ und die Verstimmung ca. $2\pi \cdot 30\text{MHz}$ ($\delta \approx -1$).

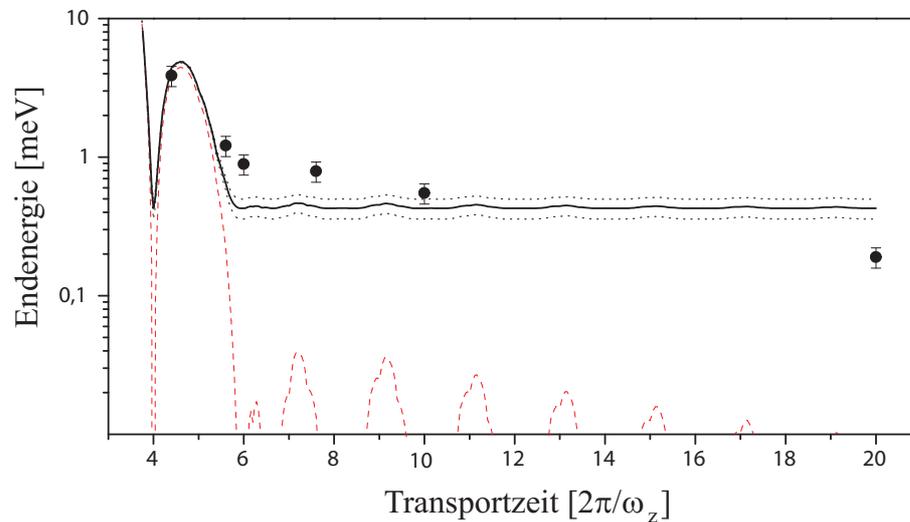


Abbildung 8.17: Energie eines Ions nach einem Transport mit der Erf₂-Transportfunktion in Abhängigkeit von der Transportzeit. Die gemessenen Energien (Punkte) liegen ca. eine Größenordnung über den simulierten (rot gestrichelt). Der gemessene Energieübertrag von $427 \mu\text{eV}$ durch die Potenzialänderung wird durch die Addition dieses Wertes mit den simulierten Energien veranschaulicht (schwarze Kurve). Die Unsicherheit dieses Energieübertrags ist durch die beiden schwarzen gestrichelten Linien dargestellt. Die Fehlerbalken der gemessenen Energien entsprechen einem Gesamtfehler von 15% bei der Laserverstimmung und Sättigung.

Transportzeit dargestellt. Um den Einfluss durch die Änderung des Fallenpotenzial während der Phasen (2) und (5) zu berücksichtigen, wird der gemessene Energieübertrag von $427 \mu\text{eV} \pm 73 \mu\text{eV}$ durch die Änderung Potenzi- als, mit den simulierten Energien addiert. Während der qualitative Verlauf der gemessenen Energien vor allem bei kurzen Transportzeiten gut mit den Simulationen übereinstimmt, ergibt sich für lange Transportzeiten eine Abweichung. Wie bei der Messung der Erfolgswahrscheinlichkeit zeigt sich also auch hier eine noch nicht erklärbare Diskrepanz zwischen den gemessenen und berechneten Energien. Eine Ursache für diese Abweichung könnte die Auswirkung der Ladungen auf den Isolationen zwischen den Elektroden sein, die bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnt wurde.

8.2 Trennen

Um eine vollständige Kontrolle über die Bewegung eines Ions in einer segmentierten Falle zu haben, muss es möglich sein, Ionen, die anfänglich in einem gemeinsamen Fallenpotenzial gefangen sind, auf getrennte Fallenpotenziale zu verteilen. In diesem Abschnitt wird zunächst kurz das prinzipielle Vorgehen beim Trennen diskutiert und dann ein Experiment präsentiert, bei dem das Trennen einer Ionenkette aus vier Ionen in der PCB-Falle erfolgreich durchgeführt wurde.

Der Ausgangspunkt dieser Diskussion, die sich an [Hom06] orientiert, bilden zwei Ionen, die in einem gemeinsamen Potenzialtopf an den Positionen $\pm z$ befinden (Abb. 8.18). Die potenzielle Energie lässt sich ansetzen als:

$$E_{pot} = 2e\alpha z^2 + 2e\beta z^4 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2z)}. \quad (8.22)$$

Der letzte Term entsteht durch die Coulomb-Abstoßung der Ionen, während die anderen Terme durch das Fallenpotenzial entstehen.

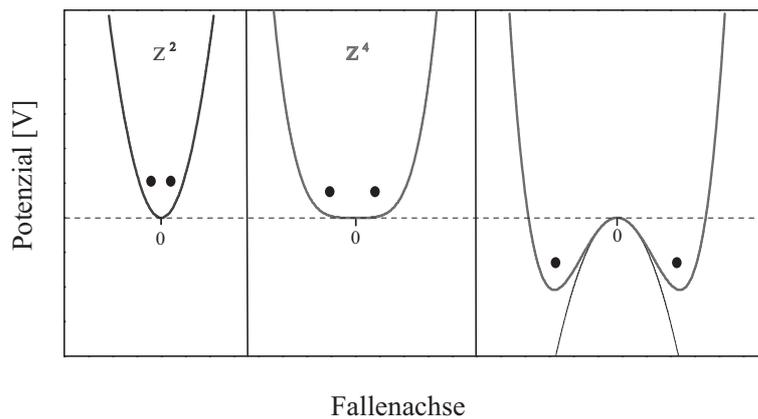


Abbildung 8.18: Potenzialverlauf beim Trennen einer Ionenkette. Zunächst befinden sich die Ionen in einem annähernd reinen z^2 -Potenzial (links). Durch Verkleinerung des z^2 -Anteils geht das Potenzial von einem reinen z^4 -Potenzial (Mitte) in ein Doppelmuldenpotenzial über.

Für $\alpha \gg \beta > 0$ befinden sich die Ionen in einem gemeinsamen, annähernd harmonischen Potenzial

(Abb. 8.18 links) und für den Abstand der beiden Ionen folgt mit Gleichung (2.23)

$$2z \approx 2^{1/3} \left(\frac{e}{32\pi\alpha\epsilon_0} \right)^{1/3}. \quad (8.23)$$

Für die Frequenz der axialen Schwerpunktsmode der beiden Ionen in diesem Potenzial gilt:

$$\omega \approx \sqrt{\frac{2e\alpha}{m}}. \quad (8.24)$$

Um eine Trennung der Ionen zu erreichen, werden die Potenziale so verändert, das $\beta > 0 > \alpha$ gilt (Abb. 8.18 rechts). Das Potenzial hat nun eine **W**-Form und die Ionen separieren in die beiden Potenzialminima, in denen sie wieder mit der Frequenz ω schwingen können. Die Schwierigkeit besteht im Übergang zwischen diesen beiden Konfigurationen, da zu einem Zeitpunkt $\alpha = 0$ gelten muss. Zu diesem Zeitpunkt ist nur das anharmonische z^4 -Potenzial aktiv und man hat ein sog. „Badewannen“-Potenzial mit einer sehr kleinen Frequenz der axialen Schwerpunktsmode (Abb. 8.18 Mitte). Für den Abstand und die Schwingungsfrequenz erhält man:

$$2z_B = \left(\frac{e}{2\beta\pi\epsilon_0} \right)^{1/5}, \quad (8.25)$$

$$\omega_B = \left(\frac{e}{2\pi\epsilon_0} \right)^{1/5} \sqrt{\frac{3e}{m}} \beta^{3/10}. \quad (8.26)$$

Kleine Fallenfrequenzen während des Trennens sind problematisch, da die Heizraten in einer Falle umgekehrt proportional zur Fallenfrequenz sind [Des06]. Dieses Aufheizen kann minimiert werden, wenn die Breiten der Elektroden, die an der Trennung beteiligt sind, maximal dem Abstand gegenüberliegender Elektroden entsprechen [Row02]. In einer so optimierten Falle konnten bereits zwei Ionen in einer Zeit von $250 \mu\text{s}$ getrennt werden, wobei sich die Phononenzahl nur um drei erhöhte [Lei04].

Die von uns durchgeführte Trennung einer Ionenkette aus vier Ionen ist in Abbildung 8.19 ausschnittsweise zu sehen. Eine entscheidende Voraussetzung für das Trennen der Ionenkette ist, dass sie möglichst mittig über einer Fallenelektrode gefangen ist (in unserem Fall ist dies die Elektrode 10). Durch Anlegen von gleichen Spannungen an den Elektroden 7 und 13 müsste dies zwar theoretisch erfüllt sein, aber durch Ungenauigkeiten in der Geometrie und der Ausrichtung der Fallenchips ist dies im Allgemeinen nicht gegeben. Um das Potenzialminimum wie gewünscht auszurichten, wird eine Ionenkette geladen und die Spannung an der Elektrode 10 langsam erhöht, um aus dem anfänglichen Potenzial ein Potenzial mit zwei Minima zu bekommen. Befindet sich der Ionenkristall nun nicht mit einer hinreichenden Genauigkeit über der Mitte der Elektrode, so wird die ganze Ionenkette in eines der entstehenden Potenziale gedrückt. Man korrigiert dann die Spannung an den Elektroden 7 und 13 so lange, bis die Ionenkette bei Erhöhung der Spannung an der Trennelektrode in zwei Teile aufgespalten wird. Da die Ionen bei der Trennung den Bildbereich der Kamera verlassen, erfolgt der Nachweis der erfolgreichen Trennung durch Transport der getrennten Ionen in den Kamerabereich. Dabei wird das Doppelmuldenpotenzial so verändert werden, dass die getrennten Ionen in ihren separaten Potenzialen gespeichert bleiben, während die Potenzialminima entlang der Fallennachse bewegt werden. Wird beim Nachweis ein Potenzialminimum nicht genau an den Ort bewegt, auf den die Laser ausgerichtet sind, so kann es zum Aufschwingen der Ionen durch unzureichende Kühlung kommen (Abb. 8.19 (c)).

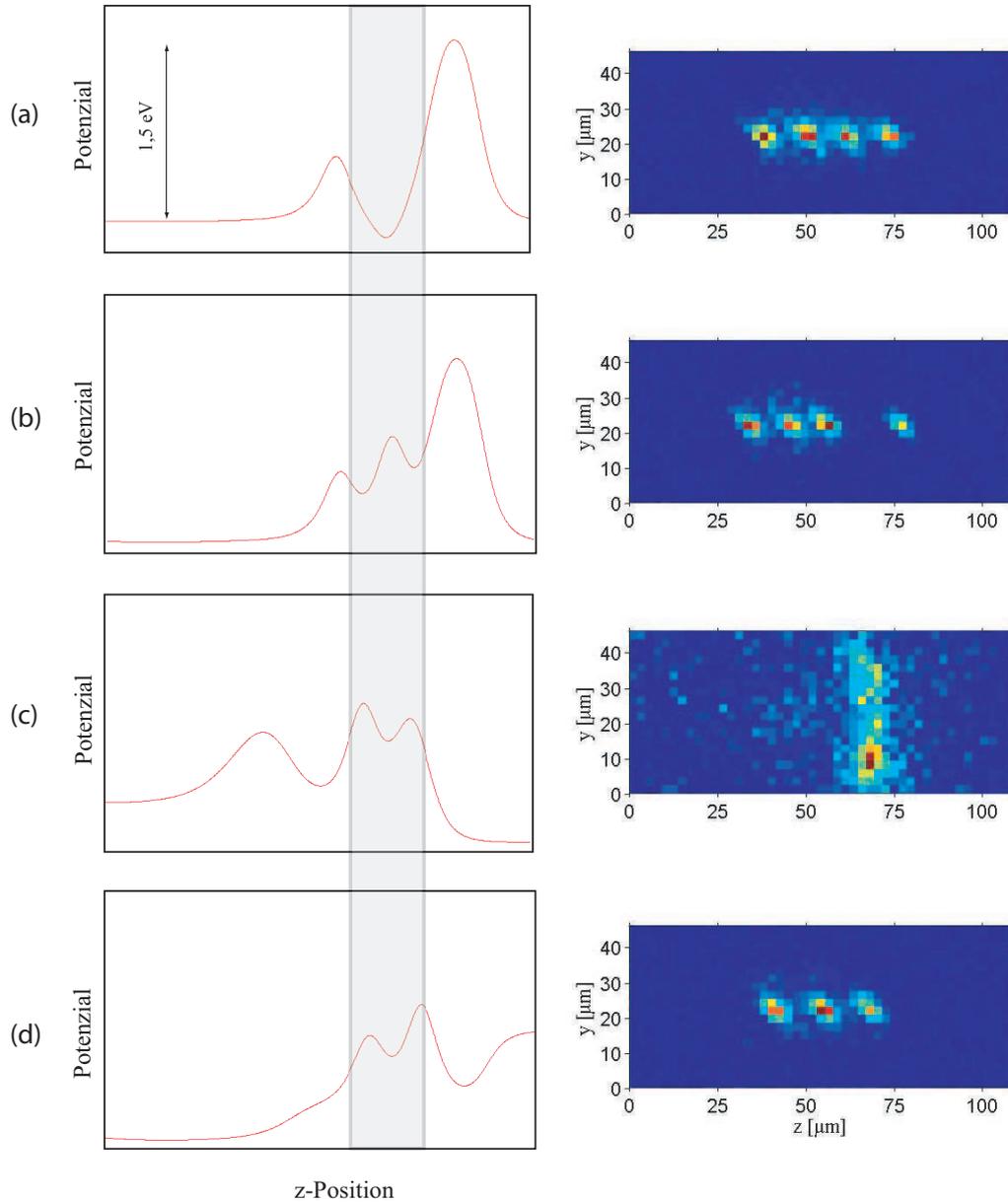


Abbildung 8.19: Trennen einer Ionenkette aus 4 Ionen im Verhältnis 3:1. Auf der linken Seite ist das gesamte Fallenpotenzial dargestellt. Die graue Fläche soll den Fallenbereich andeuten, der mit der EMCCD-Kamera abgebildet werden kann. Rechts sind Bilder zu sehen, die während des Trennvorgangs aufgenommen wurden. (a) Eine Ionenkette aus 4 Ionen ist in einem axialen Potenzial gefangen, das durch die Spannungen 3,3 V, -1,4 V, 1,1 V und 3,6 V an den Elektroden 6, 10, 13 und 14 erzeugt wurde ($\omega_z = 2\pi \cdot 188,7$ kHz). (b) Durch Erhöhung der Spannung an der Elektrode 10 bildet sich ein Doppelmuldenpotenzial aus und die Ionenkette beginnt sich im Verhältnis 3:1 aufzuspalten. (c) Der rechte Potenzialtopf, in dem sich ein Ion befindet, wird in den Bildbereich der Kamera transportiert. Da der Endpunkt der Bewegung nicht exakt mit der Position der Laserstrahlen übereinstimmt, kommt es zum Aufschwingen des Ions. (d) Die 3 Ionen im linken Potenzialtopf werden in den Bildbereich der Kamera transportiert.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der Aufbau und die Inbetriebnahme der ersten miniaturisierten segmentierten Ionenfalle außerhalb der USA vorgestellt. Dabei war es das Ziel, eine segmentierte Paul-Falle zu entwickeln, die einfach und schnell herzustellen ist und die experimentelle Untersuchung des Transports von Ionen entlang der Fallennachse ermöglicht. Die verwendete Ionenfalle besteht aus 15 Elektroden mit einer minimalen Segmentbreite von 0,5 mm. Die Herstellung der Falle erfolgte mit herkömmlicher Leiterplattentechnologie (*printed circuit board, PCB*).

Zur Charakterisierung dieser PCB-Falle wurden die axialen und radialen Fallenpotenziale durch Anregung der Eigenschwingungen der $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen bestimmt. Die Abweichung der gemessenen von den berechneten Fallenfrequenzen beträgt ca 5%. Durch die Integration eines gepulsten Lasers in den experimentellen Aufbau besteht die Möglichkeit auch mit anderen als $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen zu experimentieren. Die Masse dieser Ionen kann über die Schwingungsfrequenz gemischter Ionenkristalle bestimmt werden. Weiterhin konnten Fluoreszenzspektren von $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen aufgenommen und Dunkelresonanzen beobachtet werden.

Das Langzeitverhalten der Falle wurde durch Messung und Kompensation der Mikrobewegung mit einer Korrelationsmethode bestimmt. Dabei war über einen Zeitraum von mehreren Wochen nur eine geringfügige Änderung der Kompensationsspannung nötig. Die Messung des Kurzzeitverhaltens der Falle erfolgte durch die Bestimmung der Heizrate. Dabei wurde die Temperatur einzelner Ionen über das zeitliche Verhalten der Streurate während der Dopplerkühlung bestimmt. Die gemessene Heizrate der PCB-Falle von $3\ \mu\text{eV}/\text{ms}$ war deutlich höher als erwartet, was auf die großflächige Ablagerung von Kalzium auf den Fallenelektroden zurückzuführen ist, die sich bei einem anderen Betrieb der Falle vermeiden lässt.

Den Abschluss dieser Arbeit bildet die Untersuchung des Transports von Ionen entlang der Fallennachse für unterschiedliche Transportfunktionen und -zeiten. Dabei kamen zwei verschiedene Methoden zum Einsatz, um den Energieübertrag auf die Ionen während eines Transports beurteilen zu können. Neben der Temperaturmessung am Ende des Transports wurde auch die Erfolgswahrscheinlichkeit eines Transports gemessen und die Ergebnisse mit numerischen Simulationen verglichen. Transporte konnten in einer Zeit durchgeführt werden, die nur geringfügig länger war als die minimale Transportzeit, bei der ein Hin- und Rücktransport in der doppelten Schwingungsperiode des Ions im Fallenpotenzial erfolgt. Somit waren die Transporte um fast zwei Größenordnungen

schneller als in bisherigen Experimenten. Schließlich wurde noch das Trennen einer Ionenkette demonstriert.

Die segmentierte Ionenfalle auf Basis einer Leiterplatte konnte somit die Erwartungen hinsichtlich Fertigungstoleranzen, Material und Langzeitverhalten während des Betriebs erfüllen. Außerdem wurde mit dem Aufbau des Experiments und den im Rahmen dieser Arbeit demonstrierten Messverfahren und experimentellen Techniken ein Fundament gelegt, auf dem alle weiteren Experimente mit einzelnen Ionen in unserer Arbeitsgruppe aufbauen können. Gegenwärtig haben bereits zwei Projekte ein fortgeschrittenes Stadium erreicht. Beim Mikrofallenprojekt von S. Schulz, U. Poschinger und R. Reichle [Sch06c, Rei06, Sch0xb] werden die Experimente mit Ausrichtung auf die skalierbare Quanteninformationsverarbeitung weitergeführt. Hierbei kommt eine technologisch fortschrittliche Keramikfalle mit 31 Segmenten und Elektrodenbreiten von $100\ \mu\text{m}$ zum Einsatz. Die zukünftigen Anwendungsmöglichkeiten einer PCB-Falle bei der Entwicklung eines Quantencomputers werden am Ende dieses Kapitels diskutiert. Zunächst wird jedoch das Projekt zur deterministischen Implantation einzelner Ionen mit einer PCB-Falle von W. Schnitzler, N.M. Linke und K. Singer kurz vorgestellt [Sch0xa].

Deterministische Implantation einzelner Ionen

Wenn man einzelne Ionen entlang der Fallenachse einer segmentierten Ionenfalle verschieben kann, so ist es auch möglich die Ionen entlang der Achse aus der Falle zu schießen. Somit wird eine Ionenfalle zu einer deterministischen Quelle einzelner Ionen [Bur06]. Sind die Ionen in den Grundzustand der Bewegung gekühlt, kann man dadurch praktisch eine Punktquelle für Ionen realisieren. Diese Ionen lassen sich zum Implantieren von Festkörpern verwenden, wobei die erreichbare räumliche Auflösung durch die Heisenbergsche Unschärferelation begrenzt wird und im Bereich von weniger als einem nm liegt [Mei06]. Die Auflösung ist dabei um über zwei Größenordnungen besser als bei herkömmlichen Dotierungsverfahren. Die Anwendung dieser genauen und deterministischen Dotierungsmethode eröffnet neue Möglichkeiten für den Bau von Quantencomputern auf Basis

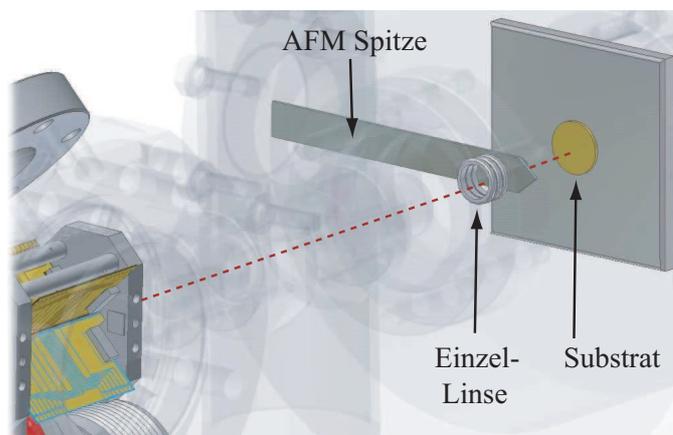


Abbildung 9.1: Deterministische Implantation einzelner Ionen in einen Festkörper. Die segmentierte Ionenfalle (links) dient als Punktquelle für einzelne lasergekühlte Ionen. Mit einer Einzel-Linse ist eine Dotierung des Substrats mit einer Auflösung von unter einem nm möglich. Die Spitze eines Rasterkraftmikroskops (*atomic force microscope*, AFM) wird für die genaue Positionierung des Substrats benötigt.

von Farbzentren in einem Diamanten [Jel04, Gae06] oder Quantenpunkten in Silizium [Lad02]. Außerdem könnte die Größe von Transistoren in Mikrochips weiter verringert werden [Shi05].

Viele der für ein solches Dotierungsverfahren notwendigen experimentellen Techniken konnten in der vorliegenden Arbeit bereits demonstriert werden. Mit der gepulsten Ionisation und der Massenbestimmung dunkler Ionen (Kap. 6) ist es möglich nicht nur $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen zu implantieren, sondern alle Ionen, die sich in der Falle fangen und sympathetisch kühlen lassen. Die beobachteten Dunkelresonanzen (Kap. 5) dienen dabei als Ausgangspunkt für die Grundzustandskühlung der Ionen mittels *electromagnetically induced transparency*-Kühlung [Roo00b]. Das Trennen einer Ionenkette (Kap. 8) wird benötigt um einzelne Ionen aus einer Kette zu separieren, bevor sie dann entlang der Fallachse beschleunigt werden.

Parallel mit der in Kapitel 3.8.2 vorgestellten PCB-Falle wurde von W. Schnitzler und K. Singer eine geringfügig modifizierte Falle entwickelt, die speziell für die deterministische Implantation optimiert wurde. Mit dieser Falle konnten bereits erfolgreich einzelne Ionen aus der Falle herausgeschossen und mit einem Ionendetektor nachgewiesen werden [Sch0xa].

PCB-Fallen für die Quanteninformationsverarbeitung

Obwohl bei segmentierten Ionenfallen in Leiterplattentechnik die minimale Elektrodenbreite auf einige hundert μm beschränkt ist, gibt es für solche Fallen noch eine Vielzahl von Einsatzmöglichkeiten bei der Entwicklung eines skalierbaren Quantencomputers auf Basis einer Ionenfalle.

Die weitere Optimierung des Transports und Trennens von Ionen stellt die direkte Fortsetzung der in Kapitel 8 beschriebenen Experimente dar. Dabei sollen Transportfunktionen mit der *optimal control*-Methode [Sch06c] optimiert und Transportzeit und Aufheizung der Ionen dadurch weiter minimiert werden. Für den Übergang von einer ein- zu einer zweidimensionalen segmentierten Ionenfalle müssen Kreuzungen in die Fallengeometrie integriert werden [Hen06]. Die Herausforderungen bestehen dabei nicht nur darin den Transport von Ionen über einen solchen Kreuzungsbereich zu optimieren, sondern auch in der Bestimmung der besten Kreuzungsform, also ob es sich z.B. um eine Kreuzung in **Y**- oder in **T**-Form handelt. Für eine solche Aufgabe eignet sich eine PCB-Falle perfekt, da man mit dieser Technik innerhalb kurzer Zeit viele verschiedene Fallengeometrien herstellen und testen kann. Auch die Entwicklung einer planaren PCB-Falle ist möglich [Bro07]. Bei dieser Art der Fallengeometrie verlaufen alle Leiterbahnen auf der Oberfläche einer Platine bzw. eines Chips [Chi02, Mad04, Sei06]. Die Vorteile einer planaren Falle sind einfachere Herstellung, da nur eine Oberfläche bearbeitet werden muss, und die Möglichkeit auf der Rückseite der Platine elektronische Bauteile zu integrieren.

Den Einsatzmöglichkeiten einer PCB-Falle sind jedoch Grenzen gesetzt, wenn es darum geht Experimente durchzuführen, die viele Segmente, kleine Strukturgrößen oder hohe Fallenfrequenzen erfordern. Die ist zum Beispiel bei der Implementierung von Quantengattern oder ganzen Algorithmen der Fall. An dieser Stelle könnte eine verbesserte Keramikfalle zum Einsatz kommen, bei der die in Kapitel 4.5 beschriebenen Probleme durch Streuladungen gelöst wurden. Hierfür müssen alle großflächigen Isolationen mit einer leitfähigen Schicht versehen werden, die ein Abfließen von Ladungen ermöglicht.

Anhang A

Kapazitiver Teiler

Die Messung der Amplitude der Radiofrequenzspannung, die an den Fallenchips einer Paul-Falle anliegt, ist schwierig, da bei hohen Frequenzen (10-100 MHz) große Spannungen (bis 500 V) gemessen werden müssen. Außerdem darf die Falle nicht mit einer hohen Kapazität belastet werden, da sich sonst die elektrischen Eigenschaften (Resonanzfrequenz, Spannungsüberhöhung) ändern würden. Kommerziell erhältliche Tastköpfe haben zwar eine kleine Kapazität und eignen sich für hohe Frequenzen, aber können nur mit kleinen Spannungen belastet werden. Die Ursache hierfür ist die Verwendung von Kondensatoren mit einem herkömmlichen Dielektrikum, dass bei hohen Frequenzen große Spannungsverluste hat. Das von uns verwendete Messsystem aus einem kapazitiven Spannungsteiler und einem herkömmlichen Tastkopf löst dieses Problem durch die Verwendung eines speziell angefertigten Eingangskondensators¹. Dieser Kondensator verwendet Teflon als Dielektrikum, ist spannungsfest (bis zu einigen kV) und hat eine kleine Kapazität (einige pF), die sich beim Betrieb nicht ändert. Die Verbindung zum Oszilloskop stellt ein herkömmlicher 10:1-Tastkopf her². Die Kondensatoren des Teilers sind in einem hochfrequenzfesten Gehäuse mit BNC-Buchsen als Ein- und Ausgang montiert.

Das Ersatzschaltbild des Systems ist in Abbildung A.1 zu sehen. Der kapazitive Teiler besteht aus einem Kondensator mit der Kapazität C_1 , dem Teflon-Kondensator mit der Kapazität C_2 und den BNC-Buchsen an Ein- und Ausgang mit den Kapazitäten C_{BE} und C_{BA} . Der Tastkopf hat die Kapazität C_T und den ohmschen Widerstand R_T .

Es ist zweckmäßig, eine Ersatzkapazität C_* zu definieren als

$$C_* = C_1 + C_{BA} + C_T . \quad (\text{A.1})$$

Für die Eingangs- und Ausgangsspannungen U_E und U_A gilt dann mit dem Strom I und der Frequenz ω :

$$U_E = I \left(\frac{1}{\omega C_2} + \frac{1}{\omega C_*} \right) , \quad (\text{A.2})$$

$$U_A = I \frac{1}{\omega C_*} . \quad (\text{A.3})$$

¹H. Schimming, Wissenschaftliche Werkstatt Elektronik, Universität Ulm

²PMTG 311, dataTec GmbH, Reutlingen

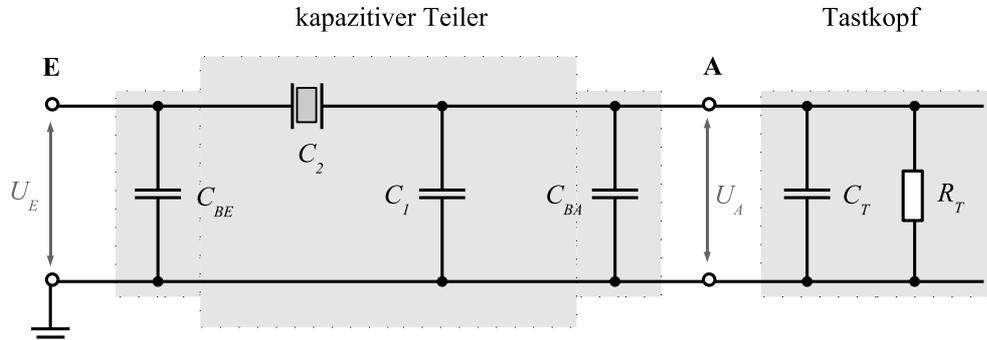


Abbildung A.1: Ersatzschaltbild des Systems aus kapazitiven Teiler und Tastkopf.

Bei U_A wird der ohmsche Widerstand R_T des Tastkopfs vernachlässigt. Dies ist zulässig solange $R_T \ll 1/\omega C_*$ gilt.

Für das Teilverhältnis T erhält man somit

$$T = \frac{U_E}{U_A} = 1 + \frac{C_*}{C_2}. \quad (\text{A.4})$$

Die Eingangskapazität C_E des Teilers am Punkt E ist (ohne Tastkopf)

$$C_E = C_{BE} + \frac{C_2 (C_1 + C_{BA})}{C_2 + (C_1 + C_{BA})}, \quad (\text{A.5})$$

und die Ausgangskapazität C_A am Punkt A ist (ohne Tastkopf)

$$C_A = C_1 + C_{BA} + \frac{C_2 C_{BE}}{C_2 + C_{BE}}. \quad (\text{A.6})$$

Hieraus erhält man für eine kleine Kapazität $C_2 \ll C_*$ und mit Glg. (A.1) die Beziehung:

$$C_* = C_A + C_T. \quad (\text{A.7})$$

Mit diesen Formeln kann ein kapazitiver Teiler dimensioniert werden. Dabei werden C_T und R_T durch die Wahl des verwendeten Tastkopfs bestimmt und C_{BE} und C_{BA} ist durch die BNC-Buchsen gegeben. Um das zu messende System mit einer geringen Kapazität zu belasten, wird versucht C_2 möglichst klein auszuliegen.

Der von uns verwendete kapazitive 100:1-Teiler und 10:1-Tastkopf haben folgende Kapazitäten:

$$\begin{aligned} C_2 &= 2,4 \text{ pF}, \\ C_E &= 5,1 \text{ pF}, \\ C_* &= 235 \text{ pF}, \\ C_A &= 222 \text{ pF}, \\ C_T &= 13 \text{ pF}. \end{aligned}$$

Der ohmsche Widerstand des 10:1-Tastkopfs ist $100 \text{ k}\Omega$. Dieser Wert definiert die untere Grenzfrequenz des Systems: $f_U = 2\pi \cdot 6,8 \text{ kHz}$. Beim Abschluss des kapazitiven Teilers mit 50Ω würde diese Grenzfrequenz auf $2\pi \cdot 13,5 \text{ MHz}$ steigen.

Anhang B

Fotogalerie

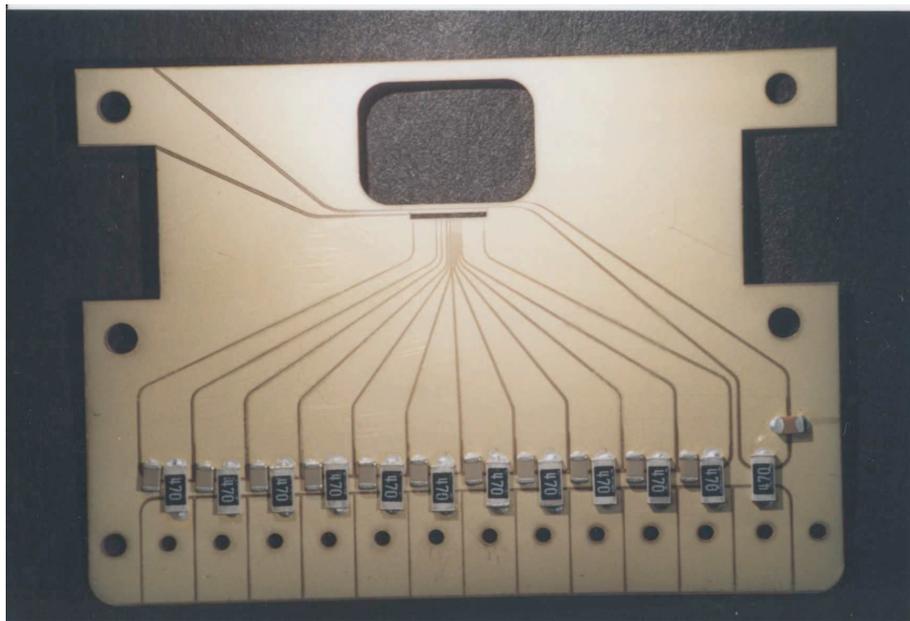


Abbildung B.1: Ein Fallenchip der Keramikfalle

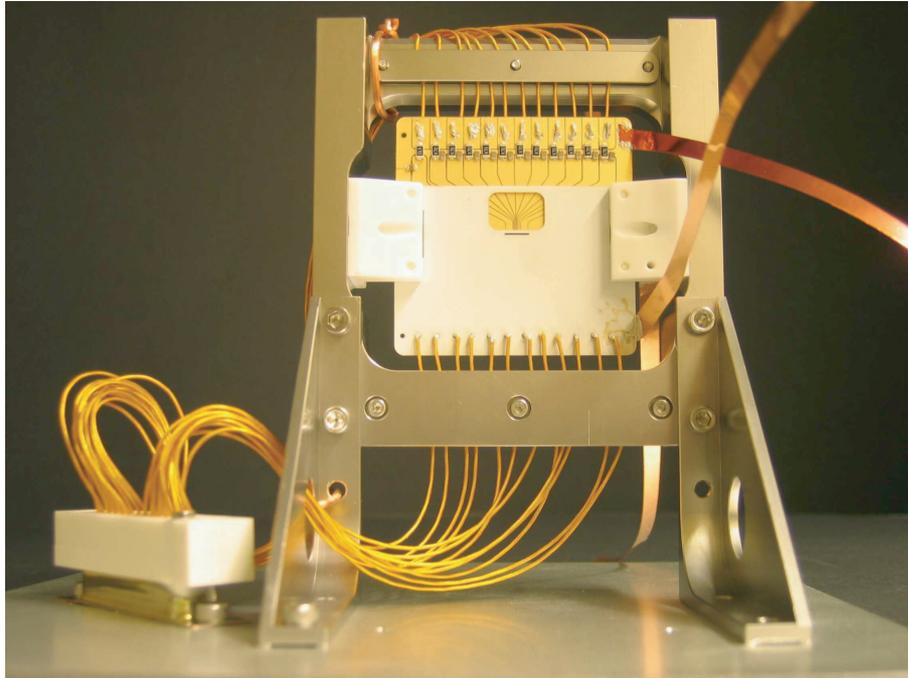


Abbildung B.2: Verkabelte Keramikfalle in der Halterung aus Macorblöcken und Edelstahlrahmen.

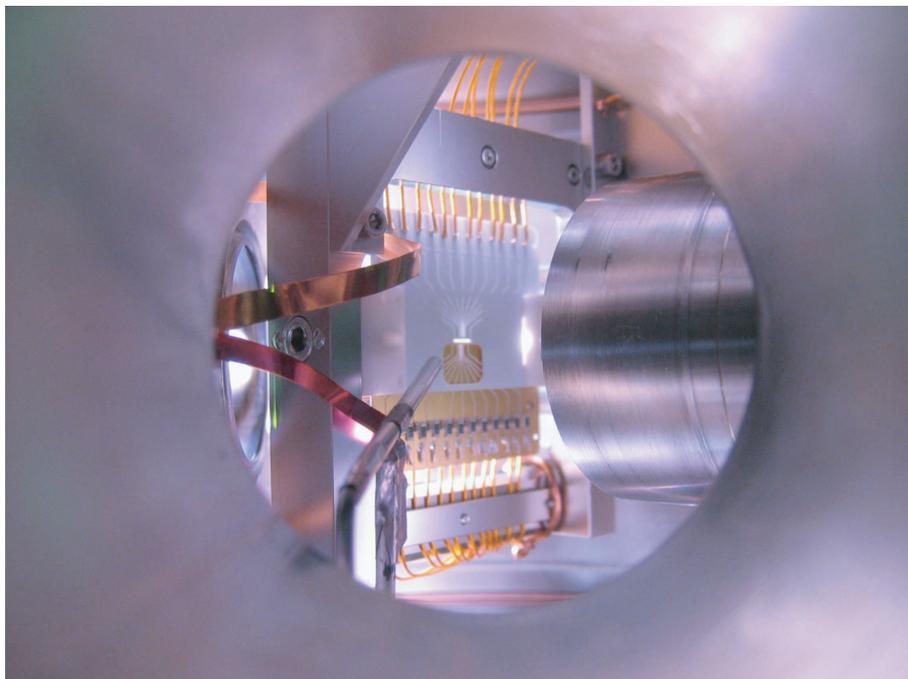


Abbildung B.3: Keramikfalle im Vakuumtopf, durch das Vakuumfenster H3 fotografiert.

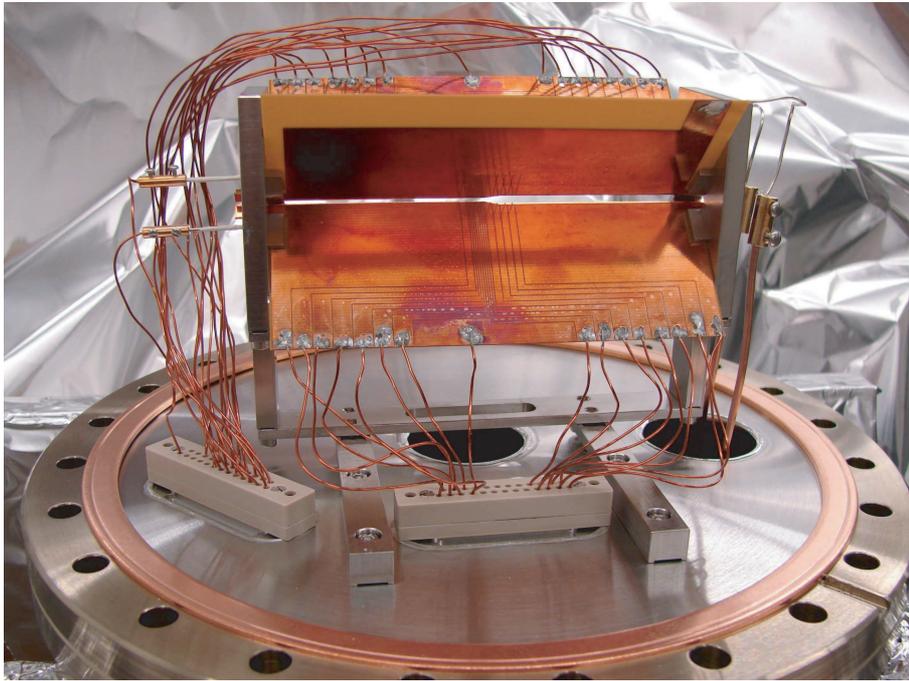


Abbildung B.4: Verkabelte PCB-Falle am Deckelflansch.

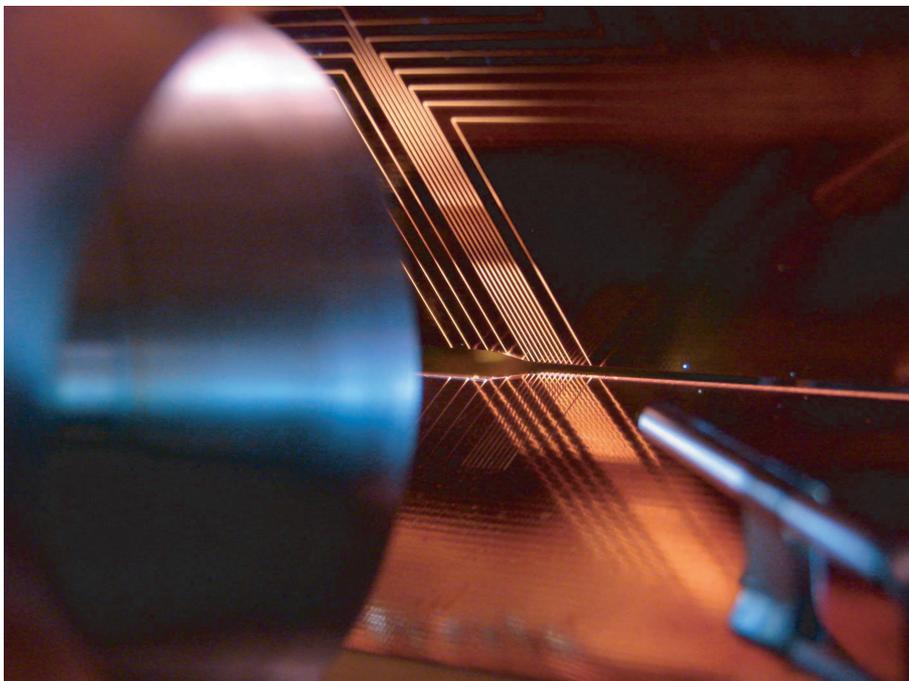


Abbildung B.5: PCB-Falle im Vakuumtopf, durch das Vakuumfenster H1 fotografiert.



Abbildung B.6: Blick ins Labor. In der Mitte des rechten optischen Tisches befindet sich die Vakuumkammer.

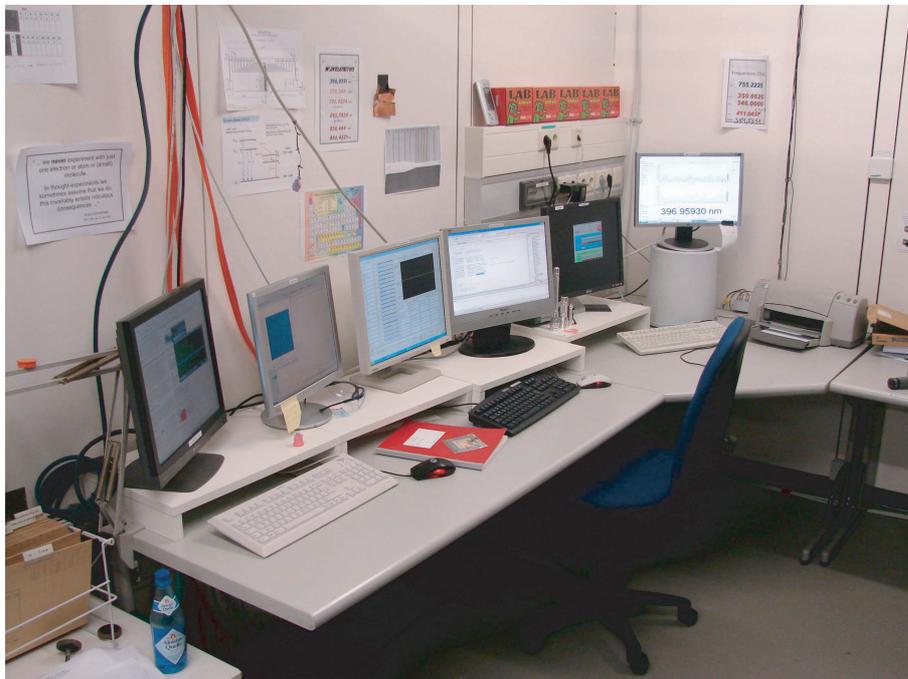


Abbildung B.7: Die Experimentsteuerung.

Literaturverzeichnis

- [Abr72] M. Abramowitz and I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Table*, Dover Publications, New York, 1972.
- [Alh96] R. Alheit, T. Gudjons, S. Kleineidam, and G. Werth, *Some observations on higher-order non-linear resonances in a Paul trap*, Rapid Commun. Mass Spectrom. **10**, 583 (1996).
- [ARD] ARDA, *A Quantum Information Science and Technology Roadmap by the Advanced Research and Development Activity (ARDA)*, <http://qist.lanl.gov/>.
- [Ber98] D. Berkeland, J. Miller, J. Bergquist, W. Itano, and D. Wineland, *Minimization of ion micromotion in a Paul trap*, J. Appl. Phys. **83**, 5025 (1998).
- [Bou00] D. Bouwmeester, A. Ekert, and A. Zeilinger, *The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation*, Springer, Berlin, 2000.
- [Boy63] G. Boyd and D. Kleinmann, *Parametric Interaction of Focussed Gaussian Light Beams*, Appl. Phys. 3597 (1963).
- [Bro95] I. Bronstein, K. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt, 1995.
- [Bro07] K. Brown, R. Clark, J. Labaziewicz, P. Richerme, D. R. Leibbrandt, and I. L. Chuang, *Loading and characterization of a printed-circuit-board atomic ion trap*, Phys. Rev. A **75**, 015401 (2007).
- [Bru06] D. Bruß and G. Leuchs, *Lectures on Quantum Information*, Wiley-VCH, Berlin, 2006.
- [Bur06] B. Burchard, M. Burchard, J. Meijer, I. Rangelow, and F. Schmidt-Kaler, *Vorrichtung zur lagegenauen Platzierung und Manipulation nanoskopischer Objekte*, Deutsches Patent DE10 2004 031 250 A1 (2006).
- [Chi02] J. Chiaverini, R. Blakestad, J. Britton, J. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. Wineland, *Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing*, Quantum Inf. and Comput. **2**, 257 (2002).
- [Cir93] I. Cirac, R. Blatt, A. Parkins, and P. Zoller, *Spectrum of resonance fluorescence from a single trapped ion*, Phys. Rev. A **48**, 2169 (1993).

- [Cir95] I. Cirac and P. Zoller, *Quantum computations with cold trapped ions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4714 (1995).
- [CT90] C. Cohen-Tannoudji, *Atomic motion in Laser light*, in *Fundamental systems in quantum optics*, Les Houches, Session LIII, Elsevier Science Publishers, 1990.
- [Deh67] H. G. Dehmelt, *Radiofrequency Spectroscopy of Stored Ions, Part I*, Adv. At. Mol. Phys. **3**, 53 (1967).
- [Dem00] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer, 2000.
- [Dem04a] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer, 2004.
- [Dem04b] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4 - Kern- Teilchen- und Astrophysik*, Springer, 2004.
- [Des06] L. Deslauriers, S. Olmschenk, D. Stick, W. Hensinger, and C. Monroe, *Scaling and Suppressions of Anomalous Heating in Ion Traps*, Phys. Rev. Lett. **97**, 103007 (2006).
- [Deu85] D. Deutsch, *Quantum Theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer*, Proc. R. Soc. Lond. A **400**, 97 (1985).
- [DeV02] R. DeVoe and C. Kurtsiefer, *Experimental study of anomalous heating and trap instabilities in a microscopic ^{137}Ba ion trap*, Phys. Rev. A **65**, 063407 (2002).
- [Die89] F. Diedrich, J. Bergquist, W. Itano, and D. Wineland, *Laser cooling to the zero-point energy of motion*, Phys. Rev. Lett. **62**, 403 (1989).
- [DiV00] D. DiVincenzo, *The physical implementation of quantum computation*, Fortschr. Phys. **48**, 771 (2000).
- [Dre83] R. Drever, J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley, and H. Ward, *Laser Phase and Frequency Stabilization using an Optical Resonator*, Appl. Phys. **31**, 97 (1983).
- [Dre04] M. Drewsen, A. Mortensen, R. Martinussen, P. Staannum, and J. Sørensen, *Nondestructive Identification of Cold and Extremely Localized Single Molecular Ions*, Phys. Rev. Lett. **93**, 243201 (2004).
- [Ebl06] J. Eble, *Stabilisierung von Lasern zum Erzeugen und Kühlen von Ionen in einer Paul-Falle*, Diplomarbeit, Universität Ulm (2006).
- [Enz00] D. Enzer, M. Schauer, J. Gomez, M. Gulley, M. Holzscheiter, P. Kwiat, S. Lamoreaux, C. Peterson, V. Sandberg, D. Tupa, A. White, R. Hughes, and D. James, *Observation of power-law scaling for phase transitions in linear trapped ion crystals*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2466 (2000).
- [Eps07] R. Epstein, S. Seidelin, D. Leibfried, J. Wesenberg, J. Bollinger, J. Amini, R. Blakestad, J. Britton, J. Home, W. Itano, J. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. Wineland, *Simplified motional heating rate measurements of trapped ions*, arXiv:quant-ph/0707.1528 (2007).
- [ERA] ERA, *Quantum Information Sciences and Technologies - Strategic report on current status, visions and goals for research in Europe by the European Research Area (ERA)*, <http://qist.ect.it/>.

- [Fey82] R. Feynman, *Simulating physics with computers*, Int. J. theor. Phys. **21**, 467 (1982).
- [Gae06] T. Gaebel, M. Domhan, I. Popa, C. Wittmann, P. Neumann, F. Jelezko, J. Rabeau, N. Stavrias, A. Greentree, S. Prawer, J. Meijer, J. Twamley, P. Hemmer, , and J. Wrachtrup, *Room-temperature coherent coupling of single spins in diamond*, Nature Physics **2**, 408 (2006).
- [Gos95] P. Gosh, *Ion Traps*, Clarendon Press, Oxford, 1995.
- [Gro97] L. Grover, *Quantum Mechanics helps in searching for a needle in a haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325 (1997).
- [Gul03a] S. Gulde, *Experimental realization of quantum gates and the Deutsch-Jozsa algorithm with trapped $^{40}\text{Ca}^+$ ions*, Dissertation, Universität Innsbruck (2003).
- [Gul03b] S. Gulde, M. Riebe, G. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Häffner, F. Schmidt-Kaler, I. Chuang, and R. Blatt, *Implementing the Deutsch-Jozsa algorithm on an ion trap quantum computer*, Nature **421**, 48 (2003).
- [Hak96] H. Haken and H. Wolf, *Atom- und Quantenphysik*, Springer, 1996.
- [Hal65] J. Hall, E. Robinson, and L. Branscomb, *Laser Double-Quantum Photodetachment of F^-* , Phys. Rev. Lett. **14**, 1013 (1965).
- [Hen06] W. Hensinger, S. Olmschenk, D. Stick, D. Hucul, M. Yeo, M. Acton, L. Deslauriers, J. Rabchuk, and C. Monroe, *T-junction ion trap array for two-dimensional ion shuttling, storage and manipulation*, App. Phys. Lett. **88**, 034101 (2006).
- [Hen07] R. Hendricks, D. Grant, P. Herskind, A. Dantan, and M. Drewsen, *An all-optical ion-loading technique for scalable microtrap architectures*, App. Phys. B **88**, 507 (2007).
- [Häf05] H. Häffner, W. Hänsel, C. Roos, J. Benhelm, D. C. al kar, M. Chwalla, T. Körber, U. Rapol, M. Riebe, P. Schmidt, C. Becher, O. Gühne, W. Dür, and R. Blatt, *Scalable multiparticle entanglement of trapped ions*, Nature **438**, 643 (2005).
- [Hän75] T. Hänsch and A. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).
- [Hän07] W. Hänsel, *mündliche Mitteilung*, Universität Innsbruck (2007).
- [Hol02] M. H. Holzscheiter, *Ion-Trap Quantum Computation*, Los Alamos Science **27**, 264 (2002).
- [Hom06] J. Home and A. Steane, *Electrode configuration for fast separation of trapped ions*, Quantum Inf. and Comput. **6**, 289 (2006).
- [Huc07] D. Hucul, M. Yeo, S. Olmschenk, C. Monroe, W. Hensinger, and J. Rabchuk, *On the transport of atomic ions in linear and multidimensional ion trap arrays*, arXiv:quant-ph/0702175 (2007).
- [Jam98] D. James, *Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation*, Appl. Phys. B **66**, 181 (1998).

- [Jel04] F. Jelezko, T. Gaebel, I. Popa, M. Domhan, A. Gruber, , and J. Wrachtrup, *Observation of Coherent Oscillation of a Single Nuclear Spin and Realization of a Two-Qubit Conditional Quantum Gate*, Phys. Rev. Lett. **93**, 130501 (2004).
- [Kie99] D. Kielpinski, B. King, C. Myatt, C. Sackett, Q. Turchette, W. Itano, C. Monroe, D. Wineland, and W. Zurek, *Quantum logic using sympathetically cooled ions*, arXiv:quant-ph/990935 (1999).
- [Kie02] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. Wineland, *Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer*, Nature **417**, 709 (2002).
- [Kie05] D. Kielpinski, M. Cetina, J. Cox, and F. Kärtner, *Laser cooling of trapped ytterbium ions with an ultraviolet diode laser*, arXiv:physics/0511241 (2005).
- [Kno04] M. Knoop, C. Champenois, C. Hagel, M. Houssin, C. Lisowski, M. Vedel, and F. Vedel, *Metastable level lifetimes from electron-shelving measurements with ion clouds and single ions*, Eur. Phys. J. D **29**, 163 (2004).
- [Kre05] A. Kreuter, C. Becher, G. Lancaster, A. Mundt, C. Russo, H. Häffner, C. Roos, W. Hänsel, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Experimental and theoretical study of the $3d^2D$ -level lifetimes of $^{40}\text{Ca}^+$* , Phys. Rev. A **71**, 032504(12) (2005).
- [Lab07] J. Labaziewicz, Y. Ge, P. Antohi, D. Leibbrandt, K. Brown, and I. Chuang, *Suppression of Heating Rates in Cryogenic Surface-Electrode Ion Traps*, arXiv:quant-ph/07063763 (2007).
- [Lad02] T. Ladd, J. Goldman, F. Yamaguchi, Y. Yamamoto, E. Abe, and K. Itoh, Phys. Rev. Lett. **89**, 017901 (2002).
- [Lan03] G. Lancaster, H. Häffner, M. Wilson, C. Becher, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Doppler cooling a single Ca^+ ion with a violet extended-cavity diode laser*, Appl. Phys. B **76**, 805 (2003).
- [Lar86] D. Larson, J. Bergquist, J. Bollinger, W. Itano, and D. Wineland, *Sympathetic Cooling of Trapped Ions: A Laser-Cooled Two-Species Nonneutral Ion Plasma*, Phys. Rev. Lett **57**, 70 (1986).
- [Lei97] D. Leibfried, D.M.Meekhof, C. Monroe, B. King, and W. I. D. Wineland, *Experimental preparation and measurement of quantum states of motion of a trapped atom*, J. Mod. Optics **44**, 2585 (1997).
- [Lei03] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Rev. Mod. Phys. **75**, 281 (2003).
- [Lei04] D. Leibfried and T. Schätz, *Ein atomarer Abakus*, Physik Journal **3**, 23 (2004).
- [Lei05] D. Leibfried, E. Knill, S. Seidelin, J. Britton, R. Blakestad, J. Chiaverini, D. Hume, W. Itano, J. Jost, C. Langer, R. Ozeri, R. Reichle, and D. Wineland, *Creation of a six-atom 'Schrodinger cat' state*, Nature **438**, 639 (2005).

- [Lia95] S.-S. Liaw, *Ab initio calculation of the lifetimes of 4p and 3d levels of Ca⁺*, Phys. Rev. A **51**, 1724 (1995).
- [Lin0x] N. Linke, *Diplomarbeit (in Vorbereitung)*, Universität Ulm (200x).
- [Lis05] C. Lisowski, M. Knoop, C. Champenois, G. Hagel, M. Vedel, and F. Vedel, *Dark resonances as a probe for the motional state of a single ion*, arXiv:physics/0407135 (2005).
- [LOT05] *Produktinformation zu EMCCD-Kameras*, LOT-Oriel Darmstadt GmbH, 2005.
- [Mac59] W. Macalpine and R. Schildknecht, *Coaxial Resonators with Helical Inner Conductor*, Proc. of the IEEE **47**, 2099 (1959).
- [Mad04] M. Madsen, W. Hensinger, D. Stick, J. Rabchuk, and C. Monroe, *Planar ion trap geometry for microfabrication*, Appl. Phys. B. **78**, 639 (2004).
- [Mai06] R. Maiwald, *Abbildungs- und Steuerungssystem für ein Experiment mit einzelnen Ionen*, Diplomarbeit, Universität Ulm (2006).
- [Maj05] F. Major, V. Gheorghie, and G. Werth, *Charged Particle Traps*, Springer, 2005.
- [Mei06] J. Meijer, T. Vogel, B. Burchard, I. Rangelow, L. Bischoff, J. Wachtrup, F. Jelezko, W. Schnitzler, S. Schulz, K. Singer, and F. Schmidt-Kaler, *Concept of deterministic single ion doping with sub-nm spatial resolution*, Appl. Phys. A **83**, 321 (2006).
- [Mon95] C. Monroe, D. Meekhof, B. King, S. Jefferts, W. Itano, and D. Wineland, *Resolved-sideband Raman cooling of a bound atom to the 3D zero-point energy* **75**, 4011 (1995).
- [Neu78] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, and H. Dehmelt, *Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well*, Phys. Rev. Lett. **41**, 223 (1978).
- [Neu80] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, and H. Dehmelt, *Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well*, Phys. Rev. A **22**, 1137 (1980).
- [Näg98a] H. Nägerl, W. Bechter, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Ion strings for quantum gates*, Appl. Phys. B **66**, 603 (1998).
- [Näg98b] H.-C. Nägerl, *Ion Strings for Quantum Computation*, Dissertation, Universität Innsbruck (1998).
- [Nie00] M. Nielsen and I. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- [NIS06] *National Institute of Standards and Technology (NIST) Atomic Spectra Database (ASD)*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html> (2006).
- [Obe99] H. Oberst, *Resonance fluorescence of single Barium ions*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (1999).
- [Oli77] J. Olivero and R. Longbothum, *Empirical fits to the Voigt line width: A brief review*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **17**, 233 (1977).
- [Pau53] W. Paul and H. Steinwedel, *Quadrupole mass filter*, Z. Naturforsch. **A8**, 448 (1953).

- [Pau58] W. Paul, Q. Osberghaus, and E. Fischer, *Ein Ionenkäfig*, Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen **415** (1958).
- [Pei99] E. Peik, J. Abel, T. Becker, and J. von Zanthier und H. Walter, *Sideband cooling of ions in radio-frequency traps*, Phys. Rev. A. **60**, 439 (1999).
- [Poz02] C. Pozrikidis, *A Practical Guide to Boundary Element Methods*, Chapman & Hall/CRC, Boca Raton, London, New York, Washington D.C., 2002.
- [Rad85] A. Radzig and B. Smirnov, *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*, Springer, 1985.
- [Rai92] M. Raizen, J. Gilligan, J. Bergquist, W. Itano, and D. Wineland, *Ionic crystals in a linear Paul trap*, Phys. Rev. A. **45**, 6493 (1992).
- [Rea98] J. Reader and C. Corliss, *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, 1998.
- [Rei96] D. Reiß, A. Lindner, and R. Blatt, *Cooling of trapped multilevel ions: A numerical analysis*, Phys. Rev. A **54**, 5133 (1996).
- [Rei06] R. Reichle, D. Leibfried, R. Blakestad, J. Britton, J. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeiri, S. Seidelin, and D. Wineland, *Transport dynamics of single ions in segmented microstructured Paul traps*, Fortschr. Phys. **54**, 666 (2006).
- [Rei0x] R. Reichle, G. Huber, T. Deuschle, and F. Schmidt-Kaler, *Temporal fluorescence during Doppler-cooling of a large-amplitude coherent state (in Vorbereitung)* (200x).
- [Rie04] M. Riebe, H. Häffner, C. Roos, W. Hänsel, J. Benhelm, G. Lancaster, T. Körber, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, D. James, and R. Blatt, *Deterministic quantum teleportation of atomic qubits*, Nature **429**, 734 (2004).
- [Roh01a] H. Rohde, *Experimente zur Quanteninformationsverarbeitung in einer linearen Ionenfalle*, Dissertation, Universität Innsbruck (2001).
- [Roh01b] H. Rohde, S. T. Gulde, C. F. Roos, P. A. Barton, D. Leibfried, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Sympathetic ground state cooling and coherent manipulation with two-ion-crystals*, J. Opt. B **3**, 34 (2001).
- [Roo99] C. Roos, T. Zeiger, H. Rohde, H. C. Nägerl, J. Eschner, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Quantum state engineering on an optical transition and decoherence in a Paul trap* **83**, 4713 (1999).
- [Roo00a] C. Roos, *Controlling the quantum state of trapped ions*, Dissertation, Universität Innsbruck (2000).
- [Roo00b] C. Roos, D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner, and R. Blatt, *Experimental demonstration of ground state laser cooling with electromagnetically induced transparency*, Phys. Rev. Lett **85**, 5547 (2000).
- [Rot03] D. Rotter, *Photoionisation von Kalzium*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2003).

- [Row02] M. Rowe, A. Ben-Kish, B. DeMarco, D. Leibfried, V. Meyer, J. Beall, J. Britton, J. Hughes, W. Itano, B. Jelenkovic, C. Langer, T. Rosenband, and D. Wineland, *Transport of quantum states and separation of ions in a dual rf ion trap*, Quantum Inf. and Comput. **2**, 257 (2002).
- [Sch52] E. Schrödinger, *Are There Quantum Jumps? Part I*, Brit.J.Phil.Sci. **3**, 109 (1952).
- [Sch93] J. Schiffer, *Phase transitions in anisotropically confined ionic crystals*, Phys. Rev. Lett. **70**, 818 (1993).
- [Sch01] W. Schleich, *Quantum Optics in Phase Space*, Wiley-VCH, Berlin, 2001.
- [Sch05] P. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W. Itano, J. Bergquist, and D. Wineland, *Spectroscopy Using Quantum Logic*, Science **309**, 749 (2005).
- [Sch06a] W. Schnitzler, *mündliche Mitteilung*, Universität Ulm (2006).
- [Sch06b] M. Schätzel, *Mehrphotonen-Ionisationsprozesse mit intensiven Laserpulsen*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2006).
- [Sch06c] S. Schulz, U. Poschinger, K. Singer, and F. Schmidt-Kaler, *Optimization of segmented linear Paul traps and transport of stored particles*, Fortschr. Phys. **54**, 648 (2006).
- [Sch0xa] W. Schnitzler, *Dissertation (in Vorbereitung)*, Universität Ulm (200x).
- [Sch0xb] S. Schulz, *Dissertation (in Vorbereitung)*, Universität Ulm (200x).
- [Sei06] S. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle, J. Bollinger, D. Leibfried, J. Britton, J. Wesenberg, R. Blakestad, R. Epstein, D. Hume, W. Itano, J. Jost, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga, and D. Wineland, *Microfabricated Surface-Electrode Ion Trap for Scalable Quantum Information Processing*, Phys. Rev. Lett. **96**, 253003 (2006).
- [Shi05] T. Shinada, S. Okamoto, T. Kobayashi, and I. Ohdomari, *Enhancing semiconductor device performance using ordered dopant arrays*, Nature **437**, 1128 (2005).
- [Sho94] P. Shor, *Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer*, Proceed. of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science, ed. S. Goldwasser, IEEE Press, Piscataway, NJ, 1994.
- [Sie92] I. Siemers, M. Schubert, R. Blatt, W. Neuhauser, and P. Toschek, *The Trapped State of a Trapped Ion - Line Shifts and Shape*, Europhysics Letters **18**, 139 (1992).
- [Sin02] K. Singer, S. Jochim, M. Mudrich, A. Mosk, and M. Weidemüller, *Low-cost mechanical shutter for light beams*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 4402 (2002).
- [SK03] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate*, Nature **422**, 408 (2003).
- [Ste86] S. Stenholm, *The semiclassical theory of laser cooling*, Rev. Mod. Phys. **58**, 699 (1986).
- [Ste97] A. Steane, *The ion trap quantum information processor*, Appl. Phys. B **64**, 632 (1997).

- [Sti06] D. Stick, W. Hensinger, S. Olmschenk, M. Madsen, K. Schwab, and C. Monroe, *Ion trap in a semiconductor chip*, Nature Physics **2**, 36 (2006).
- [Tur00] Q. Turchette, D. Kielpinski, B. King, D. Leibfried, D. Meekhof, C. Myatt, M. Rove, C. Sackett, C. Wood, W. Itano, C. Monroe, and D. Wineland, *Heating of trapped ions from the quantum ground state*, Phys. Rev. A **64** (2000).
- [Wes07] J. Wesenberg, R. Epstein, D. Leibfried, R. Blakestad, J. Britton, J. Home, W. Itano, J. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin, and D. Wineland, *Fluorescence during Doppler cooling of a single trapped ion*, arXiv:quant-ph/0707.1314 (2007).
- [Win73] D. Wineland, P. Ekstrom, and H. G. Dehmelt, *Monoelectron Oscillator*, Phys. Rev. Lett. **31**, 1279 (1973).
- [Win75] D. Wineland and H. Dehmelt, Bull. Am. Soc. **20**, 637 (1975).
- [Win78] D. Wineland, R. Drullinger, and F. Walls, *Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers*, Phys. Rev. Lett. **40**, 1639 (1978).
- [Win98] D. Wineland, C. Monroe, W. Itano, D. Leibfried, B. King, and D. Meekhof, *Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions*, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **103**, 259 (1998).

Danksagung

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente waren zu komplex, als dass man sie alleine hätte bewältigen können. Erst durch die Hilfe und Unterstützung von Menschen mit unterschiedlichen Talenten, Stärken und Schwächen war es möglich, unser Labor in einen Ort spannender Experimente zu verwandeln. Ich möchte mich daher bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt zuallererst Ferdinand Schmidt-Kaler, dass er mich als seinen ersten Doktoranden angenommen hat und es mir ermöglichte, faszinierende und spannende Experimente mit einzelnen Ionen durchzuführen. Ich bekam die unerwartete Gelegenheit gleich an zwei Universitäten Erfahrungen zu sammeln und dabei von seinem außergewöhnlichen experimentellen Geschick und physikalischen Verständnis zu lernen.

Gerhard Huber bin ich, nach der langen gemeinsamen Zeit im Labor, zu großem Dank verpflichtet. Vor allem seine Programmierkenntnisse und die Fähigkeit bis zu drei Computer gleichzeitig zu kontrollieren, haben entscheidend zum Erfolg der Experimente beigetragen. Und wenn im Labor mal wieder nichts funktioniert hat, so haben wir uns dennoch immer gut verstanden und einen kühlen Kopf bewahrt.

In Rainer Reichle fand ich einen geduldigen und sehr kompetenten Gesprächspartner, wenn es um die Diskussion physikalischer Probleme ging. Mit seinen umfangreichen Kenntnissen der Theorie konnte er immer weiterhelfen, wenn unsere Intuition an ihre Grenzen stieß.

Ein großer Dank geht auch an Wolfgang Schnitzler, der bei Problemen stets hilfreich zur Stelle war. Besonders beim Bau und der Inbetriebnahme unserer Fallen konnten wir von der ausgezeichneten interexperimentellen Zusammenarbeit profitieren.

Bei Kilian Singer möchte ich mich für seine unkonventionelle Art bedanken, die besonders bei der Lösung schwieriger, komplexer und elektronischer Probleme aller Art für entscheidende Impulse gesorgt hat. Auch viele seiner nichtphysikalischen Geschichten und Ideen haben bei mir einen bleibenden Eindruck hinterlassen.

Weiterer Dank geht an Norbert M. Linke für seine Unterstützung beim Kompensieren und Spektroskopieren, und an Johannes Eble und Robert Maiwald, die im Rahmen ihrer Diplomarbeiten wichtige Vorarbeiten beim Aufbau des Experiments geleistet haben.

Sehr gerne habe ich mit Stephan Schulz zwei Jahre ein Büro geteilt und mit ihm die aktuellen experimentellen Probleme diskutiert.

Den Korrekturlesern Gerhard, Kilian, Rainer, Jens, Max, Michael M., Wolfgang und Ulrike danke

ich für die Hilfe bei der fachlichen und sprachlichen Verbesserung dieser Arbeit.

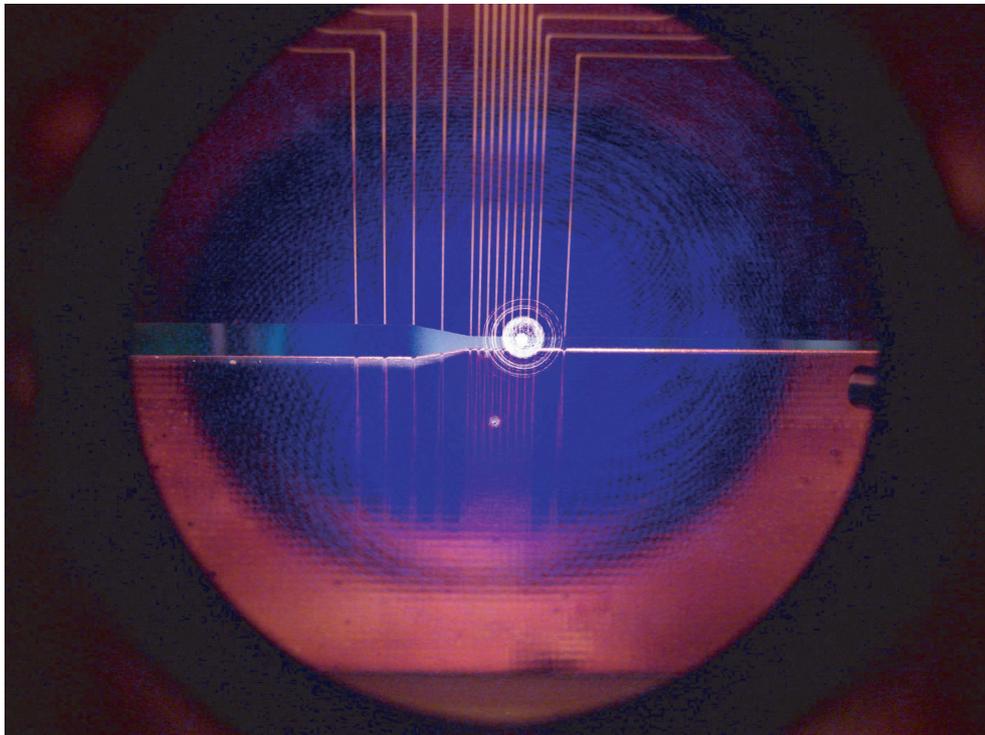
Einen besonderen Dank geht noch an Ulrich Poschinger, Michael Hellwig und alle anderen Mitglieder unserer Kaffeerrunde - dem Ort wo die wirklich wichtigen Themen diskutiert wurden

Nicht vergessen möchte ich alle, die nur indirekt mit der Physik zu tun hatten, aber dadurch eine umso größere Unterstützung darstellten. Bei bürokratischen Angelegenheiten haben Brigitte Rein, Alexandra Widmann und Robert Tammer hervorragende Arbeit geleistet, alles unnötige von mir fern zu halten. Michael Ferner war nicht nur bei Computerproblemen immer mein erster Ansprechpartner, sondern er war auch ein Meister, wenn es darum ging „Dinge“ zu besorgen und „Sachen“ zu erledigen. Ein Dank geht auch an alle Wissenschaftlichen Werkstätten die beim Bau des Experiments mitgewirkt haben, insbesondere an Herrn Schimming, der mir gezeigt hat, dass man die ganze Welt auch als Ersatzschaltbild darstellen kann.

Die erste Hälfte meiner Promotion entstand an der Universität Innsbruck. Stellvertretend für alle anderen möchte ich Rainer Blatt danken, dass ich die Möglichkeit hatte, zwei sehr schöne Jahre von der großartigen Umgebung - wissenschaftlich und landschaftlich - zu profitieren. Innsbruck ist in jeder Beziehung etwas besonderes.

Meinen Eltern will ich an dieser Stelle nochmals für ihre langjährige Unterstützung danken, die mir die Freiheit verschaffte meinen eigenen Weg zu gehen, der mich nun bis zur Promotion geführt hat.

Zu guter letzt noch ein Dank an die gutmütigste Ionenfalle, die je gebaut wurde: unsere *X-Trap*. Den Nachmittag des 11. Dezember 2006 werde ich nie vergessen.



„The inspiration of a noble cause involving human interests wide and far, enables men to do things they did not dream themselves capable of before, and which they were not capable of alone. The consciousness of belonging, vitally, to something beyond individuality; of being part of a personality that reaches we know not where, in space and time, greatens the heart to the limit of the soul's ideal, and builds out the supreme of character.“

General Joshua Lawrence Chamberlain, 1889

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die wörtlich und inhaltlich übernommenen Stellen als solche kenntlich gemacht und die Satzung der Universität Ulm zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis beachtet habe.

Ulm, September 2007

Thomas Deuschle