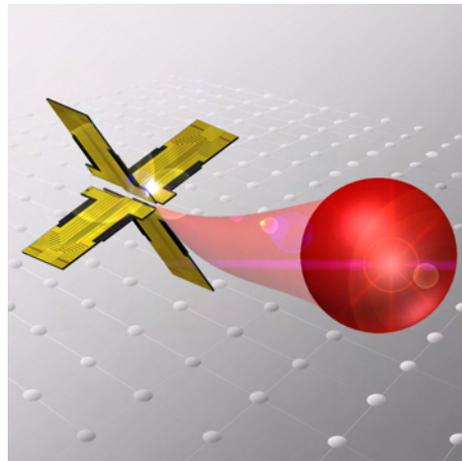


Kalte Ionenkristalle in einer segmentierten Paul-Falle als deterministische Einzelionenquelle

Diplomarbeit



vorgelegt von

Norbert Matthias Linke

aus München

Universität Ulm
Institut für Quanteninformationsverarbeitung

Dezember 2007

Hauptberichter: Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler
Berichter: apl. Prof. Dr. Matthias Freyberger

ABSTRACT

Inspired by the formidable computational power a quantum computer could offer, many physicists have joined the quest to realise this aspiration. Several proposals exist for its implementation, one of which is based on solid state systems using the nuclear or electron spin of dopants as qubits. Long spin relaxation times, ready scalability and ease of integration with existing silicon technology makes them particularly attractive. However to bring their full potential to bear, they require precisely placed single atoms. After giving a short overview of some of the ideas being pursued in solid state quantum computing, this thesis reports important progress in a new fabrication technique of such structures which could also lead to the improvement of contemporary microelectronic semiconductor devices. Being a promising candidate for quantum computing themselves, cold ion crystals in a segmented Paul-trap are used as a deterministic source of single ions. In principle, any chemical element can be ionised, trapped and laser-cooled, making the Paul trap a universal tool.

Using a trap designed specifically for this purpose, we were able to deterministically extract single Calcium ions and shoot them into a detector at a distance of 25 cm from the trap. With single ions, 90 % of these extractions were successful. The ion trap setup, the detection device and the extraction mechanism are being described in this thesis. The various experimental results achieved are presented as well as some simulations of the extraction process.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Motivation	1
2. Quantencomputing im Festkörper	3
2.1 Realisierungsmöglichkeiten	3
2.1.1 Dotierung mit Seltenen Erden (REQC)	3
2.1.2 Kernspinbasierte Qubits in Si:P - Quantenpunkten	4
2.1.3 NV - Farbzentren in Diamant	7
2.2 Dotiermethoden	8
2.2.1 Passivierung	8
2.2.2 Hochenergetische Implantation	9
2.2.3 Implantation mit Ionenfallen	11
3. Die Ionenfalle	13
3.1 Die segmentierte Paul-Falle	13
3.2 Das Fallendesign	15
3.3 Der experimentelle Aufbau	18
4. Betrieb und Charakterisierung der Ionenfalle	21
4.1 Photoionisation zur Erzeugung der Ionen	21
4.2 Beobachten und Kühlen von Ionen	23
4.2.1 Beobachtung	23
4.2.2 Dopplerkühlen	25
4.3 Weitere Kühlverfahren	27
4.3.1 Seitenbandkühlen	27
4.3.2 EIT - Kühlen	29
4.3.3 Dunkelresonanzen	32
4.4 Wiegen dunkler Ionen	40
4.5 Kompensation der Mikrobewegung	42
4.5.1 Kompensationsmethoden	43
4.5.2 Ergebnisse der Korrelationsmessungen	45

5. Aufbau zur Ionenextraktion	49
5.1 Der Extraktionsmechanismus	49
5.2 Der Detektor	52
5.2.1 Aufbau und Funktion des Detektors	52
5.2.2 Vorversuche zur Einzelionendetektion	53
5.3 Die Phasensynchronisation	54
6. Messergebnisse zur Ionenextraktion	57
6.1 Grobes Zielen	57
6.2 Deterministische Extraktion von Ionenkristallen	60
6.3 Phasenabhängigkeit	61
6.4 Genaues Zielen	62
6.5 Flugzeitspektren	64
6.6 Druckabhängigkeit	69
7. Simulationen	71
7.1 Die Feldberechnung	71
7.2 Die Verletsche Integrationsmethode	72
7.3 Die Monte-Carlo Simulation	75
8. Zusammenfassung und Ausblick	79
Anhang	81
Danksagung	83
Literaturverzeichnis	84

1. MOTIVATION

Bei der Simulation großer quantenmechanischer Systeme stößt man mittlerweile an die Grenze der Möglichkeiten klassischer Informationsverarbeitung. Der Grund dafür besteht darin, dass die vollständige Beschreibung eines solchen Systems nicht linear sondern exponentiell mit der Anzahl der betrachteten Teilchen skaliert. Auch andere Probleme, wie etwa die Primfaktorzerlegung großer Zahlen können mit den Prinzipien, nach denen heutige Rechner aufgebaut sind, nicht mehr in überschaubaren Zeiträumen gelöst werden. Richard Feynman (1918-1988) schlug daher vor: „Let the computer itself be built of quantum mechanical elements which obey the quantum mechanical laws.“ [1]

Die Speicherung und Verarbeitung von Information in Quantensystemen wird die Möglichkeit bieten, Algorithmen zu implementieren, deren Effizienz die Grenzen klassischer Rechner weit übertrifft. Von dieser Vision beflügelt, hat in den vergangenen Jahren ein Wettlauf um die Realisierung von Quantenbits (Qubits) und Quantengattern eingesetzt, bei dem eine Vielzahl an unterschiedlichen Systemen untersucht wird. So realisiert man Qubits beispielsweise in Polarisationszuständen von Photonen, den Spins einzelner Elektronen oder in atomaren Energiezuständen.

Ein Hauptproblem der meisten Systeme besteht jedoch in ihrer Skalierbarkeit, da der experimentelle Aufwand bereits für ein einzelnes Qubit sehr hoch ist. Hier bieten sich Verfahren an, die auf Festkörpern basieren und den Kern- oder Elektronenspin dotierter Atome für die Quanteninformationsverarbeitung nutzen (Abschnitt 2.1). Sie machen es möglich, eine hohe Anzahl an Qubits auf dem engen Raum einer einzigen Probe anzuordnen, dort permanent zu fixieren und so gleichzeitig zur Verfügung zu stellen. Durch ihre Integrierbarkeit mit bereits bestehender Siliziumtechnologie bilden sie außerdem eine ideale Brücke zwischen der klassischen Signalverarbeitung und der Quantenphysik der Spinzustände.

Die wichtigste Technik, die zur Perfektionierung dieser Verfahren nötig ist, besteht in der Platzierung einzelner Atome in Festkörpern mit hoher räumlicher Genauigkeit. Dabei ist es wichtig, sowohl die laterale Position als auch die Tiefe der Atome bis auf wenige Nanometer kontrollieren zu können. Außerdem muss das Verfahren, im Gegensatz zu den statistischen Dotiermethoden, die für die Herstellung konventioneller Halbleitermaterialien verwendet werden, deterministisch sein. „Deterministisch“ bedeutet hier, dass sich an jeder Dotierstelle eine exakt vorherbestimmte Anzahl Atome des entsprechenden Elements (üblicherweise ein einzelnes) befindet. Letzteres kann man unter anderem mit einer deterministischen Quelle für einzelne Atome erreichen (Abschnitt 2.2).

Diese Arbeit präsentiert die erste experimentell realisierte deterministische Einzelionenquelle. Sie basiert auf kalten Ionenkristallen, die in einer segmentierten Paul-Falle (Kapitel 3) gefangen werden [2]. Ionenfallen bilden bereits für sich genommen ein vielversprechendes System zur Realisierung von Qubits in atomaren Energieniveaus, da sie es erlauben, einzelne Atome getrennt von der Umgebung zu fangen, mit Laserkühlung bis in den Schwingungsgrundzustand zu kühlen und ihre elektronischen ebenso wie ihre mechanischen Schwingungszustände optisch gezielt zu manipulieren (Kapitel 4). Die Fluoreszenzstrahlung einzelner, räumlich getrennter Ionen wird mit einer Kamera beobachtet, was eine genaue Bestimmung ihrer Anzahl ermöglicht. Das neue Implantationsschema macht sich diese Eigenschaften zunutze und profitiert außerdem von den Möglichkeiten, welche die segmentierte Paul-Falle bei der Identifikation verschiedener Elemente (Abschnitt 4.4) und der örtlichen Verschiebung einzelner Ionen bietet. Mit Hilfe schnell angelegter Hochspannungsfelder werden sie beschleunigt und so aus der Falle extrahiert (Kapitel 5).

Neben einigen vorbereitenden Messungen zur Spektroskopie (Abschnitt 4.3.3) und zur Mikrobewegungskompensation (Abschnitt 4.5), die für die spätere Anwendung weiterer Kühlverfahren zum Erreichen noch tieferer Iontemperaturen wichtig sind, konzentriert sich diese Arbeit nach der Beschreibung des verwendeten Extraktionsmechanismus auf die Messungen zur Charakterisierung des Extraktionsprozesses. Um zu überprüfen, ob die Ionen erfolgreich extrahiert werden, wurde ein Detektor getestet und in 25 cm Abstand von der Falle in einer eigenen Vakuumkammer platziert. Bei einzelnen Ionen konnte dabei eine Erfolgsquote von 90 % erreicht werden.

Die erzielten Ergebnisse (Kapitel 6) zeigen außerdem den Einfluss der Radiofrequenz, die für das Fallenpotential benötigt wird, und des Drucks in der Kammer auf die Erfolgsquote der Extraktion. Auch die Verwendung der Ablenkelektroden zur Steuerung der Extraktionsrichtung wird demonstriert. Eine Analyse verschiedener Flugzeitspektren gibt Aufschluss über die Schwankung der kinetischen Energie und den Zustand der Ionen bei der Extraktion.

In einem abschließenden Kapitel wird der Extraktionsprozess mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation am Computer nachgebildet (Kapitel 7).

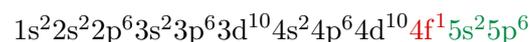
2. QUANTENCOMPUTING IM FESTKÖRPER

2.1 Realisierungsmöglichkeiten

Festkörperbasierte Systeme bilden aufgrund ihrer möglichen Skalierbarkeit, die durch die hochentwickelte Halbleitertechnologie ermöglicht wird, das vielversprechendste System für den künftigen Bau eines Quantencomputers. Zur Realisierung von Qubits in Festkörpern gibt es verschiedene Ansätze, von denen einige in diesem Abschnitt vorgestellt werden sollen.

2.1.1 Dotierung mit Seltenen Erden (REQC)

Die Dotierung bestimmter anorganischer Kristalle, wie etwa Yttriumsilikat (Y_2SiO_5), mit Seltenen Erden (Rare Earths) ist eine Möglichkeit, Qubits in Festkörpern zu realisieren. Dies wird zum Beispiel in den Gruppen von Stefan Kröll in Lund [3] und Matthew Sellers in Canberra [4] verfolgt. Als Seltene Erden bezeichnet man die Elemente Scandium, Yttrium und die Lanthanoide (Ordnungszahlen 57-71). Letztere eignen sich aufgrund ihrer Elektronenkonfiguration für die Quanteninformationsverarbeitung (QIV). Wenn man ein Lanthanoid in einen anorganischen Kristall implantiert, bildet es ein dreiwertiges Ion. Bei Praseodym ($Z = 61$) beispielsweise ergibt sich dadurch folgende Elektronenkonfiguration:



Man sieht, dass die Unterschalen 5s und 5p vollständig besetzt sind. Dies gilt analog für die dreiwertigen Ionen aller fünfzehn Lanthanoide. Sie unterscheiden sich lediglich in der Besetzung der 4f-Niveaus, die von leer bei La^{3+} bis voll besetzt bei Lu^{3+} reicht. Die voll besetzten 5s- und 5p-Unterschalen schirmen die 4f-Elektronen gegen elektrische Einflüsse aus der Umgebung ab. Zusätzlich muss der Kristall in einem Kryostaten möglichst tief abgekühlt werden, sodass die Kopplung mit Gitterphononen minimiert wird. Auf diese Weise konnten bei Übergängen innerhalb der 4f-Niveaus Kohärenzzeiten bis 6,4 ms erzielt werden [5].

Beim REQC (Rare Earths Quantum Computing) realisiert man die Qubitzustände in den hyperfein-aufgespaltenen 4f-Niveaus der dotierten Ionen. Die Manipulation und das Auslesen der Information geschieht optisch. Die Unterzustände erfahren abhängig vom Ort der Ionen eine Verschiebung, die durch Fehler im Kristallgitter verursacht wird. Verschiedene Qubits können daher durch Änderung der Verstimmung des Lasers gegenüber der

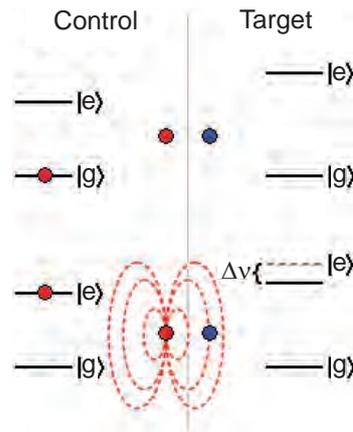


Abb. 2.1: REQC - Schema für ein CNOT - Gatter: Das zustandsabhängige elektrische Feld des control - Qubits ändert durch eine Verschiebung der Energieniveaus die Resonanzfrequenz des target - Qubits [7].

Resonanzfrequenz des Überganges adressiert werden. Ein Qubit wird somit in einer Frequenzklasse von dotierten Ionen im Kristall realisiert und besteht daher im Allgemeinen aus vielen Ionen. Die Initialisierung, die Manipulation und das Auslesen solcher Qubits konnte experimentell demonstriert werden [6].

Die für Quantengatter notwendige Wechselwirkung zwischen den Qubits geschieht durch elektrostatische Dipol-Wechselwirkung. So wird beispielsweise an einem CNOT-Gatter gearbeitet, bei dem das Control-Bit durch sein zustandsabhängiges elektrisches Feld den angeregten Zustand des Target-Bits durch den Stark-Effekt verschiebt, sodass letzteres abhängig vom Zustand des ersten angeregt werden kann (Abb. 2.1). Da ein Qubit aus vielen unterschiedlich stark wechselwirkenden Ionen besteht, benötigt man ein Verfahren zur Auswahl derjenigen, die über eine Wechselwirkung verfügen, die für Quantengatter ausreichend schnell ist. Dazu werden zunächst diejenigen Target-Ionen angeregt, deren angeregter Zustand sich durch die Control-Ionen nicht genügend verschiebt. Anschließend pumpt man sie von ihrem angeregten Zustand in einen langlebigen Hilfszustand, sodass sie für das eigentliche Anregungsschema nicht mehr zur Verfügung stehen. Dies wird als „Qubit Distillation“ bezeichnet [6]. Dies würde durch einen Kristall mit wenigen, präzise implantierten Ionen überflüssig. Ein skalierbarer Quantencomputer scheint mit REQC zwar nur schwer realisierbar, allerdings treiben die REQC-Experimente das optische Manipulieren und Auslesen von Qubits maßgeblich voran.

2.1.2 Kernspinbasierte Qubits in Si:P - Quantenpunkten

Im Jahre 1998 veröffentlichte Bruce Kane von der University of New South Wales in Sydney eine Idee für einen Festkörper-Quantencomputer, der auf den Kernspinzuständen in Silizium implantierter Phosphoratome als Qubits basiert [8]. Das Prinzip dieses theoretischen

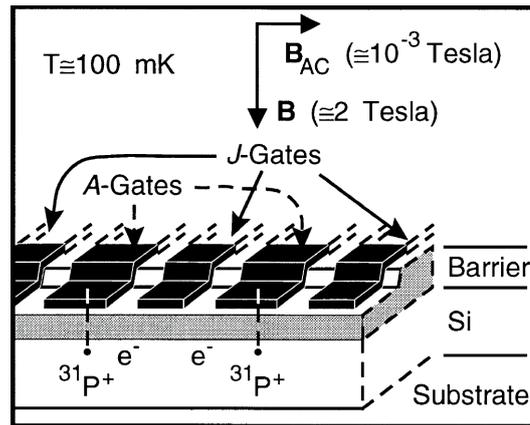


Abb. 2.2: Schematische Darstellung des Si:P-Quantencomputers nach Kane. Während die J-Gates die Wechselwirkung zwischen den Phosphoratomen kontrollieren, steuern die A-Gates die Wechselwirkung der Kernspins mit dem äußeren Magnetfeld [8].

Ansatzes ist in Abb. 2.2 skizziert. In einem Siliziumsubstrat sind einzelne Phosphorionen implantiert, die durch eine isolierende Barriere, z.B. aus SiO_2 , mit elektrischen Kontakten (A-Gates) einzeln angesprochen werden können. Über den Zwischenräumen befindet sich je ein weiterer Kontakt (J-Gate). Mit Hilfe der A-Gates kann die Stärke der Hyperfein-Wechselwirkung zwischen dem Elektronen- und dem Kernspin der Phosphoratome und somit auch die Kernspin-Resonanzfrequenz verändert werden. Auf diese Weise lässt sich die Wechselwirkung zwischen dem durch ein statisches Magnetfeld \vec{B} ausgerichteten Kernspin und einem äußeren magnetischen Wechselfeld \vec{B}_{AC} steuern, das resonante Kernspins dreht.

Die J-Gates andererseits kontrollieren die Wechselwirkung zwischen den Kernspins, indem sie den Überlapp zwischen den Elektronenwellenfunktionen von zwei benachbarten Phosphoratomen beeinflussen. Liegt an ihnen keine Spannung an, so können sich die Wellenfunktionen der Elektronen über einige hundert Ångström ausbreiten und so an die Kernspins entfernter Phosphor-Donatoren koppeln. Durch eine blockierende Spannung an den J-Gates kann diese Wechselwirkung unterbunden werden. Die J-Gates haben in Kanes Schema noch eine weitere Aufgabe und zwar beim Auslesen der Kernspineinstellung. Durch adiabatisches Erhöhen der J-Spannung über eine kritische Grenze ($U_J = \mu_B B/2$) begeben sich die Elektronen je nach Zustand des Kernspins in unterschiedliche Zustände. Diese Zustände können durch Ströme zwischen zwei A-Gates, die auf verschiedenen Spannungen liegen, unterschieden werden. Das Auslesen der Qubits soll also rein elektrisch geschehen. Der Vorteil dieses Vorschlags liegt darin, dass die elektrischen Signale mit bestehender Elektronik verstärkt und verarbeitet werden können.

Obwohl sich die direkte Umsetzung von Kanes Vorschlag als problematisch herausgestellt hat, so inspirierte er doch zahlreiche Experimente. Die am weitesten fortgeschrittenen stammen von der Gruppe um Martin Brandt von der TU München in Zusammenarbeit

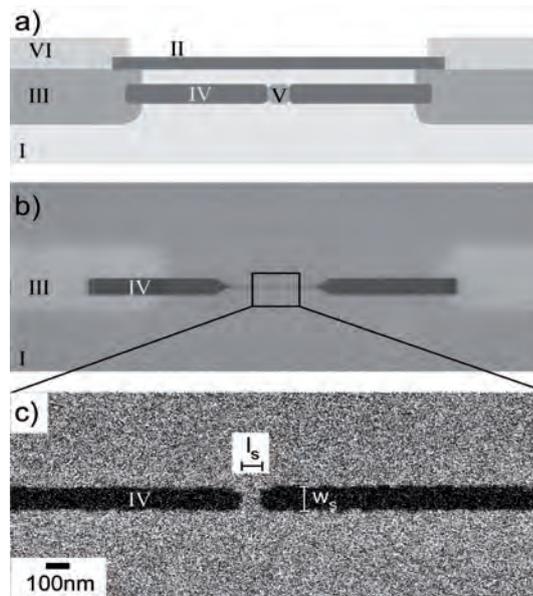


Abb. 2.3: Schematische Ansicht (a) und SEM-Aufnahme (b,c) der Probe mit Si-Substrat (I), SiO₂-Schicht (II), Verbindungen (III) der Al/Au - Kontakte (IV) und der mit Phosphor dotierten Region (V). Abbildung aus [9].

mit Dane McCamey von der UNSW in Sydney. Sie konnten Rabi-Oszillationen an kleinen Ensembles aus unter 100 dotierten Phosphoratomen messen [9]. Das Auslesen von Spinzuständen wurde an Ensembles von 50 Atomen studiert [10]. Diese geringe Zahl wird erreicht, indem man eine Fläche mit einer effektiven Phosphor-Konzentration von 10^{17}cm^{-3} so klein wählt, dass sie im Mittel nur 50 Atome enthält (Abb. 2.3). Der Hauptunterschied zu Kanes ursprünglicher Idee besteht in der Methode des Auslesens und der Manipulation der Spinzustände. Sie funktioniert über Elektronenspinresonanzanregung (ESR) mit Mikrowellen. Freie Elektronen bilden an der Grenze zur SiO₂-Schicht P_{b0} -Zustände, sogenannte „dangling bond states“, aus. Der Spin dieser Zustände koppelt an die Elektronenspins der Phosphoratome, die ihrerseits an den Kernspin gekoppelt sind. Die P_{b0} -Zustände beeinflussen dabei die Rekombination freier Ladungsträger abhängig von ihrem Spin. Andererseits ist die Leitfähigkeit des Halbleiters abhängig von der Anregung durch die eingestrahlten Mikrowellenpulse. Diese Abhängigkeit wird nun von den P_{b0} -Zuständen je nach Spin und somit letztlich abhängig von der Kernspineinstellung der Phosphoratome beeinflusst. Man kann also durch eine Messung der Leitfähigkeit des Halbleiters nach einem Mikrowellenpuls die Spineinstellung der Phosphorkerne bestimmen. Dieses Verfahren wird als gepulste, elektrisch detektierte Magnetresonanz (pEDMR) bezeichnet [10].

Einzelne dotierte Phosphorkerne sind nur ein Beispiel für Quantenpunkte. Ein Quantenpunkt ist im Allgemeinen eine Halbleiter-Nanostruktur, die Leitungsbandelektronen, Valenzbandlücken oder Exzitonen auf einen kleinen örtlichen Bereich fixiert. Diese Quantenpunkte haben diskrete Energieniveaus und zeigen in vielen Aspekten dasselbe Verhal-

ten wie einzelne Atome. Neben dotiertem Silizium gibt es noch viele weitere Verfahren, Quantenpunkte mit unterschiedlichen Eigenschaften herzustellen. So arbeitet beispielsweise die Gruppe um Harald Weinfurter an der LMU in München unter anderem an InGaAs-Quantenpunkten, die sich sehr ähnlich wie ein atomares Zwei-Niveau-System verhalten [11]. Es konnte gezeigt werden, dass sich das Quantenpunkt-Potential durch mechanische Ver-
spannung der Kristallstruktur manipulieren lässt, was eine Veränderung der exzitonischen Niveaus zur Folge hat [12]. Die derzeit erfolgreichsten Experimente an Quantenpunkten in Bezug auf die Verschränkung von Qubits mit logischen Gattern werden jedoch an Farbzentren in Diamant durchgeführt.

2.1.3 NV - Farbzentren in Diamant

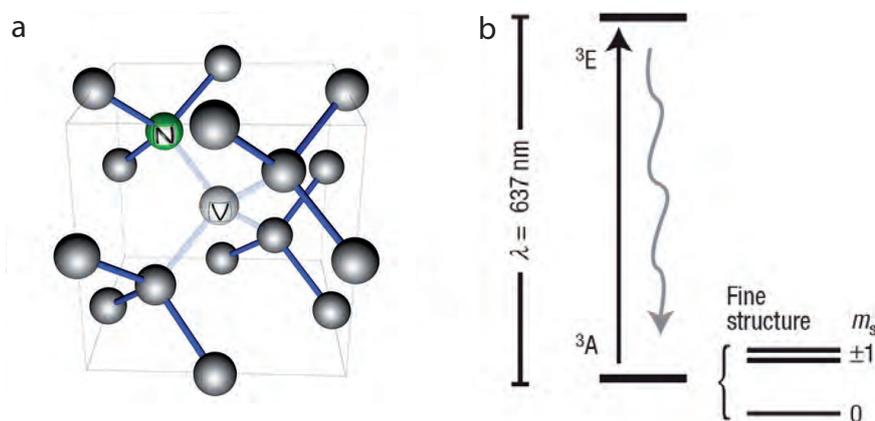


Abb. 2.4: Kristallstruktur eines NV-Farbzentrums in Diamant (a). Termschema der elektronischen Energieniveaus, sowie der Spinlevels des Grundzustandes (b), die als Qubit-zustände genutzt werden können [13].

Ein Farbzentrum ist eine optisch aktive Stelle im Halbleiter, die durch eine Fehlstelle, ein dotiertes Atom oder eine Kombination aus beidem zustande kommt. Wie in Quantenpunkten haben auch hier die räumlich gebundenen Elektronen diskrete Energieniveaus, eventuell mit aufgespaltenen Spinzuständen. Ein für die Quanteninformation besonders interessantes System ist das NV(Nitrogen-Vacancy) - Farbzentrum in Diamant. Es besteht aus einem Stickstoffatom neben einer benachbarten Leerstelle im Kristallgitter des Diamants (Abb. 2.4a). Dieses System wird beispielsweise in der Gruppe um Jörg Wrachtrup und Fedor Jelezko an der Universität Stuttgart untersucht und auch theoretisch modelliert [14], sowie bei Mikhail Lukin an der Harvard University [15].

Die Spin-Unterkomponenten des Grundzustandes (Triplet-Zustand) werden beim Treiben des optischen Übergangs bei 637 nm unterschiedlich stark bevölkert, wodurch die Fluoreszenz spinabhängig wird [16]. Das Einstrahlen von Mikrowellen (2,9 GHz, [17]) ermöglicht Übergänge zwischen den Spin-Unterkomponenten, was die Untersuchung einzelner Farbzentren mit optisch detektierter magnetischer Resonanz (ODMR) erlaubt [18]. Das Auslesen der

Qubits erfolgt optisch über die Beobachtung der Fluoreszenz mit konfokaler Mikroskopie.

Benachbart eingelagerte Stickstoffatome führen zu Dekohärenz der Spinzustände, weswegen man für genaue Messungen möglichst isolierte NV-Zentren benötigt. Für die Experimente wählt man daher unter den zufällig verteilten Zentren ein geeignetes aus. Ebenso verfährt man bei der Verschränkung von zwei Qubits, bei der die beiden Zentren nicht nur von weiteren isoliert, sondern auch nahe genug aneinander liegen müssen, um eine Wechselwirkung der Kernspins zu ermöglichen. Eine sorgfältige Positionierung der Zentren wird jedoch für künftige Quantenregister erforderlich sein. Bei Proben mit geringer Stickstoffkonzentration konnten bei Raumtemperatur Kohärenzzeiten von bis zu $58 \mu\text{s}$ gemessen werden [19].

Der Stuttgarter Gruppe ist es gelungen, ein Zwei-Qubit-Gatter mit NV-Zentren zu realisieren, wobei sie den Elektronenspin eines einzelnen NV-Zentrums als Control-Bit verwendeten. Das Target-Bit war der Kernspin eines ^{13}C , das aufgrund der natürlichen Isotopenverteilung mit der Wahrscheinlichkeit $1/30$ eines der drei ^{12}C an der Fehlstelle ersetzt. Über die Kopplung dieser beiden Spins konnten sie ein CROT-Gatter demonstrieren [20]. Es funktioniert ähnlich wie ein CNOT-Gatter, wobei das Target-Bit allerdings keinen vollständigen Flip erfährt. Das CROT-Gatter kann mit einer einfacheren Pulssequenz ausgeführt werden als das CNOT-Gatter, zeigt aber ebenso das Prinzip der für einen Quantencomputer nötigen Zwei-Qubit-Operationen.

Die Forschung an Farbzentren hat neben der Quanteninformationsverarbeitung auch die Entwicklung von Einzelphotonenquellen zum Ziel, da bei jedem Pumpzyklus pro Farbzentrum nur ein Photon emittiert wird [21].

2.2 Dotiermethoden

Alle vorgestellten Schemata zur Realisierung von Qubits in Festkörpern sind von der Qualität des zugrundeliegenden Halbleitermaterials abhängig, wobei sowohl die Reinheit des Wirtskristalls als auch die Präzision der Dotierung eine entscheidende Rolle spielen. Zum Wachsen möglichst reiner Wirtskristalle gibt es zahlreiche Methoden [22]. Dieser Abschnitt wird sich jedoch mit dem Problem der Dotierung befassen und einige Verfahren zur Herstellung der für die Quanteninformation wichtigen Punktdefekte nennen, wobei die Ionenfalle als universelles Implantationswerkzeug besondere Beachtung finden soll.

2.2.1 Passivierung

Eine Möglichkeit, einzelne Fremdatome gezielt in Festkörper einzubringen ist die Platzierung der Atome auf der Oberfläche des Wirtskristalls und das anschließende Aufwachsen von zusätzlichen Kristallschichten. Das Prinzip ist in Abbildung 2.5 anhand von Phosphoratomen im Siliziumkristall dargestellt. Zur Platzierung der Atome wird zunächst die Oberfläche durch Anlagerung einer Wasserstoffschicht passiviert. Aus dieser Schicht können mit

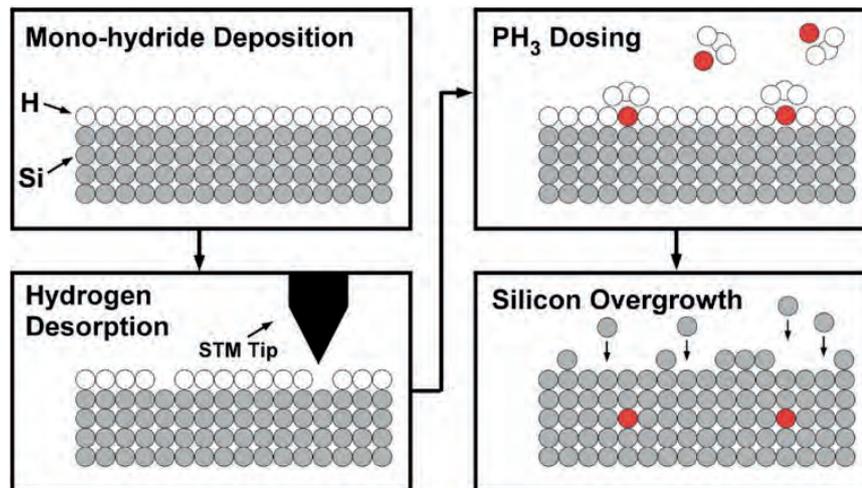


Abb. 2.5: Dotierung einzelner Phosphoratome mit Hilfe passivierter Oberflächen [23]

einer STM-Spitze gezielt einzelne Wasserstoffatome entfernt werden. Dadurch entsteht eine Maske, welche die Siliziumoberfläche nur an einigen wenigen Stellen in Kontakt mit der Umgebung treten lässt. Nun wird Phosphangas (PH_3) in Kontakt mit der Oberfläche gebracht. Die freien Stellen sind gerade so groß gewählt, dass sich maximal ein Phosphoratom anlagern kann. Anschließend entfernt man die Wasserstoffschicht durch optische Anregung und erhält einen Siliziumkristall mit der gewünschten Anordnung einzelner Phosphoratome auf der Oberfläche. Dies wurde von einer Gruppe an der UNSW in Sydney demonstriert [23] und bis zur maximal möglichen, atomaren Genauigkeit von ~ 1 nm perfektioniert [24]. In einem weiteren Schritt kann man nun mit Molekularstrahlepitaxie (MBE) einige Monolagen Silizium aufwachsen, um die für Quantencomputing nötige Tiefe der Phosphoratome zu erreichen.

Der Vorteil dieser Methode liegt in der hohen Präzision der Platzierung, die allerdings durch eine gewisse Migration der Fremdatome beim Aufwuchsprozess begrenzt ist. Allerdings ist die Anzahl der Atome pro Zeit, die mit diesem Verfahren implantiert werden kann, sehr gering. Sowohl die Platzierung als auch das nachträgliche Aufwachsen des Wirtskristalls sind zeit- und arbeitsaufwändig und daher nicht für große Proben geeignet.

2.2.2 Hochenergetische Implantation

Die hochenergetische Implantation, entwickelt von Takahiro Shinada und Mitarbeitern an der Waseda University Tokyo ist eine weitere Möglichkeit, einzelne Atome gezielt in Festkörpersubstrate einzubringen [25, 26]. Das Ziel ihrer Arbeit war die Verringerung von Fluktuationen der Leitfähigkeit in Feldeffekttransistoren, die aufgrund der ungleichmäßigen Dotierung des verwendeten Halbleitermaterials auftreten. Das Prinzip ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Ein hochenergetischer Ionenstrahl wird mit Hilfe eines Choppers so ausgedünnt, dass durchschnittlich nur 0,017 Ionen pro Chopper-Öffnung zur Probe gelangen. Der Strahl

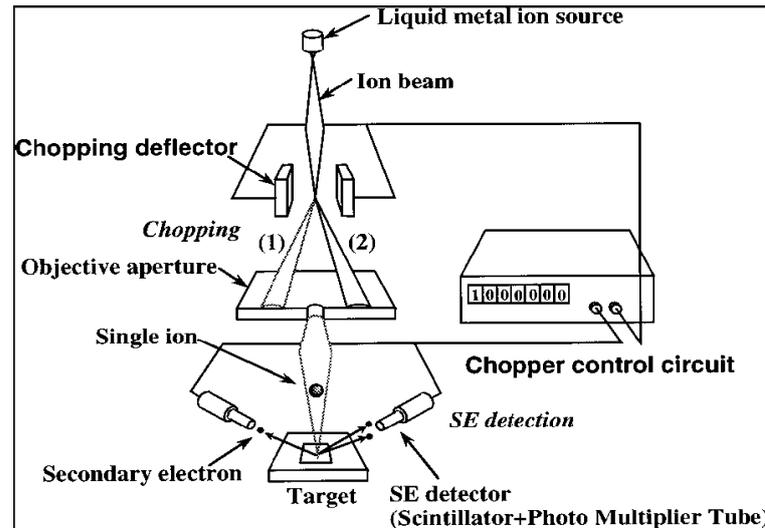


Abb. 2.6: Bei der hochenergetischen Implantation mit Sekundärelektronendetektion dünnt ein Chopper den Ionenstrahl stark aus. Der Prozess wird gestoppt, sobald ein Ion nachgewiesen wurde [25].

wird vor der Probe durch ionenoptische Elemente (nicht abgebildet) fokussiert. Beim Auftreffen auf der Oberfläche schlagen die Ionen Sekundärelektronen aus, die von Detektoren registriert werden. So kann der Prozess nach dem Auftreffen eines einzigen Ions gestoppt werden, was dieses Verfahren zu einem deterministischen Implantationsschema macht. Die Erfolgsrate liegt bereits bei 90%. Die Genauigkeit konnte von $1\ \mu\text{m}$ bis auf 60 nm gesteigert werden [27].

Mit dieser Methode können lediglich Ionen mit hoher kinetischer Energie implantiert werden, da unter 15 keV nicht mehr genügend Sekundärelektronen frei werden. Die hohe Aufschlagsenergie hat jedoch den Nachteil, dass Schäden in der Kristallstruktur nahe des implantierten Atoms entstehen. Außerdem variiert bei solch hohen Energien die Eindringtiefe und die laterale Position aufgrund statistischer Prozesse beim Abbremsen im Wirtskristall. Dies wird als „straggling“ bezeichnet. Eine Alternative besteht darin, mehrfach geladene Ionen zu verwenden. Sie erzeugen auch bei niedrigeren Energien ($< 1\ \text{keV}$) genug Sekundärelektronen [28]. Bei mittleren Energien (14 keV) kann man stattdessen auch das Substrat als Halbleiterdetektor verwenden [29]. Eine weitere Verbesserung bildet außerdem die Hinzunahme einer durchbohrten Spitze eines Rasterkraftmikroskops als Lochmaske mit Kollimationseffekt (Abb. 2.7). Das Bohrloch ist an der Oberseite 100 nm groß und verengt sich auf 50 nm an der Unterseite, was die Genauigkeit der Implantation weiter erhöht [30]. Die hochenergetische Implantation hat den großen Vorteil, Dotieratome mit hoher Genauigkeit (theoretisch bis 10 nm) und großer Eindringtiefe (bis zu 200 nm) in den Wirtskristall einbringen zu können. Diese Methode hat neben den bereits erwähnten Schäden, speziell an der Oberfläche, noch einen weiteren Nachteil: Sie ist nicht universell einsetzbar, da die nötigen Quellen für vielfach geladene Ionen nicht für alle Elemente zur Verfügung stehen.

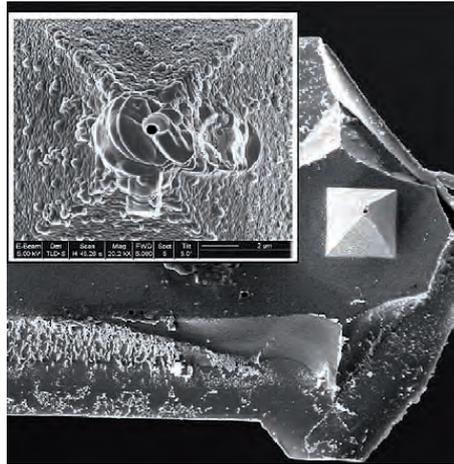


Abb. 2.7: Durchbohrte SFM-Spitze auf einem cantilever. Die Kantenlänge der Pyramide beträgt $6 \mu\text{m}$ [30].

2.2.3 Implantation mit Ionenfallen

Ein neuer Ansatz zur Implantation einzelner Atome ist die Verwendung einer linearen Paul-Falle (vgl. 3.1) als Ionenquelle. Das Konzept ist in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt. In einer Paul-Falle können einzelne Ionen vieler verschiedener Elemente und Isotope gefangen werden, was sie zu einer universellen Ionenquelle macht. Mit verschiedenen Laserkühlverfahren ist es möglich, die Bewegung der gefangenen Ionen so weit zu reduzieren, dass sie sich bis auf die Heisenbergsche Ortsunschärfe in Ruhe befinden. Dies bildet eine ideale Basis für die Extraktion der Ionen aus der Falle mit sehr genau definierten Anfangsbedingungen in Ort und Impuls. Hierdurch wird es möglich sein, die Ionen mit einer elektrostatischen Einzel-Linse bis auf 1 nm zu fokussieren. Diese besteht aus drei leitfähigen Ringelectroden, die durch isolierende Schichten von $150 \mu\text{m}$ Dicke voneinander getrennt sind. Die äußeren Ringe sind geerdet, während die mittlere Elektrode auf 1 kV liegt. Für Ionen mit einer kinetischen Energie von 500 eV hat diese Linse eine Brennweite von $500 \mu\text{m}$. Eine durchbohrte AFM-Spitze mit einer Austrittsöffnung von etwa 30 nm dient zur Fixierung des

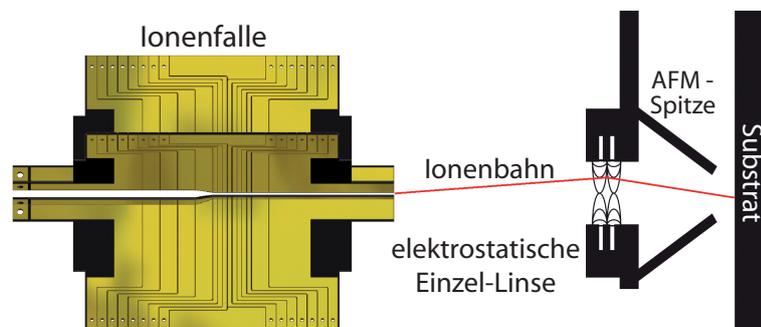


Abb. 2.8: Implantationsschema mit einer Paul-Falle als Einzelionen - Quelle.

Abstandes zwischen Linse und Substrat, um eine optimale Fokussierung zu gewährleisten [2]. Neben dieser hohen lateralen Auflösung bietet diese Art, eine Ionenquelle zu realisieren auch die Möglichkeit, kleine Extraktionsenergien (<1 kV) präzise einzustellen. Durch die niederenergetische Implantation kann das bereits erwähnte „straggling“ stark reduziert werden. Die geringe Variation der Extraktionsgeschwindigkeiten verhindert außerdem chromatische Abberation an der Einzel-Linse und trägt so ebenfalls zur lateralen Auflösung bei. Neben Störungen durch den Einschluss der Ionen mit elektrischen Wechselfeldern, die man durch eine speziell optimierte Fallengeometrie reduzieren kann (siehe nächstes Kapitel), ist der kritische Parameter, der die Qualität dieser Methode bestimmt, die Temperatur der gefangenen Ionen in der Falle, da die präzise Fokussierung von ihrem Bewegungszustand abhängt.

Während es die Paul-Falle im Prinzip erlaubt, Ionen jedes chemischen Elements zu fangen, existiert bei weitem nicht für jede Ionenspezies ein Laserkühlverfahren. Nur wenige Termschemata enthalten die notwendige Konfiguration und nicht für alle optischen Übergänge stehen Lasersysteme zur Verfügung. Neben den Ionen, die zur Implantation vorgesehen sind, lädt man daher auch solche in die Falle, die für die Laserkühlung geeignet sind, sodass man einen gemischten Ionenkristall erhält. Die gemeinsamen Schwingungsmoden dieses Kristalls werden durch das Abbremsen der auf den Laser ansprechenden Ionen mitgekühlt. Dies wird als sympathetisches Kühlen bezeichnet [31].

Die kalten Ionen bilden im Fallenpotential Coulomb-Kristalle, die mit einer Vergrößerungsoptik und einer EMCCD-Kamera abgebildet und beobachtet werden können. Segmentierte Fallen geben dem Experimentator zusätzlich die Möglichkeit, Kristalle zu trennen, Ionen einzeln zu verschieben und sogar durch Schwingungsanregung zu wiegen (Abschnitt 4.4). Es besteht also die Möglichkeit, gezielt einzelne Ionen für die Implantation auszuwählen. Weil die Abbildung der Ionen quasi in Echtzeit stattfindet, sind Anzahl und Spezies der extrahierten Ionen eindeutig kontrollierbar. Da die Quelle somit an sich deterministisch ist, wird man ohne eine Detektion des Implantationsereignisses auskommen.

Im Laufe dieser Diplomarbeit ist es unserer Gruppe mit Hilfe des eben vorgestellten Verfahrens gelungen, die lineare segmentierte Paul-Falle als erste deterministische Einzelionenquelle zu etablieren. Die folgenden Kapitel beschreiben das Experiment im Einzelnen.

3. DIE IONENFALLE

In diesem Kapitel soll das Prinzip der segmentierten linearen Paul-Falle¹ beschrieben und die Besonderheiten des von uns verwendeten Fallendesigns erklärt werden, bevor der apparative Aufbau des Experiments näher vorgestellt wird.

3.1 Die segmentierte Paul-Falle

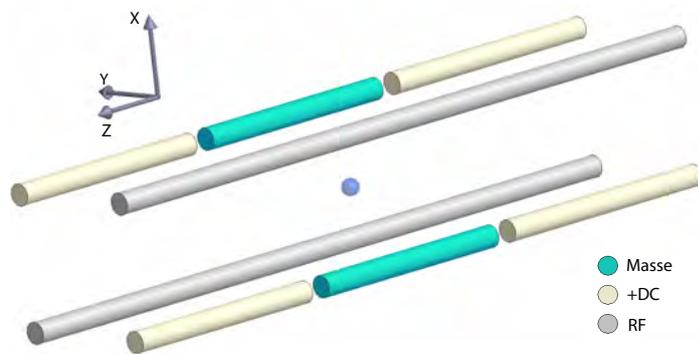


Abb. 3.1: Aufbau einer segmentierten linearen Paul-Falle.

Eine lineare Paul-Falle dient dazu, einzelne Ionen möglichst lokalisiert und abgeschirmt von äußeren Einflüssen zu speichern. Der radiale Einschluss (x - y -Richtung) geschieht über ein elektrisches Hochfrequenz-Quadrupol-Feld, während der axiale Einschluss (z -Richtung) elektrostatisch erfolgt. Ein Einschluss mit rein statischen Feldern ist nicht möglich, da hiermit die Laplace Gleichung ($\Delta\Phi = 0$) für das elektrische Potential Φ nicht erfüllt werden kann. In Abb. 3.1 ist das Prinzip einer linearen segmentierten Paul-Falle dargestellt. An den durchgezogenen Elektroden wird eine Hochfrequenz-Wechselspannung ($\omega_{RF} \approx 2\pi \cdot 12 \text{ MHz}$) angelegt, sodass die Ionen im Inneren der Falle ein um die Fallenachse oszillierendes, sattelförmiges Quadrupol-Potential Φ_{RF} erfahren. Sie werden abwechselnd von den durchgezogenen und den segmentierten Elementen angezogen und von den jeweils anderen abgestoßen. Die hohe Frequenz führt dazu, dass sich die Ionen effektiv in einem harmonischen Pseudopotential bewegen, das sie radial einschließt. Man nimmt an, dass im Zentrum einer linearen Falle das Potential Φ_{RF} auf der Fallenachse konstant ist, das heißt nicht von z abhängt.

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

Der axiale Einschluss wird durch DC-Spannungen an den unterschiedlichen Elementen der segmentierten Elektroden bewerkstelligt. Sie erzeugen ein elektrostatisches Potential Φ_{stat} . Legt man, wie in Abbildung 3.1 zu sehen, die mittlere Elektrode auf Masse und die äußeren auf eine positive Spannung, so erzeugt man eine Potentialmulde für positiv geladene Ionen, die für niedrige Energien (bzw. Temperaturen) entlang der z -Achse annähernd harmonisch ist. Die Ionen bewegen sich insgesamt in einem Potential der folgenden Form:

$$\begin{aligned}\Phi(x, y, z, t) &= \Phi_{\text{stat}}(x, y, z) + \Phi_{\text{RF}}(x, y, t) \\ &= \frac{U}{2r_0^2} [\alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 - (\alpha_x + \alpha_y) z^2] + \frac{V}{2r_0^2} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \alpha' (x^2 - y^2)\end{aligned}\quad (3.1)$$

Hierbei wurden die Koeffizienten α_i bereits so gewählt, dass das Potential die Laplace-Gleichung erfüllt. Gleichung 3.1 gilt exakt für eine Falle mit hyperbolischen Elektroden, wobei r_0 der Abstand zwischen den Elektroden und dem Fallenzentrum ist. Für eine Fallengeometrie wie sie im Experiment verwendet wird, muss man daher ein effektives r_0 numerisch oder aus den Messwerten bestimmen. Die Bewegungsgleichung

$$\ddot{\vec{x}} = -\frac{Z|e|}{m} \nabla \Phi \quad (3.2)$$

nimmt mit Hilfe der Substitutionen

$$\xi = \frac{\omega_{\text{RF}} t}{2}, \quad a_x = \frac{4Z|e|U\alpha_x}{m\omega_{\text{RF}}^2 r_0^2}, \quad q_x = \frac{2Z|e|V\alpha'}{m\omega_{\text{RF}}^2 r_0^2} \quad (3.3)$$

und $q_y = -q_x$, $q_z = 0$, $\alpha_z = \alpha_x + \alpha_y$ für jede Ortskoordinate die Form einer Mathieuschen Differentialgleichung an:

$$\frac{d^2 x_i}{d\xi^2} + [a_i - 2q_i \cos(2\xi)] x_i = 0, \quad i = x, y, z \quad (3.4)$$

Die Lösung dieser Gleichungen ist die klassische Bahn eines geladenen Teilchens in der Paul-Falle. In nullter Ordnung in a_x und in erster in q_x sieht sie folgendermaßen aus [32]:

$$x(t) \approx A \cos\left(\beta_x \frac{\omega_{\text{RF}} t}{2}\right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{\text{RF}} t)\right], \quad \beta_x = \sqrt{a_x + \frac{q_x^2}{2}} \quad (3.5)$$

Die Gleichung gilt analog für die Bewegung in y -Richtung. Sie ist aus zwei Schwingungen zusammengesetzt. Die Schwingung des Ions im radialen Pseudopotential mit der Frequenz $\omega_r = \beta_x \omega_{\text{RF}}/2$ wird als radiale Säkularbewegung bezeichnet. Ihr ist eine schnelle, getriebene Oszillation mit der angelegten Radiofrequenz ω_{RF} und einer um $q_x/2$ kleineren Amplitude überlagert, die so genannte Mikrobewegung. Die resultierende Trajektorie ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Mathieu-Gleichung für die z -Achse wird wegen $q_z = 0$ zu einer harmonischen Schwingungsgleichung mit $\omega_z = \sqrt{Z|e|U\alpha_z/(m r_0^2)}$. Entlang der z -Achse gibt es somit keine Mikrobewegung, sondern lediglich eine Säkularbewegung.

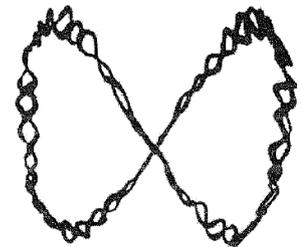


Abb. 3.2: Beispiel für die Bewegung in einer Paul-Falle [33].

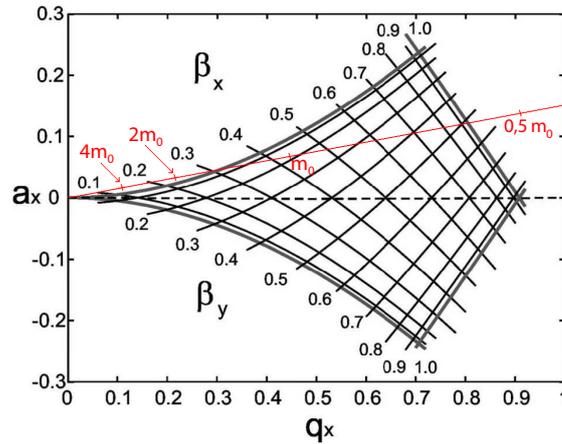


Abb. 3.3: Stabilitätsdiagramm einer Paul-Falle mit Beispielgerade für Massenänderung.

Nur wenn die über eine RF-Phase gemittelte, resultierende Kraft auf das Ion zum Fallenzentrum zeigt (Pseudopotentialnäherung), entstehen stabile Lösungen, die durch die oben angegebene Bewegung annähernd beschrieben werden. Die Stabilität hängt von den Parametern q_x und a_x ab, in die über die Parameter α und β auch die Fallengeometrie eingeht. q_x und a_x sind außerdem invers proportional zur Masse (Gl. 3.3). Dies spielt besonders dann eine Rolle, wenn die Falle für mehrere verschiedene Ionenspezies gleichzeitig stabil sein soll. In Abbildung 3.3 ist ein typisches Stabilitätsdiagramm gezeigt, das man durch die Untersuchung der Trajektorien für $t \rightarrow \infty$ erhält. Die Kurven, auf denen man sich durch Verändern der Masse durch den Parameterraum bewegen würde, sind Ursprungsgeraden mit einer hyperbolischen Massenskala, wobei der Ursprung $m = \infty$ entspricht.

Damit die Ionen die Falle durch Stöße mit anderen Atomen möglichst selten verlassen, sollte sich der Aufbau im Ultrahochvakuum ($\sim 10^{-11}$ mbar) befinden. Eine höhere Anzahl an Segmenten gibt dem Experimentator weitere Möglichkeiten, die Ionen in axialer Richtung zu manipulieren. So lassen sich Ionenkristalle beispielsweise aufspalten und wieder zusammenführen, um die Wechselwirkung zwischen ihnen zu kontrollieren. Außerdem kann man die Ionen auf diese Weise über mehrere Segmente hinweg transportieren [34]. Im nächsten Abschnitt wird der segmentelle Aufbau der verwendeten Fallen näher beschrieben.

3.2 Das Fallendesign

Die Messungen zu dieser Arbeit wurden an zwei verschiedenen Ionenfallen mit ähnlichem Fallendesign durchgeführt. Bei den Elektroden handelt es sich um vier x-förmig angeordnete Mikrochips aus Polyimid mit einer segmentierten Leiterstruktur aus Kupfer, welche eine Schichtdicke von etwa $20 \mu\text{m}$ aufweist. Insgesamt können 15 verschiedene Segmente einzeln angesprochen werden. Beide Fallen sind in eine breite Ladezone und eine enge Experimentierzone unterteilt, wobei der Abstand gegenüberliegender Elektroden jeweils 4 bzw. 2 mm beträgt.

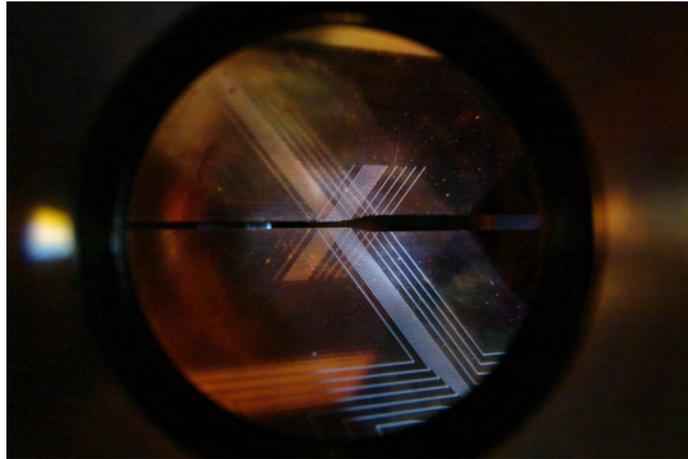


Abb. 3.4: Seitenansicht der eingebauten, für QIV- und Transportexperimente optimierten Mikrochip-Falle mit DC-Elektrode (unten) und RF-Elektrode (oben).

Die erste Falle folgt dem in Abschnitt 3.1 vorgestellten Prinzip der segmentierten Paul-Falle. Ein Photo der in die Vakuumkammer eingebauten Falle ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die RF-Elektroden haben aus Symmetriegründen auf der dem Fallenvolumen zugewandten Seite dieselbe Struktur wie die DC-Elektroden. Die RF-Segmente sind jedoch weiter außen miteinander verbunden. Zur Kompensation der Mikrobewegung sind außerhalb der Falle zwei Elektroden angebracht (Abb. 4.20). Für weitere Details zum Fallendesign siehe [35]. Die Messungen zum optischen Pumpen, den Dunkelresonanzen und der Mikrobewegungskompensation wurden an dieser Falle durchgeführt.

Die zweite Falle, im Folgenden als Implantationsfalle bezeichnet, ist für die Extraktion einzelner Ionen optimiert. An ihr wurden alle weiteren Experimente durchgeführt. Sie besteht ebenfalls aus vier x-förmig angeordneten Mikrochips, die allerdings im Gegensatz zur oben beschriebenen Falle alle dieselbe Struktur aufweisen (Abb. 3.5). Während es bei der klassischen Paul-Falle zwei RF- und zwei DC-Elektroden gibt, sind bei dieser Falle alle vier Chips segmentiert und tragen die DC-Spannung für den axialen Einschluss. Die Breite der DC-Elektroden in der Ladezone beträgt 2,4 mm und in der Experimentierzone 0,7 mm. Zusätzlich sind die Innenseiten der Chips mit durchgehenden Leiterkanten versehen, im Folgenden als „Rails“ bezeichnet. Die RF-Spannung wird an zwei gegenüberliegenden Rails angelegt, während die anderen beiden auf Masse liegen. Auf diese Weise wird das Quadrupolfeld für den radialen Einschluss erzeugt. Die Falle verfügt nicht über externe Kompensationselektroden, stattdessen werden mittels einer Bias-T-Schaltung² die Kompensationsspannungen als Offset auf die einzelnen Rails gegeben.

Die DC-Elektroden mit identischer Nummer auf den vier Chips sind miteinander verbunden, sodass sie auf derselben Spannung liegen. Eine Ausnahme bildet hierbei das letzte Elektrodenquartett (Nr. 15), bei dem jede der vier Elektroden separat angesteuert werden

² Schaltplan im Anhang, Abb. 8.2

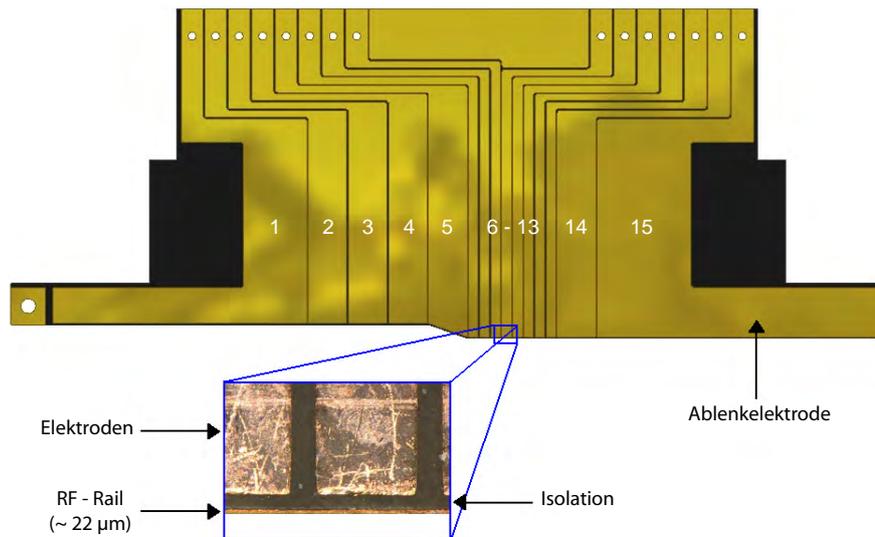


Abb. 3.5: Konstruktionszeichnung und Mikroskopaufnahme eines Chips der Implantationsfalle mit seinen 15 Elektroden. Bei den Experimenten zu dieser Arbeit wurden die Ionen bei Elektrode 10 gefangen.

kann. Diese Elektroden sind zusätzlich in axialer Richtung verlängert, um die Ionen bei der Extraktion einerseits länger dem RF-Potential als radiale Führung auszusetzen und sie andererseits durch DC-Spannungen ablenken zu können. Durch die individuelle Adressierung der Ablenkelektroden lässt sich die Richtung der Ionenflugbahn beim Verlassen der Falle präzise beeinflussen. Die vollständige Fallenordnung ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt.

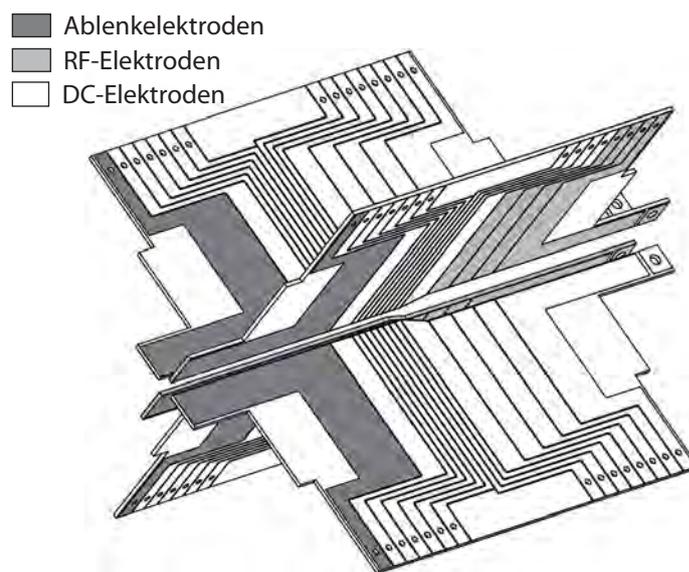


Abb. 3.6: Schematische Zeichnung der Implantationsfalle mit Spannungsbelegung [36].

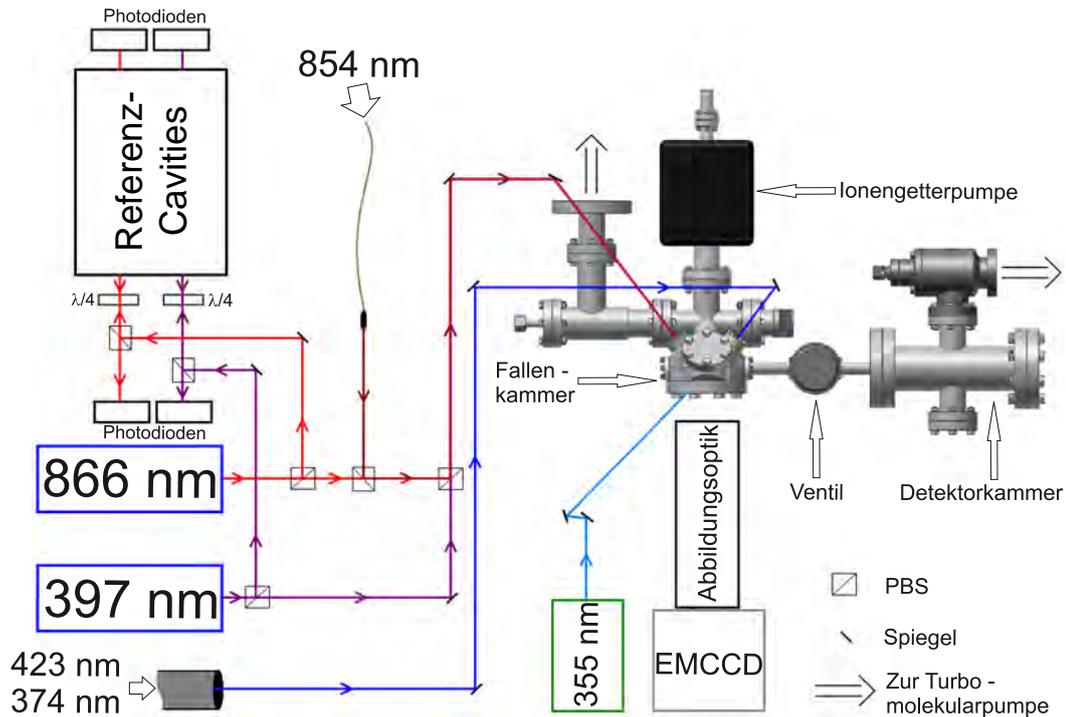


Abb. 3.7: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.

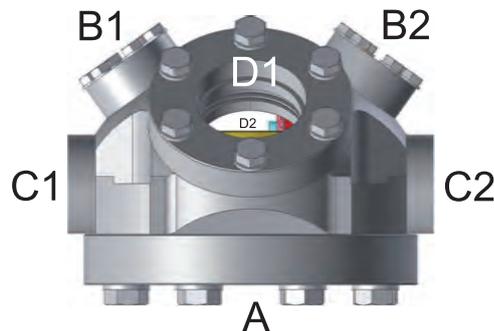


Abb. 3.8: Die Fallenkammer mit den verschiedenen Zugängen (siehe Text).

3.3 Der experimentelle Aufbau

In Abbildung 3.7 ist eine schematische Zeichnung des experimentellen Aufbaus zu sehen. Das Experiment nimmt in seiner Kompaktheit etwa die Hälfte eines optischen Tisches ein, wobei drei der Laser aus dem Nachbarlabor zur Verfügung stehen. Alle verwendeten Laser werden mit Hilfe des Pound-Drever-Hall-Verfahrens [37] auf Referenz-Cavities frequenzstabilisiert. Die Laser bei den Wellenlängen 397 nm, 854 nm und 866 nm werden zum Hauptstrahl überlagert, der zum Kühlen und Beobachten der Ionen dient. Der Photoionisationsstrahl für Kalzium (^{40}Ca) besteht aus zwei Lasern mit einer Wellenlänge von 423 nm bzw. 374 nm. Zur Ionisation weiterer Atomsorten (z.B. N, Ni, P, Cr und diverse Isotope) dient ein gepulster Laser bei 355 nm. Eine genauere Beschreibung der Funktion

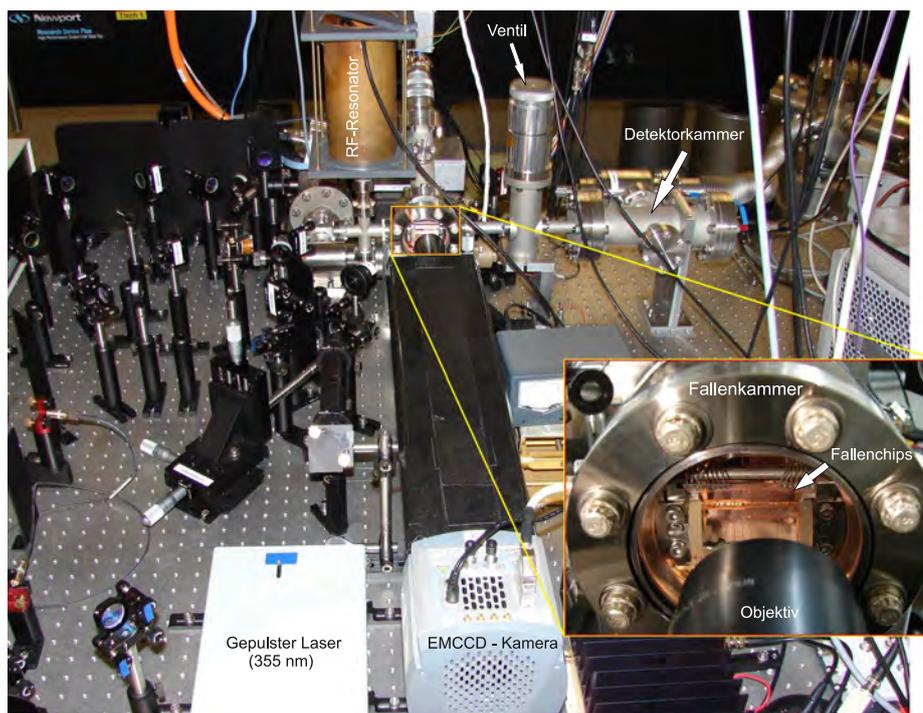


Abb. 3.9: Photo der Vakuummkammer im Experiment.

der einzelnen Laser anhand der Spektren von Kalzium und Chrom findet sich in Kapitel 4. Die Überlagerung der Laserstrahlen wird mit polarisierenden Strahlteilern (PBS) erreicht, vor denen jeweils ein $\lambda/2$ -Plättchen zur Gewichtung der Intensität in den Teilstrahlen steht (nicht abgebildet).

Bei der Fallenkammer (Abb. 3.8) handelt es sich um eine Magdeburger Halbkugel³, die neben der Stirnseite A sechs weitere Zugänge aufweist. Die Öffnungen A, B1 und B2 sind mit Fenstern versehen, um einen optischen Zugang zur Falle zu ermöglichen. Durch den Zugang A werden die Ionen abgebildet und mittels einer EMCCD-Kamera⁴ beobachtet. Außerdem wird durch diese Öffnung der gepulste Laser eingestrahlt. Der Hauptstrahl wird durch B1 und der Photoionisationsstrahl für Kalzium durch B2 in die Falle eingestrahlt. Die Extraktion der Ionen erfolgt durch die Öffnung C2 in die angeflanschte Detektorkammer. Eine elektrische Vakuumdurchführung auf D1 ermöglicht die Ansteuerung der DC-Segmente der Falle.

Auf C1 bildet ein T-Stück (nicht abgebildet) mit einem Fenster und einer elektrischen Vakuumdurchführung einerseits einen weiteren optischen Zugang in axialer Richtung und andererseits die Zuleitung für die Radiofrequenz. Die für die Falle nötige RF-Spannung wird von einem Frequenzgenerator⁵ erzeugt und mittels eines Resonators (Abb. 3.9) bei einer Antriebsfrequenz von $\omega_{RF} = 2\pi \cdot 12,155 \text{ MHz}$ überhöht und reinigt, sodass an der Falle

³ Kimball MCF450-MH102044/8-A

⁴ Andor iXon 885

⁵ Marconi 2019A

die Spannung $U_{\text{RF}} \approx 300 \text{ V}_{\text{pp}}$ ⁶ ankommt. Abbildung 3.9 zeigt ein Photo, auf dem ein Ausschnitt des optischen Tisches mit der Vakuumkammer und den sie umgebenden Elementen zu sehen ist. Über die Öffnung D2 ist die Hauptkammer mit dem Pumpsystem verbunden. Das Vakuum an der Haupt- und der Detektorkammer wird durch eine Turbomolekularpumpe aufrecht erhalten. Da zum Betrieb der Ionenfalle in der Hauptkammer ein besseres Vakuum erforderlich ist, kommt hier zusätzlich eine Ionengetterpumpe zum Einsatz. Beide Kammern können durch ein Ventil voneinander getrennt werden. In der Detektorkammer befindet sich ein Sekundärelektronenmultiplier, um einzelne aus der Falle extrahierte Ionen nachweisen zu können. Das gesamte Extraktions- und Detektionssystem wird in Kapitel 5 näher beschrieben.

⁶ Volt peak-peak

4. BETRIEB UND CHARAKTERISIERUNG DER IONENFALLE

In diesem Kapitel wird das Fangen und Untersuchen von Ionen in einer Paul-Falle anhand von $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen näher erläutert, welche für die Experimente zu dieser Diplomarbeit verwendet wurden. Analoge Verfahren werden jedoch auch bei anderen Elementen erfolgreich eingesetzt.

4.1 Photoionisation zur Erzeugung der Ionen

Um Ionen in eine Paul-Falle zu laden, ionisiert man Neutralatome, während sie das Fallenvolumen ungehindert von den elektrischen Potentialen passieren. Sie werden durch einen Sublimationsofen erzeugt, der aus einem elektrisch heizbaren Röhrchen besteht, das mit metallischem Kalziumgranulat¹ mit einer Reinheit von 99,5% und einer Körnchengröße von max. 1,2 mm (16 mesh) gefüllt ist. Durch Aufheizen des Ofens² entsteht ein Strahl thermischer Atome, die nun in der Falle ionisiert werden können. In unserer Gruppe wird dies durch Photoionisation bewerkstelligt. Das verwendete Verfahren wird als „resonant enhanced multi-photon ionisation“ (REMPI) bezeichnet und realisiert die Anregung eines gebundenen Elektrons ins Kontinuum in mehreren resonanten Schritten über angeregte Niveaus. Die Vorteile dieses Verfahrens sind seine hohe Effizienz und seine Selektivität. Durch die Verwendung resonanter Übergänge kann der Ionisationsprozess auf das gewünschte Element und sogar auf ein spezielles Isotop beschränkt werden. Dadurch wird die Erzeugung von Fremd- und mehrfach geladenen Ionen vermieden. Außerdem genügen zur Ionisation Laser mit Frequenzen, die deutlich geringer sind als die zur Einphotonen-Ionisation nötigen. Im Falle von Kalzium existieren zwei mögliche Prozesse zur Mehrphotonen-Ionisierung, die beide in zwei Schritten erfolgen, 1 + 1 - REMPI (Abb. 4.1). Die erste Möglichkeit ist das Einstrahlen eines Lasers bei 272 nm, der das Elektron zunächst aus dem Grundzustand 4^1S_0 in den Zustand 5^1P_1 anregt. Von hier geht es durch spontane Emission in den Zustand 3^1D_2 über, von wo es derselbe Laser ins Kontinuum bringt [39]. Man benötigt für dieses Schema zwar nur einen Laser, dieser ist jedoch aufgrund seiner geringen Wellenlänge teuer und schwer zu handhaben. Deshalb wird in unserer Gruppe das zweite Ionisierungsschema

¹ Alfa Aesar

² in unserem Fall beträgt die Heizleistung ca. 7 W

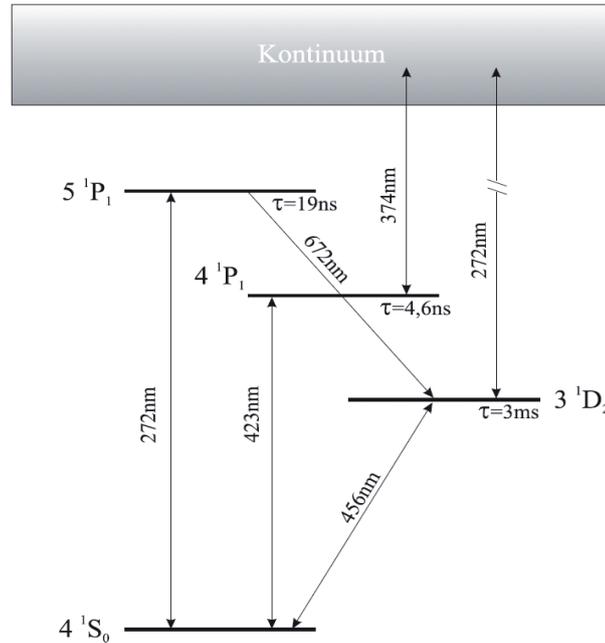


Abb. 4.1: Möglichkeiten der Mehrphotonen-Ionisation bei Ca [38].

verwendet. Ein Laser bei 423 nm regt das Elektron in den Zustand $4\ ^1P_1$ an und mit einem zweiten Laser bei 374 nm erreicht man die Anregung ins Kontinuum. Die Überlagerung dieser beiden Strahlen bildet den Ionisationsstrahl (Abb. 3.7). Bei verschiedenen Kalziumisotopen ist das $4\ ^1P_1$ -Niveau unterschiedlich stark gegen das von ^{40}Ca verschoben (bis zu 1,5 GHz bei ^{48}Ca), sodass man durch die Wellenlänge des ersten Lasers genau ein Isotop zur Ionisation auswählen kann [40].

Ähnliche Schemata existieren für die Ionisation anderer chemischer Elemente. Ein gutes Element zur Demonstration der Implantation von Einzelatomen ist Chrom, da einzelne Chromatome keine zusätzlichen Fehlstellen benötigen, um in LiNb (Rubin) Farbzentren zu bilden. In Abbildung 4.2 sind zwei REMPI-Verfahren für Chrom zu sehen. Der jeweils letzte Schritt kann mit jedem der vorhandenen Laser erfolgen. Der rechte Ast ist besonders interessant, da hier alle Schritte mit demselben Laser angeregt werden können.

In unserem Experiment steht ein gepulster Laser bei 355 nm zur Verfügung, um neben Kalzium auch andere Elemente wie beispielsweise Chrom ionisieren zu können. Aufgrund der hohen Intensität seiner Pulse kann dieser Laser ein breites Spektrum von Atomsorten durch einen Mehrphotonenprozess ionisieren, der dem Photoeffekt ähnelt. Beim Photoeffekt nimmt ein gebundenes Elektron Energie von einem Photon auf. Wenn die Energie groß genug ist, verlässt es das Potential des Atoms mit einer kinetischen Energie, die maximal der Differenz zwischen der Bindungsenergie und der Energie des Photons entspricht: $E_{\text{kin}} \leq h\nu - W_B$ (Einstein-Gleichung). Durch Multiphoton-Ionisation kann das Elektron das Atom jedoch selbst dann verlassen, wenn die Energie der Photonen kleiner als die Bindungsenergie ist [42]. Das Verfahren hat den Nachteil, nicht mehr elementselektiv zu sein

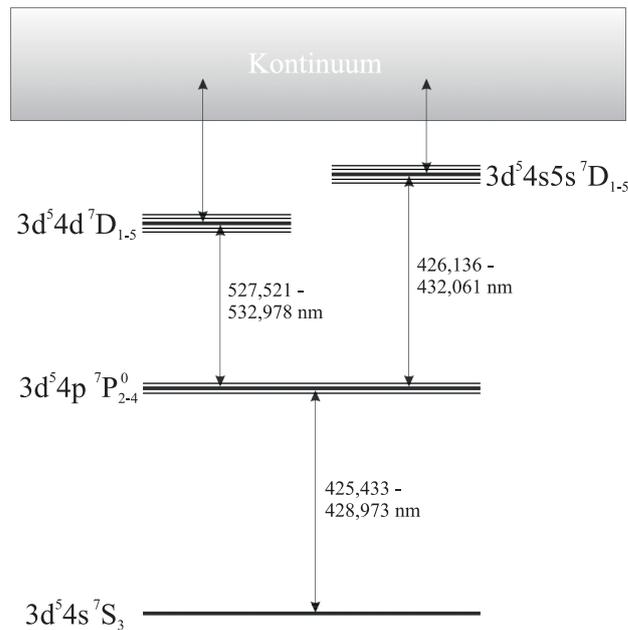


Abb. 4.2: Möglichkeiten der Mehrphotonen-Ionisation bei *Cr* [41].

und führt daher zu ionisierten Restgasatomen in der Kammer. Es soll jedoch lediglich das Laden unterschiedlicher Elemente in unsere Falle mit einem einzigen Lasersystem ermöglichen, um die Extraktion und Implantation verschiedener Elemente zu demonstrieren. Zu diesem Zweck befindet sich in der Kammer neben dem Kalzium- auch ein Nickel-Chrom-Ofen, der aus einem gewickelten Nickel-Chrom-Heizdraht besteht. Schickt man einen Strom durch den Draht, so beginnt dieser aufgrund seines Widerstandes zu glühen. Dadurch dampfen Atome ab, die mit dem gepulsten Laser ionisiert und anschließend gefangen werden können.

Neben der Photoionisation gibt es noch eine weitere Ionisationsmethode, den Beschuss neutraler Atome mit Elektronen. Diese Methode weist jedoch eine um 4–5 Größenordnungen geringere Effizienz auf und verursacht durch den eingesetzten Elektronenstrahl mehr ungewollte elektrische Aufladungen auf der Falle als durch Streulicht bei der Photoionisation entstehen [39].

4.2 Beobachten und Kühlen von Ionen

4.2.1 Beobachtung

In Abbildung 4.3 sind die wichtigen Energieniveaus von $^{40}\text{Ca}^+$ mit Lebensdauern und den entsprechenden Übergängen zu sehen. Zur Beobachtung der Ionen wird der Übergang bei 397 nm angeregt und die Fluoreszenz bei der Rückkehr in den Grundzustand beobachtet. Dieser Übergang wird außerdem zum Dopplerkühlen verwendet. Die Ionen können vom

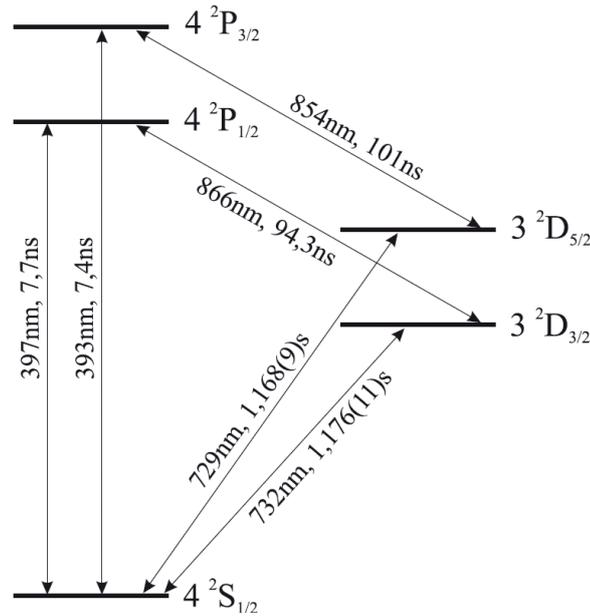


Abb. 4.3: Übergänge in $^{40}\text{Ca}^+$ mit Lebensdauern der Zustände [38].

$4\ ^2\text{P}_{1/2}$ - Niveau auch in das $3\ ^2\text{D}_{3/2}$ - Niveau übergehen, das eine sehr lange Lebensdauer hat. Da sie dann nicht mehr für den Fluoreszenzübergang zur Verfügung stehen, werden sie dunkel und können nicht mehr beobachtet werden. Deshalb pumpt man sie mit einem Laser bei 866 nm zurück ins $4\ ^2\text{P}_{1/2}$ - Niveau. Ein weiterer dunkler Zustand, der ebenfalls eine lange Lebensdauer aufweist, ist das $3\ ^2\text{D}_{5/2}$ - Niveau, welches die Ionen durch Stöße mit Restgasatomen erreichen können. Mit einem Laser bei 854 nm kann man sie ins $4\ ^2\text{P}_{3/2}$ - Niveau zurückpumpen, von wo aus sie in den Grundzustand zurückfallen können. Diese drei Laser bilden überlagert den Hauptstrahl, der wie in Abbildung 3.7 gezeigt in die Falle eingestrahlt wird.

Das von den Ionen ausgesandte Licht wird mit einem speziell für diesen Zweck entworfenen Objektiv gesammelt. Es besteht aus fünf Linsen und ist darauf optimiert, Licht bei 397 nm aus einem Raumwinkel von $4\pi \cdot 0,0248$ aufzufangen und maximal eine 20fache Vergrößerung zu erreichen. Hierbei wurde auch das Fenster der Vakuumkammer und der Brechungsindex der Luft berücksichtigt. Die maximale Auflösung des Objektivs beträgt $0,85\ \mu\text{m}$. Es ist außerdem zur Fokussierung von Licht bei 395 nm und 729 nm auf ein Ion geeignet. Mit diesem Objektiv werden die Ionen mit 8,4facher³ Vergrößerung auf den Chip der EMCCD-Kamera abgebildet und können am Rechner beobachtet werden. Der Chip hat eine Auflösung von 1004×1002 Pixeln mit einer Pixelgröße von $8\ \mu\text{m}$ Kantenlänge. Die Quanteneffizienz und die rauscharme Verstärkung der Kamera genügen, um einzelne Ionen darzustellen. Weitere Details zur Abbildung finden sich in [43].

³ Einstellung, die für die Experimente zu dieser Arbeit verwendet wurde

4.2.2 Dopplerkühlen

Da die Ionen aus thermischen Atomen erzeugt werden, haben sie nach dem Einfangen noch eine hohe Temperatur ($T \sim 500$ K). Für die Implantation und für Experimente, die Realisierung von Qubits direkt in den atomaren Niveaus verfolgen, benötigt man jedoch möglichst kalte Ionen im Bereich von einigen mK bis μ K. Die Genauigkeit der Implantation ist, wie bereits erwähnt, stark vom Anfangszustand der Ionen abhängig, die sich daher möglichst in Ruhe befinden sollten.

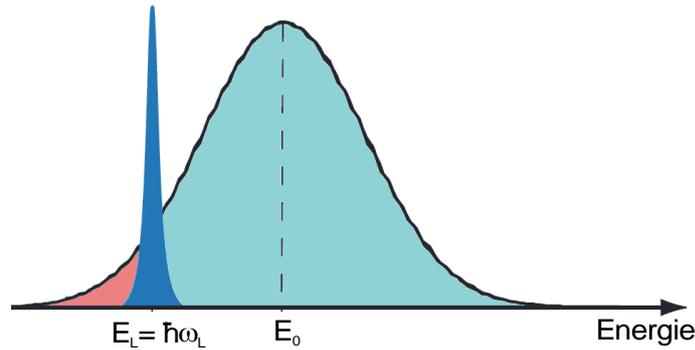


Abb. 4.4: Um die Resonanz bei E_0 dopplerverbreiterte Linie mit rotverstimmtem Laser bei E_L . Die Ionen absorbieren Laserlicht und emittieren es im gesamten Dopplerprofil. Im Mittel verlieren sie dabei Energie ($E_0 - E_L > 0$) und werden kälter [35].

Der erste Schritt zur Reduzierung der Iontemperatur ist das Dopplerkühlen. Es nutzt die Tatsache aus, dass bewegte Ionen eine verbreiterte Absorptionslinie besitzen. Dies kommt durch den Dopplereffekt zustande, da die Ionen aufgrund ihrer Oszillation im Fallenpotential bewegte Empfänger darstellen. Für Ionen, die sich entgegen der Ausbreitungsrichtung eines Laserstrahls bewegen, ist die Laserfrequenz ins Blaue verschoben, für solche, die sich in Richtung des Strahls bewegen, ins Rote. Strahlt man nun einen Laser mit einer Frequenz ein, die gegenüber der Resonanzfrequenz der Ionen rotverstimmt ist, so ist er für Ionen, die sich entgegen der Ausbreitungsrichtung bewegen, näher an die Resonanz verschoben und hat deshalb eine deutlich höhere Absorptionswahrscheinlichkeit als für Ionen, die sich in Strahlrichtung bewegen. Somit absorbieren die Ionen mehr Photonen, die sich gegen ihre Flugrichtung ausbreiten. Da der Photonenimpuls bei der Absorption auf die Ionen übertragen wird, werden diese abgebremst. Beim Übergang in den Grundzustand senden sie zwar wieder Photonen aus und nehmen so Impuls auf, da dies jedoch in eine zufällige Richtung erfolgt, werden sie bei einem Absorptions-Emissions-Zyklus im Mittel abgebremst. Energetisch betrachtet kann man sagen, dass die Ionen Photonen mit der rotverstimten Laserfrequenz absorbieren, aber im gesamten Dopplerprofil emittieren, was dazu führt, dass sie mehr Energie abgeben als sie aufnehmen (Abb. 4.4).

Strahlt man den Laser so ein, dass er weder zur axialen noch zu den radialen Richtungen parallel verläuft, können sämtliche Schwingungsrichtungen im Fallenpotential gekühlt

werden. Der geringe Heizeffekt durch den Teil des Dopplerprofils, der weiter im Roten liegt als die Laserlinie (vgl. Abb. 4.4) verhindert, dass man die Ionen in den Schwingungsgrundzustand kühlen kann. Stattdessen stellt sich schließlich ein Gleichgewicht zwischen Heizen und Kühlen ein, in dem die Ionen die minimal durch Dopplerkühlen erreichbare Temperatur besitzen, das sogenannte Dopplerlimit T_{\min} [35]:

$$T_{\min} = (1 + \xi) \frac{\hbar \Gamma \sqrt{1 + 2(|\Omega|^2/\Gamma^2)}}{4k_B} \cos^2 \Theta \quad (4.1)$$

Hierbei ist Γ die Linienbreite des optischen Überganges, Ω die Rabi-Frequenz der Laserkopplung und ξ ein Geometriefaktor, der im vorliegenden Fall der Dipolstrahlung den Wert $\xi = 2/5$ annimmt⁴. Die Gleichung enthält außerdem den Winkel Θ zwischen Laserstrahl und betrachteter Achse. Die Schwingungen der Ionen in die drei Raumrichtungen sind nämlich voneinander unabhängig. Die Größenordnung dieser Grenztemperatur liegt im Bereich von wenigen mK. Für Dopplerkühlung eignen sich besonders Übergänge mit einer kurzen Lebensdauer, da sie eine hohe Rate von Kühlzyklen erlauben und so eine schnelle und effektive Kühlung ermöglichen. Im Experiment wird man das theoretische Dopplerlimit jedoch nur schwer erreichen, da man hier üblicherweise kein ideales Zwei-Niveau-System gegeben hat und zusätzliche Heizeffekte in der Falle eine Rolle spielen.



Abb. 4.5: Heiße Ionenwolke (a) und kalter Ionenkristall (b), hier bestehend aus fünf Ionen, gegenüber (a) zweifach vergrößert abgebildet. Der Ionenabstand beträgt ca. $10 \mu\text{m}$.

Kühlt man Ionen in einer Falle nach dem eben vorgestellten Schema immer weiter ab, so kommt es zu einem Phasenübergang. Die Ionen gehen von einer heißen Ionenwolke in einen Coulombkristall über (Abb. 4.5). Dieser Übergang ist durch einen scharfen Anstieg des Fluoreszenzsignals beobachtbar, die sogenannte Kristallisationskante. Die Gitterkonstante des Kristalls hängt dabei von der Steifheit des äußeren Potentials ab, das den repulsiven Coulombkräften entgegenwirkt, welche die Ionen aufeinander ausüben. Stellt man den Ofen so ein, dass beim Einschalten des Ionisationsstrahls nur eine geringe Anzahl Ionen in der Falle erzeugt wird, so kann man einzelne Ionen direkt in den kristallisierten Zustand laden. Der Kristall kann unterschiedliche Formen annehmen. In den verwendeten linearen Paul-Fallen bilden sich bei einer geringen Ionenanzahl (< 8 Stück) lineare Kristalle aus. Gelingt es, eine größere Anzahl Ionen zu kristallisieren, so können auch zwei oder dreidimensionale Strukturen entstehen.

⁴ $\xi = 1/2 \int_{-1}^1 x^2 W(x) dx$, wobei $W(x)$ die räumliche Verteilungsfunktion der spontanen Emission ist [44]

4.3 Weitere Kühlverfahren

Um die Ionen unter das Dopplerlimit und in den Schwingungsgrundzustand zu kühlen, benötigt man weitere Kühlverfahren, wie das Seitenband- und EIT-Kühlen. Diese Verfahren wurden bisher nicht zum Kühlen der Ionen in der Implantationsfalle eingesetzt. Sie werden jedoch zum Erreichen der Auflösung im Nanometerbereich notwendig sein, weswegen einige vorbereitende Experimente hierzu durchgeführt wurden.

4.3.1 Seitenbandkühlen

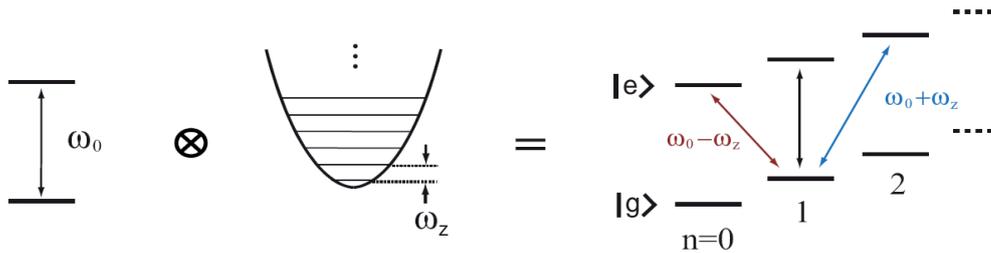


Abb. 4.6: Schema der Seitenbandkühlung. Die gekoppelten Schwingungs- und Anregungs-freiheitsgrade führen zu Seitenbändern in der optischen Anregung, die für die Erzeugung bzw. Vernichtung eines Phonons stehen [35].

Die Bewegung eines Ions im Fallenpotential wird durch einen quantenmechanischen harmonischen Oszillator beschrieben. Es kann sich somit in diskreten phononischen Fock-Zuständen $|n\rangle$ der Energie $E_n = \hbar\omega_z(n + 1/2)$ befinden. Diese Freiheitsgrade koppeln an die elektronischen Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$, deren Übergang in einem Zwei-Niveau-Atom mit einem Laser getrieben wird. Dabei können die Ionen bei der optischen Anregung in einen anderen Fock-Zustand wechseln (Abb. 4.6).

Der Laserübergang zeigt aus diesem Grund zusätzliche Absorptionspeaks bei $\omega_L + n\omega_z$ und $\omega_L - n\omega_z$ für $n \in \mathbb{N}$, die sogenannten Seitenbänder. Den Übergang bei ω_L , der die Phononenzahl nicht verändert, nennt man in diesem Zusammenhang Träger. Die Seitenbänder können aufgelöst werden, wenn die Linienbreite des Überganges Γ kleiner ist als die Schwingungsfrequenz ω_z (Abb. 4.7). Deshalb benötigt man für die Seitenbandkühlung möglichst schmale Absorptionslinien, was allerdings aufgrund der damit verbundenen längeren Lebensdauer des angeregten Zustandes zu einer langsameren Kühlung führt. Diese Bedingung, $\Gamma < \omega_z$, kennzeichnet das „strong confinement“-Regime.

Verstimmt man den Laser genau um ω_z ins Rote, so entspricht die Summe aus der Energie eines Photons und der eines Phonons gerade dem optischen Übergang und man kann den Bewegungszustand des Ions auf diese Weise bei jedem Zyklus um maximal ein Phonon reduzieren (Abb. 4.7). Da mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit dennoch ein Photon im blauen Seitenband absorbiert werden kann, bleibt eine Restverteilung über die unteren Fockzustände bestehen. Die minimal erreichbare mittlere Phononenzahl ist von den

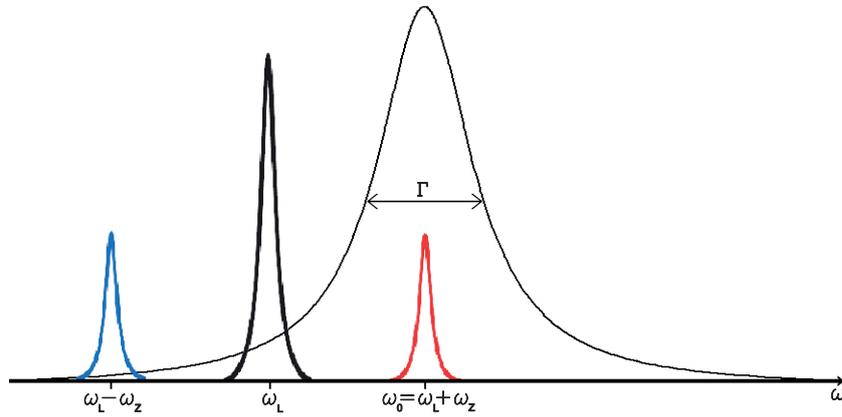


Abb. 4.7: Spektrale Betrachtung der Seitenbandkühlung im Bezugssystem des Ions. Zu sehen ist die Absorptionslinie des optischen Übergangs mit der Linienbreite Γ sowie das Anregungsprofil des Kühllasers, bestehend aus dem Träger bei der Laserfrequenz ω_L und zwei Seitenbändern bei $\omega_L \pm \omega_z$. Die Laserfrequenz ist um die Schwingungsfrequenz ω_z rotverschoben, sodass das rote Seitenband vollständig mit dem Absorptionsprofil überlagert ist und die Absorption unter Vernichtung eines Phonons eine höhere Wahrscheinlichkeit hat als die auf dem Träger oder dem blauen Seitenband.

Eigenschaften des optischen Übergangs und ω_z abhängig:

$$\langle n \rangle \approx \left(\frac{\Gamma}{2\omega_z} \right)^2 \quad (4.2)$$

Eine exakte Angabe der minimal erreichbaren Photonenzahl ist schwierig, da im Experiment verschiedene Komplikationen auftreten, die hier nicht berücksichtigt sind. Zusätzliche Heizraten, Sättigungseffekte durch die Laserintensität und der Einfluss der Polarisationsrichtung des Lichtes (Abschnitt 4.3.3) verschlechtern das Ergebnis ebenso wie die hohe Wahrscheinlichkeit der spontanen gegenüber der stimulierten Emission beim Treiben der Übergänge⁵.

Die Seitenbandkühlung funktioniert nur gut im sogenannten Lamb-Dicke-Regime, das heißt wenn $\eta^2 (2n+1) \ll 1$ gilt. Dabei ist $\eta = k \sqrt{\hbar/2m\omega_z} \cos \Theta$ der Lamb-Dicke-Parameter mit dem Wellenvektor k , dem Einfallswinkel zur z -Achse Θ und der Masse des Ions m . η gibt das Verhältnis zwischen der Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion und der Laserwellenlänge an. Im Lamb-Dicke-Regime ist die Wahrscheinlichkeit, dass das Ion beim Aussenden eines Photons in einen höheren Fockzustand wechselt, sehr gering, wodurch das Kühlschema erst möglich wird. Hierzu muss das Ion zunächst mittels Dopplerkühlung auf eine niedrige Phononenzahl vorgekühlt werden. An unserem Institut wird die Seitenbandkühlung unter Verwendung des optischen Übergang bei 729 nm im $^{40}\text{Ca}^+$ -Spektrum realisiert. Für weitere Details zur Seitenbandkühlung siehe [45]. Bei der Kühlung von Kristallen aus mehr als einem Ion ist die Seitenbandkühlung nicht die beste Methode, da bei

⁵ $\eta_{\text{Laser}} < \eta_{\text{spontan}}$ mit den Lamb-Dicke-Parametern η_i

jeder Lasereinstellung immer nur eine Vibrationsmode gekühlt wird. Für Implantationsexperimente, bei denen Kristalle aus mehreren Ionen verwendet werden, die sogar eine unterschiedliche Masse haben können, wird jedoch ein universelles Kühlverfahren benötigt, wie das im Folgenden vorgestellte EIT-Kühlen.

4.3.2 EIT - Kühlen

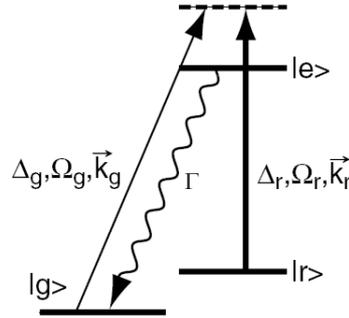


Abb. 4.8: Drei-Niveau-System in Lambda-Konfiguration mit dem Raman-Niveau (gestrichelt) und den relevanten Laserparametern: Detuning Δ , Rabi-Frequenz Ω , Wellenvektor \vec{k} des Kühllasers (Index g) und des Kopplungslasers (Index r). Γ ist die Linienbreite des Fluoreszenzüberganges [46].

Die Hauptprozesse, die beim Seitenbandkühlen ablaufen und die mittlere Phononenzahl nach unten begrenzen, sind einerseits der Träger-Übergang $|g, n\rangle \rightarrow |e, n\rangle$ gefolgt von der Emission $|e, n\rangle \rightarrow |g, n+1\rangle$, sowie andererseits der seltenere Übergang auf dem blauen Seitenband. Da diese Übergänge mit steigender Laserintensität wahrscheinlicher werden, können nur schwache Laserstrahlen verwendet werden, was die Kühlung verlangsamt. Man kann dieses Problem jedoch deutlich verringern, indem man einen Effekt im Drei-Niveau-Atom ausnutzt, die so genannte Dunkelresonanz oder elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT).

In Abbildung 4.8 ist ein System aus drei atomaren Niveaus gezeigt, wobei das mittlere die höchste Energie besitzt. Eine solche Anordnung nennt man Λ -Konfiguration⁶. Ein solches System wird beispielsweise im Kalziumion durch die Niveaus $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ und $D_{3/2}$ gebildet. Verstimmt man die Laser, die zum Treiben der beiden Übergänge eingestrahlt werden, um den gleichen Wert $\Delta_r = \Delta_g$, so kann man $|g\rangle$ und $|r\rangle$ über ein sogenanntes Raman-Niveau direkt miteinander koppeln, ohne dabei den Zustand $|e\rangle$ zu bevölkern. Diesen Effekt nutzt man z.B. zum Raman-Seitenbandkühlen, um über das Raman-Niveau mit einer Verstimmung von $\Delta_g = \Delta_r - \omega_z$ zwischen den Niveaus $|g\rangle$ und $|r\rangle$ das in 4.3.1 beschriebene Kühlverfahren zu realisieren. Dies hat außerdem den Vorteil, dass man über die Pulslängen der Laser die Linienbreite des Raman-Niveaus beeinflussen und so die minimal erreichbare mittlere Phononenzahl $\langle n \rangle$ weiter senken kann (Gl. 4.2).

⁶ im Gegensatz zur V-Konfiguration, bei dem das mittlere Niveau die niedrigste Energie besitzt

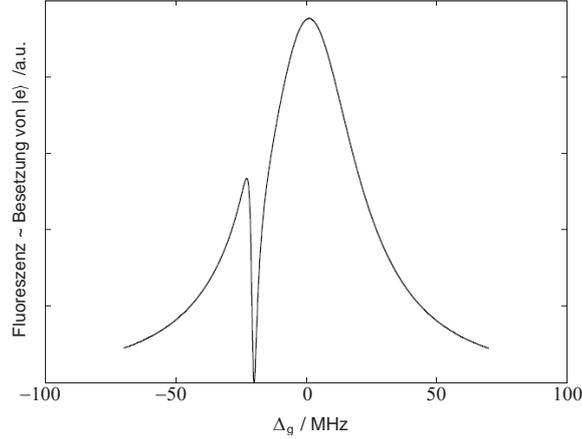


Abb. 4.9: Simuliertes Fluoreszenzspektrum im Drei-Niveau-System mit Dunkelresonanz bei der Verstimmung $\Delta_g = \Delta_r$. Die Parameter sind $\Delta_r = -2\pi \cdot 20$ MHz, $\Omega_g = 2\pi \cdot 10$ MHz, $\Omega_r = 2\pi \cdot 5$ MHz und die Laserlinienbreiten sind zu $\Gamma_r = \Gamma_g = 0$ gewählt [47].

Da für $\Delta_g = \Delta_r$ das Niveau $|e\rangle$ nicht mehr bevölkert wird, gibt es auch den Fluoreszenzübergang $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ nicht mehr und das Ion wird dunkel. Deshalb wird dieses Phänomen als Dunkelresonanz bezeichnet (Abb. 4.9). Die Tiefe der Dunkelresonanz hängt dabei von der Linienbreite der Laser ab. Bei endlichen Linienbreiten, wie sie im Experiment vorliegen, geht die Fluoreszenz in der Dunkelresonanz nicht ganz auf Null zurück.

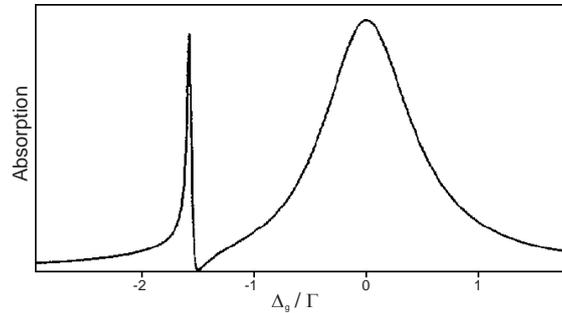


Abb. 4.10: Simuliertes Absorptionsprofil des Kühllasers (r) im Drei-Niveau-System in Einheiten der natürlichen Linienbreite Γ . Der Lorentzförmige Peak entspricht dem direkten Übergang und der schmale Peak bei $\Delta_g = \Delta_r$ dem Raman-Übergang. Es wurden $\Delta_r = -1.5 \Gamma$, $\Omega_r = 0,025 \Gamma$ und $\Omega_g = 0,7 \Gamma$ als Parameter verwendet [48].

Die Absorptionsrate des Kühl- bzw. Fluoreszenzlasers hat das in Abbildung 4.10 dargestellte Profil. Die beiden Maxima stehen für den Übergang in das Raman- bzw. das verschobene Niveau $|e\rangle$. Diese Zustände werden durch sogenannte „dressed states“ beschrieben und entstehen durch die Kopplung des Atoms mit dem zweiten Laser. Dieser Laser verursacht außerdem einen AC Stark-shift, der dieses Profil um den Betrag

$$\delta = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\Delta_r^2 + \Omega_r^2} - |\Delta_r| \right) \quad (4.3)$$

weiter von der Resonanz weg verschiebt [46].

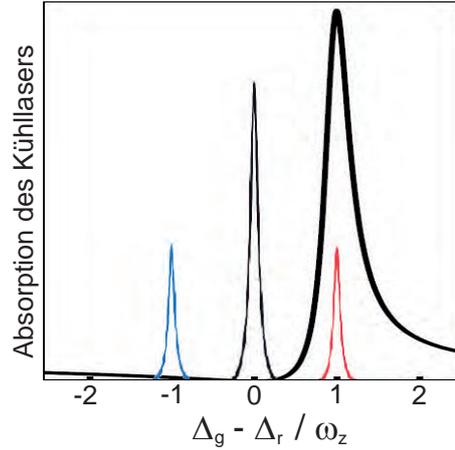


Abb. 4.11: Absorptionsprofil für $\delta \simeq \omega_z$ in Einheiten von ω_z , welches für Trägerübergänge transparent ist und somit den Übergang $|n\rangle \rightarrow |n+1\rangle$ favorisiert. Auch weitere rote Seitenbänder liegen unter dem Absorptionsprofil, was die Methode besonders effektiv macht [46].

Stellt man die Laserparameter so ein, dass $\delta \simeq \omega_z$, so ergibt sich mit dem oben genannten Profil des Kühllasers die in Abbildung 4.11 dargestellte Absorptionsstruktur. Der Trägerübergang ist völlig ausgeblendet und das blaue Seitenband hat nur eine sehr geringe Anregungswahrscheinlichkeit. Das rote Seitenband liegt genau im Absorptionsmaximum, sodass fast ausschließlich Übergänge stattfinden, bei denen ein Phonon vernichtet wird, wodurch das Atom eine sehr effiziente Kühlung erfährt. Dieses Kühlverfahren wird als EIT-Kühlen bezeichnet und ermöglicht es, eine niedrigere mittlere Phononenzahl als durch Seitenbandkühlung (SBK) zu erreichen [46]:

$$\langle n \rangle_{\text{EIT}} = \frac{\langle n \rangle_{\text{SBK}}}{1 + \frac{4\xi}{\cos^2 \Theta}}, \quad \langle n \rangle_{\text{EIT, min}} = \frac{\Gamma^2}{(4\Delta_r)^2} \quad (4.4)$$

Hierbei gilt wieder $\xi = 2/5$ für Dipolstrahlung und Θ ist der Winkel zwischen Laserstrahl und Fallenachse. Der minimale Wert für $\langle n \rangle_{\text{EIT}}$ ergibt sich, wenn die Bedingung $\delta = \omega_z$ exakt erfüllt ist. Theoretisch ist es möglich, mit diesem Verfahren eine Besetzungswahrscheinlichkeit des Grundzustandes von 99% zu erreichen. EIT - Kühlen hat außerdem den Vorteil, dass die „strong confinement“ - Bedingung, die beim Seitenbandkühlen zur Auflösung der Bewegungsseitenbänder nötig war, nicht mehr erfüllt sein muss. Durch die Transparenz des Trägerübergangs eignen sich auch breitere Absorptionslinien für den Kühlprozess. Der Hauptvorteil für die Implantation liegt jedoch darin, dass beim EIT-Kühlen von Kristallen mehrere Moden gleichzeitig gekühlt werden, da auch höhere rote Seitenbänder unterhalb der Absorptionslinie liegen. Dieses Verfahren ist somit für Kristalle aus mehreren Ionen, wie sie bei der Implantation verschiedener Elemente vorkommen, besonders effektiv.

4.3.3 Dunkelresonanzen

Zeeman-Aufspaltung bei $^{40}\text{Ca}^+$

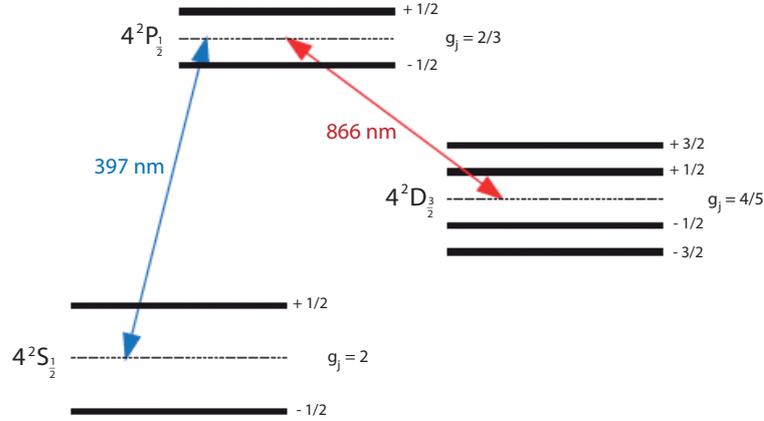


Abb. 4.12: Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ und $D_{3/2}$ bei $^{40}\text{Ca}^+$ mit den zugehörigen g -Faktoren. Die Zahlen neben den Unterzuständen sind die Werte von m_j .

Um das Kühlen der Ionen über das Dopplerlimit hinaus vorzubereiten, wurden zu dieser Arbeit einige Messungen zur Auflösung der Dunkelresonanzen bei Kalzium durchgeführt. Hierbei ist die Aufspaltung der atomaren Niveaus in die $(2j + 1)$ Zeeman-Subzustände durch Magnetfelder zu berücksichtigen, wobei j die Gesamtdrehimpulsquantenzahl ist. Die Verschiebung ΔE der Unterzustände gegenüber dem entarteten Niveau ist proportional zur magnetischen Flussdichte B am Ort des Atoms:

$$\Delta E = m_j g_j \mu_B |\vec{B}| \quad (4.5)$$

Hierbei ist g_j der Landésche Faktor⁷ des Niveaus, m_j die magnetische Quantenzahl des Unterzustands und μ_B das Bohrsche Magneton⁸. Die Situation ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Die Auswahlregeln erlauben Übergänge mit $\Delta m_j = -1, 0, 1$, die mit jeweils geeignet polarisiertem Licht getrieben werden können. Übergänge mit $\Delta m_j = 0$ können mit sogenanntem π -Licht angeregt werden, welches linear polarisiert ist und senkrecht zur Magnetfeldrichtung eingestrahlt wird, wobei für die Polarisationsrichtung $\vec{E}_{\text{pol}} \parallel \vec{B}$ gilt. σ -Licht wird hingegen parallel zur Magnetfeldrichtung eingestrahlt und ist zirkular polarisiert. Übergänge $\Delta m_j = +1$ werden mit rechtszirkular polarisiertem Licht (σ^+) getrieben und solche mit $\Delta m_j = -1$ mit linkszirkular polarisiertem (σ^-). Es ist außerdem möglich, beide σ -Übergänge gleichzeitig anzuregen, indem man linear polarisiertes Licht so einstrahlt, dass $\vec{E}_{\text{pol}} \perp \vec{B}$ ist.

Jede Kombination von Unterzuständen des $S_{1/2}$ - und $D_{3/2}$ - Niveaus, die in ein gemeinsames Sublevel des $P_{1/2}$ - Niveaus gepumpt werden kann, bildet einen Raman-Übergang

⁷ $g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}$

⁸ $\mu_B = e\hbar/2m_e = 9,274015 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$

mit $\Delta_g = \Delta_r$, wobei $\Delta_{r,g}$ hier jeweils die Verstimmung des Lasers den zu verschiedenen Unterzuständen angibt. Die Anzahl der beobachteten Dunkelresonanzen kann somit durch die Polarisation und Einstrahlrichtung der Laser relativ zur Magnetfeldrichtung⁹ variiert werden.

Optisches Pumpen

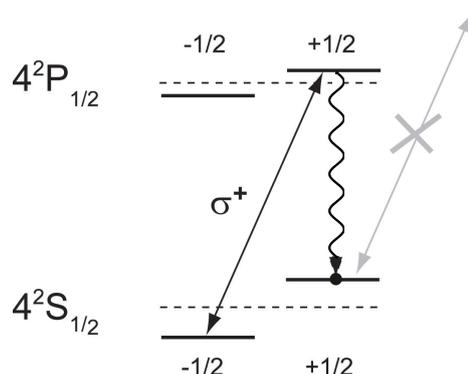


Abb. 4.13: Optisches Pumpen am Beispiel des $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ - Überganges mit σ^+ -Licht.

Die Ionen werden nur aus einem der beiden Unterzustände ins obere Niveau angeregt, welches jedoch in beide zerfallen kann. Sobald sie sich einmal im $m_j = -1/2$ Unterniveau des Grundzustandes befinden, können sie nicht mehr angeregt werden und hören auf zu fluoreszieren. Auf diese Weise „pumpt“ man Ionen optisch in ein bestimmtes Zeeman-Niveau.

Mit den eben beschriebenen Lichtstrahlen (σ^\pm , π) kann man einzelne Übergänge zwischen den Zeeman-Unterzuständen verschiedener Niveaus selektiv anregen. Um diese Lichtstrahlen am Ort des Ions zu erzeugen, muss man einerseits sichergehen, dass die Fenster der Vakuumkammer die Polarisationsrichtung der Laserstrahlen nicht verändern. Andererseits benötigt man eine in Richtung und Stärke genau definierte Magnetfeldachse, die so angeordnet ist, dass Laser senkrecht und parallel dazu eingestrahlt werden können und die so unbeeinflusst durch Störfelder ist, dass man die Aufspaltung der Zeeman-Niveaus präzise einstellen kann.

Für die hier beschriebenen Experimente zur Vorbereitung weiterer Kühlverfahren kam die für QIV und Ionentransportstudien optimierte Ionenfalle zum Einsatz, die über drei senkrecht angeordnete Magnetfeldspulenpaare verfügt. Die Eigenschaften der Fenster wurden in einem separaten Aufbau getestet. Linear polarisiertes Licht bei 397 nm kann mit einem PBS erzeugt und mit Hilfe eines $\lambda/2$ Plättchens in verschiedene Polarisationsrichtungen gedreht werden. Nachdem das Licht ein einzelnes Fenster passiert hatte, wurde die Polarisationsrichtung mit einem weiteren $\lambda/2$ Plättchen gefolgt von einem PBS analysiert.

⁹ Die Magnetfeldrichtung wird in diesem Zusammenhang auch als Quantisierungsachse bezeichnet.

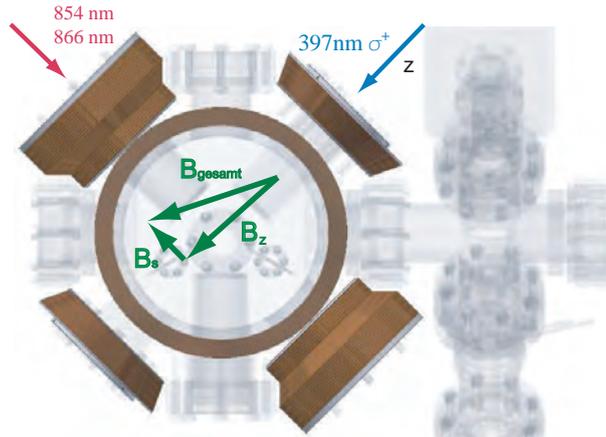


Abb. 4.14: Das Gesamtmagnetfeld \vec{B}_{gesamt} setzt sich aus dem von außen angelegten Magnetfeld \vec{B}_z und dem Störmagnetfeld \vec{B}_s zusammen. Die Komponenten von \vec{B}_s senkrecht zur z -Richtung gilt es zu kompensieren [35].

Da ihre Rotation geringer war als die Messgenauigkeit von 1° , kann man davon ausgehen, dass auch das Fenster der Vakuummesszelle die Polarisationsrichtung nicht dreht. Dasselbe Experiment wurde mit zwei zusätzlichen $\lambda/4$ Plättchen vor und hinter dem Fenster wiederholt, um auszuschließen, dass es zirkular polarisiertes Licht erzeugt. Beides wurde auch direkt an der Kammer ein weiteres Mal durchgeführt, wobei eine Rotation von $\simeq 1^\circ$ pro Fenster gefunden wurde.

In der Vakuummesszelle liegt im Allgemeinen ein Magnetfeld mit beliebiger Richtung vor. Dieses muss so kompensiert werden, dass alle unerwünschten Komponenten der Magnetfeldrichtung aufgehoben werden und nur noch ein Restfeld in Richtung des von außen angelegten Feldes \vec{B}_z übrig bleibt. Das Störfeld kommt in unserem experimentellen Aufbau im Wesentlichen durch den Permanentmagneten der Ionengetterpumpe zustande, der sich neben der Kammer befindet. Zur Kompensation verwendet man die Methode des optischen Pumpens. Strahlt man auf dem 397 nm - Übergang reines σ -Licht ein, so pumpt man die Ionen in dunkle Zustände. Das Prinzip ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Rückpumpplaser werden hierbei so eingestellt, dass sie alle Übergänge (σ^\pm und π) treiben können.

Abbildung 4.14 zeigt die Situation bei der Magnetfeldkompensation. Das Gesamtfeld in der Kammer zeigt in eine unbekannte Richtung, da es aus der Überlagerung des angelegten Magnetfeldes \vec{B}_z und des Störfeldes \vec{B}_s resultiert. Das Licht des zirkular polarisierten 397 nm - Lasers ist also zu Beginn kein reines σ -Licht und die Ionen in der Falle fluoreszieren, da sie aus allen Zeeman-Untersubniveaus angeregt werden. Erhöht man nun den Strom durch die Spulen in z -Richtung, so sinkt der relative Anteil an π -Licht im Strahl und an einem gewissen Punkt werden die Ionen dunkel. Man stellt das Magnetfeld so ein, dass dieser Punkt gerade nicht überschritten wird. Nun kann man Strom durch die beiden Spulenpaare schicken, die senkrecht zur z -Richtung orientiert sind. Erzeugt man ein Kompensationsfeld in die richtige Richtung, so wird das Störfeld reduziert und die Ionen werden

dunkel. Wenn dies geschieht, reduziert man wieder $|\vec{B}_z|$ bis die Fluoreszenz zurückkehrt. Dieses Schema wird fortgesetzt, bis man einen minimalen Wert für den Strom durch die Spulen in z -Richtung erreicht hat. Möglicherweise muss die Stromrichtung auch umgekehrt werden, wenn der z -Anteil des Störfeldes parallel zu \vec{B}_s ist. Dieser Anteil gibt einen Offset auf den Strom, der angelegt werden muss, um ein bestimmtes Magnetfeld in z -Richtung zu erhalten.

Das Magnetfeld, das eine Spule erzeugt, hängt linear vom Spulenstrom ab. Es wurde für alle Spulenpaare mit einem Magnetfeldsensor gemessen, der im gleichen Abstand vor einer der beiden Spulen außerhalb der Kammer plazierte wurde, den das Fallenzentrum innerhalb der Kammer hinter der Spule hat. Alle anderen Spulen waren während der Messung abgeschaltet. Der gefundene Wert wurde dann verdoppelt, um auch die zweite Spule des Paares zu berücksichtigen. Hierbei handelt es sich nur um eine Abschätzung des Magnetfeldes in der Falle, da die metallische Vakuumapparatur außer Acht gelassen wurde.

Linienformen

Die natürliche Linienform eines Übergangs zwischen zwei Niveaus im atomaren Spektrum ist eine Lorentzkurve. Dies kommt dadurch zustande, dass das angeregte Niveau exponentiell zerfällt. Überträgt man diese zeitliche Zerfallsfunktion mittels einer Fourier-Transformation in den Energie- bzw. Frequenzraum, so ergibt sich ein lorentzförmiges Intensitätsprofil

$$I(\omega) = I_0 \frac{\frac{2\Gamma_{\text{nat}}}{\pi}}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma_{\text{nat}}^2} \quad (4.6)$$

mit der Halbwertsbreite (FWHM¹⁰) Γ_{nat} , die der Inversen der mittleren Lebendauer des angeregten Niveaus entspricht ($\Gamma = \tau^{-1}$).

Dieses Profil kann durch verschiedene Effekte verbreitert werden. Zum einen durch die Dopplerverbreiterung, die durch eine hohe Besetzung der Schwingungszustände des Ions in der Falle zustande kommt. Können die hierdurch entstehenden Seitenbänder nicht aufgelöst werden, so ergibt sich ein Gaußförmiges Dopplerprofil mit der Halbwertsbreite $\Delta\omega_{\text{D}}$:

$$\frac{\Delta\omega_{\text{D}}}{\omega_0} = 2 \sqrt{2 \ln 2} \sqrt{\frac{k_{\text{B}} T}{m c^2}} = 7,16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (4.7)$$

Hierbei ist m die Masse eines Ions, k_{B} die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur. Wenn nur wenige Seitenbänder besetzt sind, ist die Linienform im Allgemeinen eine Faltung aus Lorentz- und Gaußkurve, die als Voigt-Profil bezeichnet wird. Aus der Breite ω_{V} dieses Profils kann man mit

$$\Delta\omega_{\text{D}} = \sqrt{\Delta\omega_{\text{V}}(\Delta\omega_{\text{V}} - \Delta\omega_{\text{nat}})} \quad (4.8)$$

in guter Näherung die Dopplerbreite bestimmen.

¹⁰ Full Width at Half Maximum

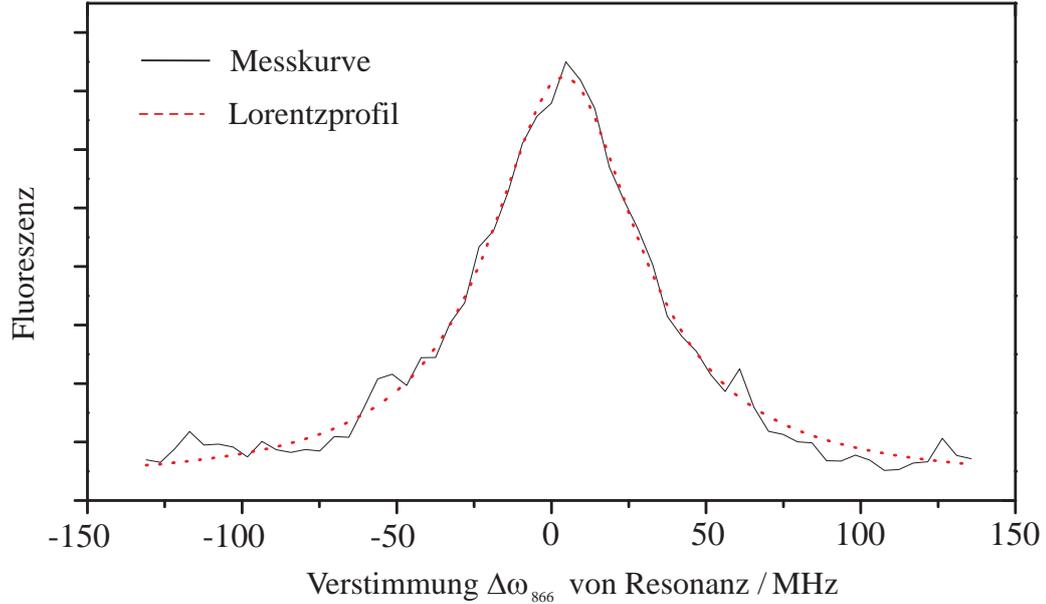


Abb. 4.15: Spektrum des $P_{1/2} \leftrightarrow D_{3/2}$ - Übergangs. Während die Frequenz des Lasers bei 397 nm konstant blieb, wurde die des Lasers bei 866 nm verstimmt. An das aufgenommene Profil wurde eine Lorentzkurve angepasst. Ihre Halbwertsbreite (FWHM) beträgt $\Delta\omega = 2\pi \cdot 58,7$ MHz. Die natürliche Linienbreite dieses Übergangs beträgt $\Gamma_{\text{nat}} = 2\pi \cdot (1,69 \pm 0,42)$ MHz. Die Messung wurde mit 4 Ionen bei einer Magnetfeldstärke von ca. 13 G und einer Sättigung von $s_{866} = 5$ und $s_{397} = 4,1$ durchgeführt.

Hohe Laserintensitäten verbreitern die Linie ebenfalls, da sie zu einer Änderung der Besetzungsdichten von Grund- und angeregtem Zustand führen, bis zu einer maximalen Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Niveaus von $1/2$. Diesen Effekt nennt man Sättigungsverbreiterung und bei der Wellenlänge λ kann die Sättigungsintensität folgendermaßen berechnet werden:

$$I_{\text{sat}} = \frac{2\pi^2 \hbar c \Gamma_{\text{nat}}}{3\lambda^3} \quad (4.9)$$

Hierbei gilt $I = s I_{\text{sat}}$ mit dem Sättigungsparameter s , der über das Verhältnis von resonanter Rabi-Frequenz Ω_0 und der natürlichen Linienbreite definiert ist¹¹:

$$s = \frac{|\Omega_0|^2}{\Gamma_{\text{nat}}^2} \quad (4.10)$$

Während bei $s < 1$ noch kohärente Dynamik zwischen Grund- und angeregtem Zustand möglich ist, findet bei $s = 1$ während der Dauer einer Rabioszillation durchschnittlich bereits ein stimulierter Zerfall statt, weshalb für viele kohärente Prozesse, wie etwa EIT-Kühlen, $s < 1$ erforderlich ist.

Die Linienbreite des Übergangs hängt wie folgt von diesem Parameter ab [49]:

$$\Gamma_{\text{sat}} = \Gamma_0 \sqrt{1 + s} \quad (4.11)$$

¹¹ In der Spektroskopie wird oft $s = \frac{2|\Omega_0|^2}{\Gamma_{\text{nat}}^2}$ definiert. Die Sättigungsintensität ist dann nur halb so groß.

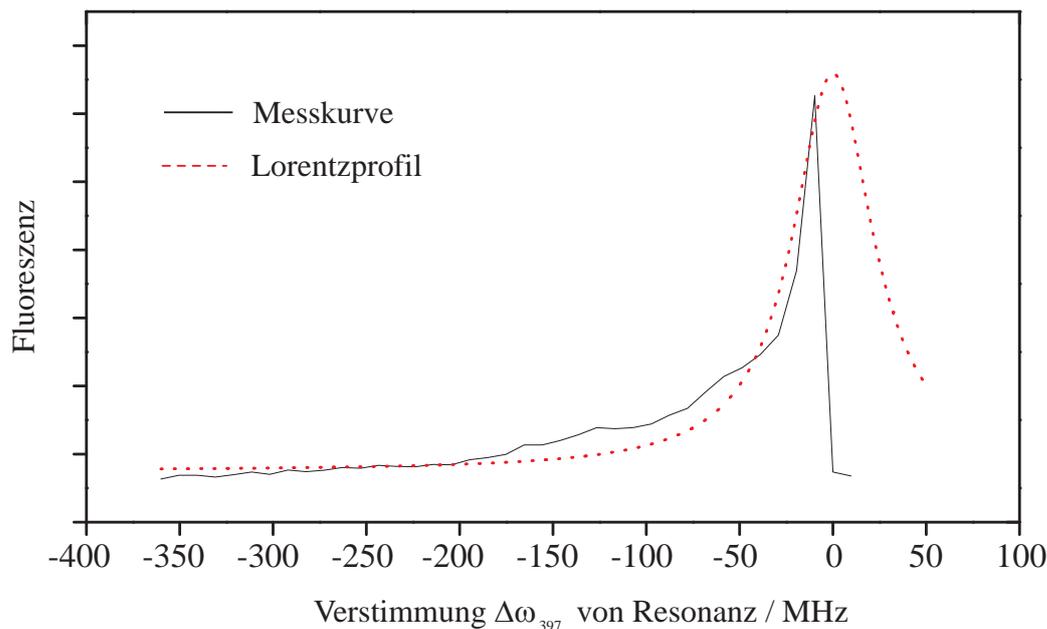


Abb. 4.16: Spektrum des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ - Übergangs. Während die Frequenz des Lasers bei 397 nm verstimmte wurde, blieb sie beim 866 nm - Laser konstant. Im Bereich der Resonanz ($\omega_L \approx \omega_{\text{Res}}$) geht das Dopplerkühlen in ein Dopplerheizen über, sodass das Profil abbricht. An die aufgenommene Fluoreszenzkurve wurde ein Lorentzprofil mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von $\Delta\omega = 2\pi \cdot 57,0$ MHz angepasst. Die natürliche Linienbreite dieses Übergangs beträgt $\Gamma_{\text{nat}} = 2\pi \cdot (22,3 \pm 5,6)$ MHz. Die Messung wurde mit 6 Ionen bei einer Magnetfeldstärke von ca. 13 G und einer Sättigung von $s_{397} = 3,5$ durchgeführt (die Sättigung s_{866} spielt hier keine Rolle).

Um diese Sättigungsverbreiterung zu minimieren, muss bei der Laserspektroskopie mit möglichst geringer Laserleistung gearbeitet werden.

Die Abbildungen 4.15 und 4.16 zeigen Scans über die Linien der beiden Laser der Λ -Konfiguration (397 nm und 866 nm) mit angepassten Lorentzkurven, um die Linienbreite abzuschätzen. Der jeweils andere Laser wurde so weit verstimmte ($\simeq 100$ MHz), dass die Dunkelresonanzen nicht mehr zu erkennen sind. Die Linienformen, die beim Durchstimmen der beiden Laser entstehen, sind unterschiedlich. Während beim Scan des Lasers bei 866 nm das volle Profil zu sehen ist, bricht es beim Kühlaser (397 nm) in der Nähe der Resonanz scharf ab. Oberhalb der Resonanz geht die Dopplerkühlung in ein Dopplerheizen über, die Ionen schwingen auf und der Ionenkristall wird wieder zu einer heißen Wolke. Daher kann nur die halbe Linie aufgenommen werden.

Ergebnisse der Dunkelresonanzmessungen

Man erhält die minimale Anzahl von vier Dunkelresonanzen, wenn die eingestrahelten Laser bei 397 nm und 866 nm nur σ^+ - und σ^- -Übergänge treiben, nicht aber die π -Übergänge [50].

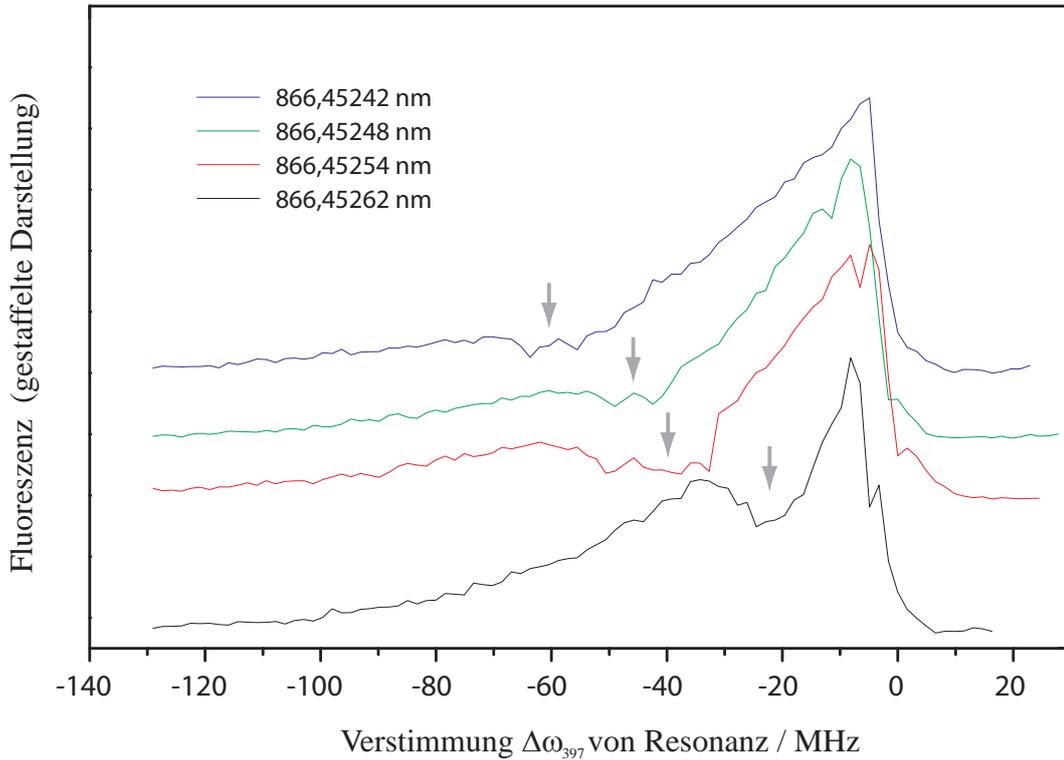


Abb. 4.17: Spektren des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ - Übergangs für vier verschiedene Verstimmungen der Laserwellenlänge bei 866 nm. Links der Resonanz ist ein Einbruch der Fluoreszenz durch Dunkelresonanzen zu erkennen (Pfeil). Diese Dunkelresonanzen verschieben sich bei größer werdender Verstimmung 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 $s_{397} = 2, 4$.

Hierbei ist außerdem gewährleistet, dass die Ionen aus allen Unterzuständen des $D_{3/2}$ - Zustandes zurückgepumpt werden. Aus diesem Grunde ist es nicht möglich, nur zwei Dunkelresonanzen zu messen, indem man beide Laser π -polarisiert einstrahlt. Bei der verwendeten Anordnung wurden die beiden Laser linear polarisiert senkrecht zur Quantisierungsachse eingestrahlt, wobei die Bedingung $\vec{E} \perp \vec{B}$ erfüllt war. Die Laser waren außerdem auf eine Linienbreite von wenigen MHz gelockt. Um den Abstand zwischen den Dunkelresonanzen zu maximieren, sollte man die Magnetfeldstärke möglichst groß wählen. Die Messungen wurden alle bei $B = 13$ G durchgeführt. Dies war die höchste Einstellung, bei der die Spulen über mehrere Stunden betrieben werden konnten, ohne sich zu stark aufzuheizen.

Die Frequenz des Lasers, der nicht durchgestimmt wird, sollte so eingestellt werden, dass die Dunkelresonanzen im steilen Teil der Resonanzlinie liegen. Bei einer Linienbreite von etwas mehr als 50 MHz bedeutet dies eine Verstimmung von ca. 25 bis 50 MHz, um die Dunkelresonanzen gut auflösen zu können. Da Doppler- und Sättigungsverbreiterung, wie oben beschrieben, das Auflösen der Dunkelresonanzen ebenfalls erschweren, sollten die Ionen möglichst gut gekühlt und die verwendeten Laserleistungen möglichst gering sein.

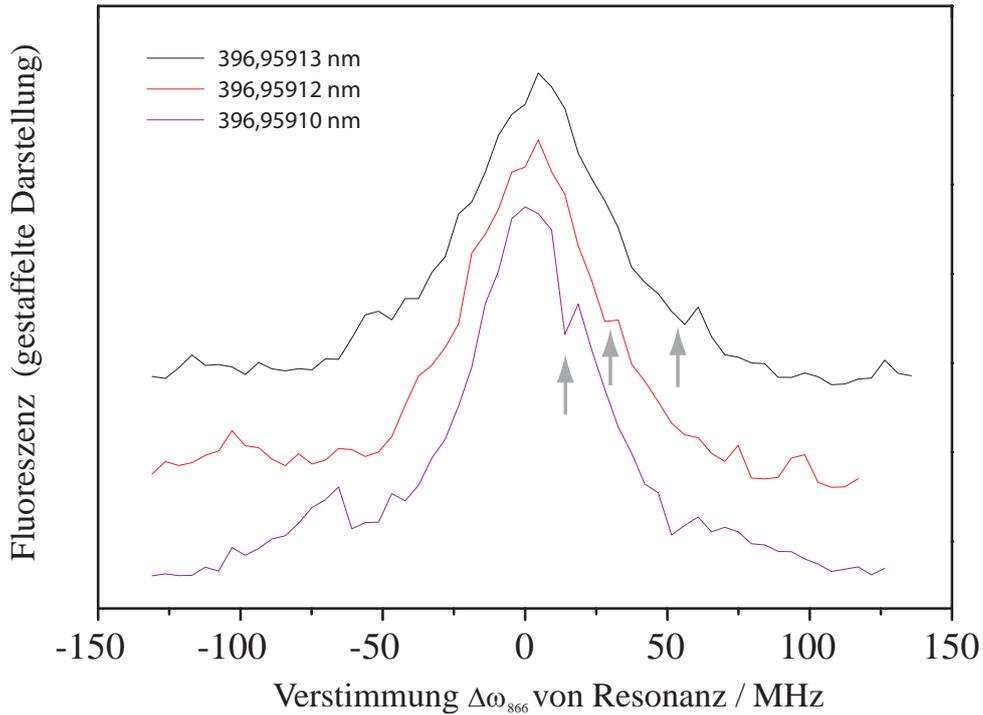


Abb. 4.18: Spektren des $P_{1/2} \leftrightarrow D_{3/2}$ - Übergangs für drei verschiedene Verstimmungen der Laserwellenlänge bei 397 nm. Rechts der Resonanz ist ein Einbruch der Fluoreszenz durch Dunkelresonanzen zu erkennen (Pfeil). Diese Dunkelresonanzen verschieben sich bei zunehmender Verstimmung 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 $s_{866} = 5$ und $s_{397} = 4, 1$.

Abbildung 4.17 zeigt Dunkelresonanzen beim Durchstimmen des Kühllasers bei 397 nm für vier unterschiedliche Verstimmungen des Rückpumpasers bei 866 nm. Beim Aufnehmen dieser Spektren muss die Wellenlänge des Rückpumpasers rot verstimmt sein, da der Kühllaser auf der blauen Seite der Resonanz die Ionen aufheizt und das Fluoreszenzsignal einbricht. In Abbildung 4.18 sind Dunkelresonanzen beim Durchstimmen des Rückpumpasers bei 866 nm zu sehen, wobei drei unterschiedliche Verstimmungen des Kühllasers bei 397 nm gewählt wurden.

Der Effekt der Sättigungsverbreiterung ist in Abbildung 4.19 zu sehen. Bei diesem Scan wurde eine zu hohe Intensität am Kühllaser eingestellt. Sowohl die Linie als auch die Dunkelresonanz ist stark verbreitert.

Auch bei geringer Laserintensität ist es uns jedoch nicht gelungen, die vier Dunkelresonanzen einzeln aufzulösen, obwohl sie bei einem Magnetfeld von 13 G Abstände von etwa 30 MHz haben sollten. Der Hauptgrund hierfür ist wahrscheinlich, dass wir die Vakuumapparatur bei der Bestimmung der Magnetfeldstärke nicht berücksichtigt haben. Das tatsächliche Magnetfeld am Ort der Ionen lag vermutlich weit unter 13 G. Außerdem können Verbreiterungseffekte durch den Rückpumpaser zur Verschmierung der einzelnen Minima

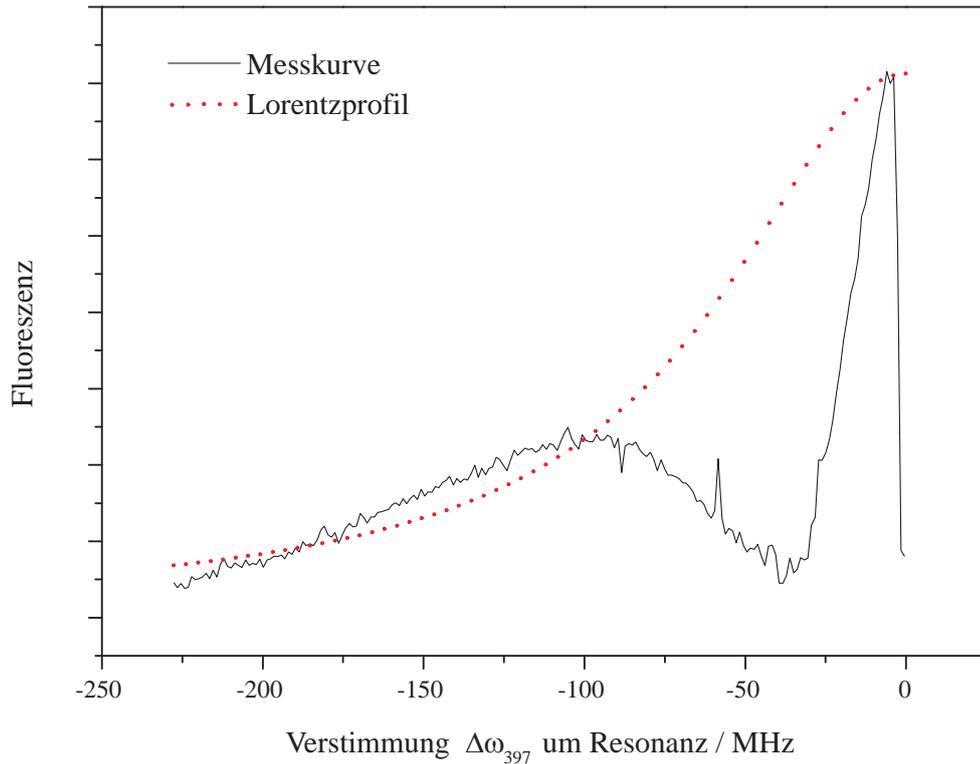


Abb. 4.19: Spektrum des $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$ - Übergangs. Die Wellenlänge des Rückpumpasers lag bei $866,45243$ nm. Die Intensität des durchgestimmten Kühllasers wurde für diese Messung nicht reduziert, sodass sowohl die Linie als auch die Dunkelresonanzen stark sättigungsverbreitert sind. Zum Vergleich wurde ein Lorentzprofil mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von $\Delta\omega = 2\pi \cdot 136,4$ MHz eingezeichnet. Die Messungen erfolgten jeweils mit 4 Ionen bei einer Magnetfeldstärke von ca. 13 G und einer Sättigung von $s_{397} = 22,8$.

geführt haben. Hier könnte eine weitere Reduzierung der Intensität hilfreich sein. Eine ungenaue Polarisationsrichtung der Laser bei 397 nm und 866 nm ist ebenfalls möglich, da ein PBS die Polarisationsrichtungen nicht exakt trennt. Dies könnte dazu geführt haben, dass statt der minimalen Anzahl von vier alle acht Dunkelresonanzen im Spektrum vorhanden waren, was das Auflösen jeder einzelnen zusätzlich erschwert hätte. Eine Lösung hierfür könnte ein zusätzlicher Polarisator für beide Wellenlängen direkt vor dem Vakuumfenster sein.

4.4 Wiegen dunkler Ionen

Auch Ionen anderer Elemente können in der Falle gefangen werden, obwohl das Lasersystem nicht für ihre Übergänge ausgelegt ist. Durch sympathetisches Kühlen, welches über die Stoßwechselwirkung mit der Hauptionenspezies (in unserem Falle $^{40}\text{Ca}^+$) geschieht, können sie ebenfalls kristallisieren, sodass gemischte Ionenkristalle entstehen. Da sie von den Lasern nicht zur Fluoreszenz angeregt werden, senden sie kein Licht aus, weshalb sie

Ionen- anzahl	Schwingungsmoden					
	COM	axial		COM	radial	
		Breathing	Wobble		Rocking	Zig-zag
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 	$\sqrt{\omega_r^2 - \omega_z^2}$ 	

Tab. 4.1: Übersicht über die axialen und radialen Schwingungsmoden von eindimensionalen Ionenkristallen mit bis zu drei identischen Ionen [35].

als dunkle Ionen oder Fremdionen bezeichnet werden. Ihre Anwesenheit ist durch deutlich sichtbare Fehlstellen im Kristall zu erkennen. Besteht der Kristall aus einem oder mehreren dunklen und einem hellen Ion, so ist dies als eine entsprechende Verschiebung des hellen Ions aus seiner Gleichgewichtsposition sichtbar. Dunkle Ionen können beispielsweise durch ein unzureichendes Vakuum in die Falle geraten. So kann in unserem Fall durch Restsauerstoff in der Kammer CaO^+ entstehen. Zur Implantation verschiedener Elemente müssen verschiedene Ionenspezies in dieselbe Falle geladen werden, sodass im Allgemeinen gewünschte und störende dunkle Ionen vorhanden sind. Zur deterministischen Implantation ausgewählter Elemente müssen diese Ionen identifiziert werden. Sie haben dieselbe Ladung, unterscheiden sich jedoch in ihrer Masse. Beim „Wiegen“ von gefangenen Ionen nutzt man daher ihre unterschiedlichen Schwingungsfrequenzen im Fallenpotential aus.

Die Schwingung der Ionen im radialen Pseudopotential bzw. im axialen statischen Potential nennt man Säkularbewegung. Die Frequenzen dieser Schwingungen werden als radiale Fallenfrequenz ω_r bzw. axiale Fallenfrequenz ω_z bezeichnet und hängen neben der Ionenladung, -masse und dem Fallenpotential von einem Geometriefaktor ab, in den die individuellen Charakteristika der jeweiligen Falle eingehen, siehe Abschnitt 3.1. Aus diesem Grund können ω_r und ω_z im Allgemeinen nur numerisch berechnet oder am Experiment gemessen werden. Zur Messung der axialen Fallenfrequenz fängt man ein einzelnes helles Ion mit der bekannten Masse m , legt an eine Elektrode, die abseits des Fallenzentrums liegt, eine Wechselspannung an und verändert deren Frequenz. Liegt diese Anregungsfrequenz in der Nähe der Fallenfrequenz, so beginnt das Ion aufzuschwingen. Dies kann mit der Kamera

direkt beobachtet werden. Im Minimum der Fluoreszenz schwingt es maximal auf und die zugehörige Anregungsfrequenz entspricht der Resonanzfrequenz ω_z . Zur Bestimmung von ω_r wendet man dasselbe Verfahren an, wobei man eine Elektrode zur Anregung auswählt, die direkt am Fallenzentrum liegt.

Für mehrere gefangenen Ionen existieren neben der gemeinsamen Schwingungsmode (COM¹² - Mode) noch weitere Schwingungsmoden, bei denen die Ionen gegenphasige Schwingungen ausführen. Die erste ist die Atmungsmode (breathingmode), die zweite wird als ägyptische Mode (rocking mode) bezeichnet. Für kleine Ionenzahlen können die Frequenzen dieser Schwingungen analytisch in Abhängigkeit von ω_r und ω_z berechnet werden. Sie sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Für einen Kristall aus zwei einfach geladenen Ionen und verschiedenen Massen gilt für die Schwingungsfrequenz der Grundmode (COM) ω_- und der Atmungsmode ω_+ [51]:

$$\omega_{+/-}^2 = \left[(1 + \mu) \pm \sqrt{1 - \mu + \mu^2} \right] \omega_z^2 \quad (4.12)$$

Hierbei ist $\mu = m/m_x$ und ω_z wieder die axiale Schwingungsfrequenz eines einzelnen Ions mit der bekannten Masse m und der zu bestimmenden Masse m_x . Ähnliche Formeln existieren für größere Ionenkristalle, wobei man hier zunächst die Gleichgewichtspositionen der Ionen berechnen muss [51]. Mit diesen Gleichungen können aus den gemessenen Schwingungsfrequenzen gemischter Ionenkristalle Rückschlüsse auf die Masse der dunklen Ionen im Kristall gezogen werden. Somit hat man ein Kriterium, ob ein Ion in der Falle auch wirklich zu der Spezies gehört, die zur Implantation vorgesehen ist. Dieses Ion kann dann vom Kalzium getrennt und einzeln aus der Falle extrahiert werden. Experimente zum Trennen von Ionenketten werden in unserem Institut ebenfalls durchgeführt.

4.5 Kompensation der Mikrobewegung

Als Mikrobewegung bezeichnet man die Schwingung der Ionen mit der eingestrahlen Radiofrequenz (vgl. Abschnitt 3.1). Ihre Amplitude hängt dabei linear von der Auslenkung aus dem Minimum des Pseudopotentials ab. Diese Auslenkung kommt dadurch zustande, dass die Ionen im allgemeinen nicht im RF-Minimum gefangen werden, sondern durch leichte Asymmetrien im Fallenaufbau sowie Ladungen auf den dielektrischen Elementen (sog. patch-Ladungen) etwas davon entfernt, wodurch sie dann das Wechselfeld der Falle spüren. Diese Schwingung ist für die Messungen an den Ionen nachteilhaft, da sie eine Verbreiterung der Spektrallinien durch Mikrobewegungsseitenbänder verursacht und dadurch außerdem das Kühlen in den Schwingungsgrundzustand erschwert.

¹² Center Of Mass

4.5.1 Kompensationsmethoden

Um die Mikrobewegung zu kompensieren, muss man die Ionen mit statischen elektrischen Feldern in das Minimum der Radiofrequenz schieben. Zu diesem Zweck sind neben den Fallenchips der für QIV- und Transportexperimente optimierten Falle zwei Kompensationselektroden angebracht (Abb. 4.20). Über die Differenz der Spannungen auf diesen Elektroden können die Ionen in vertikaler, über die Summe in horizontaler Richtung verschoben werden. Die Kompensation erfolgt in zwei Schritten: Zunächst wird mit Hilfe der Kamera eine Grobeinstellung vorgenommen, um dann anschließend mittels einer Korrelationsmessung die Feineinstellung durchführen zu können.

Zunächst wird die Leistung der Radiofrequenz erhöht. Da das Potential nun steiler ist, bewegen sich die Ionen in Richtung des RF-Minimums. Diese Veränderung wird mit der Kamera beobachtet und die neue Lage der Ionen mit dem Cursor am Bildschirm markiert. Nachdem man die Radiofrequenz wieder abgeschwächt hat, stellt man die Spannungen an den Kompensationselektroden so ein, dass die Ionen sich wieder an der markierten Position befinden. Die Einstellung ist optimal, wenn sich der Ionenkristall beim Verändern der Radiofrequenzleistung nicht mehr verschiebt. Diese Einstellung ist allerdings noch ungenau, da man kleine Verschiebungen der Ionen nicht sehen kann. Außerdem ist es aufgrund der Empfindlichkeit der elektronischen Bauteile nicht möglich, die Radiofrequenzleistung beliebig zu steigern. Dieser Methode kann man also nur Startwerte für die eigentliche Kompensation entnehmen.

Zur Feineinstellung in horizontaler Richtung wird der Laser (397 nm) nur horizontal eingestrahlt und die Differenz der beiden Kompensationsspannungen bei konstanter Summe verändert. Zur Einstellung in vertikaler Richtung verändert man nur die Summe bei konstanter Differenz, wobei der Laser bei 397 nm vertikal eingestrahlt wird.

Die genaue Einstellung erfolgt mit Hilfe von zwei Methoden. Zum einen kann man die Breite der Fluoreszenzlinie als Maß für die Kompensation verwenden, da diese durch die Besetzung von Mikrobewegungsseitenbändern verbreitert wird. Hierbei muss man darauf achten, dass zusätzliche Veränderungen der Linie durch Doppler- oder Sättigungsverbreiterungen möglichst gering sind. In unserem Fall erfolgte die genaue Einstellung der Kompensation über eine Korrelationsmessung mit dem Photomultiplier (PMT), der für diese Messung die Kamera ersetzte. Das Prinzip ist das Folgende: Wenn die Ionen mit der Radiofrequenz schwingen, haben sie ein sinusförmiges Geschwindigkeitsprofil. Da die Schwingung

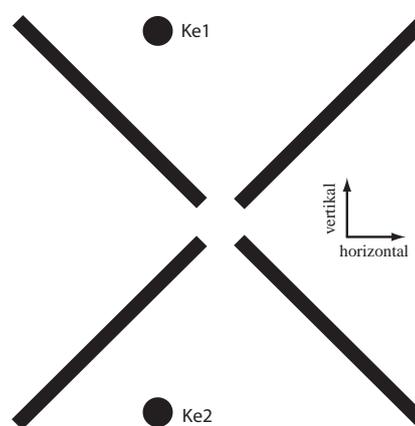


Abb. 4.20: Axialer Blick auf die Falle mit Kompensationselektroden Ke1, Ke2

in Einstrahlrichtung des Lasers erfolgt (Abb. 4.21), ist die Fluoreszenzlinie geschwindigkeitsabhängig dopplerverbreitert. Die Ionen senden also geschwindigkeits- und damit wegen der Schwingung zeitabhängig mehr oder weniger Photonen aus. Die Frage nach der Güte der Kompensation ist also äquivalent zur Frage nach der mit der Radiofrequenz periodischen Zeitabhängigkeit der Fluoreszenz.

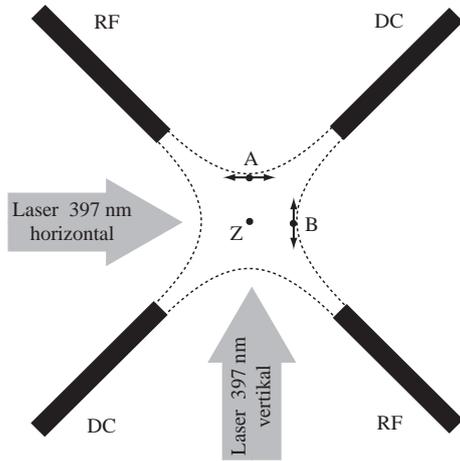


Abb. 4.21: Z: Fallenzentrum; A, B: Schwingungsrichtungen; gestrichelte Kurven: Feldlinien

Die Messung besteht nun im Erstellen einer Statistik darüber, wieviel Zeit zwischen der Detektion eines Photons am PMT und einem festgelegten Phasenpunkt der RF-Schwingung vergeht, das heißt, zu welchen Zeiten bezüglich der Radiofrequenz wie viele Photonen detektiert werden. Wenn keine Korrelation zwischen der Phase der Radiofrequenz und der Aussendehäufigkeit der Photonen vorhanden ist, so liefert die Statistik eine Gleichverteilung. Dies ist der angestrebte Zustand. Andernfalls ist bei schlechter Kompensation die dopplerverbreiterte Fluoreszenzlinie teilweise oder ganz zu sehen, beziehungsweise im besser kompensierten Fall das sinusförmige Schwingungsprofil. Vor der Messung stellt man die Frequenz des 397 nm - Lasers so ein, dass die Fluoreszenz dem halben Maximalwert entspricht. Hier ist die Flanke der Fluoreszenzkurve am steilsten und daher der Effekt am größten. Der Messaufbau ist in Abbildung 4.22 schematisch dargestellt.

Ein Intervall-Counter zählt pro Messung 10.000 mal die Zeit zwischen dem Start-Signal, das vom PMT kommt und dem Stop-Signal, das einem bestimmten Phasenwert der RF-Spannung entspricht. Er ordnet diese Zeiten in ein Histogramm ein, das er an den PC

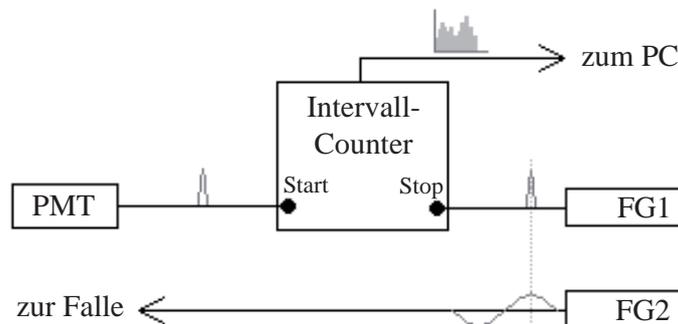


Abb. 4.22: Aufbau zur Korrelationsmessung. Sobald ein gestreutes Photon des Kühlüberganges am Photomultiplier registriert wird, beginnt der Time-Interval-Counter die Zeit zu messen. Ein Punkt auf der Flanke des Radiofrequenzsignals dient als Stoppsignal. Die gemessenen Zeiten werden mit dem Computer in Form eines Histogramms dargestellt.

übermittelt. In unserem Falle sind dies 211 Balken (bins) mit einer Breite von 0,8 ns. Den Start-Trigger erhält der Counter vom Photomultiplier. Die beiden Frequenzgeneratoren¹³, FG1 und FG2, arbeiten phasenstarr. FG1 dient als Stop-Trigger für den Intervall-Counter, während FG2 die Falle mit der Radiofrequenz ($\omega_{\text{RF}} = 2\pi \cdot 11,81 \text{ MHz}$) versorgt. FG2 triggert mit $0,5\omega_{\text{RF}}$, sodass unser Histogramm zwei Schwingungsperioden umfasst.

4.5.2 Ergebnisse der Korrelationsmessungen

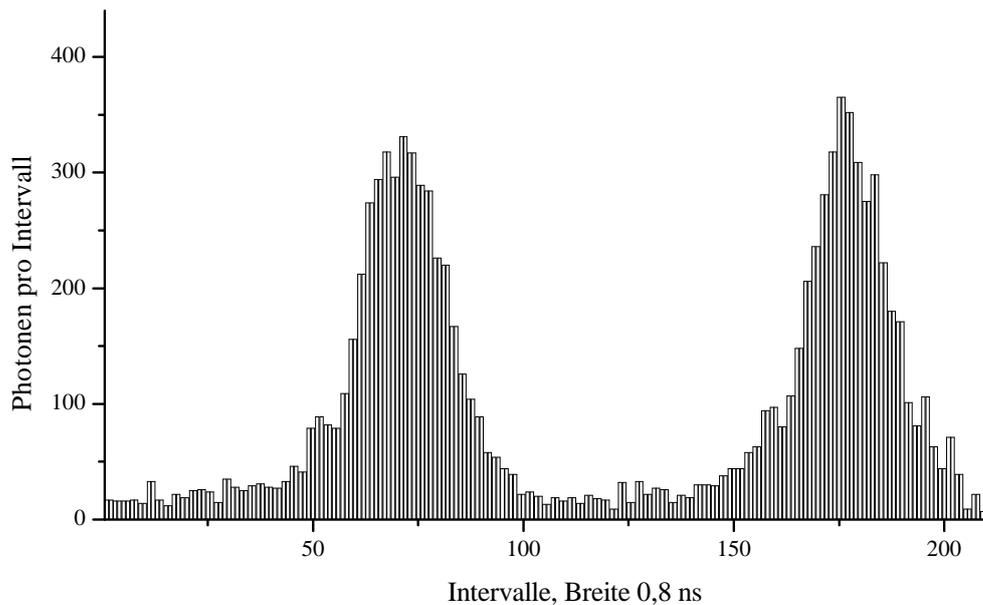


Abb. 4.23: Histogramm ohne Kompensation. Die Schwingung der Ionen hat eine so große Amplitude, dass sie aufgrund der Dopplerverschiebung über die gesamte Fluoreszenzlinie fahren.

In Abbildung 4.23 sieht man das Ergebnis der Messung in horizontaler Richtung, bevor die Kompensation durchgeführt wurde (beide Kompensationselektroden auf 0 V). Es ist deutlich das Profil der Fluoreszenz zu erkennen. Die Ionen schwingen so stark mit der Radiofrequenz, dass sie dabei mit ihrem Geschwindigkeitsverlauf über die gesamte Fluoreszenzlinie fahren. Nun wurde die Differenz der Spannungen verändert und dabei die Änderung des Histogramms verfolgt. In der Nähe der optimalen Kompensation verschwimmen die Fluoreszenzprofile, wie in Abbildung 4.24 zu erkennen. Es ist nur noch ein mit dem Sinus der Radiofrequenz schwingender Verlauf zu sehen.

Wenn man über die optimale Kompensation hinaus geht, so schiebt man die Ionen auf der anderen Seite wieder aus dem RF-Minimum heraus und es ergibt sich eine Schwingung, die zur vorigen gegenphasig ist (Abb. 4.25). Um den optimalen Fall genau zu bestimmen, nutzt man diesen Phasensprung zwischen Über- und Unterkompensation. Man passt an die Daten eine Sinuskurve an ($y = y_0 + A \sin(\Omega t + \phi)$), deren Kreisfrequenz Ω sich aus

¹³ Rohde&Schwarz SML 01

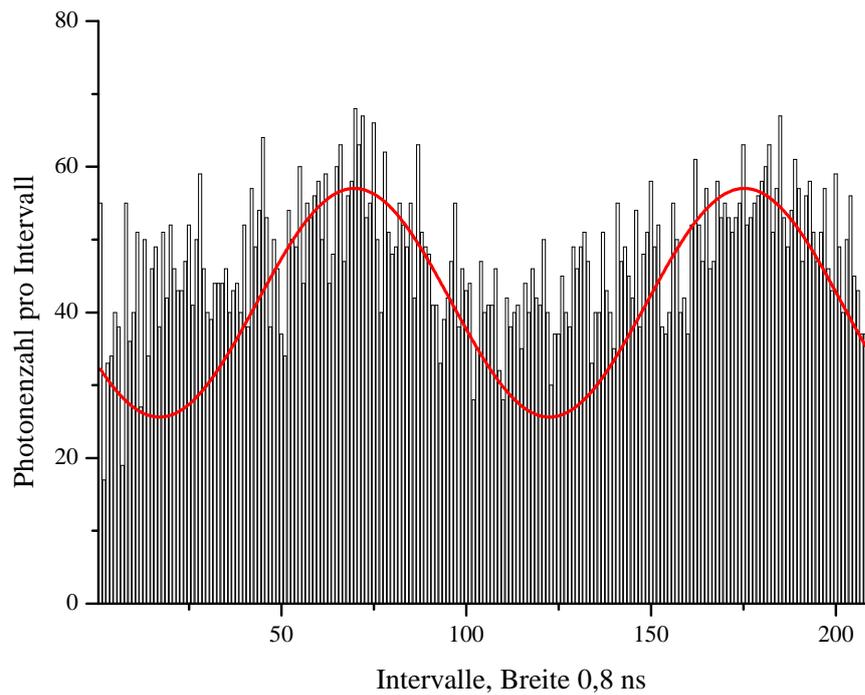


Abb. 4.24: Histogramm mit Kompensation. Da an der steilen Flanke der Spektrallinie die Fluoreszenz annähernd linear von der Verstimmung gegenüber der Resonanzfrequenz abhängt, entspricht das Profil des Histogramms der RF-Sinusschwingung. Daher ist eine Sinuskurve an das Histogramm angepasst.

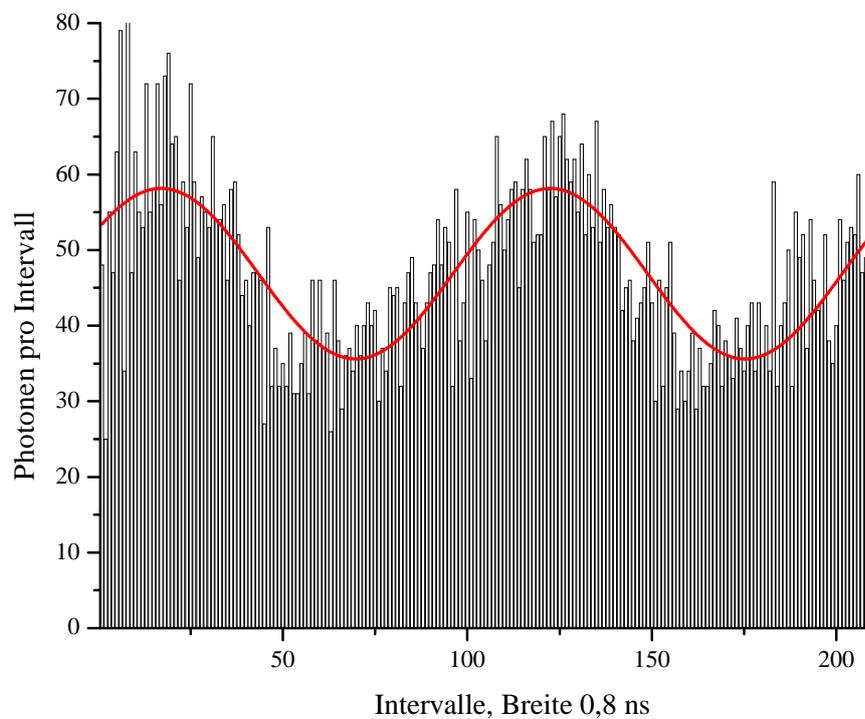


Abb. 4.25: Histogramm mit Überkompensation. Die Phase der Schwingung ist um 180° gesprungen.

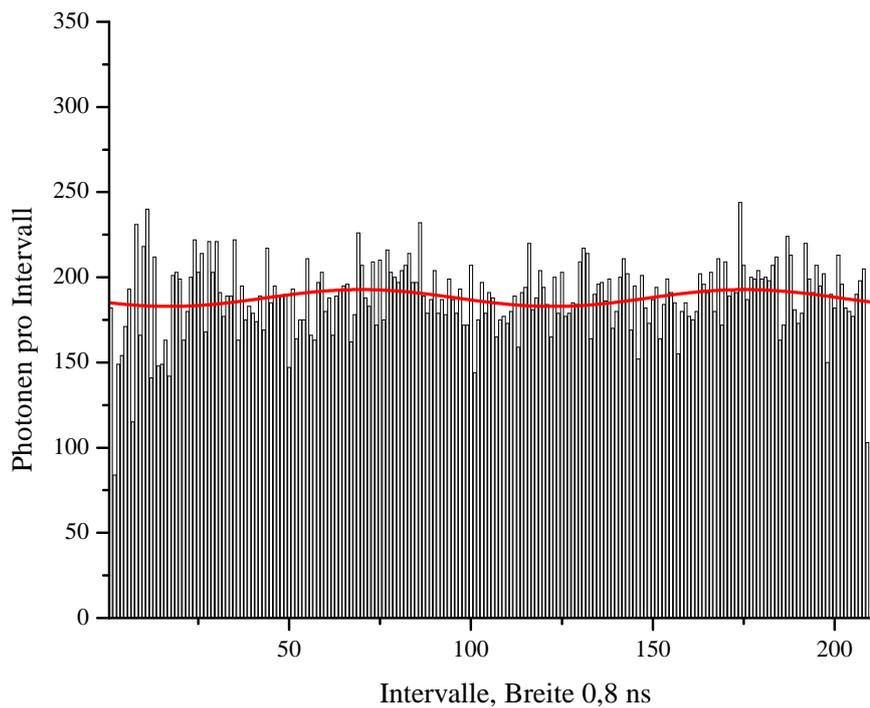


Abb. 4.26: Histogramm mit guter Kompensation, die Photonenhäufigkeit ist über die Zeit annähernd gleichverteilt. Dieses Histogramm ist aus vier Messungen aufgebaut, weshalb die Summe der Counts nicht mit denen der vorherigen Abbildungen übereinstimmt.

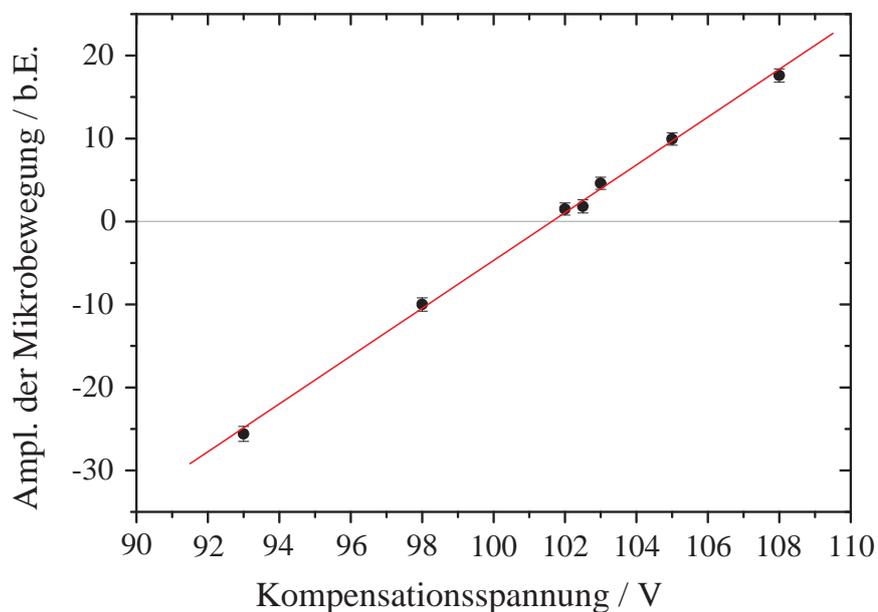


Abb. 4.27: Amplitude der Mikrobewegung in Abhängigkeit der angelegten Kompensationsspannungsdifferenz. Der Nulldurchgang der Ausgleichsgerade liegt bei etwa 101,5 V. Dies entspricht der optimalen Einstellung.

der Anzahl der Intervalle ergibt: $\Omega = 2\pi/T = 4\pi/2T = 4\pi/211 = 0,55905\text{s}^{-1}$. Um die Kompensationseinstellung mit anderen vergleichen zu können, behält man die gefundene Phase ϕ bei und lässt lediglich die Amplitude A und y_0 variabel (Abb. 4.25). So kann man auch bei geringer Amplitude aus dem Vorzeichen von A noch ablesen, in welche Richtung die Spannung verändert werden muss. Im gut kompensierten Fall ist das Histogramm annähernd gleichverteilt ($A = 0$), wie in Abbildung 4.26 zu sehen. Man kann erkennen, dass das Schwingungsprofil praktisch verschwunden ist. Trägt man A gegen die angelegte Kompensationsspannung auf, so ergibt sich aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen Auslenkung und Mikrobewegungsamplitude eine Gerade (Abb. 4.27). Der Nulldurchgang ($A = 0$) entspricht der optimalen Kompensation. Mit dieser Methode konnten wir die Spannungen auf $0,5 \text{ V}$ genau einstellen, wobei die Ablesegenauigkeit an den Multimetern bei etwa 1% lag.

Die optimale Kompensationsspannung wurde über einen Zeitraum von 187 Betriebsstunden (verteilt auf 77 Tage) beobachtet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Die Spannung ändert sich von Tag zu Tag nur geringfügig. Durch den Betrieb des Kalziumofens entstehen auf der Falle dielektrische Ablagerungen aus Kalziumnitrid oder -oxid. Auf ihnen können sich Ladungen halten, die die Eigenschaften der Falle verändern, sodass die Ionen durch stärkere Kompensationsspannungen wieder ins Fallenzentrum geschoben werden müssen.

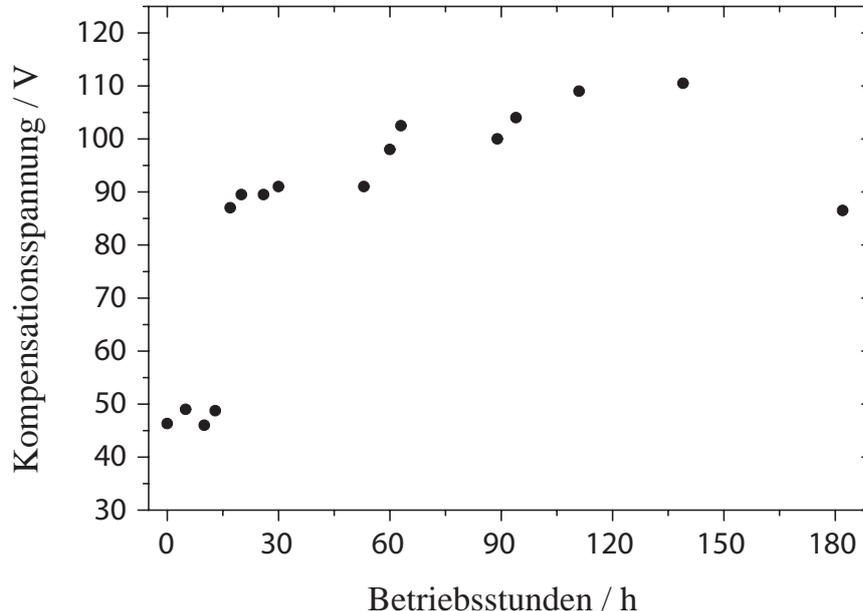


Abb. 4.28: Veränderung der Kompensationsspannungswerte durch Ablagerungen auf den Fallenchips. Der Spannungssprung nach 13 Betriebsstunden trat nach einer Stromabschaltung im Gebäude auf. Der Abfall der Kompensationsspannung bei 182 Betriebsstunden kommt durch eine experimentelle Pause von mehreren Wochen zustande, in der ein Teil der Ablagerungen wieder abgedampft ist.

5. AUFBAU ZUR IONENEXTRAKTION

Um den Mechanismus der deterministischen Extraktion einzelner Ionen aus der Falle zu entwickeln, wurde an die Vakuumkammer eine weitere Kammer angeflanscht (vgl. Abb. 3.7), in der sich ein Detektor befindet. Mit dem Detektor kann man die extrahierten Ionen nachweisen und hat dadurch ein Maß für den Erfolg der Extraktionsprozesse zur Hand. In diesem Kapitel soll der Aufbau und das Prinzip der Extraktion und Detektion der Ionen beschrieben werden.

5.1 Der Extraktionsmechanismus

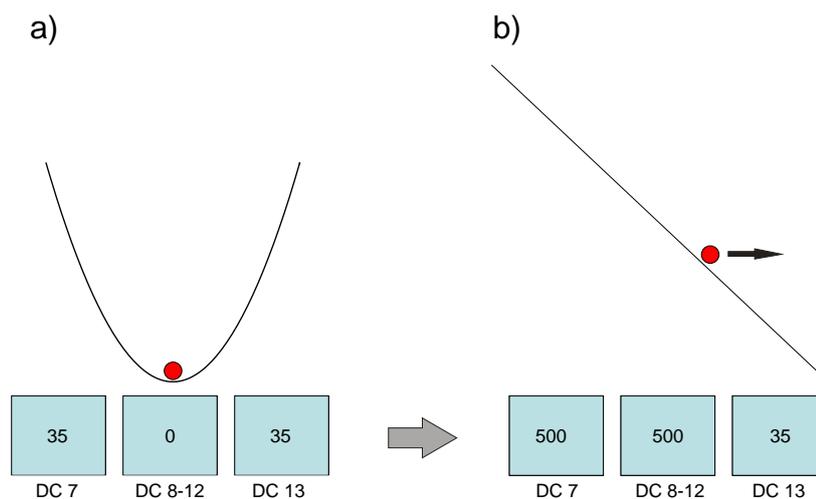


Abb. 5.1: Schematische Darstellung des verwendeten Extraktionsschemas. Die Ionen werden in einem Potentialtopf bei 0 V gefangen (a). Durch schnelles Anlegen einer Hochspannung an zwei Elektroden werden die Ionen aus der Falle geschossen (b). Da das Potential asymmetrisch um das Fallenzentrum hochgeschaltet wird, sitzen die Ionen auf einer Potentialflanke und erhalten nur einen Teil der Hochspannung als kinetische Energie. Die mittlere Elektrode im Bild stellt die DC-Segmente 8 bis 12 im Experiment dar (vgl. Abb. 3.5).

Zur Extraktion der Ionen aus der Falle gibt es zwei Ansätze. Für die Experimente zu dieser Arbeit wurde ein Extraktionsmechanismus verwendet, bei dem die Ionen durch schnelles Einschalten einer Hochspannung beschleunigt werden. Sie werden hierbei zunächst in der üblichen Spannungsanordnung gefangen und befinden sich daher bei der DC-Elektrode mit

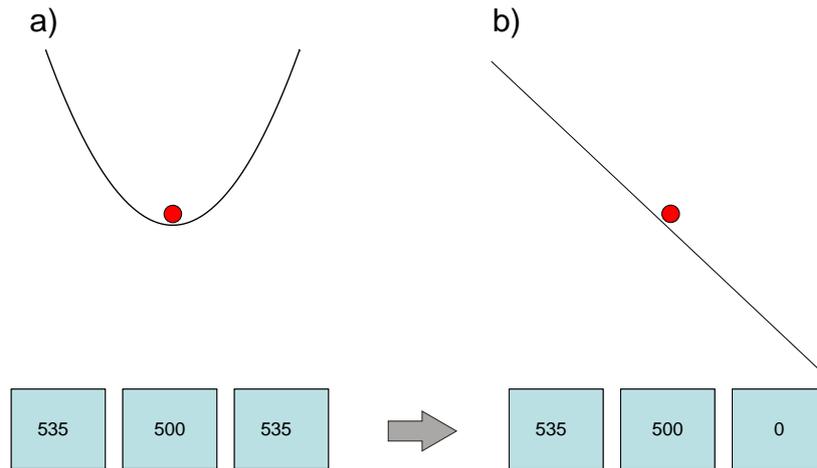


Abb. 5.2: Ein weiterer möglicher Ansatz zur Ionenextraktion. Die Ionen werden in dem von den Elektroden (unten im Bild) erzeugten Potential gefangen, das mit einem Offset (hier 500V) versehen ist (a). Der Potentialtopf wird dann durch schnelles Abschalten der rechten Elektrode geöffnet (b), sodass den Ionen die gesamte Offsetspannung als kinetische Energie übertragen wird.

der Nummer 10 (vgl. Abb. 3.5), die in der Mitte des axialen Potentialtopfes liegt. Zur Extraktion schaltet man die Elektroden 9 und 10 gleichzeitig auf eine Extraktionsspannung von mehreren hundert Volt. Dadurch werden die Ionen durch den hinter ihnen aufgestiegenen Potentialwall nach vorne gedrückt und so aus der Falle geschossen. Das verwendete Extraktionsschema ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass die Ionen bei niedrigen Spannungen gefangen werden, was die Falle leichter handhabbar macht. Die Extraktionsspannung wird jedoch nicht voll auf die Ionen übertragen, sodass es schwierig ist, hohe kinetische Energien zu erreichen.

Der zweite Ansatz beruht darauf, das axiale Fallenpotential mit einem Offset von mehreren hundert Volt zu versehen (Abb. 5.2a). Dies kann man erreichen, indem man die Ionen entweder direkt in der hochgelegten Falle fängt oder die Offsetspannung nach dem Fangen bei der üblichen Spannungsconfiguration (Abb. 5.1a) langsam hochrampt. Durch schnelles Abschalten der Spannung an der entsprechenden Elektrode kann man dann eine Seite des axialen Potentialtopfes öffnen. Die Ionen bewegen sich in axialer Richtung den Potentialberg hinab, der durch den Spannungsoffset entstanden ist, und werden dadurch beschleunigt (Abb. 5.2b). Durch den Potentialoffset sind große Extraktionsenergien möglich, allerdings entstehen durch die hohen Spannungen auf den Elektroden leichter Aufladungen im Dielektrikum des Fallenchips, wodurch die Falle instabil werden kann. Es ist geplant, auch diese Methode in unserer Falle zu implementieren.

Für beide Extraktionsschemata ist es wichtig, hohe Spannungen schnell schalten zu können. Für unsere Experimente verwenden wir zwei Schalter¹, die nach dem Push-Pull-

¹ Behlke HTS 41-06-GSM

Prinzip Spannungen bis zu 4 kV in etwa 20 ns ein- und ausschalten können. Die Ansteuerung erfolgt mit einem TTL-Signal, das vom PC ausgegeben wird. Dieses Signal triggert außerdem das Oszilloskop², auf dem das Detektorsignal³ registriert wird. Die Hochspannung wird von einem Netzteil⁴ zur Verfügung gestellt, das über einen CAN-Bus Controller ebenfalls vom PC aus angesteuert wird (Abb. 5.3).

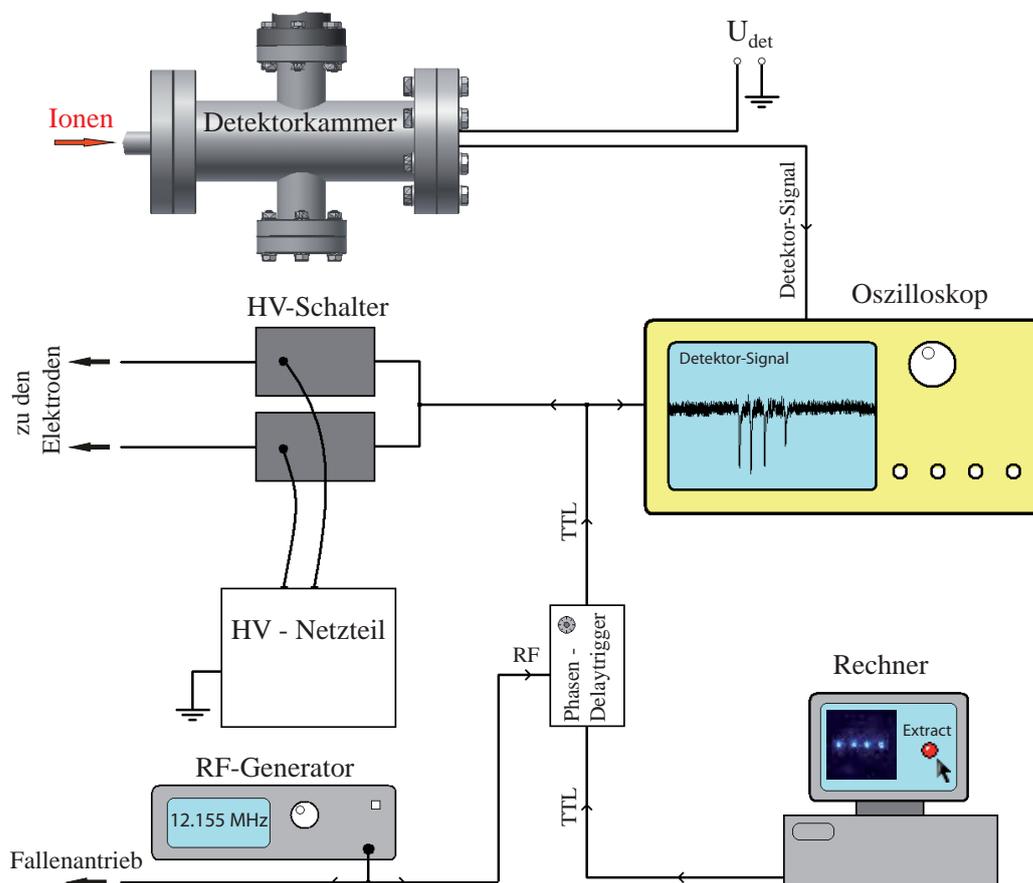


Abb. 5.3: Schematische Zeichnung des experimentellen Aufbaus zur Detektion extrahierter Ionen: Die gefangenen Ionen werden über das Kamerabild auf dem Rechner beobachtet. Ein manueller Aufruf startet die Extraktion und das TTL-Signal aus dem Rechner wird von einem Delaytrigger (siehe Abschnitt 5.3) mit der Radiofrequenz für das Fallenpotential synchronisiert. Das so verzögerte TTL-Signal triggert zum einen die Schalter, welche die Hochspannung an die beiden Extraktionselektroden anlegen. Zum anderen wird dadurch auch das Oszilloskop getriggert, das das Detektorsignal aufzeichnet. Mit einer Zeitverzögerung, die der Flugzeit der Ionen in die Detektorkammer (roter Pfeil) entspricht, werden die Signale der einzelnen Ionen registriert. Der Abstand zwischen Fallenzentrum und Detektor beträgt 24,7 cm.

² Agilent infiniium 54832 D MSO

³ siehe Kap. 5.2.2

⁴ iseg EHQ 8210p-F

5.2 Der Detektor

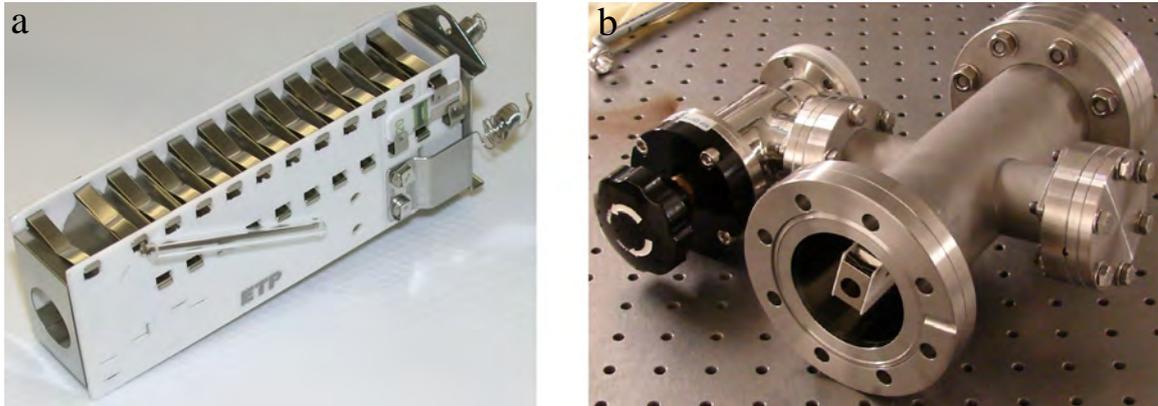


Abb. 5.4: Photo des Detektors im Lieferzustand (a, Quelle: Hersteller) und eingebaut in die Detektorkammer (b).

In diesem Kapitel soll der verwendete Detektor⁵ vorgestellt werden. Es handelt sich um einen Sekundärelektronenvervielfacher, der für die Detektion positiv geladener Teilchen ausgelegt ist. Seine Quanteneffizienz liegt laut Hersteller bei 70-80%. In Abbildung 5.4 sind zwei Photos zu sehen, wobei 5.4a den Detektor im Lieferzustand zeigt. Er wurde zum Einbau an den Haltebügeln, die an seiner Unterseite zu erkennen sind, mit Hilfe von zwei Gewindestangen an einer Vakuumdurchführung befestigt, um ihn mit variablem Abstand von der Öffnung der Detektorkammer montieren zu können. Für die Experimente zu dieser Arbeit wurde er so nahe wie möglich an der Öffnung plaziert (Abb. 5.4b).

5.2.1 Aufbau und Funktion des Detektors

Abbildung 5.5 zeigt eine 3D-Konstruktionszeichnung des Detektors. Er besteht aus einer geradeten Lochmaske, hinter der sich seitlich versetzt ein gebogenes Metallplättchen, die erste Dynode, befindet. Sie ist über einen Draht mit der Vakuumdurchführung verbunden, sodass man sie auf negative Hochspannung (U_{det}) legen kann. Die erste Dynode ist über einen Widerstand von $1,94\text{ M}\Omega$ mit der zweiten, ihr gegenüberliegenden Dynode verbunden. Diese ist die erste einer Dynodenkaskade aus insgesamt zwanzig im Zickzack angeordneten Dynoden, wobei jede mit der nachfolgenden über einen Widerstand von $1,33\text{ M}\Omega$ verbunden ist und die letzte auf Masse liegt. Für eine Spannung von $U_{det} = -2\text{ kV}$ an der ersten Dynode, die für die hier beschriebenen Experimente verwendet wurde, liegt die zweite auf -1862 V und bei jeder weiteren sinkt die Spannung um $-93,1\text{ V}$. Positive Teilchen, die durch die Lochmaske in den Detektor fliegen, werden mit U_{det} auf die erste Dynode beschleunigt und schlagen dort Sekundärelektronen aus. Diese werden mit der Differenzspannung von 138 V auf die zweite Dynode beschleunigt, wo sie weitere ausschlagen. Dies setzt sich über

⁵ Hersteller: ETP, Modell: 14553, www.etpsci.com

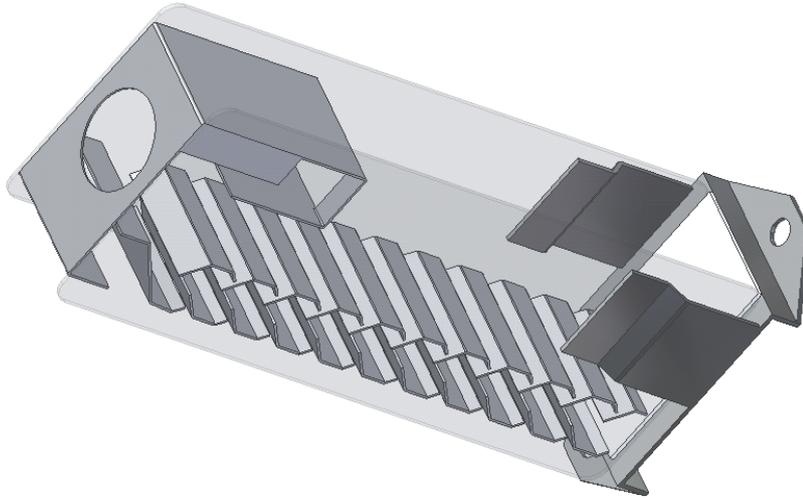


Abb. 5.5: Konstruktionszeichnung des Detektors ohne Verdrahtung und Widerstände. Die Seitenflächen sind durchsichtig dargestellt, sodass im Inneren die Dynodenkaskade zu erkennen ist.

die Dynodenkaskade fort, welche die Anzahl der Sekundärelektronen vervielfacht, bis sie schließlich auf die letzte, geerdete Dynode treffen und abfließen. Hier wird das Detektor-signal abgegriffen und ebenfalls über einen Draht durch die Vakuumdurchführung nach außen geleitet. Eine eintreffende Elektronenwolke erzeugt einen negativen Spannungspuls, der mit dem Oszilloskop registriert werden kann. Die Verstärkung des von einem Ion erzeugten Signals, der sogenannte Gain, hängt von der angelegten Spannung ab, da stärker beschleunigte Elektronen auch mehr weitere ausschlagen. Für die von uns angelegten 2 kV beträgt der Gain etwa $5 \cdot 10^5$ (Herstellerangabe). Dieser Wert sinkt mit der Betriebszeit des Detektors, da die Schichten auf den Dynoden durch Gebrauch altern. Dies kann bei einem älteren Gerät durch eine Erhöhung von U_{det} kompensiert werden. Die Alterung des Gerätes wird außerdem durch Kontakt mit der Atmosphäre beschleunigt, weshalb man es nicht an Luft lagern sollte. Ein Detektor, der zwei Jahre an Luft liegt, ist bereits unbrauchbar.

5.2.2 Vorversuche zur Einzelionendetektion

Die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen wurden in einem vom Hauptexperiment unabhängigen Testaufbau durchgeführt, bei dem der Detektor und ein Kalzium-Ofen direkt im Verteilerkreuz eines Turbomolekularpumpstandes eingebaut waren. Zur Ionisation wurde der gepulste Laser bei 355 nm verwendet. Das Ziel dieser Messungen war es, den Detektor zu testen und die zeitliche Genauigkeit zu bestimmen, mit der zwei Ionen getrennt aufgelöst werden können.

Die Signale, die von einzelnen Ionen erzeugt werden, wenn sie in den Detektor fliegen, haben eine charakteristische Form, im Folgenden als „Dip“ bezeichnet. Wenn die Sekundärelektronen auf die letzte Dynode treffen, laden sie diese auf. Dies kann als schnelles

Absinken der am Oszilloskop gemessenen Spannung beobachtet werden. Die Ladung fließt anschließend wieder ab, was sich in einer weniger steilen Entladekurve ausdrückt. Diese kapazitive Eigenschaft der Elektrode wurde verwendet, um die Ionensignale nachzubilden:

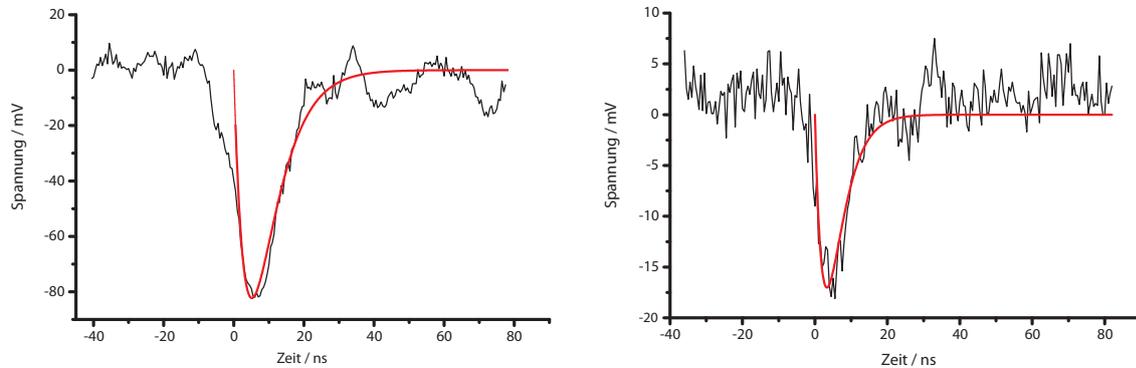
$$U(t) = -U_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{R_1 C}}\right) e^{-\frac{t}{R_2 C}} \quad (5.1)$$

Diese Gleichung beschreibt einen Kondensator mit der Kapazität C , der von einer negativen Spannung über den Widerstand R_1 geladen wird, während er sich zugleich über den Widerstand R_2 entlädt. Der Vorfaktor U_0 ist eine positive Skalierungskonstante mit der Einheit Volt. Das Minimum der Kurve liegt bei $t = CR_1 \ln(R_2/R_1 + 1)$. In den folgenden Beispielen wurde $R_2 = 50 \Omega$ fest gewählt, was dem Abschlusswiderstand des Oszilloskops entspricht. Die anderen Parameter wurden an die aufgenommenen Signale angepasst. Die Signale einzelner Ionen weisen eine unterschiedliche Tiefe auf. Diese entspricht der Verstärkung des Signals und ihre Schwankung könnten durch Fluktuationen in der Anzahl der ausgeschlagenen Elektronen begründet liegen. Für die Analyse wurde ein typischer, sowie ein besonders kleiner und ein besonders großer Dip ausgewählt, um eventuelle Unterschiede in den Parametern gut erkennen zu können. Außerdem wurde die Breite der Dips (FWHM) ausgemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.6 zusammengefasst.

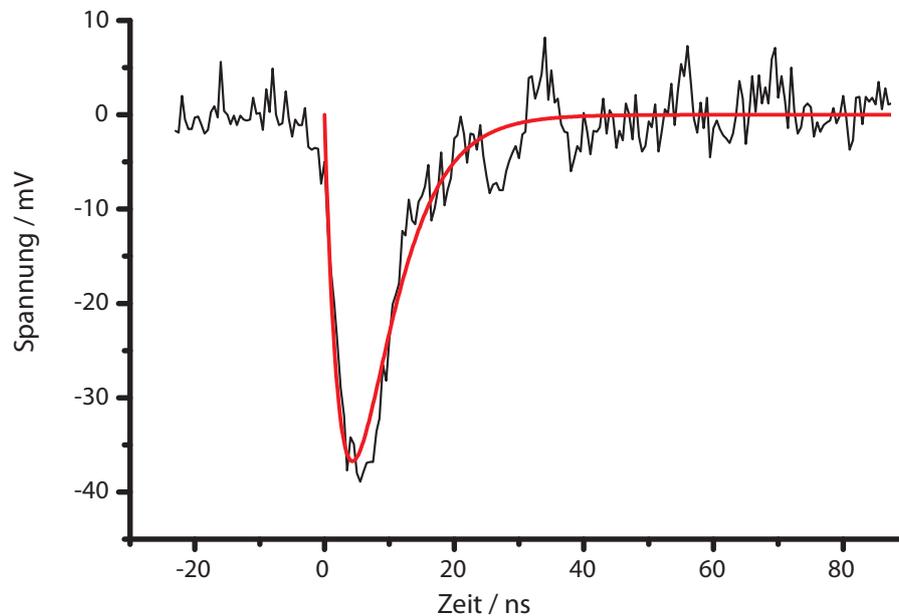
Man kann den Parametern entnehmen, dass die Kapazitätswerte für die Elektrode konsistent sind, da sie alle bei etwa $100 \mu\text{F}$ liegen. Die Schwankung der Breite, die einen typischen Wert von 10 ns hat, ist mit 2 ns sehr gering, sodass man für die weiteren Messungen von einer Genauigkeit von 10 ns für die Unterscheidbarkeit einzelner Dips ausgehen kann. Dies ist auch die Genauigkeit, mit der im nächsten Kapitel die Flugzeiten der einzelnen Ionen angegeben werden. Selbst kleine Dips ragen noch deutlich aus dem Rauschen von etwa 5 mV_{pp} heraus und sind somit bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von 3 bis 6 gut zu erkennen. Beim Abklingen sind besonders bei großen Dips deutliche Überschwingeffekte zu sehen, die sogar die Tiefe kleiner Dips erreichen können. Dies muss beim Zählen der detektierten Ionen besondere Beachtung finden, um sie nicht irrtümlich als weiteres Ionensignal zu interpretieren. Bei den meisten Dips ergibt sich daraus jedoch kein Problem, da das Nachschwingen eine kleine Amplitude hat und nicht die charakteristische Form aufweist.

5.3 Die Phasensynchronisation

Während der Durchführung der Extraktionsexperimente hat es sich als nötig erwiesen, den Moment der Extraktion mit der Phase der Radiofrequenz zu synchronisieren. Hierzu wurde in unserer Gruppe eine Schaltung entwickelt, welche die Extraktion immer bei einer bestimmten, einstellbaren Phase auslöst. Der Schaltplan ist im Anhang in Abbildung 8.3 dargestellt. Die Schaltung hat einen TTL- und einen RF-Eingang sowie einen TTL-Ausgang. Das Prinzip ist das Folgende: Wird das TTL-Signal vom PC ausgelöst, so triggert der Phasensynchronisator auf den nächsten Nulldurchgang der am RF-Eingang



(a) Großer Dip, Parameter der angepassten Kurve: $U_0 = 0,61 \text{ V}$, $R_1 = 113 \ \Omega$, $C = 120 \ \mu\text{F}$. Breite: 15 ns
 (b) Kleiner Dip, Parameter der angepassten Kurve: $U_0 = 0,17 \text{ V}$, $R_1 = 155 \ \Omega$, $C = 80 \ \mu\text{F}$. Breite: 10 ns



(c) Typischer Dip, Parameter der angepassten Kurve: $U_0 = 0,21 \text{ V}$, $R_1 = 82 \ \Omega$, $C = 110 \ \mu\text{F}$. Breite: 13 ns

Abb. 5.6: Signale einzelner Ionen, die sich zwar in der Größe, jedoch kaum in Bezug auf Form und Breite unterscheiden. Aus den Breiten der Dips (FWHM) kann man den zeitlichen Mindestabstand von etwa 10 ns ablesen, bei dem die Signale einzelner Ionen noch als getrennt wahrgenommen werden können. Auch die Kapazität der Elektrode ist mit einem Wert von etwa $100 \ \mu\text{F}$ bei allen drei Dips ähnlich.

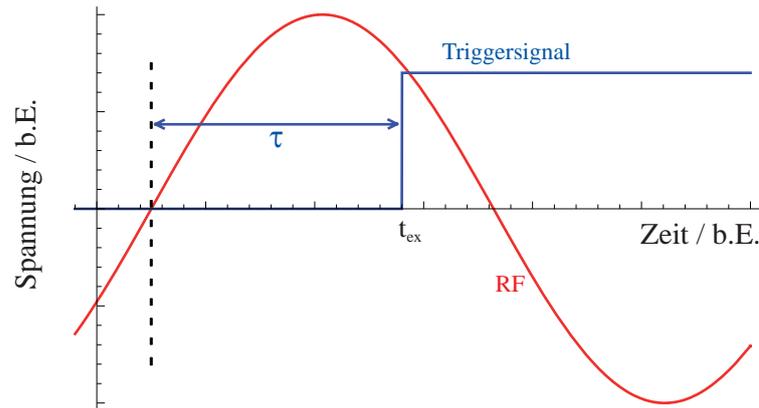


Abb. 5.7: Signale zur Phasensynchronisation mit dem Zeitpunkt der Extraktion t_{ex} . Nach seiner Aktivierung durch das TTL-Signal, das vom PC ausgelöst wird, triggert der Phasensynchronisator auf den RF-Nulldurchgang und synchronisiert so den Moment der Extraktion mit der Radiofrequenz. Er gibt anschließend mit einer Verzögerung von τ das TTL-Signal aus, das die Extraktion auslöst. τ kann an einem Potentiometer eingestellt werden, wodurch man eine RF-Phase auswählen kann. Aufgrund der Signalwege ist dies jedoch nicht die absolute Phase zum Zeitpunkt der Extraktion.

angelegten Spannung und gibt am Ausgang ein TTL-Signal aus, das den Extraktionsmechanismus aktiviert (Abb. 5.3). Diese Ausgabe ist um eine am Potentiometer einstellbare Zeitspanne τ verzögert. Durch Variation der Länge dieser Zeitspanne zwischen 0 und der Periodendauer der Radiofrequenz T_{RF} kann die Phase im Moment der Extraktion ausgewählt werden (Abb. 5.7). Da das TTL-Signal an den Hochspannungsschaltern und die Radiofrequenz an der Falle aufgrund der Signalwege mit unterschiedlichen Verzögerungen ankommen, ist die Phase am Synchronisator nicht die absolute, die das Ion zum Zeitpunkt der Extraktion erfährt, sondern lediglich eine beliebige festgelegte Phase.

Um die absolute Phase zu bestimmen, greift man die Signale direkt an der Falle ab. Wenn das TTL-Signal die Schalter für die 500 V Extraktionsspannung auslöst, ist das Hochrampen dieser Spannung auf den anderen Fallensegmenten als Influenzladung zu sehen. Mit einem kapazitiven Abgriff an einer der Ablenkelektroden, deren vorgeschaltetes Rail keine Radiofrequenz trägt, kann man diesen Effekt auf dem Oszilloskop sehen. Die Radiofrequenz, die in der Falle anliegt, greift man auf dieselbe Weise an einer anderen Ablenkelektrode ab, deren Rail die Radiofrequenz trägt. Diese beiden Signale kann man gleichzeitig am Oszilloskop darstellen und über das Potentiometer am Phasensynchronisator gegeneinander verschieben. Die Phase der so aufgenommenen Radiofrequenz im Moment des durch die Extraktionsspannung verursachten Influenzsignals ist die absolute RF-Phase der Extraktion. Durch diese Messung kann man außerdem feststellen, dass das TTL-Triggersignal das Oszilloskop 140 ns vor der Extraktion erreicht. Dies muss später bei der Berechnung der Ionenflugzeit berücksichtigt werden.

6. MESSERGEBNISSE ZUR IONENEXTRAKTION

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Extraktionsexperimente vorgestellt. Sie wurden durchgeführt, nachdem der Detektor in einem unabhängigen Aufbau getestet und anschließend in die Detektorkammer eingebaut worden war.

6.1 Grobes Zielen

Da die Ausrichtung der Falle in der Kammer beim Einbau lediglich manuell erfolgt war und die genaue Flugbahn der Ionen außerdem durch Asymmetrien in der Falle beeinflusst wird, waren die Spannungswerte, die man an die Ablenkelektroden anlegen muss, um den Detektor zu treffen, zunächst unbekannt. Zur Ermittlung der richtigen Spannungsconfiguration wurden daher zunächst Ionenwolken aus der Falle extrahiert, um die Chance zu erhöhen, ein Signal am Detektor zu sehen. Hierbei wurde die Falle kontinuierlich geladen, bis die Gesamtfluoreszenz um etwa $6 \cdot 10^7$ counts/s gegenüber der leeren Falle angestiegen war. Anschließend wurde der Extraktionsprozess gestartet und die Anzahl der am Detektor registrierten Ionen bestimmt. Abbildung 6.3 zeigt eine typische Messung, bei der 25 Ionen registriert wurden. Dies wurde bei verschiedenen Ablenkspannungen wiederholt, um die beste Einstellung zu ermitteln. Die Bezeichnung der Ablenkelektroden ist in Abbildung 6.1 angegeben. Die Spannungsdifferenz zwischen jeweils zwei gegenüberliegenden Ablenkelektroden, $U_{LU} - U_{RO}$ bzw. $U_{RU} - U_{LO}$, bestimmt dabei die Ablenkung in die entsprechende Richtung. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 6.4 zusammengefasst. Aufgrund dieser Daten wurde die Ablenkspannung für die nächsten Experimente auf $U_{LU-RO} = 22$ V, $U_{RU-LO} = -22$ V gelegt. Ein genauerer Zielscan mit einzelnen Ionen zur Bestimmung des Optimums ist in Abschnitt 6.4 beschrieben.

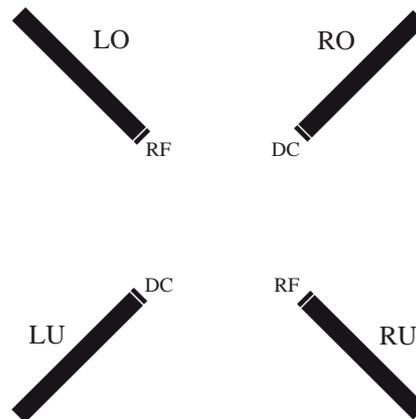
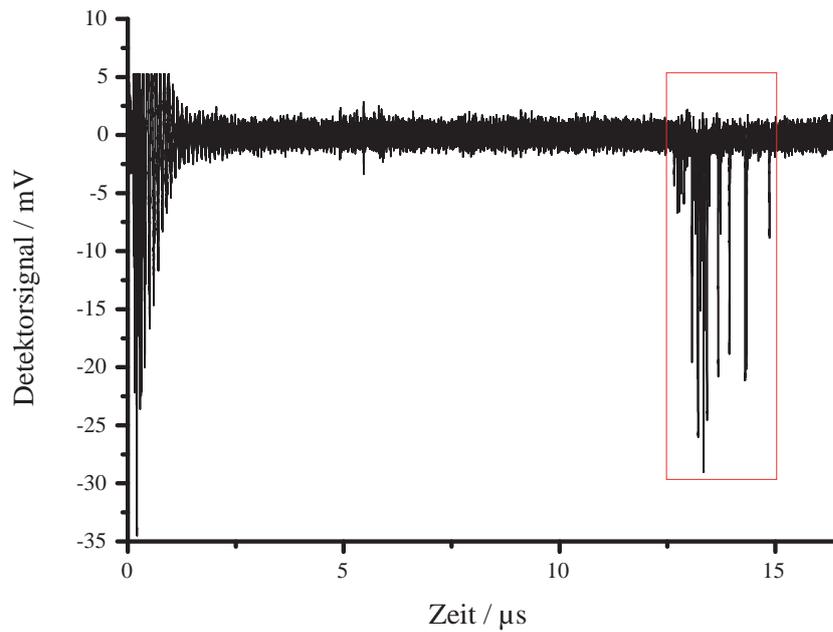
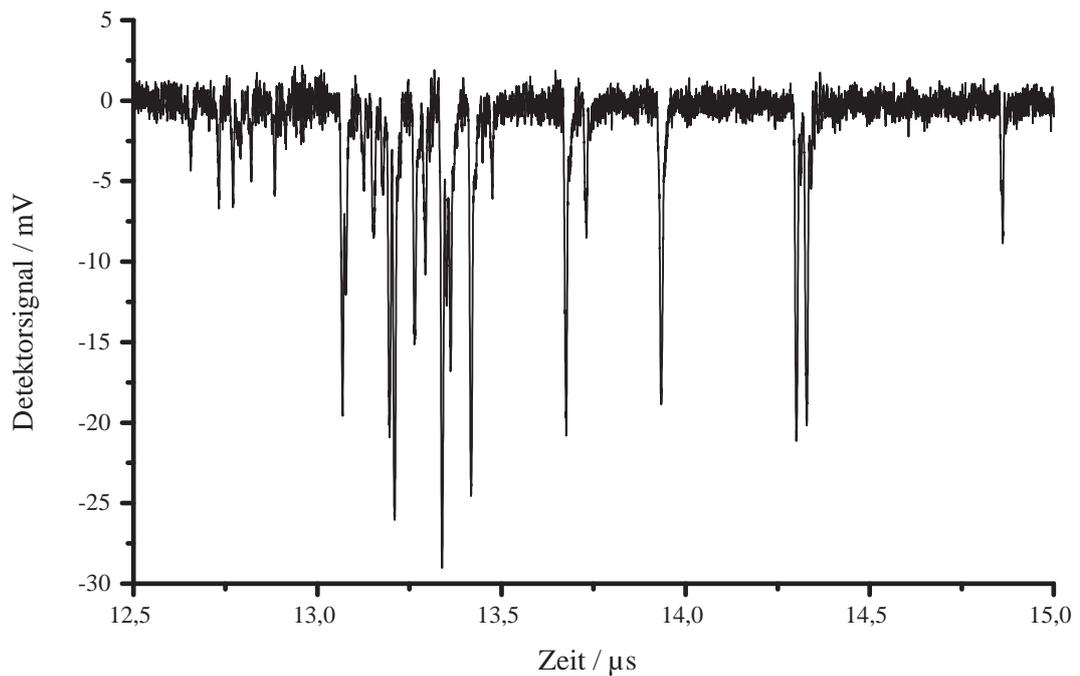


Abb. 6.1: Blick auf die Falle entgegen der Extraktionsrichtung mit den vier Ablenkelektroden (LU = Links Unten, etc.) und der Beschaltung der Rails



(a) Vollständiges Detektorsignal, beginnend mit der elektrischen Störung durch die Extraktionsspannung und der eintreffenden Wolke bei ca. $12,7 \mu\text{s}$.



(b) Vergrößerung des eingerahmten Bereiches aus 6.3(a) mit den Dips von 25 Ionen.

Abb. 6.3: Detektorsignal einer extrahierten Ionenwolke, die mit einem Fluoreszenzsignal von $6 \cdot 10^7$ counts/s auf der Kamera registriert worden war. Nach dem Triggerimpuls ist ein großes Störsignal zu sehen (a). Etwa $12 \mu\text{s}$ später trifft die Ionenwolke ein. Eine Vergrößerung (b) zeigt die einzelnen Signale. Es waren die folgenden Ablenkspannungen angelegt: $U_{\text{LU-RO}} = 20 \text{ V}$, $U_{\text{RU-LO}} = -20 \text{ V}$.

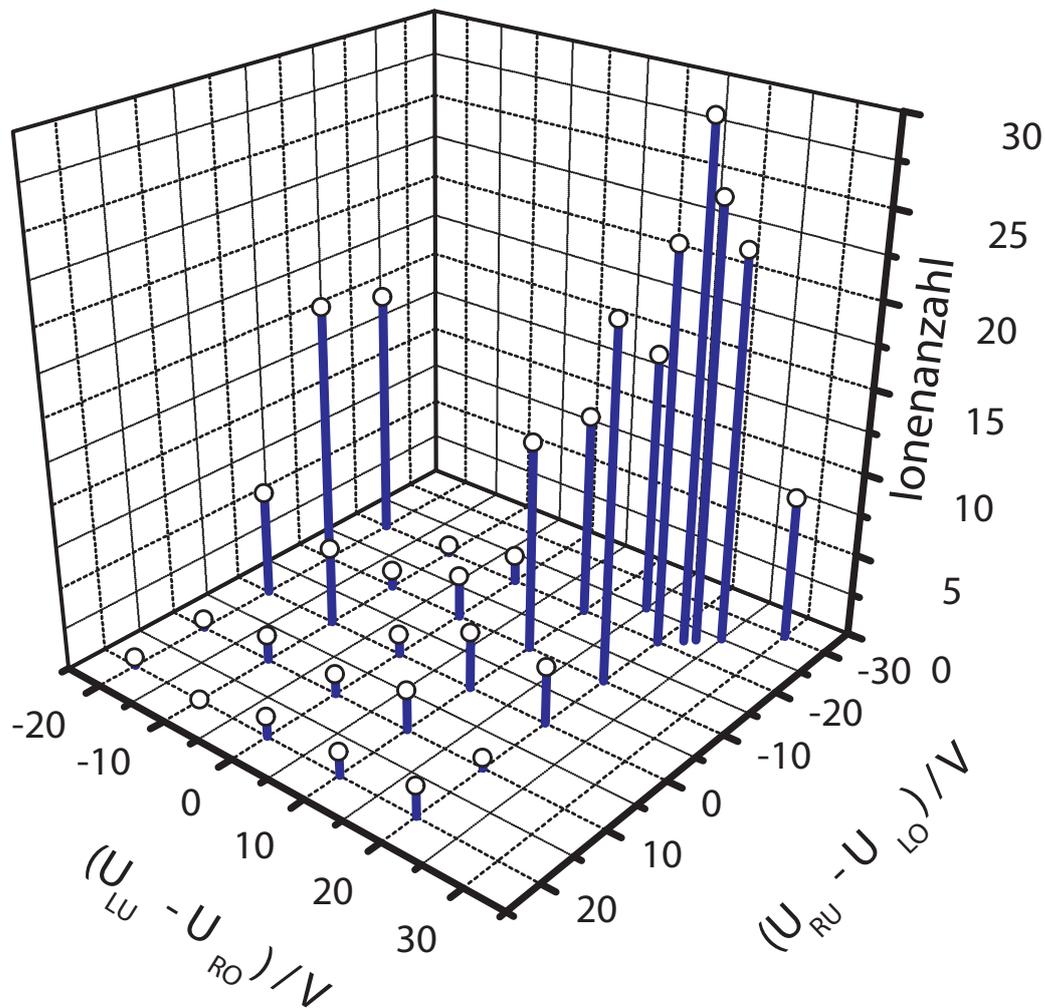


Abb. 6.4: Grobes Zielen durch Extraktion von Ionenwolken mit einer Fluoreszenz von ca. $6 \cdot 10^7$ counts/s. In der Ebene sind die beiden Zielspannungsdifferenzen aufgetragen und nach oben die am Detektor registrierte Ionenanzahl. Man sieht, dass das Optimum in der Nähe von $U_{LU-RO} = 22$ V, $U_{RU-LO} = -22$ V liegt.

6.2 Deterministische Extraktion von Ionenkristallen

Nach dieser Grobeinstellung wurde im Folgenden mit Ionenkristallen gearbeitet, die typischerweise aus einem bis drei Ionen bestanden. Die Lebenszeit eines einzelnen Ions beträgt in unserer Falle nur durchschnittlich 43,5 s, was auf den relativ hohen Druck von 10^{-9} mBar in der Vakuumkammer zurückgeführt werden kann, da der Verlust von Ionen vor allem durch Stöße mit Restgasatomen zustande kommt. Eine weitere Absenkung des Drucks durch Ausheizen der Kammer wird die Lebensdauer weiter erhöhen. Die Verzögerung bei der Extraktion ist im Wesentlichen durch die Reaktionszeit des Experimentators ($\approx 0,5$ s) und die Belichtungszeit der Kamera (0,3 s) gegeben. Diese sind jedoch deutlich kleiner als die Zeitspanne, in der ein Ion die Falle verlässt. Das bedeutet, dass man die Ionen, die auf dem Bildschirm zu sehen sind, deterministisch extrahieren kann. Die Fehlerquote liegt nur bei etwa $0,8 \text{ s} / 43,5 \text{ s} = 1,8\%$. In Abbildung 6.2 sind die Detektorsignale von deterministisch aus der Falle extrahierten Ionen zu sehen. Die Anzahl der Ionen auf dem Bildschirm entspricht der Anzahl der am Detektor registrierten Ionen. Dies ist das Kriterium für eine deterministische Quelle. Die größten erfolgreich extrahierten Kristalle bestanden aus vier Ionen.

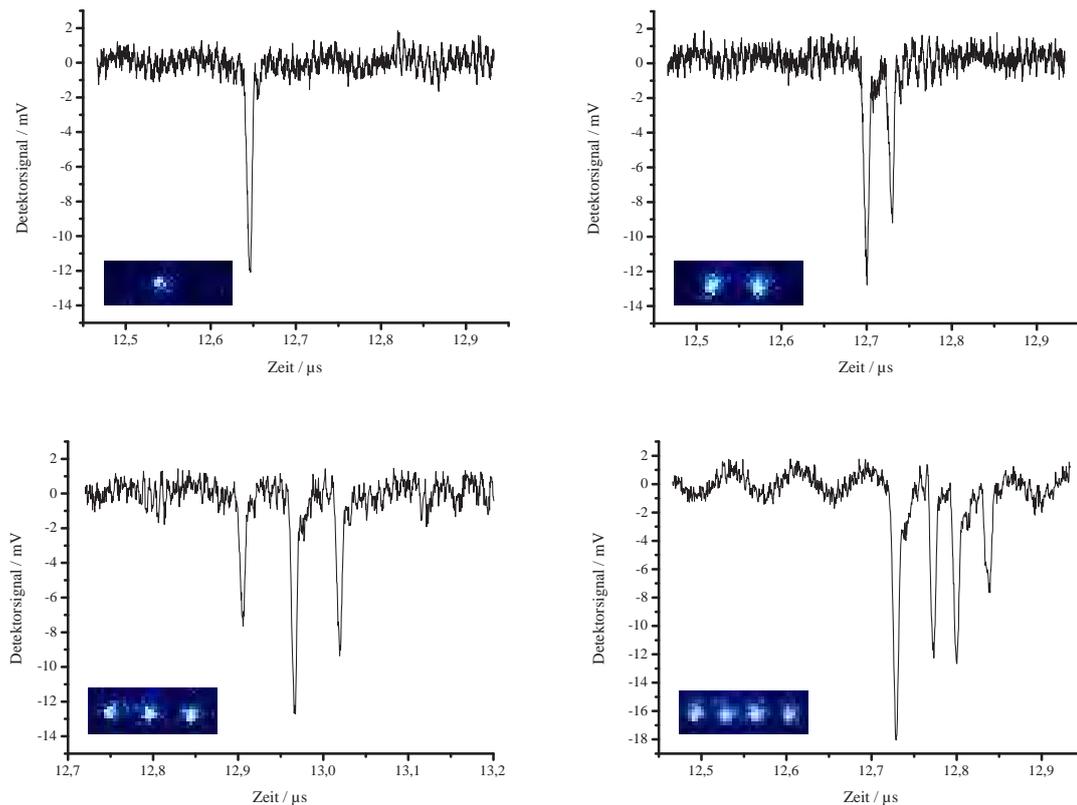


Abb. 6.2: Detektorsignale deterministisch extrahierter Ionenkristalle aus einem (links oben), zwei (rechts oben), drei (links unten) und vier (rechts unten) Ionen, wobei die Zeitskala mit dem Auslösen der Hochspannungsschalter beginnt.

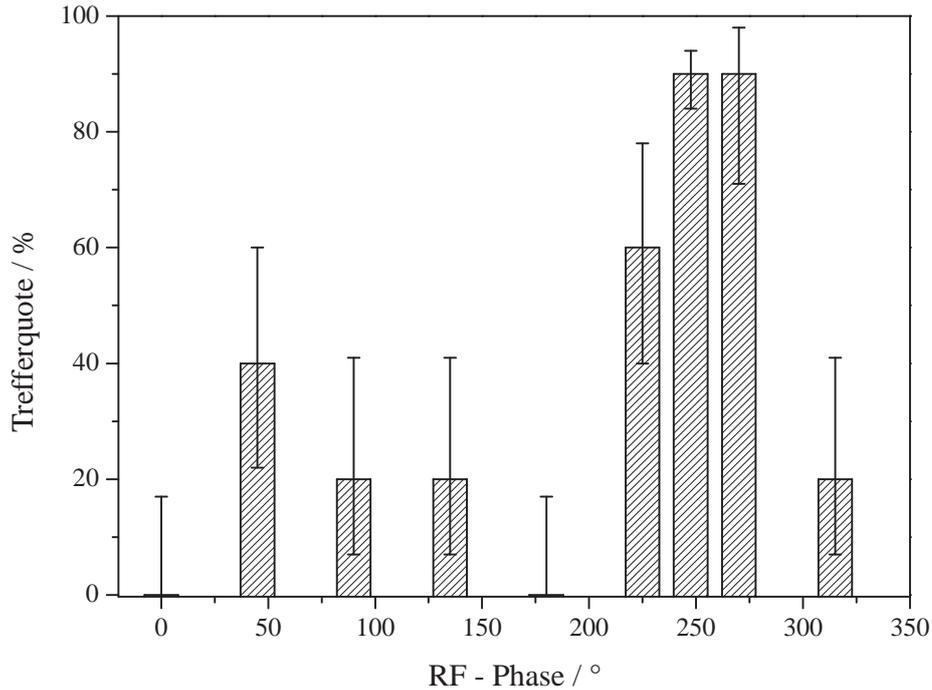


Abb. 6.5: Trefferquote bei verschiedenen Einstellungen der RF-Phase. Aufgrund dieser Messung wurde im Weiteren bei ca. 250° gearbeitet.

6.3 Phasenabhängigkeit

Während der Extraktion von Kristallen aus einem bis vier Ionen zeigte sich eine Abhängigkeit der Trefferquote von der Phase der Radiofrequenz, die zum Zeitpunkt der Extraktion anliegt. Aus diesem Grund wurde der bereits in Abschnitt 5.3 beschriebene Phasensynchronisator konstruiert und eingebaut. Die Phasenabhängigkeit ändert sich mit der Antriebsfrequenz der Falle, welche wiederum von der Abstimmung des RF-Resonators abhängt. Die Resonanzfrequenz kann sich mit der elektrischen Einkopplung des Antriebssignals ändern. Die Messung in Abbildung 6.5 beschreibt die Situation, die auch auf die folgenden Messungen zutrifft, bei denen mit der optimalen RF-Phase von etwa 250° gearbeitet wurde.

Es fällt auf, dass die Trefferquote bei der richtigen Phaseneinstellung bereits die vom Hersteller angegebene Quanteneffizienz des Detektors von 70-80% übertrifft. Die Herstellerangabe wurde jedoch vermutlich mit Ionen aus einer thermischen Quelle über statistische Methoden bestimmt und ist daher weniger exakt als die hier gezeigten Messungen mit einer deterministischen Einzelionenquelle.

Die Fehlerbalken in Abbildung 6.5 wurden folgendermaßen berechnet: Die Wahrscheinlichkeit, bei n Versuchen mit einer Trefferwahrscheinlichkeit p genau k Treffer zu erzielen, ist durch die Bernoulli-Formel gegeben:

$$B(n, p, k) = \binom{n}{k} p^k (1 - p)^{n-k} \quad (6.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit, höchstens k_{\max} Treffer zu erzielen, erhält man durch Summation

über die $B(n, p, k)$:

$$P(n, p, k_{\max}) = \sum_{k=0}^{k_{\max}} B(n, p, k) \quad (6.2)$$

Im Falle der Fehlergrenzen für die Trefferwahrscheinlichkeit bei der Ionenextraktion hat man das Umkehrproblem zu dieser Gleichung gegeben. Durch das Experiment wird ein p über die relative Häufigkeit der k Treffer in n Messungen angenähert. Nun möchte man einen Bereich $p_{\text{unten}} < p < p_{\text{oben}}$ ermitteln, in dem das wahre p mit der Konfidenzwahrscheinlichkeit p_{konf} liegt. Mit der Wahrscheinlichkeit $(1 - p_{\text{konf}})/2$ soll das wahre p jeweils oberhalb und unterhalb des Bereiches liegen. Zur Bestimmung der Fehlergrenzen muss man daher die Lösung der folgenden Gleichungen für $p_{\text{unten/oben}}$

$$P(n, p_{\text{oben}}, k) = (1 - p_{\text{konf}})/2 \quad (6.3)$$

$$1 - P(n, p_{\text{unten}}, k - 1) = (1 - p_{\text{konf}})/2 \quad (6.4)$$

numerisch ermitteln. In Worten ausgedrückt beschreibt Gleichung 6.3 das p , bei dem die Wahrscheinlichkeit, höchstens k Treffer zu erzielen, gerade dem Bereich oberhalb des Konfidenzintervalls entspricht. Gleichung 6.4 besagt hingegen, bei welchem p die Wahrscheinlichkeit, mindestens k Treffer zu erzielen gerade der Bereich unterhalb des Konfidenzintervalls ist. Dies sind somit die Bedingungen für die Grenzen des Konfidenzintervalls.

6.4 Genaues Zielen

Mit der optimalen RF-Phase wurde nun eine Veränderung der Ablenkspannung vorgenommen, um die optimale Spannungsconfiguration für die Extraktion einzelner Ionen zu ermitteln. Hierbei wurde die Spannung in beide Richtungen, $U_{LU} - U_{RO}$ und $U_{RU} - U_{LO}$, in Schritten von 3 V verändert und mit jeweils mindestens zehn Extraktionen die Trefferquote bestimmt. Da beim Laden der Falle oftmals mehr als ein Ion in der Falle gefangen wurde, erfolgten die Experimente nicht ausschließlich mit einzelnen Ionen, sondern auch mit Kristallen von zwei und drei Ionen. Hierbei wurde eine Extraktion als erfolgreich gewertet, wenn mindestens eines der extrahierten Ionen am Detektor registriert wurde. In Abbildung 6.6 ist das Ergebnis dargestellt.

Die linke obere Ecke der Grafik zeigt im experimentellen Aufbau nach oben. Man erkennt, dass die Spannungseinstellungen mit hoher Trefferquote nicht schrittweise in solche mit einer niedrigeren Trefferquote und schließlich zu 0 % übergehen, sondern zumindest bei dieser Genauigkeit noch eine scharfe Begrenzung aufweisen. Außerdem ist in senkrechter Richtung der Bereich, in dem hohe Trefferquoten vorherrschen, deutlich größer als in waagerechter Richtung. Möglicherweise sind die Ionen in senkrechter Richtung schlechter gekühlt und weisen daher eine höhere Geschwindigkeitsfluktuation in diese Richtung auf, sodass bereits bei einer kleinen Änderung der Ablenkspannung ein Großteil der Ionen verloren

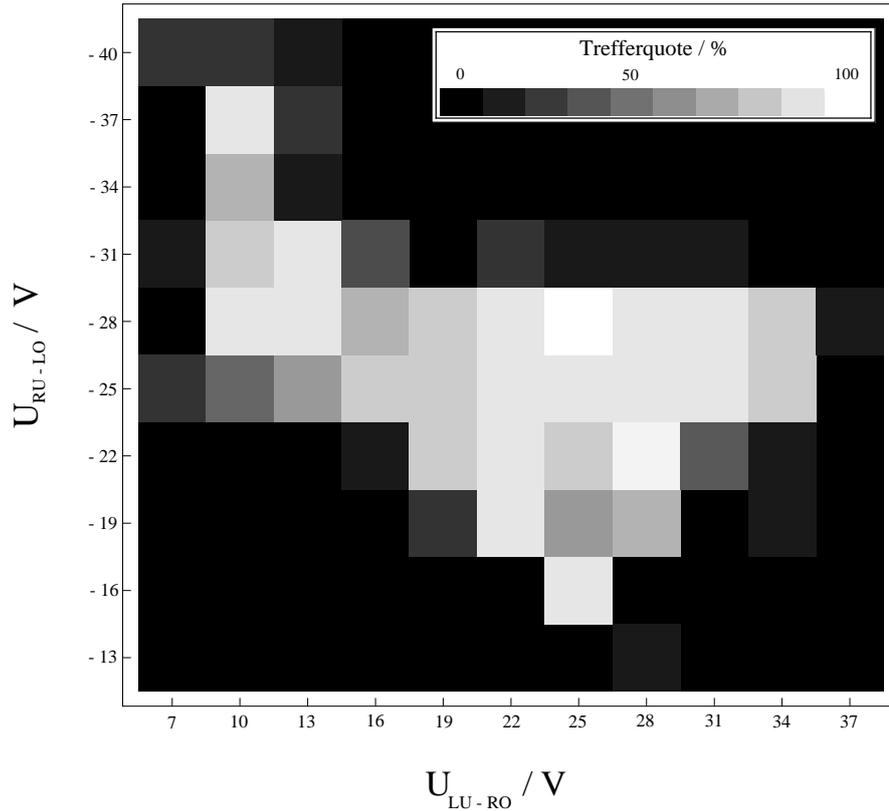


Abb. 6.6: Ergebnis des genauen Zielscans mit einer Schrittweite von 3 V. Bei Spannungseinstellungen, die nur von Einstellungen mit einer Trefferquote von 0 % umgeben sind, wurde die Trefferquote zu 0 % angenommen und nicht explizit nachgemessen. Man erkennt, dass Ablenkspannungen mit einer hohen Trefferquote scharf von denen mit niedriger Trefferquote getrennt sind.

geht. Aufgrund dieser Messdaten wurde $U_{LU-RO} = 25$ V und $U_{RU-LO} = -25$ V als Spannungseinstellung für die weiteren Experimente gewählt, da diese Einstellung vollständig von weiteren Punkten guter Trefferquote umgeben ist und so auch bei Schwankungen der optimalen Einstellung, etwa durch Aufladungen auf den Fallenchips, noch eine hohe Trefferquote gewährleistet.

Da sich zwischen den Ablenkelektroden und der Ionenbahn noch die Rails befinden, ist der Durchgriff der Ablenkspannungen auf die Ionen nicht bekannt. Daher kann man die Spannungskordinaten der Messwerte nicht in Ortskordinaten umrechnen. Auch gibt der Detektor die Ionensignale nicht orts aufgelöst wieder. Um dennoch Informationen über die örtliche Auflösung und die Zielgenauigkeit der Extraktion zu erhalten, wurde eine piezoelektrisch verschiebbare Lochplatte konstruiert, die es nach ihrem Einbau erlauben wird, die Detektoröffnung schrittweise bis auf $300 \mu\text{m}$ zu verkleinern (Abb. 8.1). Eine Wiederholung des hier beschriebenen Experiments sollte zur Abbildung der Lochblende führen und so die Verbindung zwischen der Spannungsconfiguration an den Ablenkelektroden und dem Ablenkwinkel der Ionenflugbahn schaffen.

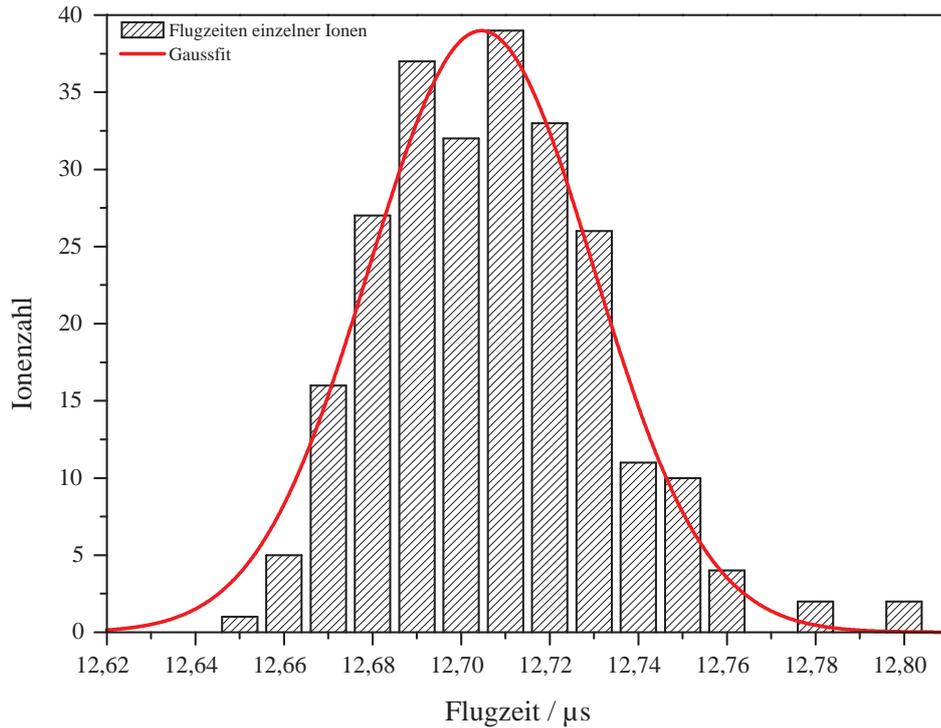


Abb. 6.7: Flugzeitspektrum einzelner Ionen basierend auf 245 erfolgreichen Extraktionen.

Die Breite der Intervalle beträgt 10 ns, die RF-Phase 250° . Daten der angepassten Gauß-Kurve: $w_{\text{FWHM}} = 0,051 \mu\text{s}$, $\bar{t} = 12,705 \mu\text{s}$

6.5 Flugzeitspektren

Bei der Aufzeichnung des Ionensignals mit dem Oszilloskop kann man, wie bereits erwähnt, die Flugzeit der einzelnen Ionen bestimmen. Teilt man die Zeit nach der Extraktion in Intervalle ein und registriert, wie oft ein Ion in welchem Intervall ankommt, so erhält man ein Flugzeitspektrum. Es gibt Auskunft über die Schwankung der Extraktionsgeschwindigkeit. In Abbildung 6.7 ist das Flugzeitspektrum für einzelne Ionen zu sehen. Man erkennt, dass die Ionen für die 24,7 cm lange Strecke zwischen der Falle und dem Detektor typischerweise die Zeit $\bar{t} = 12,705 \mu\text{s}$ benötigen. Dies entspricht unter Berücksichtigung der Extraktionsverzögerung einer Geschwindigkeit von $\bar{v} = 19,66 \text{ km/s}$. Die Extraktionsverzögerung (140 ns) kann man ermitteln, indem man das Übersprechen der Extraktionsspannung abgreift (vgl. Abschnitt 5.3). Die Geschwindigkeit entspricht einer kinetischen Energie von $\bar{E} = 80,1 \text{ eV}$. Sie liegt deutlich unter dem Extraktionspotential von 500 eV, da der Durchgriff der Extraktionsspannung durch die Rails verringert wird und die Ionen bereits während des Hochrampens beschleunigt werden (vgl. Abschnitt 5.1).

Die Breite des Flugzeitspektrums entspricht einer Geschwindigkeitsfluktuation von $\Delta v/v = 8 \cdot 10^{-3}$, die gut mit dem in [2] berechneten Wert ($5 \cdot 10^{-3}$) übereinstimmt. Sie kommt durch Ungenauigkeiten bei der Extraktion zustande, verursacht vor allem durch Aufladungen der Fallenchips aufgrund der Extraktionsspannung $U_{\text{ext}} = 500 \text{ V}$. Diese liegt

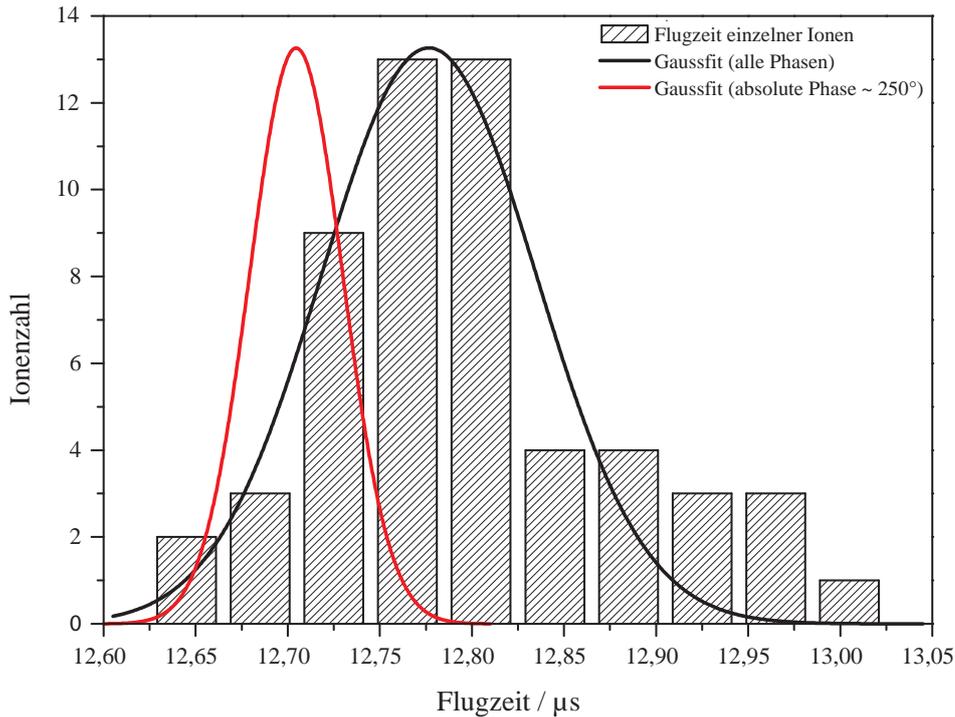


Abb. 6.8: Flugzeitspektrum einzelner Ionen ohne Phasensynchronisation (schwarz), basierend auf 55 erfolgreichen Extraktionen. Die Breite der Intervalle beträgt 40 ns. Daten der angepassten Gauß-Kurve: $w_{\text{FWHM}} = 0,117 \mu\text{s}$, $\bar{t} = 12,777 \mu\text{s}$. Zum Vergleich wurde die Gauß-Kurve aus Abbildung 6.7 eingefügt und auf dieselbe Höhe normiert.

für einige wenige Sekunden an und führt zu einer Polarisierung des Dielektrikums zwischen den Segmenten, die nur langsam wieder abklingt. Dies ist auf der Kamera durch ein leichtes Wandern der Ionen zu erkennen, wenn sie kurz nach einer Extraktion gefangen wurden. Werden die Ionen extrahiert, bevor sie völlig in ihre ursprüngliche Position zurückgekehrt sind, so ändert sich die Flugstrecke um wenige μm , was zu einer leicht veränderten Flugzeit führt. Dieses Problem könnte durch einen anderen elektronischen Auslösemechanismus behoben werden, bei dem das Signal nicht von Hand wieder ausgeschaltet werden muss. Ein Anlegen der Extraktionsspannung für einige μs würde zur Extraktion ausreichen und deutlich weniger Aufladungen verursachen.

Ein weiterer wichtiger Grund für die Verbreiterung sind Schwankungen der RF-Phase bei der Extraktion, da der Phasensynchronisator aufgrund des Rauschens im RF-Signal nicht jedes Mal exakt gleich triggert. Die Bedeutung der RF-Phase für das Flugzeitspektrum zeigt Abbildung 6.8. Das Spektrum wurde vor dem Einbau des Phasensynchronisators aufgenommen und enthält somit die Flugzeitspektren aller Phasen gewichtet mit der zugehörigen Trefferquote (vgl. Abschnitt 6.3). Das Spektrum weist eine Breite von $0,117 \mu\text{s}$ auf, während die zum Vergleich eingezeichnete Gauß-Kurve aus Abbildung 6.7 weniger als halb so breit ist. Die Verschiebung der Spektren gegeneinander ist auf die veränderte Fangposition der Ionen zurückzuführen, die wie bereits erwähnt durch Aufladungen zu-

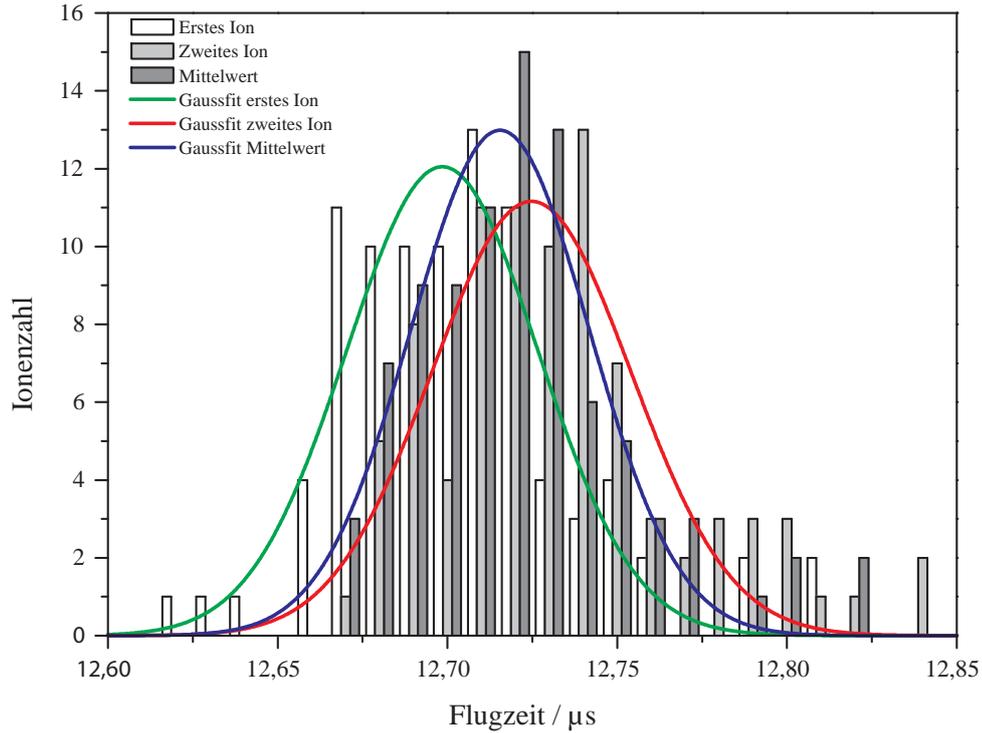


Abb. 6.9: Flugzeitspektrum zweier Ionen basierend auf 93 erfolgreichen Extraktionen, die RF-Phase lag wieder bei 250° . Die Breite der Intervalle beträgt 10 ns . Daten der angepassten Gauß-Kurven: Erstes Ion: $w_{1,\text{FWHM}} = 0,056\ \mu\text{s}$, $\bar{t}_1 = 12,699\ \mu\text{s}$; Zweites Ion: $w_{2,\text{FWHM}} = 0,059\ \mu\text{s}$, $\bar{t}_2 = 12,725\ \mu\text{s}$. Zusätzlich wurde ein Spektrum aus den Mittelwerten der Flugzeiten aufgebaut. Die zugehörige Gauß-Kurve hat folgende Parameter: $w_{\text{FWHM}} = 0,052\ \mu\text{s}$, $\bar{t} = 12,715\ \mu\text{s}$. Die Differenz der Ankunftszeiten (ungerundet) zwischen dem ersten und dem zweiten Ion beträgt $\Delta\bar{t} = 26,3\text{ ns}$.

stande kommt. Man erkennt deutlich die Verringerung der Breite durch die Selektion einer RF-Phase für die Extraktion. Durch eine noch stabilere Phasensynchronisation sollte man folglich ein noch schmäleres Flugzeitspektrum erreichen können.

Das Flugzeitspektrum für zwei Ionen ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Zusätzlich zum Spektrum des ersten und des zweiten Ions wurde noch jeweils der Mittelwert aus den Ankunftszeiten der beiden Ionen ermittelt und in einem eigenen Spektrum aufgetragen. Die Differenz zwischen den mittleren Ankunftszeiten der beiden Ionen beträgt $\Delta\bar{t} = 26,3\text{ ns}$. Der zeitliche Unterschied kommt durch die Coulombabstoßung zustande, welche die Ionen während des Fluges aufeinander ausüben. Zur theoretischen Berechnung wurden daher zwei Ionen betrachtet, die sich im Schwerpunktsystem zur Zeit $t_0 = 0\text{ s}$ im Abstand d voneinander in Ruhe befinden und dann durch ihre Abstoßung beschleunigt werden (Abb. 6.10). Da die Situation um den Nullpunkt symmetrisch ist, kann man das Problem als Bewegung eines einfach geladenen Ions im folgenden Potential beschreiben:

$$V(x) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{2x} \quad (6.5)$$

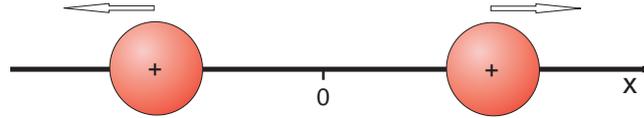


Abb. 6.10: Modell für die theoretische Berechnung im Schwerpunktsystem. Zwei Ionen befinden sich zur Zeit $t_0 = 0$ s im Abstand d voneinander in Ruhe und stoßen sich dann aufgrund der Coulombwechselwirkung ab.

Die Dynamik wird somit durch die Differentialgleichung

$$\ddot{x}(t) + \frac{e^2}{8m\pi\epsilon_0} \frac{1}{x^2} = 0 \quad (6.6)$$

mit den Nebenbedingungen $\dot{x}(0) = 0$ und $x(0) = d/2$ bestimmt. Aus der Vergrößerung der Abbildungsoptik und dem Abstand zweier Ionen auf dem Bildschirm kann man den Abstand der Ionen in der Falle zu $d = 14,333 \mu\text{m}$ berechnen. Da die Differentialgleichung zwar analytisch integriert, aber nicht nach $x(t)$ aufgelöst werden kann, wurde sie numerisch gelöst¹. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.11 zu sehen.

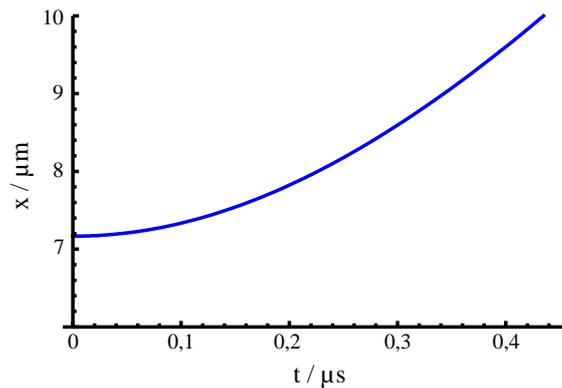


Abb. 6.11: Numerische Lösung der Bewegungsgleichung für eines der beiden in Abbildung 6.10 dargestellten Ionen im Schwerpunktsystem. Die Ionen befinden sich anfangs in Ruhe und haben einen Abstand von $d = 14,333 \mu\text{m}$. Sie werden dann durch die Coulombwechselwirkung beschleunigt und bewegen sich schließlich mit konstanter Geschwindigkeit.

Im Laborsystem erhalten die Ionen durch die Extraktion zusätzlich die Geschwindigkeit $v_0 = 19,66 \text{ km/s}$ und bewegen sich somit gemäß folgender Gleichung:

$$x_{\text{Labor } 1,2}(t) = \pm x(t) + v_0 t \quad (6.7)$$

Das erste Ion wird durch die Coulombabstoßung zusätzlich beschleunigt, während das zweite abgebremst wird. Löst man diese Gleichung numerisch für $x_{\text{Labor } 1,2}(t) = 24,7 \text{ cm}$, so erhält man die Ankunftszeiten der beiden Ionen auf dem Detektor. Die Differenz dieser beiden Zeiten beträgt $\Delta t_{\text{calc}} = 26,7 \text{ ns}$. Der Wert stimmt bis auf $1,6 \%$ mit dem gemessenen Wert überein.

¹ mit Wolfram Mathematica 6.0

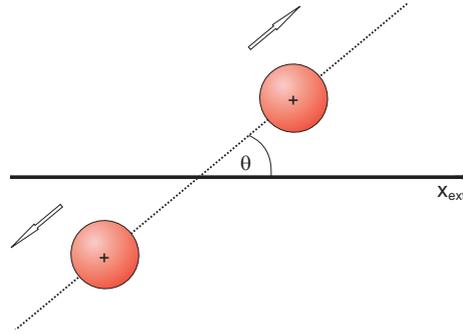


Abb. 6.12: Wird der Ionenkristall bei der Extraktion um den Winkel θ gedreht, so geht die Relativbewegung gewichtet mit $\cos \theta$ in die Berechnung der Flugzeitdifferenz ein.

Dieses wichtige Ergebnis zeigt zwei Dinge. Zum einen, dass die Ionen die Falle tatsächlich im kristallisierten Zustand verlassen und durch den Extraktionsprozess nicht zur Wolke aufschwingen. Dies ist besonders für die spätere Fokussierung der Ionen mit der elektrostatischen Einzellinse und der AFM-Spitze wichtig, die nur geringe Fluktuationen in der Flugbahn erlaubt. Zum anderen gibt dieser Wert eine obere Grenze für die Richtungsabweichung der beiden Ionen. Würde der Kristall bei der Extraktion gedreht, so wäre die Kristallachse (x -Richtung) nicht mehr parallel zur Extraktionsrichtung und $x(t)$ würde in die Gleichung 6.7 mit einem Gewichtungsfaktor $\cos \theta$ eingehen (Abb. 6.12). Die Ionen würden sich auch in radialer Richtung abstoßen und dadurch in ihrer Flugrichtung abweichen. Die Abweichung der Flugzeitdifferenz vom berechneten Wert beträgt 1,6%, wodurch man eine obere Grenze für den Neigungswinkel der Kristall- gegenüber der Extraktionsachse angeben kann. Die Abhängigkeit ist in Abbildung 6.13 dargestellt. Der experimentell bestimmte Wert von $\Delta \bar{t} = 26,3$ ns entspricht einem Winkel von $\theta_0 = 10,4^\circ$.

Legt man diesen Wert zugrunde, so kann man aus den Ankunftszeiten den Abstand berechnen, mit dem die beiden Ionen eines so gedrehten Kristalls auf die Detektorebene treffen würden:

$$\Delta x = \sin(\theta_0) (x(\bar{t}_1) + x(\bar{t}_2)) \quad (6.8)$$

Dies ergibt mit unseren Messwerten einen Abstand von $\Delta x = 94 \mu\text{m}$. Nach dem Einbau der im Abschnitt 6.4 beschriebenen Lochlenden sollte es somit noch möglich sein, mit beiden Ionen durch die mit $300 \mu\text{m}$ kleinste Blende den Detektor zu treffen.

Eine andere mögliche Erklärung für die gefundene Diskrepanz der Flugzeitdifferenzen könnte, abgesehen von einer Drehung des Kristalls, in den getroffenen Annahmen liegen. Bei den Berechnungen wurde vorausgesetzt, dass sich der Schwerpunkt zweier extrahierter Ionen ebenso bewegt wie ein einzelnes Ion. Dass dies jedoch nicht völlig gerechtfertigt ist, zeigt die Verteilung der Mittelwerte in Abbildung 6.9. Man sieht, dass die Mitte der Verteilung mit $\bar{t} = 12,715 \mu\text{s}$ einer etwa 10 ns längeren Flugzeit entspricht als die einzelner Ionen (vgl. Abb. 6.7). Beide Ionen kommen später an als erwartet und somit stimmen die beiden sich aus Gleichung 6.7 ergebenden Lösungen für sich genommen nur schlecht mit den Mess-

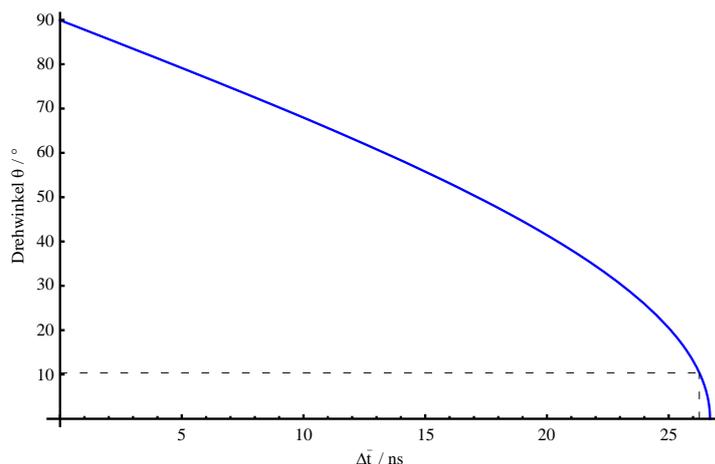


Abb. 6.13: Neigungswinkel zwischen dem Zwei-Ionen-Kristall und der Extraktionsrichtung abhängig von der gemessenen Flugzeitdifferenz. Beim Theoriewert von $t_{\text{calc}} = 26,7$ ns ist der Winkel Null. Treffen die Ionen gleichzeitig ein, so wird er maximal (90°). Die gestrichelte Linie zeigt den von uns gemessenen Wert von $\Delta \bar{t} = 26,3$ ns mit dem zugehörigen Winkel von $\theta_0 = 10,4^\circ$.

werten überein. Für den Vergleich der berechneten Coulombabstoßung während des Fluges wurde jedoch lediglich die Differenz benötigt. Die längere Flugzeit des Ionenpaares könnte durch die unterschiedlichen Startpositionen verursacht werden. Da die beiden Ionen rechts und links von der Anfangsposition eines einzelnen Ions gefangen werden, befinden sie sich bei der Extraktion auch an anderen Stellen des Potentialwells der Extraktionsspannung. Sie werden deshalb auch von einem anderen Feldgradienten beeinflusst. Die Bahn der beiden Ionen muss daher ebenfalls nicht genau mit der eines einzelnen Ions übereinstimmen. Bereits eine Abweichung der Extraktionsrichtung von $1,7^\circ$ würde die Flugstrecke ausreichend verlängern, um die 10 ns längere Flugzeit zu erklären.

6.6 Druckabhängigkeit

Bei der Implantation mit hoher Genauigkeit ist geplant, jeweils nur ein einzelnes Ion zu extrahieren, weshalb die folgende Messreihe auf den Daten einzelner Ionen basiert. Der Druck in unserer Fallenkammer war im Bereich von 10^{-9} mBar und wurde durch den Betrieb des Kalziumofens im Verlauf des Experiments kontinuierlich schlechter, bis nach etwa 5 Stunden keine Kristalle sondern nur noch Wolken gefangen werden konnten. Dies hatte auch Einfluss auf die Erfolgsquote bei der Ionenextraktion. Ein Grund dafür ist sicherlich die verkürzte Lebenszeit der Ionen in der Falle, wodurch sich die Fehlerquote der deterministischen Extraktion erhöht. Außerdem steigt die Wahrscheinlichkeit, dass die Ionen auf ihrer Bahn in den Detektor Stöße mit Restgasatomen ausführen und so verloren gehen. Diesen Effekt beobachtet man auch am Anfang des Experimentes. Nach dem Öffnen des Zwischenventils findet ein Druckausgleich zwischen der Fallen- und der Detektorkammer statt. Das

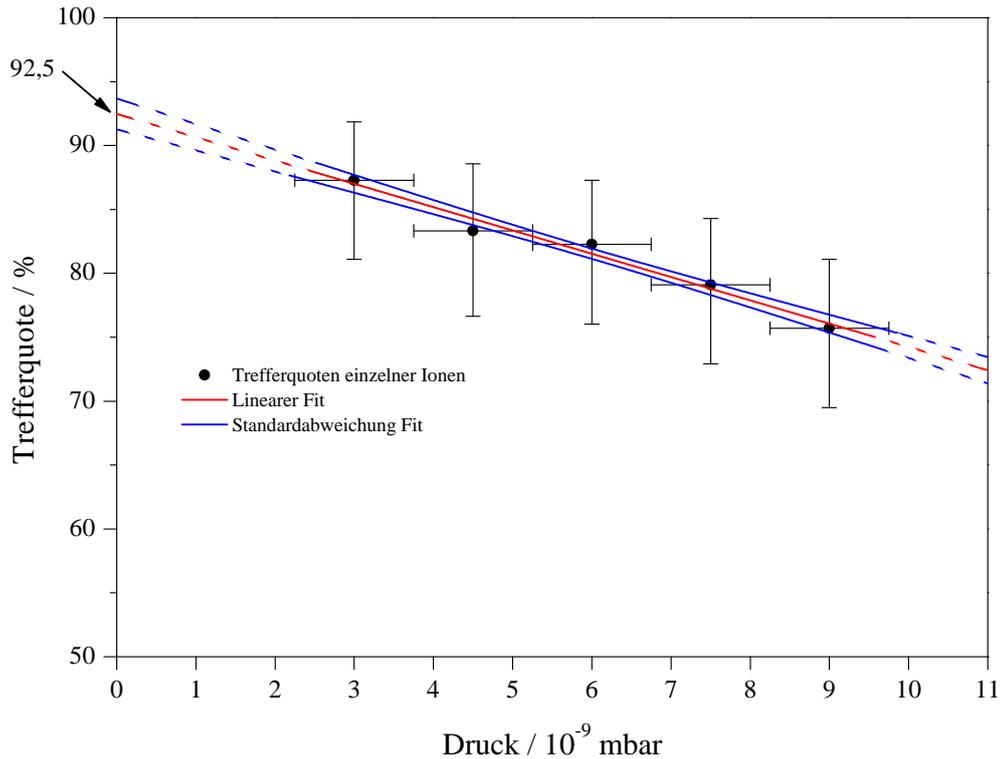


Abb. 6.14: Trefferquote bei der Extraktion einzelner Ionen in Abhängigkeit des Druckes in der Fallenkammer. Die Messung basiert auf 310 Extraktionen, davon 251 erfolgreich. Eine Ausgleichsgerade mit zugehöriger Standardabweichung wurde eingefügt, um eine Abschätzung der Trefferquote im völligen Vakuum zu erhalten.

frisch geöffnete Ventil setzt außerdem Verunreinigungen frei, was selbst bei optimalen Einstellungen der Ablenkspannungen und der RF-Phase zu einer Trefferquote von praktisch 0% führt. Nach wenigen Minuten stellt sich dann die beschriebene experimentelle Situation ein. Ein dritter Grund für die Verschlechterung der Trefferquote mit dem Druck ist das vermehrte Aufschwingen der Ionen in der Falle durch Stöße mit Restgasatomen. Selbst wenn ein Stoß nicht zum Verlust des Ions führt, so verursacht er doch ein Aufheizen des Ionenkristalls. Mit steigendem Druck werden daher immer mehr Ionen mit einer höheren Temperatur extrahiert. Dadurch fluktuieren die Extraktionsbahnen und mehr Ionen gehen verloren.

In Abbildung 6.14 sind die Trefferquoten in Abhängigkeit vom Druck in der Fallenkammer aufgetragen. Dieser wurde mit einer Messröhre² im Abstand von 15 cm vom Fallenzentrum gemessen, sodass er am Ort der Ionen deutlich höher liegen kann. Beim Auftragen der Daten wurde angenommen, dass sich der Druck während der Betriebszeit linear verschlechtert. Eine Ausgleichsgerade ermöglicht die Abschätzung der Trefferquote unter idealen Druckbedingungen. Diese liegt bei 92,5% und stellt somit auch eine gute Abschätzung für die tatsächliche Quanteneffizienz des Detektors dar.

² Varian Nude Bayard-Alpert Messröhre UHV-24p

7. SIMULATIONEN

Mit dem Ziel, die experimentelle Apparatur zu optimieren und die gemessenen Daten besser interpretieren zu können, wurde die Bewegung eines Ions in unserer speziellen Fallengeometrie am Computer simuliert.

7.1 Die Feldberechnung

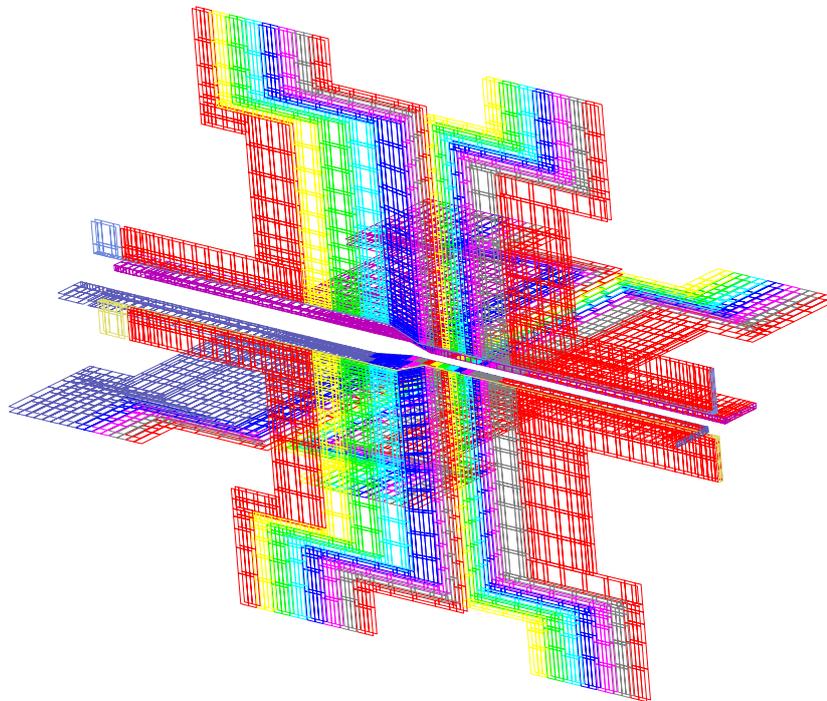


Abb. 7.1: Computermodell (AutoCAD) der Falle. Die Farben zeigen die einzelnen Elektroden an, die auf verschiedene Spannungen gelegt werden können.

Um die Trajektorien eines Ions in der Falle und bei der Extraktion zu simulieren, wurde in unserem Institut ein Programm¹ entwickelt, das die effektive Berechnung des elektrischen Potentials an einem beliebigen Punkt in einer Leiteranordnung ermöglicht [52]. Aus einer Zeichnung der Falle (Abb. 7.1) werden für die einzelnen geladenen Flächen Kapazitätsmatrizen aufgestellt, durch deren Invertierung mit einem „Fast Multipole“-Algorithmus² die Ladung auf der Leiteroberfläche abhängig von der angelegten Spannung bestimmt wer-

¹ <http://www.uni-ulm.de/qiv/staff/ksinger/bem>

² <http://www.rle.mit.edu/cpg>

den kann. Diese geladenen Flächen sind in Rechtecke unterteilt, welche die Oberflächenladungselemente darstellen, aus denen dann das elektrische Potential und schließlich das Feld berechnet wird. Die Feinheit dieses Gitters („mesh“) wird in der Nähe des Fallenzentrums möglichst hoch gewählt. Außerdem muss in diesem Bereich die korrekte Normierung der Potentiale gewährleistet werden. Das Verfahren wird als „Boundary Element Method“ (BEM) bezeichnet [53].

7.2 Die Verletsche Integrationsmethode

Eine einfache und sehr effektive Möglichkeit, die Bewegung eines Teilchens in einem Kraftfeld zu simulieren, ist das Verfahren nach Verlet [54]. Es handelt sich hierbei um eine Integrationsmethode zweiter Ordnung, die im Gegensatz zu anderen Verfahren auch für lange Zeiten energierhaltend ist und die Realisierung von Zwangsbedingungen erlaubt, weshalb sie oft für die Berechnung von Trajektorien in wissenschaftlichen Simulationen und die Nachbildung physikalischer Bewegungsabläufe in Computerspielen verwendet wird.

Das Prinzip beruht darauf, die Zeit in Intervalle Δt einzuteilen, um Ort und Geschwindigkeit bei $t_n = n \Delta t$ zu berechnen. Die Verbindung der Punkte ergibt näherungsweise die Trajektorie. Zur Herleitung geht man von der Taylorentwicklung der Ortsfunktion aus:

$$\vec{x}(t_0 \pm \Delta t) = \vec{x}(t_0) \pm \dot{\vec{x}}(t_0) \Delta t + \frac{1}{2} \ddot{\vec{x}}(t_0) (\Delta t)^2 \pm \frac{1}{6} \dddot{\vec{x}}(t_0) (\Delta t)^3 + O((\Delta t)^4) \quad (7.1)$$

Addiert man nun die Gleichungen für $t_0 + \Delta t$ und $t_0 - \Delta t$, so erhält man mit $\ddot{\vec{x}} = \vec{a}$:

$$\vec{x}(t_0 + \Delta t) = 2\vec{x}(t_0) - \vec{x}(t_0 - \Delta t) + \vec{a}(t_0) (\Delta t)^2 + O((\Delta t)^4) \quad (7.2)$$

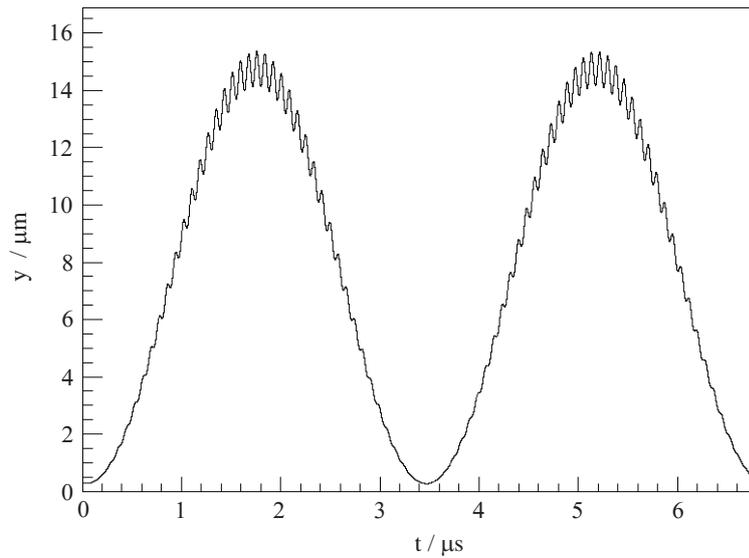
Da man das elektrische Feld berechnet hat und die Ladung des Ions kennt, kann man die Beschleunigung

$$\vec{a}(t_0) = \frac{\vec{F}(t_0)}{m} = \frac{q \vec{E}(x(t_0))}{m} \quad (7.3)$$

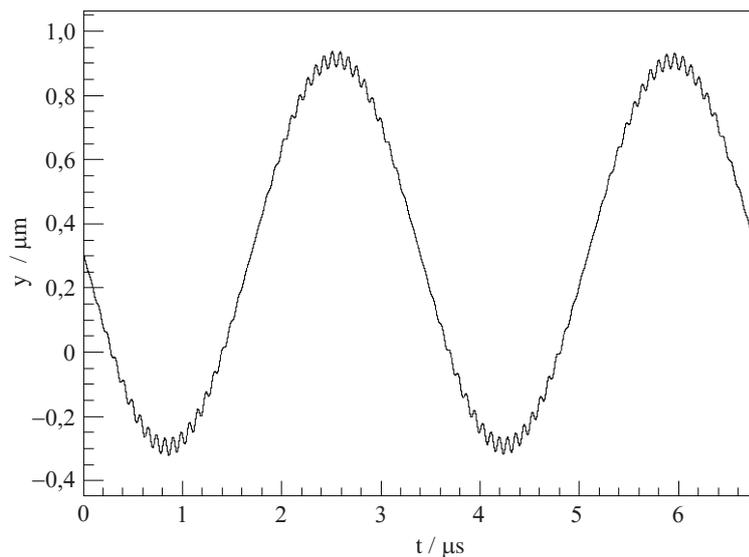
bestimmen. Somit hat man eine Vorschrift zur Hand, mit der man $\vec{x}(t_0 + \Delta t)$ aus den Werten der beiden vorhergehenden Zeitschritte erhält. Für die Geschwindigkeit gilt:

$$\vec{v}(t_0) = \frac{\vec{x}(t_0 + \Delta t) - \vec{x}(t_0 - \Delta t)}{2 \Delta t} + O((\Delta t)^4) \quad (7.4)$$

Verwendet man diese Methode, um die Bewegung eines Ions in dem Feld zu simulieren, das man aus dem Computermodell der Falle erhält, so ergibt sich die typische Bewegung, die analytisch durch die Mathieu-Gleichung (Gl. 3.4) beschrieben wird. In radialer Richtung erhält man die Säkularbewegung im Pseudopotential, überlagert von der hochfrequenten Mikrobewegung. Zunächst müssen die richtigen Startkoordinaten bestimmt werden, indem man alle Anfangsgeschwindigkeiten zu Null wählt, die Bewegung über eine Säkularperiode mittelt und die so gefundenen Werte als Startwerte für die nächste Simulation verwendet. Nach einigen Iterationen sind die optimalen Werte gefunden. In axialer Richtung hängt



(a) Simulierte radiale Bewegung eines gefangenen Ions im unkompen-
sierten Fall.



(b) Simulierte radiale Bewegung eines gefangenen Ions mit angelegter
Kompensationsspannung (ca. 40 mV).

Abb. 7.2: Numerische Simulation der Bewegung eines gefangenen Ions in einer der beiden radialen Richtungen. Der Säkularbewegung ist die schnellere Mikrobewegung überlagert. Im unkompenzierten Fall (a) schwingt das Ion nicht um das Minimum der Radiofrequenz, sodass sich die Amplitude der Mikrobewegung asymmetrisch zur Auslenkung verändert. Dies kann durch die richtige Kompensationsspannung korrigiert werden (b). Das Ion schwingt außerdem mit einer niedrigeren Amplitude, da es nun im Zentrum des verschobenen Pseudopotentials startet. In beiden Fällen wurde dieselbe, zufällig gewählte Anfangsgeschwindigkeit von 1,16881 m/s eingesetzt. Die radiale Fallenfrequenz beträgt $\omega_{\text{radial}} = 2\pi \cdot 294$ kHz.

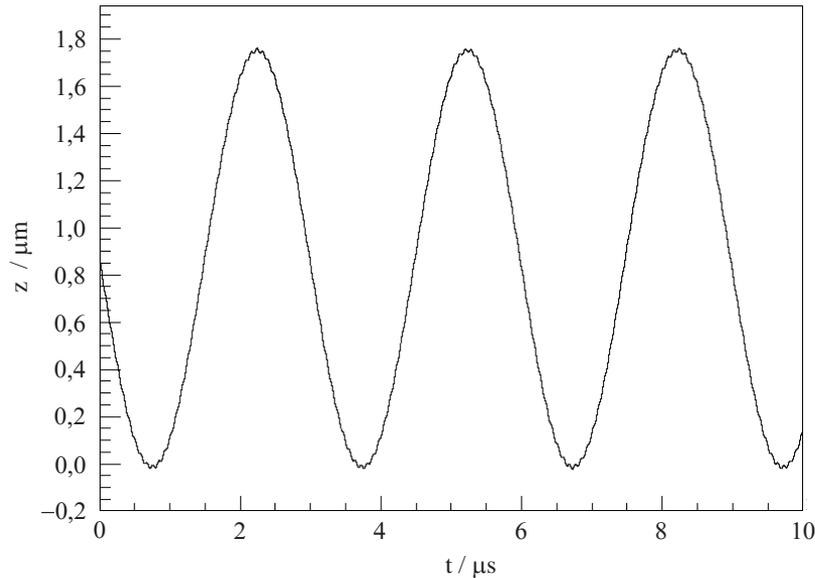


Abb. 7.3: Simulation der Bewegung eines gefangenen Ions in axialer Richtung ($z_0 = 36,671$ nm). Hieraus kann man die axiale Fallenfrequenz zu $\omega_{\text{axial}} = 2\pi \cdot 333$ kHz bestimmen. Die leichte Schwankung kommt durch die numerische Berechnung der Bahn zustande und hat eine Amplitude von etwa 10 nm.

der optimale Wert von den Spannungseinstellungen an den DC-Segmenten ab, da diese das axiale Potentialminimum bilden. In den radialen Richtungen liegen die optimalen Startwerte bei ca. 0,3 nm. Eine solche Verschiebung aus dem Nullpunkt sollte in einer idealen Falle nicht vorhanden sein und kommt vermutlich durch Fehler im Computermodell (Abb. 7.1) zustande, das bei der Segmentierung der Flächen die Dicke der Kupferschicht nicht berücksichtigt. Hierdurch entstandene Versetzungen könnten zu einem asymmetrischen Aufbau geführt haben und somit der Ursprung der Verschiebung sein.

Aus demselben Grund liegen auch die Nullpunkte von Säkular- und Mikrobewegung zunächst nicht übereinander. Dieses Problem kann jedoch analog zum Experiment durch eine Mikrobewegungskompensation korrigiert werden, bei der man Offsetspannungen an die Rails anlegt. Anders als im Experiment wurde jedoch die Bewegung berechnet und so können die richtigen Einstellungen sehr präzise gewählt werden. Durch iterierte Scans über die Kompensationswerte mit jeweils angepassten Startwerten und Schrittweiten ermittelt man die Werte mit minimaler Schwingungsamplitude. Abbildung 7.2 zeigt die Bewegung in einer der beiden radialen Richtungen für den unkompensierten und den kompensierten Fall. Die numerisch gefundenen Kompensationsspannungen liegen bei ca. 40 mV und sind somit deutlich niedriger als im Experiment ($U_{\text{RF-Rail}} = 2,7$ V, $U_{\text{DC-Rail}} = -2,1$ V). Dies ist jedoch zu erwarten, da die realen Kompensationselektroden zusätzlich die Verschiebung der Ionen aufgrund von Asymmetrien und Aufladungen in der physischen Falle ausgleichen müssen, während die Kompensationsspannungen in der Simulation eigentlich exakt den Wert 0 V haben sollten.

In axialer Richtung gibt es keine Mikrobewegung, da der Einschluss hier durch elektrostatische Felder bewerkstelligt wird, sodass man lediglich die Säkularbewegung erhält (Abb. 7.3). An den Umkehrpunkten ist dennoch eine leichte Oszillation zu sehen. Sie kommt durch die endliche Schrittweite der Verlet-Integration zustande und hat eine Amplitude von etwa 10 nm. Um den Einfluss dieser Schwankung abzuschätzen, soll sie mit der Ausdehnung eines Ionenwellenpaketes verglichen werden.

Im harmonischen Oszillator ist die Ausdehnung eines Wellenpaketes durch den Ausdruck

$$\Delta x = \sqrt{\frac{\hbar}{m \omega} \left(n + \frac{1}{2} \right)} \quad (7.5)$$

gegeben und die Phononenzahl n hängt gemäß

$$k_B T = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega \quad (7.6)$$

von der Temperatur ab. Setzt man die beiden Gleichungen in einander ein, so erhält man:

$$\Delta x = \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega^2}} \quad (7.7)$$

Für eine Temperatur von 2 mK und eine Fallenfrequenz von $\omega_{\text{axial}} = 2\pi \cdot 333$ kHz gilt $\Delta x = 308,2$ nm. Dies liegt deutlich über den Schwankungen von etwa 10 nm, die durch die numerische Berechnung der Bewegung entstehen, sodass diese Effekte vernachlässigt werden können.

7.3 Die Monte-Carlo Simulation

Um die Fluktuation der Ionentrajektorien bei der Extraktion nachzubilden, wurde eine Monte-Carlo Simulation des Extraktionsprozesses durchgeführt. Wie im Experiment werden die Ionen von einer Extraktionsspannung von 500 V beschleunigt, während die Phase der Mikrobewegung 250° beträgt (vgl. Abschnitt 6.3). Sobald sie die Falle verlassen haben und sich 8 cm vom Fallenzentrum entfernt befinden, endet die Verlet-Integration. Die Ionen werden hier nicht mehr von den Potentialen in der Falle beeinflusst, sodass ihre Bewegung bis zur Detektionsebene bei 24,7 cm mit den Ortskoordinaten und Geschwindigkeiten berechnet werden kann, die sie an diesem Punkt besitzen. Ihr Auftreffpunkt auf der Detektorebene wird abgespeichert. Durch eine wiederholte Simulation bei verschiedenen, zufälligen Anfangsbedingungen entsteht ein sogenanntes Spot-Diagramm, das den örtlichen Bereich abbildet, in dem die Ionen auftreffen.

Als Anfangsorte werden jeweils die ermittelten Nullpunkte gewählt. Für die Anfangsgeschwindigkeit in den drei Raumrichtungen nimmt man eine thermische Verteilung an. Diese ist durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gegeben:

$$W(v) \sim e^{-\frac{m v^2}{2 k_B T}} \quad (7.8)$$

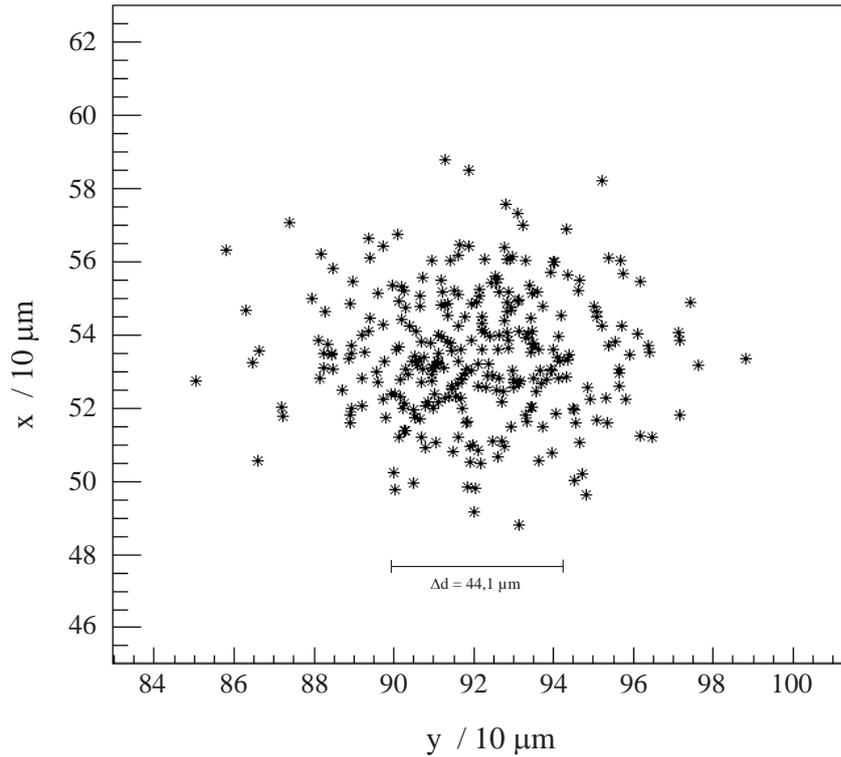
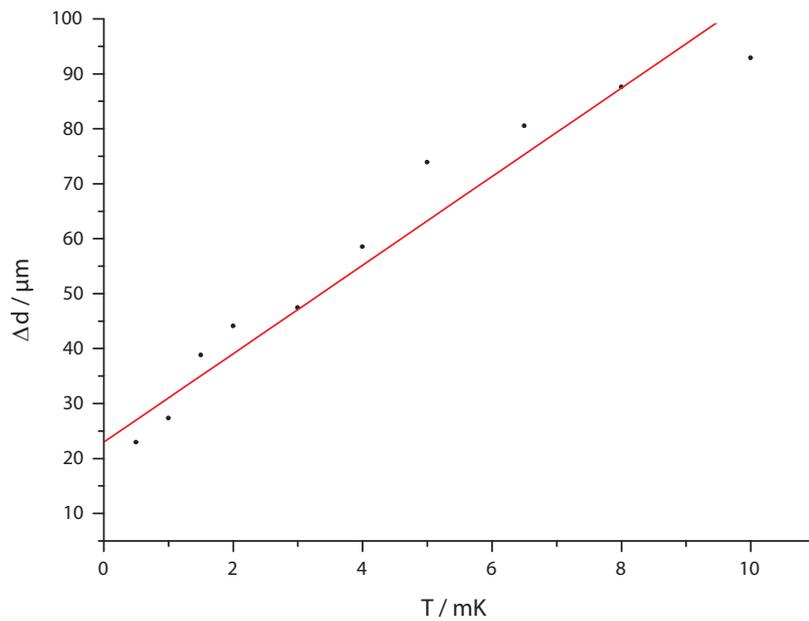


Abb. 7.4: Simulierte Auftreffpunkte extrahierter Ionen in der Detektorebene. Für die Anfangsgeschwindigkeiten in den drei Raumrichtungen wurde eine Boltzmann-Verteilung bei der Temperatur $T = 2$ mK angenommen. Die Spotgröße wurde aus einer angepassten Gauß-Kurve zu $\Delta d = 44,1 \mu\text{m}$ bestimmt.

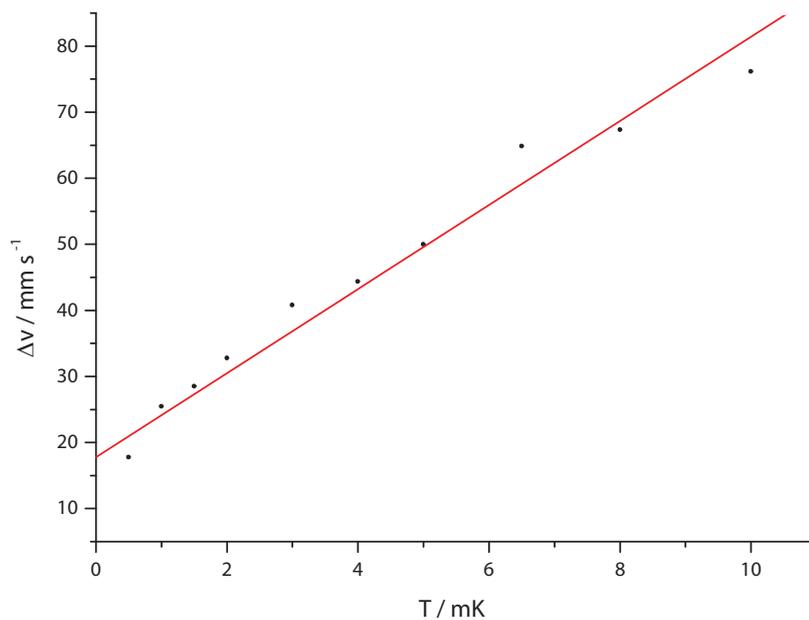
Mit einer so verteilten Zufallsvariable wählt man die Anfangsgeschwindigkeiten, wobei für unsere dopplergekühlten Ionen ein Temperaturwert von $T = 2$ mK realistisch ist. In Abbildung 7.4 ist ein Spotdiagramm für 300 simulierte Extraktionen zu sehen. Die Spotgröße wurde mit Hilfe einer angepassten Gauß-Kurve bestimmt und beträgt $\Delta d = 2\sigma = 44,1 \mu\text{m}$.

Für die spätere Fokussierung der Ionen mit einer elektrostatischen Einzel-Linse ist die Temperaturabhängigkeit der Spotgröße sowie die Schwankungen der axialen Geschwindigkeit wichtig. Letztere verursacht Abbildungsfehler durch chromatische Abberation. Die Simulation liefert eine typische Endgeschwindigkeit der Ionen von $21,4 \text{ km/s}$, was in derselben Größenordnung liegt wie der experimentell bestimmte Wert ($19,66 \text{ km/s}$). In Abbildung 7.5 sind die Spotgröße Δd und die axiale Geschwindigkeitsfluktuation Δv in Abhängigkeit von der Temperatur zu sehen. Ausgleichsgeraden ermöglichen die Abschätzung der minimalen Werte zu $\Delta d_{\text{min}} \approx 23 \mu\text{m}$ und $\Delta v_{\text{min}} \approx 18 \text{ mm/s}$. Δv wurde dabei analog zu Δd als die doppelte Standardabweichung einer angepassten Gauß-Kurve bestimmt. Bei 2 mK beträgt sie $32,8 \text{ mm/s}$.

Bei der Planung des Experiments wurde eine Simulation der elektrostatischen Einzel-Linse mit FemLab durchgeführt, die nun eine Abschätzung der Fokussierung erlaubt (Abb. 7.6). Diese Linse erreicht etwa eine Verkleinerung der Spotgröße um den Faktor 300. Eine



(a) Abhängigkeit der simulierten Spotgröße Δd von der Temperatur, wobei die Ausgleichsgerade $\Delta d_{\min} \approx 23 \mu\text{m}$ liefert.



(b) Abhängigkeit der simulierten Geschwindigkeitsfluktuation Δv von der Temperatur, wobei die Ausgleichsgerade $\Delta v_{\min} \approx 18 \text{ mm/s}$ liefert. Dies entspricht nur etwa $10^{-4} \%$ der Endgeschwindigkeit.

Abb. 7.5: Numerische Simulationen der Spotgröße (a) und der Geschwindigkeitsfluktuation (b) für verschiedene, zur Bestimmung der Anfangsgeschwindigkeiten verwendete Temperaturen. Für die ersten sieben Punkte ($T = 0,5 \dots 4 \text{ mK}$) wurden jeweils 100 Simulationen durchgeführt, für die übrigen jeweils 300, da bei höheren Temperaturen eine größere Geschwindigkeitsfluktuation auftritt.

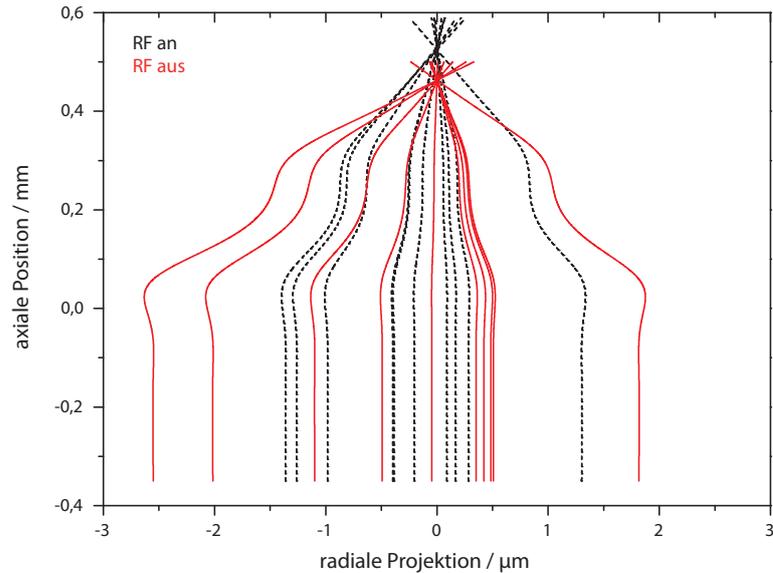


Abb. 7.6: Simulierte Ionentrajektorien beim Flug durch eine elektrostatische Einzel-Linse (Brennweite $f = 300 \mu\text{m}$) mit einer Geschwindigkeit von $42,75 \text{ km/s}$. Die roten Kurven stehen für Extraktionen, bei denen die Radiofrequenz im Moment der Extraktion abgeschaltet wurde. Dies wurde experimentell bislang nicht realisiert. Die Linse fokussiert eine Spotgröße von einigen μm auf etwa 10nm . Ab einer Geschwindigkeitsschwankung von $0,5\%$ spielt die chromatische Abberation eine Rolle.

an die aktuellen Extraktionssimulationen angepasste Linse würde in Analogie hierzu eine Spotgröße von ca. 50 nm bei 2 mK und ca. 30 nm bei der idealen Spotgröße Δd_{min} erzeugen.

Die Schwankungen der Geschwindigkeit sind so gering ($\sim 10^{-4}\%$), dass sie für die chromatische Abberation keine Rolle spielen würden. Die Simulationen befinden sich jedoch erst in den Anfängen und stellen noch kein vollständiges Bild der Situation dar. So wurde beispielsweise stets zu einem bestimmten Zeitpunkt nach dem Start der Simulation extrahiert, wobei hierzu der Nulldurchgang der radialen Säkularbewegung gewählt wurde, da hier die radiale Geschwindigkeit und somit die Abweichung am höchsten ist. Die verschiedenen Positionen des Ions auf seiner Säkularbahn sind somit noch nicht berücksichtigt. Eine zufällige Wahl der Extraktionszeit würde die experimentelle Situation besser darstellen. Hierzu ist jedoch eine genauere Simulation der Felder und ein feineres Gitter auf den Extraktionselektroden notwendig, da mit den derzeitigen Parametern Fehler auftreten. Spannungsfluktuationen, wie sie im Experiment vorhanden sind, wurden ebenfalls nicht berücksichtigt. Auch steht eine Modellierung der Ablenkspannungen noch aus, durch die man die experimentellen Ergebnisse aus Kapitel 6 nachvollziehen könnte. Die bisherigen Ergebnisse der Simulationen zeigen jedoch trotz ihrer Ungenauigkeit eine Fokussierung in den nm -Bereich als möglich auf. Die berechneten Spotgrößen sind außerdem deutlich kleiner als die kleinste Öffnung der Blendenplatte (Abb. 8.1), die in künftigen Experimenten zum Einsatz kommen wird.

8. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurde die lineare segmentierte Paul-Falle als erste deterministische Einzelionenquelle etabliert. Der Einfluss der Ablenkelektroden und der Phase der Radiofrequenz zum Extraktionszeitpunkt wurde ebenso untersucht wie die Spektren der Flugzeiten und die Abhängigkeit der Erfolgsquote vom Druck in der Vakuumkammer. Sowohl die mit 90% sehr hohe Erfolgsquote bei der Extraktion von einzelnen Ionen als auch die geringe Schwankung ihrer Extraktionsenergie konnten gezeigt werden. Das Ausheizen der Kammer und eine stabilere Phasensynchronisation werden diese Resultate noch weiter verbessern. Die Ergebnisse der Experimente mit Kristallen aus zwei Ionen weisen auf eine Extraktion im kristallisierten Zustand hin, der niedrige radiale Temperaturen mit sich bringt. Diese vielversprechenden Ergebnisse ebnen den Weg für eine weitere Verbesserung der örtlichen Genauigkeit mit dem Ziel der nm-genauen Implantation. Hierzu wird jedoch eine noch tiefere Iontemperatur notwendig sein, weshalb einige vorbereitende Messungen zu weiteren Kühlverfahren und zur Mikrobewegungskompensation durchgeführt wurden. Sind die Ionen schließlich auf Temperaturen von wenigen $100 \mu\text{K}$ gekühlt, kann die Fokussierung mit einer elektrostatischen Einzel-Linse auf ein Substrat realisiert werden.

Ein wichtiger nächster Schritt besteht im Einbau der bereits erwähnten Blendenplatte (Abb. 8.1), mit der durch eine schrittweise Verkleinerung der Detektoröffnung der Einfluss der Ablenkspannungen genauer studiert werden kann. Das gezielte Laden von Fremdionen mit einem neuen Nickel - Chrom - Ofen wird die erfolgreiche deterministische Extraktion von Kalzium auf andere Elemente erweitern, um so die universelle Einsetzbarkeit der Paul-Falle als Implantationswerkzeug zu demonstrieren.

Eine höhere kinetische Energie der Ionen kann durch das zweite Extraktionsschema erreicht werden, das auf dem Fangen der Ionen in einem Potentialtopf mit hoher Offsetspannung basiert. Aufgrund der genannten Probleme

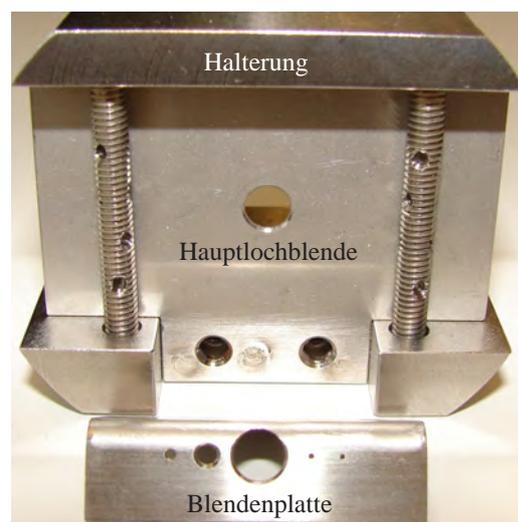


Abb. 8.1: Halterung der Hauptlochblende ($\varnothing 5 \text{ mm}$) und verschiebbare Blendenplatte mit fünf Bohrungen ($\varnothing 1, 2, 5, 0.5, 0.3 \text{ mm}$).

me wird man jedoch vermutlich eine andere Strategie verfolgen: Um die Geschwindigkeit zu erhöhen, mit der die Ionen bei der Implantation auf das Substrat treffen, kann man dieses auf eine negative Hochspannung legen und so eine Nachbeschleunigung erreichen. Auf diese Weise genügt bereits die in dieser Arbeit demonstrierte niederenergetische Quelle zur Implantation einzelner Atome, die nachweisbare Farbzentren bilden [55].

Die Extraktion größerer Ionenkristalle könnte zur schnellen Erzeugung vieler Farbzentren verwendet werden, indem man das Substrat bei der Implantation bewegt. Da wir uns auf die Untersuchung einzelner Ionen konzentriert haben, war die Anzahl der extrahierten Kristalle aus drei oder vier Ionen zu gering, um Aussagen über ihr Verhalten treffen zu können. Selbst bei 2-Ionen-Kristallen sind noch Fragen offen, beispielsweise nach dem Unterschied in den Flugbahnen, der im Vergleich zu einzelnen Ionen zu einer verzögerten Ankunft am Detektor führt. Weitere Messungen und die Weiterentwicklung der Simulationen werden hier zur Klärung beitragen können.

ANHANG

Mit Hilfe einer Bias-T Schaltung kann man die Radiofrequenz auf die entsprechenden Rails geben und diese gleichzeitig zur Mikrobewegungskompensation durch Anlegen einer Gleichspannung nutzen. Der Kondensator wirkt als ein Hochpass und beeinflusst die Radiofrequenz nicht, blockiert jedoch U_{DC} . Im Gegenzug wirkt die Spule als Tiefpass und blockiert U_{RF} , während sie die Gleichspannung an die Elektrode weitergibt. Der Einfluss der Vakuumdurchführung ist aufgrund ihrer kleinen Kapazität (wenige pF) sehr gering.

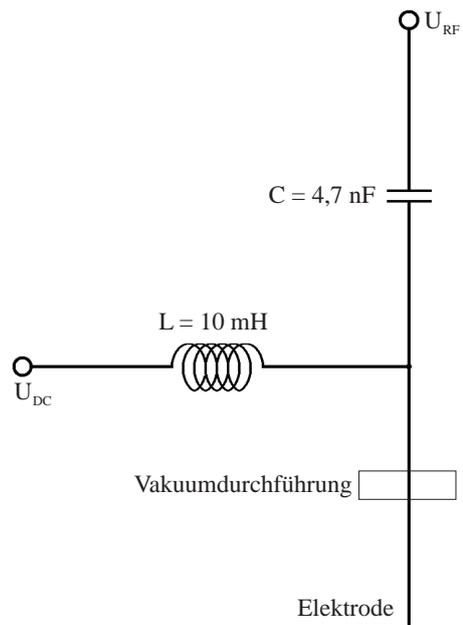


Abb. 8.2: Bias-T Schaltung zum Anlegen einer DC-Offsetspannung an die RF-Rails.

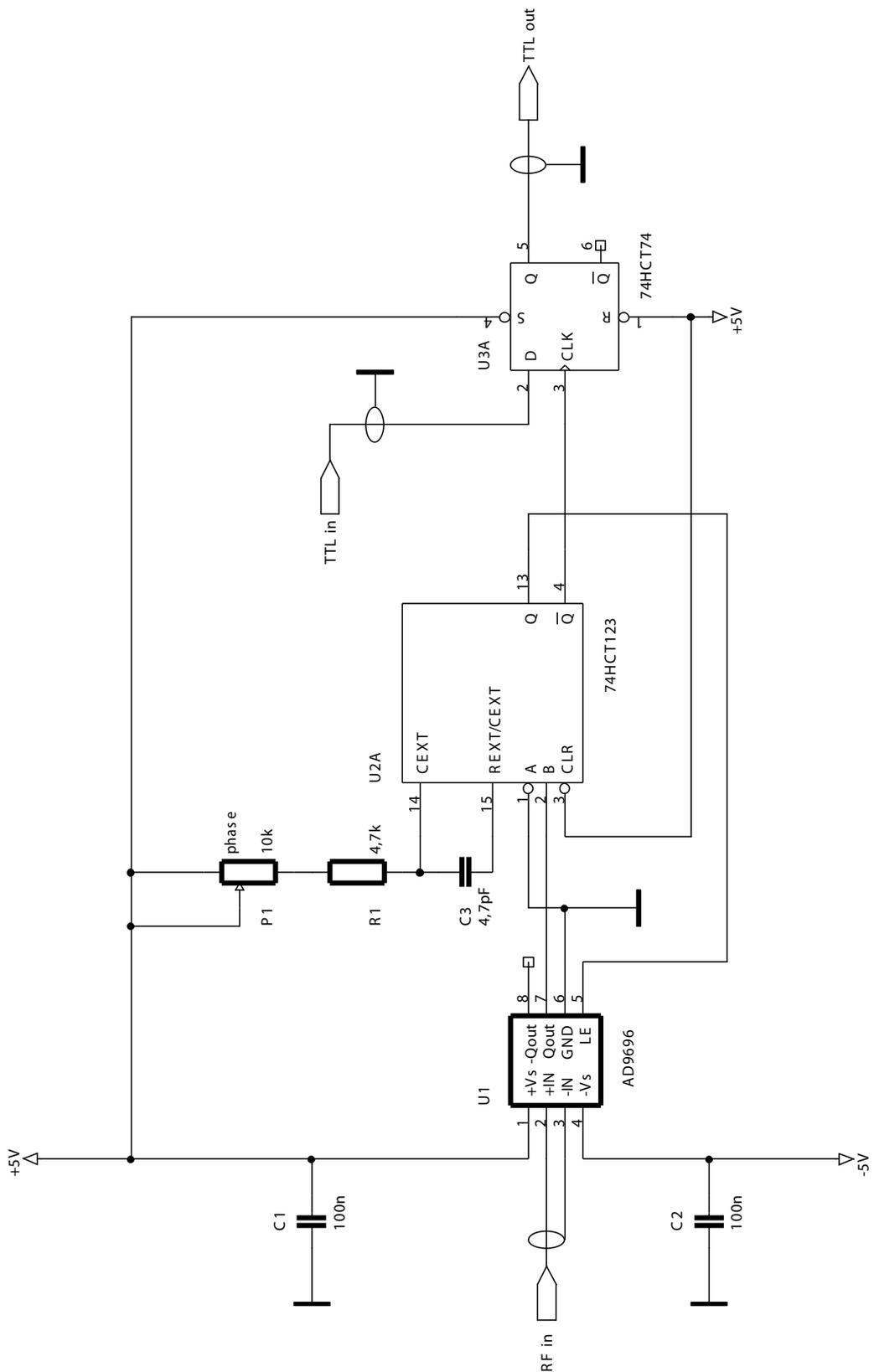


Abb. 8.3: Schaltplan des Delay-Triggers zur Synchronisation der Radiofrequenz mit dem TTL - Signal für die Extraktion.

DANKSAGUNG

Zum Schluss möchte ich mich bei den vielen Menschen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt, begleitet und geleitet haben.

Mein größter Dank gilt Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler, der mir durch die Aufnahme in sein junges Institut die Möglichkeit gegeben hat, an der aktuellen Forschung in einem der modernsten Gebiete der Physik aktiv teilzunehmen.

Für die beste Vorlesung meines Studiums danke ich apl. Prof. Dr. Matthias Freyberger, der mein Interesse für die Quanteninformationsverarbeitung geweckt hat.

Dr. Kilian Singer, dem Leiter des Implantationsprojektes, gilt Dank für die tatkräftige Unterstützung meiner Arbeit und seine zündenden Ideen.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei Wolfgang Schnitzler, der mit mir über 4000 Einzelmessungen an unserer „Ionenkanone“ durchgeführt hat und ein unterhaltsamer Bürogenosse war. Möge die Macht stets mit ihm sein.

Dr. Rainer Reichle, der immer ein offenes Ohr für meine Fragen und Probleme während des letzten Jahres hatte, danke ich für all seine Hilfe.

Dank gilt auch Thomas Deuschle, von dem ich sehr viel über Ionenfallen gelernt habe und der mit mir die Spektroskopie und die Mikrobewegungskompensation gemessen hat; ebenso Johannes Eble für seine wertvolle Hilfe bei der Laserstabilisierung und die vielen netten Gespräche im Büro. Gerhard Huber danke ich für seine Hilfe bei Programmierproblemen und für ein Stück Bayern am Arbeitsplatz; desweiteren unseren sachkundigen Technikern Manfred Bürzele und Michael Ferner, die mir bei den Detektortests und vielen weiteren Dingen geholfen haben; Herrn Johannes Augsburg aus der Elektronikwerkstatt für seine Hilfe mit dem Schaltplan und Problemen elektrotechnischer Natur.

Stefan Arnold, Sarah Kajari-Schröder, Endre Kajari, meiner Freundin Cornelia Feiler und weiteren großartigen Menschen aus dem Institut für Quantenphysik danke ich für ihre Hilfe bei Mathematica- und LaTeXproblemen, sowie mathematischen Fragen aller Art.

Schließlich danke ich besonders herzlich meinen Eltern, Barbara und Reinhold Paul Linke, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] FEYNMAN, R. P.: Simulating physics with computers. In: *International Journal of Theoretical Physics* 21 (1982), Nr. 6/7, S. 467–488
- [2] MEIJER, J. ; VOGEL, T. ; BURCHARD, B. ; RANGELOW, I. W. ; BISCHOFF, L. ; WRACHTRUP, J. ; DOMHAN, M. ; JELEZKO, F. ; SCHNITZLER, W. ; SCHULZ, S. A. ; SINGER, K. ; SCHMIDT-KALER, F.: Concept of deterministic single ion doping with sub-nm spatial resolution. In: *Appl. Phys. A* 83 (2006), Nr. 2, S. 321–327
- [3] NILSSON, M. ; RIPPE, L. ; OHLSSON, N. ; CHRISTIANSSON, T. ; KRÖLL, S.: Recent progress in developing new rare earth materials for hole burning and coherent transient applications. In: *J.Lumin* 98 (2002), S. 281–287
- [4] FRAVAL, E. ; SELLARS, M. J. ; LONGDELL, J. J.: Dynamic Decoherence Control of a Solid-State Nuclear-Quadrupole Qubit. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), Nr. 3, S. 030506
- [5] SUN, Y. ; THIEL, C. W. ; CONE, R. L. ; EQUALL, R. W. ; HUTCHESON, R. L.: Initial Experiments Concerning Quantum Information Processing in Rare-Earth-Ion Doped Crystals. In: *Physica Scripta* T102 (2002), S. 178–185
- [6] RIPPE, L. ; NILSSON, M. ; KROLL, S. ; KLIEBER, R. ; SUTER, D.: Experimental demonstration of efficient and selective population transfer and qubit distillation in a rare-earth-metal-ion-doped crystal. In: *Phys. Rev. A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* 71 (2005), Nr. 6, S. 062328
- [7] RIPPE, L.: *Quantum Computing with Naturally Trapped Subnanometre Spaced Ions*, Lund University, Diss., 2006
- [8] KANE, B. E.: A silicon-based nuclear spin quantum computer. In: *Nature* 393 (1998), May, S. 133
- [9] MCCAMEY, D. R. ; HUEBL, H. ; BRANDT, M. S. ; HUTCHISON, W. D. ; MCCALLUM, J. C. ; CLARK, R. G. ; HAMILTON, A. R.: Electrically detected magnetic resonance in ion-implanted Si:P nanostructures. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), Nr. 18, S. 182115
- [10] R. GROSS, (Coordinator): *Solid-State Quantum Information Processing: Physical Concepts and Material Aspects*. Deutsche Forschungsgemeinschaft SFB via the rector of the Ludwig-Maximilians-Universität München, 2006

- [11] SMITH, J. M. ; DALGARNO, P. A. ; WARBURTON, R. J. ; GOVOROV, A. O. ; KARRAI, K. ; GERARDOT, B. D. ; PETROFF, P. M.: Voltage Control of the Spin Dynamics of an Exciton in a Semiconductor Quantum Dot. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), Nr. 19, S. 197402
- [12] SEIDL, S. ; KRONER, M. ; HOGELE, A. ; KARRAI, K. ; WARBURTON, R. J. ; BADOLATO, A. ; PETROFF, P. M.: Effect of uniaxial stress on excitons in a self-assembled quantum dot. In: *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), Nr. 20, S. 203113
- [13] GAEBEL, T. ; DOMHAN, M. ; POPA, I. ; WITTMANN, C. ; NEUMANN, P. ; JELEZKO, F. ; RABEAU, J. R. ; STAVRIAS, N. ; GREENTREE, A. D. ; PRAWER, S. ; MEIJER, J. ; TWAMLEY, J. ; HEMMER, P. R. ; WRACHTRUP, J.: Room-temperature coherent coupling of single spins in diamond. In: *Nature Physics* 2 (2006), S. 408–413
- [14] NIZOVITSEV, A. P. ; KILIN, S. Y. ; TIETZ, C. ; JELEZKO, F. ; WRACHTRUP, J.: Modeling fluorescence of single nitrogen–vacancy defect centers in diamond. In: *Physica B* 308 (2001), S. 608–611
- [15] CHILDRESS, L. ; DUTT, M. V. G. ; TAYLOR, J. M. ; ZIBROV, A. S. ; JELEZKO, F. ; WRACHTRUP, J. ; HEMMER, P. R. ; LUKIN, M. D.: Coherent Dynamics of Coupled Electron and Nuclear Spin Qubits in Diamond. In: *Science* 314 (2006), S. 281–285
- [16] GRUBER, A. ; DRÄBENSTEDT, A. ; TIETZ, C. ; FLEURY, L. ; WRACHTRUP, J. ; VON BORCZYKOWSKI, C.: Scanning Confocal Optical Microscopy and Magnetic Resonance on Single Defect Centers. In: *Science* 276 (1997), S. 2012
- [17] JELEZKO, F. ; GAEBEL, T. ; POPA, I. ; GRUBER, A. ; WRACHTRUP, J.: Observation of Coherent Oscillations in a Single Electron Spin. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), Nr. 7, S. 076401
- [18] KÖHLER, J.: Magnetic resonance of a single molecular spin. In: *Physics Reports* 310 (1999), Nr. 5–6, S. 261–339
- [19] KENNEDY, T. A. ; COLTON, J. S. ; BUTLER, J. E. ; LINARES, R. C. ; DOERING, P. J.: Long coherence times at 300 K for nitrogen-vacancy center spins in diamond grown by chemical vapor deposition. In: *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003), Nr. 20, S. 4190–4192
- [20] JELEZKO, F. ; GAEBEL, T. ; POPA, I. ; DOMHAN, M. ; GRUBER, A. ; WRACHTRUP, J.: Observation of Coherent Oscillation of a Single Nuclear Spin and Realization of a Two-Qubit Conditional Quantum Gate. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), Nr. 13, S. 130501
- [21] KURTSIEFER, C. ; MAYER, S. ; ZARDA, P. ; WEINFURTER, H.: Stable Solid-State Source of Single Photons. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), Jul, Nr. 2, S. 290–293

- [22] BÖER, K. W.: *Survey of Semiconductor Physics*. Bd. 1. Berlin : Wiley-VCH, 2002
- [23] O'BRIEN, J. L. ; SCHOFIELD, S. R. ; SIMMONS, M. Y. ; CLARK, R. G. ; DZURAK, A. S. ; CURSON, N. J. ; KANE, B. E. ; MCALPINE, N. S. ; HAWLEY, M. E. ; BROWN, G. W.: Towards the fabrication of phosphorus qubits for a silicon quantum computer. In: *Phys. Rev. B* 64 (2001), Sep, Nr. 16, S. 161401
- [24] SCHOFIELD, S. R. ; CURSON, N. J. ; SIMMONS, M. Y. ; RUESS, F. J. ; HALLAM, T. ; OBERBECK, L. ; CLARK, R. G.: Atomically Precise Placement of Single Dopants in Si. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), Sep, Nr. 13, S. 136104
- [25] SHINADA, T. ; KUMURA, Y. ; OKABE, J. ; MATSUKAWA, T. ; OHDOMARI, I.: Current status of single ion implantation, AVS, 1998, S. 2489–2493
- [26] MATSUKAWA, T. ; SHINADA, T. ; FUKAI, T. ; OHDOMARI, I.: Key technologies of a focused ion beam system for single ion implantation. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 16 (1998), Nr. 4, S. 2479–2483
- [27] SHINADA, T. ; KOYAMA, H. ; HINOSHITA, C. ; IMAMURA, K. ; OHDOMARI, I.: Improvement of Focused Ion-Beam Optics in Single-Ion Implantation for Higher Aiming Precision of One-by-One Doping of Impurity Atoms into Nano-Scale Semiconductor Devices. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 41 (2002), S. L287–L290
- [28] SCHENKEL, T. ; PERSAUD, A. ; PARK, S. J. ; NILSSON, J. ; BOKOR, J. ; LIDDLE, J. A. ; KELLER, R. ; SCHNEIDER, D. H. ; CHENG, D. W. ; HUMPHRIES, D. E.: Solid state quantum computer development in silicon with single ion implantation. In: *J. Appl. Phys.* 94 (2003), Nr. 11, S. 7017–7024
- [29] MITIC, M. ; ANDRESEN, S.E. ; YANG, C. ; HOPF, T. ; CHAN, V. ; GAUJA, E. ; HUDSON, F.E. ; BUEHLER, T.M. ; BRENNER, R. ; FERGUSON, A.J. ; PAKES, C.I. ; HEARNE, S.M. ; TAMANYAN, G. ; REILLY, D.J. ; HAMILTON, A.R. ; JAMIESON, D.N. ; DZURAK, A.S. ; CLARK, R.G.: Single atom Si nanoelectronics using controlled single-ion implantation. In: *Microelectronic Engineering* 78–79 (2005), Nr. 2, S. 279–286
- [30] PERSAUD, A. ; PARK, S. J. ; LIDDLE, J. A. ; RANGELOW, I. W. ; BOKOR, J. ; KELLER, R. ; ALLEN, F. I. ; SCHNEIDER, D. H. ; SCHENKEL, T.: Quantum Computer Development with Single Ion Implantation. In: *QIP* 3 (2004), Nr. 1-5, S. 233–245
- [31] LARSON, D. J. ; BERGQUIST, J. C. ; BOLLINGER, J. J. ; ITANO, Wayne M. ; WINELAND, D. J.: Sympathetic cooling of trapped ions: A laser-cooled two-species nonneutral ion plasma. In: *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986), Jul, Nr. 1, S. 70–73
- [32] LEIBFRIED, D. ; BLATT, R. ; MONROE, C. ; WINELAND, D.: Quantum dynamics of single trapped ions. In: *Rev. Mod. Phys.* 75 (2003), Mar, Nr. 1, S. 281–324

- [33] MAJOR, F. G. ; GHEORGHE, V. N. ; G.WERTH: *Charged Particle Traps*. Springer, 2005
- [34] HUBER, G. ; DEUSCHLE, T. ; SCHNITZLER, W. ; REICHLE, R. ; SINGER, K. ; SCHMIDT-KALER, F.: Transport of ions in a segmented linear Paul trap in printed-circuit-board technology. In: *accepted by New J. Phys.* (2007)
- [35] DEUSCHLE, T.: *Kalte Ionenkristalle in einer segmentierten Paul-Falle*, Universität Ulm, Diss., 2007
- [36] SCHNITZLER, W. ; LINKE, N. M. ; SCHMIDT-KALER, F. ; SINGER, Kilian. *Experimental realisation of a novel single ion source for deterministic ion implantation*. 2008
- [37] BLACK, E. D.: An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. In: *Am. J. Phys.* 69 (2001), Nr. 1
- [38] EBLE, J. *Stabilisierung von Lasern zum Erzeugen und Kühlen von Ionen in einer Paul-Falle*. 2006
- [39] KJAEREGAARD, N. ; HORNEKAER, L. ; THOMMESEN, A. M. ; VIDESEN, Z. ; DREWSEN, M.: Isotope selective loading of an ion trap using resonance-enhanced two-photon ionization. In: *Appl. Phys. B* 71 (2000), S. 207–210
- [40] GULDE, S.: Simple and efficient photo-ionization loading of ions for precision ion-trapping experiments. In: *Appl. Phys. B* (2001), Nr. 73, S. 861
- [41] PAQUET, P. M. ; GRAVEL, J.-F. ; P. NOBERT, D. B.: Speciation of chromium by ion chromatography and laser-enhanced ionization: optimization of the excitation-ionization scheme. In: *Spectrochimica Acta Part B* 53 (1998), S. 1907–1917
- [42] SCHÄTZEL, M.: *Mehrphotonen - Ionisationsprozesse mit intensiven Laserpulsen*, Ludwig - Maximilians - Universität München, Diss., 2006
- [43] MAIWALD, R.: *Abbildungs- und Steuerungssystem für ein Experiment mit einzelnen Ionen*, Universität Ulm, Diplomarbeit, 2006
- [44] STENHOLM, Stig: The semiclassical theory of laser cooling. In: *Rev. Mod. Phys.* 58 (1986), Jul, Nr. 3, S. 699–739
- [45] ESCHNER, J. ; MORIGI, G. ; SCHMIDT-KALER, F. ; BLATT, R.: Laser cooling of trapped ions. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 20 (2003)
- [46] MORIGI, G. ; ESCHNER, J. ; KEITEL, C. H.: Ground state laser cooling using electromagnetically induced transparency. In: *Phys. Rev. Lett* 85 (2000), Nr. 21

-
- [47] RAAB, C.: *Interference experiments with the fluorescence light of Ba⁺ ions*, Universität Innsbruck, Diss., 2001
- [48] LOUNIS, B. ; COHEN-TANNOUDJI, C.: Coherent population trapping in Fano profiles. In: *J. Phys. II (France)* 2 (1992), S. 579
- [49] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie*. Springer, 2000
- [50] OBERST, H. *Resonance fluorescence of single Barium ions*. 1999
- [51] MORIGI, G. ; WALTHER, H.: Low temperature dynamics and laser-cooling of two-species Coulomb chains for quantum logic. In: *quant-ph/0005082* (2000)
- [52] SCHULZ, S. ; POSCHINGER, U. ; SINGER, K. ; SCHMIDT-KALER, F.: Optimization of segmented linear Paul traps and transport of stored particles. In: *Fortschr. Phys.* 54 (2006), S. 648
- [53] POZRIKIDIS, C.: *A Practical Guide to Boundary Element Methods*. Boca Raton, London, New York, Washington D.C. : Chapman & Hall/CRC, 2002
- [54] VERLET, L.: Computer experiments on classical fluids. I. Thermodynamical properties of Lennard-Jones molecules. In: *Phys. Rev.* 159 (1967), Jul, Nr. 1, S. 98
- [55] MEIJER, J. *persönliches Gespräch*. 2007

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ulm, den 21.12.2007

Norbert M. Linke