

**Untersuchungen an gespeicherten  
 $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen in einer linearen Paulfalle:  
Lebensdauer des metastabilen  
 $3D_{5/2}$ -Niveaus und Separation atomarer  
Zustände in einem Ionenkristall**

**Dissertation zur Erlangung des Grades  
*Doktor der Naturwissenschaften*  
am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg Universität Mainz**

**Michael Block  
geb. in Mainz-Mombach  
Mainz, im Februar 2002**

Tag der mndlichen Prfung: 2.5.2002

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Das Element Calcium</b>	<b>9</b>
2.1	Eigenschaften . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Die Paulfalle</b>	<b>13</b>
3.1	Die Grundlagen einer idealen, linearen Paulfalle . . . . .	13
3.1.1	Radiale Speicherung . . . . .	15
3.1.2	Axiale Speicherung . . . . .	17
3.2	Reale Falle und nichtlineare Resonanzen . . . . .	19
3.3	Quantisierung, Dicke Kriterium . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Laserkhlung von Atomen</b>	<b>23</b>
4.1	Methoden zur Laserkhlung gespeicherter Atome . . . . .	24
4.1.1	Dopplerkhlen . . . . .	24
4.1.2	Seitenbandkhlen . . . . .	26
4.1.3	Laserkhlen im 3-Niveausystem . . . . .	30
4.2	Khlen mit Elektromagnetisch Induzierter Transparenz . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>35</b>
5.1	Die Vakuumapparatur . . . . .	35
5.2	Die lineare Paulfalle . . . . .	36
5.3	Die Ionenerzeugung . . . . .	38
5.4	Das Lasersystem . . . . .	40
5.4.1	Die Diodenlaser . . . . .	40
5.4.2	Der Titan-Saphir Laser . . . . .	42
5.5	Frequenzstabilisierung der Laser . . . . .	43
5.6	Methoden zur Frequenzstabilisierung von Lasern auf optische Resonatoren . . . . .	44
5.6.1	Flankenstabilisierung . . . . .	46
5.6.2	Stabilisierung auf atomare Referenzen . . . . .	47
5.6.3	Stabilisierung auf die Ableitung des Transmissionssignals . . . . .	49
5.6.4	Drift-Stabilisierung der Diodenlaser im Experiment . . . . .	49
5.7	Wellenlängenmessung . . . . .	52
5.8	Der optische Nachweis . . . . .	53
<b>6</b>	<b>Detektion und Prparation von Ionen</b>	<b>57</b>
6.1	Einzelne Ionen . . . . .	57
6.2	Ionenkristalle . . . . .	59
6.3	Kompensation der Mikrobewegung . . . . .	61

---

6.4	Separation atomarer Zustände in einem Ionenkristall . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Die Lebensdauer des <math>3D_{5/2}</math> Übergangs in <math>^{40}\text{Ca}^+</math></b>	<b>67</b>
7.1	Die Lebensdauer atomarer Niveaus . . . . .	67
7.2	Methoden zur Bestimmung von Lebensdauern atomarer Niveaus . . . . .	70
7.2.1	Zeitaufgelöste Beobachtung der Fluoreszenz beim Zerfall . . . . .	70
7.2.2	Bestimmung der Lebensdauer aus der Beobachtung von Quantensprüngen	71
7.3	Die Lebensdauer des $3D_{5/2}$ Zustandes von $\text{Ca}^+$ . . . . .	72
7.4	Messungen und Ergebnisse . . . . .	74
7.4.1	Messung an einer lasergekühlten Ionenwolke . . . . .	74
7.5	Messung an einem Ion - Der Meablauf . . . . .	75
7.6	Fehlerquellen . . . . .	80
7.7	Verkürzung der Lebensdauer in Ionenketten - Kooperative Effekte? . . . . .	82
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>91</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

*”Wenn die Quantenphysik recht hat, ist die Welt verrückt”(Albert Einstein)*

Nach heutigem Stand in der Physik mu die Welt wohl verrückt sein. Die Quantenmechanik - so sehr sie auch manchmal der alltäglichen Anschauung und unserer klassischen Vorstellung widersprechen mag - ist in einer Vielzahl von Experimenten bislang doch immer bestätigt worden. Darüber hinaus hat die Quantenelektrodynamik, obwohl sie meist keine geschlossenen, analytischen Ergebnisse liefert, zu einer unbertroffenen bereinstimmung zwischen theoretischer Vorhersage und Experiment geführt.

Da die meisten Quanteneffekte für mikroskopische Objekte wesentlich deutlicher zu Tage treten als für die in unserem Alltag vorkommenden makroskopischen Objekte, ist es von besonderem Interesse, mit einzelnen Teilchen zu experimentieren und in verschiedenen Energiebereichen die Gültigkeit der Theorien zu überprüfen. Ein besonderer Reiz ist damit verbunden, wenn man frühere Gedankenexperimente aus der Quantenmechanik experimentell realisieren könnte. Die Möglichkeit der Speicherung von Teilchen mit Hilfe von elektromagnetischen Feldern in Paul- und Penningfallen hat ein mächtiges Werkzeug dafür geliefert. Die Technik der Laserkühlung ist dabei das zweite wichtige Hilfsmittel. Die Verbindung beider Techniken hat einen Durchbruch für experimentelle Tests der Quantenmechanik und weitreichende Fortschritte in der Atomphysik ermöglicht. Man kann so heutzutage sogar einzelne Teilchen in Ruhe für Experimente präparieren.

Die von Wolfgang Paul Ende der 1950er Jahre basierend auf dem Massenfilter [150] entwickelte Paulfalle [149] dient heute in vielen Gebieten - auch außerhalb der Atomphysik - als Speicher für Teilchen. Zusammen mit der Laserkühlung, die u.a. von Dehmelt und Wineland [199] 1975 vorgeschlagen wurde, ergab sich zum ersten mal die Möglichkeit ein einzelnes Ion zu speichern und optisch zu detektieren. Dieser bemerkenswerte Schritt gelang erstmals 1980 als Neuhauser, Toschek und Dehmelt [145] ein einzelnes, lasergekühltes  $Ba^+$ -Ion in einer hyperbolischen Paulfalle fotografierten. Seitdem sind viele Experimente mit einzelnen Teilchen durchgeführt worden. Das Zusammenspiel aus Laserkühlung und Speichertechnik in Paul- und Penningfallen für geladene Teilchen hat sich zu einem wichtigen Werkzeug in der Präzisionsspektroskopie entwickelt. Die Beispiele für dessen Leistungsfähigkeit sind sehr vielfältig. Anfang der 1980er Jahre kam - basierend auf einem Vorschlag von Dehmelt [58] - die Idee eines Frequenzstandards mit einzelnen, gespeicherten Ionen in den Mittelpunkt des Interesses. Es gibt eine Reihe von Ionen, die geeignete Eigenschaften im optischen und Mikrowellenfrequenzbereich besitzen, und so wurde weltweit eine Reihe von Experimenten gestartet. Da die Realisierung und der Betrieb eines Frequenzstandards eine aufwendige Sache ist, werden sie typischerweise an nationalen Organisationen für Standards betrieben. So gibt es am National Institute for Standards and Technology (NIST) in Boulder einen Frequenzstandard mit  $^{199}Hg^+$ -Ionen, dessen Genau-

igkeit inzwischen  $10^{-15}$  [26, 159] erreicht hat. Dabei ist nach Angaben der Betreiber immer noch Raum für Verbesserungen, es werden bereits Genauigkeiten von  $10^{-18}$  für die Zukunft in Aussicht gestellt. Weitere Frequenzstandards mit einzelnen Ionen werden am National Physics Laboratory (NPL) in London mit  $Yb^+$ , am National Research Council (NRC) mit  $Ba^+$  in Ottawa und am National Measurement Laboratory (NML) in Sidney [81] mit  $Yb^+$  entwickelt oder betrieben. Auch an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig wird an diesem Problem gearbeitet [182]. Als Nebenprodukt dieser Untersuchungen wurden die Eigenschaften wie Lebensdauern, g-Faktoren, Hyperfeinaufspaltungen usw. der entsprechenden Ionen ausgiebig studiert. Am NPL hat man im Rahmen dieser Forschungen erstmals einen Oktupolbergang detektieren können [166]. Mittlerweile kann man auch mit kalten Atomen z.B. in Atomic Fountains [171] Frequenzstandards mit vergleichbarer (oder besserer) Genauigkeit erzielen.

Ionenfallen können aber ganz allgemein gut bei der Bestimmung fundamentaler Konstanten eingesetzt werden. Das vermutlich bekannteste und vielleicht eindrucksvollste Beispiel für die Leistungsfähigkeit von Experimenten in Ionenfallen ist das g-2-Experiment von Dehmelt [58]. Dort wurde der g-Faktor des freien Elektrons an einem einzelnen Teilchen in einer Penningfalle mit einer Genauigkeit von ca.  $10^{-12}$  gemessen. Damit ist dieser g-Faktor eine der am präzisesten bekannten Größen in der Physik überhaupt. Dieses Experiment stellt einen präzisen Test der Quantenelektrodynamik (QED) dar. Die QED ist zur Zeit die Theorie in der Physik mit den besten Vorhersagen überhaupt, wenn man die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment als Maß nimmt. Aus der g-Faktor-Messung kann man, wenn man die Theorie als korrekt voraussetzt, den genauesten Wert für die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  erhalten. Durch die heutzutage erreichbaren Genauigkeiten bei der Bestimmung von Naturkonstanten hat dieses Feld in letzter Zeit wieder größere Aufmerksamkeit erlangt. Dabei ist die Zielsetzung, nun zu überprüfen, ob die Konstanten tatsächlich *konstant* sind oder sich zeitlich - wenn auch in sehr geringem Maße - ändern. Für  $\alpha$  gibt es eine Abschätzung über die Veränderungsrate von  $\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = +2,6 \pm 5,2 \times 10^{-16}$  [196]. Führt man nun eine Bestimmung zu verschiedenen Zeiten durch, so kann man Aussagen über die zeitliche Entwicklung machen. Es ist bei der Messung von Naturkonstanten immer wichtig, verschiedene, unabhängige Methoden zur Bestimmung der selben Konstanten zu haben. Eine andere Methode zur Bestimmung der Feinstrukturkonstanten ist z.B. die Messung der Feinstrukturaufspaltung von Helium, die von Marin et al. [135], sowie kürzlich von George et al. [85] durchgeführt wurde. Bei George et al. wurde  $\alpha$  mit einer relativen Genauigkeit von  $2,3 \times 10^{-8}$  bestimmt im Vergleich zu  $3,8 \times 10^{-9}$  aus Dehmelts Messung.

Ein weiteres Gebiet, auf dem Ionenfallen eingesetzt werden können, sind Experimente zur Paritätsverletzung (engl. parity non conservation PNC) der schwachen Wechselwirkung. In den 1970er Jahren haben Bouchiat et al. [38] vorgeschlagen, die Paritätsverletzung mit Hilfe atomphysikalischer Methoden zu untersuchen. Die Überprüfung des Standardmodells kann dabei in Tabletop-Experimenten bei niedrigen Energien vorgenommen werden im Gegensatz zu den Experimenten der Hochenergiephysik, die an teuren Beschleunigern bei hohen Energien erfolgen. Es gibt hierzu auch bereits ein solches Experiment mit Ionenfallen in Seattle von Fortson [83], der PNC auf dem Übergang  $6S_{1/2} - 5D_{3/2}$  in  $Ba^+$  untersucht. Weitere Experimente anderer Gruppen sind bereits in Planung. Wie man an den Experimenten mit Cs-Atomen, die von den Bouchiat [94] und Wieman [23] durchgeführt wurden, sehen kann, ist dies jedoch ein langfristiges Projekt, da eine immense Zahl von systematischen Fehlerquellen untersucht werden muss. Geeignete Ionen für derartige Untersuchungen sind solche mit hohem Z, weswegen Elemente wie Barium, Strontium, Radium oder Ytterbium in Frage kommen. Es ist aber auch vorteilhaft, verschiedene Isotope zur Verfügung zu haben, da man so Unsicherheiten in den Atomstrukturberechnungen eliminieren kann. Da man die entsprechenden Ionen theoretisch sehr gut verstehen muss, um z.B. Übergangsraten für verschiedene, elektromagnetische Übergänge zu berechnen, wird

eine Vielzahl von präzisen atomphysikalischen Daten wie Lebensdauern oder g-Faktoren benötigt. Ionenfallen sind hier doppelt geeignet, da sich all diese Gren hervorragend in Ionenfallen messen lassen.

Eine der spannendsten und zugleich populärsten Entwicklungen der letzten Zeit ist der Quantencomputer [22]. Diese Thematik hat auch außerhalb der Physik einige Aufmerksamkeit erlangt. Es ist zwar nach wie vor fraglich, ob und wann ein praxistauglicher Quantencomputer existieren wird, aber die Quanteninformationsverarbeitung ist auf jeden Fall ein faszinierendes Forschungsgebiet. So hat es der Quantenmechanik zu einem Revival verholfen. Viele der fundamentalen Fragen sind wieder in den Mittelpunkt des Interesses gerückt. Die Quanteninformationsverarbeitung und die Quantenkryptographie nutzen ja fundamentale Prinzipien der Quantenphysik aus wie Verschränkung, Nichtlokalität oder die Unmöglichkeit, eine Kopie eines Quantenzustands anzufertigen (no cloning theorem). Um einen Quantencomputer zu realisieren, benötigt man Quantenbits (Q-bit) und Quantengatter analog zum klassischen Computer. Prinzipiell kann jedes physikalische Zweiniveausystem als Q-bit verwendet werden. Quantengatter erlauben die kontrollierte Manipulation eines Q-bits. Der eigentliche Clou beim Quantencomputer besteht in der Möglichkeit der Verschränkung von Zuständen, die es erlaubt, Berechnungen gleichzeitig durchzuführen, d.h. quasi einen Parallelrechner zu erhalten. Die Quanteninformationsverarbeitung hat verstärkte Aktivitäten nicht nur in der Physik, sondern auch in der Mathematik und Informatik ausgelöst. Zur Zeit existieren nur wenige Algorithmen für den Quantencomputer mit direkter, praktischer Anwendung. Die wichtigsten beiden Algorithmen sind der von Grover [97] zur Suche und der von Shor [179] zur Faktorisierung großer Zahlen, was für die Kryptographie bedeutsam ist. Generell läßt sich aber für eine Reihe von Problemen zeigen, daß der Aufwand (die Anzahl von Berechnungen) mit einem Quantencomputer geringer ist als mit einem klassischen Computer. Eine mögliche Realisierung der für den Quantencomputer nötigen Quantengatter mit gespeicherten Ionen wurde 1995 von Cirac und Zoller [52] vorgeschlagen. Damit sind die Ionenfallen - besonders lineare - wieder verstärkt in den Blickpunkt gerückt. Es sieht zur Zeit so aus, als ob Ionenfallen zu den vielversprechendsten Kandidaten für einen Quantencomputer zählen. Weitere Vorschläge zur möglichen Realisierung gibt es in den Bereichen der Magnetresonanz (NMR) oder Quantum Dots und vielen mehr. Das  $Ca^+$ -Ion ist aufgrund seiner metastabilen Niveaus und wegen technischer Vorteile (Wellenlängen) für die Realisierung von Quantengattern in Ionenfallen gut geeignet. Mittlerweile wurden schon einige Schritte auf dem Weg zum Quantencomputer mit linearen Ionenketten umgesetzt. Die beiden führenden Gruppen auf diesem Gebiet sind die Gruppe von Wineland, die mit  $Be^+$  arbeiten, und die von Blatt, die  $Ca^+$  verwenden. Die Kühlung eines einzelnen Ions in den Grundzustand der Falle wurde bereits 1989 erstmals demonstriert [67] und inzwischen auf vier Ionen ausgedehnt [170]. Auch für  $Ca^+$  konnte das Erreichen des Grundzustands gezeigt werden [168]. Generell stellen derzeit Heizeffekte ein Problem bei der Skalierbarkeit dar, d.h. ohne Reduktion dieser störenden Effekte ist es schwierig, größere Ionenzahlen im Grundzustand zu präparieren. Die Skalierbarkeit ist ein wichtiger Aspekt in der Quanteninformationsverarbeitung. Je mehr Q-bits man zur Verfügung hat, um so mehr Berechnungen lassen sich ausführen. Außerdem kann man bei einer größeren Zahl von Q-Bits Fehlerkorrekturverfahren einsetzen, wobei einige der Q-Bits als Kontrollbits dienen. Die Adressierung von einzelnen Ionen in der Kette [141], die zum Auslesen wichtig ist, konnte auch bereits demonstriert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Untersuchungen an  $^{40}Ca^+$ -Ionen vorgenommen, die in einer linearen Paul Falle gespeichert wurden. Unter anderem wurde die Lebensdauer des  $3D_{5/2}$  Zustandes von  $^{40}Ca^+$ -Ionen bestimmt. Dieser Zustand wird beim Versuch das Cirac-Zoller-Schema für einen Quantencomputer mit linearen Ionenketten aus  $Ca^+$ -Ionen um-

zusetzen als Q-bit-Zustand verwendet. Damit stellt dessen Lebensdauer das ultimative Limit für die erreichbare Kohärenzzeit dar. Bislang ist man noch weit von diesem Limit entfernt, da es eine Reihe von Dekohärenzeffekten gibt, die zu einer wesentlich kürzeren Kohärenzzeit führen. Darunter sind beispielsweise Heizeffekte, welche die Ionen im Schwingungsgrundzustand aufheizen. Diese sind für kleine Fallen stärker und werden vermutlich von Patchpotentialen auf den Fallenelektroden verursacht. Von Bedeutung sind generell alle Effekte, die zu einer Verkürzung der Lebensdauer führen. Ein solcher Effekt wurde in linearen Ionenketten aus zehn Ionen im Rahmen der Lebensdauerermessung beobachtet. Dort kam es mitunter zu einer dramatischen Reduktion der Lebensdauer des metastabilen Zustands gegenüber dem Wert für ein einzelnes Ion. Damit verbunden war eine hohe Anzahl koinzidenter Zerfälle, allerdings ergab sich keine signifikante Erhöhung gegenüber der in einem Modell unabhängiger Teilchen erwarteten Koinzidenzen. Es handelt sich hier nicht um Superradianz, da hier Veränderungen der Lebensdauer um bis zu ca. 20% beobachtet wurden, obwohl die Abstände mit ca.  $10\lambda$  wesentlich größer sind als in einem Experiment an zwei Ionen [61], bei dem die Änderung der Zerfallsrate nur bei etwa 1,5% lag. Auch andere schlüssige Erklärungen konnten bisher nicht gefunden werden. Daher handelt es sich vermutlich um einen technisch bedingten Effekt des verwendeten Systems. Inzwischen haben sich bereits zwei weitere Gruppen [68, 206] mit diesem Phänomen befasst - ohne jedoch die Beobachtung bestätigen zu können.

# Kapitel 2

## Das Element Calcium

### 2.1 Eigenschaften

Calcium gehört zur Gruppe der Erdalkalimetalle. Wie alle Elemente dieser Gruppe ist es sehr reaktiv und liegt deswegen meist in Form von Sauerstoffverbindungen vor. In natürlicher Form kommt Calcium als Carbonat in Kalkstein oder im Marmor vor. Es gibt insgesamt 6 stabile Iso-

Eigenschaft	
Atomgewicht	40,08amu
Ionisierungsenergie	6,15eV
Schmelzpunkt	851C
Siedepunkt	1440C
Elektronenkonfiguration	Ar+s

**Tabelle 2.1.** Eigenschaften von Calcium

tope, wobei alle außer  $^{43}\text{Ca}$  einen Kernspin von Null haben und somit keine Hyperfeinaufspaltung.  $^{43}\text{Ca}$  hat einen Kernspin von  $I=7/2$ . Die Isotope  $^{40}\text{Ca}$  und  $^{48}\text{Ca}$  haben doppelt magische Kerne, weswegen sie als simple Kerne in der Kernphysik von Interesse sind. Im natürlichen Gemisch ist das Isotop  $^{40}\text{Ca}$  am häufigsten mit ca. 97% relativer Häufigkeit. Das Calcium Ion hat die Elektronenkonfiguration von Argon mit einem zusätzlichen Valenzelektron  $4s^1$ , d.h. ein Elektron im 4s-Zustand außerhalb der abgeschlossenen Schalen. Es ergibt sich daher ein wasserstoffähnliches System, da das spektrale Verhalten von  $\text{Ca}^+$  durch das Außenelektron bestimmt wird. Die anderen Elektronen tragen nicht zu Spin und Bahndrehimpuls bei. Das macht das Calcium-Ion

stabile Isotope im natürlichen Gemisch	relative Häufigkeit
40	96,94%
42	0,6474%
43	0,135%
44	2,09%
46	0,004%
48	0,187%

**Tabelle 2.2.** Relative Häufigkeit der stabilen Ca-Isotope im natürlichen Gemisch.

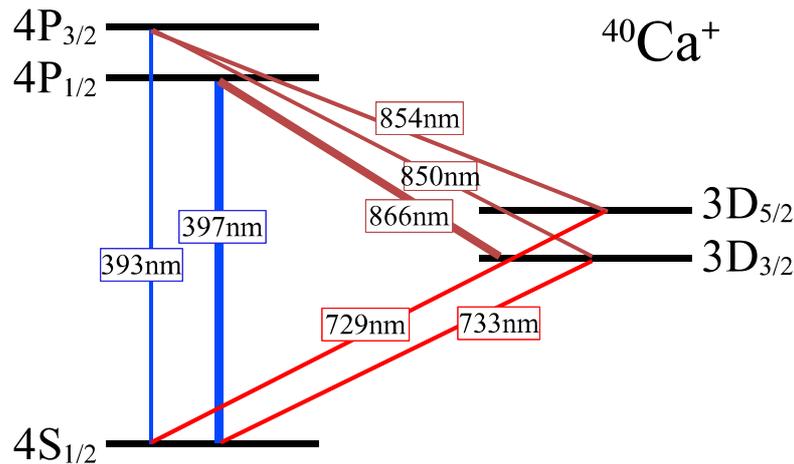


Abbildung 2.1. Auszug aus dem Termschema von  $^{40}\text{Ca}^+$

trotz seiner 19 Elektronen für theoretische Rechnungen behandelbar. Man kann daher Wellenfunktionen und somit Messgrößen wie Lebensdauern und g-Faktoren mit moderatem Aufwand berechnen. Ein Auszug aus dem Niveausystem von  $^{40}\text{Ca}^+$ , einem Isotop mit Kernspin Null, ist in Abb.2.1 dargestellt. Dort sind alle für diese Arbeit relevanten Niveaus und Übergänge gezeigt. Die angegebenen Übergangswellenlängen verstehen sich für Vakuum. Der Grundzustand ist der  $4S_{1/2}$ -Zustand. Die 4P- und 3D-Niveaus zeigen aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung eine Feinstrukturaufspaltung in Dubletts. Wie für alle Erdalkali-Ionen - außer  $\text{Be}^+$  und  $\text{Mg}^+$  - typisch liegen die D-Niveaus zur Hauptquantenzahl 3 zwischen den S- und P-Niveaus zur Hauptquantenzahl 4. Sie können nur über elektrische Quadrupolstrahlung in den Grundzustand zerfallen. Deshalb sind sie metastabil mit Lebensdauern um 1 Sekunde. Eine ausführlichere Diskussion dieser Niveaus findet sich in Kapitel 7, wo die Messung der Lebensdauer des  $3D_{5/2}$  Niveaus vorgestellt wird. Die Lebensdauern der 4P-Niveaus liegen im Bereich von 7ns, genaue Werte finden sich in Tabelle 2.4. Sie können über starke elektrische Dipolübergänge in den Grundzustand zerfallen. Diese Übergänge sind sehr gut zum Nachweis der Fluoreszenz der Ionen und zum Laserschnitt geeignet. Das innere, lichtsperrende System ist geschlossen, d.h. mit einem Laser zum Zurückpumpen aus dem  $3D_{3/2}$  Niveau kann man kontinuierlich Fluoreszenz beobachten. Ein Zerfall in den 3D-Zustand findet aus dem 4P-Niveau mit etwa 1:15 statt. Die Verzweungsverhältnisse sowie die Lebensdauern sind in Tab. 2.3 und Tab. 2.4 zusammengestellt. Ein technischer Vorteil des Cal-

Autor	$\frac{4P_{1/2} \rightarrow 4S_{1/2}}{4P_{1/2} \rightarrow 3D_{3/2}}$	$\frac{4P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}}{4P_{3/2} \rightarrow 3D_{3/2}}$	$\frac{4P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}}{4P_{3/2} \rightarrow 3D_{5/2}}$
Guet [95]	15,42	149,41	16,86
Vaeck [189]	13,84	133,9	15,1
Brage [43]	14,58	141,9	16,0
Liaw [127]	14,77	144,1	16,1
Liaw [127]	16,99	157,4	19,0

Tabelle 2.3. Theoretische Werte für die Verzweungsverhältnisse der 4P-Niveaus in  $^{40}\text{Ca}^+$

ciums, der die große Beliebtheit dieses Ions erklärt, besteht darin, dass alle vorkommenden Übergänge mit kommerziellen Lasern realisiert werden können. Seit ca. 2 Jahren können sogar ausschließlich Diodenlaser benutzt werden - ohne dass noch auf die Technik der Frequenzverdopplung zurück-

Autor	$\tau(4P_{1/2})ns$	$\tau(4P_{3/2})ns$
	experimentelle Resultate	
Ansbacher [10]	6,96(35)	6,71(25)
Gosselin [90]	7,07(7)	6,87(6)
Jin [114]	7,098(19)	6.924(19)
	theoretische Resultate	
Theodosiou [183]	7,045	6,852
Guet [95]	6,94	6,75
Vaeck [189]	6,83	6,64
Brage [43]	7,03	6,89
Liaw [127]	7,047	6,833
Liaw [127]	7,128	6,898

**Tabelle 2.4.** Experimentelle und theoretische Werte der Lebensdauern der 4P-Niveaus in  $^{40}Ca^+$

gegriffen werden mu, da seitdem auch fr Wellenlgen um 400nm Diodenlaser auf dem Markt sind [144, 123].



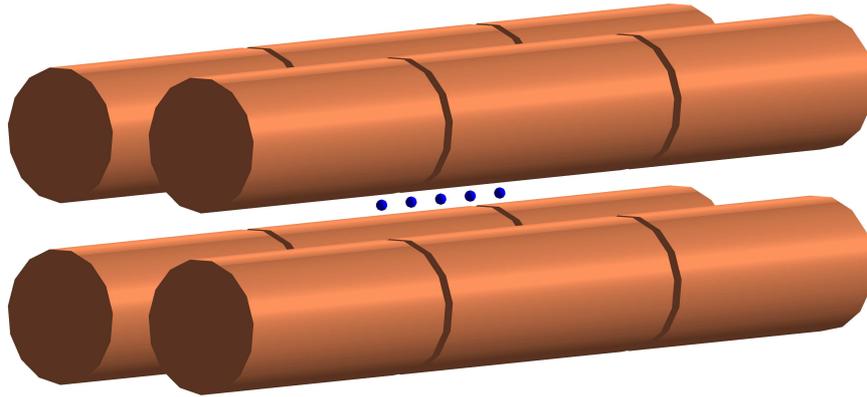
# Kapitel 3

## Die Paulfalle

Bei einer Vielzahl von Anwendungen in der Atomphysik wie z.B. bei spektroskopischen Untersuchungen oder auch in der Chemie benötigt man einen Vorratsbehälter, in dem man die zu untersuchenden Teilchen unter *optimalen* Bedingungen aufbewahren kann. Aus Sicht des Spektroskopikers sind optimale Bedingungen dadurch ausgezeichnet, da die Teilchen in Ruhe und für beliebig lange Zeiten in einer wohldefinierten Umgebung für Messungen zur Verfügung stehen. Es sollte beispielsweise keine Wechselwirkung der Teilchen mit Restgasatomen oder mit den Wänden des Behälters geben und äußere elektromagnetische Felder sollten verschwinden bzw. kontrollierbar sein. Eine Paulfalle in einer Ultrahochvakuum-Kammer stellt einen solchen Behälter für geladene Teilchen dar. Durch die Kombination der Speichertechnik mit den Methoden des Laserkühlens kann man damit sogar einzelne Ionen in Ruhe präparieren. Die Speicherung geladener Teilchen mit elektromagnetischen Feldern in Paul- und Penningfallen ist mittlerweile eine Standardtechnik, die eine große Bedeutung für Präzisionsmessungen hat. Dabei kommt die Paulfalle vor allem in der Laserspektroskopie, in der Chemie und in der Massenspektrometrie zum Einsatz. Eine der wichtigsten Anwendungen der Penningfalle ist die Hochpräzisions-Massenspektrometrie, bei der man Massenverhältnisse mit Genauigkeiten um  $10^{-10}$  [65] bestimmen kann. Darüber hinaus ist natürlich die genaue Bestimmung von  $g$ -Faktoren zu nennen. Durch das bahnbrechende  $g - 2$ -Experiment von Dehmelt an einem einzelnen Elektron wurden eindrucksvoll die Möglichkeiten der Speichertechnik demonstriert. Die große Bedeutung der Fallen wurde 1989 durch den Nobelpreis für Wolfgang Paul und Hans Dehmelt gewürdigt. Die Paulfalle basiert auf dem Massenfilter [150] und wurde von Paul Ende der 1950er Jahre entwickelt. In vielen Arbeiten [149, 151, 86] aus den letzten 40 Jahren wurde sie bereits ausführlich diskutiert. Deshalb werden in diesem Kapitel nur die wesentlichen Grundlagen der Speicherung für die hier verwendete lineare Paulfalle zusammengefasst. Dabei sollen die Eigenschaften im Vordergrund stehen, die direkte Auswirkungen auf die durchgeführten Experimente haben. Die Bewegung der Teilchen in der Falle ist z.B. für das Laserkühlen relevant. Die Speicherpotentiale bestimmen die Struktur von Ionenkristallen.

### 3.1 Die Grundlagen einer idealen, linearen Paulfalle

Um ein Teilchen zu speichern, braucht man eine auf ein Zentrum gerichtete rücktreibende Kraft in allen Raumrichtungen. Hierbei ist unter dem Begriff Speicherung die Beschränkung der Teilchenbewegung auf ein begrenztes Volumen für beliebige Zeiten zu verstehen. Die Kraft sollte linear mit dem Abstand vom Zentrum ansteigen, d.h. man braucht ein harmonisches Speicherpotential, damit die resultierenden Bewegungsfrequenzen unabhängig von der Auslenkung des



**Abbildung 3.1.** Schema der linearen Paulfalle. Die lineare Paulfalle, die in unserem Experiment benutzt wird, hat zylindrische, segmentierte Elektroden. Das Hochfrequenzwechselfeld, das die radiale Speicherung bewirkt, wird zwischen diagonal gegenüberliegenden Elektroden angelegt. Durch die Segmentierung kann man zusätzlich die zur axialen Speicherung notwendige Gleichspannung an die Stbe anlegen.

Teilchens sind.

$$\vec{F} \propto -\vec{r} \quad (3.1)$$

Um eine lineare Kraft zu erhalten, braucht man ein Potential, das quadratisch von den Koordinaten abhängen muss und gleichzeitig im Innenraum der Falle eine Lösung der Laplace-Gleichung

$$\Delta\Phi(\vec{r}) = 0 \quad (3.2)$$

ist. Setzt man also ein elektrisches Quadrupolpotential der Form

$$\Phi = \frac{\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2}{r_0^2} \quad (3.3)$$

an, so erhält man eine simple Lösung für folgende Parameter:

$$\alpha = \beta = -2\gamma \quad (3.4)$$

Das sind die Parameter für eine Paul- bzw. Penningfalle. Aus der Laplace-Gleichung kann man auch ableiten, dass man ein geladenes Teilchen nicht mit rein elektrostatischen Kräften dreidimensional speichern kann, da es kein dreidimensionales Potential mit lokalem Minimum gibt (Earnshaw-Theorem). Für das obige elektrostatische Quadrupolpotential beispielsweise ergibt sich eine axial speichernde Kraft, die allerdings eine radiale Defokussierung bewirkt. In der Penningfalle wird deshalb eine Kombination aus elektrostatischem Quadrupolfeld und verlagertem, homogenem Magnetfeld in axialer Richtung verwendet. In der Paulfalle wird das Problem durch ein elektrisches Wechselfeld gelöst. Bei geeigneter Frequenz dieses Wechselfelds ergibt sich im Mittel ein dreidimensional speicherndes Potential. Um ein perfektes Quadrupolpotential zu erzeugen, braucht man hyperbolisch geformte Elektroden. Die Elektroden müssen gerade die Form der Äquipotentialflächen besitzen. Für die klassische Paulfalle verwendet man daher ein Rotationshyperboloid, den sogenannten Ring, und zwei hyperbolische Kalotten als Elektroden. In der Praxis verzichtet man jedoch oft darauf und verwendet einfachere Elektrodenformen, da es im Fallenzentrum immer noch ein genügend harmonisches Potentialminimum gibt. Man kann z.B. zylindrische Elektroden verwenden oder bei miniaturisierten Fallen nur eine Drahtschleife

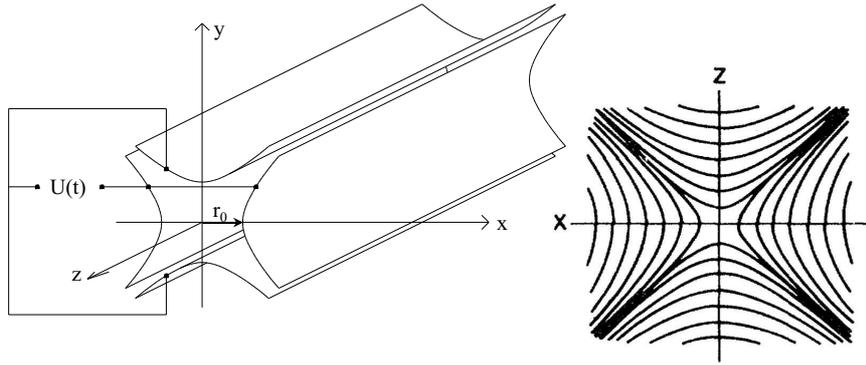


Abbildung 3.2. Quadrupol-Massenfilter mit hyperbolisch geformten Elektroden.

als Ring und zwei Spitzen als Kalotten. Bei der linearen Falle verwendet man im Allgemeinen zylindrische Stäbe als Elektroden. Zur Minimierung der Feldfehler gibt es dabei ein Optimum für das Verhältnis aus Abstand zu Durchmesser der Elektroden [109]. Die Konsequenzen bei der Verwendung nicht-harmonischer Potentiale sind u.a. Anteile höherer Multipole zusätzlich zum Quadrupol im Speicherpotential. Zum einen sind dann die Bewegungsfrequenzen von der Auslenkung abhängig, zum anderen können die höheren Ordnungen zu nichtlinearen Resonanzen führen, was in Abschnitt 3.2 etwas genauer diskutiert wird. Allerdings spielen diese Abweichungen für kleine Amplituden - wie sie für gekühlte Ionen typischerweise vorliegen - keine Rolle. Es hängt natürlich von der Anwendung ab, welche Nichtlinearitäten man tolerieren kann. Generell lässt sich sagen, dass immer dann, wenn eine exakte Kenntnis der Bewegungsfrequenzen notwendig ist, die Harmonizität wichtig ist. Aber auch zur Reduktion von Heizeffekten kann dies vorteilhaft sein.

### 3.1.1 Radiale Speicherung

In Abb. 3.2 ist die ursprünglich verwendete Geometrie mit hyperbolisch geformten Elektroden und das resultierende Equipotentiallinienbild eines Massenfilters dargestellt. Man erkennt - in radialer Richtung - ein Minimum der elektrischen Feldstärke in der Mitte der Anordnung, in dem man Teilchen speichern kann. Die radiale Speicherung in der linearen Falle funktioniert analog zum Massenfilter: Man legt eine elektrische Spannung der Form  $U + V \cdot \cos \Omega t$  an die Elektroden an, wodurch sich ein Quadrupolpotential ergibt:

$$\Phi(x, y, z) = (U + V \cdot \cos \Omega t) \frac{x^2 - y^2}{r_0^2}, \quad (3.5)$$

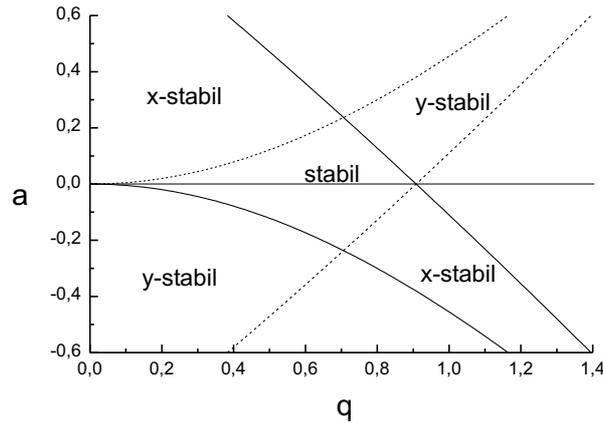
wobei  $2r_0$  der Abstand der Elektroden ist. Das führt für ein einzelnes Ion der Masse  $m$  und Ladung  $q$  zu folgenden Bewegungsgleichungen:

$$\ddot{x} + \frac{2q}{2mr_0^2} (U + V \cdot \cos \Omega t) \cdot x = 0 \quad (3.6)$$

$$\ddot{y} - \frac{2q}{2mr_0^2} (U + V \cdot \cos \Omega t) \cdot y = 0. \quad (3.7)$$

Führt man folgende dimensionslose Parameter ein

$$\tau = \Omega t/2, \quad a_x = -a_y = \frac{4eU}{mr_0^2\Omega^2}, \quad q_x = -q_y = \frac{2eV}{mr_0^2\Omega^2} \quad (3.8)$$



**Abbildung 3.3.** Stabilitätsdiagramm der linearen Paulfalle. Aufgetragen sind die Parameter  $a$  und  $q$ , wobei  $a$  die Gleich- und  $q$  die Wechselspannungsamplitude repräsentiert. Innerhalb des Bereichs, wo sich  $x$ - und  $y$ -stabile Bereiche berlapen, kann stabil gespeichert werden. Für ein bestimmtes Ion, d.h. ein gegebenes  $q/m$ -Verhältnis, kann man mittels der Speicherspannungen einen Arbeitspunkt innerhalb des stabilen Bereichs selektieren.

so kann man die Gleichungen in die Form einer Mathieschen Differentialgleichung bringen:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + (a_x + 2q_x \cdot \cos 2\tau) \cdot x = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + (a_y + 2q_y \cdot \cos 2\tau) \cdot y = 0. \quad (3.10)$$

Aufgrund der Rotationssymmetrie um die Fallachse sind die beiden Gleichungen für  $x$  und  $y$  identisch. Für die Mathieu-Gleichung existiert eine analytische Lösung in Form einer Reihe:

$$u(\tau) = A \cdot e^{i\beta\tau} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} c_{2k} e^{2ik\tau} + B \cdot e^{-i\beta\tau} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} c_{2k} e^{-2ik\tau}, \quad (3.11)$$

wobei  $\beta$  der *charakteristische Exponent* ist, der nur von den Parametern  $a$  und  $q$  abhängt.  $A$  und  $B$  sind Konstanten, die von den Anfangsbedingungen wie Ort und Geschwindigkeit des Ions abhängen. Eine stabile Lösung, d.h. eine Lösung mit beschränkter Amplitude, existiert nur für ein reelles, nicht ganzzahliges  $\beta$ . Mit dieser Bedingung kann man ein Stabilitätsdiagramm erstellen. Es ergeben sich stabile Bereiche für  $x$  und  $y$ , eine stabile Speicherung ist in den Bereichen möglich, wo sich  $x$ - und  $y$ -stabile Bereiche berlapen. Für die lineare Falle ist das Stabilitätsdiagramm im Gegensatz zur hyperbolischen Falle symmetrisch zur  $a$ -Achse. Für ein gegebenes  $\frac{q}{m}$  kann durch geeignete Wahl der Werte für die Speicherspannung und Speicherfeldfrequenz  $\Omega$  ein Arbeitspunkt innerhalb des stabilen Bereichs eingestellt werden. Die Lösung der Bewegungsgleichung ist eine periodische Bewegung, in obiger Form aber nicht sehr anschaulich. Für kleine  $a$ - und  $q$ -Werte, d.h. für  $|a| \ll 1$  und  $q \ll 1$  gilt die sogenannte adiabatische Näherung. Innerhalb dieser Näherung kann man die Bewegung in einen langsamen Anteil  $l(t)$  und einen schnellen  $s(t)$  zerlegen.  $u(t) = s(t) + l(t)$  Gemittelt über eine Periode des Speicherfelds kann die Lösung dann geschrieben werden als:

$$u(t) = \left(1 + \sqrt{2} \frac{\omega}{\Omega} \cos \Omega t\right) \bar{r}_0 \cos(\omega t + \gamma) \quad (3.12)$$

Diese Lösung kann anschaulich verstanden werden, nämlich als eine amplitudenmodulierte sinusförmige Schwingung. Die langsame Schwingung ist die sogenannte Makrobewegung mit der

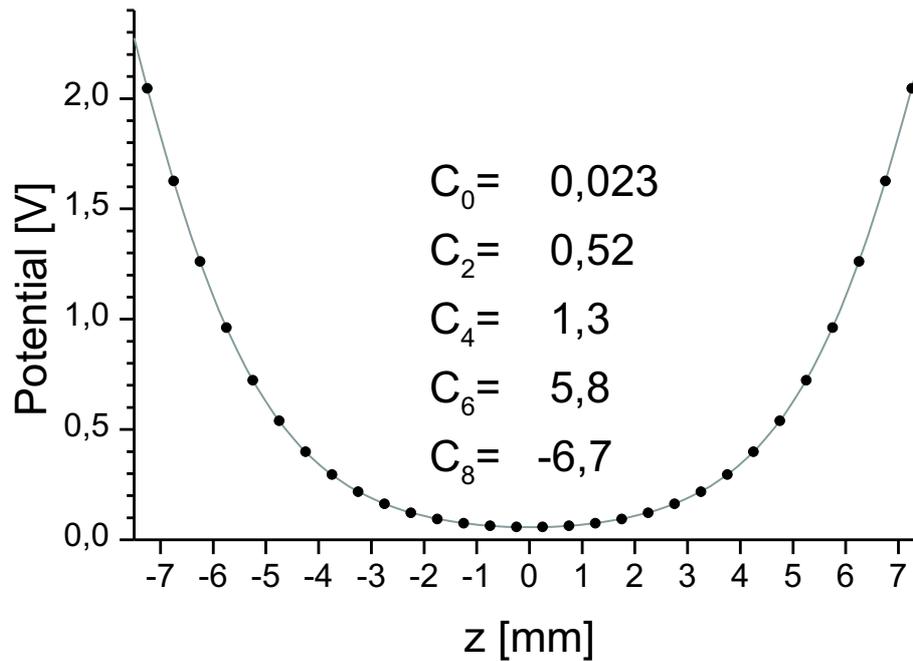
Frequenz  $\omega$ , die Bewegung im zeitlich gemittelten Fallen-Potential. Die berlagerte, schnelle Amplitudenmodulation ist die sogenannte Mikrobewegung mit der Frequenz  $\Omega$ , eine durch das Speicherfeld getriebene Schwingung. Ihre Amplitude steigt daher mit der elektrischen Feldstärke, d.h. mit wachsendem Abstand vom Zentrum, an. Die Makrobewegung als freie Bewegung kann gekhlt werden, die getriebene Mikrobewegung lt sich nur reduzieren, wenn man die Teilchen ins Zentrum der Falle, d.h. bei der linearen Falle auf der Achse, bringt. Dort verschwindet die Mikrobewegung aufgrund der verschwindenden elektrischen Feldstärke. Im Rahmen der adiabatischen Nherung kann man die Bewegung der Ionen im zeitabhngigen Potential vollstndig durch ein zeitlich gemitteltes Potential beschreiben, das sogenannte Pseudopotential. Eine ausfhrliche Beschreibung der adiabatischen Nherung und des Pseudopotentialmodells findet sich unter anderem bei Dehmelt [58].

Man kann die Speicherung durch das Wechselfeld auch anschaulich verstehen. Dazu betrachtet man ein Teilchen, das sich auerhalb des Fallenzentrums befindet. Das Teilchen erfhrt whrend einer halben Periode des Speicherfelds eine zum Zentrum gerichtete Kraft, whrend der anderen halben Periode eine vom Zentrum weg gerichtete Kraft. Diese Krfte heben sich allerdings nicht exakt auf. Da das Ion unter dem Einflu des Speicherfeldes auch die erzwungene Mikrobewegung ausfhrt, ist sein Abstand zum Zentrum whrend der ersten halben Periode grer als whrend der zweiten. Damit ist die Kraft zum Zentrum grer, da die Amplitude des Feldes linear mit dem Abstand vom Zentrum zunimmt. Demzufolge erfhrt das Ion netto eine zum Zentrum gerichtete, d.h. speichernde Kraft.

### 3.1.2 Axiale Speicherung

Da das elektrische Wechselfeld den axialen Freiheitsgrad unbeeinflusst, braucht man zur axialen Speicherung ein zustzliches Feld. Bei der linearen Falle wird dazu ein statisches elektrisches Feld verwendet, das dem Radiofrequenz-Speicherfeld berlagert wird. Es gibt allerdings fr die Anordnung der Elektroden zur Erzeugung dieses axialen Speicherpotentials eine Reihe von verschiedenen Mglichkeiten. Die verbreitetsten sind ringfrmige Elektroden, die ber die Stabelektroden des linearen Quadrupols geschoben werden, Stiftelektroden auf der Fallenaschse oder eine Segmentierung der Stabelektroden des Quadrupols. Darber hinaus gibt es noch speziellere Designs, die besonders bei miniaturisierten Fallen zum Einsatz kommen. Solche Designs sind sinnvoll um besonders hohe Bewegungsfrequenzen zu erreichen. Auch in Experimenten zur Cavity-Quantenelektrodynamik, wo man die Wechselwirkung von Licht mit Atomen in Resonatoren untersucht, braucht man spezielle Geometrien, um die Ionenfalle innerhalb eines kleinen, optischen Resonators zu realisieren. Eine bersicht ber die verschiedenen Designs findet sich z.B. bei Seibert [178]. Welche Methode am besten geeignet ist, hngt im Wesentlichen von der Anwendung ab. Dient die Falle als reiner Speicher z.B. fr die Spektroskopie, so ist die Hauptanforderung eine lange Speicherzeit in einer gut zugnglichen und strungsfreien Umgebung. Fr Anwendungen im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung, wo man durch Seitenbandkhlen Teilchen im Grundzustand prparieren will, sind hohe Frequenzen vorteilhaft, weswegen kleine Fallen sinnvoll sind. Fr Anwendungen, bei denen die Harmonizitt des Speicherpotentials eine wichtige Rolle spielt, ist eine Geometrie vorteilhaft, mit der man auch ein harmonisches Axialpotential erreichen kann [71]. Man mu allerdings bemerken, da man z.B. mit zylindrischen Fallen aus mehreren Ringelektroden auch Fallen mit guter Harmonizitt realisieren kann, wobei man eine leicht zu fertigende Struktur hat.

In unserem Fall werden als Elektroden des Quadrupols zylindrische Stbe verwendet, die fr die axiale Speicherung segmentiert sind. Durch Anlegen einer positiven Gleichspannung zwischen den End- und den Mittelsegmenten erhlt man eine rcktreibende Kraft in axialer Richtung. Der Vorteil gegenber bergeschobenen Ringen liegt in der niedrigeren Spannung, die bentigt



**Abbildung 3.4.** Numerisch berechneter Verlauf des Axialpotentials in unserer linearen Falle. Die Punkte sind die Ergebnisse der Berechnung mit dem Programm Simion, die Linie stellt das angepasste Polynom dar. Die aus der Anpassung erhaltenen Werte für die Entwicklungskoeffizienten der Multipolentwicklung sind in der Grafik angegeben.

wird, um den gleichen Effekt auf der Achse zu erzielen. Man erhält in der Nähe der Mitte ein Potential der Form

$$\Phi(x, y, z) = \frac{\kappa U}{z_0^2} \left( z^2 - \frac{1}{2} (x^2 + y^2) \right), \quad (3.13)$$

$z_0$  ist dabei die halbe Länge der Falle in axialer Richtung,  $\kappa$  ein Faktor, der von der Geometrie der Elektroden abhängt, die das statische Speicherpotential erzeugen, und  $U$  die an den Elektroden anliegende Spannung. Damit ergibt sich die axiale Bewegungsfrequenz der Ionen zu

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2\kappa q U}{m z_0^2}}. \quad (3.14)$$

Für unsere Geometrie wurde der genaue Potentialverlauf numerisch mit Hilfe des Simulationsprogramms Simion errechnet. Nach Eingabe der Elektrodenkonfiguration lässt sich damit der Feldlinienverlauf ermitteln. Die Resultate, die im Rahmen der Diplomarbeit von Wolfgang Alt [7] erhalten wurden, sind in Abb. 3.4 dargestellt. Wie man sehen kann, ergibt sich ein *badewannenförmiges* Potential, das aber im Bereich (von ca. 500  $\mu\text{m}$ ) um das Zentrum in guter Näherung als harmonisch angesehen werden kann. Durch Anpassen eines Polynoms an das numerisch bestimmte Potential kann man die verschiedenen Entwicklungskoeffizienten der Multipolentwicklung bestimmen und somit die dominierenden Stratterme. Da man für lasergekühlte Ionen typischerweise Maximalamplituden der Ionenbewegung von weniger als 1  $\mu\text{m}$  hat, kann man in guter Näherung von einer idealen Falle ausgehen. Aus der Anregung der axialen Bewegungsfrequenz kann man sehen, dass es eine wohldefinierte Axialfrequenz gibt, die auch keine ausgeprägte Asymmetrie zeigt. Das ist für die meisten Fälle ausreichend. Die Harmonizität kann jedoch durch eine geeignete Geometrie verbessert werden, wie von Drewsen et al. [71] gezeigt wurde. Da das statische Speicherpotential auch eine Komponente in radialer Richtung hat, wird das radiale Potential modifiziert. Dadurch entsteht folgendes, modifiziertes Speicherpotential in radialer

Richtung:

$$\Phi_r(x, y, z) = \frac{m}{2q} \left( \omega_r^2 - \frac{1}{2}\omega_z^2 \right) (x^2 + y^2) \quad (3.15)$$

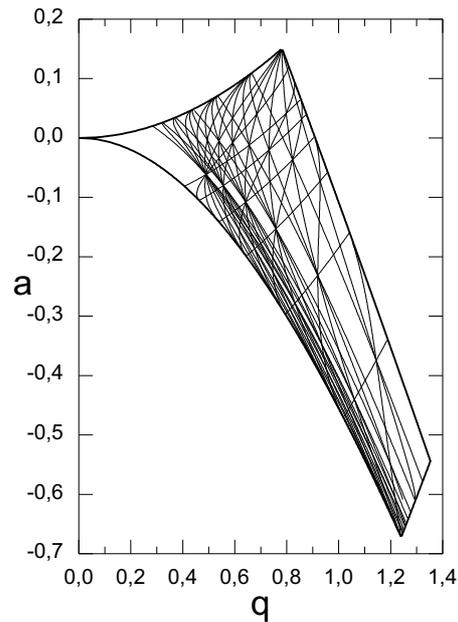
Im Experiment kann man durch Messen der Bewegungsfrequenzen das Potential untersuchen. Variiert man die Amplitude der Anregung, kann man die Stärke der Nichtlinearität untersuchen, indem man die Asymmetrie der Linie analysiert. Die Messung der Frequenzen bietet außerdem die Möglichkeit das Potential zu bestimmen, das die Ionen tatsächlich spüren. Die gemessenen Frequenzen können mit denen verglichen werden, die man theoretisch aus den außen angelegten Spannungen errechnet. Abweichungen zwischen diesen Werten sind z.B. bei größeren Ionenzahlen durch Raumladungseffekte möglich. Auch die Anteile der höheren Multipole im Potential verändern die Frequenz. Weitere Konsequenzen dieser höheren Ordnungen werden im nächsten Abschnitt besprochen.

## 3.2 Reale Falle und nichtlineare Resonanzen

In der Praxis hat man - auch in radialer Richtung - im allgemeinen keine idealen Bedingungen vorliegen. So ist das Speicherfeld meist kein reines Quadrupolfeld, sondern es sind auch Anteile höherer Multipole vorhanden. Ursachen dafür sind unter anderem, da nur endliche Ausdehnungen der Elektroden realisierbar sind und Fertigungstoleranzen oder Ungenauigkeiten beim Zusammenbau zu Abweichungen vom idealen Feldverlauf führen. Bei der linearen Falle ist ein weiterer Grund, da man in der Praxis meist keine hyperbolisch geformten Elektroden verwendet. Vor allem bei mehreren Ionen spielen darüber hinaus Raumladungseffekte als Störfaktor eine wesentliche Rolle, d.h. das Coulombfeld der gespeicherten Teilchen modifiziert das Speicherfeld. Es kommt beispielsweise zu Abschirmeffekten durch das Feld der Ionen. Wenn man mit wenigen Teilchen arbeitet, die sich bei guter Kühlung im Fallenzentrum befinden, spielen diese Effekte eine untergeordnete Rolle, da das Potential für kleine Auslenkungen kaum von einem harmonischen abweicht. Warum sind aber diese höheren Anteile problematisch? Durch die höheren Anteile im Potential kann es zu Kopplungen zwischen den verschiedenen Bewegungen kommen, was zur Energieaufnahme der Teilchen aus dem Speicherfeld führt. Dadurch vergrößern sich die Amplituden der Ionenbewegung, so dass im Extremfall ein Ionenverlust beobachtet wird. Diese sogenannten nichtlinearen Resonanzen treten auf, wenn die Bedingung

$$N\Omega = n\omega_r + m\omega_z \quad (3.16)$$

mit  $n, m, N \in \mathbb{N}$  erfüllt wird. Die für die meisten Fälle wichtigste Konsequenz dieser Nichtlinearitäten besteht darin, dass innerhalb des Stabilitätsbereichs instabile Arbeitspunkte auftreten. Die Instabilitäten ziehen sich als Linien durch das Stabilitätsdiagramm. Für jeden Multipol kann man entsprechende Linien finden, auf denen diese Instabilitäten auftreten, wobei die Liniendichte bei höheren  $q$ -Werten besonders hoch ist (Abb.3.5). Man sollte also deshalb bevorzugt bei kleinen  $q$ -Werten arbeiten, um die Instabilitäten zu vermeiden. Bereits in der Anfangszeit der Benutzung des Massenfilters wurden solche Probleme beobachtet [193]. Eine ausführliche Untersuchung dieser Thematik findet sich auch in neueren Arbeiten u.a. bei Alheit [2] und Gudjons [93]. Es gibt allerdings auch Möglichkeiten den Effekt der nichtlinearen Resonanzen positiv auszunutzen. So ist es mit Hilfe einer solchen Resonanz möglich, verschiedene Isotope zu trennen wie Alheit et al. [3] am Beispiel von  $Eu^+$  zeigten.



**Abbildung 3.5.** Stabilitätsdiagramm einer realen, hyperbolischen Paulfalle. Aufgetragen sind die Parameter  $a$  und  $q$ , wobei  $a$  die Gleich- und  $q$  die Wechselspannungsamplitude repräsentiert. Innerhalb des umrahmten Bereichs kann stabil gespeichert werden. Die Linien zeigen die Lage nichtlinearer Resonanzen an.

### 3.3 Quantisierung, Dicke Kriterium

Wie oben besprochen führen die Ionen im harmonischen Fallenpotential, dessen Tiefe typischerweise einige eV beträgt, Schwingungen aus. Bei den durch Laserkühlung erreichbaren geringen Energien, die ja unterhalb von eV liegen, stellt sich die Frage, ob eine quantenmechanische Betrachtung der Speicherung erforderlich ist. Eine vollständig quantenmechanische Beschreibung der Bewegung in der Paulfalle ist aufgrund der zeitabhängigen Felder schwierig. Allerdings kann man sich an den Erkenntnissen der klassischen Beschreibung orientieren. Dort wird die Bewegung vollständig durch das sogenannte Pseudopotential, d.h. das zeitlich über eine Periode des Speicherfeldes gemittelte Potential, beschrieben. Man kann nun zeigen [55], dass man eine korrekte quantenmechanische Beschreibung erhält, wenn man das Pseudopotential in die Schrödingergleichung einsetzt und diese löst. Da es sich meist - zumindest für kleine Bewegungsamplituden - um ein quadratisches Potential handelt, erhält man die bekannten Lösungen des dreidimensionalen harmonischen Oszillators. Man erhält demnach eine Leiter von quiddistanten Energiezuständen, deren Abstand gerade  $\hbar\omega$  beträgt, wenn  $\omega$  die Bewegungsfrequenz des Teilchens in der Falle ist. Die minimale Energie, die erreicht werden kann, ist der Grundzustand mit einer Energie von  $E = 1/2\hbar\omega$ . Vergleicht man diese Energie für typische Bewegungsfrequenzen um 100kHz mit der Energie der  $Ca^+$ -Ionen am Dopplerlimit (ca. 1mK), so ist sie noch etwa um einen Faktor 1000 kleiner. Demnach ist hier die klassische Beschreibung noch gerechtfertigt. Bei höheren Frequenzen, wie man sie bei Ionenfallen in der Praxis allerdings auch vorfindet, sind die erreichbaren Quantenzahlen nach dem Dopplerkühlen allerdings so niedrig, dass die Quantisierung beachtet werden muss. Für das Laserkühlen spielt das eine wesentliche Rolle. Mit Hilfe der Technik des Seitenbandkühlens (siehe Kap.4.1.2) ist es dann möglich, den Zustand minimaler Energie tatsächlich zu erreichen, d.h. ein einzelnes Teilchen kann in einem wohldefinierten Quantenzustand präpariert werden. Für die axiale Bewegung in der linearen Falle sind die

Verhältnisse generell einfacher, da hier nur ein statisches Potential benutzt wird. Auch hier kann - zumindest für kleine Amplituden - von einem harmonischen Potential ausgegangen werden, so da man wiederum die Leiter von Energiezuständen im Abstand der Schwingungsfrequenz erhält. Alles bisher Gesagte gilt daher analog. Die Lamb-Dicke Parameter, die das Verhältnis aus Schwingungsfrequenz zu Rückstofrequenz angeben, sind dann zur Charakterisierung wichtig. Ein wichtiger Punkt für Ionenfallen ist das Dicke Kriterium [63]: Ist die Bewegungsamplitude des Ions kleiner als die Wellenlänge des beobachteten Übergangs führt dies zur Eliminierung des Dopplereffekts 1. Ordnung. Das ist für die Spektroskopie von besonderer Bedeutung, da man in Ionenfallen dieses Kriterium für Mikrowellenübergänge leicht erfüllen kann. Dadurch lassen sich sehr präzise Messungen von Hyperfeinstrukturaufspaltungen selbst an nicht lasergekühlten Ionen durchführen. Als Beispiel sei hier eine Messung aus unserer Gruppe angeführt, bei der die Hyperfeinaufspaltung im Grundzustand von  $^{43}\text{Ca}^+$  durch Arbes [11] mit einer relativen Genauigkeit von  $10^{-10}$  vermessen wurde. Dagegen spielen Fermi- oder Bose-Statistik bei einer Breite der Wellenfunktion von etwa 10 nm verglichen mit einem Abstand der Ionen von ca.  $10\ \mu\text{m}$  keine Rolle, da es praktisch keinen Überlapp der Wellenfunktionen gibt.



# Kapitel 4

## Laserkhlung von Atomen

Vor ungefhr 25 Jahren schlugen unabhngig voneinander Hnsh und Schalow [103] sowie Wineland und Dehmelt [199] die Methode des Laserkhlens vor. Dabei nutzt man Lichtkrfte auf Atome aus, um diese abzubremsen. Durch geeignete Wahl der Parameter wie z.B. der Verstimmung des Lasers gegenber der atomaren Resonanz kann man so effizient Atome mit Hilfe von Laserlicht khlen. Experimentell hat man solche Krfte von Licht auf Atome bereits frher anhand der Ablenkung von Atomstrahlen durch Licht beobachtet. So beobachtete beispielsweise Frisch [82] 1933 die Ablenkung eines Atomstrahls um 0,01mm durch eine Na-Dampf-Lampe. Khlen von Atomstrahlen wurde erstmals 1982 von Metcalf und Phillips [153] demonstriert. Sie haben einen Alkali-Atomstrahl, der aus einem Ofen erzeugt wurde, abgebremst. Eine Vielzahl weiterer erfolgreicher Demonstrationen des Khlens folgte alsbald. Durch die erfolgreiche Anwendung des Laserkhlens wurde die Basis fr eine Vielzahl moderner Experimente geschaffen. Durch die Verwendung kalter Atome konnte die Przision in vielen Messungen wesentlich gesteigert werden oder ganz neue Phnomene beobachtet werden. Hier ist besonders die Bose-Einstein-Kondensation [9, 42, 57] zu nennen. Die Przision in der Spektroskopie konnte in neue Dimensionen vordringen, da die Limitierung der erreichbaren Genauigkeit in spektroskopischen Messungen durch den Dopplereffekt berwunden werden konnte. Der Dopplereffekt kann bei Atomen auf Raumtemperatur zu Linienbreiten fhren, die bis zu drei Grenordnungen ber der natrlichen Linienbreite liegen. Zwar erlaubten auch vor Einfhrung der Laserkhlung einige trickreiche Methoden wie z.B. die 2-Photonen-Spektroskopie oder Laser-Mikrowellen-Doppelresonanzmessungen [197] die Eliminierung des Dopplereffekts 1.Ordnung, aber der Dopplereffekt 2. Ordnung blieb als Limit bestehen. Er lt sich nur reduzieren, wenn man die Geschwindigkeit der Atome verringert, indem man mit gekhlten Atomen arbeitet. Als Beispiel fr die Leistungsfhigkeit der 2-Photonen-Spektroskopie mu man die Spektroskopie an Wasserstoff erwennen. Hier sind vor allem die Arbeiten der Gruppen von Hnsh [187] und Biraben [177] zu nennen. Hnsh hat aus der Messung des  $1s$ - $2s$ -bergangs und Biraben aus der Messung des  $2s$ - $8s$ -bergangs die Rydberg-Konstante auf  $10^{-12}$  bestimmt.

Auch fr Ionenfallen hat das Laserkhlen neue Dimensionen erffnet. Die Beobachtung von einzelnen Ionen in Ruhe [145] oder die Erzeugung von Ionenkristallen [66] wurde so mglich. Laserkhlen ist eine der effektivsten Khlmethoden und relativ einfach umsetzbar, allerdings begrenzt die Notwendigkeit eines geeigneten Niveauschemas die Anwendbarkeit nur auf bestimmte atomare Systeme. Mit dem einfachsten Verfahren des Dopplerkhlens kann man Temperaturen in der Grenordnung von wenigen mK erreichen. Es ist blich die Bewegungsenergien als Temperatur anzugeben, auch wenn der Begriff der Temperatur im strengen Sinne nicht immer korrekt ist. Es gibt mittlerweile eine Vielzahl von verfeinerten Laserkhlverfahren wie z.B. das *polarisation gradient cooling* [115] oder *Velocity Selective Coherent Population Trapping* [120], die es erlauben noch niedrigere Temperaturen im Mikrokkelvin-Bereich zu erreichen.

Diese liegen unterhalb des Doppler- und des Einphoton-Rckstolimits [16]. Vor kurzem wurde beispielsweise mit Laserkhlen auf einem verbotenen bergang eine Temperatur von  $6\mu K$  fr Ca-Atome erreicht [30]. Die niedrigsten Temperaturen erreicht man natrlich in Bose-Einstein-Kondensaten [57]. Solche kalten Atome kann man in magnetischen oder optischen Fallen speichern. Deren geringe Topftiefe erlaubt nur die Speicherung niederenergetischer Atome, so da die Khlung eine Voraussetzung fr diese Fallen war. Das Spektrum der verwendeten Fallen reicht dabei von der magnetooptischen Falle (MOT), die nach ihrer erfolgreichen Demonstration 1987 [158] mittlerweile schon zum Standardinstrument avanciert ist, ber rein magnetische Fallen [134] bis hin zu Dipolfallen [56]. Man hat also mittlerweile umfangreiche Mglichkeiten kalte Atome und Ionen fr Experimente zur Verfugung zu stellen. Die groe Vielfalt an bedeutenden Entwicklungen im Bereich des Laserkhlens wurde durch den Nobelpreis 1997 fr S. Chu, W. Philips und C. Cohen-Tannoudji gewrdigt.

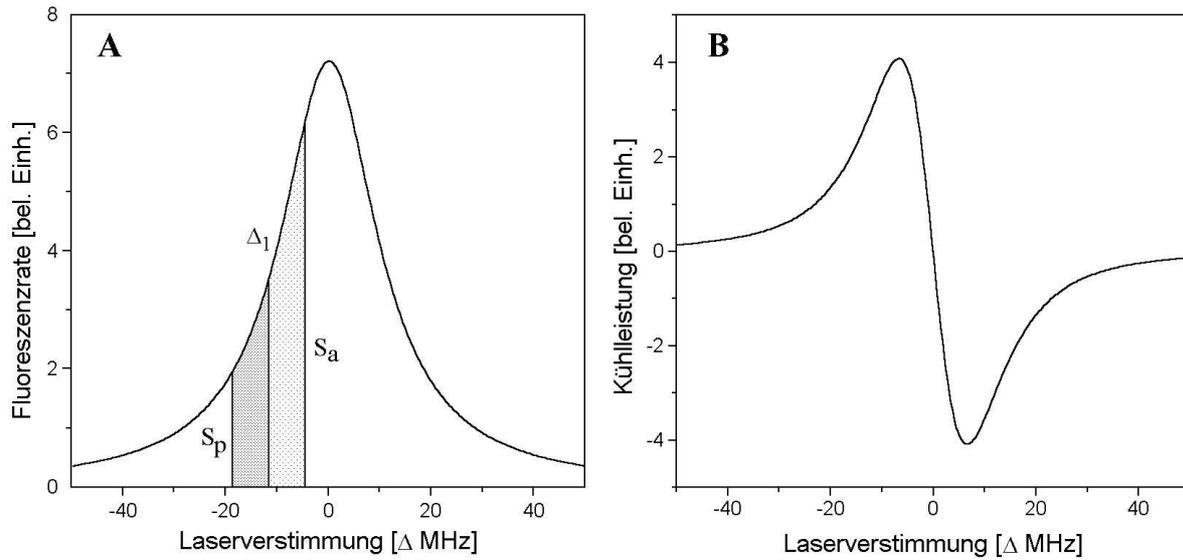
## 4.1 Methoden zur Laserkhlung gespeicherter Atome

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Methoden, die fr die Laserkhlung von  $Ca^+$ -Ionen relevant sind, diskutiert. Eine ausfhrliche Beschreibung des Laserkhlens findet sich in vielen Publikationen und Lehrbchern - exemplarisch sei hier auf [51, 54, 154] verwiesen. Im Gegensatz zu dem in Lehrbchern meist behandelten Modellfall, dem Khlen freier Atome, ergeben sich beim Khlen gespeicherter Teilchen durch den Einflu des Speicherpotentials einige Besonderheiten. Diese sollen vorgestellt werden. Fr in (harmonischen) Fallen gespeicherte Teilchen kann man dabei abhngig von Ihrer Bewegung im Wesentlichen zwei Flle unterscheiden. Zum einen das sogenannte *Weak-binding*, das vorliegt, wenn die Linienbreite  $\Gamma$  des Khlbergangs gro gegen die Fallenfrequenz  $\omega$  ist. Dann ist die Geschwindigkeit whrend vieler Zyklen praktisch konstant und die Situation ist analog zum Dopplerkhlen eines (freien) Atomstrahls. Zum anderen gibt es das *Strong-binding*, das fr  $\Gamma < \omega$  vorliegt. Dann treten aufgrund der periodischen Bewegung der Teilchen in der Falle Seitenbnder im Absorptionsspektrum auf. Das Teilchen sieht aufgrund seiner sinusfrmigen Schwingung in seinem Ruhesystem einen frequenzmodulierten Laser. Die Unterschiede beim Khlen in diesem Regime - dem sogenannten Seitenbandkhlen - werden im Abschnitt 4.1.2 diskutiert.

### 4.1.1 Dopplerkhlen

Die einfachste Form des Laserkhlens ist das Dopplerkhlen freier Atome. Es ist z.B. beim Khlen von Atomstrahlen realisiert. Beim Dopplerkhlen nutzt man die Lichtkrfte aus, die ein Atom bei der Absorption und Emission eines Photons erfahrt, um eine geschwindigkeitsabhngige Reibungskraft zu erzeugen. Die Khlkraft resultiert aus dem Impulsbeitrag der Photonen auf das Atom. Bei jeder Absorption eines Photons erfahrt das Atom einen Impulsbeitrag von  $\Delta \vec{p} = \hbar \vec{k}$ . Wenn man nun bewerkstelligen kann, da das Atom bevorzugt Photonen absorbiert, die sich auf dieses zu bewegen, so kann man das Atom damit abbremsen.<sup>1</sup> Da der Impulsbeitrag pro Ereignis jedoch sehr gering ist, bentigt man viele wiederholte Absorptionen. Das Verfahren kann aber nur funktionieren, wenn die spontane Emission das Atom nicht wieder aufheizt. Bei der spontanen Emission eines Photons nimmt das Atom ja den Rckstoimpuls von  $\hbar k$  auf, der das Atom beschleunigt. Da die spontane Emission allerdings isotrop ist, verschwindet der

<sup>1</sup>Man sollte hier die Begriffe abbremsen und khlen kurz differenzieren. Unter Khlen versteht man die Reduktion der Breite der Geschwindigkeitsverteilung eines Ensembles von Atomen. Die Verringerung der Geschwindigkeit eines Atoms wird als Abbremsen bezeichnet.



**Abbildung 4.1.** Dopplerkühlen: Die linke Kurve gibt die Absorptionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Laserverstimmung an. Die rechte Kurve zeigt die Kühlkraft als Funktion der Laserverstimmung. In der Resonanz ist die Kraft null und wechselt ihr Vorzeichen, d.h. aus Kühlen wird Heizen.

Impulsbeitrag auf das Atom im Mittel über viele Zyklen. Damit verbleibt also ein Nettoimpulsbeitrag entgegen der Bewegungsrichtung durch die Absorption. Man kann daher Laserkühlen, wenn man eine Bevorzugung der Absorption erzwingen kann, die der Bewegung des Atoms entgegengerichtet ist. Dazu nutzt man den Dopplereffekt aus. Man betrachte ein Ensemble freier Atome mit einem 2-Niveausystem, wobei die Frequenz des Übergangs zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand  $\omega_0$  sei. Strahlt man nun einen Laser um  $\delta$  rotverstimmt bezüglich der atomaren Resonanzfrequenz ein, d.h.  $\omega_{\text{Laser}} - \delta < \omega_0$ , so ist die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Photons aus dem Laserstrahl durch Atome, die sich entgegengesetzt zum Laserstrahl bewegen, höher als für solche, die sich in Laserrichtung bewegen. Die Absorptionswahrscheinlichkeit (im Ruhesystem des Atoms) ist dabei durch ein Lorentzprofil gegeben, dessen Breite der natürlichen Linienbreite  $\Gamma$  des Kühlübergangs entspricht. Aufgrund der Geschwindigkeit, mit der sich Atome bewegen, sehen sie eine verschobene Laserfrequenz, d.h. Atome mit einer bestimmten Geschwindigkeit  $\vec{v}_0$ , für die gilt  $\vec{k} \cdot \vec{v}_0 = \omega_{\text{Laser}} - \omega_{\text{Atom}}$ , sehen den Laser resonant. Für alle Atome mit einer geringeren Geschwindigkeit als  $\vec{v}_0$ , ist die Lichtkraft eine Kühlkraft, für die anderen eine Heizkraft. Die Absorptionswahrscheinlichkeit ist für Atome, die sich entgegengesetzt zum Laserstrahl bewegen höher als für die, die sich in Laserrichtung bewegen. Danach dominiert also der Kühlprozess. Die Situation ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Atome nehmen bei der Absorption mit  $\hbar(\omega_{\text{Laser}} - \delta)$  weniger Energie auf als sie im Mittel mit  $\hbar\omega_0$  abstrahlen, d.h. ihre kinetische Energie reduziert sich und sie werden abgebremst. Je weiter die Atome jedoch gekühlt werden, um so weniger Atome erfüllen die Bedingung für Kühlen. Die richtige Verstimmung ist nur für eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse erfüllt, nach dem Kühlen fallen die Atome aber in eine andere Klasse. Die gewählte Verstimmung des Lasers bestimmt daher auch die erreichbare Endtemperatur. Da man zu Beginn jedoch besonders die heißen Atome kühlen möchte, sollte man nicht die Verstimmung wählen, die für die niedrigste Endtemperatur optimal wäre. Deshalb sollte man die Verstimmung abhängig von der Energie der Teilchen während des Kühlprozesses verändern, um alle Teilchen effektiv zu kühlen und dennoch die mini-

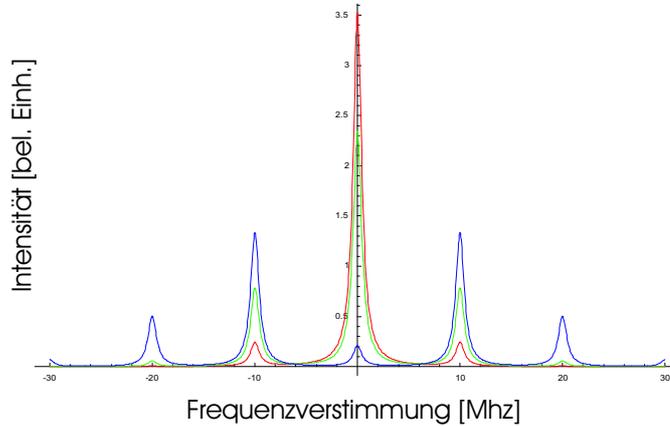
male Temperatur zu erreichen. Beim Khlen von Atomstrahlen lt sich das beispielsweise durch einen Zeeman-Slower [153] erreichen. Das ist ein ausgedehntes inhomogenes Magnetfeld entlang der Strahlrichtung, wobei das Feld mit zunehmender Strecke abnimmt. Dadurch erzeugt man eine ortsabhngige Zeeman-Aufspaltung auf dem Khlbergang, so da sich bei fester Laserfrequenz die Verstimmung ortsabhngig dadurch verndert, da man die bergangsfrequenz entlang der Khlstrecke verndert. Man braucht, zu Beginn, wenn die Teilchen heier sind, eine grere Verstimmung. Mit abnehmender Geschwindigkeit gengt eine geringere Verstimmung. Der Gradient des Magnetfeldes mu daran angepasst werden. Die wesentlichen Parameter sind die bergangsrate und die Start-Geschwindigkeit der Teilchen aus der Quelle. Typische Werte fr Alkaliatome, die aus einem Ofen erzeugt werden, seien zur Veranschaulichung genannt: Nimmt man z.B. Rubidium mit einer Geschwindigkeit von ca. 400m/s, was einer Temperatur von ca. 570C entspricht, so braucht man eine Stopstrecke von ca. 0,75m. Die Khlzeit liegt bei etwa 1ms. Fr die meisten Alkaliatome liegen die Werte in einer hnlichen Grenordnung. Fr Ionen in der Falle ist die Situation etwas anders, da die harmonische Schwingung der Teilchen im Fallenpotential zu einer periodischen Geschwindigkeitsmodulation fhrt. Dadurch haben im Prinzip alle Teilchen innerhalb einer Schwingungsperiode die Mglichkeit mit dem Laser in Resonanz zu kommen. Allerdings ist auch hier die optimale Verstimmung zum effektiven Khlen von der Temperatur der Teilchen abhngig.

Die minimal erreichbare Temperatur beim Dopplerkhlen ist durch die Linienbreite des Khlbergangs begrenzt und betrgt  $T = \hbar \frac{\Gamma}{2k}$  [203], d.h. im Falle von  $Ca^+$  etwa 0,6mK. Das Dopplerlimit ergibt sich, wenn die Dopplerbreite gerade gleich der natrlichen Linienbreite ist. Ein anderes Limit fr die minimal erreichbare Temperatur ist das Einphotonen-Rckstolimit [16]. Es gibt die Temperatur des Atoms an, die es nach der Emission des *letzten* Photons aufgrund des bertragenen Rckstoimpulses hat. Beide Limits beschreiben die Situation nicht ganz korrekt. Der Khlprozess kann als *random walk* im Phasenraum betrachtet werden, bei dem sich der Impuls jeweils um  $\hbar k$  ndert. Die Endtemperatur ist das geometrische Mittel aus Doppler- und Rckstolimit. Der Begriff der Temperatur ist in diesem Zusammenhang stets gem  $kT = \frac{mv^2}{2}$  [110] als Ma der kinetischen Energie zu verstehen. Dabei ist  $v$  die mittlere Geschwindigkeit,  $m$  die Masse des Atoms und  $k$  die Boltzmannkonstante. Aufgrund dieses Limits wren schmalbandige bergnge zum Khlen vorteilhaft, aber diese erlauben nur eine geringe bergangsrate, d.h. lange Khlzeit. Man bentigt zum effektiven und schnellen Khlen aber viele Absorptionszyklen, d.h. eine hohe bergangsrate. Deshalb sind elektrische Dipolbergnge, deren Linienbreiten typischerweise einige MHz betragen, vorzuziehen. Um besonders niedrige Endtemperaturen zu erreichen, kann man verfeinerte Khlverfahren verwenden, mit denen man diese Limits unterschreiten kann. Man braucht auerdem einen geschlossenen Khl-Zyklus, d.h. man ist auf Atome mit geeigneten Niveausystemen beschrnkt. Im Idealfall wren das echte Zweiniveausysteme, aber auch Mehrniveausysteme, bei denen man mit einem Rckpump Laser arbeiten kann, sind praktisch handhabbar. Gibt es aber in einem System zuviele Zerfallskanle, z.B. aufgrund einer Hyperfeinaufspaltung, dann ist in der Praxis Laserkhlen unmglich, da man zuviele Rckpump Laser bentigt, die alle gleichzeitig in Resonanz gehalten werden mten. Generell mu man noch anmerken, da eine dreidimensionale Khlung nur mit Khl Lasern aus allen Raumrichtungen mglich ist, es sei denn die Bewegungen in den einzelnen Freiheitsgraden sind gekoppelt. Fr mehrere Ionen in der Falle ist dies wegen der Coulombwechselwirkung der Fall.

### 4.1.2 Seitenbandkhlen

Fr Atome oder Ionen in einem (harmonischen) Potential einer Falle ergeben sich aufgrund ihrer periodischen, oszillatorischen Bewegung etwas andere Bedingungen als im vorherigen Abschnitt. Das gilt insbesondere dann, wenn die Linienbreite des Khlbergangs  $\Gamma$  kleiner als die

Bewegungsfrequenz der Teilchen in der Falle  $\omega$  ist. Dann müssen diese Modifikationen berücksichtigt werden. In diesem Regime (Strong-binding) werden die im Absorptionsspektrum des Ions auftretenden Seitenbänder aufgelöst. Diese Seitenbänder entstehen, da das Ion in seinem Ruhesystem einen mit seiner Bewegungsfrequenz frequenzmodulierten Laser sieht. Das Spektrum ist in Abb. 4.2 gezeigt. Bei den typischen Bewegungsfrequenzen zwischen 50kHz und 2MHz

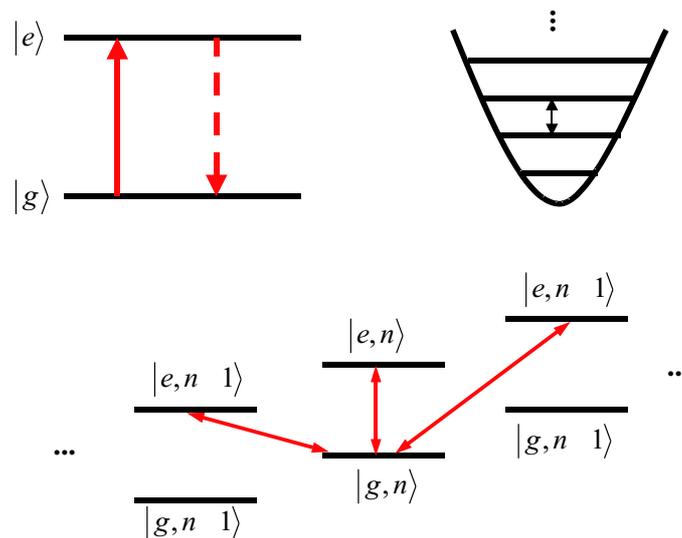


**Abbildung 4.2.** Absorptionsspektrum beim Seitenbandkühlen. Das Absorptionsspektrum eines einzelnen Ions wird hier vereinfacht, d.h. ohne Mikrobewegung, dargestellt. Es oszilliert mit der Frequenz  $\nu$  in einem harmonischen Potential und sieht daher in seinem Ruhesystem einen frequenzmodulierten Laser. Die Intensität ist hier für verschiedene Modulationsindizes  $\beta$  gegen die Verstimmung  $\Delta$  des Lasers bezüglich der Resonanz aufgetragen. Als Parameter wurden für  $Ca^+$  typische Werte gewählt.

werden die Seitenbänder wegen der typischen Linienbreiten elektrischer Dipolübergänge in der Größenordnung von einigen 10MHz normalerweise nicht aufgelöst. Deshalb ist das Kühlen eines gespeicherten Ions meist analog zum Dopplerkühlen freier Atome. Es gibt allerdings unter Umständen auch Einflüsse auf die Kühlung wie bei DeVoe [62] gezeigt wird. Die verschiedenen Seitenbänder verlagern sich zu einer Linie, die deutlich von einem Dopplerprofil abweicht. Es gibt lokale und globale Heiz- und Kühleffekte. Für schmalbandige Übergänge, z.B. elektrische Quadrupolübergänge, ist die Bedingung zum Auflösen der Seitenbänder hingegen schon für niedrige Fallenfrequenzen erfüllt. Das Absorptionsspektrum eines Teilchens in der Paul Falle kann unter diesen Umständen allerdings ziemlich komplex werden, da es auch Mikrobewegungsseitenbänder geben kann. Bei Ionenketten treten nicht nur die Seitenbänder der Schwerpunktbewegung auf, sondern auch von anderen Bewegungsmoden wie Scher- oder Atemmoden. Es kann also mehrere Kerne von Seitenbändern geben. Hier soll jedoch nur die Situation eines einzelnen Teilchens in einem eindimensionalen harmonischen Potential betrachtet werden, das keine Mikrobewegung ausführt. Betrachtet werde ein Übergang des Ions der Frequenz  $\omega_0$  zwischen dem Grundzustand  $|g\rangle$  und einem angeregten Zustand  $|e\rangle$ . Ein Laserfeld der Frequenz  $\omega_{laser}$  wird eingestrahlt. Die Schwingungsfrequenz des Teilchens im Potential sei  $\nu$ . Aufgrund seiner Bewegung sieht das Ion in seinem Ruhesystem ein frequenzmoduliertes Laserfeld. Das Absorptionsspektrum enthält neben dem Träger bei  $\omega_0$  dann auch Seitenbänder bei Frequenzen  $\omega_0 \pm n\nu$  (Abb.4.2). Die Intensität der Seitenbänder ist durch die Besselfunktion  $J_n(\beta)$  bestimmt. Für die Intensität auf dem Träger gilt also:

$$I(\Delta) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{J_n^2(\beta)}{(\Delta + n\nu)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4.1)$$

Dabei ist  $\Delta$  die Verstimmung des Lasers gegenber der Resonanz,  $\Gamma$  seine Linienbreite und  $\nu$  die Bewegungsfrequenz des Ions. Um ein intuitives Bild des Khlmechanismus unter diesen Bedingungen zu erhalten, betrachtet man am Besten die kompletten Energieniveaus. Die Energieniveaus des Ions sind ja die Kombination aus den elektronischen Niveaus und den Vibrationsniveaus im Potential der Falle. Man hat zu jedem elektronischen Niveau eine Leiter von Zustnden des harmonischen Oszillators im Abstand der Fallenfrequenz (Abb. 4.3). Der Grundzustand ist der Zustand  $|g, 0\rangle$ . Dieser wird mit Dopplerkhlen normalerweise nicht erreicht. Die Energie im Grundzustand ist  $E = \frac{\hbar\omega}{2}$  und bei den typischen Fallenfrequenzen meistens niedriger als die Energie am Dopplerlimit  $E = \frac{\hbar\Gamma}{2}$ . Strahlt man nun einen Laser auf der Frequenz des roten Seitenbandes  $\omega_{Laser} = \omega_{Atom} - \nu$  ein, so findet ein bergang von  $|g, n+1\rangle$  nach  $|e, n\rangle$  statt und die Bewegungsquantenzahl des Ions reduziert sich bei der Absorption um eins. Die spontane Emission findet bevorzugt in das Niveau mit der gleichen Bewegungsquantenzahl statt, d.h es findet bergang von  $|e, n\rangle$  nach  $|g, n\rangle$  statt, wenn man sich im Lamb-Dicke-Regime befindet. Man erniedrigt also in jedem Zyklusschritt die Bewegungsquantenzahl des Ions um eins. Man kann also die Schwingung des Ions khlen. Zum Khlen in den Grundzustand  $|g, 0\rangle$  wiederholt man diesen Zyklus mehrmals. Ist das Ion im Grundzustand, dann gibt es kein rotes Seitenband



**Abbildung 4.3.** Schema des Seitenbandkhlens. Die Quantisierung des harmonischen Speicherpotentials liefert eine Leiter quidistanter Energieniveaus im Abstand  $h\nu$  fr jeden elektronischen Zustand. Zum Khlen strahlt man einen Laser auf dem roten Seitenband ein. Die Vibrations-Quantenzahl erniedrigt sich bei der Absorption eines Photons um eins. Die spontane Emission findet bevorzugt zwischen Zustnden gleicher Bewegungsquantenzahl statt, wenn man im Lamb-Dicke Regime ist. Durch mehrfache Wiederholung dieses Zyklus kann man so den Grundzustand erreichen. Dann gibt es kein rotes Seitenband mehr und der Zyklus endet.

mehr und der Vorgang endet automatisch. Mit dem Verfahren des Seitenbandkhlens ist es also mglich, das Dopplerlimit zu unterschreiten und bis in den quantenmechanischen Grundzustand der Falle herunterzukhlen. Das Erreichen des Grundzustands lt sich experimentell ebenfalls aus dem Absorptionsspektrum detektieren. Die Messung der Temperatur geschieht entsprechend durch die Messung der Absorptionsstrke des roten und blauen Seitenbandes, die ja direkt proportional zur Besetzungszahl  $n$  ist. Befindet sich das Ion im Grundzustand, so verschwindet die Absorption auf dem roten Seitenband vllig.

Zusammenfassend kann man also festhalten, da man mit Seitenbandkhlen Teilchen in einer

Falle in den quantenmechanischen Grundzustand kühlen kann. Damit das gut funktioniert, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Die Abstände der Schwingungsniveaus sollten quidistant sein, d.h. man braucht ein harmonisches Potential.
2. Man muss im Lamb-Dicke-Regime sein, damit sich bei der spontanen Emission die Schwingungsquantenzahl nicht ändert.
3. Man braucht *strong confinement*.

Nur dann kann man selektiv ein Seitenband anregen, während die übrigen benachbarten nur vernachlässigbar angeregt werden. Allerdings ist damit auch die Intensität des Kühl lasers beschränkt, denn bei höherer Intensität ist eine ungewollte Anregung benachbarter benachbarten wahrscheinlicher. Der Lamb-Dicke Parameter  $\eta = \sqrt{\frac{\omega_{rec}}{\nu}}$  gibt das Verhältnis aus Rückstofrequenz zu Fallenfrequenz an. Ist er klein gegen Eins, befindet man sich für den entsprechenden Übergang im Lamb-Dicke Regime. Die Rückstofrequenz ist der Rückstoimpuls bei der spontanen Emission in Frequenzeinheiten angegeben. Dieser Wert muss kleiner sein als die Fallenfrequenz, damit sich bei der spontanen Emission die Schwingungsquantenzahlen nicht ändern. Daher ist eine steife Falle vorteilhaft. In der Paul Falle kann außerdem noch die Mikrobewegung, wenn sie nicht kompensiert werden kann, zu weiteren Seitenbändern im Abstand  $n\Omega$  führen, so dass sich eine Vielzahl von Linien bei  $\omega_0 \pm n\nu \pm m\Omega$  ergibt. Ein Nachteil beim Seitenbandkühlen ist die geringe Übergangsrate, da man bei diesem Verfahren nur schmalbandige optische Übergänge verwenden kann, weshalb die Kühlzeiten entsprechend lang werden. Man benötigt eine Vorkühlung z.B. durch Dopplerkühlen, um gute Startbedingungen - d.h. niedrige Quantenzahlen - zu schaffen. Je nach Steifigkeit der Falle hat man nach dem Dopplerkühlen Quantenzahlen zwischen 10 (7,5MHz) und 750(10kHz). Beim Seitenbandkühlen von Ionenketten muss man beachten, dass nur eine Schwingungsmode, typischerweise die Schwerpunktsbewegung, gekühlt wird. Alle höheren Moden der Vibrationsbewegung, deren Frequenz ja von der der Schwerpunktsbewegung abweicht, werden nicht gekühlt. Man kann die Kühlrate beim Seitenbandkühlen dadurch erhöhen, dass man den verwendeten Übergang anfangs künstlich durch Ankoppeln an ein kurzlebige Niveau verbreitert [67, 138]. Variiert man diese Kopplung kann man die effektive Linienbreite des Kühlübergangs einstellen.

Bei der konkreten Realisierung des Seitenbandkühlens hat man je nach Niveausystem der Ionen verschiedene Möglichkeiten. Während im Falle von  $^{40}\text{Ca}^+$  Seitenbandkühlen auf dem elektrischen Quadrupolübergang  $4S_{1/2} - 3D_{5/2}$  möglich ist [168], muss man bei anderen Ionen wie z.B.  $\text{Be}^+$  auf die Methode des Raman-Seitenbandkühlens ausweichen. Monroe et al. [137] setzen Raman-Seitenbandkühlen ein, um damit ein einzelnes  $\text{Be}^+$ -Ion in den quantenmechanischen Grundzustand zu kühlen. Die bisher größte Ionenzahl, die in den Grundzustand gekühlt und verschränkt werden konnte ist 4 Ionen [170]. Auch für  $\text{Ca}^+$  wurde durch Seitenbandkühlung auf dem  $4S_{1/2} - 3D_{5/2}$ -Übergang für ein einzelnes Ion in einer miniaturisierten Paul Falle der Fallengrundzustand erreicht. 1989 wurde erstmals von Diedrich et al. [67] mittels Seitenbandkühlung ein  $\text{Hg}^+$ -Ion im Grundzustand der Falle präpariert.

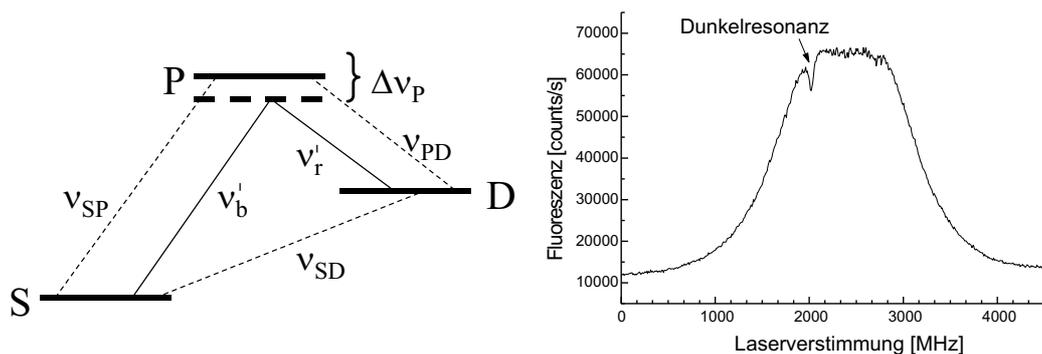
Da das Erreichen des quantenmechanischen Grundzustands eine notwendige Voraussetzung für die Realisierung von Quantengattern in Ionenfallen ist, wurde die Seitenbandkühlung in letzter Zeit verstärkt untersucht. Dabei geht es vor allem um die Kühlzeiten, die Problematik strenger Heizeffekte und die Besonderheiten beim Kühlen von Ionenketten, die ja mehrere Bewegungsmoden außer der Schwerpunktsbewegung haben. Seitenbandkühlen wird nicht nur in Ionenfallen erfolgreich angewendet, sondern auch in Dipolfallen [100] oder optischen Gittern [99]. Es kann prinzipiell auf alle Teilchen angewendet werden, die in einem harmonischen Potential gespeichert werden, wenn man die oben erwähnten Bedingungen erfüllen kann.

### 4.1.3 Laserkhlen im 3-Niveausystem

Die bisherigen berlegungen gingen meist von einem reinen 2-Niveausystem aus, was in der Praxis aber nur selten vorliegt. Allerdings ist in vielen Fllen ein Quasi-2-Niveausystem realisiert, d.h. es ist zwar ein drittes Niveau beteiligt, aber dieses spielt beim Khlen keine nennenswerte Rolle. Einige der Besonderheiten, die in Mehr-Niveausystemen auftreten knnen, werden in diesem Abschnitt zusammengefasst. Dabei geht es im Wesentlichen um kohrente berlagerungszustnde, die zu sogenannten Dunkelresonanzen [8] fhren. Die Diskussion soll exemplarisch fr  $^{40}\text{Ca}^+$  gemacht werden. Dort bilden die drei unteren Niveaus ein geschlossenes Lambdasystem. Die daraus resultierenden Mglichkeiten zum Khlen sollen in Abschnitt 4.2 besprochen werden.

Zum Dopplerkhlen von  $^{40}\text{Ca}^+$  verwendet man den starken elektrischen Dipolbergang  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ , allerdings bentigt man einen zweiten Laser, um den Khlzyklus zu schliessen. Man mu das metastabile  $3D_{3/2}$  Niveau entleeren, in das die Ionen aus dem angeregten Zustand mit einem Verzweungsverhlnis von ca. 1:15 zerfallen. Dessen Lebensdauer von ungefhr 1s wrde effizientes Khlen ansonsten unterbinden. Da der Impulsbeitrag des Rckpumpasers allerdings kleiner ist als der des Khlasers - die Wellenlge ist etwa doppelt so gro - und aufgrund des Verzweungsverhlnisses weniger bergnge stattfinden, hat dieser Laser keinen nennenswerten Khlereffekt. Deshalb ist auch die Unterscheidung in Khl- und Rckpumpaser sinnvoll. Der Rckpumper hat dennoch einen Einflu auf die Linienform des Khlberganges. Je nach Verstimmung dieses Lasers werden verschiedene Geschwindigkeitsklassen selektiert, so da die optimale Verstimmung des Khlasers nicht unabhngig von der Verstimmung des Rckpumpasers ist. Es gibt eine Erweiterung der Theorie des Laserkhlens fr Zwei- [129] auf Dreiniveausysteme [133], aber darin sind die Einflsse, die durch die Bewegung der Teilchen in der Paulfalle auftreten, nicht bercksichtigt. Fr einzelne, kalte Ionen spielt die Mikrobewegung meist keine Rolle. Die verschiedenen Regimes fr die Makrobewegung wurden bereits oben angesprochen. Simulationen zu Linienform und Temperatur eines einzelnen  $\text{Ca}^+$ -Ions fr verschiedene Laserverstimmungen finden sich z.B. bei Seibert [178]. Dabei sind die Speicherbedingungen passend zu unserem Experiment gewhlt, d.h. man befindet sich auerhalb des Lamb-Dicke-Regimes. Mit einer Monte-Carlo Simulation werden die Linienform, die Temperatur und die Khlzeiten mit einem simplen Modell des Dopplerkhlens, wobei Dunkelresonanzen vernachlssigt werden, bestimmt und mit experimentellen Daten verglichen. Das Ergebnis fr die Minimaltemperatur ist wie fr Dopplerkhlen erwartet  $T = \hbar \frac{\Gamma}{2k}$ . Die optimale Verstimmung jedoch, um die niedrigste Temperatur zu erreichen, ist dabei nicht eine Rotverstimmung um  $\frac{1}{2\sqrt{3}}\Gamma$ , sondern mit ca.  $1,7\Gamma$  deutlich grer. Bei einer festen Starttemperatur von 1000K - wie sie nach dem Erzeugen typisch ist - ist die Khlzeit fr die optimale Verstimmung allerdings lnger als grere Verstimmungen. Die typischen Khlzeiten fr heiere Ionen sind in der Grenordnung einiger hundert Millisekunden. Natrlich mu man fr heiere Ionen eine grere Verstimmung whlen, da es ja mehr Ionen mit grerer Geschwindigkeit gibt. Ausfhrliche theoretische Arbeiten zum Laserkhlen in 3-Niveausystemen finden sich z.B. bei Lindberg [129] oder Marzoli [133].

Der wichtigste Unterschied ist die Mglichkeit eines quantenmechanischen Interferenzeffekts. Strahlt man gleichzeitig zwei Laserfelder ein, die den  $4P_{1/2}$ -Zustand mit dem  $4S_{1/2}$ - bzw.  $3D_{3/2}$ -Zustand koppeln, kann es zu einem kohrenten berlagerungszustand kommen. Das Ion befindet sich in einer kohrenten berlagerung zwischen dem  $4S_{1/2}$  und  $3D_{3/2}$  Zustand und das  $4P_{1/2}$  Niveau wird nicht mehr besetzt. Dazu mu die Bedingung  $k_1\Delta_1 = \Delta_2k_2$  erfllt sein, wobei  $\Delta_i$  die Verstimmung des Lasers  $i$  ist. Wenn man die Fluoreszenz auf dem bergang  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$  nachweist und bei fester Verstimmung des Rckpumpasers den Khlaser durchstimmt, erhlt man folgendes Profil (Abb. 4.4). Man sieht eine *normale* dopplerverbreiterte Resonanzkurve mit einem Einbruch bei  $k_r\Delta_b = k_b\Delta_r$ . Fr diese Verstimmung ist obige Bedingung erfllt und die Fluoreszenz sinkt ab, weswegen man von einer Dunkelresonanz spricht. Dunkelresonanzen wurden



**Abbildung 4.4.** Dopplerverbreiterte Resonanzkurve mit Dunkelresonanz. Man sieht eine optische Resonanz von  $Ca^+$  beim Durchstimmen des Khlaser bei fester Verstimmung des Rckpumpasers. Es wurden puffergasgeklhte Ionen verwendet, so da die Dopplerbreite ungefahr 3GHz betrgt. Bei einer Verstimmung von  $k_r \Delta_b = k_b \Delta_r$  beobachtet man einen Einbruch, eine sogenannte Dunkelresonanz.

1976 erstmals von Alzetta [8] beobachtet. Man kann diese als einen 2-Photonen-Prozess verstehen, bei dem, aufgrund der Interferenz zweier Wege in den angeregten Zustand, eine direkte Anregung in das metastabile Niveau fhren kann. Eine detaillierte theoretische Beschreibung mit Hilfe des Dichtematrixformalismus findet sich bei Orriols [147]. Eine Betrachtung der Dunkelresonanzen fr  $Ca^+$  findet sich u.a. in den Arbeiten von Kurth [119] und Gudjons [93]. Interessant sind Dunkelresonanzen unter anderem wegen ihrer geringen Linienbreite. Dies lt sich in der Spektroskopie ausnutzen, um die Przision von Messungen zu steigern. So kann man mit Dunkelresonanzen die Hyperfeinstrukturaufspaltung przise sogar dann bestimmen, wenn die einzelnen Linien aufgrund ihrer Dopplerbreite nicht aufgelst werden knnen. Whrend also die eigentlichen Linien berlappen, kann man aus den Einbrchen die Lage der Hyperfeinniveaus bestimmen. Diese Methode wurde von Kurth [119] benutzt, der neben der Hyperfeinstrukturaufspaltung auch die Isotopieverschiebung von  $^{43}Ca^+$  an puffergasgeklhten Ionen vermessen hat. Die Dopplerbreite bei puffergasgeklhten Ionen liegt im Bereich von 2-3GHz weswegen man die Aufspaltung von MHz nicht auflst. Eine weitere interessante Anwendung, die auf Dunkelresonanzen basiert, ist ein Magnetometer [44], mit dem man auch kleine Felder przise messen kann. Eine spezielle Khlmethode, die Dunkelresonanzen ausnutzt, wurde vor kurzem vorgeschlagen und inzwischen auch realisiert. Sie wird im nchsten Abschnitt diskutiert.

## 4.2 Khlen mit Elektromagnetisch Induzierter Transparenz

Eine neue Variante der Laserkhlung, die kohrente berlagerungszustnde in Drei- oder Mehrniveausystemen ausnutzt, wurde vor kurzem von Morigi et al. [139] vorgeschlagen: Das sogenannte Khlen durch Elektromagnetisch Induzierte Transparenz (EIT). Dabei kann man durch die richtige Wahl der Parameter fr die beiden Khlaser die Form des Absorptionsprofils unter Ausnutzung der EIT optimieren. Es soll insbesondere beim effektiven Khlen gespeicherter Ionen in den Grundzustand der Vibrationsbewegung gegenber dem *klassischen* Seitenbandkhlen eine Reihe von Vorteile bringen. Das Verfahren wurde auch schon experimentell an einen einzelnen Ion in einer miniaturisierten, hyperbolischen Paulfalle von Roos et al. [169] in Innsbruck demonstriert. Die Grundidee dieser Methode soll im folgenden kurz vorgestellt werden:

Es wird ein 3-Niveausystem angenommen wie es in Abb. 4.5a dargestellt ist. Unter Vernachlssigung der Vibrationsbewegung besitzt es folgende Eigenschaften: Es gibt neben dem

Grundzustand  $|g\rangle$ , einen kurzlebigen, angeregten Zustand  $|e\rangle$  und einen metastabilen Zustand  $|r\rangle$ . Die berggane zwischen den Zustnden  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$  bzw.  $|r\rangle$  und  $|e\rangle$  sind elektrische Dipolbergange, zwischen den Zustnden  $|g\rangle$  und  $|r\rangle$  gibt es einen elektrischen Quadrupolbergang. Strahlt man einen starken Laser, der gegenber der atomaren Resonanzfrequenz  $\omega_{r,e}$  um  $\Delta_r$  blauverstimmt sei, auf dem bergang  $|r\rangle - |e\rangle$  ein, dann sieht ein zweiter (schwacherer) Laser auf dem bergang  $|g\rangle - |e\rangle$  mit einer Verstimmung  $\Delta_g$  ein Fano-firmiges Absorptionsprofil (Abb.4.5b). Dieses Profil hat ein Minimum (Null) fr eine Verstimmung von  $\Delta_g \simeq \Delta_r$  und ist fr  $\Delta_r \neq 0$  asymmetrisch. Da die Absorption auf dem bergang  $|g\rangle - |e\rangle$  auf Null zurckgeht, wird das Medium transparent: Man spricht von elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) oder einer Dunkelresonanz. Dieser Quanteneffekt ist auch als Coherent Population Trapping bekannt und wird auch fr eine Form des Subdopplerkhlens benutzt, nmlich fr Velocity Selective Coherent Population Trapping [120]. Es ist ein quantenmechanischer Interferenzeffekt, die Auslschung kann man sich durch destruktive Interferenz der beiden Wege in den angeregten Zustand vorstellen. Auerdem zeigt die Kurve ein breites Maximum bei  $\Delta_g \simeq 0$  und

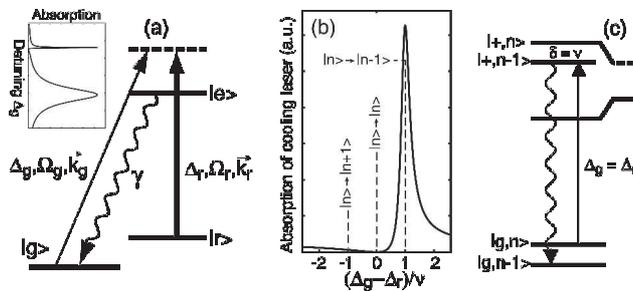


Abbildung 4.5. EIT-Khlen. Abb. entnommen aus [139]

ein schmales Maximum bei  $\Delta_g \simeq \Delta_r$ . Diese Resonanzen entsprechen den sogenannten *Dressed States*. Durch die vom Kopplungslaser verursachte AC-Starkverschiebung  $\delta$ , die gegeben ist als  $\delta = (\sqrt{\Delta_r^2 + \Delta_g^2} - \Delta_r)/2$ , sind die Maxima etwas verschoben. Bercksichtigt man die Schwingungsbewegung, so entspricht das Minimum im Absorptionsprofil fr  $\Delta_g = \Delta_r$  gerade dem bergang  $|g, n\rangle - |e, n\rangle$ , so da die Absorption auf dem Trger unterdrckt wird. Whlt man nun eine geeignete Verstimmung  $\Delta_r > 0$  und eine passende Rabifrequenz  $\Omega_r$  so kann man das Fanoprofil so designen, da das schmale Maximum mit dem roten Seitenband zusammenflit, whrend das blaue Seitenband in den Bereich des Profils flit, wo die Absorptionswahrscheinlichkeit gering ist. Daher absorbieren die Ionen bevorzugt auf dem roten Seitenband und ihre Bewegungsquantenzahl reduzierte sich. Findet die spontane Emission wieder ohne nderung der Bewegungsquantenzahl statt<sup>2</sup>, khlt man die Schwingungsbewegung. Um mglichst effizient zu khlen und die Absorption des Trgers zu eliminieren, whlt man also  $\Delta_g = \Delta_r$ ;  $\delta = \nu$ .

Fr  $\Delta_\pi = \Delta_\sigma$  wird kein Licht absorbiert, nur wenn das Ion ein Schwingungsquant beisteuert, so da die Absorption in die Hellresonanz verschoben wird und die Schwingungsbewegung gekhlt werden kann.

Worin liegt nun der Vorteil beim Khlen? Bei jeder Form der Khlung mu man gegen konkurrierende Heizeffekte ankmpfen. Beim oben beschriebenen Seitenbandkhlen ist einer der Heizmechanismen mit der Absorption auf dem bergang  $|g, n\rangle - |e, n\rangle$  gegeben. Dieser bergang wird nichtresonant angeregt und beim darauffolgenden spontanen Zerfall kann es zu bergangen  $|e, n\rangle - |g, n+1\rangle$  kommen, d.h. die Vibrationsbewegung wird durch die Spontanemission aufgeheizt. Beim EIT-Khlen wird dieser Heizeffekt unterdrckt, whrend die Absorption auf dem

<sup>2</sup>Befindet man sich im Lamb-Dicke Regime so findet die Spontanemission bevorzugt ohne nderung der Bewegungsquantenzahl statt.

Seitenband erhht wird. Da man die bergnge auf dem Trger durch EIT [15] vollstndig eliminieren kann, lt sich die spontane Emission, durch die sich die Vibrationsbewegung aufheizt, eliminieren. Man braucht nur zwei kontinuierliche Laser, von denen einer wesentlich schwcher als der andere sein sollte (1:100). Diese knnen mit Hilfe von Modulatoren aus einem Laser erzeugt werden. Man kann EIT-Khlen auf dipolerlaubten bergngen realisieren. Die Bedingung der starken Speicherung mu dabei nicht erfllt werden. Man kann auch mehrere Bewegungsmoden gleichzeitig khlen, da die Bandbreite relativ gro ist. Man hat dann zwar fr keine Mode die optimale Verstimmung, aber dennoch khlt man. Beim Seitenbandkhlen hingegen kann stets nur eine Bewegungsmode gekhlt werden. Fr Quantengatter ist es vorteilhaft, wenn nicht nur die als Quantenbus verwendete Mode in den Grundzustand gekhlt wird, sondern auch andere Moden, um die Fidelity zu verbessern. Aufgrund dieser Vorteile ist das EIT-Khlen eine vielversprechende Methode, um wenige Ionen effizient in den quantenmechanischen Grundzustand zu khlen, was vor allem fr die Realisierung von Quantengattern essentiell ist.

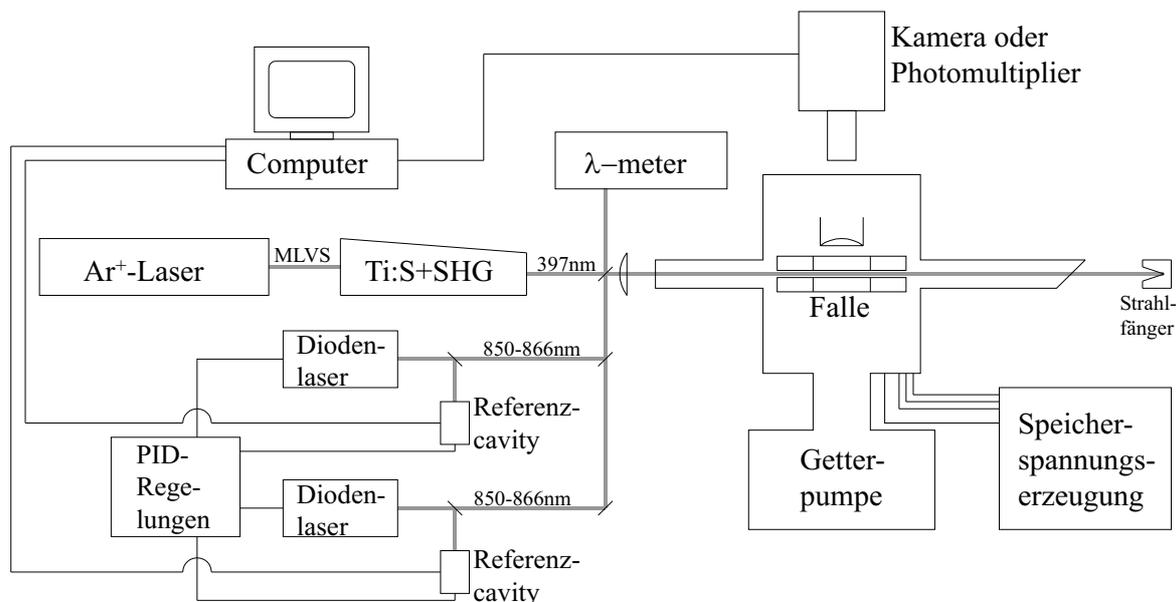
Die von Roos [168] et al. berichtete experimentelle Umsetzung wurde an einem einzelnen  $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion durchgefhr, das in einer miniaturisierten hyperbolischen Paulfalle gespeichert wurde. Fr die Khlung einer Mode wurde eine Grundzustandswahrscheinlichkeit von 90% erreicht, bei der gleichzeitigen Khlung zweier Moden mit einer anderen Laserverstimmung wurden ca. 70% fr jede Mode erzielt.



# Kapitel 5

## Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau beschrieben, der im Rahmen dieser Arbeit verwendet und weiterentwickelt wurde. Er kann in fünf Gruppen unterteilt werden: Vakuummappatur, Falle, Lasersystem, optischer Nachweis und Experimentsteuerung. Einen schematischen Überblick über das System zeigt Abb. 5.1.



**Abbildung 5.1.** Schematischer Überblick des Versuchsaufbaus. Kernstück ist die lineare Falle in der Vakuumkammer. Das Lasersystem aus Ti:Sa- und Diodenlasern erlaubt die Erzeugung aller im Experiment benötigten Wellenlängen. Die Laser werden aktiv auf optische Resonatoren frequenzstabilisiert. Ihre Wellenlänge kann mit einem Wavemeter bestimmt werden. Das Experiment kann über einen PC gesteuert werden.

### 5.1 Die Vakuumapparatur

Wie bereits an vielen Stellen dieser Arbeit erwähnt, braucht man zur Durchführung von präzisen, spektroskopischen Messungen an wenigen Ionen eine möglichst störungsfreie Umgebung. Dazu muss die Ionenfalle unter Ultrahochvakuum-Bedingungen (UHV), d.h. bei Drücken von besser als  $10^{-9}$  mbar, betrieben werden. Daher wird die Falle in einer Vakuumkammer platziert. Diese

ist aus Edelstahl gefertigt und besteht aus einer zentralen Kammer mit sechs Abzweigen, an die verschiedene Komponenten angeflanscht werden können. An zwei der Abzweige sind spezielle Glas-Metall-bergenge angeflanscht, bei der man Laser in die Apparatur einkoppeln kann. Zur Reduktion von Streulicht ist das Fenster auf der Austrittsseite im Brewsterwinkel geneigt. Beide Fenster sind darüber hinaus bei einer Verlängerung montiert, um sie möglichst weit vom Fallenzentrum entfernt positionieren zu können. Das dient ebenfalls der Reduktion des Streulichts, das an den Fenstern erzeugt wird. Zwei weitere, plane Fenster, oben und an der Seite, bieten die Möglichkeit die Fluoreszenz nachzuweisen. Es wird Quarzglas verwendet, um eine hohe Transmission im Ultravioletten zu gewährleisten, da die Fluoreszenz normalerweise auf dem UV-Bergang detektiert wird. An die verbleibenden Abzweige sind ein Druckmesskopf, ein Nadel-Dosierventil, um bei Bedarf gezielt Gase einzulassen, und ein Eckventil zum Anschluss einer Turbopumpe angeflanscht. Der Druck beträgt typischerweise  $1 \times 10^{-10} \text{ mbar}$ , er wird mit einem Quadrupol-Massenspektrometer (VG Argus plus) gemessen. Um ein gutes Vakuum zu erreichen, wird die gesamte Apparatur innerhalb einer Woche auf bis zu 250°C ausgeheizt, während sie an einer Turbomolekularpumpe angeschlossen ist. Um das Vakuum während des Betriebs aufrechtzuerhalten und zu niedrigsten Drücken zu gelangen, ist eine 80l/s Ionen-Getterpumpe bei einem größtmöglichen Querschnitt so an die zentrale Kammer angeflanscht, da sie sich nahe an der Falle befindet. Eine weitere, nennenswerte Reduktion des Druckes ist mit dieser Technik nicht mehr möglich. Daher wird das System zur Zeit um eine Titan-Sublimationspumpe ergänzt. Damit sollte man den Druck nochmals mindestens um eine Größenordnung reduzieren können.

## 5.2 Die lineare Paulfalle

Die lineare Falle ist in der Vakuumkammer auf einer Platte bei Gewindestangen auf dem zentralen Flansch montiert. In unserem Fall besteht die Falle aus vier 3-fach segmentierten, zylindrischen Stben, d.h. insgesamt 12 Elektroden. Die Stbe sind aus sauerstofffreiem Kupfer hergestellt. Man könnte die Elektroden alternativ auch aus Edelstahl fertigen. Die Elektroden sind als Rhrchen ausgeführt, die zur Befestigung auf einer Gewindestange aus Edelstahl montiert werden. Abb. 5.2 zeigt eine Darstellung der Falle mit Bemaung. Die Elektroden haben Lcher zur

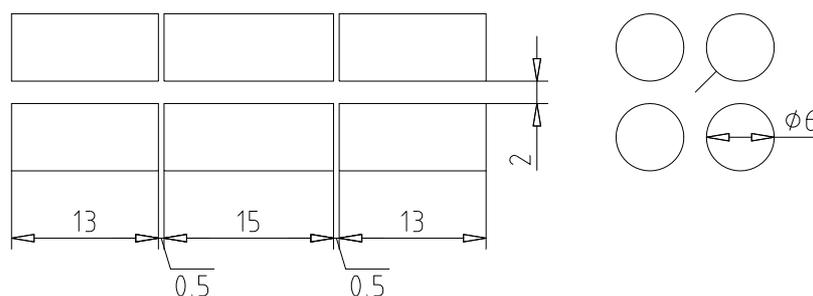
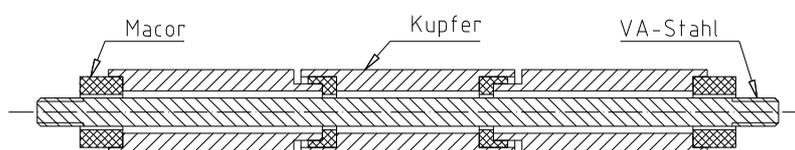


Abbildung 5.2. Lineare Paulfalle im Schnitt. Die Bemaung ist in mm.

Belftung und Gewindelcher zum Anschlu der Fallenspannungen bei unisolierte Kupferdrhte. Die einzelnen Segmente sind gegeneinander und zur Gewindestange mit Hilfe von Abstandshaltern isoliert. Dazu werden Isolatoren aus Macor, einer UHV-tauglichen und maschinell bearbeitbaren Keramik, verwendet. Da sich die Keramik aufladen und dadurch das elektrische Feld verzerren knnte, sind die Isolatoren von den Kupferelektroden soweit wie mglich verdeckt (siehe Abb. 5.3). Die Gewindestangen werden auf jeder Seite in eine Halteplatte geschraubt. Die Halteplatten sind auf einer gemeinsamen Grundplatte montiert. Alle Platten sind aus Edelstahl gefertigt. Die Grundplatte ist mit Gewindestangen auf dem zentralen Flansch der Apparatur

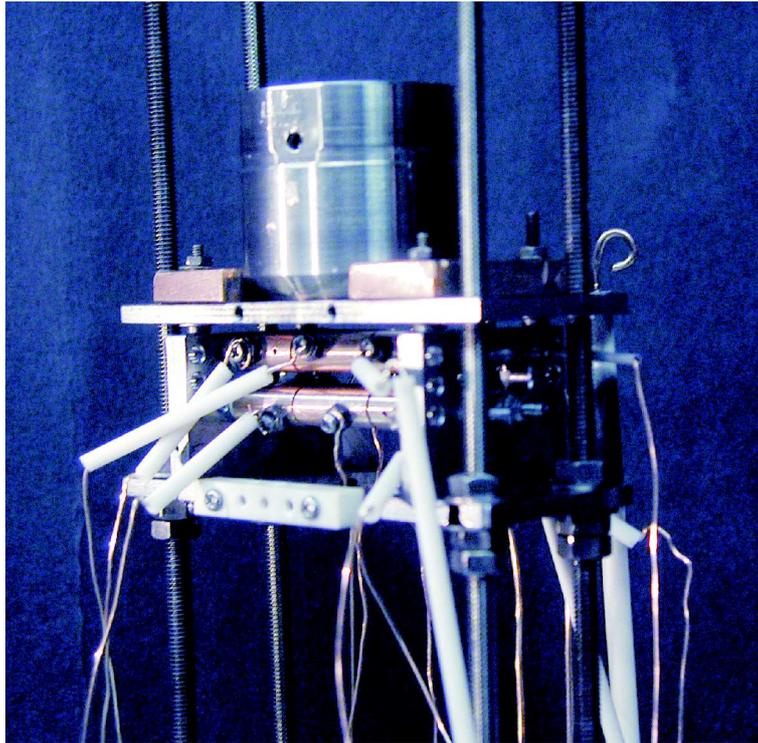
montiert. Die Gewindestangen erlauben die Hheneinstellung der Falle. Der Vakuumtopf wird dann auf dem zenralen Flansch so gedreht montiert, da sich zwischen der Achse, die von den beiden Fenstern gebildet wird, und der Fallenachse der maximal mgliche Winkel von ca. 5 ergibt. Das erlaubt die Laserstrahlen sowohl diagonal als auch axial einzukoppeln. Die Elektroden sind pro Segment 15mm lang und haben einen Durchmesser von 4mm. Der Abstand zwischen zwei gegenberliegenden Elektroden betrgt  $r_0 = 2,67mm$ . Alle Elektroden werden einzeln mit Vakuum-Stromdurchfhrungen verbunden. Es stehen insgesamt zwanzig dieser Durchfhrungen zur Verfugung, die rings um den Querschnitt des zentralen Flanschs plziert sind. Durch die Vielzahl von Durchfhrungen kann man auch zwei fen und eine Elektronenkanone anschlieen. Im Prinzip knnte man einige Elektroden bereits im Vakuum miteinander verbinden. Normalerweise liegen diagonal gegenberliegende Elektroden auf gleichem Wechselspannungspotential und alle Endelektroden auf einer Seite auf gleichem Gleichspannungspotential. Daher knnte man je zwei gegenberliegende Endsegmente direkt verbinden. Darauf wird aber verzichtet, um die Beschaltung komplett von auen bestimmen zu knnen. Oberhalb der Falle gibt es eine weitere Montageplatte, die ebenfalls auf den Gewindestangen befestigt wird. Auf dieser ist ein Edelstahl-Zylinder angebracht, der den Kollimator beinhaltet. Die Hochfrequenz-Speicherspannung wird



**Abbildung 5.3.** Schnittzeichnung der Elektroden der linearen Paulfalle. Man erkennt die Macorisolatoren zwischen den Kupferelektroden. Beide sind als Hlsen gefertigt, die auf Gewindestangen montiert sind. Die Elektroden berlappen die Isolatoren. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit von Aufladungen minimiert.

zwischen diagonal gegenberliegenden Elektroden (Abb. 5.2) angelegt. In unserem Fall betrgt die Frequenz 2 MHz. Die maximale Amplitude betrgt 100V. Sie wird durch Hochtransformieren der Spannung eines Leistungsmesenders (Rhode und Schwarz SMLR-BN41001) erzeugt, so da die maximale Amplitude durch dessen Ausgangsleistung an der von der Falle gebildeten kapazitiven Last beschrnkt ist. Der Ringkern-Transformator ist selbst gewickelt und der Verstrkungsfaktor betrgt 25. Die Gte des Schwingkreises, der aus dem Transformator und den Fallenelektroden als Kapzitt gebildet wird, betrgt ca. 50. Ist eine hhere Fallenfrequenz notwendig (z.B. fr Seitenbandkhlen), mte die Erzeugung der Hochfrequenz-Spannung optimiert werden. Durch hhere Gten, die man mit Step-up-Transformatoren leicht erreichen kann, ist die notwendige Leistung zu erreichen und auf der Primrseite knnte auch ein normaler Frequenzgenerator benutzt werden. Es wre dann auch empfehlenswert, eine kleinere Falle zu verwenden, um die Kapazitt klein zu halten. Man kann so durchaus Speicherfeldfrequenzen von bis zu 20MHz erzielen. Man kann an jede der Elektroden individuell zustzlich eine Gleichspannung anlegen. Diese wird ber Tiefpsse - bestehend aus einem  $3M\Omega$  Widerstand und 5nF Kondensator - eingekoppelt. Das ermoglicht die zur axialen Speicherung notwendige Spannung an die ueren Segmente anzulegen. Diese ist positiv gegenber den mittleren Segmenten, die typischerweise gleichspannungsmig auf Erde liegen. Die typischen Werte fr die axiale Spannung liegen zwischen 10 und 80V. Der Wert der Spannung kann fr beide Seiten getrennt gewhlt werden, wobei der verwendete Bereich normalerweise zwischen 0 bis 400V liegt. Sie wird mit stromstabilisierten Netzgerten (Oltronix B605D) erzeugt. Eine asymmetrische Beschaltung kann notwendig werden, wenn die optische Achse des Abbildungssystems aufgrund einer Verkippung des Kollimators im Vakuum geneigt ist. Ansonsten kann ber die axiale Spannung der Abstand

der Ionen bzw. die Form der Kristalle beeinflusst werden. Zusätzliche Gleichspannungspotentiale an den mittleren Elektroden werden benötigt, um bestehende Strungen, wie sie z.B. durch Kontaktpotentiale gebildet werden, zu kompensieren. Diese liegen typischerweise im Bereich von einigen Volt. Die Korrekturspannungen werden durch präzise Spannungsquellen (HP 6111A) erzeugt und an zwei nichtdiagonale Mittelelektroden angelegt. Diese Zusatzpotentiale müssen sehr sorgfältig eingestellt werden, um eine gute Mikrobewegungskompensation zu erreichen. Im allgemeinen muß man sie nach jedem Erzeugen neu anpassen. Will man bei einem von Null verschiedenen  $\alpha$ -Parameter arbeiten, ist gemäß Gleichung 3.12 eine Gleichspannung notwendig, die man allerdings an zwei diagonal gegenüberliegende Elektroden anlegt.

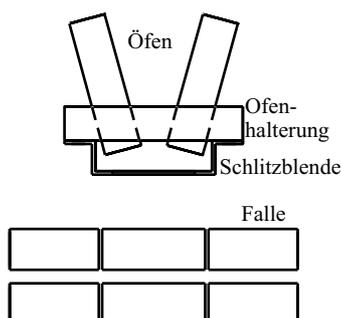


**Abbildung 5.4.** Foto der linearen Paulfalle. Man erkennt die Fallenelektroden sowie die Anschlußröhre, die teilweise gegeneinander mit Keramiken isoliert sind. Oberhalb der Falle sieht man den Edelstahlzylinder, der die Kollimationsoptik enthält.

### 5.3 Die Ionenerzeugung

Zur Ionenerzeugung hat man die Wahl zwischen einer Reihe von Methoden: Man kann Ionen durch Oberflächenionisation, durch Elektronenstoß oder mit einem Laser herstellen. Alle diese Methoden werden in der Praxis zur Erzeugung von Ionen in Ionenfallen verwendet. Generell ist zu beachten, daß man die Ionen innerhalb des Fallenpotentials erzeugen muß. Außerhalb erzeugte Ionen werden aufgrund der Energieerhaltung die Falle wieder verlassen, wenn man das Potential nicht erhöht, während die Ionen die Falle durchfliegen. Die einfachsten Methoden sind die beiden erstgenannten. Bei der Oberflächenionisation bringt man eine Lösung eines Salzes, das die gewünschten Ionen enthält, auf eine Metalloberfläche auf. Man verwendet meist Platin oder Rhenium. Heißt man dieses Filament durch einen Strom auf, so werden Ionen emittiert. Bei der Elektronenstoßionisation erzeugt man die Ionen durch Stoßionisation eines Atomstrahls beim

Beschu mit Elektronen, die man durch Glhemission aus einem Wolframdraht erhlt. Diese Methode ist fr Atome mit nicht zu hohem Siedepunkt gut geeignet. Beide Methoden sind nicht isotopenselektiv, daher ist die Verwendung einer isotopeneinen oder zumindest angereicherten Quelle notwendig. Alle ungewollten Isotope und sonstige Verunreinigungen knnen auch gespeichert werden, wenn ihre Speicherparameter innerhalb des Stabilittsbereichs liegen. Ein spteres Entfernen dieser Verunreinigungen ist darber hinaus nur durch Makrofrequenzanregung mglich. Das funktioniert aber nur effektiv, wenn der Massenunterschied nicht zu gering ist. Da man nicht fr alle Ionen - besonders bei instabilen oder seltenen Isotopen - geeignete Proben prparieren kann, mu man gegebenenfalls auf die Photoionisation zurckgreifen. Diese gute Methode erlaubt, die Falle isotopenselektiv zu laden. Allerdings braucht man zustzliche Laser. Man braucht ein oder zwei Laser, um die Atome in einem Ein- oder Zweistufenproze zu ionisieren. Diese Methode wurde von Kjrgaard et al. [117] verwendet, um  $Ca^+$ - und  $Mg^+$ -Ionen in eine Paulfalle zu laden und gemeinsam zu speichern. Man hat bei dieser Methode als Parameter, welche die Ionenerzeugung bestimmen, die Verstimmung der Ionisationslaser gegenber der Resonanz, die Laserintensitt und den Atomflu. Durch geeignete Wahl dieser kann man relativ einfach die passende Ionenzahl prparieren und auch groe Ensembles mit hoher Reinheit herstellen. Im Rahmen der Experimente dieser Arbeit wurde die Methode der Elektronenstoionisation eingesetzt. Um Ionen zu erzeugen wird ein Atomstrahl in der Falle mit Elektronen ionisiert. Der Atomstrahl wird durch Heizen eines Ofens erzeugt. Dieser besteht aus einem Keramikzyklinder mit vier Bohrungen, von denen man durch drei einen Wolframdraht fdelt. In die vierte Bohrung wird metallisches Calcium in Form von Granulat gefllt. Auch die seltenen Isotope sind teilweise in metallischer Form verfgrbar, leichter und billiger sind sie aber meist in Verbindungen z.B. als Ca-Carbonat erhltlich. Auch daraus kann man mit der gleichen Methode Ionen erzeugen, wie an Hand einer  $^{44}CaCO_3$ -Probe getestet wurde. Der Wolframdraht wird auf etwa 3A geheizt, so da der Draht wei glht. Die aus dem Heizdraht austretenden Elektronen gelangen teilweise in die Falle, wo sie durch das Fallenfeld beschleunigt werden knnen, und ionisieren durch Ste die Atome. Daher braucht man nicht unbedingt eine zustzliche Elektronenkanone. Typischerweise erhlt man nach etwa 3-5 Minuten Heizen (auf etwa 3A) einige Ionen. Durch die Variation der Zeit, fr die man den Ofen glht, kann man relativ gut die gewnschte Ionenzahl einstellen. Zur Erzeugung eines einzelnen Ions versucht man durch Reduktion der Erzeugungszeit die Ionenzahl passend einzustellen. Da dies allerdings nicht immer funktioniert, mu man anschlieend durch Variation der Speicherparameter (Amplitude des Speicherfelds) versuchen, berzhlige Ionen aus der Falle zu entfernen. Man kann dabei wahlweise den a- oder q-Parameter getrennt variieren. Man mu aufpassen, da man keine nichtlineare Resonanz oder den Rand des Speicherbereichs erreicht, da man dann leicht totalen Ionenverlust erleidet. Man kann auch durch Blauverstimmen des Khl lasers versuchen Ionen durch Laserheizen zu entfernen. Seit kurzem wird zustzlich ein anderer Ofentyp verwendet. Dabei wird das Calcium als Pulver in ein Tantal-Rhrchen mit einem Durchmesser von ca. 1mm gefllt, Das Rhrchen hat eine Wandstrke von nur 0,1mm. An dieses Rhrchen wird ein Tantaldraht durch Punktschweißen angebracht. Dann kann man das gesamte Rhrchen heizen, indem man einen Strom von ca. 2,5A durch das System schickt. Die Calciumatome knnen dann ebenfalls durch Elektronensto ionisiert werden. Da allerdings der Strom fr diesen Draht relativ gering ist, sollte man eine separate Elektronenkanone haben. Experimentell hat sich gezeigt, da auch ein wesentlich einfacheres Design ebenfalls zu guten Ergebnissen fhrt. Dabei wird auf das Anschweißen des Drahtes verzichtet, dafr wird ein Wolframdraht durch das Rhrchen gefdelt und das Rhrchen am Ende zusammengedrückt. Durch Heizen des Drahtes erhlt man hier wiederum direkt Elektronen und nach einer im Vergleich zu den Keramikfen wesentlich krzeren Zeit von unter einer Minute Ionen. Vermutlich ist dies auf die geringere thermische Trgheit zurckzufhren. Das Metallrhrchen befindet sich in einem Marcorzylinder, um es vom Ofenhalter zu isolieren.



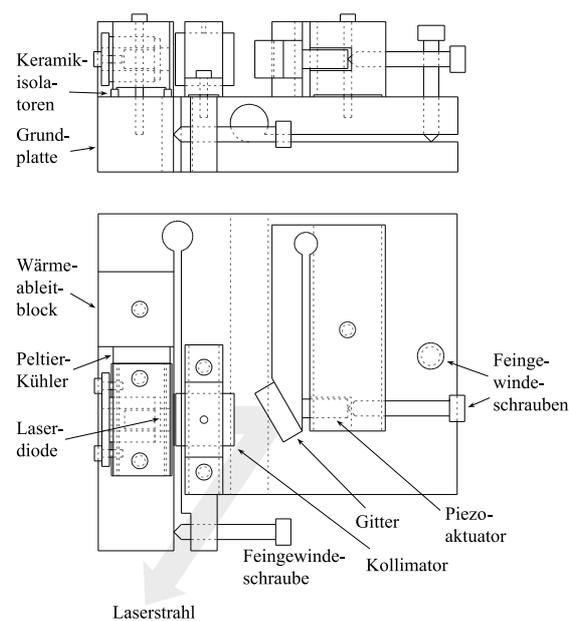
**Abbildung 5.5.** Lineare Falle und Ofenhalter. Der Ofenhalter erlaubt die Montage zweier Öfen, die ins Zentrum der Falle zielen. Die aus Keramik gefertigten Öfen werden mit einer Schraube in dem Kupferhalter befestigt. Für den kleineren Tantalofen gibt es einen isolierenden Marcoradapter, um den Ofen im selben Halter zu montieren. Vor den Öfen befindet sich eine Schlitzblende aus Edelstahl, um die Bedampfung der Elektroden zu reduzieren.

## 5.4 Das Lasersystem

Das Lasersystem besteht aus mehreren gitterrückgekoppelten Diodenlasern und einem kommerziellen Ti:Sa Laser mit Frequenzverdopplung. Mit den Diodenlasern können die im infraroten Spektralbereich liegenden bergenge getrieben werden, mit dem Ti:Sa-Laser der Khlbergang. Darüber hinaus wird zur Zeit eine der erst seit kürzerem verfügbaren Laserdioden für den ultravioletten Spektralbereich aufgebaut. Die ersten Dioden dieses Typs erwiesen sich als kurzlebig mit schlechten Modeeigenschaften und konnten bei uns nicht im Experiment eingesetzt werden. Da diese Dioden aber bereits in anderen Experimenten [123, 102] erfolgreich eingesetzt wurden, bleibt zu hoffen, da der Ti:Sa-Laser vielleicht künftig ohne Frequenzverdopplung für den SD-bergang eingesetzt werden kann. Alle Laser sind oder werden künftig aktiv auf optische Resonatoren frequenzstabilisiert. Eine Stabilisierung gegen Langzeitdrifts der Laserfrequenz befindet sich im Aufbau.

### 5.4.1 Die Diodenlaser

Bei den Diodenlasern handelt es sich um gitterrückgekoppelte Laser im Littrow-Design, wie sie mittlerweile zum Standard in jedem Labor der Atomphysik gehören. Durch die optische Rückkopplung eines Reflexionsgitters können die spektralen Eigenschaften des Diodenlasers gegenüber dem freilaufenden Betrieb verbessert werden. Die Kontrolle der Laserfrequenz geschieht im Wesentlichen durch die Parameter des Gitters (Winkel, Abstand). Eine ausführliche Beschreibung dieser Art von Diodenlasern, die man inzwischen auch kommerziell als Komplettsystem erwerben kann, findet man unter anderem in den Artikeln von Wieman [132] und Camparo [49]. Die wichtigsten Eigenschaften der hier eingesetzten Systeme sollen im Folgenden zusammengefasst werden. Beim Littrow-Design ist das Reflexionsgitter so angeordnet, da die nullte Ordnung zum Experiment ausgekoppelt wird, während die erste Ordnung in die Laserdiode zurückreflektiert wird. Abb. 5.6 zeigt die hier verwendete Bauweise. Die Frontfacette der Laserdiode kann entspiegelt sein, um den Einfluss des internen Resonators, der durch den Halbleiterkristall gebildet wird, zu reduzieren. Die bei uns eingesetzten Dioden haben keine solche Entspiegelung, da wir keine extrem große Durchstimmbarkeit brauchen. Man spricht von einem *extended cavity* Laser, da der eigentliche Resonator, der durch die Laserdiode selbst gebildet wird, mit Hilfe des Gitters verlängert wird. Man kann durch selektive Rückkopplung dabei die Wellenlänge

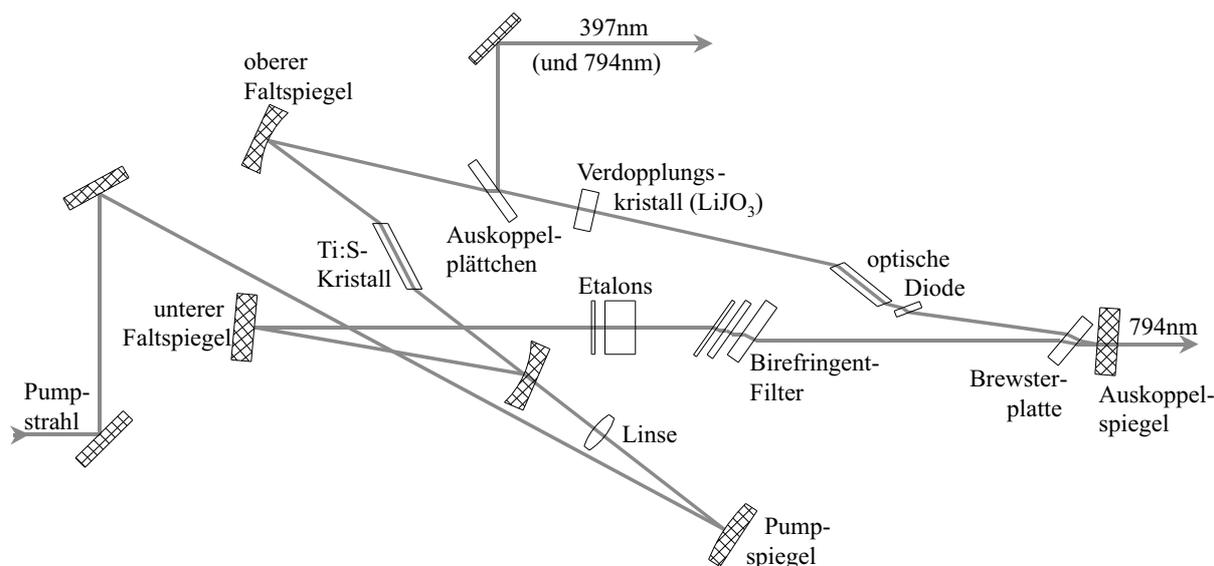


**Abbildung 5.6.** Der Diodenlaser mit pseudoexternem Resonator. Die Abb. zeigt unser Design des Littrow-Diodenlasers. Verschiedene Diodenhalter erlauben den Einsatz verschiedener Bauformen von Laserdioden. Alle mechanischen Teile sind aus Aluminium gefertigt. Das Gitter ist auf seinen Halter geklebt. Die Dioden, Linsen- und Gitterhalter sind geschraubt. Zur Verstellung des Gitterwinkels und der Linsenposition dienen Feingewindeschrauben und Festkrpergelenke. Eine Feinverstellung des Gitters wird durch einen Piezo ermöglicht. Die Grundplatte ist mit einem Peltierelement thermisch stabilisiert. Bei Bedarf kann der Diodenhalter unabhängig davon ebenfalls thermisch stabilisiert werden.

des Diodenlasers auf einfache Weise über einen relativ großen Bereich von typischerweise mindestens  $\Delta\lambda = \pm 10\text{nm}$  über das Gitter verstellen. Bei den verwendeten Single mode Laserdioden kann ansonsten die Wellenlänge nur über den Strom und die Temperatur verstellt werden. Dabei ist die mittlere Abhängigkeit für die eingesetzten Dioden etwa  $0,25\text{nm/K}$  bzw.  $1\text{GHz/mA}$ . Beim Verstellen über größere Frequenzbereiche treten allerdings Modensprünge auf. Der modensprungfreie Durchstimmbereich beträgt ca.  $2\text{GHz}$ . Im rückgekoppelten Fall verbessern sich diese Eigenschaften. Durch Verstimmen des Gitterwinkels kann man die Frequenz modensprungfrei um ca.  $10\text{GHz}$  variieren. Die Grundplatte wird thermisch auf ca.  $2\text{mK}$  stabilisiert, um die Resonatorlänge konstant zu halten. Es wird eine selbstentwickelte digitale Regelung eingesetzt, die ausführlich bei Leuthner [125] beschrieben ist. Die Kurzzeitlinienbreite der Diodenlaser mit Gitterrückkopplung beträgt noch ca.  $5\text{MHz}$  verglichen mit ca.  $20\text{-}50\text{MHz}$  für die freilaufende Laserdiode. Die Linienbreite lässt sich in einer *Beatmessung* bestimmen. Dazu belagert man zwei gleiche Diodenlaser, die um einige MHz gegeneinander verstimmt sind, auf einer schnellen Photodiode und nimmt das Signal mit einem elektrischen Spektrumanalysator auf. Aus der Breite des Signals kann man dann die Linienbreite für bestimmte Mittelungszeiten bestimmen. Die Linienbreite kann durch eine aktive Regelung nochmals deutlich reduziert werden. Bei ersten Tests mit der neu aufgebauten Regelung hatte der damals zur Verfügung stehende PI-Regler allerdings eine zu geringe Bandbreite, um den erhofften Effekt zu haben. Inzwischen sind verbesserte Regler entwickelt worden. Der Versuch einer Digitalregelung mit Hilfe eines Digital Signal Processor (DSP) wurde vorerst verworfen, da der Aufwand für die benötigte Regelbandbreite und Auflösung sich als sehr hoch erwiesen hat. Die erhofften Vorteile einer digitalen Regelung wie z.B. die Möglichkeit der Verwendung nichtlinearer Regelmechanismen bringt für diese Regelung vermutlich keine Vorteile. Ausführlicher wird die Stabilisierung in Abschnitt 5.5 diskutiert.

### 5.4.2 Der Titan-Saphir Laser

Bei dem hier verwendeten Titan-Saphir Laser (Ti:Sa) handelt es sich um ein kommerzielles System, nämlich den Coherent Ringlaser CR 899. Als Pumplaser dient ein ebenfalls kommerzieller Argon-Ionen-Laser - Coherent Innova 200 - mit maximal  $15\text{W}$  Pumpleistung. Dieses System soll nicht im Detail diskutiert werden, da es in mehreren Arbeiten beschriebenes, etabliertes System ist. Es sollen nur kurz die für die Experimente bedeutsamen Eigenschaften zusammengefasst werden. Abb. 5.7 zeigt einen schematischen Überblick über den Ringlaser. Da der Ti:Sa-Kristall ein sehr breites Verstärkungsprofil von ca.  $700\text{-}1000\text{nm}$  aufweist, braucht man eine Reihe von frequenzselektiven Elementen im Resonator, um die gewünschte Frequenz zu selektieren. In der Praxis ergibt sich eine weitere Restriktion der verfügbaren Wellenlängen durch den eingebauten Spiegelsatz. Der Hersteller bietet drei verschiedene Stufen an, wobei wir den sogenannten short wave Spiegelsatz verwenden, der im Bereich von  $750\text{-}850\text{nm}$  eine hohe Reflektivität besitzt. Als frequenzselektive Elemente dienen drei aufeinander abgestimmte Etalons und ein Birefringent-Filter. Der Laser ist auf einen thermisch stabilisierten optischen Resonator frequenzstabilisiert. Die Linienbreite ist mit  $500\text{kHz}$  spezifiziert. Die Ausgangsleistung beträgt bei einer Wellenlänge von ca.  $800\text{nm}$  etwa  $2\text{W}$  (single frequency), der maximale Durchstimmbereich beträgt  $30\text{GHz}$ . Um die benötigte Strahlung für den  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ -Übergang zu erzeugen, wird der Ti:Sa frequenzverdoppelt. Dazu kann man nichtlineare optische Kristalle verwenden. In unserem Wellenlängenbereich kommen Bariumtetraborat (BBO), Lithiumtriborat (LBO) oder Lithiumiodat ( $\text{LiIO}_3$ ) als Materialien in Frage. Aufgrund des Preis-Leistungsverhältnisses wird Lithiumiodat verwendet. Da die verdoppelte Leistung quadratisch von der Grundwellenleistung abhängt  $P_{SHG} = P_{Fund}^2 \cdot \gamma_{SHG}$ , ist es vorteilhaft zur effizienten Frequenzverdopplung den Kristall entweder in einem externen Resonator oder im Laserresonator selbst zu platzieren. Ein externer Resonator zur Verbesserung der Grundwelle hat einige Vorteile. Man platziert den Verdopplungskristall



**Abbildung 5.7.** Schema des Ti:Sa-Lasers. Es handelt sich um einen Ringlaser. Der Ti:Sa-Kristall ist im Fokus zweier Hohlspiegel platziert. Als frequenzselektive Elemente sind Etalons und ein Birefringent-Filter vorhanden, um den Laser auf eine Frequenz und eine Mode zu beschränken. In den leicht zugänglichen Arm des Resonators wird der Verdoppler und der Strahlteiler eingebaut.

in dessen Fokus und kann durch die Resonatorparameter die Verdopplungseffizienz optimieren, indem man beispielsweise den optimalen Strahldurchmesser für den Kristall einstellt. Eine Schwierigkeit besteht allerdings in einer effektiven Einkopplung in den Resonator. Im Laserresonator ist die Optimierung der Effizienz schwieriger, da man in der Wahl der Kristallposition eingeschränkt ist. Außerdem stellt der Kristall einen zusätzlichen Verlustfaktor dar. Dennoch wurde aufgrund der einfachen Umsetzbarkeit die resonatorinterne Frequenzverdopplung gewählt. Dazu wurde der Standard-Auskoppelspiegel durch einen höherreflektiven ersetzt, um die im Resonator umlaufende Leistung zu erhöhen. Als weitere Modifikation muß ein dichroitischer Strahlteiler zum Auskoppeln des verdoppelten Lichts eingebaut werden. Eine ausführliche Beschreibung der Frequenzverdopplung mit nichtlinearen optischen Kristallen findet sich z.B. bei [40]. Mit dem 10mm langen  $LiIO_3$ -Kristall erreicht man unter optimalen Bedingungen eine Leistung von bis zu 15mW für das verdoppelte Licht, was für das Experiment mehr als ausreichend ist.

## 5.5 Frequenzstabilisierung der Laser

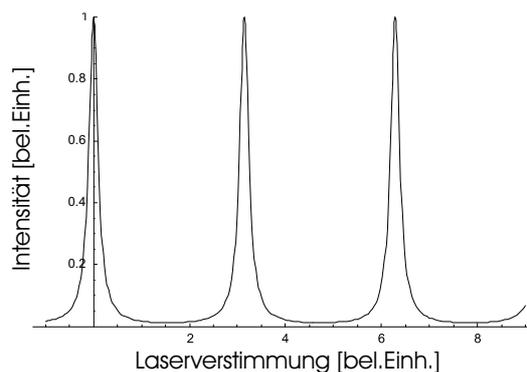
Aus den Kapiteln über die Eigenschaften von  $Ca^+$  und über Laserköhlen, lassen sich Anforderungen an die Stabilität der Laser ableiten. Betrachtet man in einem simplen Modell des Doppelerköhlens die Köhlerleistung als Funktion der Verstimmung des Köhllasers gegenüber der atomaren Resonanz, so zeigt sich, daß die Linienbreite der Köhllaser im Falle von  $Ca^+$  (und damit für die meisten Dipolübergänge) kleiner als 2MHz sein sollte. Eine Änderung der Laserverstimmung um 2MHz gegenüber dem Optimum ändert die Köhlerleistung um bis zu 8%. Noch wichtiger ist natürlich die Stabilität der Laser gegenüber Frequenzdrifts. Das gilt vor allem für Langzeitmessungen. Dies ist beispielsweise bei der Lebensdauerermessung von Interesse, wo man für eine gute Statistik über viele Stunden kontinuierlich an einem Ion messen möchte. Dabei würde eine Frequenzdrift nicht nur die Temperatur des Ions ändern, sondern auch das detektierte Signal reduzieren. Das

erschwert die Messungen, da man in kurzen Intervallen die Laserfrequenz manuell korrigieren mu. Fr solch eine Messung wre eine Stabilitt von mindesten 2,5MHz/h wnschenswert. Der Laser wrde dann innerhalb einer Messzeit von bis zu 3h um eine halbe Linienbreite des Khlbergangs driften. Um die gewnschte Driftstabilitt zu erreichen, reicht die passive Frequenzstabilisierung ber die Stabilisierung der Temperatur und des Stroms des Lasers normalerweise nicht aus - wie man anhand der fr die Diodenlaser angegebenen Parameter sehen kann. Daher bentigt man eine aktive Frequenzstabilisierung. Da fr die meisten geplanten Experimente keine allzu hohen Anforderungen an die Laserlinienbreite gestellt werden, mu diese nur wenig verbessert werden. Die Driftstabilitt geniet also hchste Prioritt.

Fr die Frequenzstabilisierung von Lasern gibt es eine Reihe von Standardverfahren, die grtenteils bereits vor mehreren Jahren - kurz nach der Erfindung des Lasers - entwickelt wurden. Man kann dabei unterscheiden zwischen Stabilisierungen auf absolute oder relative Referenzen. Absolute Referenzen sind z.B. durch atomare oder molekulare Absorptionslinien gegeben. Die bekannteste Anwendung einer solchen Technik ist der iodstabilisierte Helium-Neon Laser. Bei dieser Methode ist eine Stabilisierung gegen Drifts direkt integriert. Die Verfgrbarkeit geeigneter Linien in der Nhe der bentigten Frequenz des zu untersuchenden Ions limitiert die Methode in Ihrer Anwendbarkeit allerdings. Fr Anwendungen mit hohen Anforderungen an die Kurzzeit-Stabilitt ist das Verfahren mitunter auch nicht optimal, da die Dopplerbreiten der Referenzlinien recht gro sein knnen. Die Regelung auf optische Resonatoren, wobei man die relative Stabilitt des Resonators auf den Laser bertrgt, bietet hier eine Alternative. Fr alle Frequenzen, bei denen man hinreichend gute Spiegel bekommen kann, lt sich ein geeigneter Resonator aufbauen, auf den man dann einen Laser stabilisieren kann. Diese Methode bietet aber nicht ohne Weiteres eine Stabilisierung gegen Drift; wenn der Resonator drifftet, bernimmt der Laser diese Drift, obwohl er perfekt auf den Resonator stabilisiert ist. Daher mu man einen greren Aufwand betreiben, um die Driftstabilitt des Resonators zu gewhrleisten. Das verlangt eine sehr gute thermische Stabilisierung oder den Einsatz spezieller Materialien. Man kann natrlich auch Kombinationen beider Verfahren einsetzen. Die am hufigsten benutzten Methoden zur Stabilisierung, die auch in diesem Experiment eine Rolle spielen, sollen im Folgenden nher erlutert werden.

## 5.6 Methoden zur Frequenzstabilisierung von Lasern auf optische Resonatoren

Bei dieser Methode dienen optische Resonatoren dazu, ein Fehlersignal fr die Regelung der Laserfrequenz zu erzeugen. Das Grundprinzip bei der Stabilisierung auf optische Resonatoren beruht darauf, da deren Transmissionssignal von der Laserfrequenz abhngt. Aufgrund der bekannten Frequenzabhngigkeit, die in Abb. 5.8 gezeigt ist, kann man leicht die Frequenzabweichungen des Lasers relativ zum Resonator bestimmen. Diese knnen ber die Intensittsnderung des transmittierten Lichts detektiert werden, was technisch einfach handzuhaben ist. Dabei lt sich die Transmissionscharakteristik des Resonators, d.h. die Strke der Intensittsnderung pro Frequenzabweichung, ber leicht zugngliche Parameter wie Reflektivitt und Abstand der Resonatorspiegel variieren. Die Halbwertsbreite  $\Delta$  der Resonanz ist ein Ma fr die letztlich erzielbare Regelgenauigkeit. Je hher man die Reflektivitt der Spiegel macht, um so schmaler wird die Halbwertsbreite. Zum Erreichen einer hohen Kurzzeitstabilitt ist also ein optischer Resonator mit hoher Finesse erforderlich. Die Finesse ist definiert als  $F = \frac{\Delta}{FSR}$ , wobei  $\Delta$  die Halbwertsbreite und FSR der freie Spektralbereich sind. Das Problem ist allerdings, da eine schmale Halbwertsbreite auch einen kleinen Fangbereich der Regelung nach sich zieht. Ein Problem dieses Prinzips zur Stabilisierung ist, da auf lngeren Zeitskalen nennenswerte Frequenzdrifts



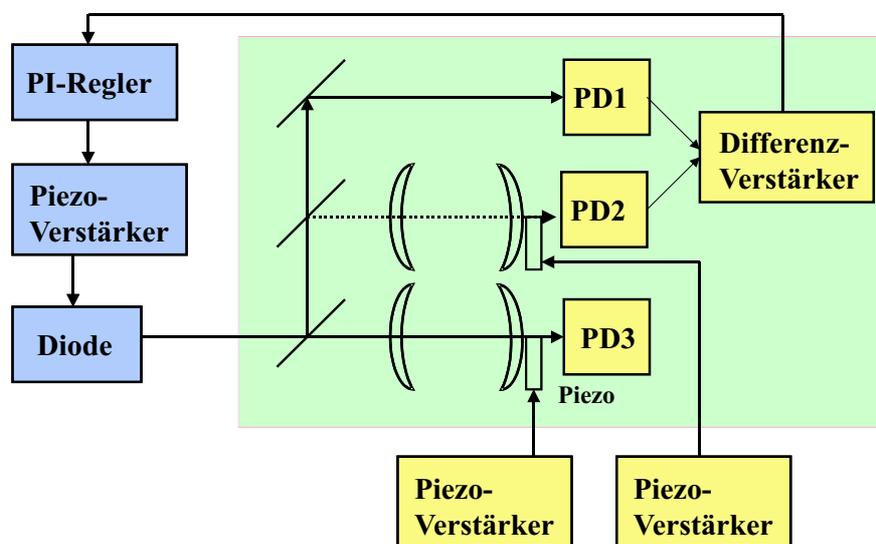
**Abbildung 5.8.** Transmission eines optischen Resonators. Gezeigt ist die Transmission als Funktion der Lngennderung. Man erkennt periodische Maxima im Abstand eines freien Spektralbereichs. Gezeigt ist ein verlustfreier Resonator.

entstehen können, wenn die Resonatorfrequenz nicht stabil ist. Eine Ursache dafür kann z.B. in einer thermisch bedingten Lngennderung des Resonators liegen. Die optische Weglänge kann sich aber auch durch Variationen des Brechungsindex ändern, die durch Temperatur- und Druckerhöhungen der Luft im Resonator verursacht werden können. Demzufolge muss man zum Erreichen einer hohen Langzeitstabilität besondere Vorkehrungen treffen. Durch die Auswahl spezieller Materialien mit geringem thermischem Ausdehnungskoeffizienten wie z.B. ULE (Ultra Low Expansion) und den Einsatz von Resonatoren in evakuierten, temperaturgeregelten Umgebungen kann man dieses Problem aber reduzieren, allerdings mit technisch zum Teil hohem Aufwand. Zur Zeit liegt die Linienbreite eines der stabilsten Laser bei 0,6 Hz [205]. Ein weiteres grundlegendes Problem ist die Frage, ob man einen Resonator fester oder variabler Länge wählen soll. Für die Durchstimmbarkeit des Lasers oder um den Laser bei der benötigten Frequenz in Resonanz mit dem Resonator zu bringen, ist es vorteilhaft, wenn die Länge des Resonators verändert werden kann. Um die Referenzfrequenz für einen Laserscan zu ändern, kann man z.B. den Resonator Längenveränderbar machen, indem man ein Piezoelement einbaut. Das ist sicherlich die einfachste Möglichkeit. Aufgrund der verschiedenen Materialeigenschaften, d.h. verschiedene Ausdehnungskoeffizienten, ist dies allerdings für die Stabilität meist nachteilig. Zusätzlich muss die für den Betrieb des Piezoelements notwendige Spannung hinreichend stabil sein, um kein zusätzliches Frequenzrauschen zu produzieren. Eine andere Möglichkeit ist, mit Hilfe eines elektro- oder akustooptischen Modulators ein Seitenband des Lasers zu erzeugen, das man dann auf den Resonator stabilisiert. Dann lässt sich der Laser leicht durch Variation der Modulationsfrequenz durchstimmen und man kann einen festen Resonator benutzen. Diese Methode ist also vorzuziehen, aber technisch aufwendiger und teurer. Darüber hinaus verliert man Laserleistung, da man nicht die volle Leistung in das Seitenband transferieren kann.

Hat man einen ausreichend stabilen Resonator, braucht man eine Methode zur Erzeugung des Fehlersignals. Hierzu gibt es verschiedene Verfahren, von denen einige kurz beschrieben werden sollen. Generell möchte man ein lineares Fehlersignal, d.h. bei dem der Fehlerwert linear von der Frequenzabweichung abhängt. Die Steilheit des Signals, die für die erzielbare Regelgenauigkeit verantwortlich ist, und der resultierende Fangbereich sollten unabhängig voneinander wählbar sein. Grundlegend sollte das System einfach und robust sein. Die für die Stabilisierung benötigte Leistung sollte möglichst gering sein, damit man den Großteil der Leistung für das Experiment zur Verfügung hat. Dies gilt besonders, wenn man mit Lasern geringer Ausgangsleistung arbeitet.

### 5.6.1 Flankenstabilisierung

Die Flankentabilisierung (engl. side of fringe) [18] ist eine Form der Stabilisierung auf optische Resonatoren. Bei dieser Methode wird der Laser auf die halbe Flanke des Transmissionssignals eines optischen Resonators geregelt. Als Resonator wird meistens ein Fabry-Perot Interferometer verwendet. Ein Problem bei dieser Methode liegt darin, da die Frequenzänderungen des Lasers aus den Intensitätsänderungen hinter dem Resonator bestimmt wird und der Stabilisierungspunkt, bei dem der Fehler Null wird, bei der Hälfte des Maximums liegt. Wenn sich nun aber die Intensität ändert, obwohl die Frequenz konstant ist, wird dies fälschlich als Frequenzabweichung detektiert und führt zu einer Regelung. Deswegen sollte man immer noch einen Referenzstrahl verwenden und die Differenz zwischen diesem und dem Durchlasignal bilden. Davon abgesehen ist die Flankenstabilisierung eine der einfachsten Methoden, da man wenig Bauteile und wenig Elektronik benötigt. In unserem Experiment wird dieses Verfahren benutzt,



**Abbildung 5.9.** Schema der Kurzzeitstabilisierung. Der Laserstrahl wird in zwei Strahlen aufgeteilt. Einer wird durch den Resonator justiert, der andere dient als Referenzstrahl, um von eventuell auftretenden Leistungsschwankungen zu eliminieren. Die Elektronik bildet dazu direkt das Differenzsignal zwischen transmittiertem und passierendem Strahl. Das so erhaltene Fehlersignal wird in einen PI-Regler gegeben und regelt über die Spannung des Gitterpiezos des Diodenlasers dessen Frequenz. Der zweite Resonator wird zur Zeit noch nicht verwendet. Er unterscheidet sich von dem anderen durch seine Finesse. Der Resonator mit der hohen Finesse erlaubt eine höhere Regelgenauigkeit, der andere würde es erlauben, den Fangbereich der Regelung zu vergrößern.

um die Kurzzeitstabilität der Laser zu verbessern. Es wird ein konfokales Fabry-Perot Interferometer mit einer Länge von 2,5 cm benutzt. Die beiden hochreflektiven, sphärischen Spiegel sind so auf einem Piezorohrchen montiert, da ihr Abstand gerade dem Krümmungsradius von 25 mm entspricht, d.h. der Fokus beider Spiegel liegt genau in der Mitte zwischen beiden Spiegeln. Ihre Reflektivität wird mit  $R \geq 99\%$  angegeben. Damit ergibt sich ein freier Spektralbereich von 6GHz und eine Finesse von ca. 1500. Es gibt eine Reihe von Standard-Laserspiegeln mit Reflektivitäten von mehr als 99% ab Lager bei verschiedenen Herstellern. Diese sind billiger erhältlich als speziell angefertigte mit genau spezifizierter Reflektivität bei einer bestimmten Wellenlänge, da man stets eine komplette Charge machen muss, was sich erst bei größeren Stückzahlen rentiert. Das Piezoelement ermöglicht die Längenänderung des Resonators, so dass man den stabilisierten

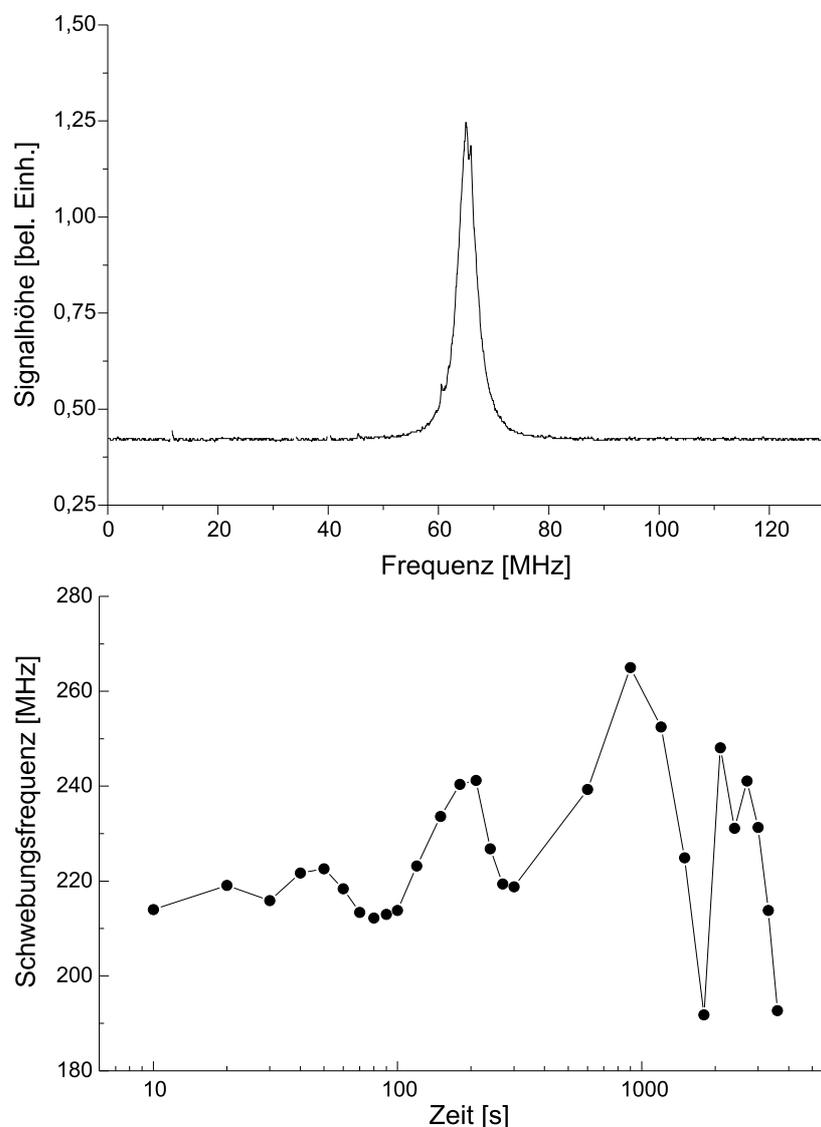
Lasern durch Längenänderung des Resonators durchstimmen kann. Die maximale Längenänderung des Piezos ist  $5\mu\text{m}$  bei einer angelegten Spannung von 500V. Dies erlaubt das Verstimmen des Lasers über ungefähr 35GHz, was für die meisten Anwendungen genügt. Der Piezo wird über selbstentwickelte Verstärker angesteuert, die eine stabile Spannung von 0-150V erzeugen. Das ist die typische Spannung für Niedervoltpiezos, die im Experiment überwiegend eingesetzt werden. Es kann jedoch sinnvoll sein, ein Hochvoltpiezo (500 oder 1000V max.) mit größerem Hub zu verwenden, und ihn nur mit 150V zu betreiben, da er auf die gleiche Rauschspannung mit geringerer Längenänderung reagiert.

Die Bandbreite des Piezoverstärkers beträgt etwa 100kHz, so dass man langsame Strungen der Laserfrequenz über die Piezospannung ausregeln kann. Für schnellere Regelungen sollte direkt über den Strom geregelt werden, da der Strom mit bis zu einem GHz moduliert werden kann, also eine höhere Regelbandbreite gestattet. Dazu kann man einen Feldeffekttransistor parallel zur Laserdiode schalten, dessen Gate man mit der Regelspannung steuert. Die endgültige Regelung sollte aus zwei verschiedenen Zweigen bestehen, einem zur Regelung niederfrequenter Strungen über den Piezo und einem zur Regelung hochfrequenter Strungen über den Strom.

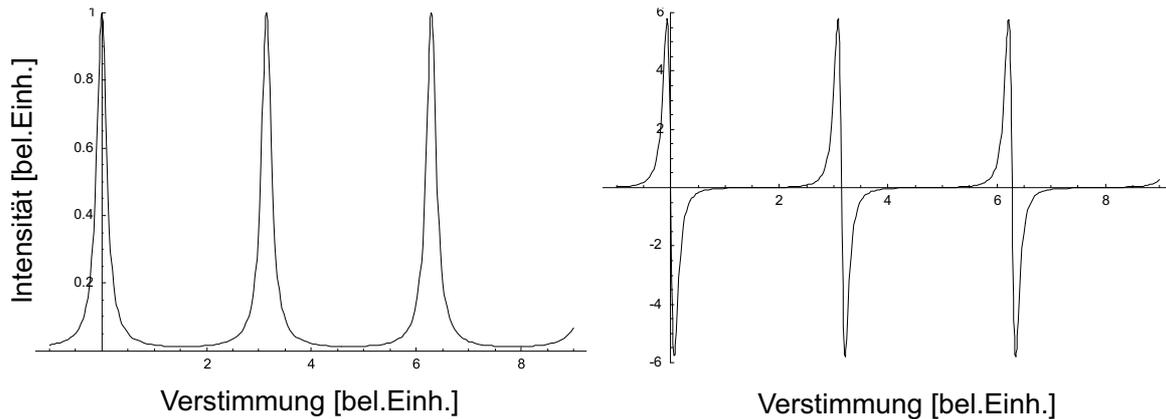
Die gesamte Cavity ist in einem Kupferblock montiert, der mit einem Peltierelement temperaturstabilisiert wird. Es wird eine selbstentwickelte, digitale Temperaturregelung eingesetzt, die auch für die Diodenlaser eingesetzt wird. Sie ist ausführlich bei Leuthner [125] und Rehm [164] beschrieben. Die erreichbare Stabilität liegt bei 2mK. Die Resonatoren sind zusammen mit einigen Umlenkspiegeln und Strahlteilern sowie mit der Detektionselektronik in einer stabilen Aluminiumbox untergebracht. Diese soll das System thermisch und mechanisch isolieren und außerdem vor streuendem Streulicht schützen. Das Transmissionssignal wird mit einer ebenfalls selbstentwickelten Schaltung detektiert, die außer einem empfindlichen und rauscharmen Photodioden-Verstärker auch einen Differenzverstärker enthält, der es erlaubt, oben erwähntes Differenzsignal direkt am Ausgang zu erhalten. Das so erhaltene Fehlersignal wird dann in einen analogen PI-Regler gegeben, dessen Ausgangssignal dann über die Piezospannung die Frequenz des Diodenlasers regelt. Die dadurch erzielbare Regelbandbreite ist durch die Bandbreite des Piezoverstärkers von etwa 100kHz limitiert.

## 5.6.2 Stabilisierung auf atomare Referenzen

Eine atomare oder molekulare Absorptionslinie bietet eine absolute Frequenzreferenz und ist daher insbesondere für die Driftstabilisierung eines Lasers sehr gut geeignet. Die Stützungsspektroskopie bietet eine technisch ausgereifte Methode, um damit eine Stabilisierung zu realisieren. Die Stützungsspektroskopie an Iod [27] ist vermutlich eines der bekanntesten Beispiele für die erfolgreiche Anwendung dieser Methode. Die vielen Linien des Iod-Moleküls sind in einem Atlas katalogisiert. Aufgrund der vielen molekularen Übergänge findet sich für die meisten Wellenlängen im Roten bis Infraroten eine geeignete Linie, auf die stabilisiert werden kann. Auch atomare Übergänge können benutzt werden, wobei sich besonders die Elemente eignen, die bei Zimmertemperatur einen hohen Dampfdruck haben, so dass man in einer Glaszelle bei Raumtemperatur gute Bedingungen hat, um Stützungsspektroskopie zu betreiben. So eignen sich z.B. Cesium und Rubidium gut dafür, weswegen in den meisten MOT-Experimenten diese Technik eingesetzt wird. Besonders im Ultravioletten gibt es jedoch nur wenig geeignete Moleküle, um Laser auf diese Weise zu stabilisieren. Man kann auch eine Hohlkathodenlampe verwenden, um eine Stabilisierung zu realisieren. Da die Linien der Ionen aber deutlich schwächer sind als die der Atome, ist die Stabilisierung auch mit Lock-in-Technik schwierig, gerade wenn man wenig Leistung für die Stabilisierung zur Verfügung hat. Deshalb wird es kaum verwendet.



**Abbildung 5.10.** Stabilität der Diodenlaser, entnommen aus [178]. Die obere Kurve zeigt das Schwebungssignal zweier identischer Diodenlaser, die um ca. 60 MHz gegeneinander verstimmte sind. Das Signal wird mit einer schnellen Photodiode aufgenommen und auf einem elektronischen Spektrumanalysator betrachtet. Das Signal kann bei verschiedenen Zeiten gemittelt werden. Man erhält für das Beatsignal eine Halbwertsbreite von ca. 7 MHz, so dass man jedem Laser eine Breite von ca. 3 MHz zuschreiben kann. Die untere Kurve zeigt die beobachtete Drift, nachdem ein Laser auf einen der kurzen Resonatoren stabilisiert war. Obwohl dieser Resonator auf etwa 15 mK temperaturstabilisiert war, ergab sich eine unakzeptable Drift von ca. 250 MHz/h.



**Abbildung 5.11.** Transmission eines optischen Resonators. Links ist die Transmission eines konfokalen, verlustfreien Resonators als Funktion der Längenänderung dargestellt. Man erkennt periodische Maxima im Abstand eines freien Spektralbereichs. Rechts ist die Ableitung des Signals dargestellt. Man erhält ein Dispersionssignal, dessen steiler Nulldurchgang zum Regeln geeignet ist.

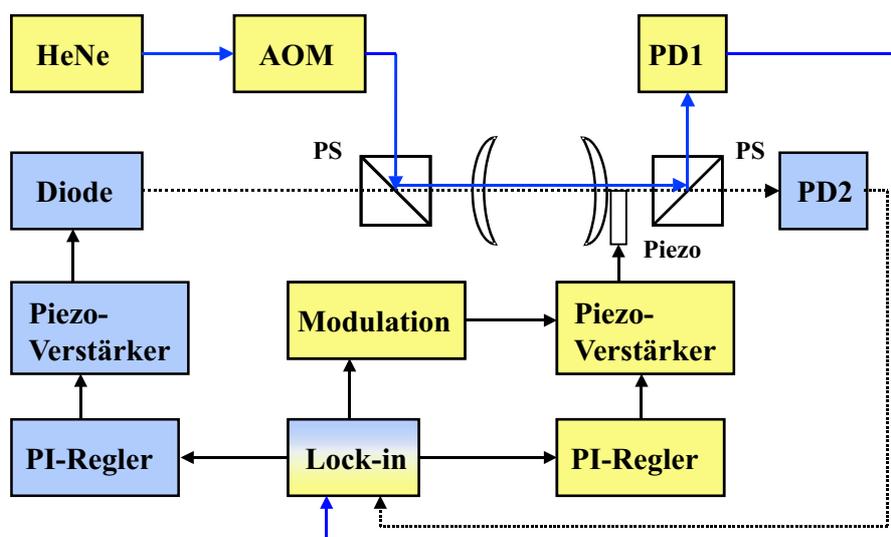
### 5.6.3 Stabilisierung auf die Ableitung des Transmissionssignals

Eine weitere Methode bei der Stabilisierung auf einen Resonator ist die Stabilisierung auf die Ableitung des Transmissionssignals [198], das man mit Hilfe Lock-in Technik erhält. Dabei erzeugt man das Fehlersignal, indem man den Resonator moduliert und das Transmissionssignal schmalbandig mit Hilfe eines Lock-in Verstärkers [106] nachweist. Man wählt die Modulationsfrequenz des Resonators so hoch, da sie weit von mechanischen Resonanzen des Systems entfernt liegt, d.h. in der Praxis meist im kHz Bereich. Da der Lock-in Verstärker praktisch die Ableitung des Transmissionssignals liefert (Abb. 5.11), ist das Fehlersignal ein dispersives Signal. Man stabilisiert dabei auf das Maximum der Transmission. Zur Regelung verwendet man dessen ungefähr linearen Teil um den Nulldurchgang herum. Bezüglich Regelgenauigkeit und Fangbereich ist die Charakteristik wie bei der in Kapitel 5.6.1 beschriebenen Methode durch die Finesse des Resonators bestimmt. Da man immer auf das Maximum der Transmission regelt, ist die Regelung von Intensitätsschwankung unbeeinflusst. Da man mit dem Lock-in-Verfahren sehr kleine Signale detektieren kann, kommt man mit geringer Leistung aus. Um die Modulation zu erzeugen, verändert man z.B. die Länge des Resonators mittels Piezo oder verwendet einen akustooptischen Modulator mit dem man die Laserfrequenz modulieren kann.

### 5.6.4 Drift-Stabilisierung der Diodenlaser im Experiment

Eine Stabilisierung der Laser gegen Drift ist besonders für Langzeit-Messungen notwendig, da durch die Frequenzdrift beispielsweise die Kühlleistung und damit die Temperatur des Ions und das Fluoreszenzniveau schwankt. Besonders bei einer Lebensdauermessung - wie sie hier durchgeführt wurde - ist dies hilfreich. Da wie oben gezeigt wurde (Abb. 5.10) die Stabilität gegen Drifts der Diodenlaser bisher noch unzureichend war, wurde im Rahmen dieser Arbeit mit dem Aufbau einer Driftstabilisierung begonnen. Die Frequenzdrift des Ti:Sa-Lasers ist besser als die der Dioden, aber ebenfalls verbesserungswürdig. Da langfristig der Betrieb einer Laserdiode im UV anstelle des Ti:Sa-Lasers geplant wird, sollen zuerst die Diodenlaser stabilisiert werden. Dazu soll die Stabilität eines kommerziellen, frequenzstabilisierten Helium-Neon Lasers auf die Diodenlaser übertragen werden. Es soll das im vorherigen Abschnitt besprochene Verfahren angewendet werden. Dabei werden die Frequenzen beider Laser mit Hilfe eines Resonators

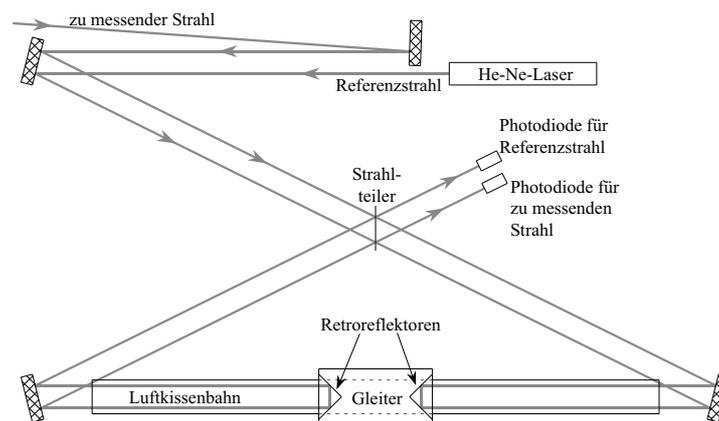
verglichen, der aus einer Quarzröhre als Abstandshalter und einem Piezoelement besteht. Es wird eine konfokale Geometrie eingesetzt. Der Krümmungsradius der Spiegel beträgt  $R = 800\text{mm}$  und ist gleich ihrem Abstand. Der freie Spektralbereich ist  $187,5\text{MHz}$ . Die Reflektivität der Spiegel ist  $R \geq 99\%$ , so dass sich eine Finesse von  $F = 300$  ergibt, experimentell wurde eine Finesse von 315 ermittelt. Der Resonator wird über die Piezospaltung moduliert und das Transmissions-signal wird mit Lock-in Technik detektiert. In unserem Fall wurde eine Modulationsfrequenz von  $4,6\text{kHz}$  gewählt, die noch problemlos erhöht werden kann. Ein Limit ist letztlich durch die Bandbreite des Piezos gegeben. Es wird allerdings erwartet, dass die vorhandene Bandbreite zur Regelung langsamer Drifts ausreicht. Als Lock-in Verstärker wird eine selbstentwickelte Schaltung eingesetzt, die auf dem AD 630 Chip von Analog Devices basiert, mit dem man kompakt und preiswert einen Lock-in Verstärker realisieren kann. Damit man die Frequenzen der beiden Laser vergleichen kann, müssen sie innerhalb eines freien Spektralbereichs des Resonators übereinstimmen. Da der Helium-Neon Laser nicht durchstimmbare ist und die Diodenlaserfrequenz durch das Ion vorgegeben ist, wird mit einem akustooptischen Modulator (AOM) ein Seitenband des HeNe-Lasers erzeugt, das dann in den Resonator eingekoppelt wird. Die maximale Frequenzverschiebung mit dem AOM ist dabei dem freien Spektralbereich des Resonators angepasst. Um dies mit unserem AOM zu erreichen, muss er im *double pass* betrieben werden, d.h. der Strahl durchläuft den AOM zweimal. Nach dem ersten Durchlauf wird er um  $\phi$  abgelenkt und um  $\Delta_{AOM}$  frequenzverschoben. Dann wird er in sich selbst zurückreflektiert, so dass er den AOM nochmals passiert. Dadurch hat man die doppelte Frequenzverschiebung  $\Delta\nu = 2\Delta_{AOM}$  und außerdem hebt sich die Winkelablenkung des frequenzverschobenen Strahls auf. Allerdings muss man den frequenzverschobenen Strahl vom einlaufenden über die Polarisation trennen. Dazu wird ein  $\lambda/4$ -Plättchen so in den Strahlengang gebracht, dass die Polarisation des zweimal frequenzverschobenen Strahls um  $90^\circ$  gegenüber dem einlaufenden Strahl gedreht ist. Dann können die Strahlen mit einem polarisierenden Strahlteiler getrennt werden und nur der verschobene Strahl wird in den Resonator eingekoppelt. Auf ähnliche Weise geht man bei den beiden Laser vor, die durch den gleichen Resonator justiert werden. Man verwendet senkrecht zueinander liegende (lineare) Polarisation, um sie unterscheiden zu können. Mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilers nach dem Resonator werden die beiden Signale getrennt und mit je einer Photodiode nachgewiesen. Sie werden dann in einen 2-Kanal-Lock-in gegeben. Um die Stabilität des Helium-Neon Lasers auf den Diodenlaser zu übertragen, geht man folgendermaßen vor: Im ersten Schritt wird der Resonator auf den Helium-Neon Laser stabilisiert, d.h. dessen Stabilität wird auf den Resonator übertragen, um die Drift des Resonators auszuregulieren. Anschließend wird der Diodenlaser auf den Resonator stabilisiert. Man hat zwei verschiedene Regelkreise, die zusammen arbeiten müssen, damit die Regelung funktioniert. Hat man eine kontinuierliche Drift, weil sich beispielsweise die Raumtemperatur permanent erhöht, so erreicht man einen Anschlag, wenn die Ausdehnung des Piezos nicht mehr genügt, die Drift zu kompensieren. Die Regelgeschwindigkeit muss im Allgemeinen nicht besonders hoch sein, da Drifts meist langsam sind. Die Anforderungen an die Stabilität des Resonators müssen differenziert betrachtet werden. Auf den ersten Blick erwartet man, dass der Resonator keine besonderen Anforderungen erfüllen muss, da er ja geregelt wird. Das bedeutet aber, dass nur solche Strungen toleriert werden können, die von der Regelung auf den HeNe-Laser ausgeregelt werden können. Da der Resonator sehr lang ist, ist besonders die mechanische Stabilität ein Problem, aber auch die Längenänderung und die Änderungen des Brechungsindex können eine Rolle spielen, wenn sie schnell sind. Deshalb ist der Resonator in einem Zylinder untergebracht, der evakuiert werden kann.



**Abbildung 5.12.** Schema der Driftstabilisierung der Diodenlaser. Der Diodenlaser und ein Seitenband eines frequenzstabilisierten Helium-Neon Lasers, das durch einen akustooptischen Modulator (AOM) erzeugt wird, werden in den gleichen Resonator eingekoppelt. Um die beiden Frequenzen vergleichen zu können, müssen sie innerhalb eines freien Spektralbereichs des Resonators bereinstimmen. Das wird durch eine Anpassung der AOM-Frequenz an den freien Spektralbereich des Resonators gewährleistet. Der Resonator wird über das Piezoelement moduliert und die Transmissionssignale der beiden Laser werden mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers detektiert. Die Signale der Laser können aufgrund ihrer Polarisation unterschieden werden. Zur Stabilisierung des Diodenlasers gegen Drift regelt man den Resonator auf den HeNe-Laser und die Diode auf den Resonator.

## 5.7 Wellenlängenmessung

Zur Frequenzmessung der Laser steht ein *Wavemeter* zur Verfügung. Das Gerät wurde aus einem Bausatz, wie er vom National Institute of Standards and Technology (NIST) angeboten wurde, aufgebaut. Es arbeitet nach dem Prinzip eines *travelling Michelson-Interferometers* wie es u.a. bei [98] beschrieben wird. Dabei wird der zu messende Laser mit einem Laser bekannter Frequenz, in unserem Fall ein kommerzieller Helium-Neon Laser, verglichen. Die beiden Laser werden parallel zueinander durch ein Interferometer geschickt wie es in Abb. 5.13 gezeigt ist. Dabei ist ein Retroreflektor auf einer Luftkissenbahn montiert, der beim Hin- und Herfahren den beweglichen Arm des Interferometers bildet. Durch die damit verbundene Längenvariation ergibt



**Abbildung 5.13.** Schematische Ansicht des Wavemeters. Es handelt sich um ein travelling Michelson Interferometer. Als Referenzlaser dient ein Helium-Neon Laser. Dieser wird parallel mit dem zu messenden Laser durch das Interferometer justiert. Beim Bewegen des Gleiters auf der Luftkissenbahn detektiert man periodische Interferenzsignale mit den Photodioden. Zählt man für beide Laser die in gleicher Zeit, d.h. auf gleicher Strecke auftretenden Maxima, so erhält man aus deren Verhältnis die gesuchte Wellenlänge.

sich am Ausgang ein Interferenzsignal. Da als Retroreflektor Prismen, die an der Basis verklebt sind, verwendet werden, kommt es zu ringförmigen Interferenzringen. Die Intensitätsmodulation wird mit je einer Photodiode pro Laser detektiert. Man erhält ein sinusförmiges Signal, aus dessen Nulldurchgängen man die Anzahl der Maxima bestimmt, die auf einer bestimmten vom Retroreflektor zurückgelegten Wegstrecke auftreten. Im Prinzip entspricht dies einer Längenmessung, wenn man die Wellenlänge kennt. Da man dies nicht tut, misst man die Länge mit Hilfe des Lasers, dessen Wellenlänge man kennt. Bei gleicher durchfahrener Strecke des Wagens, bestimmt man jeweils die Anzahl der Maxima für beide Laser. Dann ist das Verhältnis der Maxima direkt proportional zum Verhältnis der Wellenlängen, d.h. man kann aus der bekannten Wellenlänge nun die gesuchte bestimmen. Zum Zählen digitalisiert man das analoge Photodiodensignal, indem man z.B. mit einem Komparator die Nulldurchgänge bestimmt und diese dann zählt. Die Zähler kann man auslesen und mit einem Computer die Wellenlänge errechnen.

Die erreichbare Genauigkeit bei der Wellenlängenbestimmung liegt bei etwa  $10^{-7}$ . Es muss jedoch beachtet werden, da man die Wellenlängen in Luft misst, so dass die Variation des Brechungsindex beachtet werden muss, der ja von der Wellenlänge, vom Luftdruck und der Temperatur abhängt. Die Abweichungen von 1 liegen nur bei etwa  $10^{-3}$ . Für die Verwendung im Rahmen des Experiments spielen die absoluten Werte ohnehin keine große Rolle, es ist vielmehr die Reproduzierbarkeit von Bedeutung. Was die benötigte Genauigkeit angeht, kann man folgende Überlegung machen. Zur Khlung von Atomen auf Dipolübergängen sollte man die Frequenz bis auf

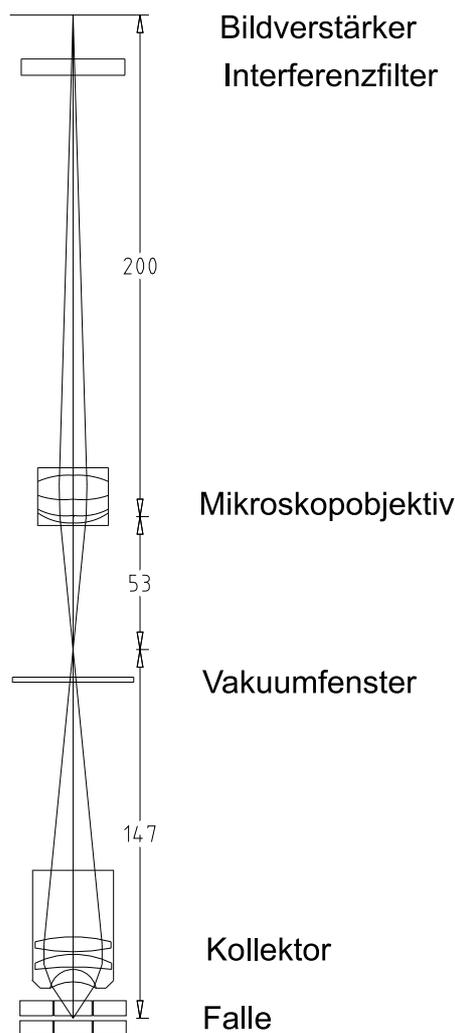
etwa eine natrliche Linienbreite, d.h. auf ca. 20MHz, kennen. Das bedeutet, bei einer optischen Frequenz von ca. 500THz bentigt man eine Genauigkeit von ca.  $10^{-6}$ . Dies liegt innerhalb der Mglichkeiten des Systems.

Man hat also ein leistungsfhiges System, das man mit einfachen Mitteln selbst bauen kann. Als Referenzlaser mu man dabei nicht auf die kommerziell erhltlichen, frequenzstabilisierten Helium-Neon-Laser zurckgreifen, die ja nicht ganz billig sind, sondern man kann einen Diodenlaser verwenden, den man mittels Sttigungsspektroskopie auf eine atomare Referenz stabilisiert. Es gibt inzwischen auch eine Reihe kommerziell erhltlicher Wavemeter mit vergleichbarer Leistungsfhigkeit. Diese sind teilweise recht kompakt und daher auch portabel, aber deutlich teurer. Man kann ein solches System auch direkt zur Spektroskopie verwenden. So haben Banerjee et al. [17] die Feinstrukturintervalle von Rubidium mit Hilfe eines solchen Systems vermessen, bei dem der Referenzlaser auf mittels Sttigungsspektroskopie auf eine Rubidiumlinie stabilisiert war.

## 5.8 Der optische Nachweis

Der optische Nachweis ist so konzipiert, da man einzelne Ionen ortsaufgelst detektieren und mglichst viel Licht sammeln kann. Um die dazu notwendige Effizienz zu erreichen, benutzt man ein kurzbrennweitiges Linsensystem mit groer numerischer Apertur, das mglichst nahe am Ort der Ionen positioniert wird. Die Optik ist so ausgelegt, da man die Fluoreszenz sowohl ortsaufgelst mit einer ICCD-Kamera als auch mit einem Photomultiplier detektieren kann. Zum Nachweis der Fluoreszenz der  $Ca^+$  Ionen bietet sich wegen seiner hohen bergangsrates von ca.  $10^8$  Photonen/s pro Ion der  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ -bergang an. Da die Ionen auch auf diesem bergang angeregt werden, kann die Fluoreszenz nicht in Laserrichtung detektiert werden. Deshalb wird sie senkrecht zum Laser nachgewiesen, um den Untergrund durch den Laser minimal zu halten. Die Unterdrckung von anderen Lichtquellen wird durch ein Interferenzfilter erreicht, dessen maximale Transmission bei  $(397 \pm 5) \text{ nm}$  liegt. Die Abschwchung anderer Wellenlngen betrgt 40 dB.

In unserem Fall besteht die Abbildungsoptik aus zwei Teilen, einem dreilinsigen Quarzkollimator (Zeiss 467275  $f=18,9\text{mm}$  bei einer Wellenlge von  $397\text{nm}$ , Numerische Apertur  $N.A.=0,25$ ), der im Vakuum direkt ber der Falle mit einem Abstand zur Fallachse von  $20(2) \text{ mm}$  montiert ist, und einer Optik auerhalb der Vakuumkammer, mit der man die notwendige Vergrerung einstellen kann. Das im Vakuum befindliche Objektiv ist in einer Halterung aus Edelstahl gefat und damit ausheizbar. Es erzeugt ein reelles Zwischenbild knapp oberhalb der Vakuumkammer. Als zweite Optik, die vergrert auf das Nachweisgert abbildet, wird zur Zeit ein Mikroskopobjektiv (Melles Griot Mikroskopobjektiv 6.3/0.20, Brennweite  $f = 22,5 \text{ mm}$ , numerische Apertur  $N.A. = 0,20$ ) verwendet. Sein Abstand kann mit Hilfe von Verschiebetischen variiert werden, Damit kann man die Ionen scharf auf den Detektor abbilden. Die Gesamtvergrerung des Abbildungssystems betrgt etwa 25, wobei zur anfnglichen Suche der Ionen eine geringere Vergrerung gewhlt werden kann. Dazu mu allerdings die zweite Linse ausgetauscht werden, da der Abstand der Kamera zum Vakuumfenster aufgrund der Halterung fest ist. Abhngig vom durchgefhrten Experiment kann als Nachweisgert entweder ein Photomultiplier, der im single photon counting Modus betrieben wird, oder eine intensivierte CCD-Kamera - Lambert Instruments LI- $\mu$ CAM - verwendet werden. Deren CCD-Chip hat  $752 \times 580$  Pixel bei einer Flche von  $6.4 \times 4.8 \text{ mm}^2$ . Es ergibt sich ein theoretischer Abbildungsmastab von  $750(63) \text{ nm/Pixel}$ , wobei experimentell ein Pixel des CCD-chips  $613(6) \text{ nm}$  entspricht [178] wie aus einer Kalibrierung hervorgeht. Die typischen Abstände benachbarter Ionen liegen in der Grenordnung von  $10 \mu\text{m}$ , somit erlaubt das System eine ortsaufgelste Beobachtung von Ionenkristallen.



**Abbildung 5.14.** Der optische Nachweis. Die Abbildung zeigt das optische System bestehend aus einem dreilinsigen Kollimator, der sich bereits im Vakuum befindet, und einer weiteren Linse außerhalb. Mit dieser kann man die notwendige Vergrößerung einstellen, um einzelne Ionen abzubilden. Die Gesamtvergrößerung des Systems beträgt ca. 25. Man kann ein Pinhole zur räumlichen Filterung am Ort des reellen Zwischenbilds des Kollimators positionieren.

Die photoempfindliche Schicht ist aus einem Material gefertigt, das seine maximale spektrale Empfindlichkeit bei ca. 420nm besitzt. Darüber hinaus wird ein Intensifier verwendet. Die Empfindlichkeit des Kamera-Systems ist hoch genug, um ein einzelnes Ion zu detektieren. Der Nachteil der Kamera liegt in der relativ geringen Zeitauflösung, die minimale Öffnungszeit beträgt 20ms. Der Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R464 hat eine spektrale Empfindlichkeit von 300-650nm mit einem Maximum bei 420nm. Die maximale Quanteneffizienz beträgt ca. 50%. Dieser Typ hat auch ohne Kühlung ein geringes Dunkelrauschen von max. 15Hz. Als Photocountingssystem steht ein Gerät von Princeton Applied Research mit Diskriminator und Verstärker zur Verfügung. Die so aufbereiteten Pulse können mit einer Vielkanalzahlkarte im Computer verarbeitet werden. Um ein gutes Signal/Untergrund-Verhältnis zu erhalten, kann durch zusätzliche räumliche Filterung eine weitere Reduktion des Untergrunds erreicht werden. Als Raumfilter kann dazu eine Blende am Ort des Zwischenbilds angebracht werden. Dafür hat man verschiedene Pinholes zur Auswahl, die man so einstellen kann, da der Beobachtungsbereich auf das

Fallenzentrum beschrnkt wird.



# Kapitel 6

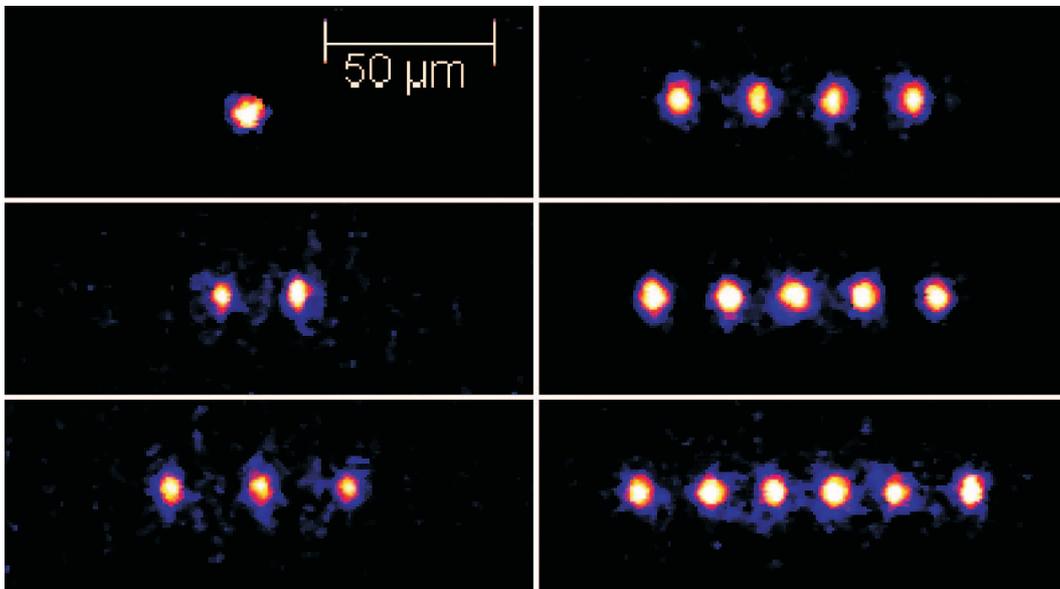
## Detektion und Prparation von Ionen

In diesem Kapitel wird die Prparation und der Nachweis der Ionen besprochen. Auerdem sollen Vor- und Nachteile von Ionenkristallen oder einzelnen Ionen gegenber Ionenwolken diskutiert werden. Fr die meisten Messungen dieser Arbeit wurden einzelne Ionen oder Ionenkristalle verwendet. Dabei ist es wichtig, da man gezielt eine bestimmte Anzahl kristallisierter Ionen herstellen kann. Um die Ionen nachzuweisen, benutzt man einen empfindlichen optischen Nachweis, mit dem die Ionen ortsaufgelst detektiert werden. Es knnen von einem einzelnen Ion ber greere Ionenkristallen, die aus mehreren hundert Ionen bestehen, bis hin zu Ionenwolken alle Konfigurationen hergestellt werden. Fr die Messungen wurde jedoch entweder mit linearen Ketten aus 10 Ionen oder mit einem einzelnen Ion gearbeitet.

### 6.1 Einzelne Ionen

Schon seit langem war es ein Traum von Physikern, Messungen an einzelnen Teilchen in Ruhe vorzunehmen. 1978 wurde zum ersten Mal ein einzelnes Ion in einer Paulfalle optisch nachgewiesen [145]. Dies war ein wichtiger Durchbruch, durch den neue Mglichkeiten, Przisionsmessungen an einzelnen Teilchen durchzufhren, erffnet wurden. Das hat der Physik in Paul- und Penningfallen einen weiteren Schub verliehen. Seitdem wurde eine Vielzahl von bemerkenswerten Experimenten an einzelnen Ionen durchgefahrt, in denen u.a. interessante Quanteneffekte wie das Youngsche Doppelspaltexperiment mit einzelnen Ionen von Eichmann et al. [78] oder Quantensprnge einzelner Teilchen [88, 24] beobachtet und ausgezeichnete Przisionsmessungen gemacht wurden. Das (g-2)-Experiment von Hans Dehmelt an einem einzelnen Elektron [76], das ber Monate in einer Penningfalle gespeichert wurde, ist sicherlich das bekannteste. Die dort erreichte Genauigkeit von ca.  $10^{-12}$  [76] fr den g-Faktor des freien Elektrons zeigt eindrucksvoll die Mglichkeiten, die Messungen an einzelnen Teilchen in Ionenfallen bieten. Dehmelt erhielt dafr 1989 den Nobelpreis zusammen mit Wolfgang Paul und Norman Ramsey, wodurch die Bedeutung der Ionenfallen und ihrer Pioniere eine besondere Wrldigung erhielten. Ein weiteres Beispiel fr die in Fallen erreichbare Przision sind Frequenzstandards im optischen Spektralbereich mit einzelnen lasergekhlten Ionen. Am National Institute for Standards and Technology (NIST) in Boulder [26] und am National Research Council (NRC) in Ottawa [28] werden unter anderem solche Standards betrieben. Im Fall des  $^{199}\text{Hg}^+$  Ions wird sowohl der im Mikrowellenbereich bei 40,5GHz liegende bergang zwischen den Grundzustandshyperfeinniveaus verwendet, fr den inzwischen eine Genauigkeit fr die bergangsfrequenz von  $\sigma(\tau) = 4 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  erreicht wurde [26], als auch der elektrische Quadrupolbergang bei 282nm, fr den die Stabilitt bei  $(3 \times 10^{-13})$  [159] liegt. Im zweiten Fall wird ein einzelnes  $^{88}\text{Sr}^+$  Ion benutzt und die erreichte Genauigkeit betrgt  $10^{-12}$  [28]. Dabei ist die Genauigkeit - angegeben durch die Allan-

Varianz [191] - immer noch durch technische Faktoren limitiert und eine weitere signifikante Verbesserung ist in Aussicht gestellt. Das Streben nach hherer Genauigkeit hat nebenbei auch zu verbesserten Techniken der Laserstabilisierung gefhrt. So haben Rafac et al. [159] inzwischen einen frequenzstabilisierten Laser mit einer Linienbreite von 0.15Hz realisiert. In der Przisionsmassenspektrometrie spielen einzelne Ionen in der Penningfalle eine groe Rolle, da man mit Ihnen Massenverhltnisse zweier Ionen mit hoher Genauigkeit bestimmen kann. Dabei ist das Messen von Verhltnissen gntig, da man so eine Reihe von systematischen Unsicherheiten ausschlieen kann, insbesondere mit einzelnen Ionen, die gemeinsam gespeichert werden und deren Zyklotronfrequenz innerhalb kurzer Zeit gemessen werden kann. So haben beispielsweise die Gruppen um Van Dyck [80] und Pritchard [65] die Massenverhltnisse von verschiedenen Elementen wie Wasserstoff, Deuterium oder Natrium, Rubidium und Csium [41] mit einer relativen Genauigkeit in der Grenordnung von  $10^{-10}$  gemessen. Man kann dabei das Ion mit der unbekanntem Masse direkt mit einem  $^{12}\text{C}^+$ -Ion - dem atomaren Massenstandard - vergleichen. Hochprzise Massenmessungen sind wichtig, da es eine Mglichkeit gibt, daraus die molare Planckkonstante und die Feinstrukturkonstante ohne komplexe Berechnungen abzuleiten [41].



**Abbildung 6.1.** Bilder einzelner Ionen. Die Aufnahme zeigt ein bis sechs  $\text{Ca}^+$ -Ionen in der linearen Paulfalle.

Die Mglichkeit mit einzelnen Teilchen zu arbeiten, ist gerade aus quantenmechanischer Sicht von groem Interesse. Dadurch kann man heutzutage viele der frheren Gedankenexperimente tatschlich durchfhren. Viele Effekte der Quantenmechanik werden ja erst bei einzelnen Teilchen besonders deutlich. Bemerkenswert ist beispielsweise das Erreichen des quantenmechanischen Grundzustands (des Fallenpotentials) fr einzelne Ionen [67] sowie die Erzeugung von Einstein-Podolsky-Rosen-Paaren [77]. Dabei handelt es sich um Teilchen in einem verschrnkten Zustand der Form  $\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$ . Die Verschrnkung bewirkt, da man bei Messung von Teilchen 1 auch den Zustand von Teilchen 2 kennt, obwohl an ihm keine Messung vorgenommen wurde. Dabei kann man die verschrnkten Teilchen auch weit voneinander entfernen. Dieses vermeintliche Paradoxon, das Einstein, Podolsky und Rosen 1936 [77] aufwarfen, brachte Fragen ber die Lokalitt der Quantenmechanik auf. Eine mathematische Formulierung dieser Problematik wurde 1964 von John Bell [21] vorgenommen. Er stellte die nach ihm benannten Ungleichungen auf, die eine berprfung der Lokalitt erlauben. Alle bisherigen experimentellen Tests dieser Ungleichungen haben besttigt, da die Quantenmechanik nicht-lokal ist und

keine verborgenen Parameter existieren bzw. benötigt werden. EPR-Paare sind eine wesentliche Zutat eines Quantencomputers. Es gibt einen Vorschlag [52], wie man mit linearen Ionenketten verschränkte Zustände und entsprechende Operatoren zur Realisierung eines Quantencomputers präparieren kann. Auch für die meisten Messungen dieser Arbeit wurden einzelne Ionen benutzt. In Abb. 6.1 sind beispielhaft Aufnahmen von 1 bis 6 lasergekühlten Ionen in der linearen Falle gezeigt, die mit der ICCD-Kamera gemacht wurden. Mittlerweile kann man auch einzelne, neutrale Atome sichtbar machen und z.B. in einer MOT mit besonders großem Gradienten im Magnetfeld speichern [89]. Auch in optischen Gittern kann man einzelne lokalisierte Atome detektieren, wie von Scheunemann et al. [174] gezeigt werden konnte.

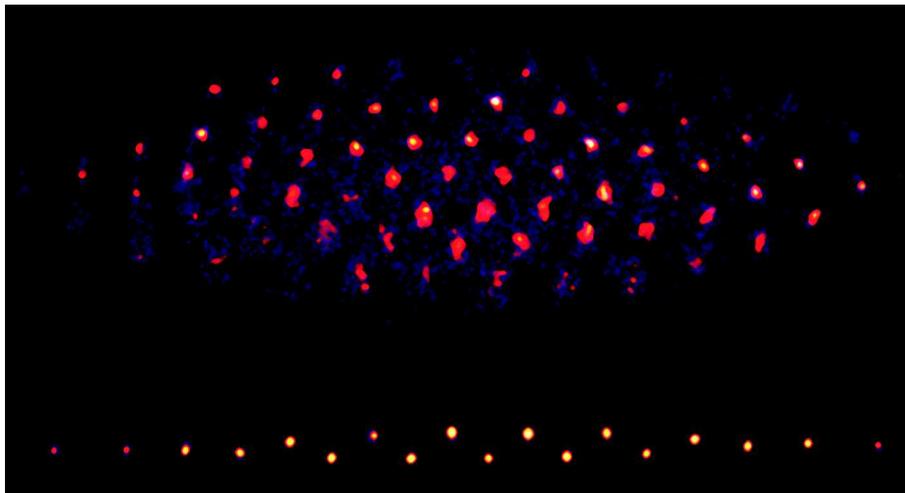
## 6.2 Ionenkristalle

Durch Laserkühlen ist es möglich, Ionen auf niedrige Energien im Bereich einiger Millikelvin zu kühlen. Die Makrobewegungsamplitude wird durch das Kühlen reduziert und die thermische Energie der Teilchen ist klein gegen ihre Coulombenergie. Es gibt einen Punkt, an dem die Coulombabstoßung zwischen den Teilchen gerade von der bindenden Kraft der Falle kompensiert wird. In diesem Gleichgewichtszustand kann sich ein Ionenkristall bilden. Für nichtneutrale Plasmen hat man einen Parameter eingeführt, um die verschiedenen Zustände zu charakterisieren. Der Plasmaparameter  $\Gamma$  beschreibt das Verhältnis aus thermischer Energie der Teilchen zu ihrer Coulombenergie:

$$\Gamma = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 k T r_w} \quad (6.1)$$

Dabei ist  $q$  die elektrische Ladung,  $r_w$  der Wigner-Seitz-Radius,  $T$  die Temperatur und  $k$  die Boltzmannkonstante. Aus theoretischen Vorhersagen erwartet man für Werte von  $\Gamma$  im Bereich von 192 [175] einen Phasenübergang in drei Dimensionen. Es bilden sich sogenannte Coulomb- oder Wignerkristalle. Die Abstände der Teilchen ergeben sich im äußeren Potential der Falle aus der Bedingung, da sich die Coulombabstoßung und die Rückstellkraft gerade aufheben. Da es sich um Kristalle aus Teilchen gleicher Ladung handelt, sind die Teilchenabstände mit einigen  $\mu\text{m}$  wesentlich größer als bei normalen Festkörpern mit einigen  $0,1\text{nm}$ . Darüber hinaus sind sie durch die äußeren Felder vorgegeben, so dass sie variiert werden können. Im Gegensatz zu einer lasergekühlten Ionenwolke bewegen sich die Ionen im Kristall in fester Phasenbeziehung zueinander, weswegen das Hochfrequenzheizen [36] verschwindet. Coulomb-Kristalle spielen in vielen Bereichen der Physik - nicht nur in Ionenfallen - eine Rolle, da es häufig Situationen gibt, in denen sich gleichgeladene Teilchen in harmonischen Potentialen befinden. Als Beispiele seien hier folgende genannt: Elektronen in flüssigem Helium [1, 192], kolloidale Suspensionen [122, 47], Quantum Dots [163], makroskopische Partikel [184]. In Ionenfallen wurden solche Wigner-Kristalle erstmals 1987 von Diedrich et al. [66] sowie von Wineland et al. [202] beobachtet und seitdem von verschiedenen Gruppen z.B. in Boulder [87], Aarhus [105], München [173] und Mainz [35] ausgiebig untersucht. In Ionenfallen hat man zwar ein schnelles, gut kontrollierbares Modellsystem, bei dem man das Potential leicht ändern kann, aber es gibt dafür den Einfluss des Laserkühlens und - in der Paulfalle - der Mikrobewegung zu beachten. Durch diesen Heizmechanismus sollte es schwer sein große Kristalle zu formen. Bei großen Kristallen, bei denen ja die Ionen nicht mehr alle auf der Achse sitzen, wo das elektrische Feld verschwindet, tritt für die äußeren Ionen Mikrobewegung auf. Jedoch wurden mittlerweile in einer linearen Falle große Kristalle [105] mit  $10^5$  Ionen realisiert. In hyperbolischen Paulfallen sind die Ionen schon bei kleineren Kristallen stärker der Mikrobewegung ausgesetzt, während in einer linearen Falle mehr Ionen im feldfreien Raum auf der Achse platziert werden können. Eine detaillierte Untersuchung von Ionenkristallen in einer linearen Falle findet sich z.B. bei Hornøker [105]. Dort werden die Kristallisation an sich

und die verschiedenen Strukturen, die sich abhängig von der Ionendichte und Potentialform ergeben, untersucht und mit Simulationen verglichen. Es werden verschiedene Eigenschaften wie Kristallgitter oder Temperatur bestimmt. Anhand von gemischten Kristallen aus verschiedenen Ionen -  $Ca^+$  und  $Mg^+$  - wurde die starke Kopplung, die sympathetische Khlung ermöglicht, demonstriert. hnliche Experimente - allerdings mit Ionen des gleichen Isotops in verschiedenen atomaren Zustnden - wurden auch von uns durchgefñhrt [6] (siehe Kap. 6.4). Bei Block et al. [35] bzw. in der Arbeit von Seibert [178] gibt es ebenfalls einige Untersuchungen ber Kristallstrukturen. Darin wurden zweidimensionale Kristall-Strukturen, die sich in einem sphrischen Potential in einer Paulfalle bilden, fr verschiedene Ionenzahlen studiert. Dabei ergibt sich eine Struktur aus konzentrischen Kreisen, deren Auffllung analog zu einem Periodensystem erfolgt. Auerdem wurde der bergang von einer linearen Kette ber die Zickzackstruktur bis zu einer helixartigen Struktur beobachtet. Dazu prpariert man ein bestimmte Anzahl von kristallisierten Ionen in einer linearen Paulfalle und erhht die axiale Potentialstrke im Vergleich zur radialen. Der bergang eines linearen Ionenkristalls zu einer Zickzackstruktur wurde auch von Enzer et al. [79] ausfñhrlich untersucht, da er fr die Anwendung bei Quantenregistern von Bedeutung ist. 1995 wurden lineare Ionenketten, die in den Grundzustand gekñhlt sind, von Cirac und Zoller zur Realisierung von Quantengattern vorgeschlagen [52]. In Abb.6.2 werden exemplarisch zwei typische Kon-



**Abbildung 6.2.** Bilder von Ionenkristallen in zwei verschiedenen Konfigurationen. Im oberen Bild ist ein mittelgroer, zigarrenfrmiger Kristall mit Schalenstruktur gezeigt, unten sieht man einen zickzackfrmigen Kristall aus 18 Ionen.

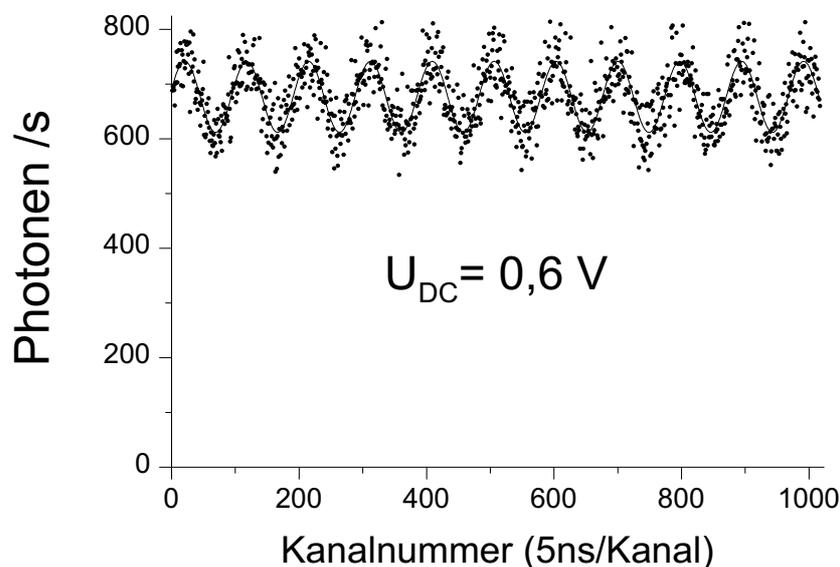
figurationen gezeigt, nmlich ein mittelgroer, zigarrenfrmiger Kristall mit Schalenstruktur und eine Zickzackstruktur mit 18 Ionen. Aber auch fr Przisionsspektroskopie sind Ionenkristalle interessant, da sie die Vorteile eines einzelnen Ions bieten, aber bei einer hheren Ionenzahl. Beim Frequenzstandard mit einzelnen  $Hg^+$ -Ionen, der am NIST in Boulder betrieben wird, nutzt man die Verbesserung des Signal-Rausch-Verhltnisses mit hherer Ionenzahl bereits aus. Man benutzt dort zehn Ionen statt einem Ion [26]. Eine weitere Anwendung, bei der man die Vorteile von Ionenkristallen ausnutzen will, ist die Herstellung kristalliner Ionenstrahlen in Beschleunigerringen. Dort besteht das Interesse in einer verbesserten Brillianz. Das Problem bei der Erzeugung kristalliner Strahlen besteht dabei nicht in der Gre dieser Beschleuniger, sondern vor allem in stark inhomogenen Feldern, die bei der Strahlumlenkung zum Einsatz kommen. Diese Felder knnen zum Schmelzen der Kristalle fhren. Ein Problem liegt auch darin, da man die Teilchen nicht permanent khlen kann, sondern nur an bestimmten Stellen. Es gibt neben theoretischen Arbeiten [101] ein Experiment zu diesem Thema, in dem man eine Ringpaulfalle aus mehreren Segmenten als Prototypen fr einen Beschleuniger verwendet. Dort erzeugt man zuerst statisch

einen Ionenkristall und versucht ihn anschließend zu beschleunigen. Dabei ist die Frage, ob der Kristall schmilzt oder nicht. Inzwischen wurden dort erste kristallisierte Strahlen beobachtet [173]. Die Stabilität von Ionenkristallen ist generell eine interessante Frage. Theoretisch sollten die Kristalle, nachdem sie gebildet wurden, auch ohne Kühlung stabil sein. In der Praxis ist ihre Lebensdauer aber auf einige Sekunden bis Minuten beschränkt, wobei die Kristalle meistens durch Stöße mit Restgasatomen schmelzen. Demnach ist ihre Lebensdauer vor allem durch das Vakuum bestimmt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese Untersuchungen darauf beschränkt zu überprüfen, ob ein Kristall ohne Kühlung so lange überlebt, wie man für die Messung der atomaren Lebensdauer des metastabilen Zustands braucht. Da eine solche Messung nur etwa zehn Sekunden benötigt, sind die Anforderungen an die Stabilität aber vergleichsweise gering (Details im Kapitel Lebensdauer).

### 6.3 Kompensation der Mikrobewegung

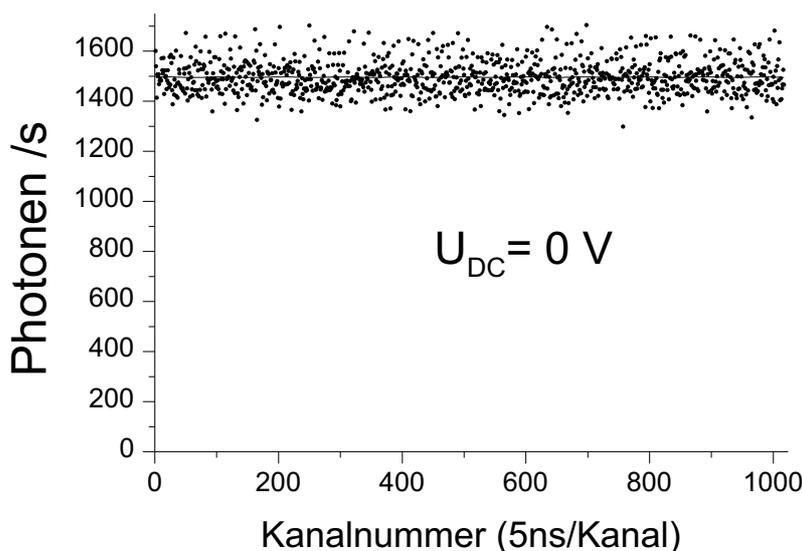
Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, kann man die Lösung der Bewegungsgleichung im Rahmen der adiabatischen Näherung gem. Gleichung 3.12 darstellen. Die Makrobewegung kann lasergekühlt werden. Da es sich bei der Mikrobewegung um eine getriebene Bewegung handelt, kann man diese nicht kühlen. Die Stärke der Mikrobewegung wächst mit der elektrischen Feldstärke, d.h. mit dem Abstand zur Achse der linearen Falle. Für Ionen, die exakt auf der Achse im Minimum des Wechselfeldes der linearen Falle gespeichert werden, verschwindet die Mikrobewegung. Man kann aber auch in einer linearen Falle nur Ionenzahlen bis zu ca. 30 (für unsere Falle) als lineare Kette speichern. Allerdings können in der Praxis selbst in diesem Fall weitere Strungen vorliegen, so da die Ionen trotzdem der Mikrobewegung ausgesetzt sind. Durch statische Strumpotentiale kann es zu permanenten Auslenkungen der Ionen aus dem Minimum auf der Achse kommen. Als Ursache solcher Strungen kommen z.B. Kontaktpotentiale in Frage, die sich bilden können, wenn die Elektroden bei der Ionenerzeugung mit Calcium bedampft werden. Die typische Größenordnung solcher Potentiale liegt im Bereich einiger 100mV bis zu einigen Volt. Problematisch ist besonders, wenn sich Oxidschichten auf den Elektroden ausbilden. Das wäre möglich, wenn die Elektroden beim Öffnen der Apparatur nicht sorgfältig gereinigt wurden oder wenn während des Ausheizens Sauerstoff in die Apparatur eintritt. Zur Vermeidung solcher Strumpotentiale kann man die Elektroden z.B. mit einem edlen Metall wie Gold beschichten (auch Aquadag, eine UHV-taugliche, kolloidale Suspension von Graphit in Wasser, wird eingesetzt). Ein weiteres Problem ist meist nicht vermeidbar: Es kommt zu Phasendifferenzen zwischen den Spannungen, die an den Elektroden des Quadrupols für das Führungsfeld angelegt werden. Normalerweise sollten gegenüberliegende Stäbe auf gleichem Potential liegen, allerdings kann es wegen der unterschiedlichen Kapazitäten der Anschlüsse zu Phasenverschiebungen kommen. Auch diese resultieren in einer verbleibenden Mikrobewegung. Sie können aber durch zusätzliche Trimmkondensatoren in den Zuleitungen eliminiert werden. Auch Isolatoren, die sich in der Nähe der Falle befinden, können Strungen verursachen, wenn sie sich durch überschüssige Elektronen aufladen. Daher muss man versuchen solche möglichst gut abzuschirmen. In jedem Fall besteht die Notwendigkeit zur Kompensation der verbleibenden Mikrobewegung. Das ist vor allem deshalb wichtig, weil sie einen unerwünschten Heizeffekt darstellt, der das Laserkühlen erschwert. Bei unserer Geometrie, d.h. bei fast axialem Laserstrahl und Detektion der Ionen senkrecht dazu gibt es einen sichtbaren Effekt. Auf dem Kamerabild beobachtet man bei schlecht kompensierter Mikrobewegung die Ionen als Striche anstatt Punkte, da ihre Bewegung während der Integrationszeit der Kamera gemittelt wird. In der Präzisionsspektroskopie wirkt sich die Mikrobewegung über den Dopplereffekt 2. Ordnung negativ auf die erzielbare Genauigkeit aus. Die Kompensation der Mikrobewegung kann durch statische Zusatzpotentiale bewerkstelligt werden, mit denen man

die Ionen ins Minimum des Speicherfeldes schiebt. Ein Verfahren zur Detektion der Mikro-



**Abbildung 6.3.** Kompensation der Mikrobewegung. Die Fluoreszenz der Ionen wird zeitkorreliert mit dem Führungsfeld mit Hilfe eines Time-to-Digital-Converter (TDC) detektiert. Sie zeigt eine periodische Modulation mit der Speicherfeldfrequenz. Der Grund dafür liegt in der sich ändernden Verstimmung durch den Dopplereffekt wegen der Mikrobewegung. Da hier die Khlaser fast axial eingekoppelt wurden ist deren Komponente in radialer Richtung sehr gering, so da die Sensitivität auf die Mikrobewegung relativ niedrig ist. Daher wurde zur Demonstration ein zusätzliches Strpotential von 0,6V angelegt, um die Ionen aus der Achse zu schieben und den Effekt zu betonen.

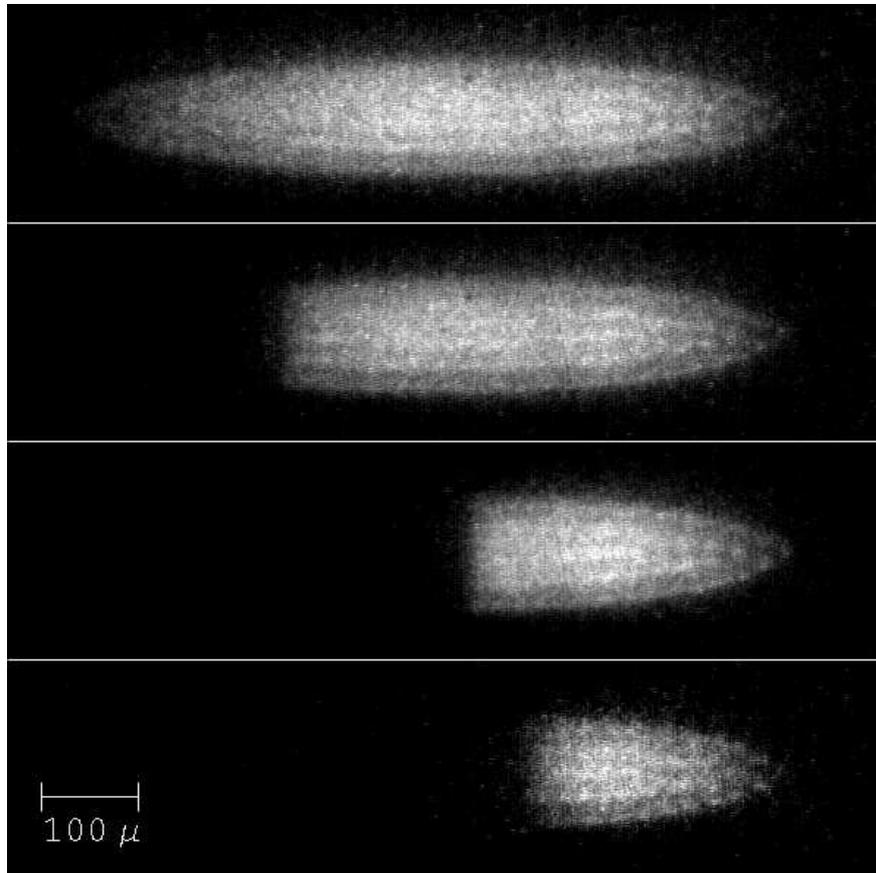
bewegung ist die zeitkorrelierte Detektion der gestreuten Photonen. Man zählt die Anzahl der nachgewiesenen Photonen in bestimmten Zeitintervallen, getriggert wird die Messung durch das Führungsfeld. Man nutzt aus, da durch die Mikrobewegung die Geschwindigkeit der Ionen mit der Frequenz des Speicherfelds moduliert wird. Diese Geschwindigkeitsmodulation bewirkt aufgrund der Dopplerverschiebung, da sich die Anzahl gestreuter Photonen bei konstanter Laserverstimmung ebenfalls periodisch ändert. Wenn man nun die Photonen zeitkorreliert mit dem Führungsfeld detektiert, so erhält man die in Abb. 6.3 gezeigte Modulation des Signals. Dabei hängt es von der gewählten Geometrie ab, wie sensitiv man auf die Mikrobewegung ist. Strahlt man den Laser - wie in unserem Fall - fast axial (z-Richtung) ein, ist nur die Projektion der Geschwindigkeit in Laserrichtung von Bedeutung und diese entsprechend sehr klein. Daher braucht man relativ lange Zeit bis man eine deutliche Modulation des Signals sehen kann. Je besser die Mikrobewegung kompensiert ist, um so länger braucht man. Das macht die Methode in unserem Fall nicht sehr alltagstauglich. Daher benutzt man in der Praxis oft noch folgende Methode: Man beobachtet die Verschiebung der Ionen, während man die Amplitude des Speicherfelds variiert. Da eine Bewegung der Ionen nur auftritt, wenn das Minimum des Speicherfelds nicht mit dem Minimum der DC-Potentiale zusammenfällt, kann man die Ionen ins Speicherfeldminimum bringen, indem man diese Bewegung minimiert. Diese Methode ist im Labor für eine grobe Kompensation in kurzer Zeit gut geeignet. Die Problematik ist dadurch gegeben, da eine Anpassung der Korrekturspannungen nach jedem Neuerzeugen von Ionen notwendig sein kann.



**Abbildung 6.4.** Kompensation der Mikrobewegung. Mit dem Photomultiplier detektierte Fluoreszenz der Ionen nachdem die Restmikrobewegung durch statische Zusatzpotentiale kompensiert wurde. Es gibt keine Modulation des Signals mehr.

## 6.4 Separation atomarer Zustände in einem Ionenkristall

Ein Effekt, der sowohl eine Demonstration des sympathetischen Khlens in einem Ionenkristall ist als auch prinzipielle Elemente des Dopplerkhlens veranschaulicht, wird in diesem Abschnitt vorgestellt. Man kann dabei die Teilchen in einem Ionenkristall nach atomaren Zuständen separieren, wobei wiederum der metastabile  $3D_{5/2}$ -Zustand eine Rolle spielt. Die Separation der atomaren Zustände erfolgt aufgrund des Lichtdrucks. Man startet mit der Erzeugung eines mittelgroßen Ionenkristalls aus etwa 1000  $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen. Wie blich wurden die Ionen dazu mit Laserlicht auf den bergngen  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$  und  $3D_{3/2} - 4P_{1/2}$  gekhlt. Die Potentialstrken in radialer und axialer Richtung wurden so eingestellt, da sich ein zigarrenfrmiger Kristall mit konzentrischer Schalenstruktur ausbildet (Abb. 6.5 oben). Die Fluoreszenz wird auf dem  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ -bergang mit der ICCD-Kamera ortsaufgelst nachgewiesen. Da in dieser Kristallkonfiguration die Ionen in verschiedener Hhe gegeneinander versetzt angeordnet sind, kann man nicht alle Ionen scharf abbilden. Zum einen befinden sich einige Ionen auerhalb der Fokalebene der Abbildungsoptik, zum anderen berlappen die Punkte von Ionen aus verschiedenen Ebenen. Am Rand kann man jedoch die einzelnen Teilchen erkennen. Wenn man nun zustzlich zu den beiden KhlLasern einen weiteren Laser auf dem bergang  $3D_{3/2} - 4P_{3/2}$  einstrahlt, pumpt man einen Teil der Ionen in den metastabilen  $3D_{5/2}$ -Zustand. Der Anteil wird dabei durch die Laserintensitt dieses Pumplasers bestimmt. Das Schema ist analog zu dem bei den Lebensdauermessungen verwendeten (siehe Kapitel 7). Die Ionen sind, whrend sie in diesem metastabilen Zustand mit einer Lebensdauer von 1s verweilen, vollstndig vom Khlzyklus entkoppelt und tragen nicht zur Fluoreszenz bei. D.h. ein Teil der Ionen ist *dunkel*. Man erwartet sicherlich, da die beobachtete Fluoreszenz insgesamt absinkt. Es wre denkbar, da sich statistisch verteilte, dunkle Stellen im Kristall ergeben oder er schmilzt. Wenn man das von den Ionen emittierte Licht ortsaufgelst detektiert, stellt man fest, da man einen teilweise dunklen Kristall erhlt. Der Kristall hat die gleiche Form und Gre wie vorher, aber der den Lasern zugewandte Teil des Kristalls ist *dunkel*. Da es sich tatschlich um einen Kristall handelt, obwohl man einen Teil der Ionen ja nicht sehen kann, lt sich auf folgende Weise begrnden: Die Ionen sind ber die Coulomb-Wechselwirkung gekoppelt, deshalb sollte der Kristall als Ganzes schmelzen. Wre nmlich ein Teil geschmolzen, so



**Abbildung 6.5.** Trennung atomarer Zustände in einem Ionenkristall. Man sieht einen mittelgroßen Ionenkristall aus ca. 1000 Ionen. Die beiden Khlaser werden von links eingestrahlt. Ein dritter Laser wird mit ihnen berlagert aus der gleichen Richtung eingekoppelt. Er pumpt die Ionen in das metastabile Niveau. Alle Laser werden axial in die Falle eingestrahlt, der maximale Winkel zur Achse beträgt ca. 5 Grad. Die Leistung des Shelvinglasers, der die Ionen in den metastabilen Zustand pumpt, wird vom oberen Bild nach unten erhöht. Dadurch erhöht sich der Anteil der Ionen im metastabilen Niveau. Da die Fluoreszenz auf dem Übergang  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$  detektiert wird, werden keine Photonen gestreut, während die Ionen im metastabilen Zustand verweilen. Sie sind vollständig von den Khlasern entkoppelt. Man beobachtet einen teilweise dunklen Kristall, mit scharfer Grenze. Im dunklen Teil befinden sich die Ionen im metastabilen Zustand. Die übrigen Ionen kühlen sie sympathetisch, so daß der Kristall nicht schmilzt. Die lasergekühlten Ionen erfahren bei der Absorption einen Rückstoimpuls, so daß sie sich entgegengesetzt zur Laserrichtung ansammeln. Man hat also eine Separation atomarer Zustände durch den Lichtdruck. Details siehe Text.

wären die nichtkristallisierten Ionen dem Hochfrequenzheizen ausgesetzt und würden die kristallisierten Ionen aufheizen bis der Kristall schmelzen würde. Wären die hellen Ionen kristallisiert und die dunklen nicht, hätte man also ein von gasförmigen oder flüssigen Ionen umgebenen Kristall, müsste sich die Form des Kristalls ändern. Es sollte sich wiederum ein zigarrenförmiger Kristall ausbilden, der allerdings aus weniger Ionen besteht, d.h. insgesamt kleiner wäre. Da der helle Teil aber genauso aussieht wie zuvor, kann man folgern, da der Kristall nicht geschmolzen ist. Dann muss der dunkle Teil natürlich genau so aussehen wie vorher. Die Kristallkonfiguration, die sich im Potential der Falle ergibt, ist ja eine Minimalenergiekonfiguration, die von der Ionendichte und dem Potential bestimmt wird. Würde man ein analoges Experiment mit zwei verschiedenen Isotopen (oder Ionen) durchführen, so könnte man beide Teile unabhängig voneinander beleuchten und dadurch die Argumentation verifizieren. Die dunklen Ionen werden folglich aufgrund der Kopplung durch die Coulombkraft sympathetisch von den hellen Ionen gekühlt. Sie bleiben also auch ohne direkte Laserkühlung kalt. Dieser Kühlmechanismus funktioniert auch noch, wenn man das Verhältnis aus direkt zu indirekt gekühlten Ionen sehr niedrig wählt. Durch Variation der Laserleistung des Pumpasers kann man den Anteil der dunklen Ionen im Kristall einstellen. Dieser kann in diesem Fall bis auf gut 3/4 erhöht werden, ohne dass der Kristall schmilzt (Abb. 6.5). Für lineare Ketten, die sich nur mit weniger Ionen bei den realisierbaren Potentialen herstellen lassen, kann dieses Verhältnis noch wesentlich dramatischer ausfallen. So hat Hornøker [105] gezeigt, dass in einer Kette aus 14 Ionen nur eines lasergekühlt werden muss, um den Kristall zu erhalten. Man muss bedenken, dass bei großen Kristallen die äußeren Ionen der Mikrobewegung ausgesetzt sind. Um diesen Heizmechanismus zu kompensieren, braucht man eine bestimmte Kühlleistung. Bei kleineren Kristallen, bei denen die Ionen einen geringeren Abstand zur Achse haben oder komplett auf der Achse sitzen, ist die Situation günstiger. Eine Beschreibung dieses Effekts findet sich auch in der Arbeit von Alt [7] und bei Alt et al. [6]. Was ist die Ursache der beobachteten, räumlichen Trennung? In unserem Fall werden die Kühlaser axial eingestrahlt, der Winkel zur Achse beträgt maximal fünf Grad. Daher wirkt die Kühlkraft des Lasers überwiegend in axialer Richtung. Da mit der Absorption der Photonen während des Kühlens auch ein Impulsbeitrag auf die Ionen in Laserrichtung verbunden ist, erfahren die am Kühlzyklus teilnehmenden Ionen einen Rückstoß, im Gegensatz zu den Ionen im metastabilen Niveau. Dadurch sammeln sich die lasergekühlten Ionen auf der der Laserrichtung entgegengesetzten Seite an, in diesem Fall rechts, während die anderen vom Laser unbeeinflusst links bleiben. Man erhält also eine Separation der Ionen, die sich in unterschiedlichen Quantenzuständen befinden, durch den Lichtdruck. Überraschend ist hierbei noch, dass es eine scharfe Grenze zwischen beiden Bereichen gibt. Es findet eine Diffusion statt: Jedesmal, wenn ein Ion zerflutet, sieht es den Kühlaser wieder und wandert in den hellen Teil des Kristalls. Ein Ion, das in den metastabilen Zustand gepumpt wird, läuft in die andere Richtung. Obwohl also ständig Ionen zwischen den beiden Seiten hin und her laufen, gibt es keine verschwommene Grenze zwischen den Bereichen. Aus dem Experiment kann man daher schließen, dass die Diffusion zumindest schneller als 20 ns abläuft, was die minimale Zeitauflösung der ICCD-Kamera ist. Der hier beobachtete Effekt zeigt also zweierlei: Zum einen demonstriert er die sympathetische Kühlung, zum anderen zeigt er anschaulich den Lichtdruck. Man kann in einem Ionenkristall für Ionen, die ein ähnliches Niveausystem wie  $Ca^+$  mit metastabilem Niveau haben, eine räumliche Trennung nach atomaren Zuständen herstellen. Es gibt noch einige weitere Experimente zum sympathetischen Kühlen, das sich als nützliche Methode in der Spektroskopie erweisen kann. Dabei kann man sich zum einen die sympathetische Kühlung verschiedener Isotope des gleichen Elements vorstellen, zum anderen natürlich auch das Kühlen verschiedener Spezies. Der Vorteil dieser Kühlmethode besteht darin, dass man somit die Möglichkeit bekommt auch Elemente zu kühlen, die entweder ein komplexes Niveausystem haben, so dass man viele Rückpumpaser benötigen würde, um den Kühlzyklus zu schließen oder Elemente deren Wellenlängen in Bereichen liegen, die mit den momentan verfügbaren Lasern

nicht erreichbar sind. Die ersten Experimente zum sympathetischen Kühlen wurden bereits vor über zwanzig Jahren von Drullinger et al. [72] durchgeführt, allerdings in einer Penningfalle, in der es keine Heizeffekte gibt. In Aarhus [105] wurden wie bereits oben erwähnt ebenfalls einige Experimente dazu gemacht: In der linearen Paulfalle wurden gemischte Kristalle aus  $Ca^+$  und  $Mg^+$  sowie mit Molekionen erzeugt. Dies ist ausführlich bei Hornæker beschrieben [105]. Eine theoretisch denkbare Anwendung dieses Kristalls wäre ein *Calcium-Ionen-Laser*. Wenn man eine genügend große Anzahl von Ionen in den metastabilen Zustand gepumpt hat, liegt ja eine Besetzungsinversion auf dem Übergang  $4S_{1/2} - 3D_{5/2}$  vor. Könnte man den so präparierten Ionenkristall in einen optischen Resonator sehr hoher Güte bringen, wäre ein Lasern möglich. Der Vorteil dieses Lasers wäre die geringe Linienbreite, die der Übergang  $4S_{1/2} - 3D_{5/2}$  erlaubt. Da man bei dem indirekten Pumpschema das metastabile Niveau nicht strahlt und unter UHV-Bedingungen Streuung vernachlässigt werden können, könnte man in die Nähe der natürlichen Linienbreite von ca. 1 Hz kommen. Es ist möglich einen optischen Resonator mit einer Ionenfalle zu kombinieren. Es gibt auch bereits einige Experimente im Rahmen der Cavity-Quantenelektrodynamik, bei denen das mit speziell designten Fallen [194] bereits versucht wird.

# Kapitel 7

## Die Lebensdauer des $3D_{5/2}$ bergangs in $^{40}\text{Ca}^+$

In diesem Kapitel wird die Messung der Lebensdauer des metastabilen  $3D_{5/2}$ -Zustandes des  $^{40}\text{Ca}^+$ -Ions vorgestellt. Die Lebensdauer dieses Niveaus wurde an einem einzelnen Ion aus der Beobachtung von Quantensprngen bestimmt. Abweichungen gegenüber früheren Messungen konnten durch eine Abhngigkeit der Lebensdauer von der Laserleistung des Rckpump lasers erklrt werden. Die Lebensdauer wurde durch lineare Extrapolation auf Leistung Null zu 1100(18)ms bestimmt [34]. Der rein statistische Fehler betrgt ca. 1,5%. Eine weitere Verbesserung der Genauigkeit durch eine bessere Statistik ist mglich, aber nicht notwendig, solange keine verbesserten Theoriewerte vorliegen. Die erforderliche lngere Messzeit verlangt stabilere Laser. Darber hinaus mu gewhrleistet bleiben, da systematische Fehler - durch verbesserte Bedingungen wie besseres Vakuum - weiterhin gegenber dem statistischen Fehler vernachlssigt werden knnen.

Bei den durchgefhrten Mereihen an linearen Ketten aus 10 Ionen wurde beobachtet, da die Lebensdauer in manchen Messungen drastisch reduziert wird, obwohl keine Parameter gendert wurden. Die Zahl koinzidenter Zerflle mehrerer Ionen war dabei hher als in den Fllen, in denen das Resultat mit dem Ergebnis eines Ions vertrglich war. Eine Erhhung der Koinzidenzen gegenber den zu erwartenden Werten fr zufllige Koinzidenzen unabhngiger Teilchen wurde beobachtet, allerdings keine signifikante. Die Vermutung, da der beobachtete Effekt ein Hinweis auf eine Wechselwirkung der Teilchen ist, konnte nicht besttigt werden. Eine Reihe von Effekten, die eine Rolle spielen knnten, werden diskutiert.

### 7.1 Die Lebensdauer atomarer Niveaus

Die Information ber ein physikalisches System, z.B. ein Atom, ist in seiner Wellenfunktion enthalten. Diese beschreibt den Zustand des Systems, ist jedoch selbst keine Observable. Ihr Betragsquadrat gibt eine Wahrscheinlichkeit dafr an, das Quantensystem an einem Ort im entsprechenden Zustand vorzufinden. Man kann die Gte von Wellenfunktionen anhand von Gren bestimmen, die sich als Erwartungswerte von Operatoren ergeben, in deren Berechnung die entsprechenden Wellenfunktionen eingehen. Die radiative Lebensdauer eines atomaren Zustandes ist eine dieser Gren eines Atoms - neben bergangsennergien und g-Faktoren - die experimentell gut zugnglich sind und eine berprfung der Qualitt von theoretisch ermittelten Wellenfunktionen erlauben. Daher ist eine przise Messung ebenso wie eine genaue Berechnung solcher Gren von Interesse in der Atomphysik. Dabei testet man mit verschiedenen Gren die Wellenfunktion in unterschiedlichen Bereichen, aufgrund der unterschiedlichen Ortsabhngigkeit der jeweiligen

Erwartungswerte. Die radiative Lebensdauer eines Niveaus ist mit den bergangswahrscheinlichkeiten für alle möglichen bergänge des betrachteten Niveaus verknüpft. In die Berechnung des bergangsmatrixelements gehen zwei verschiedene Niveaus ein. Ein grundlegendes Problem bei der Berechnung ist allerdings, da die vollständigen Wellenfunktionen für ein komplexes Atom nicht analytisch bestimmt werden kann. Das gilt insbesondere für Mehrelektronensysteme, auch solche mit nur einem Valenzelektron. Durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung verkompliziert sich der Hamiltonoperator des Systems so stark, da man auf Störungsrechnung oder Variationsverfahren zurückgreifen muß, um zu Ergebnissen zu gelangen. Um die Qualität dieser Verfahren und der ihnen zugrundeliegenden Modelle zu testen, braucht man entsprechende Messungen. Insbesondere die Lebensdauern metastabiler Niveaus, deren Lebensdauer mehrere Größenordnungen höher als die typischen Lebensdauern atomarer Niveaus ist, stellen gute Testkandidaten für unterschiedliche theoretische Modelle dar. Ein Grund dafür ist, da sie bereits auf kleine Änderungen sehr empfindlich reagieren. Durch die unterschiedliche Berücksichtigung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung in den verschiedenen Methoden, ergeben sich teilweise deutlich abweichende Resultate für die erhaltenen Lebensdauern. Um unterscheiden zu können, welches der Verfahren geeigneter ist, braucht man experimentelle Ergebnisse mit einer Genauigkeit, die besser als die Abweichung verschiedener Theoriewerte ist. Eine genaue Kenntnis der Lebensdauern metastabiler Niveaus einer Reihe von Elementen ist darüber hinaus von astrophysikalischem Interesse [29, 104] oder für die Anwendung in Frequenzstandards oder Quantenbits von Bedeutung. Die exakte Berechnung atomarer Lebensdauern und der dazu notwendigen Wellenfunktionen ist für die Theorie eine Herausforderung, da neue leistungsfähige Methoden entwickelt werden müssen und auch numerische Berechnungen erforderlich sind. Es gibt dennoch bislang nur für relativ wenige Elemente gute Rechnungen. Oft ist es erforderlich, bestimmte Einflüsse oder Korrekturen in semiempirischer Weise einzuführen. Das ist allerdings nur möglich, wenn genügend und gute experimentelle Daten existieren.

Zur Berechnung der Lebensdauern atomarer Zustände sind Verfahren notwendig, welche die Vielteilcheneffekte ebenso wie die relativistischen Effekte angemessen berücksichtigen. Es sollen hier die Grundideen einiger Standardverfahren beschrieben werden, die technischen Details der Berechnungen sind zu speziell und werden daher hier nicht diskutiert. Zuerst muß man den Hamiltonoperator des Systems aufstellen. Anschließend versucht man die Dirac-Gleichung mit diesem Hamiltonoperator zu lösen, was normalerweise nicht analytisch möglich ist. Um einen korrekten Zusammenhang zwischen der Quantenelektrodynamik und den Vielteilchenmethoden zu erhalten, startet man von folgendem  $N$ -Teilchen Hamiltonoperator:

$$H = \sum_{i=1}^N H_D(r_i) + \sum_{i<j} H_I(|r_i - r_j|) \quad (7.1)$$

Dabei ist  $H_D$  der Einteilchen-Dirac-Hamiltonoperator und  $H_I$  ein Operator, der die Elektron-Elektron-Wechselwirkung bis zur Ordnung  $\alpha$  beschreibt.  $H_I$  erhält man aus den Feynman-Diagrammen, bei denen ein Photon ausgetauscht wird. Man muß allerdings zwischen Eigenzuständen des Einteilchen Hamiltonoperators zu positiver und negativer Energie unterscheiden. Dazu führt man entsprechende Projektionsoperatoren ein, um auf die Zustände positiver Energie zu projizieren

$$H_{ij} = \Lambda_i^+ \Lambda_j^+ H_{ij} \Lambda_i^+ \Lambda_j^+ \quad (7.2)$$

Im Vielteilchenteil der Berechnung wird die Elektron-Elektron-Wechselwirkung als Summe der Coulomb- und Breit-Wechselwirkung beschrieben. Einen natürlichen Startpunkt für die Berechnung stellt die Dirac-Fock-Näherung, das relativistische Äquivalent zur Hartree-Fock-Näherung, dar. Dabei werden die Elektronen in der Näherung als unabhängige Teilchen behandelt. Ihre Wellenfunktionen werden im Coulombfeld des Kernes und dem gemittelten Feld der übrigen Elektronen berechnet. Man berücksichtigt zuerst die Coulomb- und dann die Breit-Wechselwirkung, die

vor allem bei schweren Ionen einen Einfluss hat. Das Multi-Configuration-Dirac-Fock-Verfahren (MCDF) ist eine Variationsmethode, bei der man die Wellenfunktion aus dem Lsen der Gleichung ... mit einem Satz von Testfunktionen erhlt. Man schreibt die Wellenfunktion als Reihenentwicklung nach sogenannten Configuration State Functions (CSF):

$$\Psi(\gamma, P, J, M) = \sum_i c_i \phi_i(\Psi(\gamma_i, P, J, M)) \quad (7.3)$$

. Diese CSFs in einer relativistischen Methode sind antisymmetrisierte Summen von Produkten der Dirac-Spinoren. Sie sind Eigenfunktionen des Paritäts- und des Drehimpulsoperators und die Gesamtwellenfunktion erhlt man als Superposition von *Configuration State Functions*. Man mu damit nun versuchen die Dirac-Gleichung

$$H\Psi_{P_i, J, M}(\dots, r_i, \dots) = E\Psi_{P_i, J, M}(\dots, r_i, \dots) \quad (7.4)$$

zu lsen. Die Dirac-Spinoren und die Entwicklungskoeffizienten werden dabei in einem Selbstkonsistenzverfahren fr eine stationre Energie optimiert. In einer MCDF-Rechnung hat man die Auswahl zwischen verschiedenen Optimierungsverfahren. Um diese Optimierungen zu berpfen werden auch Oszillatorenstrken und bergangsennergien berechnet. Daher braucht man also auch dafr experimentelle Daten. Die meisten Rechnungen wurden bisher fr Alkaliatome und Erdalkali-Ionen durchgefhr, welche auch das Gros der experimentell untersuchten Elemente darstellen.

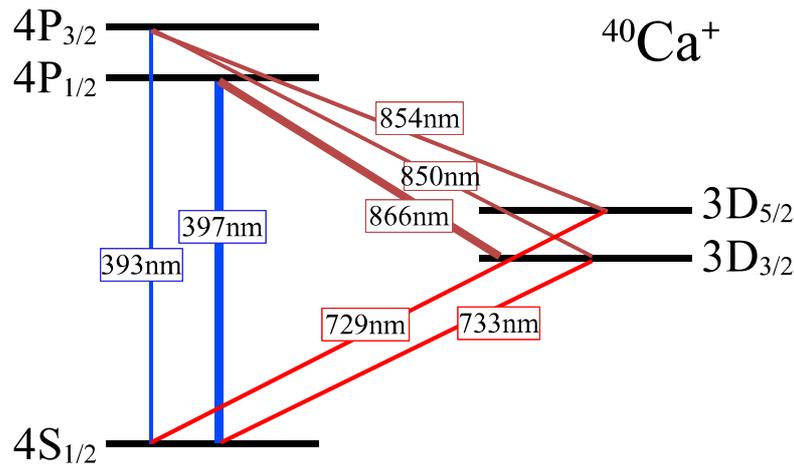
Die przise Bestimmung der Lebensdauern metastabiler Niveaus ist auch eine experimentelle Herausforderung, da eine ganze Reihe von Streffekten die gemessene Lebensdauer verflschen kann. Dabei fhren die meisten Effekte, mit denen man bei einem Experiment zu kmpfen hat, zu einer Reduktion der Lebensdauer. So kann die Lebensdauer durch Ste der Teilchen mit der Wand des Behlters oder mit Restgasatomen im Behlter verkrzt werden, wenn in diesen Stellen das metastabile Niveau abgeregt wird (Quenchen). Elektrische Felder am Ort der Teilchen knnen ber den Stark-Effekt zu einem Mischen von benachbarten Zustnden fhren. Dabei kann das untersuchte metastabile Niveau an kurzlebige Niveaus angekoppelt werden, wodurch es zu einer Verkrzung der gemessenen Lebensdauer kommt. Da die typische Lebensdauer angeregter Zustnde im Bereich von einigen ns liegt, d.h. mehrere Grenordnungen niedriger als die des metastabilen Zustands, gengen bereits kleine Kopplungen in der Grenordnung von  $10^{-6}$ , um nennenswerte Effekte zu bewirken. Dabei mssen nicht nur uere elektrische Strfelder bercksichtigt werden, auch das elektrische Feld der beteiligten Laser. In einem Experiment besteht somit die Aufgabe vor allem darin, alle potentiellen Strungen zu eliminieren oder wenigstens soweit zu reduzieren, da sie auf dem gewnschten Genauigkeitsniveau keinen Einfluss auf das Ergebnis haben. Eine gute Genauigkeit fr derartige Experimente ist bei 1% anzusiedeln, daher sollten die Streffekte maximal in der Grenordnung  $10^{-3}$  liegen. Eine przise Lebensdauerermessung sollte demnach in einer gut kontrollierbaren, strungsfreien Umgebung durchgefhr werden, in der die Teilchen fr lange Wechselwirkungszeiten bereitgestellt werden knnen. Eine Ionenfalle kommt den optimalen Voraussetzungen sehr nahe. Verwendet man noch eine Khlmethode wie Laser- oder Widerstandskhlung kann man ein einzelnes Teilchen im feldfreien Raum im Zentrum einer Ionenfalle ber lange Zeitrume unter Ultrahochvakuum-Bedingungen speichern. Die Speicherzeit kann dabei je nach Druck mehrere Tage bis zu mehreren Monaten betragen. Sie ist in jedem Fall meist deutlich grer als die zu messende Lebensdauer, so da sich keine Limitierung fr die Messungen durch eine limitierte Beobachtungszeit ergibt. Da die gekhlten Ionen sich nur in einem kleinen, rumlich begrenzten Volumen von typischerweise einigen  $10\mu m^3$  aufhalten, kann man uere elektromagnetische Felder gut abschirmen oder Strfelder kompensieren. Fr einzelne Ionen im Zentrum der Falle verschwindet das elektrische Fallenfeld, aber auch fr eine kleine

Anzahl von Ionen sind die auftretenden Felder im allgemeinen so gering, da sie keinen Einfluss auf die Ergebnisse haben (siehe 7.6). Wegen der niedrigen Drucke, die man mit modernen Pumpen leicht erreichen kann, spielen Streuungen mit Restgasatomen als Störfaktor ebenfalls meist nur eine untergeordnete Rolle (Details siehe 7.6). In diesen Fällen kann man auf zeitaufwendige Messungen bei verschiedenen Drucken zur späteren Extrapolation auf Druck Null verzichten. Da man mit einem einzelnen Teilchen arbeiten kann, spielen Wechselwirkungen der Teilchen untereinander keine Rolle. Der geringe Teilchenbedarf ermöglicht darüber hinaus auch die Untersuchung seltener, z.B. instabiler Isotope, die man nur in geringer Anzahl produzieren kann. Dabei ist das Limit für die minimal benötigte Anzahl der Teilchen im Wesentlichen durch die Effizienz bei der Erzeugung bzw. Ionisierung bestimmt. Ein weiterer Vorteil einer Messung mit einzelnen Ionen liegt in der Möglichkeit der Verwendung eleganter Verfahren wie der Methode der Quantensprünge. Einige der meistverwendeten Verfahren zur Bestimmung von Lebensdauern werden im Folgenden beschrieben.

## 7.2 Methoden zur Bestimmung von Lebensdauern atomarer Niveaus

### 7.2.1 Zeitaufgelste Beobachtung der Fluoreszenz beim Zerfall

Eine der einfachsten Methoden zur Bestimmung der Lebensdauer eines atomaren Niveaus besteht darin, die Besetzung des Niveaus zu verschiedenen Zeiten nach der Präparation zu proben. Das heißt, man beobachtet einfach den Zerfall des entsprechenden Niveaus. Während der Präparation bringt man die Teilchen in das entsprechende Niveau und mit dann zeitaufgelst die Besetzung als Funktion der Zeit durch (direkte) Beobachtung der Fluoreszenz, die beim Zerfall entsteht. Diese Methode ist im Prinzip für beliebige Ionenzahlen geeignet. Die minimale Anzahl wird durch das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bestimmt. Die Fluoreszenz zeigt dann einen exponentiellen Abfall und durch Anpassen der entsprechenden Funktion erhält man den Wert der Lebensdauer. Allerdings ist eine störungsfreie Umgebung für eine präzise Messung notwendig, so da sich auch bei diesem Verfahren entsprechende Anforderungen z.B. an das Vakuum ergeben können. Für metastabile Niveaus ist diese Methode etwas problematisch, da man ja eine geringe Übergangsrate hat. Allerdings kann man für Ionen mit geeignetem Niveausystem die Shelving-Technik verwenden. Diese von Dehmelt [59] vorgeschlagene Methode - auch als Prinzip des Quantenverstärkers bezeichnet - hat besonders in Ionenfallen eine breite Anwendung gefunden. Die Idee bei dieser Technik besteht in der indirekten Beobachtung der Besetzung des metastabilen Niveaus auf einem starken Übergang. Dazu betrachtet man ein  $\Lambda$ -förmiges Niveausystem wie z.B. bei  $\text{Ca}^+$ , mit dem Grundzustand  $|g\rangle$ , einem kurzlebigen Zustand  $|e\rangle$  und einem metastabilen Niveau  $|m\rangle$  (Abb.7.1). Der Übergang von  $|g\rangle$  nach  $|e\rangle$  ist ein elektrischer Dipolübergang, der Übergang von  $|g\rangle$  nach  $|m\rangle$  ein elektrischer Quadrupolübergang. Regt man die Ionen auf dem Übergang von  $|g\rangle$  nach  $|e\rangle$  an und detektiert die Fluoreszenz auf dem gleichen, starken Übergang, so verschwindet die Fluoreszenz nach kurzer Zeit, da die Atome sich im metastabilen Zustand ansammeln. Zerfällt dieser nun, so wächst die Fluoreszenz auf dem starken Übergang wieder an. Dabei finden für einen einzigen Übergang aus dem metastabilen Niveau, der mit einer Rate von  $1/\tau_m$  stattfindet,  $\tau_e/\tau_m$  Übergänge auf dem  $|g\rangle$  nach  $|e\rangle$  Übergang statt. Da die Lebensdauern sehr verschieden sind, typischerweise ca. sechs Größenordnungen, erhält man eine große "Verstärkung". Man erhält für ein Photon auf dem Quadrupolübergang  $10^6$  Photonen auf dem Dipolübergang. Damit kann man mit dieser Methode bei gutem Signal-Rausch Verhältnis in kurzer Zeit einen Wert für die Lebensdauer erhalten.

Abbildung 7.1. Niveaus von  $\text{Ca}^+$ 

### 7.2.2 Bestimmung der Lebensdauer aus der Beobachtung von Quantensprünge

Eine andere Methode, die man mit einzelnen Ionen verwenden kann, ist die Methode der Quantensprünge. Unter Quantensprünge versteht man den spontanen bergang eines Teilchens zwischen zwei Niveaus. Beobachtet man die Fluoreszenz auf diesem bergang, whrend man z.B. einen Laser mit der entsprechenden Frequenz einstrahlt, so beobachtet man einen sprunghaften bergang zwischen zwei Fluoreszenzniveaus. Im allgemeinen ist dieser Effekt nur fr wenige Teilchen sichtbar, da dann die relative nderung am grten ist. Quantensprünge einzelner Teilchen wurden erstmals 1986 von Nagourney et al. [143] an  $\text{Ba}^+$ -Ionen, von Bergquist et al. [24] an  $\text{Hg}^+$ -Ionen und von Sauter et al. [172] ebenfalls an  $\text{Ba}^+$ -Ionen beobachtet. Zur Bestimmung der Lebensdauer der metastabilen D-Zustnde von  $\text{Ca}^+$  wurde diese Methode zuerst von Uraibe et al. [188] sowie spter von Ritter et al. [165] eingesetzt. Um aus der Beobachtung von Quantensprünge die Lebensdauer eines Zustands zu bestimmen geht man folgendermaen vor. Die Prparation erfolgt analog wie bei der vorherigen Methode, d.h. man besetzt das metastabile Niveau entweder durch direkte Anregung oder indirekt durch optisches Pumpen. Fr Atome mit  $\Lambda$ -System kann man wiederum das Prinzip des Quantenverstärkers [59] benutzen. Dabei detektiert man die Besetzung des metastabilen Niveaus, das nur ber schwache Zerfallskanle an den Grundzustand gekoppelt ist, ber das Fehlen von Photonen auf einem starken elektrischen Dipolbergang. Im Fall von  $\text{Ca}^+$  bedeutet ein bergang ins D-Niveau das Fehlen von  $10^8$  Photonen/s auf dem  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ -bergang, was wesentlich leichter nachweisbar ist als der direkte Zerfall. Man beobachtet nach der Prparation, da die Fluoreszenz verschwindet. Der Vorteil der Quantensprünge ist, da die Fluoreszenz fr ein Ion quantisiert ist. Die detektierte Fluoreszenz setzt sich aus dem Untergrund und der pro Ion detektieren Anzahl Photonen zusammen. Man mu bei der Messung an einem Ion also nur zwischen zwei diskreten Niveaus unterscheiden, nmlich *An* und *Aus*, d.h. Untergrund und Untergrund plus Fluoreszenz eines Ions. Da der Unterschied zwischen diesen beiden Zustnden meistens sehr gro ist - typischerweise mindestens  $10^8$  counts/s - kann man zwischen ihnen sicher unterscheiden, selbst wenn das Signal rauscht. Zerflt das Ion, nimmt die Fluoreszenz sprunghaft auf das vorherige Niveau zu. Um aus den beobachteten Quantensprünge die Lebensdauer zu bestimmen, mu man die Anzahl der bergnge in einer bestimmten Zeit analysieren. Entweder strahlt man permanent den sogenannten Shelving Laser ein und erhlt ein sogenanntes *random telegraph signal* oder man strahlt den Shelving Laser nur fr eine begrenzte Zeit ein und bestimmt nach dessen Abschalten die Zeit bis das Ion zerflt.

experimentelle Lebensdauern [s]

Urabe [188]	1.08(22)
Ritter et al. [165]	0.969(21)
Arbes et al. [13]	1.054(61)
Knoop et al. [118]	0.994(38)
Gudjons et al. [96]	1.064(17)
Lidberg et al. [128]	1.09(5)
Arbes et al. [14]	1.24(39)
diese Arbeit [34]	1.100(18)
Steane et al. [19]	1.164(7)

Wiederholt man dieses Experiment mehrmals, so kann man aus der Hufigkeitsverteilung der Dunkelzeiten die Lebensdauer extrahieren. D.h. man trgt die Anzahl der Sprnge pro Zeitintervall in einem Histogramm auf und pat einen exponentiellen Zerfall an. Um dies mit einer guten Genauigkeit von ca. 1% machen zu knnen, mu man einige Tausend Sprnge aufnehmen, damit der statistische Fehler entsprechend klein wird.

### 7.3 Die Lebensdauer des $3D_{5/2}$ Zustandes von $\text{Ca}^+$

Die Lebensdauern der metastabilen 3D-Zustnde des  $\text{Ca}^+$ -Ions sind in der Vergangenheit bereits von verschiedenen Gruppen theoretisch und experimentell untersucht worden. Dafr gibt es eine Reihe von Grnden. Die Lebensdauer metastabiler Zustnde ist wie oben erwht generell als Test der Wellenfunktionen gut geeignet. Die Lebensdauer der D-Zustnde bestimmt die minimale Linienbreite bei der Realisierung eines Frequenzstandards auf dem Feinstrukturbergang  $3D_{3/2} - 3D_{5/2}$  in  $\text{Ca}^+$ . Sie stellt ebenfalls die maximale Khrenzzeit bei einem Quantengate dar, wenn man den  $3D_{5/2}$ -Zustand als Q-bit einsetzt. Die Lebensdauer des metastabilen Niveaus von  $\text{Ca}^+$  spielt aber auch in der Astrophysik eine Rolle [104]. Dabei ist  $\text{Ca}^+$  mit  $Z=20$ , d.h. 19 Elektronen, ein System, bei dem die *Core-Valence*-Wechselwirkung bereits einen groen Effekt darstellt. Trotz einer wasserstoffhnlichen Schalenstruktur mit einem Valenzelektron, fhrt die Wechselwirkung zwischen der Hille (core) und dem Valenzelektron bereits zu nennenswerten Korrekturen gegenber einem simplen Modell. Eine Polarisierung des Cores fhrt zu einer Modifikation des vom Valenzelektron gesehenen Kernfeldes.

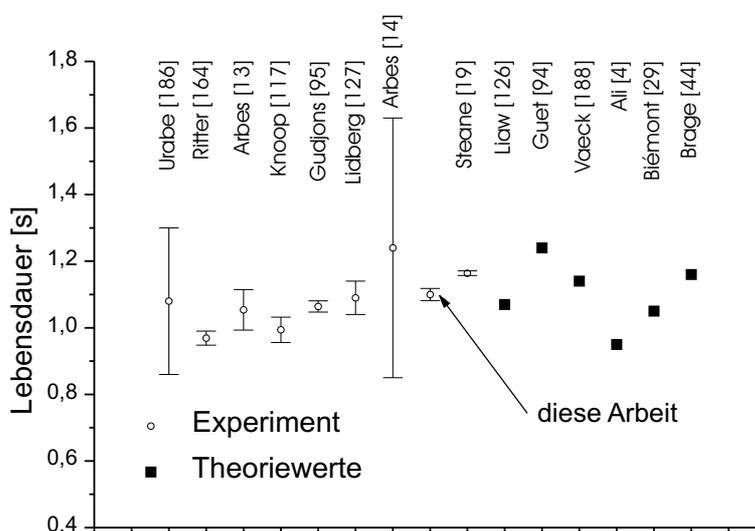
Im Einzelnen wurde die Lebensdauer des  $3D_{5/2}$ -Zustandes von folgenden Gruppen bestimmt: Ali und Kim [4] berechneten die Lebensdauer mit der relativistischen Dirac-Fock-Nherung und erhielten einen Wert von 0,95s. Guet und Johnson [95] erhielten mit relativistischer Vielteilchen-Strungstheorie (Multi-Body-Perturbation-Theory) eine Lebensdauer von 1,236s. Bimont et al. [29] erhielten mit dem Superstructure Verfahren 1,07s, Vaeck et al. [190] berechneten mit dem Multi-Configuration-Hartree-Fock-Verfahren 1,15s. Die verschiedenen Resultate sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Man sieht, da die theoretischen Vorhersagen der Lebensdauern stark variieren. Da die Elektron-Elektron-Wechselwirkung bei den verschiedenen Verfahren zur Berechnung der Lebensdauer auf unterschiedliche Weise eingeht, erklrt sich die Streuung der theoretischen Vorhersagen. Um nun darber zu entscheiden, welches der verschiedenen Modelle die Realitt am besten beschreibt, ist ein prziser experimenteller Wert von groem Interesse. Diese Tatsache hat viele experimentelle Arbeiten auf diesem Gebiet motiviert. Die vorliegenden experimentellen Werte stammen fast ausnahmslos aus Experimenten in Ionenfallen, wobei unterschiedliche Methoden benutzt wurden. Urabe et al. [188] setzten als Erste die Methode der Quantensprnge eines einzelnen Ions an  $\text{Ca}^+$  in einem Demonstrations-

theoretische Lebensdauern [s]

Liaw [127]	1.07
Guét et al. [95]	1.24
Vaeck et al. [190]	1.14
Ali et al. [4]	0.95
Biémont et al. [29]	1.05
Brage et al. [43]	1.16

**Tabelle 7.1.** Theoretische und experimentelle Werte für die Lebensdauer des metastabilen  $3D_{5/2}$  Niveaus von  $Ca^+$ . Auer der Messung von Lidberg et al. stammen alle Werte aus Experimenten in Ionenfallen.

experiment ein und erhielten 1,08(22)s. Ritter et al. [165] verwendeten die gleichen Methode



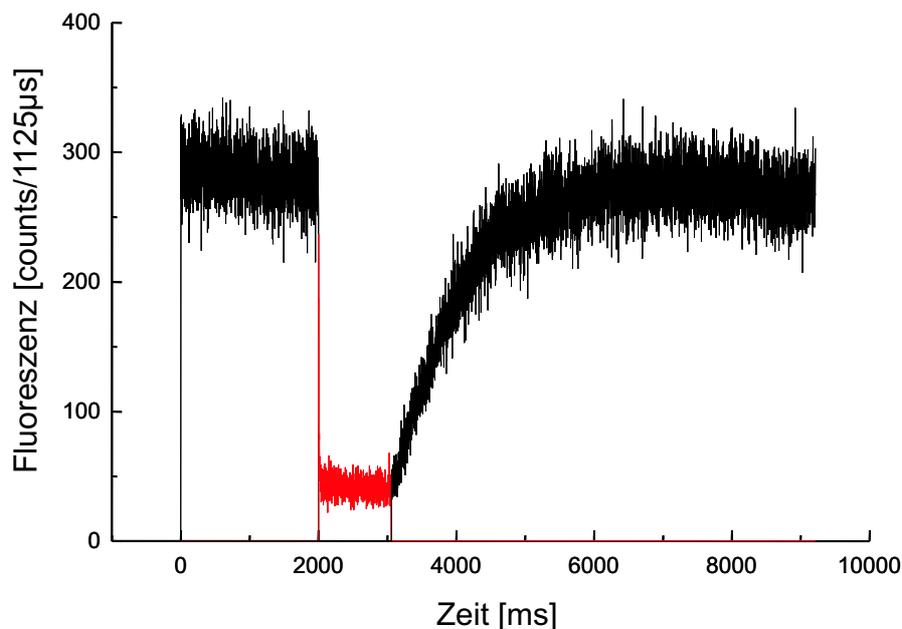
**Abbildung 7.2.** Grafik der theoretischen und experimentellen Werte für die Lebensdauer des metastabilen  $3D_{5/2}$ -Niveaus von  $Ca^+$ , die in Tabelle 7.1 zusammengestellt sind. Man sieht, da die Theoriewerte stark variieren. Aufgrund der Variation der verschiedenen experimentellen Resultate, kann noch keine eindeutige Entscheidung über die Güte der verschiedenen Modelle getroffen werden.

und erhielten mit 0,969(21)s ein Resultat mit höherer Präzision aufgrund einer besseren Statistik. In einer Messung an einer puffergasgekühlten Ionenwolke, die in unserer Gruppe von Arbes et al. [13, 14] durchgeführt wurde, ergab sich ein Wert von 1,24(39)s. Knoop et al. [118] erhielten nach dem selben Prinzip 0,994(38)s. Gudjons et al. [96] haben eine kleine, lasergekühlte Ionenwolke verwendet und erhielten mit 1,064(17)s einen der Werte mit größter Genauigkeit bisher. Etwa zeitgleich zu der hier präsentierten Messung wurde von Lidberg et al. [128] eine Messung an einem Ionenstrahl durchgeführt. Das Ergebnis liegt mit 1,07s wieder bei einem höheren Wert von über 1s, aber die Genauigkeit ist schlechter als bei den Ionenfallenexperimenten. Sie ist auch durch Korrekturen wegen einer Druckabhängigkeit limitiert. Man sieht in Abb. 7.2, da die Werte noch recht stark streuen und noch keine eindeutigen Schlüsse bezüglich der verschiedenen theoretischen Modelle zulassen. Im Übrigen gab es keine Hinweise darauf, warum die experimentellen Resultate so starke Abweichungen zeigen. Es gibt also Bedarf für weitere Untersuchungen sowohl theoretisch als auch experimentell.

## 7.4 Messungen und Ergebnisse

### 7.4.1 Messung an einer lasergekhlten Ionenwolke

Für die erste Messung wurde die oben beschriebene Methode verwendet, bei der die Fluoreszenz als Funktion der Zeit geprobt wird. Die Messung wird analog zu einer früheren in einer hyperbolischen Paulfalle von Gudjons et al. [96, 93] durchgeführt. Dabei wird die Lebensdauer des  $3D_{5/2}$ -Zustands von  $\text{Ca}^+$  durch Beobachtung der Fluoreszenz einer lasergekhlten Ionenwolke unter Verwendung der Methode des Quantenverstärkers bestimmt. Man kühlt eine Ionenwolke aus einigen hundert Ionen mit Laserlicht auf den bergigen  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$  und  $3D_{3/2} - 4P_{1/2}$ . Die Kühlung ist für diese Methode nicht essentiell, aber sie erlaubt längere Speicherzeiten. Zur Präparation der Teilchen im  $3D_{5/2}$ -Zustand strahlt man einen dritten Laser auf dem  $3D_{3/2} - 4P_{3/2}$ -bergang ein (Shelving-Laser). Die Teilchen können aus dem  $4P_{3/2}$ -Niveau sowohl in den Grundzustand als auch in das metastabile Niveau zerfallen. Aufgrund der stark unterschiedlichen Lebensdauern der 4P- und 3D-Zustände sind nach kurzer Zeit alle Ionen im  $3D_{5/2}$ -Zustand. Man kann den Zustand auch besetzen, indem man einen Laser direkt auf dem Quadrupolbergang  $4S_{1/2} - 3D_{5/2}$  einstrahlt, hier war dafür aber kein Laser verfügbar. Man beobachtet nach dem



**Abbildung 7.3.** Lebensdauerermessung an einer lasergekhlten Ionenwolke. Eine Ionenwolke wird mit Laserlicht auf den bergigen  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$  und  $3D_{3/2} - 4P_{1/2}$  gekühlt und mit einem Shelving-Laser auf dem  $3D_{3/2} - 4P_{3/2}$ -bergang in das metastabile  $3D_{5/2}$ -Niveau gepumpt. Dadurch sinkt die auf dem  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ -bergang beobachtete Fluoreszenz bis auf den Untergrund ab, wenn alle Ionen im metastabilen Zustand sind. Danach wird der Shelving Laser mit einem mechanischen Shutter geblockt und der Zerfall der Ionen beobachtet. Man sieht, da die beobachtete Fluoreszenz exponentiell gem  $1 - e^{-t/\tau}$  ansteigt. Durch Anpassen einer Exponentialfunktion an den Anstieg erhält man einen Wert für die Lebensdauer.

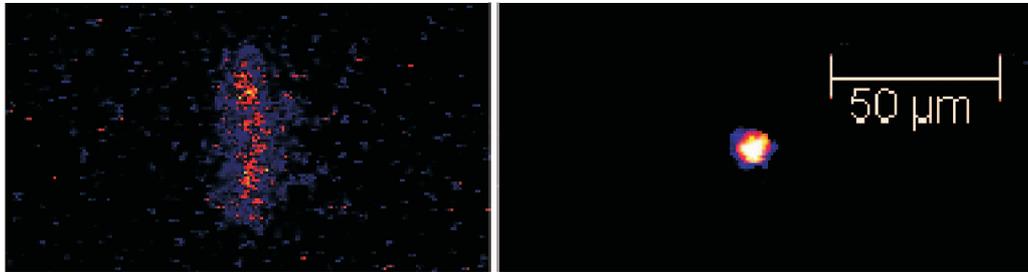
Blocken des Shelving-Lasers den Zerfall des metastabilen Zustands über die Fluoreszenz auf dem  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ -bergang. Diese verschwindet, wenn die Ionen im metastabilen Zustand sind, da dieser komplett vom Kühl- und Nachweiszzyklus entkoppelt ist. Beim Zerfall steigt die Fluoreszenz dann gem  $1 - e^{-t/\tau}$  exponentiell an. Aus der Anpassung der entsprechenden Funktion

an den beobachteten Anstieg erhält man so die Lebensdauer. Abb. 7.3 zeigt ein Beispiel einer solchen Messung. Diese wurde mit der Kamera als Nachweissystem durchgeführt, die hier anstelle eines Photomultipliers eingesetzt wurde. Allerdings wurde bei dieser Messung die Ortsauflösung nicht ausgenutzt, sondern die Fluoreszenz über alle Pixel integriert ausgewertet. Diese Messung dient als Test des Kamerasystems. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass man in kurzer Zeit ein Resultat erhält. Es ergibt sich ein Wert von 1067(48)ms. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem von Gudjons erhaltenen Wert überein. Das Ergebnis wird später im Zusammenhang mit dem Ergebnis der Messung an einem Ion ausführlicher diskutiert. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist ein limitierender Faktor, weil die Unsicherheit bei der Anpassung an den Anstieg durch Rauschen größer wird. Außerdem können Heizeffekte den Anstieg der Fluoreszenz verändern. Nimmt sich nämlich die Temperatur der Ionen, während sie im metastabilen Zustand sind, wo sie von den Kühlern entkoppelt sind, kann die Fluoreszenz aufgrund der zusätzlichen Kühlzeit langsamer ansteigen als aufgrund des natürlichen Zerfalls. In unserem Fall wurde durch verschiedenlanges Blockieren der Kühllaser überprüft, ob sich die Ionen in der Zeit, die für die Messung benötigt wird, aufheizen. Ein solches Aufheizen wurde jedoch nicht beobachtet.

## 7.5 Messung an einem Ion - Der Meablauf

Um einen präzisen Wert für die Lebensdauer zu erhalten, der möglichst wenig von systematischen Fehlern beeinflusst ist, wird eine Lebensdauerermessung nach dem Prinzip der Quantensprünge realisiert. Man speichert dazu ein einzelnes  $Ca^+$ -Ion in der linearen Falle unter UHV-Bedingungen bei einem Restgasdruck von  $1 \times 10^{-10}$  mbar. Das Restgas kann mit einem Restgasanalysator (Quadrupolmassenspektrometer - Typ Argas Plus) untersucht werden, der auch erlaubt, die Zusammensetzung des Restgases zu ermitteln. Die Partialdrücke der wichtigsten Gase wie z.B. Wasserstoff ( $H_2$ ) oder Stickstoff ( $N_2$ ) können somit bestimmt werden. Der Wasserstoffpartialdruck beträgt typischerweise  $5 \times 10^{-11}$  mbar und damit stellt  $H_2$  den Hauptanteil des Restgases dar. Hat man ein einzelnes Ion präpariert, so wird die Verstimmung der Kühllaser auf den bergigen  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$  und  $3D_{3/2} - 4P_{1/2}$  optimiert. Die Intensität der Kühllaser ist dabei mindestens so groß wie die Stützungintensität. Sie beträgt typischerweise 1mW für den UV-Laser und  $850\mu W$  für den IR-Laser. Die Laser werden mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels belagert und mit einem kleinen Winkel von ca. 3° zur Achse in die Falle eingekoppelt. Die Mikrobewegung, die aufgrund von Kontaktpotentialen noch vorhanden sein kann, wird sorgfältig kompensiert. Das gewährleistet, dass das Ion über lange Zeit gespeichert bleibt, ohne diesem Streffekt ausgesetzt zu sein. Außerdem wird das Ion im Minimum des Speicherpotentials bei minimaler Feldstärke präpariert, so dass keinerlei elektrische Felder die Messung beeinflussen können. Da zur Kompensation der Mikrobewegung bei unserer Methode (Kap. 6.3) eine Kette günstiger ist als ein einzelnes Ion, startet man die Kompensation noch bevor man die Zahl der Ionen auf eins reduziert hat. Die Fluoreszenz wird auf dem  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ -bergang mit Hilfe einer ICCD-Kamera detektiert, vor der ein Interferenzfilter für diesen bergang sitzt. Nachdem die Laserfrequenzen auf beste Kühlung optimiert sind, stellt man per Software die Kamera so ein, dass nur noch eine einzige Zeile wiederholt ausgelesen wird. Diese wird so positioniert, dass sie in der Mitte des hellen Flecks des Ions liegt. Die Beschränkung der ausgelesenen Zeilen ist notwendig, um die maximale Zeitauflösung der Kamera von 20 ms auszunutzen. Für die (eigentliche) Messung muss das Ion im metastabilen Zustand präpariert werden. Um das Ion in den  $3D_{5/2}$ -Zustand zu pumpen, wird ein weiterer Laser benötigt. Da kein Laser für den direkten bergang  $4S_{1/2} - 3D_{5/2}$  zur Verfügung steht, wird das Ion indirekt durch Einstrahlen des  $3D_{3/2} - 4P_{3/2}$  bergangs in den  $3D_{5/2}$ -Zustand gepumpt (Shelving). Das  $4P_{3/2}$ -Niveau kann in den  $3D_{5/2}$ -Zustand und den Grundzustand zerfallen, wobei das Verzweungsverhältnis etwa 1:15 ist. Der Shelving-Laser wird ebenfalls mit

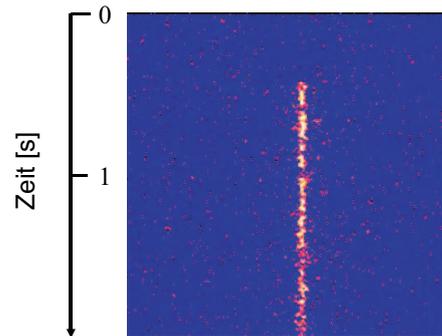
den anderen Laser berlagert in die Falle eingekoppelt. Die Einstrahldauer betrgt im Experiment etwa 1s. Um das Ion mit hoher Wahrscheinlichkeit ins metastabile Niveau zu bringen, bentigt man nur eine geringe Leistung von ca.  $100\mu\text{W}$ . Daher kann man diesen Laser ber ein Glasplttchen mit den Khllasern berlagern. Ist das Ion im metastabilen Zustand, werden keine Photonen



**Abbildung 7.4.** Vergleich zwischen heiem und kaltem Ion. Das linke Bild zeigt ein heies Ion mit einer groen Schwingungsamplitude. Das rechte Bild zeigt ein einzelnes, gut gekhltes Ion.

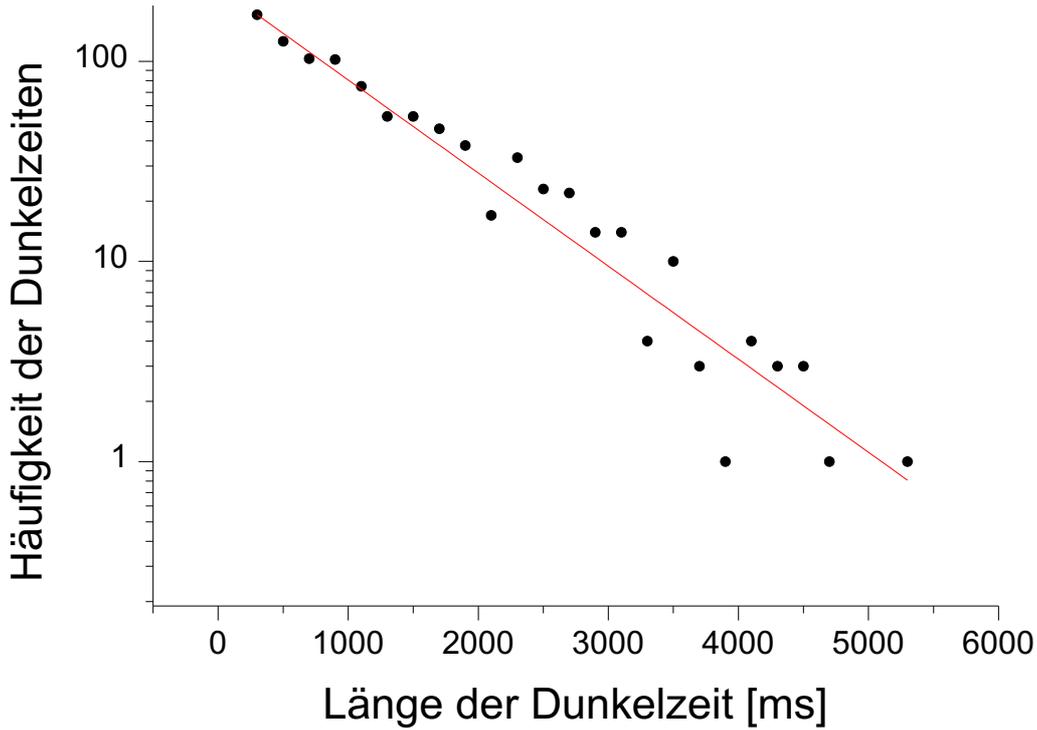
mehr gestreut, da dieser Zustand von den Khllasern vollstndig entkoppelt ist. Der Shelvinglaser wird nach der Prparationszeit mit einem mechanischen Shutter (Newport 846HP) geblockt und das Auslesen der ICCD-Kamera wird gestartet. Ein mechanischer Shutter hat den Vorteil, da die Auslöschung wirklich hundertprozentig ist. Benutzt man hingegen akustooptische Modulatoren, so ist die Abschwächung nur  $10^{-4}$ . Die Schaltzeit des Shutters wird mit kleiner als 3ms angegeben. Die beiden Khllaser sind whrend der Messung permanent an, um das Ion sofort nach dem Zerfall detektieren und khlen zu knnen. Der gesamte Meablauf wird von einem Computer gesteuert. Er schaltet den Shutter, startet das Auslesen der Kamera, speichert die Bilder und erlaubt das Einstellen der Laserfrequenzen. Die Kamera wird anstelle eines Photomultipliers benutzt, da man so eventuell vorhandene Aufheizeffekte wie Ste leichter erkennen kann, die sich in einem greren Fleck auf dem Kamerabild bemerkbar machen. Ein Beispiel fr ein aufgeheiztes Ion im Vergleich zu einem gut gekhlten ist in Abb. 7.4 dargestellt. Heizt sich nmlich das Ion, whrend es im metastabilen Niveau ist, auf, so ergibt sich eine Verflschung der gemessenen Dunkelzeit aufgrund der Khlzeit. Das Ion wird nicht gekhlt, whrend es sich im metastabilen Niveau befindet. Selbst fr Ionenwolken konnte jedoch in der Zeitdauer von einigen Sekunden kein Aufheizen beobachtet werden. Das wurde auch von Gudjons [92] bei seiner Messung in der hyperbolischen Falle besttigt. Auerdem lt sich bei Verwendung der Kamera ausschließen, da weitere Fremdionen in der Falle verblieben sind. Beobachtet man das Bild ber lngere Zeit, so wrde man, wenn weitere Ionen gespeichert wrden, Platzwechsel des Ions feststellen, die durch Ste mit Restgasatomen hervorgerufen werden. Solche Fremdionen knnen durch Ionisation des Restgases oder andere Ca-Isotope entstehen, wrden aber nicht zur Fluoreszenz beitragen. Jede Merihe besteht nun aus einer mehrfachen Wiederholung dieses Zyklus aus Prparation und Detektion, fr jede Einzelmessung wird das Kamerabild abgespeichert. Da die Frequenzstabilitt der Laser insbesondere durch eine Drift von einigen MHz pro Stunde limitiert ist, mu man in regelmigen Zeitabstnden die Frequenzen manuell nachregeln. Das Ion steht unabhngig davon normalerweise fr einen ganzen Metag zur Verfugung.

Aufgrund der Gre der ICCD-Chips mit 580 Zeilen kann man maximal eine Aufnahme von ca. 6s machen, zusammen mit der Prparationszeit von 2s dauert eine Einzelmessung somit 8s. Solche Einzelmessungen werden nun einige tausend mal wiederholt. Jedes Bild enthlt die gemessene Fluoreszenz als Funktion der Zeit. Es ergibt sich eine *weie Spur* des Ions (Abb.7.5), die beginnt wenn das Ion zerfallen ist. Die Zeit vom Start der Messung bis zum Zeitpunkt, ab dem das Ion wieder am Khlzyklus teilnimmt und zur Fluoreszenz beitrgt, wird bestimmt. Dazu wird



**Abbildung 7.5.** Spur eines einzelnen Ions aufgenommen mit der ICCD-Kamera durch wiederholtes Auslesen einer Zeile. Das Ion wird wie blich lasergekühlt und die Fluoreszenz auf dem  $4S_{1/2}$ - $4P_{1/2}$ -bergang detektiert. Nachdem es mit dem Shelving-Laser auf dem  $3D_{3/2}$ - $4P_{3/2}$ -bergang optisch in das metastabile  $3D_{5/2}$  Niveau gepumpt wurde, wird zum Zeitpunkt  $t=0$  der Shelving Laser ausgeschaltet und die Auslese beginnt. Das Ion wird wieder sichtbar, wenn es nach dem Zerfall wieder am Khlzyklus teilnimmt. Dieser Zeitpunkt wird bestimmt. Danach wird der Zyklus mehrfach wiederholt.

eine von Peter Seibert geschriebene Software verwendet, um das Verfahren zu automatisieren. Aufgrund der anfallenden Datenmenge ist eine automatisierte Auswertung unumgnglich. Allerdings mu die Zuverlssigkeit des Programms durch umfangreiche manuelle Stichproben berprft werden, was ebenfalls zeitaufwendig ist. Da es sich beim Zerfall um einen statistischen Proze handelt, mu man den Mezyklus mehrere hundertmal wiederholen, um mit guter Statistik ein gutes Ergebnis zu erhalten. Um aus den Werten der Dunkelzeiten die Lebensdauer zu erhalten, erstellt man ein Histogramm der gemessenen Dunkelzeiten. Da es sich um einen exponentiellen Zerfalls gem  $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau)$  handelt, trgt man die Verteilung am besten logarithmisch gegen diese Zeiten auf. An die Messwerte passt man eine Gerade an, aus deren Steigung sich die Lebensdauer ergibt. Da sich in den ersten Messreihen eine deutlich krzere Lebensdauer ergab als in einer vorangegangenen Messung an einer lasergekhlten Ionenwolke, wurden weitere Untersuchungen notwendig. Es wurden verschiedene Effekte untersucht, die zu einer Verkrzung der Lebensdauer fhren knnen. Selbst kleine Strungen knnen schon einen nennenswerten Effekt auf das Ergebnis haben. Es kann durch Ste mit Restgasatomen zu einer Verkrzung der Lebensdauer kommen. Dieser Effekt wird als Quenchen bezeichnet. Bei einem Restgasdruck in der Apparatur von  $1 \times 10^{-10} \text{ mbar}$  bestimmt sich die Quenchrate fr Wasserstoff, dem Hauptbestandteil des Restgases, anhand des bekannten Wirkungsquerschnitts [12] zu etwa 1ms und kann daher als Ursache vernachlssigt werden. Da die Lebensdauer der meisten atomaren Niveaus nur einige ns betrgt - also viele Grenordnungen weniger -, reicht schon eine kleine Ankopplung in der Grenordnung von  $10^{-6}$ . In unserem Fall knnte das metastabile  $3D_{5/2}$ -Niveau z.B. an das kurzlebige  $4P$ -Niveau angekoppelt werden, wodurch sich die gemessene Lebensdauer reduzierte. Diese Kopplung kann durch Stark-Mischen zustande kommen, d.h. wenn durch elektrische Felder ein kurzlebige Niveau dem metastabilen Zustand beigemischt wird. Hier knnen das Fallenfeld oder die Laserfelder (ber den AC-Starkeffekt) in Frage. Die Fallenfelder am Ort der Ionen, die wegen der Khlung nur geringe Bewegungsamplituden haben, sind so gering, da sie keinen Effekt haben (siehe Kap.7.6). Um einen Einflu der Laserfelder zu untersuchen, wurde deren Leistung variiert. Der Khlaser, der die hchste Intensitt der beteiligten Laser aufweist, hatte jedoch keinen Einflu auf die gemessenen Werte der Lebensdauer. Selbst bei einer nderung der Leistung um einen Faktor zehn nderte sich die gemessene Lebensdauer nicht. Eine Variation der Leistung des Rckpumpasers hatte jedoch einen deutlichen Einflu. Es ergab sich



**Abbildung 7.6.** Exemplarisches Histogramm der Dunkelzeiten beim Zerfall eines einzelnen Ions aus dem metastabilen Zustand. Die Häufigkeiten werden logarithmisch gegen die Zeit aufgetragen. Die an die experimentellen Daten angepasste Gerade (Exponentialfunktion) ist ebenfalls eingezeichnet. Aus Ihrer Steigung ergibt sich der Wert für die Lebensdauer.

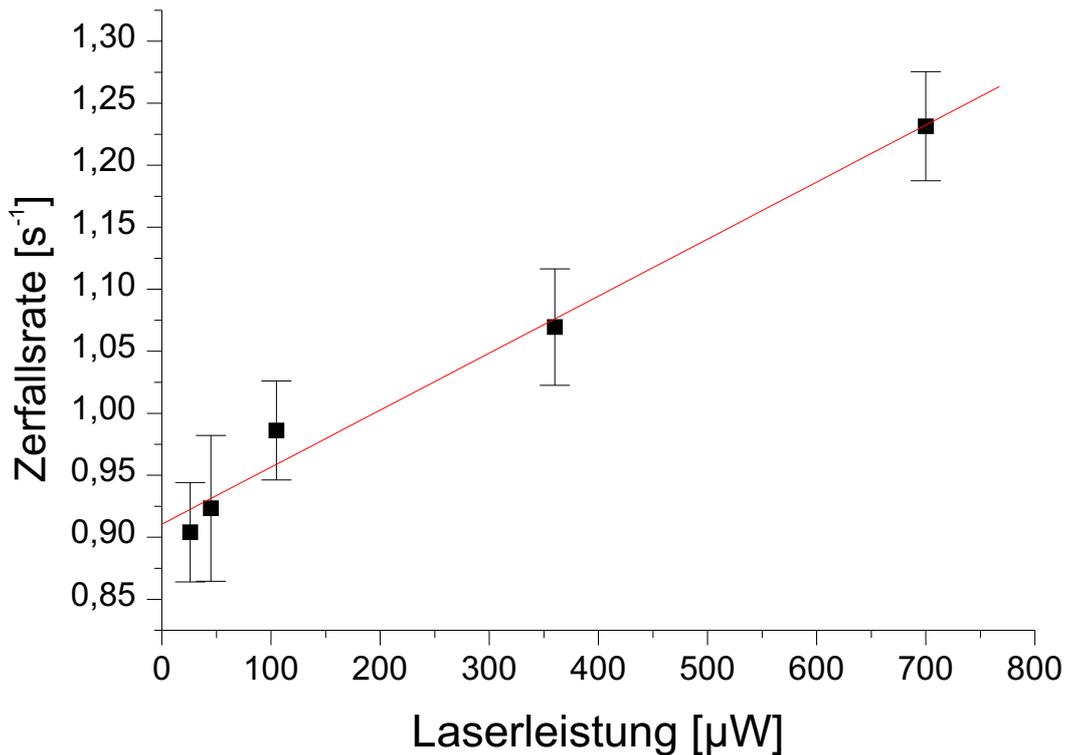
eine lineare Abhängigkeit der Lebensdauer von der Laserleistung (Abb.7.7). Eine nichtresonante Anregung, d.h. eine Anregung des Linienflügels des Lorentzprofils des  $4P_{3/2} - 3D_{5/2}$ -bergangs durch den Rückpumplaser würde zu einer linearen Abhängigkeit von der Laserleistung führen, da die bergangsrate proportional zur Laserintensität ist. Daher soll überprüft werden, wie stark der  $4P_{3/2} - 3D_{5/2}$ -bergang durch den Rückpumplaser trotz des großen Abstands der beiden D-Niveaus von 1.8THz angeregt wird. Dazu wird eine einfache Abschätzung gemacht: Die bergangsrate für einen bergang zwischen einem atomaren Niveau 1 und 2 ist nach der einfachen Theorie für die Absorption von Licht durch ein Atom gegeben durch

$$R_{12} = \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \frac{\pi^2 c^3}{\hbar \omega_{12}^3} A_{21} \frac{I}{c} g(\omega_L - \omega_{12}) \quad (7.5)$$

dabei ist  $J_i$  der Gesamtdrehimpuls im Zustand  $i$ ,  $\omega_{12}$  die bergangsfrequenz,  $\omega_L$  die Laserfrequenz,  $A_{21}$  der Einsteinkoeffizient für Absorption,  $I$  die Laserintensität und  $g$  das normierte Linienprofil, das als Lorentzkurve gem

$$g(\omega_L - \omega_{12}) = \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega_L - \omega_{12})^2 + \Gamma^2/4} \quad (7.6)$$

angenommen werden kann. Bei  $\omega_L - \omega_{12} \gg \Gamma$  kann es aber nur bei starker Stützung des bergangs zu einer nennenswerten bergangsrate kommen. Für unsere Parameter, d.h. mit einer Leistung des Rückpumplasers von 1mW bei einem Strahldurchmesser von  $100\mu\text{m}$ , errechnet sich eine maximale bergangsrate von  $9,38 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ , d.h. ca. 1% der spontanen Zerfallsrate. Das ist ungefähr um einen Faktor 30 geringer als die beobachtete Abregungsrate. Würden anderen



**Abbildung 7.7.** Abhngigkeit der Zerfallsrate des  $3D_{5/2}$ -Zustands eines einzelnen, gespeicherten Ions von der Leistung des Rckpumpasers. Man erhlt durch lineare Extrapolation auf Laserleistung Null einen Wert fr die Lebensdauer von 1100(18)ms.

Strahlungsquellen zu dieser Anregung beitragen, so knnte zwar die passende Grenordnung erreicht werden, aber das wrde nicht die beobachtete Abhngigkeit von der Laserleistung erklren. Daher mu eine andere Mglichkeit in Betracht gezogen werden, nmlich die resonante Anregung des  $4P_{3/2} - 3D_{5/2}$ -bergangs durch eine schwache Komponente im Emissionsspektrum des Diodenlasers bei dieser Wellenlge. Diese Mglichkeit haben Barton et al. [19] aufgezeigt, die eine vergleichbare Messung durchgefhrht haben. Dort wurde ebenfalls eine lineare Abhngigkeit der Lebensdauer von der Laserleistung in der gleichen Grenordnung wie hier beobachtet. Allerdings konnte diese Abhngigkeit bis auf praktisch Null reduziert werden, indem der Rckpumpaser mit Hilfe eines externen Gitters zustzlich spektral gefiltert wurde. Dort wurde - wie auch hier - ein gitterrckgekoppelter Diodenlaser als Rckpumper eingesetzt. Demnach gab es im Spektrum des dortigen Diodenlasers eine Komponente bei 854nm. Bei diesem Typ von Diodenlaser wird die Wellenlge durch optische Rckkopplung von einem Gitter gegenber der freilaufenden Wellenlge der Laserdiode verschoben. Es kann dann im Emissionsspektrum neben dem starken Peak bei der vom Gitter bestimmten Wellenlge dennoch eine Komponente bei der freilaufenden Wellenlge der Laserdiode geben, da sie ein spektral sehr breites Verstrkungsprofil hat. Die freilaufende Wellenlge lag in der Nhe des  $4P_{3/2} - 3D_{5/2}$ -bergangs bei 854nm und war fr die Lebensdauerverkzrung verantwortlich. Da es sich bei dem in dieser Messung verwendeten Diodenlaser auch um einen Typ mit Gitterrckkopplung handelte, ist es also wahrscheinlich, da hier der gleiche Effekt vorliegt. Da die zum Zeitpunkt der Messung verwendete Laserdiode inzwischen ihren Betrieb eingestellt hat und ausgetauscht werden mute, konnte der genaue Zusammenhang nicht mehr endgltig geklrt werden. Da der Laser zur Messung der Leistungsabhngigkeit der Lebensdauer mit Neutralfiltern abgeschwcht wurde, ist in jedem Fall eine lineare Abhngigkeit zu erwarten. Eine lineare Extrapolation auf Laserleistung Null ist damit sicher

gerechtfertigt. Daher sollte als extrapoliertes Wert das gleiche Resultat erhalten werden wie bei einem Fehlen dieser spektralen Komponente. Der so erhaltene Wert von Barton et al. von 1168(7)ms weist aber eine kleine Diskrepanz zu dem hier erhaltenen Wert von 1100(18)ms auf. Auf der Suche nach einem bislang unbemerkten Streffekt eventuell eine resonante Anregung des  $4P_{3/2} - 3D_{5/2}$ -bergangs durch eine breitbandige thermische Strahlungsquelle in Frage, die eine genügend hohe spektrale Energiedichte bei der Wellenlänge dieses bergangs aufweist. Für die thermische Hintergrundsstrahlung eines Raumtemperaturresonators errechnet sich eine bergangsrate von ca.  $10^{-18}$ . Sie kommt daher als Ursache nicht in Frage. Ein glühender Draht hingegen, wie er beispielsweise bei der Druckmessung in der Vakuumkammer vorkommt, oder eine Glühlampe, die über das seitliche Fenster in die Apparatur scheinen kann, wäre unter Umständen in der Lage, die entsprechende bergangsrate zu bewirken. Die bergangsrate durch einen thermischen Strahler kann man berechnen gem:

$$R_{12} = \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} A_{21} e^{-\hbar\omega_{21}/kT} \quad (7.7)$$

Da ein solcher Strahler in alle Raumrichtungen abstrahlt, muß man noch einen Geometriefaktor einführen. Eine Abschätzung für eine Temperatur von  $T=1700\text{K}$  liefert eine Rate von ca.  $5 \times 10^{-3}$ . Endgültige Klärung kann auch hier erst eine neue, verbesserte Messung bringen. Dabei sind zusätzliche Verbesserungen der Stabilität des Lasersystems gegen Frequenzdrifts und ein besseres Vakuum durch eine neue Pumpe vorgesehen.

Man kann zusammenfassend festhalten, daß ein präziser Wert für die Lebensdauer des metastabilen Niveaus erhalten wurde, dessen Abweichung von früheren Resultaten durch den Einfluß des Rückpumpers erklärt werden kann. Dieser Einfluß sollte bei lasergekühlten Ionenwolken weniger stark ins Gewicht fallen als bei einzelnen Ionen, da dort die Ionen wegen größerer Bewegungsamplituden eine niedrigere, mittlere Intensität sehen. Der Wert zeigt eine gute Übereinstimmung zum Theoriewert von Liaw.

## 7.6 Fehlerquellen

Es gibt eine Reihe von Effekten, die zu einer Verkürzung der gemessenen Lebensdauer führen. Von den möglichen Fehlerquellen muß man sich - egal nach welcher Methode man die Messung durchgeführt hat - vor allem den Stößen mit Restgasatomen widmen. Das Ion kann auch durch solche Stöße in den Grundzustand zurückkehren, was man als Quenchen bezeichnet. Ist die Quenchrate in der Größe des statistischen Fehlers oder größer, so sind im allgemeinen mehrere Reihen bei unterschiedlichen Drücken für die relevanten Gase erforderlich, um die korrekte Lebensdauer zu erhalten. Dann kann man nämlich mit Hilfe einer Extrapolation auf Druck Null den korrekten Wert für die Lebensdauer erhalten. In unserem Fall beträgt der Druck in der Fallenkammer  $10^{-10}\text{mbar}$ . Der Partialdruck des dominanten Gases Wasserstoff, das einen hohen Wirkungsquerschnitt für Quenchen hat, beträgt ca.  $5 \times 10^{-10}\text{mbar}$ . Die Quenchrate  $\Gamma$  kann gem

$$\Gamma = \sum_{i=q,m} \frac{\Sigma_i v}{k_B T} \quad (7.8)$$

mit den gemessenen Werten für den Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Es ergibt sich eine Rate von  $1\text{ms}^{-1}$ . Bei der aktuellen Genauigkeit von ca. 1,5% spielt das Quenchen also keine Rolle. Soll die Genauigkeit wesentlich besser als 1% werden, so muß das Vakuum besser als  $10^{-10}\text{mbar}$  werden, um Quenchen weiterhin vernachlässigen zu können. Dazu wird die Apparatur mit einer Titan-Sublimationspumpe ergänzt, so daß der Druck gegenüber dem jetzigen Stand

nochmals um eine Größenordnung sinken dürfte. Die ultimative Lösung wäre natürlich, die gesamte Apparatur in einem Kryostaten unterzubringen und bei Temperaturen um 4K zu betreiben. Dadurch ließe sich ein außerordentlich gutes Vakuum erreichen. Allerdings wären für die Verwendung eines Kryostaten eine Reihe von apparativen Umbauten notwendig. Der Aufwand ist nur für eine Lebensdauerermessung sicherlich zu groß, besonders solange keine wesentlich besseren Theoriewerte vorliegen. Eine weitere Fehlerquelle, wenn man mit lasergeköhlten Ionen arbeitet, ist durch Heizeffekte gegeben. Das Problem besteht darin, da die Ionen im metastabilen Zustand vollständig von den Kollasern entkoppelt sind, so da sie sich in der Zeit, während sie im metastabilen Zustand sind, aufheizen können. Würde sich das Ion aufheizen, so würde der gemessene Wert für die Lebensdauer durch die zusätzliche Kühlzeit verlängert. In der Paulfalle ist z.B. der Mechanismus des Hochfrequenzheizens zu berücksichtigen, der bei einzelnen Ionen oder Kristallen allerdings keine Rolle spielt. Es kann darüber hinaus auch andere Heizeffekte geben. Bei Experimenten zur Präparation von Quantengattern wurden Heizraten untersucht und starkes Aufheizen beobachtet [168, 186]. Dabei handelt es sich allerdings um Ionen im Grundzustand, so da die Situation nicht ohne Weiteres tragbar ist. Man muß in jedem Fall überprüfen, wie lange die Ionen auch ohne Kollaser kalt bleiben. Dazu geht man experimentell so vor: Man blockt die Kollaser für eine gewisse Zeit und beobachtet den Anstieg des Fluoreszenzsignals nach dem Entblocken. Ist (praktisch) kein Anstieg beobachtbar, sondern steigt die detektierte Fluoreszenz direkt auf das vorherige Niveau an, hat sich das Ion innerhalb dieser Zeit nicht aufgeheizt. Da die Kühlzeiten durchaus im Millisekundenbereich liegen können, würde man einen exponentiellen Anstieg beobachten. Experimentell wurde festgestellt, da man die Laser für einige Sekunden blocken kann, ohne ein Aufheizen zu beobachten. Da die Ionen während einer Messung maximal einige Sekunden ungeköhlt wären, kann man Heizeffekte als Fehlerquelle hier also ausschließen. Schließlich soll noch der Einfluß des Speicherfeldes näher betrachtet werden. Durch ein Beimischen des kurzlebigen 4P-Niveaus über den Starkeffekt kann sich die Lebensdauer verkürzen. Es genügt hierbei schon eine kleine Beimischung von ca.  $3 \times 10^{-6}$ , da die Lebensdauern der beiden gemischten Niveaus sich um mehrere Größenordnungen unterscheiden. Eine simple Abschätzung gibt Auskunft darüber, ob das Speicherfeld am Ort des Ions stark genug ist, um diese Kopplung zu verursachen. Die Wellenfunktion setzt sich zusammen als

$$\Psi_m = \alpha\Psi_P + \beta\Psi_D \quad (7.9)$$

Die resultierende Zerfallsrate für den gemischten Zustand kann dann aus den Zerfallsraten der einzelnen Zustände gem

$$\langle \Psi_m | \Gamma | \Psi_m \rangle = \alpha^2 \Gamma_P + \beta^2 \Gamma_D \quad (7.10)$$

berechnet werden. Dabei ist  $\alpha$  die Stärke der Beimischung, die sich aus dem Übergangsmatrixelement

$$\alpha = \frac{\langle \Psi_m | \Gamma | \Psi_m \rangle}{E_P - E_D} E \quad (7.11)$$

ergibt. Das Matrixelement wird abgeschätzt, indem für  $r$  der Bohrsche Radius und die maximale Feldstärke eingesetzt wird, die die Ionen erfahren. Dazu geht man von der maximalen Bewegungsamplitude eines geköhlten Ions aus. Man erhält eine Rate von  $\Gamma = 10^{-8} \text{ms}^{-1}$ . Der Einfluß des Führungsfelds kann bei der momentanen Genauigkeit also auch vernachlässigt werden. Für  $\text{Ca}^+$  ergibt sich eine induzierte Übergangswahrscheinlichkeit von  $9 \times 10^{-14}$  [19] bei den üblichen Restfeldstärken, die z.B. bei unzureichender Kompensation der Mikrobewegung übrigbleiben. Eine rein technische Fehlerquelle ist die *Zeitmessung*. Das Timing, das von der Kameraelektronik geliefert wird, wurde mit einem Testaufbau überprüft. Dabei wurde eine LED mit einem präzisen Frequenzgenerator frequenzmoduliert betrieben. Das frequenzmodulierte Licht wurde mit

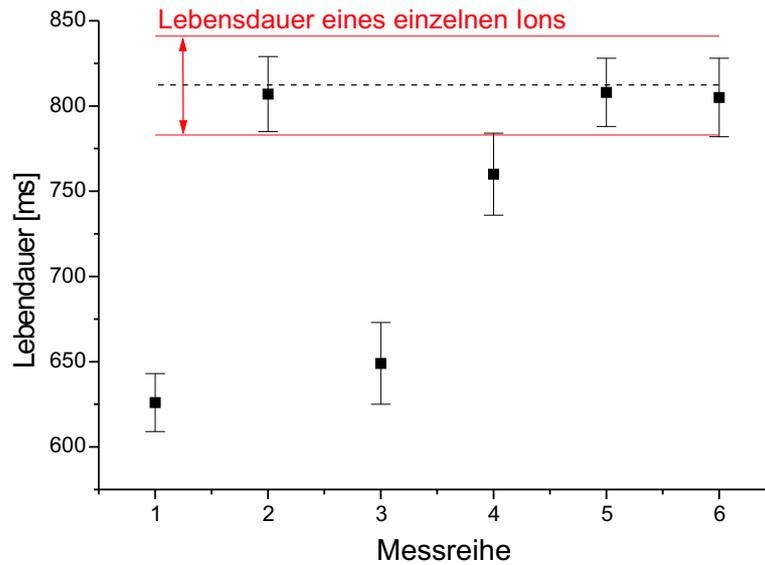
der Kamera aufgenommen. Zur Auswertung wurde an das gemessene Signal die entsprechende Funktion, typischerweise eine Sinusfunktion, angepasst. Aus dieser Anpassung wurde die Frequenz bestimmt und mit der am Generator eingestellten verglichen. Die daraus erhaltene Eichung wurde in der späteren Auswertung verwendet.

Es gibt noch zwei mögliche, systematische Fehlerquellen. Eine ist mit der minimalen Zeitauflosung der Kamera verbunden. Wenn diese so lang, da innerhalb dieser Zeitspanne ein Zerfall mit erneutem Anregen in den metastabilen Zustand stattfinden könnte, dann wäre es zu Beginn einer Messung möglich, da das Ion einen Zerfall gemacht hätte, den man nicht nachweist, wenn die Verschlusszeit der Shuttters entsprechend lange wäre. Eine weitere Fehlerquelle könnte durch die Schaltzeit des Shuttters gegeben sein. Das Auslesen der Kamera wird gestartet, wenn der Impuls zum Schließen an den Shutter geht. Dieser ist dann zu Beginn der Messung noch nicht komplett geschlossen. Dadurch ist die gemessene Dunkelzeit um die Schließzeit des Shuttters zu korrigieren. Das wurde hier nicht getan. Die Schließzeit wird vom Hersteller mit weniger als 3ms angegeben.

## 7.7 Verkürzung der Lebensdauer in Ionenketten - Kooperative Effekte?

Bei der beschriebenen Methode der Quantensprünge zur Bestimmung der Lebensdauer eines atomaren Zustands kommt es unter optimalen Bedingungen vor allem auf eine gute Statistik an, wenn man eine hohe Genauigkeit erreichen will. Dafür ist eine relativ lange Mezeit erforderlich. In unserem Fall dauerte eine Einzelmessung knapp 10s, so da man für einen Wert der Lebensdauer ca. 3 Stunden messen müsste. Ist noch eine systematische Abhängigkeit von einem Parameter wie z.B. der Laserleistung oder dem Druck gegeben, braucht man zur Untersuchung dieser Systematik mehrere Werte, so da sich die Mezeit weiter erhöht. Eine Reduktion der Mezeit ohne den Verlust an Genauigkeit und ohne die Gefahr zusätzlicher systematischer Fehlerquellen ist durch Erhöhung der Ionenzahl möglich. Da man vergleichbare Eigenschaften (Strungen, Temperatur) haben möchte, kommen nur (lineare) Ionenkristalle in Frage. Das ist in einer linearen Falle gut zu bewerkstelligen. Man kann problemlos Kristalle mit bis zu  $N_{max}$  Ionen erzeugen, die alle auf der feldfreien Achse sitzen. Bei der hier verwendeten Falle beträgt die maximale Kettenlänge  $N_{max} = 35$ . Dieser maximale Wert ist vor allem von den Fallenparametern, aber auch der verwendeten Vergrößerung, bei der der Kristall noch komplett auf den ICCD-Chip abgebildet werden kann, bestimmt. Um lineare Kristalle zu bekommen, braucht man bei gegebener Ionendichte ein bestimmtes Verhältnis der Potentialstrken in radialer zu axialer Richtung. Durch die technische Limitierung der maximalen Strke in radialer Richtung lassen sich Ketten ab einer bestimmten Ionenzahl nur noch erreichen, wenn man das axiale Potential immer weiter absenkt. Man sollte das Potential aber nicht zu niedrig machen, um die Speicherzeit nicht zu reduzieren.

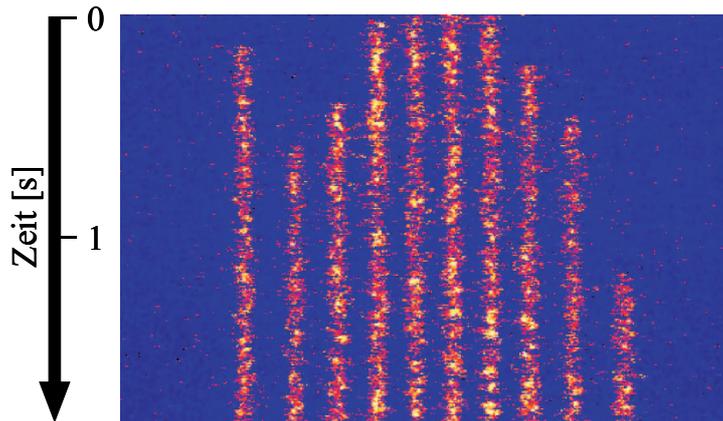
Zur Bestimmung der Lebensdauer an einem Kristall beobachtet man gleichzeitig die Quantensprünge aller Ionen in der Kette. Das bedeutet, da man in der gleichen Zeit maximal  $N_{max}$ -mal soviel Daten erhält. Die Messung selbst läuft analog wie bei einem Ion ab. Bei der hier verwendeten Variante der Methode der Quantensprünge, bei der man die Ionen mit einer ICCD Kamera nachweist und ihre Spuren analysiert, braucht man - aus technischen Gründen - einen Minimalabstand zwischen den Ionen, um die einzelnen Ionen gut unterscheiden zu können. Deswegen sollten bevorzugt lineare Ketten von Ionen verwendet werden. Um längere lineare Ketten zu erzeugen, braucht man ein passendes Verhältnis zwischen axialer und radialer Potentialtopftiefe, sonst bilden sich zickzackförmige oder komplexere Strukturen, bei denen der Abstand zwischen den Ionenspuren kleiner wird. Dann kann man die einzelnen Spuren schlechter unterscheiden. Bei einer Lebensdauerermessung an einem Ionenkristall muss man sicherstellen, da der Kristall



**Abbildung 7.8.** Lebensdauerermessung an einem linearen Kristall aus zehn Ionen im Vergleich zur Messung an einem Ion. Dargestellt sind die Ergebnisse einer Lebensdauerermessung an zehn Ionen verglichen mit dem Wert, der unter gleichen Bedingungen für ein Ion erhalten wurde. Die schwarze Linie gibt den Wert für ein Ion an, die roten Linien markieren den  $1\sigma$ -Fehler. Die Punkte mit Fehlerbalken sind die Resultate der Messung an zehn Ionen. Sie wurden in verschiedenen Messzyklen erhalten, die an verschiedenen Tagen gemacht wurden. Die experimentellen Parameter waren identisch. Wie man erkennt, stimmen die Werte teilweise mit dem für ein Ion erhaltenen überein, weisen jedoch wegen der besseren Statistik einen geringeren Fehlerbalken auf. Einige Werte zeigen jedoch eine massive Abweichung.

nicht während der Messung schmilzt. Theoretisch sollte der Kristall auch ohne Kühlung (unendlich lange) stabil sein, aber in der Praxis ist die Zeit natürlich z.B. durch Streuung mit Restgasatomen limitiert (bei größeren Kristallen spielt auch die Mikrobewegung der äußeren Ionen eine Rolle). Deshalb empfiehlt es sich, einen Teil der Ionen des Kristalls nicht in den metastabilen Zustand zu pumpen. Diese Ionen werden kontinuierlich gekühlt und kühlen die übrigen Ionen sympathetisch mit. Durch geeignete Einstellung der Leistung und der Einstrahlzeit des Shelving-Lasers kann man dies gewährleisten. Es reicht bereits ein einziges Ion zum Kühlen aus, aber in den meisten Experimenten waren zwei bis drei Ionen nicht im metastabilen Zustand. Die Messreihen wurden mit linearen Kristallen aus zehn Ionen durchgeführt, deren Abstand zueinander ungefähr  $10\mu\text{m}$  betrug. Analog zur Messung am einzelnen Ion wurden die Kühlaser permanent und der Shelving-Laser für eine kurze Vorbereitungszeit eingestrahlt. Anschließend wurde der Shelving-Laser geblockt und die Kamera ausgelesen. Danach wurde der Prozess mehrfach wiederholt. Die Auswertung der Daten erfolgte analog zur Messung an einem Ion. Die Quantensprünge aller Ionen im Kristall pro Messreihe wurden zusammengefasst und ausgewertet. Die Resultate zeigten verglichen mit denen für ein einzelnes Ion teilweise überraschende Ergebnisse. Die Erwartung wäre, da man ein mit den Messungen an einem Ion vergleichbares Ergebnis erhält, das bei gleicher Messzeit einen geringeren statistischen Fehler aufweist. In Abb. 7.8 ist exemplarisch das Ergebnis verschiedener Messungen für zehn Ionen bei einer Laserleistung des RückpumpLasers von  $720\mu\text{W}$  im Vergleich zur Messung an einem Ion zu sehen. Dabei waren alle experimentellen Bedingungen wie Laserleistung, Restgasdruck oder Speicherparameter<sup>1</sup> identisch, die Messungen fanden

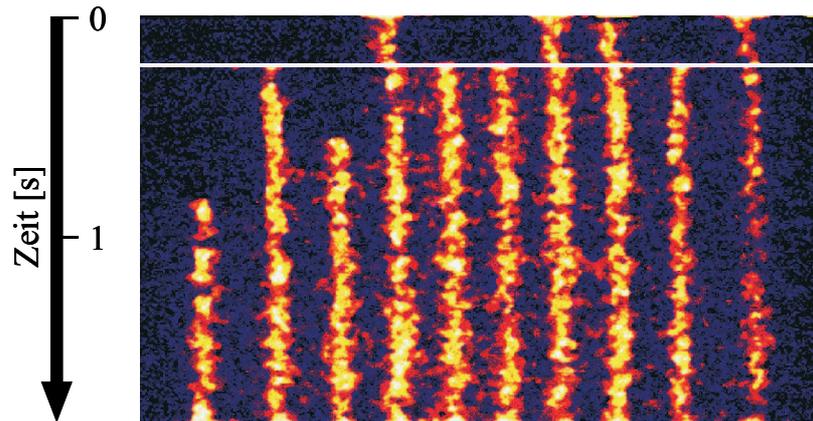
<sup>1</sup>Man muss sagen, da die Amplituden der radialen Speicherspannung identisch waren, während die axialen Span-



**Abbildung 7.9.** Lebensdauerermessung an einem linearen Kristall aus zehn Ionen. Die Messung erfolgte analog zu der an einem Ion. Es wurden die Quantensprünge aller Ionen berücksichtigt. Man versuchte durch geeignete Wahl der Intensität des Shelvinglasers dafür zu sorgen, dass einige Ionen nicht in den metastabilen Zustand gepumpt wurden. Dadurch stellt man sicher, dass der Kristall nicht schmilzt.

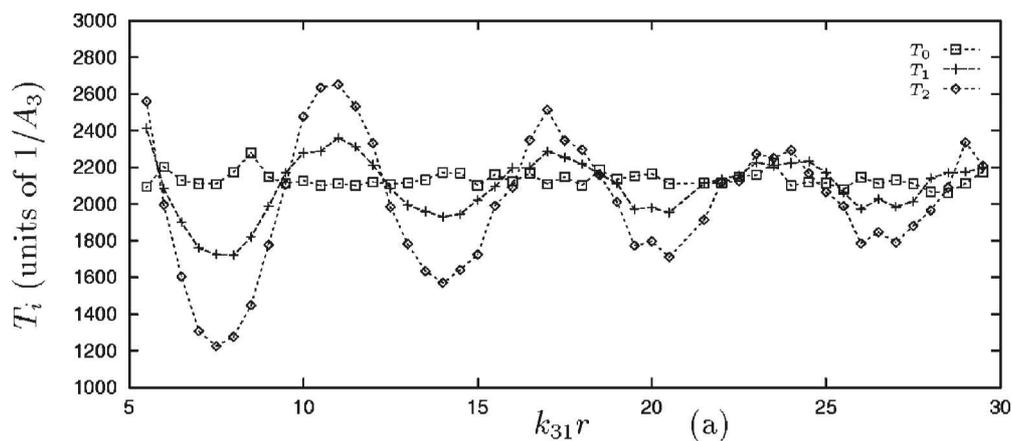
allerdings zu verschiedenen Zeiten und teilweise an verschiedenen Tagen statt. In Abb. 7.8 ist der Wert der Zerfallsrate  $\tau$  für ein Ion mit Fehler dargestellt (rote Linien). Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die Messungen an zehn Ionen dar. Aufgetragen ist jeweils der statistische Fehler ( $1\sigma$ ). Man sieht, dass die Ergebnisse  $\tau$  für zehn Ionen in einigen Fällen erwartungsgemäß mit dem Wert  $\tau$  für ein Ion übereinstimmen, wobei sie aufgrund der besseren Statistik einen geringeren Fehler aufweisen. Teilweise beobachtet man allerdings eine drastische Reduktion der Lebensdauer gegenüber dem Wert  $\tau$  für ein Ion. Eine genauere Betrachtung der Metadaten zeigte Unerwartetes. Man muss hierbei anmerken, dass für alle Messungen ein Bild mit den Ionenspuren vorliegt, von denen viele in der Testphase der Auswertungssoftware auch in Handarbeit analysiert wurden. Bei den Messreihen mit verkürzter Lebensdauer beobachtete man sehr häufig simultane Quantensprünge mehrerer (verschiedener) Ionen. Auch für unabhängige Teilchen ergeben sich natürlich zufällige Koinzidenzen. Man muss also die Wahrscheinlichkeit zufälliger koinzidenter Zerfälle für zwei oder drei Ionen berechnen und mit den experimentellen Resultaten vergleichen. Welche Gründe kann das haben? Normalerweise lässt sich die Beobachtung einer kürzeren Lebensdauer auf Störungen im Experiment zurückführen. So können verschiedene Mechanismen wie z.B. Abregung des metastabilen Niveaus durch Streuung mit Restgasatomen für eine solche Verkürzung sorgen. Die meisten Störungen (siehe Kap. Fehlerquellen) sollten allerdings zeitunabhängig sein und damit in allen Messreihen - insbesondere auch für die an einem einzelnen Ion - existieren. Man muss die Frage nach Störungen also präzisieren. Welche Effekte können vorliegen, die sich nur auf Ionenketten, nicht aber auf ein einzelnes Ion auswirken? Man könnte sich vielleicht vorstellen, dass der Wirkungsquerschnitt für Streuung mit Restgasatomen für Ketten höher ist als für einzelne Ionen. Aber selbst dann, wenn man eine lineare Abhängigkeit unterstellt, sollte die Quenchraten sich nicht so dramatisch ändern wie hier beobachtet. Worin können also die Unterschiede zwischen zehn Ionen und einem Ion noch liegen? Möglicherweise ist die Verkürzung der Lebensdauer ein Indiz für eine Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Ionen in der Kette. Handelt es sich bei diesen Beobachtungen nicht um technische Dreckeffekte, dann könnte es sich um kooperative Effekte handeln. Es gibt einige theoretische Arbeiten zu diesem Thema. Beige et al. [20] betrachten

nungen bei allen Messungen mit Ketten gleich waren, aber teilweise niedriger als bei einem Ion. Außerdem können die Korrekturspannungen leicht voneinander abweichen, da man nach jedem Erzeugen die Feinoptimierung für die Mikrobewegungskompensation korrigieren muss.



**Abbildung 7.10.** Lebensdauerermessung an 10 Ionen. Exemplarisch dargestellt ist eine Lebensdauerermessung mit 10 Ionen. Die Spuren stellen die von den Ionen beobachtete Fluoreszenz dar. Sechs Ionen waren zu Beginn der Messung im metastabilen Zustand, diebrigen wurden lasergekühlt. Die zusätzliche horizontale Linie soll den Zeitpunkt verdeutlichen, zu dem mehrere Ionen - hier vier - gleichzeitig zerfallen sind.

zwei Atome mit 3-Niveausystem. Die Atome können sich über eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung beeinflussen, wenn ihr Abstand sehr klein ist. Für die Fluoreszenz der Atome gibt es drei verschiedene Möglichkeiten: Zwei Atome leuchten (2), ein Atom leuchtet (1) oder kein Atom (0) leuchtet. Es kann bergange direkt vom Niveau 2 zu 0 geben, d.h. einen koinzidenten Zerfall. Um diese kooperativen Effekten zu untersuchen, kann man die mittlere Zeiten betrachten, für die das Fluoreszenzniveau 0, 1 oder 2 beobachtet wird. Es wurden Simulationen durchgeführt und als Ergebnis zeigt sich ein oszillatorisches Verhalten für diese Dunkelzeiten der Atome abhängig von ihrem Abstand  $r$ . Schon bei einem Abstand von 5 Wellenlängen ist der Effekt allerdings minimal. Ein Ergebnis ist in Abb. 7.11 gezeigt. Die Abstände der Ionen waren in dieser Messung mit



**Abbildung 7.11.** Kooperative Effekte: Variation der Dunkelzeiten zweier wechselwirkender Atome. Abb. entnommen aus Beige et al. [20]. Details siehe Text.

$10 - 20 \mu\text{m}$  relativ groß verglichen mit der Übergangswellenlänge, während die beobachteten Effekte mit bis zu 20% Reduktion sehr groß waren. Selbst wenn man unterstellt, dass der Effekt mit der Ionenanzahl zunimmt, erklärt das nicht das beobachtete Ergebnis.

Es sollte an dieser Stelle bemerkt werden, dass es bereits 1986 bei den frühen Beobachtungen von Quantensprüngen durch Siemers et al. [88] eine ähnliche Beobachtung gab wie hier. Dort

wurden Quantensprünge von bis zu drei  $\text{Ba}^+$ -Ionen untersucht. Es wurde eine hohe Zahl von Doppel- und Dreifachkoinzidenzen beobachtet. Dadurch angeregt wurde ein Experiment von Wineland [201] durchgeführt, der die Quantensprünge von zwei Ionen in geringem Abstand untersuchte und die Anzahl der Koinzidenzen bestimmte. In diesem Experiment gab es allerdings keine Anzeichen für kooperative Effekte. Durch diese Widersprüche motiviert, widmete sich 1989 Lewenstein dieser Frage und führte eine theoretische Behandlung des Problems [126] durch. Auch dabei ergab sich, dass es solche Koinzidenzen geben kann und die Zerfallsrate abhängig vom Abstand variieren kann, jedoch nur bei sehr kleinen Abständen - weniger als eine Wellenlänge. In unserem Fall ist der Abstand ca.  $10\mu\text{m}$  bei einer Übergangswellenlänge von  $729\text{ nm}$ , d.h. mehr als zehn Wellenlängen Abstand.

Vor kurzem untersuchten Zanthier et al. [206] wieder dieses Thema. Sie führten eine Monte-Carlo Simulation für das  $\text{In}^+$ -Ion durch, das für solche Untersuchungen sehr gut geeignet ist, da es einen Übergang bei einer Wellenlänge von ca.  $1\mu\text{m}$  besitzt, d.h. in der Größe des typischen Ionenabstands in deren Falle. Sie konnten im Wesentlichen die Ergebnisse von Lewenstein bestätigen. Sie wollen nun entsprechende Experimente mit  $\text{In}^+$ -Ionen durchführen, um die Theorie experimentell zu prüfen.

Experimentell ist es nicht ganz einfach, die Ionenabstände mit großer Präzision zu vermessen. Da Änderungen von Bruchteilen der Wellenlänge bedingt durch das Auflösungsvermögen des Kamerasystems meist nicht beobachtet werden können, muss man nach alternativen Wegen suchen. Aus der Messung der axialen Bewegungsfrequenz lässt sich der Abstand relativ präzise bestimmen, wie von Seibert [178] gezeigt wurde. Die Bewegungsfrequenzen konnten dort mit einer Genauigkeit von  $10^{-3}$  gemessen werden. Um den Teilchenabstand mit der gleichen Genauigkeit zu bestimmen, muss man das Potential gut kennen. Wie in Kapitel 3 beschrieben, ist das axiale Potential nicht harmonisch. Es kann z.B. mit Hilfe entsprechender Software numerisch bestimmt werden. Dann kann man entscheiden, in welchem Bereich das Potential in guter Näherung als harmonisch betrachtet werden kann. Dieser Bereich muss mit den Bewegungsamplituden lasergekühlter Ionen verglichen werden. Im allgemeinen ist diese Behandlung hier gerechtfertigt. Damit könnte bei einer zukünftigen Messreihe eine genauere Untersuchung der Abhängigkeit der Lebensdauer von den Ionenabständen durchgeführt werden.

Eine weiterer Mehrteilchen-Effekt, der die Lebensdauer eines atomaren Zustands durch die Beeinflussung der Teilchen untereinander modifiziert, ist die Superradianz. 1954 formulierte Dicke [63] die Theorie der Superradianz im Rahmen der Quantenelektrodynamik. Danach erwartet man aufgrund der Wechselwirkung der Teilchen je nach Abstand eine gegenüber dem spontanen Zerfall  $\Gamma(0)$  erhöhte  $\Gamma > \Gamma(0)$  oder erniedrigte Zerfallsrate  $\Gamma < \Gamma(0)$ , was man als Super- bzw. Subradianz bezeichnet. Man kann die Zerfallsrate für kleine Abstände in guter Näherung als

$$\Gamma_{\pm}(R) = \Gamma(0)\left(1 \pm \frac{3 \sin kR}{2 kR} + \dots\right) \quad (7.12)$$

schreiben. Dabei ist  $k$  der Wellenvektor,  $R$  der Abstand der Teilchen und  $\Gamma(0)$  die spontane Zerfallsrate. Ein großer Effekt ist demnach nur zu erwarten, wenn die Abstände zwischen den Teilchen klein gegenüber der Wellenlänge sind, d.h.  $kR \ll 1$ . Eine experimentelle Überprüfung für zwei kristallisierte Ionen in einer miniaturisierten Paulfalle wurde von DeVoe [61] et al. mit  $^{138}\text{Ba}^+$ -Ionen vorgenommen. Dort wurde die spontane Zerfallsrate  $\Gamma(0)$  für verschiedene Abstände untersucht, wobei die Abstände in der Größenordnung von  $2\lambda$  lagen. Die Zerfallsrate wurde dabei zuerst für ein einzelnes Ion bestimmt. Anschließend wurde die Rate für zwei Ionen in verschiedenen Abständen im Vergleich dazu gemessen. Die Messung an einem Ion als Referenz stellt sicher, dass keine anderen Streffekte dem untersuchten Effekt beiliegen sind. Es wurde im Experiment sowohl Super- als auch Subradianz beobachtet [61]. Die Effekte bestätigen die theoretischen Erwartungen gut. Sie bewegen sich allerdings nur im Bereich von maximal 1,5% Ab-

rung der gemessenen Zerfallsrate. Bei den hier beobachteten Effekten in der Ionenkette wurde die Lebensdauer um bis zu 20% reduziert, während aber der Abstand bei  $10 \lambda$  lag. Sollte induzierte Emission eine Rolle spielen, so sollte die Lebensdauer weniger stark beeinflusst werden, wenn man die Geometrie des Ionenkristalls verändert. Würde man von einer linearen Kette zum Zickzack übergehen, sollte ein geringerer Effekt zu sehen sein. Es sieht also so aus, dass alle bekannten Effekte einen geringeren Einfluss haben als beobachtet, insbesondere bei den großen Abständen.

Bei der Auswertung der Daten wurde die Anzahl der beobachteten Zweifach-Koinzidenzen in der Kette für die verschiedenen Messungen gezählt. Die einzelnen Reihen, die zum gleichen Zyklus gehören, wurden separat ausgewertet - analog zu der obigen Abbildung 7.8. D.h. es wurden die Messungen zusammengefasst, die innerhalb einer Reihe mit gleichen Ionen und gleichen Parametern vorgenommen wurden. Die so beobachtete Anzahl von Koinzidenzen muss mit zufälligen Koinzidenzen beim Zerfall unabhängiger Ionen verglichen werden. Die zufälligen Koinzidenzen für unabhängige Teilchen kann man leicht errechnen. Ein Teilchen im metastabilen Zustand zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit

$$p(t) = e^{-t/\tau} \quad (7.13)$$

Befinden sich zum Zeitpunkt  $t=0$   $N_0$  Ionen im metastabilen Zustand, so ergibt sich die Anzahl noch in diesem Zustand verbliebenen Teilchen zum Zeitpunkt  $t$  als

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (7.14)$$

Die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen, im Intervall von  $t$  bis  $t+dt$  zu zerfallen, ist gegeben durch

$$dN = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} dt \quad (7.15)$$

Wenn man die Fluoreszenz beim Zerfall mit einer Kamera mit Öffnungszeit  $\Delta t$  detektiert, ist die Zerfallswahrscheinlichkeit im Intervall  $\Delta t$  gerade:

$$p(t, \Delta t) = \int_t^{t+\Delta t} \frac{1}{\tau} e^{-\tilde{t}/\tau} d\tilde{t} = e^{-t/\tau} (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \quad (7.16)$$

Daraus ergibt sich nun die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Koinzidenz innerhalb der Beobachtungszeit  $\Delta t$  für 2 Ionen als  $p(t, \Delta t)^2$  und analog für 3 Ionen als  $p(t, \Delta t)^3$ . Die Wahrscheinlichkeit für solche Koinzidenzen für 2 Ionen innerhalb der Dauer einer Messung  $T$  ist schließlich gegeben als

$$p(t, \Delta t) = \sum_t^T (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 e^{-2t/\tau} (1 + e^{-2\Delta t/\tau} + e^{-4\Delta t/\tau} + \dots) \quad (7.17)$$

$$\approx (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 e^{-2t/\tau} \frac{1}{1 - e^{-2\Delta t/\tau}} \quad (7.18)$$

Für 3 Ionen ergibt sich entsprechend

$$p(t, \Delta t) = \sum_{t=0}^T (1 - e^{-\Delta t/\tau})^2 e^{-2t/\tau} (1 + e^{-2\Delta t/\tau} + e^{-4\Delta t/\tau} + \dots) \quad (7.19)$$

$$\approx \frac{1}{3} \left( \frac{\Delta t}{\tau} \right)^2 \quad (7.20)$$

Berechnet man mit den Werten für die Zeitauflösung der Kamera von  $\Delta t = 20 \text{ms}$  und  $\tau = 1100 \text{ms}$  die Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen, erhält man  $P_2 = 8,4 \times 10^{-3}$  und  $P_3 =$

## Koinzidente Zerflle von zwei Ionen

Laserleistung	Gesamtzahl Quantensprnge N	exp. beobachtete Koinzidenzen n	Verhlnnis $\frac{n}{N}$	theor. Wahrsch.
$50\mu W$	3176	158	4,97%	0,84%
$325\mu W$	1226	36	2,94%	0,84%
$350\mu W$	22041	816	3,70%	0,84%
$710\mu W$	28776	1547	5,38%	0,84%

## Koinzidente Zerflle von drei Ionen

Laserleistung	Gesamtzahl Quantensprnge N	exp. beobachtete Koinzidenzen n	Verhlnnis $\frac{n}{N}$	theor. Wahrsch.
$50\mu W$	2419	15	0,88%	0,0095%
$350\mu W$	37672	132	0,35%	0,0095%
$710\mu W$	29607	261	0,62%	0,0095%

**Tabelle 7.2.** Koinzidente Zerflle: In der Tabelle sind die beobachteten Zwei- und Dreifach-Koinzidenzen bei Lebensdauermessungen an 10 Ionen bei verschiedenen Laserleistungen dargestellt. Angegeben ist die Gesamtanzahl an detektierten Quantensprngen und die beobachteten koinzidenten Zerflle zweier bzw. dreier Ionen. Auerdem ist das Verhlnnis aus der Anzahl von Koinzidenzen zu den Gesamtereignissen angegeben, das fr groe Zahlen gerade der Wahrscheinlichkeit entspricht. Dieses mu mit der Wahrscheinlichkeit fr zufllige Koinzidenzen verglichen werden, die sich beim Zerfall unabhngiger Teilchen ergeben wrde. Man erkennt, da eine deutlich hhere Zahl von koinzidenten Zerflfen beobachtet wurde als fr unabhngige Teilchen.

$9,5 \times 10^{-5}$ . Die experimentellen Resultate fr Zweifachkoinzidenzen aus den Lebensdauermessungen, in denen eine verkrzte Lebensdauer beobachtet wurde, sind in Tabelle 7.7 zusammengestellt. Man erkennt, da in allen Fllen eine deutliche Erhhung der Koinzidenzen gegenber den Werten fr unabhngige Teilchen festgestellt wurde. Die Messungen, bei denen eine verkrzte Lebensdauer erhalten wurde, weisen also eine grere Zahl an Koinzidenzen auf als die brigen. Diese Tatsache knnte auf kooperative Effekte hindeuten. Der groe Teilchenabstand jedoch spricht ebenso dagegen wie die Gre der Verkrzung. Im Gegensatz zu den erwhten Experimenten bzw Theorien wurde auch nur eine Verkrzung, nicht aber eine Verlngerung der Lebensdauer festgestellt. Man mu also konstatieren, da es sich weder um Superradianz noch einen der bekannten physikalischen Effekte handeln drfte, bei dem die Lebensdauer beeinflut wird, da diese nicht die entsprechende Grenordnung liefern.

Eine Untersuchung ber die Anzahl der Koinzidenzen bei verschiedenen Abstden gibt es nicht, da die Abstden nicht mit der bentigten Przision bestimmt werden konnten<sup>2</sup>. Das sollte bei einer neuen Messung gemacht werden. Desweiteren sollte bei einer weiteren Messung die Anzahl der Teilchen verndert werden, um eine eventuelle Abhngigkeit zu berprfen. Bevor eine neue Messung gestartet werden kann, wird versucht, die Frequenzstabilisierung der Laser gegen Drift und den Restgasdruck durch den Einsatz einer Titan-Sublimationspumpe weiter zu verbessern. Whrend die erste Verbesserung vor allem den Meablauf erleichtert, dient die zweite dazu, den Fehler durch quenchende Ste weiterhin auf vernachlssigbarem Niveau zu halten. Diese Modifikationen stehen kurz vor dem Abschl, waren aber bis zum Ende dieser Arbeit noch nicht fertiggestellt. Es sollte allerdings in kurzer Zeit neue Ergebnisse geben. Eine Untersuchung kooperativer Effekte an 2 und 3 gespeicherten Ionen in einer linearen Falle wurde inzwischen auch von MacDonald et al. [68] durchgefhr. Auch dort wurden  $Ca^+$ -Ionen in einer linearen Falle verwendet und nach der gleichen Methode mit Quantensprngen untersucht. Eine Analyse der Koinzidenzen zeigte keine Erhhung dieser Anzahl gegenber der fr unabhngige Teilchen erwarteten.

---

<sup>2</sup>Da der Effekt nicht erwartet wurde, sind die Bewegungsfrequenzen nicht gemessen worden.



# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Resultat für die Lebensdauer des metastabilen  $3D_{5/2}$ -Niveaus erhalten. Aus der Beobachtung von Quantensprüngen an einem einzelnen  $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion wurde ein Wert von  $\tau = 1100(18)\text{ms}$  bestimmt. Der rein statistische Fehler liegt bei 1,5%. Der Wert lag höher als alle vorher gemessenen Resultate. Die Abweichungen zu den bisherigen experimentellen Resultaten konnten durch eine Abhängigkeit der Lebensdauer des metastabilen Niveaus von der Leistung des Rückpumpasers erklärt werden, die vermutlich in früheren Experimenten vernachlässigt wurde. Der Grund für diese Abhängigkeit kann in nichtresonanter Anregung auf dem  $4P_{3/2} - 3D_{5/2}$ -bergang durch den Rückpumpaser oder durch schwache resonante Anregung auf dem  $4P_{3/2} - 3D_{5/2}$ -bergang durch eine zusätzliche Komponente im Emissionsspektrum des Diodenlasers liegen. Eine solche Quelle kann ein glühender Draht sein, der in der Falle z.B. bei der Druckmessung verwendet wird oder der Untergrund im Emissionsspektrum des verwendeten Diodenlasers. Der durch eine lineare Extrapolation auf Leistung Null erhaltene Wert für die Lebensdauer zeigt eine gute bereinstimmung mit neueren Rechnungen. Er weicht allerdings um ca.  $2,5\sigma$  von einer neueren Messung [19] ab, die nach der Publikation dieser Ergebnisse durchgeführt wurde. Diese leichte Diskrepanz könnte Ihre Ursache in einem vernachlässigten Streffekt haben, der hier zu einer weiteren Verkürzung der Lebensdauer geführt hat. Dafür könnte ebenfalls eine breitbandige thermische Strahlungsquelle in Frage kommen. Eine Verbesserung der Genauigkeit bei der Bestimmung der Lebensdauer in zukünftigen Messungen ist denkbar, da der Fehler rein statistisch ist. Durch die Beobachtung einer höheren Zahl von Quantensprüngen kann der statistische Fehler mindestens um eine Größenordnung reduziert werden. Da dann allerdings quenchende Ste als systematischer Fehler eine größere Rolle spielen, sollte eine solche Messung unter besserem Vakuum durchgeführt werden. Durch eine zusätzliche Titan-Sublimationspumpe, mit der die Apparatur gerade ergänzt wird, oder zusätzliches Gettermaterial in der Apparatur könnte ein um etwa eine Größenordnung niedrigerer Restgasdruck erreicht werden. Ansonsten müsste eine Reihe für verschiedene Drücke zur Extrapolation auf Druck Null durchgeführt werden. Man muss allerdings anmerken, da eine wesentlich genauere Messung zur Zeit nicht erforderlich ist, da noch keine neuen Theoriewerte vorliegen.

Bei Messungen an kristallisierten Ionenketten aus zehn Ionen wurde teilweise eine Reduktion der Lebensdauer um bis zu 20% verglichen mit einem Ion beobachtet. In diesen Fällen gab es eine größere Zahl koinzidenter Zerfälle von zwei oder drei Ionen als in den Messungen, deren Werte mit dem von einem einzelnen Ion verglichen waren. Die Anzahl lag deutlich über der Zahl zufälliger Koinzidenzen, die man für unabhängige Teilchen erwarten würde. Die Beobachtung konnte bisher dennoch nicht erklärt werden. Eine Reihe physikalischer Effekte wie Superradianz konnten allerdings ebenso ausgeschlossen werden wie die meisten Streffekte, die ja in gleicher Weise auf ein Ion wirken müssten. In den durchgeführten Reihen konnte keine Abhängigkeit von einem externen Parameter festgestellt werden. Es wurde darüber hinaus keine Verlängerung der

Lebensdauer beobachtet, sondern stets eine Reduktion. Bei Super-/Subradianz wrde man aber je nach Teilchenabstand beides erwarten. Es mu wahrscheinlich davon ausgegangen werden, da es sich um einen technisch bedingten Effekt handeln drfte. Diese Annahme wird auch durch eine Untersuchung von MacDonald et al. [68] untersttzt, die Koinzidenzen von zwei und drei Ionen untersucht haben, ohne jedoch kooperative Effekte zu beobachten. Die Daten der Messungen an zehn Ionen flossen nicht in den oben angegebenen Wert fr die Lebensdauer ein.

Fr die Zukunft wre es interessant zu berprfen, ob die verkrzte Lebensdauer in Ionenketten wieder beobachtet werden kann. Dann knnte man ausgiebig die Abhngigkeiten von externen Parametern untersuchen. Falls nicht, kann man einen neuen und prziseren Wert fr die Lebensdauer erhalten. Eine Reihe der notwendigen apparativen Verbesserungen wurde in Angriff genommen und steht kurz vor der endgltigen Fertigstellung. Details darber finden sich in den Diplomarbeiten von Rehm [164], Leuthner [125] und Prima Garca [157]. Generell ist eine Lebensdauer-messung aus der Beobachtung von Quantensprngen zur Untersuchung kooperativer Effekte gut geeignet. Allerdings sollte man zur Untersuchung der bekannten Theorien ein Ion whlen, bei dem die Wellenlnge des bergangs, auf dem die Quantensprnge stattfinden, in der Grenordnung der Ionenabstnde in der Falle liegt. Das  $In^+$ -Ion oder auch das  $Sr^+$ -Ion sind hier als geeignete Kandidaten zu nennen. Entsprechende Experimente sind in anderen Gruppen bereits im Gange [206] bzw. in Planung.

Schließlich wurde noch die Separation atomarer Zustnde in einem Ionenkristall demonstriert. Dabei konnten Ionen im metastabilen  $3D_{5/2}$ -Zustand, der vollstndig von den Khl-lasern entkoppelt ist, von den brigen Ionen unter Ausnutzung des Lichtdrucks separiert werden. Aufgrund der sympathetischen Khlung schmilzt der Kristall nicht, obwohl nur ein Teil der Ionen direkt lasergekhlht wird. Man kann das Verfahren auf Situationen bertragen, in denen man verschiedene Ionen oder unterschiedliche Isotope des gleichen Ions zusammen speichert. Solange die zweite Ionensorte von den Khl-lasern entkoppelt ist, stellt sich diese Separation ein. Man kann sich dann eine spektroskopische Untersuchung an diesem Teil vorstellen. Beim ortsaufgelsten Nachweis ist es leicht mglich nur einen selektierten Bereich des Detektors auszuwerten. Wenn man auch eine selektive Anregung realisieren kann, lt sich am dunklen Teil des Kristalls experimentieren. Man htte damit Zugriff auf Elemente, die z.B. nicht selbst lasergekhlht werden knnen.

In Zukunft gibt es noch einige spektroskopische Messungen an Calcium, die mit der zur Verfugung stehenden Apparatur durchgefhrht werden knnen. Fr das Isotop  $^{40}Ca^+$  ist die Untersuchung des Feinstrukturbergangs  $3D_{3/2} - 3D_{5/2}$  ein mgliches Projekt. Aufgrund der langen Lebensdauer der  $3D$ -Zustnde, ergibt sich eine theoretische Linienbreite dieses bergangs von unter einem Hz. Da die bergangsfrequenz im fernen Infrarot bei 1.8THz liegt, wo es keine leistungsstarken Strahlungsquellen gibt, wre es vorteilhaft ein Raman-Anregungsschema zu verwenden. Dazu knnte man zwei Laser auf den bergngen  $3D_{3/2} - 4P_{3/2}$  und  $3D_{5/2} - 4P_{3/2}$  einstrahlen.

Von den brigen stabilen Isotopen wre aus spektroskopischer Sicht und  $^{43}Ca^+$  interessant, das einen von Null verschiedenen Kernspin und damit eine Hyperfeinaufspaltung hat. Die brigen stabilen Ca-Isotope haben das gleiche Niveauschema wie  $^{40}Ca^+$ . Die Hufigkeiten im natrlichen Gemisch sind fr alle anderen Isotope allerdings so gering, da ein effizientes Erzeugen nur aus angereicherten Proben (sinnvoll) mglich ist. Eine Messung der Isotopieverschiebung an einer Isotopenkette wre mit einer gegenber frheren Messungen [5] verbesserten Genauigkeit mglich. Vorteile ergeben sich dabei vor allem aus der Tatsache, da man mit wenigen, gekhlten Ionen arbeiten kann. Selbst bei Messungen an puffergasgekhlten Ionen liegen die Linienbreiten ja bei einigen GHz. Bei den Isotopen mit Kernspin wrde man mit gekhlten Teilchen auch die Hyperfeinaufspaltung auflsen. Man knnte die Messung mit der Methode des sympathetischen Khlens durchfhren. Dabei wrde man  $^{40}Ca^+$  direkt laserkhlen und mit einem zuztlichen schwachen Laser ber den untersuchten bergang durchstimmen. Man mu allerdings darauf achten, da der Khl-laser kein anderes Isotop heizt. Ein Einflu auf die Linienform sollte auch vermieden

werden. Man kann darüber hinaus natürlich den Prozess des sympathetischen Khlens selbst näher untersuchen. Zu untersuchen wre dabei u.a. die erreichbare Endtemperatur der beiden Sorten.

Eine Verbesserung einer frheren Messung der Grundzustandsaufspaltung von  $^{43}\text{Ca}^+$  [11] durch Verwendung von lasergekhlten Ionen und Anwendung von Ramseys Methode der *separate oscillatory fields* [161] knnte erzielt werden. Diese Methode knnte darüber hinaus auch fr Untersuchungen von Dekohärenzeffekten herangezogen werden. Dazu wrde man den Kontrast der Ramsey-Interferenzen fr verschiedene Pulsabstnde beobachten. Durch Variation der Zeit zwischen den zwei Ramsey-Pulsen ndert man die Zeit der freien Przession. Wird die Kohrenz durch Kopplung an die Umgebung gestrt, dann nimmt der Kontrast der Ramsey-Interferenzen ab.

Eine przise Vermessung der Hyperfeinaufspaltung im metastabilen Zustand ist dazu geeignet, das Quadrupolmoment von  $^{43}\text{Ca}^+$  zu bestimmen. Aus dem Quadrupolmoment lassen sich Aussagen ber die Kernstruktur machen. Experimentell ist diese Messung allerdings schwieriger als im Grundzustand, wo man ein Laser-Mikrowellen-Doppelresonanzexperiment an ungekhlten Ionen mit einem Laser und einem Mikrowellengenerator machen kann. Da man fr den Mikrowellenbergang im Lamb-Dicke Regime ist, lt sich leicht eine hohe Przision erzielen. Die Aufspaltung im  $3D_{3/2}$ -Zustand, der in 4 Hyperfeinniveaus aufspaltet, liegt in der Grenordnung von 100MHz. Wenn man auf dem bergang  $(4S_{1/2}, F = 3) - (4P_{1/2}, F = 3)$  nachweist, so knnte man folgendermaen vorgehen, um die Aufspaltung zu bestimmen: Man strahlt einen Laser auf dem bergang  $(4S_{1/2}, F = 3) - (4P_{1/2}, F = 3)$  ein und koppelt die beiden Hyperfeinniveaus im Grundzustand durch Einstrahlen des Mikrowellenbergangs. Nun mu man durch optisches Pumpen versuchen auf einem Hyperfeinbergang eine Besetzungsinversion herzustellen. Dazu mu man drei Hyperfeinniveaus durch Anregen in eines der 4P-Niveaus leerpumpen. Dazu kann man verschiedene Diodenlaser benutzen oder durch den Einsatz akustooptischer Modulatoren (AOM) Seitenbnder eines Lasers erzeugen. Die bentigten Frequenzen sind mit einem AOM gut zu erreichen, man mu nur sicherstellen, da man fr alle bergnge gegend Leistung zur Verfugung hat. Die Ionen sammeln sich im verbleibenden Hyperfeinniveau an. Aufgrund dessen langer Lebensdauer werden keine Photonen mehr gestreut. Nun braucht man einen weiteren Laser, den man ber den bergang  $(3D_{3/2}, F = 2) - (4P_{1/2}, F = 3)$  durchstimmt. Man erhlt dann wieder Fluoreszenz, wenn man den bergang  $(3D_{3/2}, F = 2) - ((4P_{1/2}, F = 3)$  trifft. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung lt sich dabei vermutlich nicht mit der Przision eines Doppelresonanzexperiments bestimmen, aber immer noch mit einer ordentlichen Genauigkeit, insbesondere, wenn man die Frequenz ber einen AOM verstimmt, dessen Frequenz man auf ca.  $10^{-6}$  genau bestimmen knnen sollte. Analog kann man auch die Aufspaltung F=3-F=4 bestimmen. Damit dieses Prinzip funktioniert, mu die Linienbreite der bergnge kleiner als die Aufspaltung sein. Das ist nur fr gekhlte Ionen mglich, da sonst die Dopplerbreite zu gro ist. Zur Khlung von  $^{43}\text{Ca}^+$  bietet sich sympathetisches Khlen an. Man braucht dann allerdings noch zwei weitere Laser, wenn man z.B.  $^{40}\text{Ca}^+$  direkt laserkhlen will. Damit ist das Experiment zumindest technisch bereits sehr komplex.

Ein sehr langfristiges Ziel zukünftiger Experimente an  $\text{Ca}^+$  knnte im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung liegen. Lineare Ionenketten bieten bekanntermaen gute Voraussetzungen zur Realisierung von Quantengattern. Es gibt ja bereits einige experimentelle Erfolge in diesem Bereich wie die Verschrnkung von vier Ionen [170] oder die Adressierung einzelner Ionen in der Kette [141]. Aber auch eine Reihe von Problemen wie starke Aufheizeffekte [186] der Ionen im Grundzustand der Falle gilt es noch zu lsen. Es ist auf jeden Fall ein aktueller und interessanter Schwerpunkt der Forschung auf dem Gebiet der Ionenfallen. Allerdings sind die Anforderungen auch technisch entsprechend hoch. Man bentigt als Ausgangspunkt vor allem Ionenketten, die in den Grundzustand des Fallenpotentials gekhlt wurden. Dazu bentigt man unter anderem eine steile Falle und hochstabile Laser. Vor allem letzteres ist mit groem tech-

nischen Aufwand verbunden. Daher wre es interessant neue Khlmethoden oder neue Verfahren zur Verschrnkung zu entwickeln.

# Literaturverzeichnis

- [1] U. Albrecht, P. Leiderer, *Can. J. Phys.* **65**, 1536 (1987)
- [2] R. Alheit, S. Kleineidam, F. Vedel, M. Vedel, G. Werth, *Int. J. Mass. Spectrom. Ion Processes* **154**, 155 (1996)
- [3] R. Alheit, K. Enders und G. Werth, *Appl. Phys.* **B 62**, 511 (1996)
- [4] M.A. Ali, Y. Kim, *Phys. Rev. A* **38**, 3992 (1988)
- [5] W. Alt, M. Block, V. Schmidt, T. Nakamura, P. Seibert, X. Chu und G. Werth, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30**, L677 (1997)
- [6] W. Alt, M. Block, P. Seibert und G. Werth, *Phys. Rev. A* **58**, R23 (1998)
- [7] W. Alt, Diplomarbeit Mainz (1998)
- [8] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi und G. Orriols, *Nuovo Cimento*, B 36, 5 (1976); G. Alzetta, L. Moi und G. Orriols, *Nuovo Cimento*, B 52, 209 (1979); ion trap G. Janik et al., *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 1251 (1985)
- [9] M.H. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman und E. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995)
- [10] W. Ansbacher, A. Inamdar und P. H. Pinnington, *Phys. Lett.* **110**, 383 (1985)
- [11] F. Arbes, Dissertation Mainz (1993)
- [12] F. Arbes, M. Benzing, Th. Gudjons, F. Kurth und G. Werth, *Z. Phys. D* **31**, 27 (1994)
- [13] F. Arbes, T. Gudjons, F. Kurth, F. Marin, M. Inguscio und G. Werth, *Z. Phys. D* **25**, 295 (1993)
- [14] F. Arbes, M. Benzing, T. Gudjons, F. Kurth und G. Werth, *Z. Phys. D* **29**, 159 (1994)
- [15] E. Arimondo und G. Orriols, *Lett. Nuovo Cimento* 17, 333 (1976) S. E. Harris, *Phys. Today* **50**, No.7, 36 (1997)
- [16] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste und C. Cohen-Tannoudji, *Physical Review Lett.* **61**, 826(1988)
- [17] A. Banerjee, U. D. Rapol, A. Wasan und V. Natarajan, *Appl. Phys. Rev. Lett.* **79**, 2139 (2001)
- [18] R. L. Barger, M. S. Sorem, J. L. Hall, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 573 (1973)

- [19] P. A. Barton, C. J. S. Donald, D. M. Lucas, D. A. Stevens, A. M. Steane und D. N. Stacey, *Phys. Rev. A* **62**, 032503 (2000)
- [20] A. Beige und G. Hegerfeldt, *Phys. Rev. A* **59**, 2385 (1999)
- [21] J. S. Bell, *Physics* 1, 195 (1965); Bell, J. S., 1964, *Physics* (Long Island City, N.Y.) 1, reprinted in J. S. Bell, 1987, *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics* (Cambridge University, Cambridge)
- [22] C. H. Bennet, P. W. Shor, *IEEE Transactions on Information Theory* (October, 1998)
- [23] S. C. Bennett und C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2484 (1999)
- [24] J. C. Bergquist, R. Hulet, W. M. Itano und D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1699 (1986)
- [25] D. Berkland, private communication
- [26] D. J. Berkland et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2089 (1998)
- [27] P. Berman, P. Liao, J. Bjorkholm, *Phys. Rev. A* **20**, 2389 (1979)
- [28] J. E. Bernard, A. A. Madej, L. Marmet, B. G. Whitford, K. J. Siemsen und S. Cundy, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3228 (1999)
- [29] E. Biémont, C. J. Zeippen, *Comments. At. Mol. Phys.* **33**, 29 (1996)
- [30] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstübler, E. M. Rasel, and W. Ertmer, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 123002-1 (2001)
- [31] G. Birkl, S. Kassner und H. Walther, *Nature (London)* **357**, 310 (1992)
- [32] R. Blatt und G. Werth, *Phys. Rev. A* **25**, 1476 (1982)
- [33] I. Bloch, T. Esslinger und T.W. Hensch, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008 (1999)
- [34] M. Block, O. Rehm, P. Seibert und G. Werth, *Eur. Phys. J D* **7**, 461 (1999)
- [35] M. Block, A. Drakoudis, H. Leuthner, P. Seibert und G. Werth, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33**, 375 (2000)
- [36] R. Blümel, C. Kappler, W. Quint und H. Walther, *Phys. Rev. A* **40**, 808 (1989)
- [37] G. Bollen, H.-J. Kluge, M. Knig, T. Otto, G. Savard, and H. Stolzenberg, *Phys. Rev. C* **46**, R2140 (1992)
- [38] M. A. Bouchiat und C. C. Bouchiat, *Phys. Lett.* **48B**, 111 (1974)
- [39] P. Bowe, C. Brodersen, L. Hornekær, M. Drewsen und J. S. Hangst, J. P. Schiffer, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2878 (1998)
- [40] G. A. Boyd, D. A. Kleinman, *J. Appl. Phys.* 39, 3597 (1968)
- [41] M. P. Bradley, J. V. Porto, S. Rainville, J. K. Thompson, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4510 (1999)
- [42] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett und R. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995)

- [43] T. Brage, C. Froese Fischer, N. Vaeck, M. Godefroid und A. Hibbert, *Phys. Scripta T* **48**, 533 (1993)
- [44] S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands und D. Meschede, *Phys. Rev. A* **56**, R1063 (1997)
- [45] C. Braxmaier, O. Pradl, H. Mller, A. Peters J. Mlynek, V. Loriette, S. Schiller, *Phys. Rev. D* **64**, 042001 (2001)
- [46] S. Brunner, T. Engel, A. Schmitt und G. Werth, *Eur. Phys. Journ. D* **15**, 181 (2001)
- [47] R. Bubeck, C. Bechinger, S. Nesper und P. Leiderer, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3364 (1999); C. Bechinger, Q. H. Wei, P. Leiderer, *J. Phys.: Cond. Matt.* (accepted)
- [48] Atomoptik: S. Burger, K. Bongs, K. Sengstock und W. Ertmer: Atom Optics with Bose-Einstein Condensates in Bose-Einstein Condensates and Atom Lasers, S. Martellucci (ed.), pp 97 - 116, Kluwer Academic, New York, 2000 Proc. Int. School of Quant. Electr., 27th Course, Erice, Sicily 1999
- [49] J. C. Camparo *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 370 (1986)
- [50] R. Casdorff und R. Blatt, *Appl. Phys. B***45**, 175 (1988) 93
- [51] S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998)
- [52] J. I. Cirac und P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091 (1995)
- [53] J. I. Cirac, R. Blatt und P. Zoller, W. D. Phillips, *Phys. Rev. A* **46**, 2668 (1992)
- [54] C. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 621 (1998)
- [55] R. J. Cook, D. G. Shankland und A. L. Wells, *Phys. Rev. A* **31**, 564 (1985)
- [56] N. Davidson, H. Lee, C. Adams, M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Lett.* **74**, 1311 (1995)
- [57] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995)
- [58] H. Dehmelt, *Adv. in atom and mol. Phys.* **3**, 53 (1967)
- [59] H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys.* **20**, 60(1975)
- [60] H. Dehmelt, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 525 (1990)
- [61] R. G. DeVoe und R. G. Brewer, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2049 (1996)
- [62] R. G. DeVoe, J. Hoffnagle, and R. G. Brewer, *Phys. Rev. A* **39**, 4362 (1989)
- [63] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953); R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954)
- [64] S. Diddams, D. Jones, J. Ye, S. Cundiff, J. Hall, J. Ranka, R. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, T. Hensch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000)
- [65] F. DiFilippo, V. Natarajan, K. Boyce und D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1481 (1994)
- [66] F. Diedrich, E. Peik, J. M. Chen, W. Quint und H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2931 (1987)

- [67] F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano und D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 403 (1989)
- [68] C. J. S. Donald, D. M. Lucas, P. A. Barton, M. J. McDonnell, J. P. Stacey, D. A. Stevens, D. N. Stacey und A. M. Steane, *Europhys. Lett.*, 51 (4), 388 (2000)
- [69] J. Drees und W. Paul, *Z. Phys.* **180**, 340 (1964)
- [70] M. Drewsen, C. Brodersen, L. Hornekær und J. S. Hangst, J. P. Schiffer, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2878 (1998)
- [71] M. Drewsen und A. Broner, *Phys. Rev. A* **62**, 045401
- [72] R. E. Drullinger, D. J. Wineland und J. C. Bollinger, *Appl. Phys.* **22**, 365 (1980)
- [73] D. H. E. Dubin, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2753 (1993)
- [74] D. H. E. Dubin, *Phys. Rev. E* **55**, 4017 (1997)
- [75] D. H. E. Dubin, *Phys. Rev. A* **42**, 4972 (1990)
- [76] R. Van Dyck, R. Schwinberg, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* 59, 26 (1987); R. Van Dyck, R. Schwinberg, H. Dehmelt, *Phys. Rev. D* **34**, 722 (1986)
- [77] A. Einstein, B. Podolsky und N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935)
- [78] U. Eichmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2359 (1993)
- [79] D. G. Enzer, M. M. Schauer, J. J. Gomez, M. S. Gulley, M. H. Holzscheiter, P. G. Kwiat, S. K. Lamoreaux, C. G. Peterson, V. D. Sandberg, D. Tupa, A. G. White und R. J. Hughes, D. F. V. James, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2466 (2000)
- [80] Dean L. Farnham, Robert S. Van Dyck, Jr. und Paul B. Schwinberg, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3598 (1995)
- [81] P. T. H. Fisk, M. J. Sellars, M. A. Lawn, C. Coles, *Appl. Phys. B* **60**, 519 (1995)
- [82] O. Frisch, *Z. Phys.* **86**, 42 (1933)
- [83] N. Fortson, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2383 (1993)
- [84] D. G. Fried, Th. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner und Th. J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1999)
- [85] M. C. George, L. D. Lombardi und E. A. Hessels, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 173002-1 (2001)
- [86] P. K. Ghosh, *Ion Traps* (Oxford, Clarendon, 1995)
- [87] S. L. Gilbert, J. J. Bollinger und D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2022 (1988)
- [88] H. Gilhaus, Th. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt und P. E. Toschek, *Opt. Commun.* **69**, 25 (1988)
- [89] V. Gomer, F. Strauch, B. Ueberholz, S. Knappe, and D. Meschede, *Phys. Rev. A* **58**, R1657 (1998)

- [90] R. N. Gosselin, P. H. Pinnington und W. Ansbacher, *Phys. Rev. A* **38**,4887 (1988)
- [91] G. Grynberg, B. Cagnac, *Rep. Progr. Phys.* **40**, 791 (1977)
- [92] T. Gudjons, P. Seibert, G. Werth, *Appl. Phys. B* **65**, 57 (1997)
- [93] T. Gudjons, Dissertation Mainz (1996)
- [94] J. Guna, P. Jacquier, M. Lintz, L. Pottier und M. A. Bouchiat, *Soviet Journal of Quantum Electronics* – June 1988 – Volume 18, Issue 6 pp. 708-710
- [95] C. Guet, W. Johnson, *Phys. Rev. A*, **44** 1531 (1991)
- [96] T. Gudjons, B. Hilbert, P. Seibert und G. Werth, *Europhys. Lett.* **33**, 595 (1996)
- [97] L. K. Grover, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 325 (1995)
- [98] J. Hall und S.Lee, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 367 (1976)
- [99] S. E. Hamann, D. L. Haycock, G. Klose, P. H. Pax, I. H. Deutsch und P. S. Jessen, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4149 (1998)
- [100] Dian-Jiun Han, Steffen Wolf, Steven Oliver, Colin McCormick, Marshall T. DePue und David S. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 724 (2000)
- [101] R.W. Hasse und J. P. Schiffer, *Ann. Phys. (N.Y.)* **203**, 419 (1990)
- [102] K. Hayasaka, S. Urabe, M. Watanabe, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, 687 (2000)
- [103] T.W. Hensch und A. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975)
- [104] L. Hobbs, A. Lagrange-Henri, R. Ferlet, A. Vidal-Madjar, D. Welty, *Astrophys. J.* **334**, L41(1998)
- [105] L. Hornaker, Dissertation Aarhus (2000)
- [106] Horowitz & Hill, *The Art of electronics*, 2. Edition, Cambridge 1989; Stanford Research Systems, *Scientific and Engineering Instruments 1998-1999* ; Princeton Applied Research Corporation, *information about Lock-In Amplifiers*”
- [107] W. M. Itano, J. C. Bergquist und D. J. Wineland, *GSI Report 89-10*, 241 (1989)
- [108] G. R. Janik, J. D. Prestage und L. Maleki, *J. Appl. Phys.* **67**, 605 (1989)
- [109] G. R. Janik, J. D. Prestage, L. Maleki, *J. Appl. Phys.* **67**, 6050 (1990)
- [110] J. Javanainen und S. Stenholm, *Appl. Phys.* **21**, 283 (1980)
- [111] J. Javanainen et al., *J. Phys. B* **18**, 1549 (1985)
- [112] S. R. Jefferts, C. Monroe, E. W. Bell und D. J. Wineland, *Phys. Rev. A* **51**, 3112 (1995)
- [113] S. R. Jefferts, C. Monroe, A. S. Barton und D. J. Wineland, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44**, 148 (1995)
- [114] J. Jin und D. A. Church, *Phys. Rev. A*, **49** 3463 (1994)

- [115] M. Kasevich und S. Chu, Phys. Rev. Lett. 69, 1741 (1995)
- [116] B. E. King, C. S. Wood, C. J. Myatt, Q. A. Turchette, D. Leibfried, W. M. Itano, C. Monroe und D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **81**, 1525 (1998)
- [117] N. Kjærgaard., L. Hornekær, A. M. Thommesen, Z. Videsen, M. Drewsen, Appl. Phys. B 71, 207 (2000)
- [118] M. Knoop, M. Vedel und F. Vedel, Phys. Rev. A **52**, 3763 (1995)
- [119] F. Kurth, Dissertation Mainz 1995
- [120] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc und C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **75**, 4194 (1995)
- [121] D. Leibfried, Phys. Rev. A **60** R3335 (1999)
- [122] P. Leiderer, W. Ebner, V. Shikin, Surf. Sci. **113**, 405 (1987)
- [123] H. Leinen, D. Glier, M. Metcalf, R. Wynands, D. Haubrich, D. Meschede, Appl. Phys. **B 70**, 567 (2000)
- [124] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook und W. D. Phillips, P. L. Gould, Harold J. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988)
- [125] H. Leuthner, Diplomarbeit Mainz, 2001
- [126] M. Lewenstein, J. Javanainen, Phys. Rev. Lett. **59**, 1289 (1987)
- [127] S. Liaw, Phys. Rev. A **51**, R1723 (1995)
- [128] J. Lidberg, A. Al-Khalili, L. O. Norlin, P. Royen, X. Tordoir und S. Mannervik, J. Phys. **B 32**, 757 (1999)
- [129] M. Lindberg und J. Javanainen, J. Opt.Soc. Am. B **3**, 1008 (1986)
- [130] M. Lindberg und J. Javanainen, J. Phys. **B 17**, 3375 (1984)
- [131] F. Lison, H. J. Adams, D. Haubrich, M. Kreis, S. Nowak und D. Meschede, Appl. Phys. **B 65**, 419 (1997)
- [132] K. B. MacAdam, A. Steinbach, C. Wieman, Am. J. Phys. **60**, 1098 (1992)
- [133] I. Marzoli, J. I. Cirac, R. Blatt und P. Zoller, Phys. Rev. A **49**, 2771 (1994)
- [134] M. Masuhara, J. Doyle, J. Sandberg, D. Kleppner, T. Greytak, H. Hess. and G. Kochanski, Phys. Rev. Lett. **74**, 1314 (1995)
- [135] F. Minardi, G. Bianchini, P. Cancio Pastor, G. Giusfredi, F. S. Pavone und M. Inguscio, Phys. Rev. Lett. **82**, 1112 (1999)
- [136] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano und D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **75**, 4714 (1995)
- [137] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, S. R. Jefferts, W. M. Itano und D. J. Wineland, P. Gould, Phys. Rev. Lett. **75**, 4011 (1995)

- [138] G. Morigi, J. I. Cirac, M. Lewenstein und P. Zoller, *Europhys. Lett.* **39**, 13 (1997)
- [139] G. Morigi, J. Eschner, C. Keitel, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4458 (2000)
- [140] H. C. Ngerl, W. Bechter, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, *Appl. Phys.* **B 66**, 603 (1998)
- [141] H. C. Ngerl, D. Leibfried, H. Rohde, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler und R. Blatt, *Phys. Rev. A* **60**, 145 (1999)
- [142] H. C. Ngerl, Ch. Roos, D. Leibfried, H. Rohde, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler und R. Blatt, *Phys. Rev. A* **61**, 023405 (2000)
- [143] W. Nagourney, P. Schwinberg, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2797 (1986)
- [144] S. Nakamura und G. Fasol: *The Blue Laser Diode* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1997 1. Auflage)
- [145] W. Neuhauser, M. Hohenstadt, P. Toschek, und H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 233 (1978); W. Neuhauser, M. Hohenstadt, P. E. Toschek und H. Dehmelt, *Phys. Rev. A* **22**, 1137 (1980)
- [146] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, T. Udem, M. Weitz, T. Hensch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, C. Salomon und A. Clairon, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5496 (2000)
- [147] G. Orriols, *Nuovo Cimento* **B 53**, 1 (1979)
- [148] W. Paul u. H. Steinwedel, *Z. Naturforsch.* **8a**, 448 (1953)
- [149] W. Paul, O. Osberghaus und E. Fischer, *Forschungsbericht Wirtschaftsministerium Nordrhein-Westfalen* **415**, 1 (1958)
- [150] W. Paul, H.P. Reinhard und U. von Zahn, *Z. Phys.* **152**, 143 (1958)
- [151] W. Paul, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 531 (1990)
- [152] F. Pereira Dos Santos, J. Lonard, Junmin Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc und C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3359 (2001)
- [153] W. D. Phillips und H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982)
- [154] W. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998)
- [155] M. E. Poitzsch, J. C. Bergquist, W. M. Itano und D. J. Wineland, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 129 (1996)
- [156] J. D. Prestage, G. J. Dick und L. Maleki, *J. Appl. Phys.* **66**, 1013 (1989)
- [157] H. Prima Garcia, *Diplomarbeit Mainz* (2002)
- [158] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
- [159] R. J. Rafac, B. C. Young, J. A. Beall, W. M. Itano, D. J. Wineland und J. C. Bergquist, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2462 (2000)

- [160] M. G. Raizen, J. M. Gilligan, J. C. Bergquist, W. M. Itano und D. J. Wineland, Phys. Rev. **A 45**, 6493 (1992)
- [161] N. F. Ramsey Rev. Mod. Phys. 62, 541-552 (1990)
- [162] M. A. N. Razvi, X. Z. Chu, R. Alheit, G. Werth und R. Blümel, Phys. Rev. **A 58**, R34 (1998)
- [163] *Nanostructure Physics und Fabrication*, edited by M.A. Reed und W.P. Kirk (Academic, Boston 1989)
- [164] O. Rehm, Diplomarbeit Mainz, 1999
- [165] G. Ritter und U. Eichmann, J. Phys. **B 30**, L141 (1997)
- [166] M. Roberts, P. Taylor, G. P. Barwood, P. Gill, H. A. Klein und W. R. C. Rowley, Phys. Rev. Lett. **78**, 1876 (1997)
- [167] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, A. Aspect, Science Express **10**, 1126 (2001)
- [168] Ch. Roos, Th. Zeiger, H. Rohde, H. C. Ngerl, J. Eschner, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler und R. Blatt, Phys. Rev. Lett., **83** 4713 (1999)
- [169] C. Roos, D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kahler, J. Eschner und R. Blatt, Phys. Rev. Lett. 85 (2000)
- [170] C. A. Sackett, D. Kielpinski, B. E. King, C. Langer, V. Meyer, C. J. Myatt, M. Rowe, Q. A. Turchette, W. M. Itano, D. J. Wineland, and C. Monroe, Nature 404, 256 (2000)
- [171] G. Santarelli et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4619 (1999)
- [172] T. Sauter et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 1696 (1986)
- [173] T. Schtz, U. Schramm und D. Habs, Nature(London) **412**, 717 (2001)
- [174] R. Scheunemann, F. S. Cataliotti, T. W. Hensch, und M. Weitz, Phys. Rev. **A 62**, 051801 (2001)
- [175] J. P. Schiffer, Phys. Rev. Lett. **70**, 818 (1993)
- [176] M. Schubert, I Siemers und R. Blatt, Phys. Rev. **A 39**, 5098 (1989)
- [177] C. Schwob, L. Jozefowski, B. de Beauvoir, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, F. Biraben, O. Aef und A. Clairon, Phys. Rev. Lett. 82, 4960-4963 (1999)
- [178] P. Seibert, Dissertation Mainz (2000)
- [179] P. W. Shor, SIAM Journal of Computing **26**, pp. 1484-1509 (1997)
- [180] A. Steane, Appl. Phys. **B 64** 623 (1997)
- [181] S. Stenholm, Rev. Mod. Phys. **58**, 699 (1986)
- [182] Chr. Tamm, D. Engelke und V. Bhner, Phys. Rev. **A 61**, 053405

- [183] C. Theodosiou, Phys. Rev. A **39**, 4880(1989)
- [184] H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher und D. Möhlmann, Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994)
- [185] Q. A. Turchette, C. S. Wood, B. E. King, C. J. Myatt D. Leibfried, W. M. Itano, C. Monroe und D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **81**, 3631 (1998)
- [186] Q. A. Turchette, D. Kielpinski, B. E. King, D. Leibfried, D. M. Meekhof, C. J. Myatt, M. A. Rowe, C. A. Sackett, C. S. Wood, W. M. Itano, C. Monroe, and D. J. Wineland, Phys. Rev. A **61**, 163418 (2000)
- [187] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth und T. W. Hensch, Phys. Rev. Lett. **82**, 3568 (1999)
- [188] S. Urabe, K. Hayasaka, M. Watanabe, H. Imajo, R. Ohmukai und R. Hayashi, Appl. Phys. B **57**, 367 (1993)
- [189] N. Vaeck, M. Godefroid, C. Froese Fischer, Phys. Rev. A **46**, 3704 (1992)
- [190] N. Vaeck, M. Godefroid, C. Froese Fischer, Phys. Scripta T **48**, 533 (1993)
- [191] J. Vanier, C. Audoin: *The quantum physics of frequency standards*, Adam Hilger, Bristol & Philadelphia (1989)
- [192] D. H. Van Winkle und C. A. Murray, J. Chem. Phys. **89**, 3885 (1988); A. Kose et al., J. Colloid. Interface Sci. **44**, 330 (1973);
- [193] F. v. Busch und W. Paul, Z. Phys. **164**, 581 (1961)
- [194] H. Walther, Laser manipulation and cavity QED with trapped ions. Atomic Physics 16, Sixteenth Int. Conf. on Atomic Physics, Windsor, Canada 1998, eds. W.E. Baylis, G.W.F. Drake, AIP Conference Proceedings 477, Woodbury, New York, 1999, pp. 179-196.
- [195] I. Waki, S. Kassner, G. Birkl, H. Walther, Phys. Rev. Lett. **68**, 2007 (1992)
- [196] J. K. Webb, V. V. Flambaum, C. W. Churchill, M. J. Drinkwater und J. D. Barrow, e-print astro-ph/9803165
- [197] H.G. Weber, Ph. Brucat, W. Demtrder, R.N. Zare, J. Mol. Spectros. **75**, 58 (1979)
- [198] A. D. White, IEEE J. Quantum Electronics QE-1, 349 (1965)
- [199] D. J. Wineland und H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975)
- [200] D. J. Wineland, R. E. Drullinger und F. L. Walls, Phys. Rev. Lett. **41**, 1639 (1978)
- [201] D. Wineland, Adv. in atom and mol. Phys. **19**, 135 (1983)
- [202] D. J. Wineland, J. C. Bergquist, W. M. Itano, J. J. Bollinger und C. H. Manney , Phys. Rev. Lett. **59**, 2935 (1987)
- [203] D. J. Wineland, W. M. Itano, J. C. Bergquist und R. Hulet, Phys. Rev. A **36**, 2220 (1987)
- [204] R. Wynanda, A. Nagel, S. Brandt, D. Meschede und A. Weis, Phys. Rev. A **58**, 196 (1998)

- [205] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, and J. C. Bergquist, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3799 (1999)
- [206] J. von Zanthier, C. Skornia, G. Agarwal und H. Walther, *Phys. Rev.* **A63**, 013816 (2000)
- [207] A. Zeilinger, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 288 (1999)