

Seitenbandkühlung von gespeicherten Ytterbium-Ionen im Mikrowellenregime

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Benedikt J. Scharfenberger
geb. am 15.12.1982 in Bad Ems

eingereicht bei der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität Siegen

Siegen 2012

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. C. Wunderlich
Prof. Dr. S. Schiller
Gutachter der Disputation: Prof. Dr. C. Wunderlich
Prof. Dr. S. Schiller
Prof. Dr. O. Gühne
Prof. Dr. C. Grupen
Datum der Disputation: 14.12.2012

Gedruckt auf alterungsbeständigem holz- und säurefreiem Papier.

Zusammenfassung

In einer Paulfalle gespeicherte Ionen sind derzeit einer der vielversprechendsten Kandidaten für die Quanteninformationsverarbeitung (QIV). Die dafür in dem hier beschriebenen Experiment verwendete Methode wurde im Jahre 2001 von F. Mintert und Ch. Wunderlich vorgestellt. Dabei wird auf atomare Übergänge im Mikrowellen- oder Radiowellenbereich zurückgegriffen, wobei ein Magnetfeldgradient entlang einer Ionenkette die Entartung der Übergangsfrequenzen verschiedener Ionen aufhebt und so für die Unterscheidbarkeit der einzelnen Ionen im Frequenzraum sorgt; weiterhin wird sichergestellt, dass interne und externe Freiheitsgrade der Ionenkette gekoppelt werden können. Diese Methode wird MAGIC (**MA**gnetic **G**radient **I**nduced **C**oupling) genannt. Die Durchführung der Experimente erforderte zudem den Aufbau der Versuchsapparatur bestehend aus Laserquellen, Lambdameter, Vakuum- und Mikrowellensystem, sowie aus Abbildungs- und Detektionseinheiten, als Voraussetzung für die erfolgreiche Durchführung der hier vorstellten Experimente. Für die Versuche ist es von Vorteil, die Ionen in einem Zustand nahe des Grundzustands der Schwingung zu präparieren, weil dies dazu beiträgt, die Dephasierung bei der Manipulation mit Mikrowellen einzudämmen. Bei dieser sogenannten Seitenbandkühlung in den sub-Doppler Bereich wird ausgenutzt, dass sich die Ionen in guter Näherung in einem harmonischen Oszillatorpotential befinden und deshalb nur diskrete Schwingungszustände besetzt werden können, deren Abstand der axialen Fallenfrequenz ω_z entspricht. Durch Anregung mit Hilfe der Mikrowelle, die um ein solches Schwingungsquant $\hbar\omega_z$ zu niedrigeren Energien von der Resonanz verstimmt ist, verliert das Ion pro Zyklus mit hoher Wahrscheinlichkeit die entsprechende Energie. Durch mehrfachen Durchlauf des Kühlzyklusses lässt sich die durchschnittliche Phononenzahl und somit die Temperatur des Ions effektiv reduzieren und das Ion kann in einem Zustand nahe des Grundzustands der Schwingung präpariert werden. Als Seitenbandübergang wurde ein Hyperfein-Übergang des Isotops $^{171}\text{Yb}^+$ mit einer Übergangsfrequenz von etwa 12.6 GHz verwendet. Prinzipiell ist der Impulsübertrag von Mikrowellenphotonen zu gering um die Ionen effektiv zu kühlen; unter Anwendung von MAGIC wird dies jedoch möglich. In dieser Arbeit wurden die für die Seitenbandkühlung relevanten Parameter charakterisiert, was die Heizrate einschließt, welche dem Kühlprozess entgegenwirkt. Dabei wurde die durchschnittliche Phononenzahl durch Seitenbandkühlung von über 100 Phononen auf $\langle n \rangle = 4(4)$ reduziert, was mit dem Grundzustand verträglich ist. Für die Verifizierung der Ergebnisse wurde die erfolgreiche Seitenbandkühlung mit verschiedenen Methoden übereinstimmend nachgewiesen. Bei dieser Arbeit handelt es sich nach der Kenntnis des Autors um die erste detaillierte Behandlung der Seitenbandkühlung von Ionen in einem statischen Magnetfeldgradienten mittels Mikrowellen.

Abstract

Trapped ions in a Paul trap are at present one of the most promising candidates for Quantum Information Processing (QIP). The technique that is used for this purpose in this experiment was introduced in 2001 by F. Mintert and Ch. Wunderlich. The core of this method is the use of atomic transitions in the radio- or microwave region, while a magnetic field gradient along the trap axis (where the ion chain is situated) lifts the degeneracy of the transition frequencies, such that the ions can be distinguished in frequency space; it also serves for the coupling of internal and external degrees of freedom of the ion chain. This method is called MAGIC (**MA**gnetic **G**radient **I**nduced **C**oupling).

The performance of the measurements required that the apparatus of the experiment, which consists of laser sources, lambdameter, vacuum- and microwave system as well as imaging- and detection-units, had to be assembled and tested, which was an important prerequisite for the successful performance of the here described experiments.

For the experiments it is advantageous to prepare the ions in an energetic state close to the motional ground state, which contributes to a reduction of the dephasing of the system while manipulating it with microwaves. By using the sideband-cooling technique to the sub-Doppler regime it is taken advantage of the fact, that ions in a linear trap are in good approximation situated in a harmonic oscillator potential and can therefore only populate discrete vibrational energy levels, whose frequency difference is given by the axial trap frequency ω_z . If the system is excited by a microwave, which frequency is detuned from resonance to lower energies by a vibrational quantum $\hbar\omega_z$, the ion loses one such phonon within each cooling-cycle. When this cycle is driven several times, the average phonon number and thus the temperature of the ion can be reduced efficiently and the ion can be initialized in a state close to the motional ground state. As sideband-cooling-transition two hyperfine-levels of $^{171}\text{Yb}^+$ were used, addressed with a microwave at about 12.6 GHz. In principle microwave photons do not carry enough momentum to cool down the ions but due to the MAGIC-technique, this is even possible.

In this work the parameters relevant for the sideband-cooling process were characterized, including the heatrate that counteracts the cooling. With this, the average phonon number was reduced from about 100 to $\langle n \rangle = 4(4)$, which is compatible with the motional ground state. For the verification of the successful cooling process two different methods for analysis were used while the results agreed. The work is to the knowledge of the author the first detailed description of sideband-cooling of trapped ions in a static magnetic field gradient in the microwave regime.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Ionenfallen-Quantencomputer	4
3	Theoretischer Hintergrund	8
3.1	Das Zwei-Niveau-Atom	8
3.1.1	Die Schrödinger-Gleichung	8
3.1.2	Rabi-Oszillationen	10
3.1.3	Die Blochkugel	12
3.2	Ytterbium	13
3.2.1	Grundlagen	13
3.2.2	Energieschema	14
3.2.3	Photoionisation	16
3.3	Laserkühlung	16
3.3.1	Dopplerkühlung	17
3.3.2	Kühlmechanismus in unserem Experiment	21
3.3.3	Wechselwirkung eines Ions mit Lichtfeldern in einem harmonischen Oszillator	23
3.3.4	Seitenbandkühlung	28
3.4	Quanteninformationsverarbeitung	31
3.4.1	Einführung in Techniken zur Quanteninformationsverarbeitung	31
3.4.2	Mikrowelle und Magnetfeldgradient	33
3.4.3	Berechnung des effektiven Lamb-Dicke-Parameters	37
3.4.4	Übergangswahrscheinlichkeit in einem Zwei-Niveau-System	40
3.5	Ionen in einer linearen Paulfalle	46
3.5.1	Das Potential einer linearen Paulfalle	46
3.5.2	Der Ionenkristall	51

4	Experimenteller Aufbau	53
4.1	Das Lasersystem	53
4.1.1	Aufbau des 935 nm Lasersystems	53
4.1.2	Aufbau des 399 nm Lasersystems	56
4.1.3	Aufbau des 369 nm Lasersystems	58
4.1.4	Der Strahlengang	60
4.1.5	Strahlprofile	62
4.2	Das Vakuumsystem	65
4.2.1	Der Aufbau der Vakuumkammer	66
4.3	Die Spulen für das statische magnetische Feld	70
4.3.1	Aufbau und Charakterisierung der Feldspulen	70
4.3.2	Das B-Feld in y -Richtung	74
4.3.3	Das B-Feld in x -Richtung	76
4.3.4	Das B-Feld in z -Richtung	79
4.4	Das Abbildungssystem	80
4.4.1	Das Objektiv	81
4.4.2	Die Abbildungsmechanik	82
4.5	Die elektrische Versorgung	88
4.5.1	Spannungsversorgung der DC-Fallenelektroden und Öfen	88
4.5.2	RF-Versorgung	91
4.5.3	Das Mikrowellensystem	96
5	Seitenbandkühlung im Mikrowellenregime	98
5.1	Ionen in der Falle	99
5.1.1	Atomare Fluoreszenz	99
5.1.2	Die Ionenwolke	100
5.1.3	Ionenketten	103
5.2	Seitenbandkühlung	103
5.2.1	Kühlzyklus	107
5.2.2	Kalibrierung	108
5.2.3	Simulationen und Erwartungen	114
5.2.4	Auswertung der Rabi-Oszillationen und Frequenzspektren	117
5.2.5	Ergebnisse der Messungen der Rabi-Oszillationen und Frequenzspektren	119
5.2.6	Messung der Heizrate und sympathetisches Kühlen	122
5.3	Mikrowellen- und Laserintensitäten	124
5.4	Zusammenfassung	127
5.5	Ausblick	128

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	V
A Lambdameter	129
B Programmierung	132
C Frequenzstabilisierung	136
D Optische Komponenten	142
E Reinigungsprozedur	147
F Zusammensetzen der Kammer	151
G Pumpen und Ausheizen	155
H Der Elektro-Optische Modulator (EOM)	160
I Rabi-Oszillationen	163

Abbildungsverzeichnis

3.1	Zweiniveau-Atom	10
3.2	Blochkugel	14
3.3	Energieniveauschema von Ytterbium	15
3.4	Photoionisation	17
3.5	Prinzip der Laserkühlung	19
3.6	Schema der Kühllaser	23
3.7	Doppler-Kühlung	24
3.8	Interner und Externer Hamiltonian eines Ions in einer linearen Ionenfalle	26
3.9	Erläuterung der Position von Träger und Seitenbändern	28
3.10	Seitenbandkühlung	29
3.11	Seitenbandkühlung mit Hilfsniveau in diesem Experiment	32
3.12	Zeeman-Aufspaltung aufgrund eines Magnetfeldgradienten	34
3.13	Zusammenhang zwischen Magnetfeldgradient und Position des Ions .	35
3.14	Übergangswahrscheinlichkeit für den Seitenbandübergang $n \rightarrow n + 1$	43
3.15	Aufbau und Spannungsversorgung der linearen Paulfalle	47
3.16	Stabilitätsdiagramm für x- und y-Richtung	49
3.17	Ionenkristall mit drei Ytterbium-Ionen	52
4.1	Aufbau des 935 nm Lasersystems	54
4.2	Foto des 935 nm Lasersystems	55
4.3	Mechanischer Aufbau eines Referenzresonators	56
4.4	Schema des Strahlengangs beim Laser	57
4.5	Aufbau des 369 nm Lasersystems	58
4.6	Kühlbox für den 369 nm Diodenlaser	60
4.7	Die Überlagerungseinheit vor dem Experiment	61
4.8	Schema der Überlagerungseinheit	62
4.9	Strahlengang vor dem Eingang in die Vakuumkammer	63
4.10	Strahlprofil	64

4.11 Virtuelle Lecks bei Schrauben	68
4.12 Schema des Vakuumsystems	71
4.13 Spulen für das Magnetfeld	73
4.14 Magnetfeld der runden Spulen senkrecht zur Fallenrichtung	75
4.15 Magnetfeld der runden Spulen in Fallenrichtung	76
4.16 Magnetfeld der rechteckigen Spulen senkrecht zur Fallenrichtung	77
4.17 Magnetfeld der kleinen rechteckigen Spulen in Fallenrichtung	78
4.18 Magnetfeld der großen Spulen in Fallenrichtung	80
4.19 Linsensystem des Objektivs	82
4.20 Objektiv	83
4.21 Schema des Abbildungssystem	84
4.22 Schema des eingebauten Photomultipliers	86
4.23 Rad mit optischen Komponenten	87
4.24 Foto der CCD-Kamera	88
4.25 Geöffnete Vakuumkammer	89
4.26 Durchführung für die Fallenanschlüsse und Öfen	91
4.27 Stromversorgung der Öfen	92
4.28 Box für die Spannungsversorgung der Fallenelektroden	93
4.29 Lösung des Radiofrequenzproblems	94
4.30 Filter für die Kompensationselektroden	95
4.31 Filter für die Endkappenelektrode an der roten Getterpumpe	95
4.32 Filter für die Endkappenelektrode am Ventil	96
4.33 Mikrowellenantenne und Anschlüsse	97
5.1 Atomare Fluoreszenz	99
5.2 Ionenwolken	101
5.3 Ionenketten	104
5.4 Schema Seitenbandkühlung	105
5.5 Kühlzyklus	106
5.6 Kalibrationskurve für die Rabi-Frequenz	109
5.7 Messung der Präparationszeit	110
5.8 Transitions	111
5.9 Messung der Sättigungsleistung für 369 mit 2.1 GHz Verschiebung	112
5.10 Simulation der Rabi-Frequenzen	115
5.11 Rabi-Oszillationen bzw. Spektren mit und ohne Seitenbandkühlung	120
5.12 Phononenzahl in Abhängigkeit von der Seitenbandkühlzeit	121
5.13 Rabi-Oszillationen und Heizrate bei einer Fallenfrequenz von 250 kHz	123
5.14 Contourplot für verschiedene Mikrowellen- und Laserleistungen	125

5.15	Oberflächenplot für verschiedene Mikrowellen- und Laserleistungen	126
A.1	Aufbau und Funktionsweise des Lambdameters	130
B.1	Programm zur Messung der Rabi-Oszillationen	133
B.2	Programm zur Messung der Frequenzspektren	135
C.1	Schema eines Reflexionsgitters	137
C.2	Schematischer Aufbau des Lasersystems	138
C.3	Verschaltung der differentiellen Photodioden	139
C.4	Flankenstabilisierung der Laserwellenlänge	141
D.1	Funktionsweise des Fabry-Pérot-Interferometers	143
D.2	Funktionsweise des Faraday-Isolators	145
D.3	Aufbau und Anwendung des anamorphotischen Prismenpaars	146
E.1	Reinigung in Acetondampf	150
G.1	Ausheizen des Vakuumsystems	158
G.2	Fluten der Vakuumkammer mit Stickstoff	159
H.1	Übergänge mit EOM	161
H.2	Photomultipliersignal mit und ohne EOM	162
I.1	Rabi-Oszillationen für verschiedene Seitenband-Kühlzeiten, Teil 1	164
I.2	Rabi-Oszillationen für verschiedene Seitenband-Kühlzeiten, Teil 2	165
I.3	Rabi-Oszillationen für verschiedene Heizzeiten	166

Tabellenverzeichnis

3.1	Wahrheitstabelle für ein XOR-Gatter	13
3.2	Wahrheitstabelle für ein CNOT-Gatter	13
5.1	Liste der gemessenen Wellenlängen für $^{171}\text{Yb}^+$ [34].	102
5.2	Liste der Vakuum-Wellenlängen für $^{171}\text{Yb}^+$ [34].	103
5.3	I_{opt} berechnet aus der gemessenen Leistung. Es ist zu beachten, dass diese Werte sehr sensibel für eine Änderung der Laserausrichtung bzw. -Laser Überlagerung sind.	114

Kapitel 1

Einleitung

Nach der ersten Rechenmaschine, dem Digitalrechner Z3 von Konrad Zuse aus dem Jahre 1941 und dem von J.P. Eckert und J.W. Mauchly entwickelten Universalrechner 1946 [1], durchlebte die Computertechnik eine rasante Entwicklung. Ein Meilenstein war dabei die Erfindung des Transistors als Schaltelement [2]. Als Maß dieses Fortschritts dient die stetige Steigerung der Transistorendichte auf Prozessoren, was im Mooreschen Gesetz quantifiziert ist [3]. Dadurch steigt auch die Leistungsfähigkeit moderner Rechner stetig und die Grenze ist noch nicht erreicht. Jedoch gibt es immer noch Aufgaben, welche von herkömmlichen Rechenmaschinen nicht in vertretbarer Zeit oder nur für triviale Fälle gelöst werden können. Dazu zählen z.B. die Simulation von Vielteilchensystemen, sowie das Faktorisieren großer Primzahlen. Es ist also, sowohl für die Forschung als auch für die Anwendung, wünschenswert, Computerleistungen jenseits von den durch Verdopplung der Transistorendichte auf Prozessoren erreichbaren Leistungen zu realisieren. Dazu sind jedoch neue Techniken notwendig, da sich die Transistorendichte nicht beliebig verringern lässt. An dieser Stelle kommt der Quantencomputer ins Spiel. Der Quantencomputer macht sich die fundamentalen Prinzipien der Quantenmechanik zu Nutze, um bestimmte Probleme schneller und effizienter zu lösen als dies herkömmliche (klassische) Computer tun können. Schon im Jahre 1982 erkannte Richard Feynman, dass insbesondere für die Simulation von quantenmechanischen Vielteilchensystemen enorme Möglichkeiten durch die Realisierung eines Quantencomputers geschaffen werden können [4]. Ebenfalls erhofft man sich Aufschluss über bizarre quantenmechanische Phänomene, wie die Verschränkung, welche von Einstein einst als „spukhafte Fernwirkung“ bezeichnet wurde [5]. Zudem wurde der so genannte Grover-Algorithmus entwickelt, der bestimmte Einträge in einer unsortierten Datenbank sehr effizient suchen kann. Mit diesem Algorithmus werden für eine Suche in einer solchen Datenbank mit

N Einträgen durchschnittlich \sqrt{N} Schritte benötigt, gegenüber $\frac{N}{2}$ Schritte bei der klassischen Variante [6]. Der bekannteste Quantenalgorithmus ist aber wohl jener, der von Peter Shor im Jahre 1994 entdeckt wurde. Mit ihm ist es nämlich möglich, Primzahlen wesentlich schneller zu faktorisieren als es mit heutigen Standardcomputern möglich ist [7]. An diesem Beispiel lässt sich auch die Überlegenheit des Quanteninformationsverarbeitung gegenüber der klassischen verdeutlichen: Mit herkömmlichen klassischen Algorithmen wächst die Zahl der Schritte um die Primfaktoren einer Zahl N mit l Stellen zu bestimmen exponentiell mit l . Ein Quantencomputer würde dafür jedoch nur eine Zeit benötigen, die polynomial anwächst [8]. Da mit der Schwierigkeit bei der Faktorisierung von Primzahlen auch die Sicherheit moderner Verschlüsselungsverfahren (z.B. RSA) verbunden ist, stellt das Vorhandensein eines Quantencomputers die Kryptographie vor neue Herausforderungen. Zusätzlich dazu gibt es weitere Verwendungen etwa bei Quantenalgorithmien zur Quantenfeldtheorie (QFT) [9]. Die wohl interessanteste Anwendung für das in dieser Dissertation beschriebene Experiment ist jedoch die Simulation von Quantensystemen ([10], [11]). Zu den bereits durchgeführten Experimenten auf diesem Gebiet gehört z.B. der adiabatische Übergang eines paramagnetischen Systems zu einem ferromagnetischen System mit zwei [12] bzw. bis zu neun Ionen [13], die Simulation eines relativistischen Teilchens [14], die Generierung eines Teilchens [15] oder die Simulation eines Zwei-Spin Ising-Systems [16].

Es gibt eine Reihe von Möglichkeiten einen solchen Computer umzusetzen, wie z.B. nuclear magnetic resonance (NMR) [17], Cavity-QED (Quantenelektrodynamik) [18], Quantenpunkte [19] oder neuerdings auch Hybridsysteme [20]. Im Jahre 1995 wurden von I. Cirac und P. Zoller Ionen als sehr gute Kandidaten für die Implementierung eines Quantencomputers vorgeschlagen [21]. Seither ist der Siegeszug der Ionenfallen-Quantencomputer ungebrochen und es besteht Grund zur Annahme, dass sich gefangene Ionen für Quantenoperationen durchsetzen werden. In dem hier beschriebenen Experiment werden die Ionen in einer linearen Paulfalle gefangen, lasergekühlt und anschließend mit Laserstrahlung und Mikrowellen in gewünschter Manier manipuliert.

In dieser Arbeit wird zunächst in Kapitel 2 allgemein auf die Voraussetzungen und Vorteile von Quantencomputern eingegangen, welche auf gespeicherten Ionen in einer elektrodynamischen Falle basieren. In Kapitel 3 werden die theoretischen Grundlagen erläutert. Dies beinhaltet grundlegende Erläuterungen hinsichtlich der Verwendung von Zwei-Niveau-Systemen im allgemeinen und einen Hyperfein-Übergang von Ytterbium im speziellen für das hier beschriebene Experiment. Abgesehen davon wird

das Prinzip der Doppler- bzw. Seitenbandkühlung, die Funktionsweise einer linearen Paulfalle und die für dieses Experiment charakteristische Verwendung von Mikrowellen in einem magnetischen Gradientenfeld näher beleuchtet. Anschließend wird sich in Kapitel 4 dem experimentellen Aufbau gewidmet. Dabei wird anfangs auf den Aufbau und das Einstellen der Laser-Parameter eingegangen sowie einige wichtige optische Komponenten erklärt. Im Anschluss daran wird der Aufbau und der Umgang mit dem Vakuum-Rezipienten expliziert. Weitere Punkte sind die Erzeugung des statischen magnetischen Feldes, der Aufbau der optischen Komponenten, sowie die elektrische Versorgung der Fallenelektroden und der Mikrowellenantenne. Abschließend werden in Kapitel 5 die Resultate der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente besprochen und analysiert. Einen Schwerpunkt bildet dabei die Erläuterung und Auswertung der Messungen zur Seitenbandkühlung von $^{171}\text{Yb}^+$ -Ionen im Mikrowellenregime.

Kapitel 2

Der Ionenfallen-Quantencomputer

Herkömmliche Computer basieren auf Operationen, welche im Binärsystem durchgeführt werden. Diese Bits (*binary digit*) eines klassischen Computers können dabei die Werte 0 und 1 annehmen. Der große Vorteil beim Quantencomputer hingegen ist, dass die so genannten Qubits (*Quantumbits*), welche üblicherweise durch ein Zwei-Niveau-System realisiert werden, nicht nur in zwei diskreten Zuständen, sondern auch in Superpositionen derselben auftreten können. Diese Tatsache wird bei den Quantenoperationen ausgenutzt, da es dadurch erlaubt ist Rechenprozesse parallel auszuführen, wobei diese parallelen Rechenwege am Ende der Operation wieder interferieren und somit ein eindeutiges Ergebnis liefern. Sind also beispielsweise N Qubits vorhanden, welche 2^N orthonormale Basiszustände haben, so können 2^N Prozesse gleichzeitig durchgeführt werden (Quantenparallelismus). Der Zustand eines solchen Zwei-Niveau-Systems ist dabei gegeben durch

$$\psi = c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle, \quad (2.1)$$

wobei $|0\rangle$ und $|1\rangle$ die zwei Zustände des Systems darstellen mit den Besetzungswahrscheinlichkeiten $|c_0|^2$ und $|c_1|^2$ (mit $c_0, c_1 \in \mathbb{C}$), während die Normierungsbedingung $|c_0|^2 + |c_1|^2 = 1$ gilt. Abgesehen davon können Qubits verschränkt werden, was bedeutet, dass der Zustand des Systems nicht separabel ist. Die Qubits stehen also in starker Verbindung zueinander, auch wenn sie räumlich weit voneinander getrennt sind. Das bedeutet, dass eine Messung an einem Qubit vom Ergebnis einer Messung am anderen Qubit abhängig ist [22]. Die Zustände dieses Systems nennt man verschränkt und die einfachsten verschränkten Zwei-Qubit-Zustände werden Bell Zustände genannt [23]. Eine einfache Operation mit einem Quantencomputer initialisiert die verwendeten Qubits, manipuliert diese und liest anschließend die Endzustände aus. Damit ein System als universeller Quantencomputer verwendet werden kann, muss es mehrere

Bedingungen erfüllen. Als Richtlinie gelten die Anforderungen, welche von DiVincenzo wie folgt zusammengefasst wurden [24]:

- Es muss sich um ein skalierbares physikalisches System mit klar definierten Qubits handeln. Das bedeutet, dass die Eigenschaften des Qubits bekannt sein sollen, also der interne Hamilton-Operator (Energieeigenzustände), andere Zustände des Qubits, sowie Wechselwirkungen und Kopplungen mit anderen Systemen und äußeren Feldern.
- Die Initialisierung der Qubits muss möglich sein. Es ist also notwendig, dass der Anfangszustand vor Ausführung der Operationen bekannt sein muss, was durch Kühlen oder projektive Messungen erreicht wird.
- Die Kohärenzzeit der Qubits muss wesentlich länger sein als die Operationszeit. Die Dekohärenz, also die Kopplung mit der Umwelt, muss bei der Quanteninformationsverarbeitung unbedingt minimiert werden. Als Richtwert wird eine Dekohärenzzeit von etwa $10^4 - 10^5$ mal einer individuellen Gatter-Operation genommen [25].
- Es muss einen universellen Satz von Quantengattern geben. Das heißt, dass eine Sequenz unitärer Transformationen auf eine Anzahl von Qubits wirkt, was im einfachsten Fall durch Ein-Qubit Operationen und die so genannten CNOT-Gatter implementiert wird [26] (siehe auch Abschnitt 3.1.3).
- Es muss möglich sein, ausgewählte Qubits gezielt zu adressieren. Dies ist sowohl bei der Initialisierung als auch insbesondere beim Auslesen der Qubits nach der Durchführung beispielsweise einer Simulation nötig.

Alle diese Bedingungen werden von Ionen, welche in einer Falle gefangen sind sehr gut erfüllt, wie im Folgenden zu sehen ist:

- In einer linearen Paulfalle, wie sie in diesem Experiment verwendet wird, dienen langlebige interne Zustände der Ionen als Qubits. Dies können optische Qubits sein, so wie etwa $^{40}\text{Ca}^+$ [27] oder Hyperfeinqubits wie bei $^9\text{Be}^+$ [28] oder Ytterbium Yb^+ ([29], [30]). Das Qubit-Register wird durch mehrere zu einer Kette aufgereihten Ionen umgesetzt.
- Die Initialisierung der Qubits wird durch optisches Pumpen in einen wohldefinierten Grundzustand erreicht.

- In aktuellen Quanteninformationsexperimenten gibt es Kohärenzzeiten von bis zu einigen Sekunden (mit Dressed States), während die Dauer von Quantenoperationen etwa fünf bis sechs Größenordnungen niedriger ist [31].
- Ein-Qubit-Operationen können leicht durchgeführt werden, indem Rabi-Oszillationen zwischen den beiden Qubit-Niveaus mit resonanten Laser- oder Mikrowellenpulsen angeregt werden.
Zwei Qubit-Gatter werden realisiert indem die Information des einen Qubits auf die Schwingungs-Freiheitsgrade der Ionenkette übertragen werden [32].
- Abhängig vom Zustand ist das Qubit entweder dunkel oder es fluoresziert bei Anregung in einen Hilfszustand Licht, so dass die Zustände des Ions unterschieden werden können. Zudem ist es in dem hier beschriebenen Experiment möglich, einzelne Qubits gezielt mit der Mikrowelle anzusprechen, was von der Verwendung eines Magnetfeldgradienten herrührt [33] (siehe auch Abschnitt 3.4).

Trotz dieser viel versprechenden Ansätze treten aber noch Probleme bei der Verwendung mit Ionenfallen auf:

- Mit zunehmender Zahl an Ionen (Qubits) ergeben sich Probleme (höhere Masse, komplizierte Modenstruktur der längeren Ketten), so dass es wünschenswert ist, Ionen zwischen mehreren Fallen zu verschieben. Dies wird beispielsweise in Mikrofallen realisiert.
- Weitere Schwierigkeiten ergeben sich aus technischen Problemen, wie etwa Fluktuationen der Laserintensität, der Frequenz und der Phase des Lasers. Außerdem spielt auch die Strahlqualität, die Strahlfokussierung und die Streuung eine Rolle [34].
- Die Kohärenzzeiten werden durch den spontanen Zerfall des angeregten Niveaus reduziert (bei optischen Qubits [35], [36]), sowie durch Feldfluktuationen (bei optischen und hyperfein Qubits). Auch deshalb ist es von hoher Wichtigkeit, das System so gut wie möglich gegen äußere Einflüsse abzuschirmen bzw. derartige Einflüsse auszugleichen.
- Zudem beeinträchtigt die thermische Anregung der Ionenkristall-Schwingungsmoden die Güte von Gatteroperationen (Debye-Waller Faktor [37]).

Eine weitere Möglichkeit zur Implementierung eines Quantencomputers, ohne die Verwendung von Gattern sind die so genannten Einweg-Quantencomputer. Dabei wird eine benötigte Zahl von Qubits in einem hochverschränkten Clusterzustand präpariert. Anschließend erfolgt eine Reihe von Ein-Qubit-Messungen, welche vom Ergebnis der vorherigen Messung abhängig sind [38]. Eine erste experimentelle Umsetzung ist in [39] erläutert.

Kapitel 3

Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel wird der theoretische Hintergrund für unsere Versuche beschrieben. Dabei wird zunächst in Abschnitt 3.1 die Theorie des Zwei-Niveau-Atoms behandelt, welches für die relevanten Übergänge in dem hier beschriebenen Experiment eine gute Näherung darstellt. Im anschließenden Abschnitt 3.2 wird dann auf die Bedeutung von Ytterbium eingegangen, sowie die verwendeten Niveaus erläutert, die zum Kühlen der Ionen bzw. für die späteren Operationen zur Quanteninformationsverarbeitung verwendet werden. Ebenfalls wird hier auf die in diesem Experiment verwendete Photoionisation eingegangen. Danach wird in Unterkapitel 3.3 die Laserkühlung näher behandelt und auf ein theoretisches Fundament gestellt. Dabei wird zunächst die Dopplerkühlung vorgestellt bevor die Theorie zur Wechselwirkung zwischen Ionen und elektromagnetischen Feldern näher erläutert wird. Im Anschluss an diese Abschnitt werden in 3.4 die wichtigen Vorteile der Mikrowellentechnik bei der Quanteninformationsverarbeitung verdeutlicht, sowie die experimentellen Grundlagen der Seitenbandkühlung mit Mikrowellen näher beleuchtet. Die Grundlagen und Funktionsweise der Falle werden in Abschnitt 3.5 dargelegt mit einem Schwerpunkt auf dem in der Falle anwesenden Potential, mit welchem die Ionen letzten Endes gefangen werden.

3.1 Das Zwei-Niveau-Atom

3.1.1 Die Schrödinger-Gleichung

Die Wechselwirkung eines Atoms mit einem Strahlungsfeld kann durch den Hamiltonian $H(t) = H_0 + H'(t)$ beschrieben werden, wobei H_0 den feldfreien, zei-

unabhängigen Hamiltonian repräsentiert, während $H'(t)$ die Kopplung zwischen Atom und Strahlungsfeld beschreibt. Für den zeitunabhängigen Hamiltonian gilt dabei $H_0\Phi_n(\vec{r}) = E_n\Phi_n(\vec{r})$ mit den Eigenenergien $E_n = \hbar\omega_n$, dem Ortsvektor des Elektrons \vec{r} , der Frequenz ω_n , der Konstanten $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ und den Eigenfunktionen Φ_n . Diese bilden eine vollständige Basis und somit können die Wellenfunktionen, welche die Schrödinger-Gleichung $H\psi(\vec{r}, t) = i\hbar\frac{\partial\psi(\vec{r}, t)}{\partial t}$ lösen, entwickelt werden zu

$$\psi(\vec{r}, t) = \sum_k c_k(t)\Phi_k(\vec{r})e^{-i\omega_k t}, \quad (3.1)$$

mit zeitabhängigen Koeffizienten $c_k(t)$. Demnach kann nun die Schrödingergleichung als

$$H(t)\psi(\vec{r}, t) = [H_0 + H'(t)] \sum_k c_k(t)\Phi_k(\vec{r})e^{-i\omega_k t} = i\hbar \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) \sum_k c_k(t)\Phi_k(\vec{r})e^{-i\omega_k t} \quad (3.2)$$

geschrieben werden. Multipliziert man nun beide Seiten der Gleichung mit $\Phi_j^*(\vec{r})$ und integriert über die Raumkoordinaten \vec{r} , so erhält man für die Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{dc_j(t)}{dt} = \sum_k c_k(t)H'_{jk}(t)e^{i\omega_{jk}t}, \quad (3.3)$$

mit $\omega_{jk} = (\omega_j - \omega_k)$ und $H'_{jk}(t) = \langle \Phi_j | H'(t) | \Phi_k \rangle$. Diese Gleichung ist im allgemeinen analytisch nicht exakt lösbar. Jedoch lässt sie sich stark vereinfachen, wenn nur die Niveaus betrachtet werden, die wichtig für eine Wechselwirkung mit einem (nahezu) resonanten Lichtfeld sind. In der Natur gibt es zwar offensichtlich keine Zwei-Niveau-Atome, jedoch ist dies eine sinnvolle Näherung, wenn das Lichtfeld nur mit zwei der Niveaus eine strenge Kopplung eingeht. Diese beiden Zustände werden in der Literatur meistens als $|g\rangle$ (Grundzustand) und $|e\rangle$ (angeregter Zustand) bezeichnet. Dieses so genannte Rabi-Problem wird gelöst indem alle diagonalen Elemente von $H'(t)$ verschwinden, so dass nur noch ein nichtverschwindendes Element ($H'_{ge}(t) = H'_{eg}(t)$) in der Summe übrig bleibt [40]. Unter besonderer Berücksichtigung dieser Tatsache wird Gleichung 3.3 zu

$$i\hbar \frac{dc_g(t)}{dt} = c_e(t)H'_{ge}(t)e^{-i\omega_a t} \text{ und} \quad (3.4)$$

$$i\hbar \frac{dc_e(t)}{dt} = c_g(t)H'_{eg}(t)e^{-i\omega_a t}, \quad (3.5)$$

mit der atomaren Resonanzfrequenz ω_a .

3.1.2 Rabi-Oszillationen

Der Wechselwirkungs-Hamiltonian eines Atoms, welches sich in einem elektromagnetischen Feld befindet wird in einem halbklassischen Ansatz durch

$$H'(t) = -e\vec{r} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (3.6)$$

gegeben [41], mit dem Dipolmoment des Atoms $\vec{p} = e\vec{r}$ (Dipolnäherung), wobei \vec{r} den Ort des Elektrons und \vec{E} den elektrische Feldvektor repräsentiert und e die Elementarladung bezeichnet. Die Dipolnäherung kann verwendet werden, weil die räumliche Variation von $\vec{E}(\vec{r}, t)$ vernachlässigbar ist, da die Ausdehnung der Wellenfunktionen $\Phi_n(\vec{r})$ typischerweise weniger als 1 nm beträgt, während die verwendeten optischen Wellenlängen gewöhnlich mehrere hundert nm betragen. Nachdem nur zwei atomare Zustände, welche durch eine schmalbandige Anregung miteinander verbunden sind, betrachtet werden, kann weiterhin die so genannte Drehwellennäherung (RWA) eingeführt werden, welche alle Terme in den Gleichungen 3.4 und 3.5 mit $\frac{1}{\omega_l}$ gegenüber Termen mit $\frac{1}{\delta}$ vernachlässigt. Dabei ist $\delta \equiv \omega_l - \omega_a$ die Verstimmung zwischen der Laserfrequenz ω_l und der atomaren Resonanzfrequenz ω_a (siehe auch Abbildung 3.1).

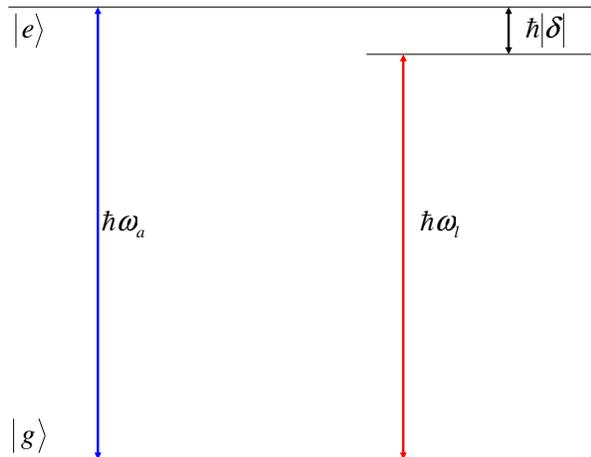


Abbildung 3.1: Energieniveaus eines Zwei-Niveau-Atoms mit dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e\rangle$. Die Energiedifferenz zwischen beiden Niveaus ist gegeben durch $\hbar\omega_a$. Die Energie des monochromatischen Lichtfeldes ist dabei $\hbar\omega_l$ mit einer Verstimmung $\delta = \omega_l - \omega_a$ von der atomaren Resonanz.

Wird nun ein elektrisches Feld betrachtet, welches durch eine ebene Welle in z -Richtung beschrieben wird $\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \hat{e} \cos(kz - \omega_l t)$, mit dem Wellenvektor $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, so wird der Hamiltonian zu $H_{eg}(t) = \hbar\Omega \cos(kz - \omega_l t)$ mit der Rabi-Frequenz

$$\boxed{\Omega = \frac{-eE_0}{\hbar} \hat{e} \cdot \langle e | \vec{r} | g \rangle}. \quad (3.7)$$

Hier ist \hat{e} der Einheitspolarisationsvektor, E_0 die Amplitude des Lichtfeldes, \vec{r} der Ortsoperator und $\langle e | \vec{r} | g \rangle$ das Übergangsmatrixelement zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand. Da für ein Zwei-Niveau-Atom das Dipolmoment parallel zur Polarisation des elektrischen Feldes ist, kann Gleichung 3.7 auch geschrieben werden als

$$\boxed{\Omega = \frac{-eE_0}{\hbar} \cdot \langle e | r | g \rangle}. \quad (3.8)$$

Werden nun die Gleichungen 3.4 und 3.5 differenziert und $c_e(t)$ ersetzt, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Drehwellennäherung (da alle Terme mit $\frac{1}{\omega_l}$ gegenüber Termen mit $\frac{1}{\delta}$ vernachlässigt werden können) das entkoppelte Differentialgleichungssystem

$$\frac{d^2 c_g(t)}{dt^2} - i\delta \frac{dc_g(t)}{dt} + \frac{\Omega^2}{4} c_g(t) = 0 \text{ und} \quad (3.9)$$

$$\frac{d^2 c_e(t)}{dt^2} - i\delta \frac{dc_e(t)}{dt} + \frac{\Omega^2}{4} c_e(t) = 0. \quad (3.10)$$

Für ein Atom, welches sich anfangs im Grundzustand ($c_g(0) = 1$ und $c_e(0) = 0$) befand ist die Lösung von Gleichungen 3.9 und 3.10 also

$$c_g(t) = \left(\cos \frac{\Omega' t}{2} - i \frac{\delta}{\Omega'} \sin \frac{\Omega' t}{2} \right) e^{i\delta t/2} \text{ und} \quad (3.11)$$

$$c_e(t) = -i \frac{\Omega}{\Omega'} \sin \frac{\Omega' t}{2} e^{-i\delta t/2}. \quad (3.12)$$

Die Rabi-Frequenz bestimmt die Oszillationsfrequenz der Populationen im Grundzustand und im angeregten Zustand. Die Wahrscheinlichkeit ein Atom in einem der beiden Zustände zu finden oszilliert daher mit einer Frequenz von

$$\boxed{\Omega' \equiv \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}}. \quad (3.13)$$

Diese effektive Oszillationsfrequenz nimmt mit einer steigenden Verstimmung $|\delta|$ von der Resonanzfrequenz zu, während die Amplitude abnimmt, weil die Wahrscheinlichkeit, dass das Atom im angeregten Zustand ist, abnimmt, da diese Wahrscheinlichkeit mit $\frac{\Omega}{\Omega'}$ skaliert.

3.1.3 Die Blochkugel

Um die Rotation eines einzelnen Qubits besser zu verstehen wird häufig das Modell der Bloch-Kugel verwendet [42]. Ein beliebiger Zustand des Qubits $|\psi\rangle = c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle$ kann mit Hilfe des sogenannten Bloch-Vektors dargestellt werden, wobei $|0\rangle$ und $|1\rangle$ den Südpol bzw. Nordpol einer Kugel darstellen [43]. Alle anderen Punkte auf der Blochkugel stehen für unterschiedliche Überlagerungen, so z.B. Punkte am Äquator für eine 50/50 Überlagerung von Grundzustand und angeregtem Zustand (siehe Abbildung 3.2). Nachdem die globale Phase der Wellenfunktion sowieso keine physikalische Bedeutung hat, wird c_1 gewöhnlich als reell angenommen. Unter Verwendung des Zusammenhangs $|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$ kann der Zustand somit auch ausgedrückt werden durch

$$|\psi\rangle = e^{i\Phi} \sin \frac{\Theta}{2} |0\rangle + \cos \frac{\Theta}{2} |1\rangle. \quad (3.14)$$

Hierbei gibt Θ den Winkel zwischen Bloch-Vektor und Nordpol der Kugel und Φ die Phase des Zustands an. Unter Verwendung von Gleichung 3.14 kann der Qubit-Zustand $|\psi\rangle$ nun als Punkt auf einer Kugel veranschaulicht werden, der sogenannten Bloch-Kugel. Die Länge des Bloch-Vektors ist dabei immer 1, wenn es sich um reine Zustände handelt. Die Blochkugel ist demzufolge ein sehr anschaulicher Weg die Wechselwirkung eines Atoms in einem Lichtfeld zu beschreiben [44].

Es wurde gezeigt, dass jede unitäre Operation aus Ein-Qubit-Rotationen und CNOT-Gattern aufgebaut werden kann [23]. Um einen Quantenalgorithmus zu implementieren bedarf es also lediglich dieser beiden Zutaten und jeder Quantenalgorithmus kann, im Prinzip, durchgeführt werden.

Eine Ein-Qubit-Rotation ist so definiert, dass der zu einem Zustand gehörige Bloch-Vektor um eine beliebige Achse mit einem beliebigen Winkel rotiert wird. Da jegliche dieser Rotationen auch beschrieben werden kann durch nacheinander durchgeführte Rotationen um die x -, y - und z -Achse genügt es lediglich Rotationen um diese drei Achsen zu betrachten. Die Rotation eines Qubits um eine der drei Raumachsen mit einem Winkel Θ wird schließlich durch den unitären Operator

$$U_{rot}(\alpha, \Theta) = e^{-i\frac{\Theta}{2}\sigma_\alpha}, \quad (3.15)$$

mit $\alpha = x, y, z$ und den Pauli-Matrizen σ_α beschrieben, die ja gerade die Generatoren von Rotationen im zweidimensionalen Hilbertraum sind [45].

Ein CNOT-Gatter kann dabei als reversibles Äquivalent des klassischen XOR-Gatter betrachtet werden. Das XOR-Gatter hat zwei bits a und b als Input und der Output $XOR(a,b)$ hängt von den Einträgen der beiden bits ab (siehe Tabelle 3.1). Ist entweder das eine oder das andere 1, so hat die Ausgabe den Wert 1, haben beide bits

Tabelle 3.1: Wahrheitstabelle für ein XOR-Gatter

a	b	XOR(a,b)
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Tabelle 3.2: Wahrheitstabelle für ein CNOT-Gatter

$ a\rangle$	$ b\rangle$	$U_{CNOT} a\rangle b\rangle$
$ 0\rangle$	$ 0\rangle$	$ 0\rangle 0\rangle$
$ 0\rangle$	$ 1\rangle$	$ 0\rangle 1\rangle$
$ 1\rangle$	$ 0\rangle$	$ 1\rangle 1\rangle$
$ 1\rangle$	$ 1\rangle$	$ 1\rangle 0\rangle$

jedoch den gleichen Wert, so ist die Ausgabe 0. Andersherum ausgedrückt kann man sagen, dass die Ausgabe b ist, falls a im Zustand 0 ist und wenn a im Zustand 1 ist, dann ist die Ausgabe das Inverse von b. An diesem Beispiel lässt sich leicht sehen, dass der Prozess nicht reversibel ist, da aus zwei Eingaben eine Ausgabe produziert wurde. Anhand der Ausgabe lassen sich die Eingaben also nicht exakt rekonstruieren. Beim CNOT-Gatter hingegen wirkt ein unitärer Operator U_{CNOT} auf einen Tensorzustand aus zwei Qubits, welche in Kontroll- und Zielqubit unterschieden werden. Genau wie beim XOR-Gatter invertiert das CNOT-Gatter das Ziel-Qubit, wenn das Kontroll-qubit im Zustand $|1\rangle$ ist und lässt es im anderen Fall unberührt (siehe Tabelle 3.2). Das Kontroll-Qubit wird in keinem Fall geändert. Daraus lässt sich erkennen, dass das CNOT-Gatter im Gegensatz zum XOR-Gatter reversibel ist.

3.2 Ytterbium

3.2.1 Grundlagen

In unserem Experiment verwenden wir interne hyperfeinaufgespaltene Level von Ytterbium als Qubits. Konkret werden die Isotope ^{172}Yb (natürliche Häufigkeit: 21.9%) und insbesondere ^{171}Yb (14.3%) verwendet, was auf die Hyperfeinstruktur des ^{171}Yb Isotops zurückzuführen ist. Dieses Isotop besitzt ein magnetisches Kernmoment, was für die Hyperfeinaufspaltung verantwortlich ist, deren energetischer Abstand

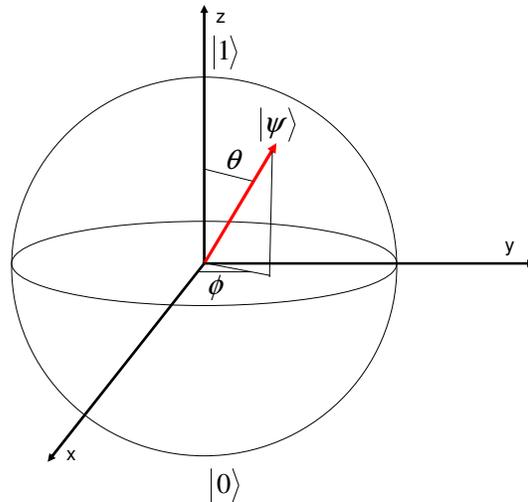


Abbildung 3.2: Illustration der Bloch-Kugel. Der Blochvektor $|\Psi\rangle$ beschreibt den Zustand auf der Oberfläche einer Kugel.

gering ist und somit mittels Mikrowellen angeregt werden kann. Ytterbium hat die Ordnungszahl 70 und befindet sich im Periodensystem der Elemente in Gruppe III und Periode sechs. Damit gehört es zu den Lanthanoiden und wird den Metallen der seltenen Erden zugeordnet. Der Siedepunkt von Ytterbium beträgt 1194°C .

3.2.2 Energieschema

In dem hier beschriebenen Experiment wird ausschließlich $^{171}\text{Yb}^+$ verwendet. Zwar werden Ionenfallen-Experimente auch mit anderen Ionen durchgeführt (z.B. Be^+ [46] oder Ca^+ [47]), jedoch entscheidet der verwendete Ionentyp über den zu verwendenden Experimentaufbau. Beispielsweise wird bei einigen Ionen die Kohärenzzeit durch spontane Emission und insbesondere durch Phasenfluktuationen des Laser-Lichtes, welches für die Anregung des Qubit-Übergangs verwendet wird, verkürzt [48]. Es ist daher wünschenswert Übergänge zu finden, die eine längere Kohärenzzeit erlauben, was durch die Verwendung von $^{171}\text{Yb}^+$ in die Tat umgesetzt wird. Denn dieses Isotop hat ganz spezielle, für unsere Zwecke sehr dienliche, Eigenschaften. Es hat einen

Kernspin von $\frac{\hbar}{2}$ was in einer Aufspaltung in zwei Hyperfeinniveaus resultiert. Diese beiden Niveaus formen nun das Qubit, welches im Weiteren verwendet werden soll. Ein großer Vorteil ist, wie oben erwähnt, dass zwischen diesen beiden Niveaus praktisch keine spontane Emission vorkommt und es sich um einen Übergang handelt, der nicht magnetfeldsensitiv ist, was zu einer längeren Kohärenzzeit führt [30]. Das Energielevelschemata kann in Abbildung 3.3 eingesehen werden.

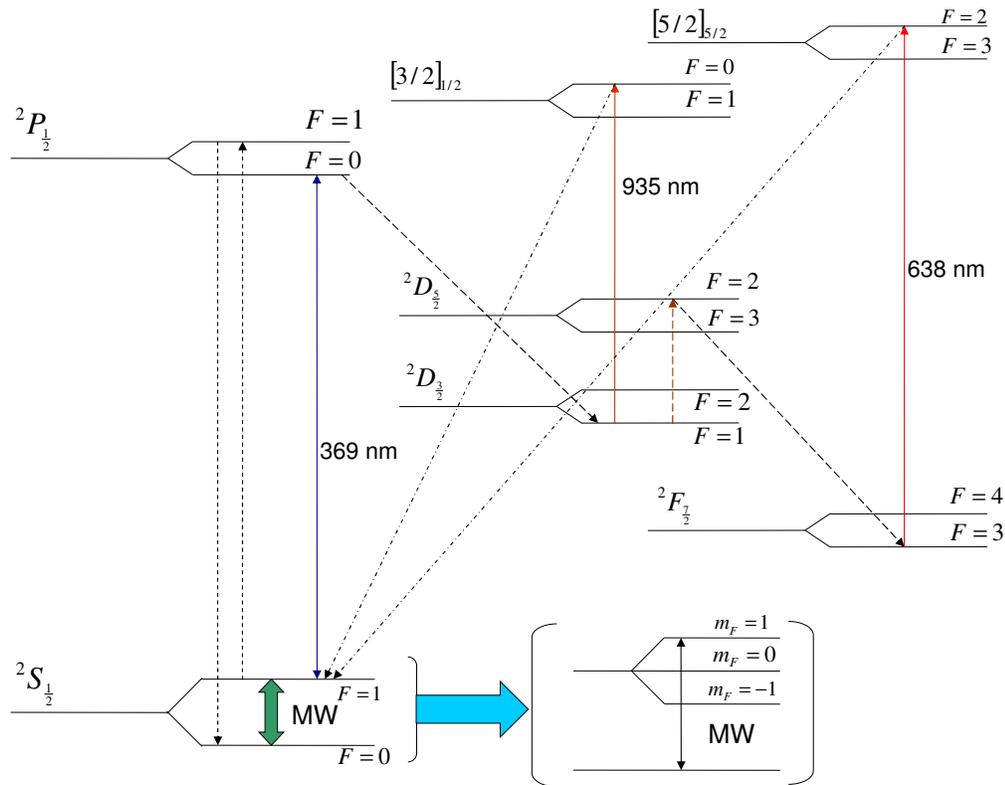


Abbildung 3.3: Auszug aus dem Energieniveauschema eines $^{171}\text{Yb}^+$ -Ions. Zu sehen sind die Qubit-Übergänge und die Übergänge, welche für das Kühlen des Ions notwendig sind. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Das Qubit wird aus den beiden Zeeman-Niveaus des hyperfeinaufgespaltenen $4f^{14}6s^2S_{1/2}$ Niveaus gebildet. Dabei haben der Grundzustand $F = 0$, $m_F = 0$ und der angeregte Zustand $F = 1$, $m_F = 1$ einen Energieunterschied von etwa 12.6 GHz, welcher mittels einer Mikrowelle getrieben werden kann, wobei die genaue

Kontrolle der Pulslänge und der Leistung die Manipulation des Qubits erlauben [49]. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 3.3 der Übergang zwischen den Zeeman-Niveaus eingezeichnet. Der wichtigste Laser im beschriebenen Experiment hat eine Wellenlänge von etwa 369 nm. Dieser treibt den einzigen Übergang, dessen Fluoreszenzlicht mit der bildverstärkten CCD-Kamera detektiert wird, nämlich den zwischen $^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$ und $^2P_{\frac{1}{2}}$, $F = 0$. Man kann das Qubit also nur detektieren, wenn es sich im angeregten Zustand befindet. Befindet es sich jedoch im Grundzustand so wird kein Licht emittiert. Dies führt zu einer Unterscheidbarkeit der Zustände des Qubits anhand der Fluoreszenz von 369 nm Licht.

3.2.3 Photoionisation

Um Ytterbium-Ionen fangen zu können, müssen diese zunächst ionisiert werden. Dazu befindet sich in der Vakuum-Kammer ein Ofen, welcher ^{171}Yb -Atome enthält. Wird nun dieser Ofen mit Strom gespeist, so erhitzt sich dieser und Ytterbium wird verdampft. Der Divergenzwinkel des den Ofen verlassenden Atomstrahls beträgt etwa 30° [50] was zur Folge hat, dass ein Großteil des Fallenbereichs mit Ytterbium-Atomen ausgestattet wird. Die Photoionisation findet nun in zwei Schritten statt: Anfangs wird das neutrale Atom mittels eines Lasers mit einer Wellenlänge von etwa 399 nm vom S_0 -Zustand in den P_1 -Zustand angeregt (Abbildung 3.4). Für die endgültige Ionisierung des Atoms ist nun ein Lichtfeld nötig, welches eine Wellenlänge besitzt, die kleiner als 394 nm ist. Da in diesem Experiment sowieso ein Laser mit 369 nm verwendet wird, kann dieser nun zusätzlich für den zweiten Schritt der Photoionisation eingesetzt werden. Dadurch wird das Atom vom atomaren P_1 -Zustand in den $S_{\frac{1}{2}}$ -Zustand des Ytterbium-Ions überführt, welcher den Grundzustand für sämtliche Qubit-Operationen darstellt. Für eine ausführlichere Behandlung der Photoionisation, siehe [51].

Ein interessanter Nebeneffekt ist, dass diese Art der Ionisation obendrein isotopen-selektiv ist. Denn jedes Ytterbium-Isotop hat eine charakteristische Frequenz für den resonanten Übergang bei 399 nm. Man kann nun also im Experiment die Wellenlänge des 399 nm Lasers exakt dem gewünschten Isotop anpassen und somit aus einem Isotopengemisch auswählen, welches Ion man gerne in seiner Falle sehen würde.

3.3 Laserkühlung

Es gibt unterschiedliche Methoden, um Ionen zu kühlen. Die Bewegung kann dadurch gedämpft werden, dass die Fallenelektroden an einen elektrischen Schaltkreis gekop-

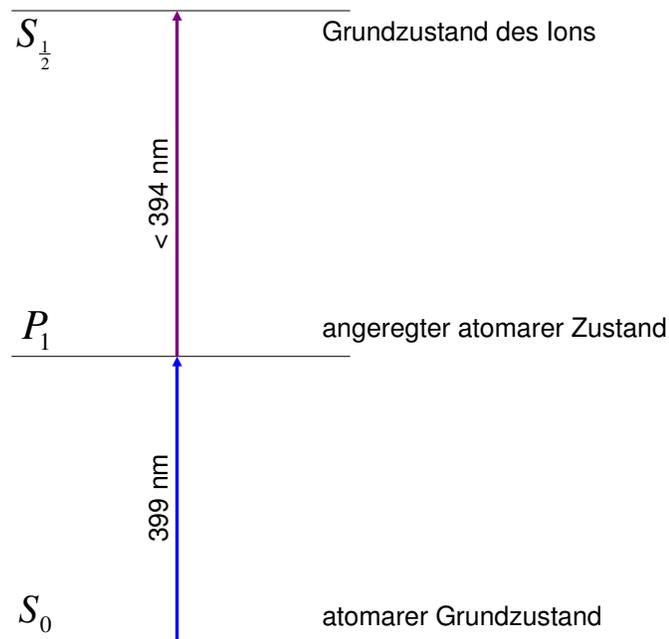


Abbildung 3.4: Übersicht über die verwendeten Niveaus und Laser bei der zweistufigen Photoionisation.

pelt werden, der Energie abführt, die Ionen können mit Hilfe von Hintergrundgas gekühlt werden oder durch inelastische Streuung von Laserlicht. Dabei bietet nur die Methode der Laserkühlung die Möglichkeit, die Ionen ins Quantenregime zu kühlen. Zudem kann diese Wechselwirkung nach Belieben ein- oder ausgeschaltet werden und bietet daher ein großes Maß an Flexibilität. Deshalb wird diese im Folgenden beschrieben.

3.3.1 Dopplerkühlung

In der Falle befindliche Ionen müssen gekühlt werden, damit sie eine Ionenkette (Kristall) bilden, welche die Grundlage für alle weiteren Experimente darstellt. Dazu wird die elegante Technik der Laserkühlung verwendet, welche bereits im Jahre 1975 erstmals vorgeschlagen wurde ([52], [53]). Dabei ist das Wort „Kühlung“ insofern irrefüh-

rend, als dass es sich dabei nicht um einen Temperaturbegriff als Zustandsbeschreibung eines thermodynamischen Gleichgewichts handelt. Der hier verwendete Temperaturbegriff versteht sich vielmehr als Maß für die kinetische Energie der Ionen. Die Idee dahinter ist es, kinetische Energie von einem Lichtfeld auf Ionen zu übertragen und diese dadurch abzubremsen. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass diese Technik auch bei neutralen Atomen funktioniert. Da im Rahmen dieser Arbeit jedoch mit Ionen gearbeitet wird, werden künftig Ionen als Objekte der Laserkühlung betrachtet. Bewegt sich nun ein solches Ion relativ zur Ausbreitungsrichtung eines Laserstrahls, so stimmt die Laserfrequenz, welche vom Ion registriert wird auf Grund des Doppler-Effektes nicht mit der Laserfrequenz im Laborsystem überein. Der Zusammenhang zwischen der dopplerverschobenen Frequenz ν und der Frequenz des Lasers im Laborsystem ν_0 wird beschrieben durch

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right), \quad (3.16)$$

wobei v die Geschwindigkeit des Ions in Richtung des Laserstrahls ist. Absorbiert nun ein Ion, welches sich entgegen der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls bewegt, ein Photon aus dem Feld des Lasers, so erhält es in diesem Absorptionsprozess ebenfalls einen Impuls der Größe $\hbar k = \frac{h\nu}{c}$ mit dem Betrag des Wellenvektors k . Anschließend kann es durch einen spontanen Prozess wieder in den Grundzustand zerfallen und sendet dabei ein Photon in zufälliger Richtung aus, mit entsprechendem Impulsübertrag auf das Ion, um der Impulserhaltung zu genügen. Wenn sich dieser Prozess oft wiederholt, so erhält das Ion einen Nettoimpuls in Richtung des Laserstrahls, da sich die Impulse der spontanen Zerfälle im Mittel aufheben, weil keine Richtung bevorzugt ist. Damit eine effektive Anregung stattfindet, muss der Laser etwas rot verstimmt sein (d.h. zu einer größeren Wellenlänge), damit seine Frequenz mit der Resonanzfrequenz des verwendeten Übergangs im Bezugssystem des Ions übereinstimmt (siehe auch Abbildung 3.1). Daraus erklärt sich auch dessen Verlust an kinetischer Energie: Das Ion emittiert ein Photon mit einer etwas kleineren Wellenlänge als es vorher absorbiert hat. Auf Dauer verliert es dadurch Energie und der Energieerhaltungssatz ist erfüllt (siehe Abbildung 3.5). Da diese Methode auf dem Doppler-Effekt beruht, wird sie auch **Doppler-Kühlung** genannt. Üblicherweise wird zudem angenommen, dass die spontane Emission dazu dient die Entropie des gekühlten Ions zu verringern. Jedoch zeigen aktuelle Überlegungen, dass das vorhandene Laserfeld allein ausreicht, um die Entropiebilanz auszugleichen [54].

Es ist zwar möglich, dass ein Ion, welches sich in Richtung des Laserstrahls bewegt ein Photon absorbiert und somit eine Steigerung seiner kinetischen Energie erfährt, jedoch ist dies wesentlich weniger wahrscheinlich als der umgekehrte Fall, was aus Gleichung

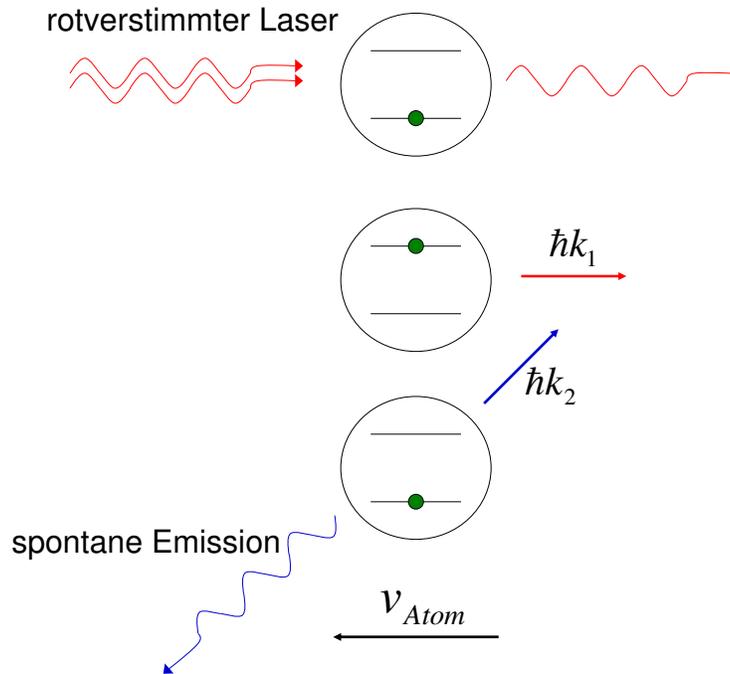


Abbildung 3.5: Anschauliche Erläuterung des Prinzips der Laserkühlung. Das Ion absorbiert ein Photon des leicht rot verstimmtten Lasers und erhält somit einen Impuls in Richtung des Lasers. Anschließend emittiert es spontan ein Photon in eine beliebige Raumrichtung und erhält bei häufiger Wiederholung dieses Prozesses einen Nettoimpuls in Richtung des Laserstrahls.

chung 3.16 leicht ersichtlich ist. In der Ionenfalle oszilliert ein Ion im harmonischen Fallenpotential mit der Frequenz ω_z . Das heißt, dass die Resonanzbedingung einmal pro Schwingungsperiode erfüllt ist, falls der Laser rot verstimmt ist, nämlich genau dann, wenn sich das Atom mit der entsprechenden Geschwindigkeit auf den Laser zu bewegt. Dann können Absorptions- und spontane Reemissionsprozesse stattfinden und das Ion wird effektiv gekühlt. Jedoch sind ebendiese Reemissionsprozesse auch dafür verantwortlich, dass man Ionen mittels Doppler-Kühlung nicht beliebig stark abbremsen kann. Denn durch den Zufalls-Charakter der spontanen Emission vollführt das Ion einen so genannten random walk, es diffundiert also im Impulsraum. Über eine große Anzahl von spontanen Emissionen gemittelt verschwindet der Netto-Impuls auf das

Ion zwar, aber für jeden einzelnen dieser Prozesse ergibt sich dennoch ein Impuls auf das Ion, so dass es eine fluktuierende kinetische Restenergie besitzt. Es wird also in geringem Maße geheizt, was jedoch dem Kühlprozess entgegenwirkt. Die somit erreichbare Endtemperatur als Kompromiss aus den beiden konkurrierenden Prozessen ist die Doppler-Temperatur (Doppler-Limit), welche nur von der Linienbreite des verwendeten Kühlübergangs abhängt.

Im Folgenden wird die Doppler-Temperatur nun bestimmt, wobei von einem zwei-Niveau-System ausgegangen wird [55]. Für eine ausführlichere Behandlung der Thematik, siehe [56]. Die Erklärung erfolgt anhand eines neutralen Atoms, jedoch gilt Gleiches auch für Ionen.

Ein zwei-Niveau Atom bewege sich mit einer Geschwindigkeit v im Feld eines Lasers. Dabei ω_l die Laserfrequenz, Ω die Rabi-Frequenz und ω_a die Resonanzfrequenz des Ions. Die Verstimmung des Lasers wird mit $\delta = \omega_l - \omega_a$ angegeben. Unter diesen Umständen übt das Laserfeld eine Strahlungskraft auf das Ion aus, welche gegeben ist durch

$$F = \hbar k \Gamma \rho_{ee} \quad (3.17)$$

mit dem Wellenvektor $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und der Wahrscheinlichkeit, dass sich das System im angeregten Zustand befindet

$$\rho_{ee} = \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 4 \cdot (\delta - kv)^2}. \quad (3.18)$$

Dabei ist Γ die Linienbreite des Übergangs des Zwei-Niveau-Atoms. Diese Strahlungskraft kann um $v = 0$ (also wenn die Geschwindigkeit des Atoms bereits klein ist) entwickelt werden zu

$$F = F_0 + \left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} v, \quad (3.19)$$

mit

$$F_0 = \hbar k \Gamma \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2} \quad (3.20)$$

und

$$\left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} = F_0 \frac{8k\delta}{\Gamma^2 + 4\delta^2}. \quad (3.21)$$

F_0 ist dabei der mittlere Strahlungsdruck, welcher das Ion leicht vom Zentrum der Falle entfernt. In Gleichung 3.19 verursacht der 2. Term eine abbremsende Kraft, sofern $\delta < 0$ gilt. Dieser Kraft wirkt die Zufallsnatur der Absorptions- und Emissionsprozesse

entgegen. Der Energieverlust pro Zeiteinheit wird gegeben durch

$$\dot{E}_{\text{kühl}} = \langle Fv \rangle = \left\langle \left(F_0 + \left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} v \right) v \right\rangle = \left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} \langle v^2 \rangle. \quad (3.22)$$

Jedoch führen spontan emittierte Photonen zu einer diffusen Verbreiterung des mittleren Impulsquadrats. Daraus erfolgt ein Energiegewinn pro Zeiteinheit, welcher durch

$$\dot{E}_{\text{heiz}}^{em} = \frac{1}{2m} \frac{d}{dt} \langle p^2 \rangle = \frac{1}{2m} (\hbar k)^2 \Gamma \langle \rho_{ee}(v) \rangle \approx \frac{1}{2m} (\hbar k)^2 \Gamma \rho_{ee}(v=0) \quad (3.23)$$

gegeben ist, sofern die atomare Geschwindigkeit klein ist. Dabei ist m die Masse des Atoms. Fluktuationen der Kühlkraft aufgrund der diskreten Absorptionsprozesse tragen ebenfalls zum Heizen des Systems bei. Dabei ist der Beitrag durch die Absorptionsprozesse größenordnungsmäßig vergleichbar mit dem Beitrag der Emissionsprozesse und es gilt $\dot{E}_{\text{heiz}} = \dot{E}_{\text{heiz}}^{em} + \dot{E}_{\text{heiz}}^{abs}$. Im Falle eines thermischen Gleichgewichts gilt

$$\dot{E}_{\text{kühl}} + \dot{E}_{\text{heiz}} = 0 \iff \left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} \langle v^2 \rangle = \frac{1}{m} (\hbar k)^2 \Gamma \rho_{ee}(v=0). \quad (3.24)$$

Wird nun noch die Relation $m \langle v^2 \rangle = k_B T$ verwendet, dann kann das Kühllimit wie folgt geschrieben werden:

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{4} \left(\frac{\Gamma}{-2\delta} + \frac{-2\delta}{\Gamma} \right) \quad (3.25)$$

Die rechte Seite wird für $\delta = -\frac{\Gamma}{2}$ minimal und für die Doppler-Temperatur T_D ergibt sich somit

$$E_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar \Gamma}{2} = k_B T_D \quad (3.26)$$

Dieses Doppler-Limit beträgt für das $^{172}\text{Yb}^+$ -Ion etwa $T_D(172) \approx 1$ mK, wenn man von einer Linienbreite von $\frac{\Gamma}{2\pi} = 19.8$ MHz ausgeht. Für $^{171}\text{Yb}^+$ erhält man bei einer Linienbreite von etwa $\Gamma = 5$ MHz eine minimale Temperatur von $T_D(171) \approx 0.12$ mK.

3.3.2 Kühlmechanismus in unserem Experiment

Der 369 nm Laser ist aber nicht nur für die Detektion des Quantenbit-Zustands von großer Bedeutung, sondern auch für die Kühlung des Ions. Leicht rot verstimmtes 369

nm Licht regt den Übergang von ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ nach ${}^2P_{\frac{1}{2}}, F = 0$ an. Das Ion verliert durch den ständigen Wechsel von Anregung durch den Laser und spontaner Emission in den Zustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ Energie und wird somit gekühlt. Nun kann es durch einen nichtresonanten Prozess passieren, dass das Ion unerwünschterweise in den Zustand ${}^2P_{\frac{1}{2}}, F = 1$ gelangt, von welchem es auf Grund der Auswahlregeln nur in den Zustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$ zerfallen kann. Um das Ion nun wieder sichtbar zu machen, muss es in den angeregten Qubit-Zustand gebracht werden, was mit der Mikrowelle bei etwa 12.6 GHz geschieht. Allerdings gibt es noch weitere Prozesse, welche den Kühlzyklus unterbrechen und somit eine effiziente Kühlung erschweren oder sogar verhindern können. Befindet sich das Ion im Zustand ${}^2P_{\frac{1}{2}}, F = 0$, so besteht eine Chance von 0.66%, dass es in den metastabilen ${}^2D_{\frac{3}{2}}, F = 1$ zerfällt, welcher eine Lebensdauer von 52 ms hat [57]. Abhilfe wird dadurch geschaffen, dass zusätzlich zum UV-Laser ein IR-Laser mit einer Wellenlänge von 935 nm eingestrahlt wird. Dieses Licht regt das Ion vom ${}^2D_{\frac{3}{2}}$ -Niveau in das ${}^3[3/2]_{1/2}, F = 0$ Niveau an, welches schnell in den Zustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ zerfällt und es dem Ion somit ermöglicht wieder am Kühlzyklus teilzunehmen (für eine grobe Übersicht des Kühllasers und der Rückpumpplaser, siehe Abbildung 3.6, für den Zyklus der Dopplerkühlung, siehe Abbildung 3.7).

Abgesehen davon kann das Ion durch Stöße in den Zustand ${}^2D_{\frac{5}{2}}, F = 2$ gelangen, welcher eine Wahrscheinlichkeit von $\sim 75\%$ hat in den Zustand ${}^2F_{\frac{7}{2}}, F = 3$ zu zerfallen [57]. Dieser hat jedoch eine Lebensdauer von etwa zehn Jahren [58], was für die erfolgreiche Durchführung von Experimenten auf vertretbaren Zeitskalen eher hinderlich ist. Daher wird zusätzlich Laserlicht mit einer Wellenlänge von 638 nm eingestrahlt, welches dafür sorgt, dass das Ion in den Zustand ${}^3[5/2]_{5/2}, F = 2$ angeregt wird, von welchem es wieder in den ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ Zustand zerfallen kann und somit dem Kühlzyklus wieder zugeführt wird.

Der Winkel, den die Polarisation des 935 nm Lichts mit dem Magnetfeld einschließt hat einen direkten Einfluss auf die Effizienz des Rückpumpvorgangs. Dieser Winkel wurde gemessen und beträgt $\sim 60^\circ$ [59]. Zudem muss der Winkel zwischen der Polarisation des 369 nm Lasers und dem Magnetfeld so gewählt werden, dass es für das 369 nm Licht möglich ist jeden möglichen Übergang der Zeeman-Niveaus des ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ Niveaus in das ${}^2P_{\frac{1}{2}}, F = 0$ Niveau anzuregen. Dazu ist sowohl π - als auch σ^+ - und σ^- -Licht notwendig und der Winkel zwischen dem \vec{k} -Vektor und dem \vec{B} -Feld wird daher zu 45° gewählt.

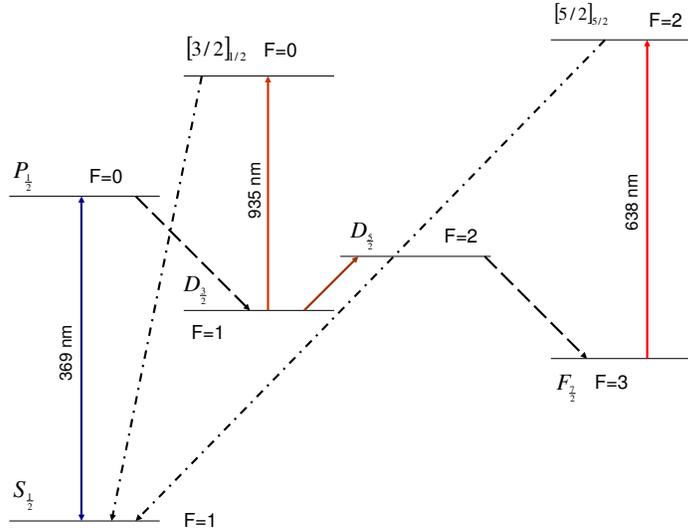


Abbildung 3.6: Übersicht über die Wellenlängen der Laser, die zur Kühlung bzw. zum Rückpumpen notwendig sind. Es sind nur die betroffenen Energieniveaus eingezeichnet. Der 369 nm Laser dient zur Kühlung der Ionen, während die Laser mit 935 nm bzw. 638 nm zum Rückpumpen dienen, wenn die Ionen durch spontanen Zerfall ($P_{1/2}, F=0 \rightarrow D_{3/2}, F=1$) bzw. durch Stöße ($D_{3/2}, F=1 \rightarrow D_{5/2}, F=2$) und spontanen Zerfall ($D_{5/2}, F=2 \rightarrow F_{7/2}, F=3$) in Niveaus außerhalb der Kühlniveaus landen. Durch diese Rückpumplaser werden die Ionen in Niveaus gepumpt, von wo sie spontan nach $S_{1/2}, F=1$ zerfallen können (gestrichpunktete Linien).

3.3.3 Wechselwirkung eines Ions mit Lichtfeldern in einem harmonischen Oszillator

Zunächst betrachten wir hierzu den externen harmonischen Oszillator eines einzelnen Ions, welches sich im Zentrum einer linearen Ionenfalle befindet. Für den Orts- bzw. den Impulsoperator gelten folgende Zusammenhänge [60]

$$\hat{x}_i = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_i}} (a_i^\dagger + a_i), \quad (3.27)$$

und

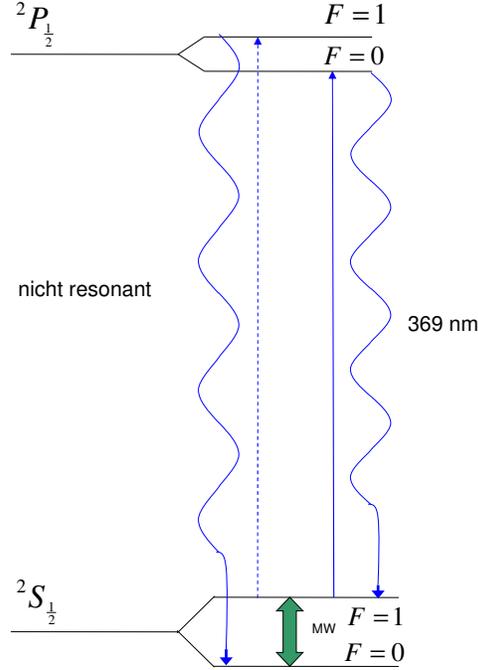


Abbildung 3.7: Schema des Dopplerkühlungsprozesses. Der 369 nm Laser regt das Ion in den Zustand ${}^2P_{\frac{1}{2}}$, $F = 0$ an von wo es in den Ausgangszustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$ zerfällt. Die Mikrowelle dient zum Rückpumpen in den Kühlzyklus bei nicht resonanten Anregungen.

$$\hat{p}_i = \sqrt{\frac{m\hbar\omega_i}{2}} (a_i^\dagger - a_i), \quad (3.28)$$

mit der Masse des Ions m (in unserem Fall immer ${}^{171}\text{Yb}$), der Fallenfrequenz ω_i in $i = x, y, z$ -Richtung, sowie dem Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperator a_i^\dagger bzw. a_i . Für den zum externen Feld gehörigen Hamilton-Operator gilt [60]

$$H_{ext} = \sum_{i=x,y,z} \hbar\omega_i \left(a_i^\dagger a_i + \frac{1}{2} \right). \quad (3.29)$$

In einer Linearfalle existiert eine strengere Beschränkung der Bewegung der Ionen in x, y -Richtung als in z -Richtung, es gilt also $\omega_{x,y} \gg \omega_z$, was dazu führt, dass sich

die Ionen zu einer Kette entlang der z -Achse aufreihen. Für spätere Experimente (siehe auch Abschnitt 3.4) ist jedoch vor allem die (kollektive) Bewegung in z -Richtung von Bedeutung, weshalb diese nun gesondert betrachtet wird. Gleichung 3.29 wird somit zu

$$H_{ext} = \hbar\omega_z \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right). \quad (3.30)$$

Betrachten wir nun den internen Hamiltonoperator des Ions H_{int} . Dieser ist gegeben durch die Resonanzfrequenz des Übergangs ω_a und die Pauli-Matrix

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

zu

$$H_{int} = \frac{1}{2} \hbar\omega_a \sigma_z. \quad (3.32)$$

Eine Veranschaulichung der beiden Hamiltonians ist in Abbildung 3.8 gegeben.

Nun setzt man das Ion mit einem internen Übergang der Frequenz ω_a , welches sich in einem externen elektromagnetischen Feld mit der Oszillationsfrequenz ω_z befindet einem Laserlichtfeld mit der Laserfrequenz ω_l aus. Dieses Lichtfeld sei nah an der atomaren Resonanz und könne beschrieben werden durch eine linear polarisierte Welle. Dann ergibt sich der zugehörige Hamiltonoperator zu

$$H_l = \hbar\Omega_R \sigma_x \cos(kz - \omega_l t + \phi), \quad (3.33)$$

mit der Rabi-Frequenz $\Omega_R \equiv d_{eg} \cdot \frac{F_0}{\hbar}$, dem Wellenvektor k , der Phase ϕ , dem Übergangsmatrixelement d_{eg} zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand, dem mittleren Strahlungsdruck F_0 und der Pauli-Matrix $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$

Drückt man nun den Cosinus durch die zugehörige e -Funktion aus so ergibt sich

$$H_l = \frac{1}{2} \hbar\Omega_R (\sigma_+ + \sigma_-) \left(e^{i(kz - \omega_l t + \phi)} + e^{-i(kz - \omega_l t + \phi)} \right) \quad (3.34)$$

Dies lässt sich mit dem Ortsoperator

$$\hat{z} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}} (a^\dagger + a) = \Delta z (a^\dagger + a) \quad (3.35)$$

und dem Lamb-Dicke-Parameter (LDP)

$$\eta \equiv \Delta z k = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta z = \frac{\sqrt{(\hbar k)^2}}{\hbar\omega_z} \quad (3.36)$$

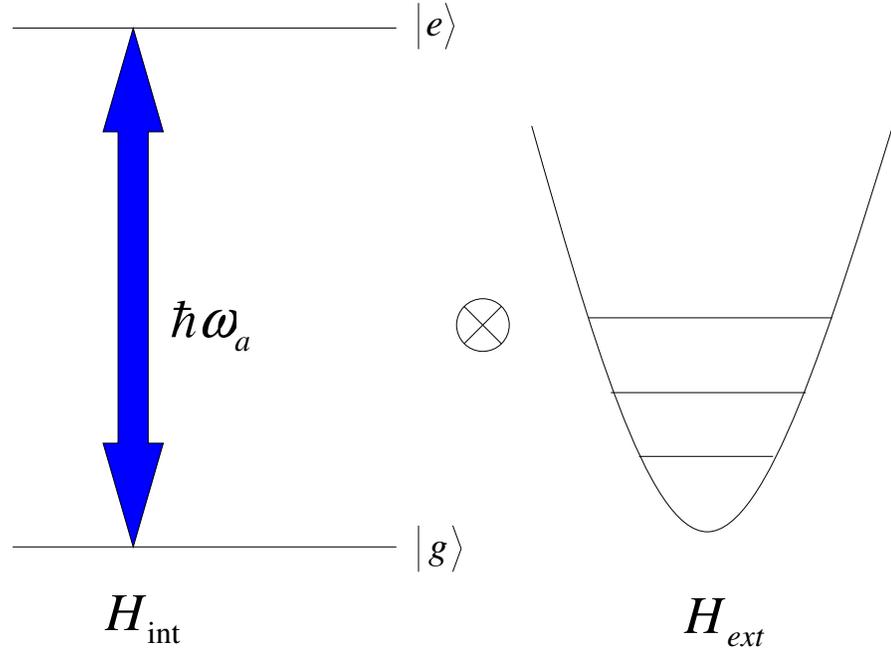


Abbildung 3.8: Anschauliche Erläuterung des internen Hamiltonians H_{int} und des externen Hamiltonians aufgrund des Fallenpotentials H_{ext} .

schreiben als

$$H_l = \frac{1}{2} \hbar \Omega_R (\sigma_+ + \sigma_-) \left(e^{i[\eta(a^\dagger + a) - \omega_l t + \phi]} + H.c. \right). \quad (3.37)$$

Sollen nun interne und externe (Schwingungs-)Freiheitsgrade verknüpft werden, so muss das Ion eine nennenswerte Variation des Feldes erfahren, welches den internen Übergang treibt, relativ zur räumlichen Ausdehnung seiner Wellenfunktion Δz . Der LDP ist dabei ein Maß für die Variation des elektromagnetischen Feldes im Vergleich zur räumlichen Ausdehnung der Wellenfunktion des Ions.

Wendet man nun die unitäre Transformation $\tilde{H}_l = e^{\frac{i}{\hbar} H_0 t} H_l e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 t}$ ins Wechselwirkungsbild an, mit dem Hamiltonian

$$H_0 = H_{\text{ext}} + H_{\text{int}} = \hbar\omega_z \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \hbar\omega_a \sigma_z, \quad (3.38)$$

so erhält man für den Hamiltonoperator, welcher die Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld beschreibt

$$\tilde{H}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R \left[e^{i[(\omega_a - \omega_l)t + \phi]} \sigma_+ \cdot e^{i\eta[a^\dagger(t) + a(t)]} + H.c. \right], \quad (3.39)$$

mit $a^\dagger(t) = a^\dagger e^{i\omega_z t}$ und $a(t) = a e^{-i\omega_z t}$.

Entwickelt man die zweite Exponentialfunktion nun in η (weil η klein ist), so kann geschrieben werden

$$\tilde{H}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R \left[e^{i[(\omega_a - \omega_l)t + \phi]} \sigma_+ \cdot \left[1 + i\eta \left(a^\dagger e^{i\omega_z t} + a e^{-i\omega_z t} \right) + \dots \right] + H.c. \right]. \quad (3.40)$$

Bis zur niedrigsten Ordnung von η ergibt dies nun

$$\tilde{H}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R \left[e^{i[(\omega_a - \omega_l)t + \phi]} \sigma_+ + i\eta \left[e^{i(\omega_a - \omega_l + \omega_z)t} \sigma_+ a^\dagger + e^{i(\omega_a - \omega_l - \omega_z)t} \sigma_+ a \right] + H.c. \right]. \quad (3.41)$$

Es werden nun einige häufig vorkommende Fälle betrachtet. Sei etwa $\omega_l = \omega_a$, werde also der Träger des Übergangs getrieben. Dann ergibt sich ein Hamiltonoperator des Lichtfeldes zu

$$\tilde{H}_L = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R \left(\sigma_+ e^{i\phi} + \sigma_- e^{-i\phi} \right). \quad (3.42)$$

Mit verschwindender Phase ($\phi = 0$) erhält man somit $\tilde{H}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R \sigma_x$.

Sei nun $\omega_l = \omega_a - \omega_z$ und $\phi = 0$, was bedeutet, dass das 1. so genannte rote Seitenband getrieben wird, so ergibt sich

$$\tilde{H}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R \eta \left[\sigma_+ a + \sigma_- a^\dagger \right]. \quad (3.43)$$

Dies bedeutet, dass dem System ein Schwingungsquant entzogen wird und das Ion somit effektiv gekühlt wird. Dieser Typ der Kopplung wird im Rahmen der Cavity QED (Quantenelektrodynamik) Jaynes-Cummings (JC) Hamiltonian genannt, wo er die Wechselwirkung eines Zweiniveaumatoms mit einem elektromagnetischen Feld beschreibt [61]. Die Rabifrequenz des Übergangs auf dem roten Seitenband kann aus dem Übergangsmatrixelement für diesen Übergang extrahiert werden und ergibt sich zu

$$\Omega_{n,n-1} = \sqrt{n}\eta\Omega_R. \quad (3.44)$$

Für das blaue Seitenband (was ein Schwingungsquant mehr bedeutet), also für $\omega_l = \omega_a + \omega_z$ ergibt sich mit $\phi = 0$ ein Zusammenhang von

$$\tilde{H}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R \eta \left[\sigma_+ a^\dagger + \sigma_- a \right]. \quad (3.45)$$

Diese Kopplung wird manchmal auch Anti-JC Hamiltonian genannt. Für die Rabi-Frequenz des Übergangs auf dem blauen Seitenband ergibt sich analog zum roten Seitenband

$$\Omega_{n,n+1} = \sqrt{n+1}\eta\Omega_R. \quad (3.46)$$

Eine Veranschaulichung der Position der Seitenbänder ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Für eine prinzipielle Visualisierung der Seitenbandkühlung (hier: Rotes Seitenband), siehe Abbildung 3.10.

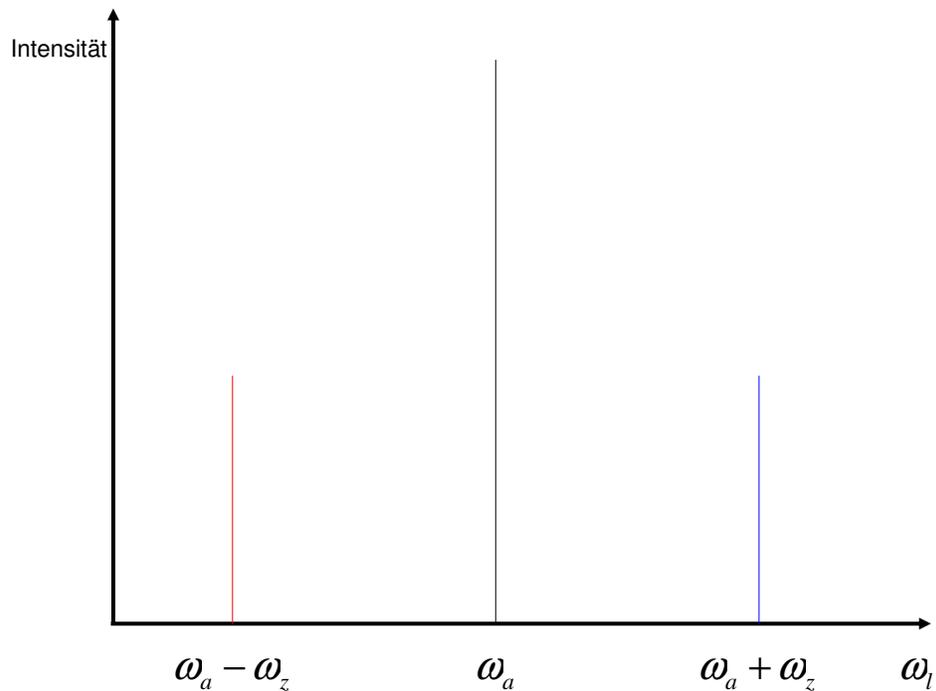


Abbildung 3.9: Positionen des roten bzw. des blauen Seitenbands 1. Ordnung relativ zum Träger des Übergangs.

3.3.4 Seitenbandkühlung

Es folgt nun eine nähere Betrachtung des Seitenbandkühlprozesses, wie er für dieses Experiment relevant ist [55]. Seitenbandkühlung erfordert es, dass die Fallenfrequenz

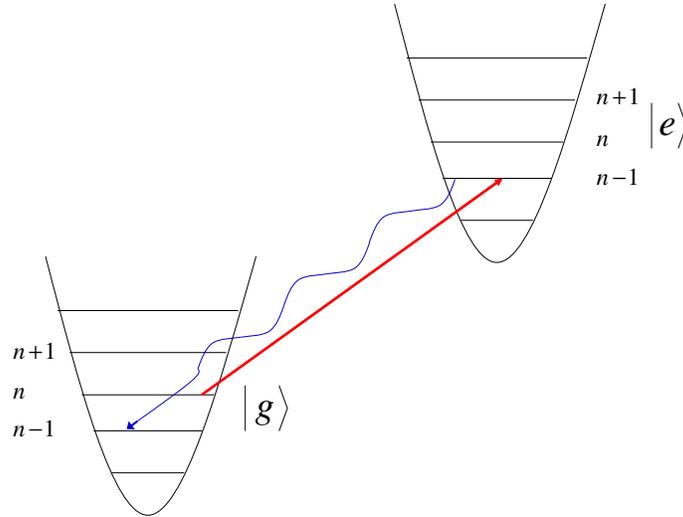


Abbildung 3.10: Prinzip der Seitenbandkühlung. Gezeigt sind zwei elektronische Zustände eines Ions mit mehreren Vibrationszuständen aufgrund des harmonischen Fallenpotentials. Weitere Erläuterungen siehe Text.

ω_z groß ist gegenüber der Linienbreite des verwendeten Lasers und der Zerfallsrate Γ des angeregten Zustands, so dass die Seitenbänder aufgelöst werden können. Dazu wird der Begriff des Lamb-Dicke Regimes eingeführt: Diese Bedingung wird definiert durch $\eta^2(2n + 1) \ll 1$ mit dem LDP η und der Schwingungsquantenzahl n und besagt, dass das Wellenpaket des Ions (bzw. Atoms) eine wesentlich geringere Ausdehnung hat als die Wellenlänge des verwendeten Übergangs. Befindet sich das System im Lamb-Dicke Regime, so hat spontane Emission kaum Auswirkungen auf den Bewegungszustand des Ions und durch einen vollständigen Kühlprozess auf dem Seitenband wird dem Ion ein Schwingungsquant genommen, so lange bis der Grundzustand erreicht ist. Seitenbandkühlung ist eine bekannte Technik, die bereits ausführlich beschrieben wurde ([70], [73], [74]). Für einen Überblick über bereits durchgeführte Experimente, siehe [75]. An dieser Stelle wird nun zunächst die Kühlrate R berechnet [55]. Diese ist gegeben als Produkt der Zerfallsrate Γ des angeregten Zustands und dessen Besetzungswahrscheinlichkeit zu [55]

$$R_n = \Gamma \frac{(\eta\sqrt{n}\Omega)^2}{2(\eta\sqrt{n}\Omega)^2 + \Gamma^2}. \quad (3.47)$$

Dabei ist η der Lamb-Dicke-Parameter, n die Phononenzahl und Ω die Rabi-Frequenz. Nichtresonante Anregung vom Grundzustand $\langle n \rangle = 0$ verhindert es, dass dieser Zustand ein perfekter Dunkelzustand ist und limitiert somit die minimal erreichbare Energie. Das Kühllimit wird nun berechnet, indem $\langle n \rangle \ll 1$ angenommen wird und unter der Voraussetzung, dass die Rabifrequenz klein ist gegenüber der Zerfallsrate. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die Bedingung $\langle n \rangle \ll 1$ in diesem Experiment nicht streng gilt. Die Betrachtungen dienen lediglich dazu herauszufinden, ob Grundzustandskühlung mit den verwendeten Parametern grundsätzlich möglich ist, treffen aber keine Aussage über die tatsächlich erreichte Phononenzahl. Die oben genannten Annahmen erlauben es nun die angeregten elektronischen Zustände adiabatisch zu eliminieren und sich auf die zwei niedrigsten Oszillatorenzustände zu beschränken. Dabei gilt für die Besetzungswahrscheinlichkeiten p_0 und $p_1 = 1 - p_0$ der Zustände $n = 0$ und $n = 1$ [55]:

$$\dot{p}_0 = p_1 \frac{(\eta\Omega)^2}{\Gamma} - p_0 \left\{ \left(\frac{\Omega}{2\omega_z} \right)^2 \tilde{\eta}^2 \Gamma + \left(\frac{\eta\Omega}{4\omega_z} \right)^2 \Gamma \right\}. \quad (3.48)$$

Dabei ist ω_z die axiale Fallenfrequenz. Der LDP η ist hier der effektive LDP des stimulierten Absorptionsprozesses mit der Mikrowelle (siehe Gleichung 3.60 und Abschnitt 3.4.3) und $\tilde{\eta}$ der optische LDP des spontanen Emissionsprozesses über das Hilfsniveau ${}^2P_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$ ($\tilde{\eta} = k \cos \Theta \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}}$ mit dem Wellenvektor k und dem Winkel Θ zwischen einfallendem Laser und der Oszillationsachse). Daraus folgt für die minimal erreichbare Phononenzahl der Zusammenhang [55]

$$\langle n \rangle = p_1 = \frac{\Gamma^2}{4\omega_z^2} \left\{ \left(\frac{\tilde{\eta}}{\eta} \right)^2 + \frac{1}{4} \right\} \quad (3.49)$$

Sind die Seitenbänder im Frequenzraum aufgelöst, gilt also $\Gamma \ll \omega_z$ so wird das Ion/Atom mit hoher Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand gekühlt. Falls es sich nun um einen vergleichsweise langlebigen Zustand handelt kann es nützlich sein, diesen an ein Hilfsniveau mit kürzerer Lebensdauer zu koppeln [76] (siehe Abbildung 3.11). Die effektive Linienbreite ergibt sich hiermit zu [77]

$$\Gamma' = \frac{\Omega_{aux}^2}{(\Gamma_{aux} + \Gamma_{spont})^2 + 4 \cdot \delta_{aux}^2} \Gamma_{aux}, \quad (3.50)$$

mit der spontanen Zerfallsrate aus dem Hilfszustand (${}^2P_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$) Γ_{spont} in den Grundzustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 0$ bzw. der Zerfallsrate Γ_{aux} aus dem Hilfszustand in den Zustand

$^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$, $m_F = 1$ und der Rabifrequenz Ω_{aux} . Diese effektive Linienbreite kann durch Laserleistung und Verstimmung δ_{aux} eingestellt werden.

In Abbildung 3.11 ist der Kühlzyklus der Seitenbandkühlung in dem hier beschriebenen Experiment aufgetragen. Zunächst befindet sich das Ion im Grundzustand $^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 0$ von wo es mit der Mikrowelle in den angeregten Zustand $^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$ angeregt wird. Die Mikrowellenfrequenz ist dabei um die axiale Fallenfrequenz von der Resonanz rot verstimmt (in diesem Fall 121 kHz), weshalb das rote Seitenband 1. Ordnung angeregt wird. Da es sich um einen Hyperfeinübergang handelt, kann das Ion von diesem angeregten Zustand allerdings nicht wieder zurück in den Grundzustand zerfallen, wodurch das nächste Phonon abgeregt werden könnte. Es ist hingegen ein Hilfsniveau nötig ($^2P_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$), um die Lebensdauer des angeregten Zustands zu verkürzen (siehe oben). In dieses Hilfsniveau wird das Ion mit Hilfe des um 2.1 GHz verschobenen 369 nm Lasers gebracht und zerfällt von dort spontan zurück in den Grundzustand und der Prozess beginnt von Neuem.

3.4 Quanteninformationsverarbeitung

3.4.1 Einführung in Techniken zur Quanteninformationsverarbeitung

Wie in Kapitel 1 bereits angesprochen, gibt es unterschiedliche Wege Quanteninformationsverarbeitung (QIV) zu betreiben. Durch den relativ einfachen technischen Zugang waren zunächst Experimente mit NMR sehr attraktiv und förderten recht schnell die ersten interessanten Ergebnisse zu Tage ([62], [63]). Langfristig gesehen ist NMR jedoch keine aussichtsreiche Technik, da es nicht möglich ist das System auf viel mehr als etwa zehn Qubits zu erweitern, womit die Skalierbarkeit als das erste Kriterium von DiVincenzo nicht erfüllt ist (vgl. Kapitel 2). Bei Ionenfallen hingegen gibt es keinen prinzipiellen Hinderungsgrund, der die Skalierbarkeit einschränken könnte.

Ein Qubit besteht dabei grundsätzlich aus zwei internen Zuständen eines einzelnen Ions, während die Kommunikation zwischen verschiedenen Qubits durch das so genannte „bus-Qubit“, also einen Schwingungszustand implementiert wird [21]. Es gibt genau so viele Schwingungsmoden wie Ionen in der Falle, wenn man nur die axiale Richtung betrachtet (die radiale Richtung wird wie oben vernachlässigt). Die wichtigsten Moden sind dabei die „center of mass Mode“, welche bedeutet, dass alle Ionen mit der gleichen Amplitude oszillieren. Ebenso wichtig ist die

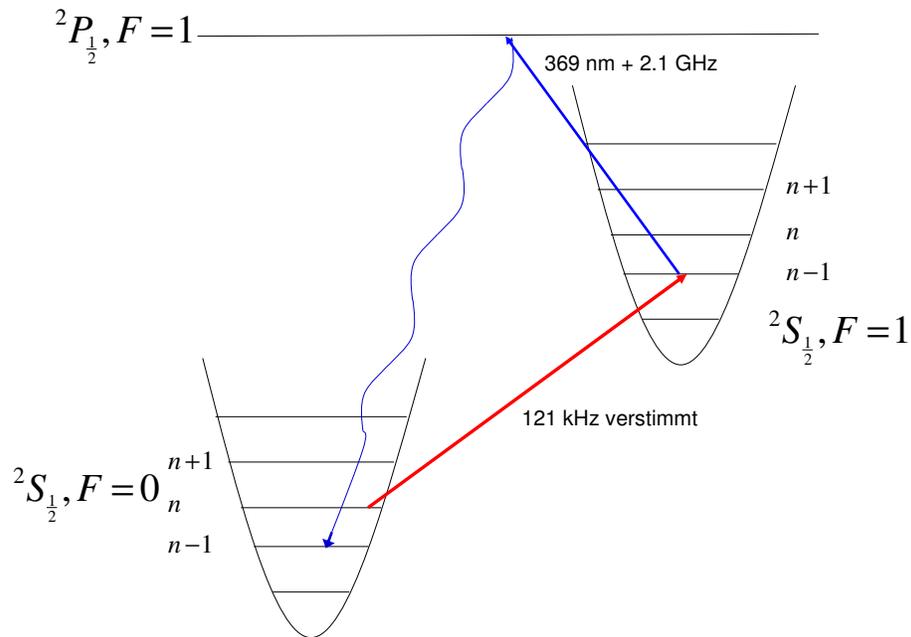


Abbildung 3.11: Schema der Seitenbandkühlung des hier beschriebenen Experiments. Es wird der um 2.1 GHz verstimmt 369 nm Laser verwendet, um die Lebensdauer des angeregten Zustands mittels eines Hilfsniveaus zu verkürzen.

sogenannte „breathing-Mode“ welche sich dadurch auszeichnet, dass sich die Ionen in unterschiedlicher Richtung bewegen und eine immer größere Schwingungsamplitude besitzen, je weiter sie vom Fallenzentrum entfernt sind. In Gleichung 3.36 wurde bereits der Lamb-Dicke-Parameter eingeführt. Dieser Parameter hat jedoch nur dann einen vertretbaren nichtverschwindenden Wert, wenn optische Übergänge verwendet werden. Folglich wurden für die meisten Ionenfallen-Experimente Laser verwendet um die Schwingungen der Ionen zu kühlen, sowie um die Qubits zu präparieren, manipulieren und auszulesen. Das hat häufig einen aufwendigen Aufbau zur Folge, da oftmals eine Vielzahl an Laserstrahlen benötigt wird und die Anforderungen an Strahlqualität, Frequenz- und Intensitätsstabilität, sowie an die Fokussierung des Strahls auf ein individuelles Qubit sehr hoch sind und es wäre wünschenswert, alle diese Schwierigkeiten möglichst zu umgehen. Ein Vorteil der Quanteninfor-

mationsverarbeitung mit NMR besteht darin, dass in diesem Bereich altbewährte Radiofrequenz- (RF) und Mikrowellen (MW)-Techniken verwendet werden können. Es wäre mit einem enormen Fortschritt verbunden, wenn man sich diese Techniken auch bei Ionenfallen-Experimenten zu Nutze machen könnte. Lange Zeit wurde dies aus zwei Gründen für ein Wunschtraum gehalten. Erstens, weil der LDP für MW-Strahlung im wesentlichen Null ist was eine Kopplung der internen und externen Freiheitsgrade verhindert und zweitens, weil MW-Strahlung nicht auf einzelne Ionen fokussiert werden kann.

3.4.2 Mikrowelle und Magnetfeldgradient

Nun gibt es jedoch einen Weg, der es erlaubt Mikrowellenstrahlung auch im Rahmen von Ionenfallen-Experimenten zu verwenden. Diese Technik geht auf eine Arbeit von F. Mintert und Chr. Wunderlich zurück und bildet den Kern des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments [64].

Fügt man zusätzlich zum Fallenpotential noch einen genügend starken Magnetfeldgradienten hinzu, so sorgt dieser sogar bei Anwendung von RF- oder MW-Strahlung für eine Kopplung von internen Zuständen und Schwingungszuständen. Außerdem dient dieser Gradient dazu die Resonanzen der Qubits abhängig von deren Ort zu verschieben, was diese unterscheidbar im Frequenzraum macht. Die oben genannten Probleme bei der Verwendung von Strahlung im MW-Bereich sind also gelöst. Diese Technik wird mit dem Akronym MAGIC (MAGnetic Gradient Induced Coupling) bezeichnet.

Wir betrachten eine Anzahl von Ionen, die in einer linearen Falle durch ein harmonisches Pseudopotential der Form $V = \frac{1}{2}m\omega_r^2(x^2 + y^2) + \frac{1}{2}m\omega_z^2z^2$ festgehalten werden. Hierbei charakterisieren ω_r und ω_z das Fallenpotential in radialer bzw. axialer Richtung. Die Gleichgewichtspositionen der einzelnen Ionen werden dabei aus dem Gleichgewicht von Coulomb-Kraft und der Kraft, welche durch das Fallenpotential auf die Ionen ausgeübt wird, bestimmt. Solange $\frac{\omega_r}{\omega_z} \gtrsim 0.73N^{0.86}$ gilt, mit der Anzahl der Ionen N , können die radialen Komponenten der Gleichgewichtspositionen vernachlässigt werden [65]. Dadurch ordnen sich die Ionen zu einer linearen Kette an, welche durch die axialen Eigenfrequenzen ω_i mit $i = 1, \dots, N$ charakterisiert wird.

Wird nun von außen ein Magnetfeld der Stärke \vec{B} angelegt, so erfahren die internen Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ eine Verschiebung aufgrund des Zeeman-Effekts. Ein anschauliches Schema ist in Abbildung 3.12 gegeben. Die jeweiligen Energien unter besonderer Berücksichtigung des angelegten Feldes werden mit $\epsilon_0(B)$ bzw. $\epsilon_1(B)$ (für $|0\rangle$ bzw.

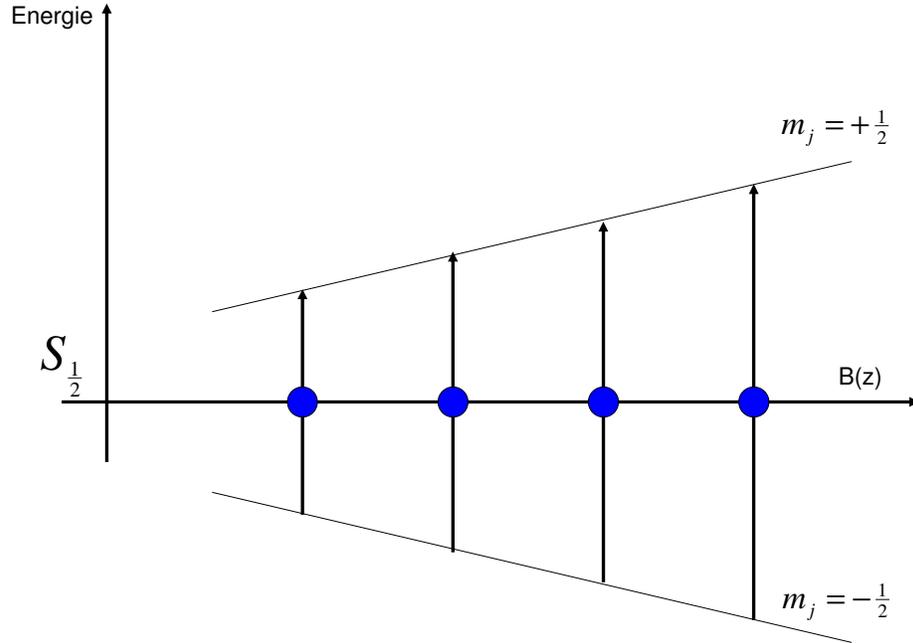


Abbildung 3.12: Zeeman-Aufspaltung des $S_{\frac{1}{2}}$ -Niveaus unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldgradienten in z -Richtung. Es sind vier Ionen mit unterschiedlichen Positionen und somit unterschiedlichen Zeeman-Übergängen eingezeichnet.

$|1\rangle$) bezeichnet. Das Magnetfeld selbst setzt sich aus einem ortsabhängigen Term mit dem Gradienten $b \equiv \frac{\partial B(z)}{\partial z} \neq 0$ und einem konstanten Offset b_0 zu

$$\vec{B} = (bz + b_0)\hat{z} \quad (3.51)$$

zusammen. Daraus folgt nun offensichtlich eine ortsabhängige Zeeman-Verschiebung für jedes einzelne Ion. Die Resonanzfrequenz des Qubits ist nun vom Magnetfeld am Ort des jeweiligen Ions abhängig und wird gegeben durch

$$\omega(z) = \{\epsilon_1[B(z)] - \epsilon_0[B(z)]\}\hbar^{-1}. \quad (3.52)$$

Wenn $\partial_z \epsilon_1 \neq \partial_z \epsilon_0$ ist, folgt in einem inhomogenen Feld daraus nun eine Kraft, die abhängig von internen Zustand des Ions ist. Daraus folgt nun, dass ein interner Übergang

für eine geringfügige Verschiebung des Ions sorgt, welches dann um diese neue Gleichgewichtsposition oszilliert - der interne Zustand beeinflusst also die externen Freiheitsgrade des Ions und somit über die Coulomb-Wechselwirkung die Schwingungsfreiheitsgrade einer Ionenkette. Damit ist die Kopplung von internen und Schwingungsfreiheitsgraden implementiert worden (siehe Abbildung 3.13).

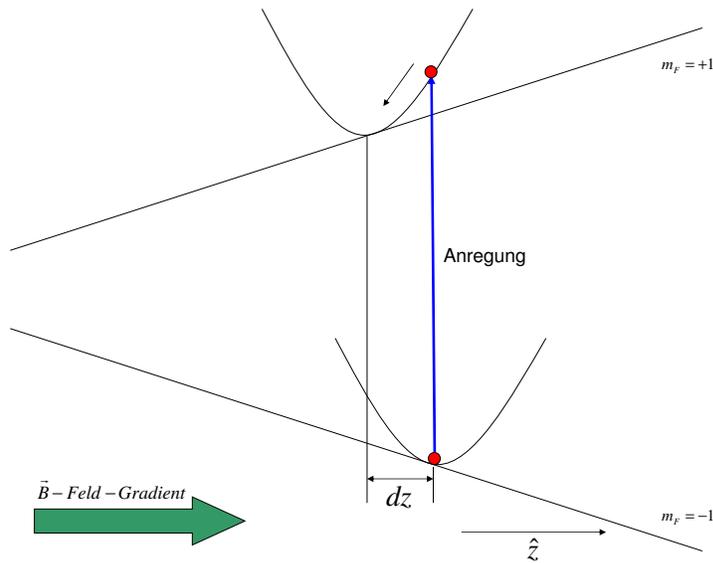


Abbildung 3.13: Das Potential des Ions setzt sich aus dem Fallenpotential und dem Zeemanpotential zusammen. Wird nun ein Ion beispielsweise aus $m_F = -1$ nach $m_F = +1$ angeregt, so erfährt es eine Kraft in Richtung Minimum des Fallenpotentials und oszilliert anschließend um diese neue Gleichgewichtsposition. Durch die Anregung hat es somit seine Position um dz geändert und interne und externe Freiheitsgrade sind gekoppelt.

Wird in einer Ionenfalle ohne Magnetfeldgradient Mikrowellenstrahlung benutzt, um interne Übergänge eines Ions anzuregen, so ergibt sich lediglich ein sehr kleiner LDP ($\eta \approx 7 \cdot 10^{-7}$ für 40 Ytterbium-Ionen mit einer Übergangsfrequenz $\omega_0 = 2\pi \cdot 12.6$ GHz und einer Fallenfrequenz von $2\pi \cdot 100$ kHz [64]). Daher ist es nicht möglich, interne und Schwingungsfreiheitsgrade zu koppeln, wenn Mikrowellenstrahlung verwendet wird. Mit einem Magnetfeldgradienten ergibt sich jedoch ein komplexer LDP $\eta + i\epsilon_c$, wobei ϵ_c den Einfluss des Gradienten beschreibt (für eine genauere Erläuterung, siehe Abschnitt 3.4.3). Der absolute Wert dieses

Parameters lässt sich nun durch $\eta' = \sqrt{\eta^2 + \epsilon_c^2}$ beschreiben. Somit kann selbst bei verschwindendem LDP ($\eta \approx 0$) ein nichtverschwindender effektiver LDP existieren, wenn $\eta' \approx \epsilon_c > 0$. Es ist nun möglich, alle Operationen, die einer Kopplung von internen Zuständen und den Schwingungszuständen der Ionenkette bedürfen, auch mit Mikrowellenstrahlung durchzuführen.

Zusätzlich zu diesem gewünschten Effekt, macht der Feldgradient die Qubits im Frequenzraum unterscheidbar, da auf diese Weise deren Resonanzfrequenzen verschoben werden. Dabei bestimmt die Größe des Gradienten wie stark die Resonanzfrequenzen in benachbarten Ionen verschoben werden. Die Verschiebung der Frequenz eines Ions gegenüber einem Nachbarion ist gegeben durch

$$\delta\omega = |\kappa_1(B) - \kappa_0(B)| \frac{\mu_B}{\hbar} b\delta z, \quad (3.53)$$

mit der Distanz zwischen den Ionen $\delta z \approx z_0 \frac{2}{N^{0.559}}$ und $z_0 = \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m\omega_z^2} \right]^{\frac{1}{3}}$ [66]. Die Konstanten κ_1 und κ_2 , welche die für das Qubit verwendeten Hyperfeinübergänge charakterisieren, können mit der Breit-Rabi-Formel bestimmt werden [67]. Wird der Gradient des Magnetfeldes (b) nun adäquat gewählt, so können die Resonanzen der Ionen gut verschoben werden und ein beliebiges Ion wird durch passende Wahl der Mikrowellenfrequenz adressiert. Dies wurde erstmals von Mitarbeitern aus unserem Labor durchgeführt [33], damals jedoch noch unter Einstrahlung einer Radiofrequenz. Bei der herkömmlichen Methode mit Übergängen im optischen Spektrum war es ein Problem, dass die Laser extrem gut fokussiert sein mussten, damit lediglich das gewollte Ion angeregt wurde. In diesem Schema ist es daher nur sehr schwer möglich zu verhindern, dass Nachbarionen ungewollt resonant angeregt werden. Bei der hier beschriebenen Methode stellt dies jedoch keine Schwierigkeit mehr dar, weil ungewollte resonante Anregungen bei einem genügend großen Gradienten stark unterdrückt werden, da die Resonanzfrequenzen benachbarter Ionen verschoben sind. Eine Berechnung dieses benötigten Gradienten ist in [64] gegeben. Es ist klar ersichtlich, dass der für eine ausreichende Separierung der Resonanzfrequenzen benachbarter Ionen notwendige Gradient mit der Zahl der gespeicherten Ionen (und somit sinkenden Abständen) steigt. Dies führt letzten Endes dazu, dass es nicht möglich ist, beliebig viele Ionen in einer Falle zu speichern. Allerdings wird diese fehlende Skalierbarkeit (siehe Kriterien von DiVincenzo, Kapitel 2) nicht die Verwirklichung eines großen Ionenfallenquantencomputers verhindern, da es Möglichkeiten gibt, mehrere Ionenfallen mittels so genannten fliegenden Qubits (Photonen) zu verknüpfen und so eine Kommunikation zwischen den Fallen zu ermöglichen. Eine andere Methode ist die Verwendung so genannter Ionenfallen-Arrays mit einer Vielzahl miteinander verknüpfter Ionenfallen [68]. Diese

neue Methode der Anwendung von Mikrowellenstrahlung unter Zuhilfenahme eines Magnetfeldgradienten bei Quanteninformationsverarbeitung in Ionenfallenexperimenten stellt einen guten Weg dar, mit dem Schwierigkeiten in herkömmlichen Experimenten vergleichbarer Natur elegant umgangen werden.

3.4.3 Berechnung des effektiven Lamb-Dicke-Parameters

In diesem Abschnitt wird der effektive Lamb-Dicke-Parameter (LDP) η' berechnet, der aus der Verwendung des Magnetfeldgradienten resultiert (siehe [64]). Der LDP ist definiert als das Verhältnis aus der räumlichen Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion Δz des Ions und der Wellenlänge des für den Übergang verwendeten Laserlichts:

$$\eta = \frac{\Delta z 2\pi}{\lambda} = k\Delta z, \quad (3.54)$$

mit der Wellenlänge λ der verwendeten Strahlung. Dabei ist $(\Delta z)^2 = \frac{\hbar}{2m\omega_z}$ die Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion des harmonischen Oszillators mit Oszillationsfrequenz ω_z und der Masse m des Ions. Eine andere Sichtweise ist die Impulsbetrachtung. Nach dieser ist der LDP die Relation aus dem Impuls eines Photons $\hbar k$ und dem Impuls des harmonischen Oszillators, also

$$\eta = \frac{\hbar k}{2\Delta P}, \quad (3.55)$$

mit der Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion im Impulsraum $(\Delta P)^2 = \frac{1}{2}m\hbar\omega_z$. Bildlich gesprochen bietet der LDP somit eine Abschätzung darüber, ob der Impuls des Photons ausreicht um die interne Dynamik zu aktivieren, also ob es vom Ion absorbiert wird und ob es gleichzeitig in der Lage ist den Zustand des harmonischen Oszillators zu ändern. Kurz: Ist eine Absorption des Photons auf einem Seitenband möglich, ist somit Seitenbandkühlung möglich. Ist nun der LDP zu klein, so ist keine Anregung auf einem Seitenband möglich und eine erfolgreiche Seitenbandkühlung kann nicht durchgeführt werden. Deshalb wird ein Magnetfeldgradient eingeführt, damit der LDP auch bei der Verwendung von Mikrowellenstrahlung nicht verschwindet, was nun im Folgenden verständlich wird.

Der Hamiltonoperator besteht aus drei Beiträgen und wird wie zuvor gegeben durch

$$H = H_{int} + H_{ext} + H_l, \quad (3.56)$$

wobei H_{int} die interne Energie des Ions darstellt, H_l die Licht-Ion Wechselwirkungsenergie und H_{ext} die Energie des externen Oszillator-Potentials. Die interne Energie

H_{int} hängt dabei von der Position des Ions ab und ist gegeben durch

$$H_{int} = \frac{\hbar}{2}\omega(z)\sigma_z, \quad (3.57)$$

mit der Larmor-Frequenz

$$\omega(z) = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\Delta m_j g_j \mu_B |B(z)|}{\hbar} \quad (3.58)$$

für die verschiedenen Zeemanlevel m_j , mit der Pauli-Matrix σ_z , dem Landéfaktor g_j , dem Bohrschen Magneton μ_B und dem Betrag des Magnetfeldes in z -Richtung $|B(z)|$. Für den Ortsoperator des Ions gilt $\hat{z} = \zeta \Delta z (a^\dagger + a)$ mit dem Erzeuger- bzw. Vernichtungsoperator a^\dagger und a , welcher dem System ein Schwingungsquant hinzufügt bzw. entzieht. Dabei ist ζ der Expansionskoeffizient der Verschiebung des Ions, also ein Faktor der beschreibt, wie viel das Ion an einer Oszillationsmode teilhat. Für die Schwerpunktbewegung ist $\zeta = \frac{1}{\sqrt{N}}$, wobei $N = 1$ in dem hier beschriebenen Experiment gilt, was $\zeta = 1$ bedeutet. Entwickelt man nun den Ortsoperator des Ions \hat{z} bis zur ersten Ordnung und berücksichtigt, dass $H_{ext} = \hbar\omega_z a^\dagger a$ ist, dann werden die ersten zwei Terme aus Gleichung 3.56 zu

$$H_{int} + H_{ext} = \frac{\hbar}{2}\omega_a \sigma_z + \hbar\omega_z a^\dagger a + \frac{\hbar}{2}\omega_z \epsilon_c (a^\dagger + a)\sigma_z, \quad (3.59)$$

wobei

$$\epsilon_c = (\zeta \Delta z g_j \mu_B \partial_z |B|) \frac{1}{\hbar\omega_z} \quad (3.60)$$

gilt. Der letzte Term in Gleichung 3.59 stellt die Kopplungsenergie zwischen dem internen Zustand σ_z und der externen Dynamik dar, welche durch $(a^\dagger + a)$ beschrieben wird. Dieser Term ist also verantwortlich für den neuen, effektiven LDP η' . Es ist nun nützlich, diese explizite Kopplung der internen und externen Dynamik zu eliminieren, indem man Gleichung 3.59 in eine Basis transformiert, die um $S = \frac{1}{2}\epsilon_c (a^\dagger + a)\sigma_z$ verschoben ist. Wird nun die unitäre Transformation $\tilde{H} = e^S H e^{-S}$ angewandt und konstante Terme vernachlässigt, so erhält man

$$\tilde{H}_{int} + \tilde{H}_{ext} = \frac{\hbar}{2}\omega_a \sigma_z + \hbar\omega_z \tilde{a}^\dagger \tilde{a}, \quad (3.61)$$

was bedeutet, dass die Kopplung zwischen den internen Freiheitsgraden und der Schwingungsmoden in diesem neuen Hamiltonian eliminiert wurde. Dabei sind die transformierten Operatoren gegeben durch

$$\tilde{a} = a - \frac{1}{2}\epsilon_c \sigma_z, \quad (3.62)$$

$$\tilde{a}^\dagger = a^\dagger - \frac{1}{2}\epsilon_c\sigma_z, \quad (3.63)$$

$$\tilde{\sigma}_+ = \sigma_+ e^{\epsilon_c(a^\dagger - a)}, \quad (3.64)$$

$$\tilde{\sigma}_- = \sigma_- e^{-\epsilon_c(a^\dagger - a)}. \quad (3.65)$$

Der letzte Term aus Gleichung 3.56 ist gegeben durch [64]

$$H_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R(\sigma_+ + \sigma_-) \cdot \left[e^{i(\eta(a^\dagger + a) - \omega_{MW}t)} + H.c. \right], \quad (3.66)$$

mit der Mikrowellenfrequenz ω_{MW} , dem LDP $\eta = \zeta\sqrt{\frac{\hbar k_z^2}{2m\omega_z}}$ und der Rabifrequenz des magnetischen Dipolübergangs $\Omega_R = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}_M}{\hbar}$. Dabei ist $\vec{\mu}$ der magnetische Dipoloperator, der Wellenvektor in axialer Richtung $k_z = \frac{\omega_M}{c} \cos \Theta$, wobei Θ der Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und der Fallachse ist, während B_M die magnetische Amplitude des elektromagnetischen Feldes angibt.

Dieser Hamiltonian wird nun in den Referenzrahmen des Gradientenfeldes transformiert ($e^S H_{int} e^{-S}$) und die Operatoren entsprechend Gleichungen 3.62-3.65 ersetzt. Damit ergibt sich:

$$\tilde{H}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R \left(\sigma_+ e^{\epsilon_c(a^\dagger - a)} + \sigma_- e^{-\epsilon_c(a^\dagger - a)} \right) \left[e^{i(\eta(a^\dagger + a - \epsilon_c\sigma_z) - \omega_{MW}t)} + e^{-i(\eta(a^\dagger + a - \epsilon_c\sigma_z) - \omega_{MW}t)} \right], \quad (3.67)$$

mit der Rabifrequenz Ω . Der nächste Schritt liegt nun darin die Zeitabhängigkeit in Gleichung 3.67 zu eliminieren, indem man diese in das quantenmechanische Wechselwirkungsbild transformiert und alle Terme mit $\pm(\omega_{MW} + \omega_a)$ vernachlässigt (Drehwellennäherung) [71]. Mit der Verstimmung $\Delta = \omega_{MW} - \omega_a$ folgt nun

$$\tilde{H}_l = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R \left(\sigma_+ e^{-i(\Delta t + 2\eta\epsilon_c)} \times e^{i[(\eta + i\epsilon_c)a + (\eta - i\epsilon_c)a^\dagger]} + H.c. \right). \quad (3.68)$$

Für $\epsilon_c > 0$, also mit einem Magnetfeldgradienten, kann der LDP η durch einen komplexen LDP $\eta + i\epsilon_c$ ersetzt werden. Dieser komplexe Parameter kann nun in einen Absolutwert $\eta' = \sqrt{\eta^2 + \epsilon_c^2}$ und eine Phase zerlegt werden, welche jedoch auch in die Anfangsbedingungen integriert werden kann.

Der neue effektive LDP wird somit definiert zu

$$\boxed{\eta' = \sqrt{\eta^2 + \epsilon_c^2}} \quad (3.69)$$

wobei für Mikrowellenstrahlung gilt $\eta' \approx \epsilon_c$, weil η vernachlässigbar ist.

Es ist eindeutig ersichtlich, dass der Wert für η' umgekehrt proportional zur axialen Fallenfrequenz ω_z ist (siehe Gleichung 3.60), was bedeutet, dass ω_z möglichst klein gewählt werden muss, um einen akzeptablen η' zu erhalten. Dieser neue LDP hat weitreichende Konsequenzen. Dadurch wird die Anwendung von Mikrowellenstrahlung in der Quanteninformationsverarbeitung möglich, was technisch wesentlich weniger anspruchsvoll ist als die Verwendung von Lasern für optische Übergänge. Zudem zeigt das Ergebnis der Rechnung, dass trotz der Verwendung von MW-Strahlung (was zuvor einen verschwindenden LDP bedeutet hätte) die Auflösung der Seitenbänder bei Hyperfeinübergängen möglich ist und damit Seitenbandkühlung durchgeführt werden kann. Ein weiterer Vorteil ist, dass zwischen den beiden Qubits ($^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 0$ und $^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$) keine spontane Emission stattfindet (Hyperfeinübergang), welche die Kühlrate herabsetzen würde.

3.4.4 Übergangswahrscheinlichkeit in einem Zwei-Niveau-System

Dieser Abschnitt geht auf eine Arbeit von Bernd Appasamy zurück [69]. Wir betrachten zunächst ein klassisches monochromatisches Lichtfeld in z -Richtung, welches gegeben ist durch $E_{atom} = E_0 e^{-i(kz - \omega_l t)}$. Für die z -Koordinate des oszillierenden Ions gilt somit $z = z_0 \sin(\omega_z t + \phi)$, mit der Amplitude z_0 und der Phase ϕ , welche jedoch aus Übersichtlichkeitsgründen zu $\phi = 0$ gewählt wird. Damit folgt dann

$$E_{atom} = E_0 e^{-i(kz_0 \sin(\omega_z t) - \omega_l t)} = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kz_0) e^{-i(\omega_l + n\omega_z)t} \quad (3.70)$$

mit der Besselfunktion

$$J_n \zeta = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(\zeta \sin y - ny) dy. \quad (3.71)$$

Dem oszillierenden Ion erscheinen also Lichtfelder mit der Frequenz ω_l (Träger) und ebenso Felder mit der Frequenz $\omega_l \pm n\omega_z$ (Seitenbänder). Die relative Höhe dieser Seitenbänder ist durch die Werte der Bessel-Funktionen J_n für kz_0 gegeben.

Es ist nun noch wichtig, das Absorptionsspektrum zu berechnen, denn mit Hilfe dieser quantenmechanischen Betrachtungen wird später die Phononenzahl aus den Spektren bestimmt. Zunächst ist dazu die Übergangswahrscheinlichkeit vom Grundzustand $|g\rangle$ in den angeregten Zustand $|e\rangle$ eines Zweiniveausystems zu bestimmen. Wir konzentrieren uns dazu auf den Fall, wo sich das Ion anfangs in $|g, n\rangle$ befindet und dann nach $|e, n+m\rangle$ angeregt wird. Dabei beschreiben die optischen Blochgleichungen die Dynamik dieses Übergangs ([57], [69]):

$$\dot{\rho}_{ee}^{n+m} = \frac{i}{2} \Omega_{n+m} (\rho_{ge}^{nm} - \rho_{eg}^{mn}) - \Gamma \rho_{ee}^{n+m} \quad (3.72)$$

$$\dot{\rho}_{eg}^{mn} = \frac{i}{2} \Omega_{n+m} (\rho_{gg}^n - \rho_{ee}^{n+m}) + (i\Delta - m\omega_z - \Gamma_l) \rho_{eg}^{mn} \quad (3.73)$$

$$\rho_{ee}^{n+m} \equiv \langle e, n+m | \hat{\rho} | e, n+m \rangle \quad (3.74)$$

$$\rho_{gg}^n \equiv \langle g, n | \hat{\rho} | g, n \rangle \quad (3.75)$$

$$\rho_{eg}^{nm} \equiv \langle e, n+m | \hat{\rho} | g, n \rangle \quad (3.76)$$

$$\rho_{ge}^{mn} \equiv \langle g, n | \hat{\rho} | e, n+m \rangle \quad (3.77)$$

Dabei ist die Dichtematrix ρ gegeben durch [44]

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{ee} & \rho_{eg} \\ \rho_{ge} & \rho_{gg} \end{pmatrix} \quad (3.78)$$

mit den Diagonalelementen ρ_{ee} (ρ_{gg}), welche die Population des angeregten Zustands (Grundzustands) wiedergeben und den Kopplungstermen ρ_{ge} und ρ_{eg} . Γ_l beschreibt die Emissionsbandbreite des anregenden Laserlichtfelds und Γ die Linienbreite des Übergangs des Zweiniveausystems. Die Verstimmung des Lichtfelds von der Resonanzfrequenz des Übergangs ist durch $\Delta = \omega_l - \omega_a$ gegeben und Ω_{n+m} beschreibt die Rabifrequenz des Übergangs, wobei der Index $n+m$ verdeutlichen soll, dass die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld neben dem elektrischen Übergang auch Übergänge in den Seitenbändern bewirken kann. Für die Rabifrequenz gilt [70]:

$$\Omega_{n,n+m} = \frac{\langle e, n+m | -\frac{e}{M} \vec{A} \cdot \vec{P}_{el} e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_{el}} | g, n \rangle}{\hbar}, \quad (3.79)$$

mit dem Ort (\vec{R}_{el}) bzw. Impuls (\vec{P}_{el}) des am Übergang beteiligten Elektrons und dem Vektorpotential des Lichtfeldes \vec{A} . Soll nun die Rabifrequenz berechnet werden, so ist es zweckdienlich den Ort und den Impuls des Elektrons in zwei Anteile zu zerlegen. Der eine Teil (\vec{x} und \vec{P}) beschreibt die Elektronenbewegung bezüglich des Schwerpunkts und der andere Teil (\vec{r} und \vec{p}) die Bewegung des Elektrons bezüglich des Kerns.

$$\vec{R}_{el} = \vec{x} + \vec{r} \quad (3.80)$$

$$\vec{P}_{el} = \vec{P} + \vec{p} \quad (3.81)$$

In nichtrelativistischer Näherung folgt dann für die Rabi-Frequenz des gebundenen Systems [69]

$$\Omega_{n,n+m} = \langle n+m | e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} | n \rangle \cdot \Omega, \quad (3.82)$$

mit der Rabifrequenz Ω des elektronischen Übergangs. Als Anfangsbedingung wird festgelegt, dass sich das Ion zur Zeit $t = 0$ im Grundzustand $|g, n\rangle$ befindet. Danach gilt $\rho_{gg}^n(t = 0) = 1$, $\rho_{ee}^{n+m}(t = 0) = 0$ und $\rho_{ge}^{nm}(t = 0) = 0$. Zudem wird angenommen, dass sich das Ion nach einer Wechselwirkungszeit τ in einem quasistationären Zustand befindet, dass also gilt $\dot{\rho}_{ee}^{n+m} \neq 0$, sowie $\dot{\rho}_{ge}^{nm} \approx 0$. Für die Besetzung des angeregten Zustands $|e\rangle$ ergibt sich somit [69]:

$$\rho_{ee}(\tau, \Delta) = \sum_m \rho_{ee}^{n+m}(\tau, \Delta - m\omega_z) \quad (3.83)$$

$$\rho_{ee}^{n+m}(\tau, \Delta) = \frac{1}{2} \frac{S\sigma_{n,m}}{1 + S\sigma_{n,m}} \left[1 - e^{-\Gamma\tau(1+S\sigma_{n,m})} \right] \quad (3.84)$$

mit

$$S = \frac{\Omega^2}{\Gamma\Gamma_l} \cdot \frac{\Gamma_l^2}{\Gamma_l^2 + \Delta^2} \quad (3.85)$$

und

$$\sigma_{n,m} = \left| \langle n+m | e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}} | n \rangle \right|^2 \quad (3.86)$$

Nun müssen noch die Quadrate der Übergangsmatrixelemente $\sigma_{n,m}$ berechnet werden, um das Absorptionsspektrum zu erhalten. Um dies zu erreichen wird der Ortsoperator des Schwerpunkts mittels des Erzeugungs- und Vernichtungsoperators dargestellt. In Drehwellennäherung ergibt sich somit für die Übergangswahrscheinlichkeit von $|n\rangle$ nach $|n+m\rangle$ [70]

$$\sigma_{n,m} = e^{-\eta^2} \eta^{2|m|} \frac{\min(n+m, n)!}{(\min(n+m, n) + |m|)!} \cdot \left[L_{\min(n+m, n)}^{|m|}(\eta^2) \right]^2, \quad (3.87)$$

mit dem Laguerre-Polynom

$$L_n^k(x) = \sum_{j=0}^n (-1)^j \binom{n+k}{n-j} \frac{x^j}{j!}. \quad (3.88)$$

In Abbildung 3.14 ist die Übergangswahrscheinlichkeit des Schwingungsübergangs $n \rightarrow n+1$ gegen n aufgetragen (siehe Gleichung 3.87). Es ist deutlich zu erkennen, dass ein Minimum der Übergangswahrscheinlichkeit bei etwa $n = 2600$ existiert mit $\sigma_{2595,1} \approx 2.9 \cdot 10^{-4}$. Für den für dieses Experiment interessanten Bereich von $n \lesssim 20$ ergeben sich Übergangswahrscheinlichkeiten von etwa $\sigma_{n \lesssim 20,1} \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$. Das heißt, dass eine erfolgreiche Kühlung für kleine Schwingungsquantenzahlen in

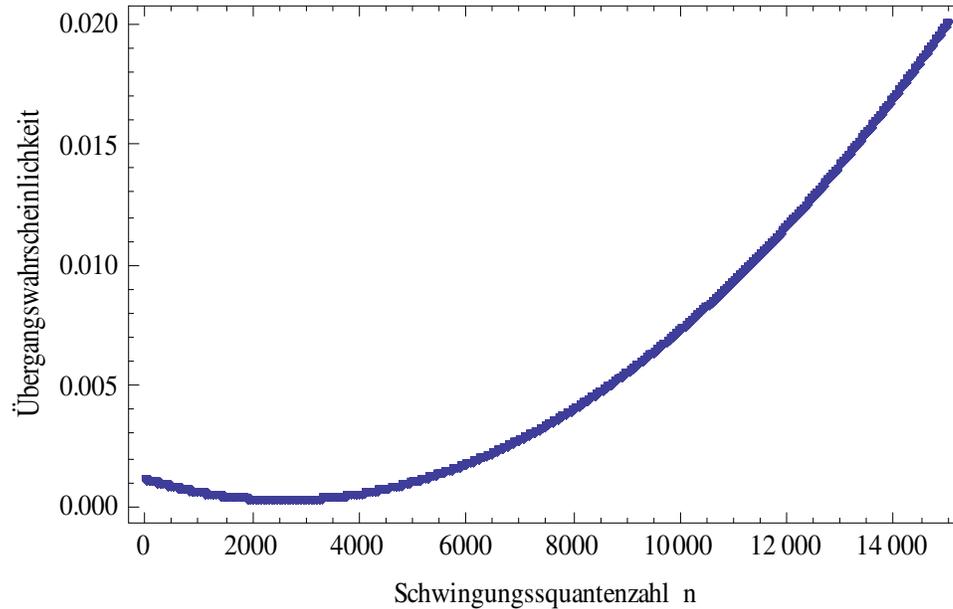


Abbildung 3.14: Übergangswahrscheinlichkeit $\sigma_{n,1}$ für den Übergang $n \rightarrow n + 1$ berechnet mit Gleichung 3.87. Das Minimum befindet sich etwa bei $n = 2600$ und somit weit von dem für dieses Experiment interessanten Bereich entfernt.

dem hier beschriebenen Experiment möglich ist, jedoch aufgrund der geringen Übergangswahrscheinlichkeiten mit eingeschränkter Effektivität.

Um die Phononenzahl nun mit Hilfe von Rabi-Oszillationsmessungen bzw. Messungen von Spektren zu bestimmen gehen wir von einer thermischen Verteilung der Phononen-Population aus. Die mittlere Phononenzahl $\langle n \rangle$ des harmonischen Oszillators entlang der Fallachse ist mit der Temperatur wie folgt verknüpft:

$$\langle n \rangle = \frac{e^{-\hbar\omega_z/k_B T}}{1 - e^{-\hbar\omega_z/k_B T}} \quad (3.89)$$

mit der Boltzmann-Konstanten k_B und der axialen Fallenfrequenz ω_z . Die thermische

Besetzungswahrscheinlichkeit ist dabei gegeben durch [71]

$$p_n(T) = \frac{1}{\langle n \rangle + 1} \left(\frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + 1} \right)^n \quad (3.90)$$

Die Kopplung zwischen internen und externen Moden der Ionen wird durch den effektiven Lamb-Dicke-Parameter gegeben. Dieser berechnet sich wie folgt (siehe Gleichung 3.60):

$$\eta_{eff} = \frac{\zeta \Delta z g_j \mu_B \partial_z |B|}{\hbar \omega_z} \quad (3.91)$$

mit der räumlichen Ausdehnung der Wellenfunktion $\Delta z = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}}$, dem Landé g-Faktor g_j dem Magnetfeldgradienten $\partial_z |B|$, dem Bohrschen Magneton μ_B und dem Expansionskoeffizienten der Verschiebung des Ions $\zeta \approx 1$, sofern es sich um ein einzelnes Ion handelt, so wie in dieser Arbeit beschrieben (siehe auch Abschnitt 3.4.3 und Gleichung 3.60). Mit den Werten in diesem Experiment ($m \approx 2.84 \cdot 10^{-25}$ kg, $\omega_z = 2\pi \cdot 121$ kHz, $g_j = 1$ und $\partial_z |B| = 19 \frac{T}{m}$) erhält man somit für den effektiven Lamb-Dicke Parameter

$$\boxed{\eta_{eff} \approx 0.034}. \quad (3.92)$$

Die Rabi-Frequenz hängt von der Phononenzahl ab. Für den Träger ($m = 0$) ergibt sich somit nach Gleichung 3.82 unter Berücksichtigung der Gleichungen 3.86 und 3.87

$$\Omega_{n,n+0} = \sqrt{e^{-\eta^2}} \Omega L_n(\eta^2) \quad (3.93)$$

mit dem Laguerre Polynom der Ordnung n . Für das rote bzw. blaue Seitenband der Ordnung k ist die Rabi-Frequenz gleich und es gilt $\Omega_{n,n+k} = \Omega_{n+k,n}$. Für das Seitenband 1. Ordnung ($m=1$) erhält man somit

$$\Omega_{n,n+1} = \sqrt{e^{-\eta^2}} \eta \Omega_0 \frac{L_n^1(\eta^2)}{\sqrt{n+1}} \quad (3.94)$$

und für die 2. Ordnung ($m=2$)

$$\Omega_{n,n+2} = \sqrt{e^{-\eta^2}} \eta^2 \Omega_0 \frac{L_n^2(\eta^2)}{\sqrt{(n+1)(n+2)}} \quad (3.95)$$

wobei L_n^1 und L_n^2 die Laguerre Polynome der Ordnung 1 bzw. 2 sind [72]. Diese können wie folgt genähert werden:

$$L_n(\eta^2) = 1 - n\eta^2 + \frac{n(n-1)}{4}\eta^4 + \mathcal{O}(\eta^6) \quad (3.96)$$

$$L_n^1(\eta^2) = n + 1 - \frac{n^2 + n}{2}\eta^2 + \frac{n^3 - n}{12}\eta^4 + \mathcal{O}(\eta^6) \quad (3.97)$$

$$L_n^2(\eta^2) = \frac{(n+2)(n+1)}{2} \left(1 - \frac{n}{3}\eta^2 + \frac{n^2 - n}{24}\eta^4 \right) + \mathcal{O}(\eta^6) \quad (3.98)$$

Die Entwicklung wird lediglich bis $\mathcal{O}(\eta^4)$ durchgeführt, da für unsere Bedürfnisse alle höheren Ordnungen vernachlässigbar sind.

Berechnet man nun die spektrale Abhängigkeit der Absorptionswahrscheinlichkeit nach Gleichung 3.83, so fällt auf, dass es neben der Resonanz bei $\Delta = 0$ was dem Träger entspricht, auch noch Resonanzen bei $\Delta = \pm\omega_z$ gibt, was den Seitenbändern 1. Ordnung entspricht. Je nach Auflösung können auch die Seitenbänder höherer Ordnungen dargestellt werden.

Man kann nun den Bewegungszustand des gebundenen Ions jedoch auch mit Hilfe der thermischen Besetzungsverteilung beschreiben, also mit Hilfe der mittleren Besetzungszahl $\langle n \rangle$ des Oszillators. Für diese gilt mit der Besetzungsverteilung $p(n)$:

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} np(n) \quad (3.99)$$

Im Falle eines thermischen Zustands gilt für $p(n)$ Gleichung 3.90 und für die mittlere kinetische Energie der Schwerpunktsbewegung des harmonisch gebundenen Ions gilt

$$\langle E_k \rangle = \hbar\omega_z \left(\langle n \rangle + \frac{1}{2} \right). \quad (3.100)$$

Soll nun das Absorptionsspektrum für ein gebundenes Ion mit einem thermischen Besetzungszustand berechnet werden, so muss die Besetzungswahrscheinlichkeit $\rho_{ee}^{n+m}(\tau, \Delta)$ gewichtet mit $p(n)$ über alle Oszillatorzustände summiert werden. Zusammen mit Gleichung 3.83 gilt somit:

$$\rho_{ee}(\tau, \Delta) = \sum_m \sum_{n+m \geq 0} P(n) \rho_{ee}^{n+m}(\tau, \Delta - m\omega_z). \quad (3.101)$$

Mit Gleichung 3.101 lässt sich nun durch Anpassung an gemessene Absorptionsspektren die Rabi-Frequenz Ω , die Bandbreite Γ_l des Lichtfeldes und auch die mittlere Besetzungszahl $\langle n \rangle$ bestimmen. Für Letzteres ist jedoch bereits ein Vergleich der Amplituden der Seitenbänder ausreichend. Sei S_u die Amplitude des blauen Seitenbandes ($m = 1$) und S_l die Amplitude des roten Seitenbandes ($m = -1$). Dann gilt [69]

$$\frac{S_l}{S_u} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} p(n) \rho_{ee}^{n-1}(\tau, \Delta = -\omega_z)}{\sum_{n=0}^{\infty} p(n) \rho_{ee}^{n+1}(\tau, \Delta = +\omega_z)}. \quad (3.102)$$

Wird für $p(n)$ nun Gleichung 3.90 eingesetzt, so erhält man mit Gleichung 3.84

$$\frac{S_l}{S_u} = \frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + 1}, \quad (3.103)$$

woraus sich für die mittlere Besetzungszahl folgender Zusammenhang ergibt

$$\langle n \rangle = \frac{S_l}{S_u - S_l}. \quad (3.104)$$

Damit kann die mittlere Besetzungszahl $\langle n \rangle$ des harmonischen Oszillators direkt aus den Spektren abgelesen werden.

3.5 Ionen in einer linearen Paulfalle

3.5.1 Das Potential einer linearen Paulfalle

Das Herzstück unseres Experimentes ist die so genannte Paulfalle, in welcher Ionen radial mittels einer Radiofrequenz und axial mittels eines konstanten Potentials gespeichert werden. Die Idee, kleine geladene Teilchen in einer Falle zu speichern, stammt von Wolfgang Paul und reicht zurück in das Jahr 1958 [78]. Jedoch dauerte es noch bis 1979 da es erstmalig gelang, tatsächlich ein einzelnes Ion zu fangen [79].

Ein Grundgesetz in der Ionenfallen-Technik ist das Earnshaw-Theorem. Es besagt, dass es nicht möglich ist, ein geladenes Teilchen allein mit statischen Potentialen zu fangen, da kein statisches elektrisches Potential ein absolutes Minimum im Vakuum besitzt. Es ist also immer ein Wechselfeld nötig, um das Teilchen in allen drei Raumrichtungen einzusperrern. Der Gedanke dahinter ist Folgender: Hat man beispielsweise ein positiv geladenes Ion in seiner Falle, so wird dieses von positiv geladenen Elektroden abgestoßen und von solchen mit einem negativen Potential angezogen. Wechselt man nun die Polarität, so ergibt sich ein entgegengesetzter Sachverhalt. Geschieht dies schnell genug, so wird es dem Ion nicht mehr möglich sein zu entkommen, da es auf den schnellen Spannungswechsel nicht adäquat reagieren kann \rightarrow es bleibt in der Falle gefangen. Es entsteht aus dem dynamischen Potential quasi ein effektives Potential (Pseudo-Potential), welches das Ion zunächst in zwei Raumrichtungen einsperrt.

In Abbildung 3.15 ist der Aufbau der Falle, sowie die Anschlüsse der Elektroden skizziert. Sie besteht im wesentlichen aus vier Klingen, wobei jeweils gegenüberliegende Klingen gleich und benachbarte Klingen entgegengesetzt gepolt sind. Eins dieser Klingenpaare wird auf Erde gelegt, während an das andere Paar eine RF-Wechselspannung angelegt wird. Durch diese Kombination werden die Ionen in radia-

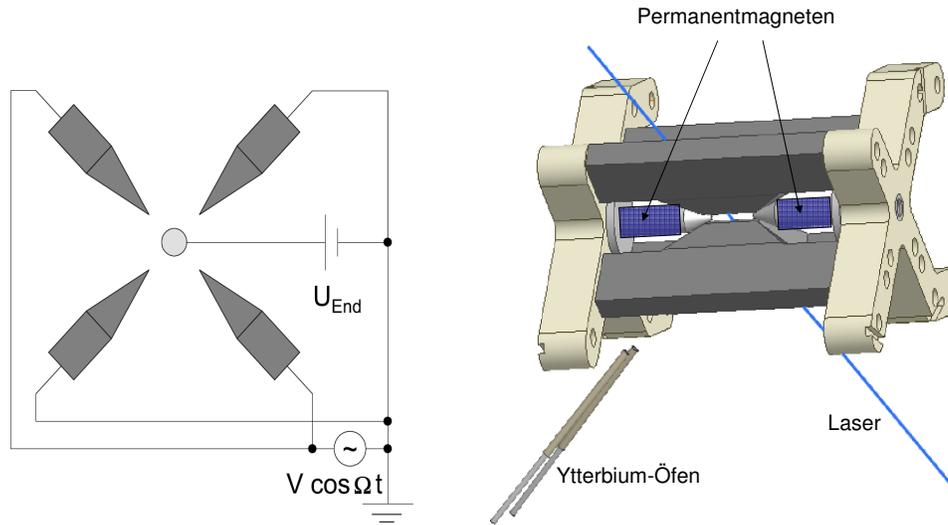


Abbildung 3.15: Spannungsversorgung (links) und Aufbau (rechts) der linearen Paulfalle.

ler Richtung eingesperrt. Damit die Ionen aber nicht in axialer Richtung entkommen können, wird zudem eine positive Gleichspannung an zwei Endkappen-Elektroden angelegt, welche also ein statisches Potential erzeugen. Wird nun an das eine Klappenpaar eine Spannung angelegt, welche sich aus einer Gleichspannung U_0 und einer Wechselspannung $V_0 \cos \Omega t$ zusammensetzt, so ergibt sich das zeitabhängige Quadrupolpotential in radialer Richtung zu

$$\Phi(x, y, t) = [U_0 - V_0 \cos \Omega t] \frac{x^2 - y^2}{2R^2}, \quad (3.105)$$

mit dem Abstand zwischen z -Achse und Oberfläche der Klappen R . Ist nun ein Ion in diesem Potential gefangen, so erfährt es eine Kraft für die

$$\vec{F} = -Q\nabla\Phi \quad (3.106)$$

gilt, wobei Q die Ladung des Ions ist. Da in unserem Fall mit $^{171}\text{Yb}^+$ ein einfach geladenes Ion verwendet wird, kann $Q = e$ gesetzt werden. Sei m nun die Masse des betreffenden Ions, so ergeben sich die Bewegungsgleichungen in x - bzw. y -Richtung zu

$$m\ddot{x} = -[U_0 - V_0 \cos \Omega t] \frac{e}{R^2} x \quad (3.107)$$

$$m\ddot{y} = [U_0 - V_0 \cos \Omega t] \frac{e}{R^2} y \quad (3.108)$$

Daraus folgen dann letztendlich die Mathieu-Gleichungen:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial \tau^2} + [a - 2q \cos 2\tau]x = 0, \quad (3.109)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial \tau^2} + [-a + 2q \cos 2\tau]y = 0. \quad (3.110)$$

Dabei wurden zur Vereinfachung folgende Abkürzungen eingeführt: $q = \frac{2eV_0}{mR^2\Omega^2}$, $a = \frac{4eU_0}{mR^2\Omega^2}$ sowie $2\tau = \Omega t$.

Die analytische Lösung der Gleichungen 3.107 und 3.108 ergibt sich aus dem Floquet-Theorem [80] und man erhält diese als Fourier-Serie zu

$$\zeta(\tau) = Ae^{\pm i\beta\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{i2n\tau} + Be^{\mp i\beta\tau} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{-i2n\tau}. \quad (3.111)$$

Hierbei repräsentiert ζ x bzw. y . A und B sind Parameter, welche von den Anfangsbedingungen abhängen. Die Frage ist nun, für welche dieser Lösungen stabile Trajektorien in der Falle führen. Enthält der Koeffizient $\beta = \beta(a, q)$ einen imaginären Teil, so divergiert $\zeta(\tau)$ in Gleichung 3.111 und das Ion wird nicht gefangen, sondern kann die Falle verlassen.

Es ist somit klar, dass überhaupt nur für reelle β eine Situation geschaffen werden kann, die das Fangen von Ionen erlaubt. In Abbildung 3.16 ist diese Situation in einem zweidimensionalen Stabilitätsdiagramm aufgetragen. Die blauen Bereiche markieren eine Stabilität und x -Richtung und die roten Bereiche in y -Richtung. Offensichtlich muss die Lösung in beiden Richtungen stabil sein, damit das Ion radial eingesperrt werden kann, was durch den Überlapp von blauem und rotem Bereich verdeutlicht wird. Für praktische Anwendungen, bei denen häufig $U_0 = 0$ gewählt wird, folgt, dass ebenfalls $a = 0$ gilt und daher nur der Bereich um $a = 0$ und $q < 0.908$ für Experimente in Frage kommt [80] (siehe auch den Ausschnitt in Abbildung 3.16). In diesem Fall ($|a|, q^2 \ll 1$) können die Lösungen für die radialen Oszillationen in erster Näherung angegeben werden durch

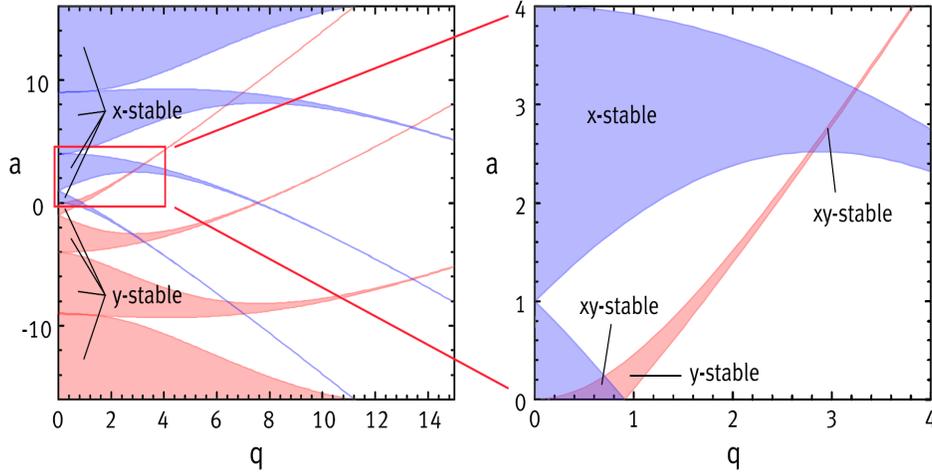


Abbildung 3.16: Stabilitätsdiagramm für die Lösungen der Mathieu-Gleichungen für die x- und die y-Richtung. Da q die RF-Oszillationen beschreibt ergibt ein Vorzeichenwechsel lediglich eine Änderung in der Phase. Daher ist das Diagramm symmetrisch zur a -Achse [81].

$$x(t) = x_0 \cos(\omega_x t + \Phi_x) \left(1 + \frac{q_x}{2} \cos \Omega t\right) \quad \text{und} \quad (3.112)$$

$$y(t) = y_0 \cos(\omega_y t + \Phi_y) \left(1 + \frac{q_y}{2} \cos \Omega t\right) \quad (3.113)$$

mit $\omega_x = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q^2}{2} + a}$ und $\omega_y = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q^2}{2} - a}$. Dabei werden x_0 , y_0 und Φ_i ($i \in \{x, y\}$) von den Anfangsbedingungen und der Geschwindigkeit des Ions bestimmt.

Dieses radiale Feld allein würde jedoch nicht ausreichen, um die Ionen in der Falle zu halten, da sie über die Symmetrieachse der Falle, also in z -Richtung verschwinden könnten. Dies wird verhindert, indem an beide Endkappen-Elektroden die gleiche konstante Spannung angelegt wird. Dies verursacht ein Potential im Fallenzentrum der

Form

$$\Phi_{end}(x, y, z) = \kappa U_{end} \left[z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right], \quad (3.114)$$

wobei κ ein geometrischer Faktor ist, welcher lediglich vom individuellen Fallenaufbau abhängt. Es folgt nun klar ersichtlich, dass für die z -Achse eine harmonische Bewegung des Ions mit der Frequenz

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2e\kappa U_{end}}{m}} \quad (3.115)$$

folgt. Dieses zusätzliche Potential der Endkappen hat jedoch auch Einfluss auf das radiale Potential in Gleichung 3.105 und die Matthieu-Gleichungen erhalten einen von der Endkappenspannung abhängigen Term $a_z = -2 \left(\frac{\omega_z}{\Omega} \right)$ und werden somit zu

$$\frac{\partial^2 x}{\partial \tau^2} + [a + a_z - 2q \cos 2\tau]x = 0, \quad (3.116)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial \tau^2} - [a - a_z - 2q \cos 2\tau]y = 0. \quad (3.117)$$

Dementsprechend gilt für die radialen Frequenzen mit denen das Ion oszilliert

$$\omega_x = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q^2}{2} + a + a_z} \text{ und} \quad (3.118)$$

$$\omega_y = \frac{\Omega}{2} \sqrt{\frac{q^2}{2} - a + a_z}. \quad (3.119)$$

Aus den Gleichungen 3.118 und 3.119 folgt ferner, dass die radialen Oszillationsfrequenzen ω_i für praktische Anwendungen langsam sind gegenüber der Frequenz des Fallenantriebs Ω , weil in diesem Fall $q^2 \ll 1$ und $a = 0$ gilt. Letzteres ist auch die Ursache, weshalb $\omega_x = \omega_y = \omega_r$ gilt. Die Bewegung der Ionen kann also zusammengesetzt werden aus einer langsamen so genannten Säkular-Bewegung mit der Frequenz ω_r in radialer bzw. ω_z in axialer Richtung und einer schnellen Bewegung, deren Amplitude q_x bzw. q_y vom Abstand der Ionen zur Symmetrieachse abhängt (Mikrobewegung). Die Frequenz dieser Mikrobewegung ist dabei gerade gleich der des Fallenantriebs Ω . Für eine detaillierte Erläuterung der in diesem Experiment beschriebenen Falle, siehe [34].

3.5.2 Der Ionenkristall

Bisher wurde das Potential in der linearen Paulfalle, welches sich aus einem mit einer Radiofrequenz oszillierenden Potential des Fallenantriebs und aus einem statischen Potential an den Endkappen zusammensetzt, behandelt. Für eine Anzahl von Ionen, die 1 übersteigt, kommt jedoch noch eine weitere Kraft ins Spiel, namentlich die Coulomb-Kraft, welche dafür verantwortlich ist, dass sich die Ionen gegenseitig abstoßen. Dieser Einfluss wirkt dem Fallenpotential entgegen, da dieses versucht die Ionen auf einem möglichst engen Raum zu halten, diese aber versuchen möglichst weit voneinander getrennt zu sein. Es ist offensichtlich, dass ein Gleichgewicht zwischen dem Potential des Fallenantriebs und der Endkappen einerseits, sowie den abstoßenden Kräften zwischen den Ionen andererseits herrschen muss. Ist nun die Laserkühlung (siehe auch Abschnitt 3.3) effektiv genug, so dass die durchschnittliche kinetische Energie der Ionen kleiner ist als die Energie, die benötigt wird damit zwei Ionen die Plätze tauschen, so „gefrieren“ die Ionen zu einem Kristall. Gilt ferner $\omega_z < \omega_r$ so ergibt sich eine lineare Ionenkette in der Falle. Für die potentielle Energie gilt in diesem Fall

$$V = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} M \omega_z^2 x_n^2 + \sum_{n,m=1, m \neq n}^N \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{|x_n - x_m|}. \quad (3.120)$$

Der erste Term repräsentiert dabei das Fallenpotential während der zweite Term für das Wechselwirkungspotential zwischen den Ionen steht [81]. Die Position von Ion i wird durch x_i angegeben. Es wird weiter angenommen, dass die Einschränkung der Ionen in radialer Richtung so stark ist, dass Oszillationen in dieser Richtung vernachlässigt werden können. Da die Ionen ihre Plätze nicht tauschen, kann die Position eines Ions n dargestellt werden durch

$$x_n(t) = x_n^{(0)} + q_n(t). \quad (3.121)$$

Die Gleichgewichtsposition kann nun gefunden werden, indem das Potentialminimum

$$\left[\frac{\partial V}{\partial x_n} \right]_{x_n^{(0)}} \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.122)$$

berechnet wird. Dies wurde D. James bereits durchgeführt, für zwei und drei Ionen analytisch, für bis zu zehn Ionen numerisch [66].

Dabei werden die Gleichgewichtspositionen in Einheiten einer Längenskala l aufgetragen, welche von der Ladung der Ionen Q , deren Masse M und der axialen Säkularfrequenz ω_z abhängt. Es gilt

$$l^3 = \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 M \omega_z}. \quad (3.123)$$

In unserem Fall ist zusätzlich $Q = e$. In Abbildung 3.17 ist eine der ersten Aufnahmen eines Ionenkristalls zu sehen, der mit der hier beschriebenen Falle gefangen wurde. Es handelt sich jedoch zunächst um Ionen des Isotops ^{172}Yb , da dieses experimentell leichter zugänglich ist.

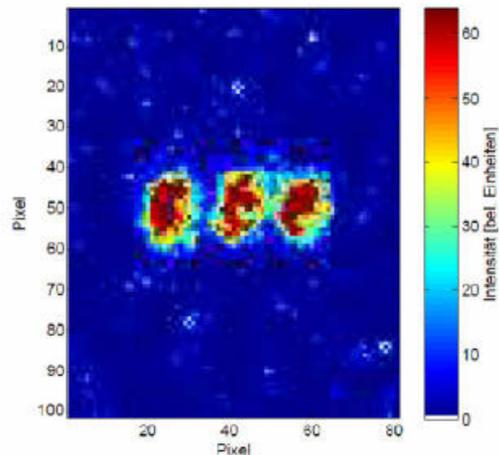


Abbildung 3.17: Einer der ersten Ionenkristalle, die mit dieser Falle gefangen wurden. Zu sehen sind drei Ionen, welche im Fallenzentrum auskristallisiert sind. Es handelt sich jedoch um einen Test mit dem experimentell leichter zugänglichen Isotop ^{172}Yb . Der Bild-Ausschnitt beträgt $100 \times 100 \mu\text{m}$ bei einer Belichtungszeit von 400 ms.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Kern dieser Arbeit beschrieben. Dabei wird in 4.1 zunächst auf das Lasersystem eingegangen. Anschließend werden in 4.2 die Vakuumkomponenten behandelt. Des Weiteren wird näher auf die Magnetfeldspulen 4.3, das Abbildungssystem 4.4 und die elektrische Versorgung des Experimentes eingegangen 4.5.

4.1 Das Lasersystem

Die in diesem Experiment verwendeten Diodenlaser dienen zum einen der Kühlung der Ionen, sowie dem Rückpumpen aus ungewollt besetzten Niveaus und zum anderen der Detektion des Zustands der Qubits (vgl. auch Abschnitt 3.3). Abgesehen davon, werden zwei der vier Laser auch zur Ionisierung der Ytterbium-Atome genutzt.

4.1.1 Aufbau des 935 nm Lasersystems

Zunächst wird exemplarisch der Aufbau des 935 nm Rückpumplasersystems erklärt (siehe Abbildungen 4.1 für den schematischen Aufbau und 4.2 für ein Beispielfoto einer Laserplatte). Nachdem der Laserstrahl die Laserbox des Diodenlasers verlassen hat, wird er mit einem Umlenkspiegel in einen Faraday-Isolator gelenkt. Dieser dient dazu zu verhindern, dass Rückreflexe in den Laser gelangen und diesen somit beschädigen oder zerstören könnten. Anschließend wird der stark elliptische Strahl mit Hilfe eines anamorphotischen Prismenpaares derart verändert, dass er ein symmetrisches, rundes Profil erhält.

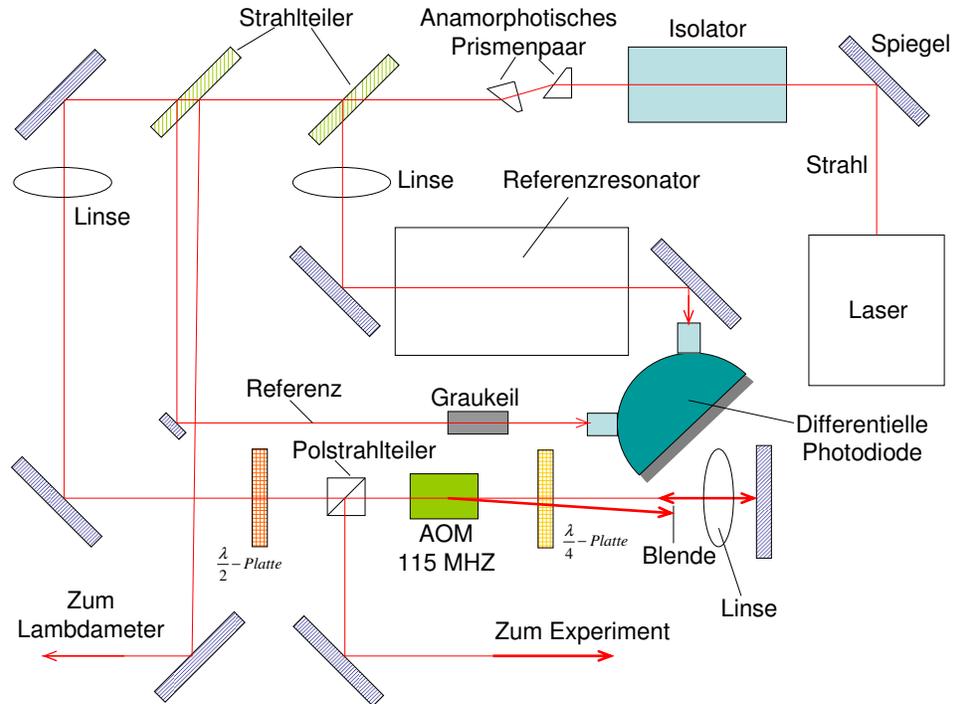


Abbildung 4.1: Aufbau des 935 nm Systems des Rückpumpasers. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Im Folgenden trifft der Strahl auf zwei Strahlteiler, wodurch er in insgesamt vier Teile aufgespalten wird. Der erste Strahlteiler besitzt eine Anti-Reflex-Beschichtung an einer Seite was zur Folge hat, dass ein Teil des Hauptstrahls abgezweigt wird. Am zweiten Strahlteiler, der unbeschichtet ist, werden zwei Strahlen abgezweigt (jeweils einer an den Übergängen zwischen den Medien Luft und Glas). Der erste dadurch abgezweigte Strahl wird in eine Faser eingekoppelt und in das Lambdameter geleitet wo er zur Messung der Wellenlänge verwendet wird. Der andere Strahl wird zusammen mit dem am ersten Strahlteiler abgespaltenen Strahl zur Frequenzstabilisierung verwendet. Dazu wird der Strahl, welcher am ersten Strahlteiler abgespalten wurde über eine Linse mit der Brennweite $f=150$ mm durch einen Referenzresonator mit einer Finesse von etwa 150 auf eine differentielle Photodiode geleitet (vgl. auch Abbildung 4.3).

Der vom zweiten Strahlteiler stammende Strahl tritt zur Abschwächung zunächst

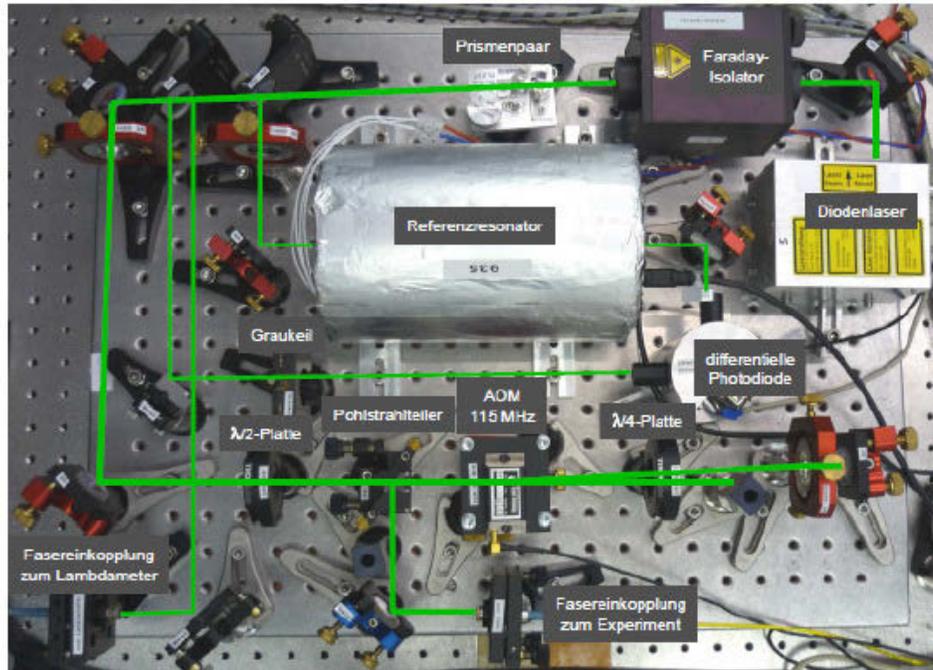


Abbildung 4.2: Foto des 935 nm Systems des Rückpumpasers als Beispiel für eine Laserplatte. Fotos der anderen Diodenlaser können in [82] eingesehen werden.

durch einen Graukeil und trifft danach auf den anderen Eingang der differentiellen Photodiode. Dadurch ergibt sich ein Signal welches in einem elektronischen Regelkreis verarbeitet und zum Laser zurückgekoppelt wird. Der Hauptstrahl, der die meiste Intensität enthält, wird über einen Umlenkspiegel durch eine Linse der Brennweite $f = 500$ mm geleitet, welche zur Fokussierung in den AOM (Acousto Optical Modulator) dient und trifft danach auf eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte welche die Polarisation um 45° dreht. Durch diesen Prozess ist die Transmission des darauf folgenden Würfels maximal, da die Polarisation des Laserlichts hinter dem Faraday-Isolator bereits um 45° gegenüber der Tischebene geneigt ist. Im weiteren Verlauf durchquert der Hauptstrahl einen AOM, wird an einem Spiegel reflektiert und durchquert den AOM erneut (Zweifachdurchgang) [82]. Schließlich wird er am Würfel reflektiert und über eine Faser in das Experiment eingekoppelt.

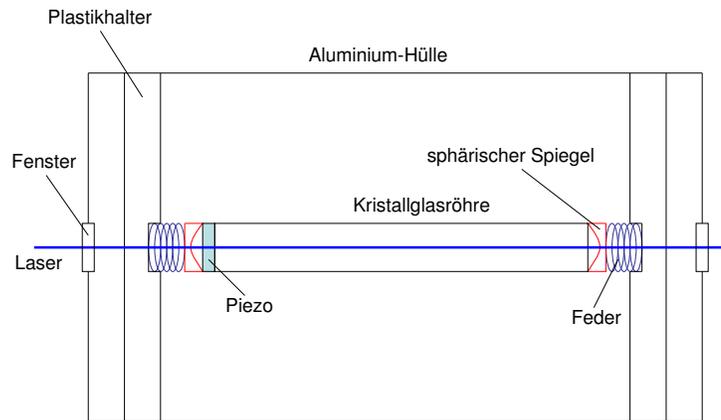


Abbildung 4.3: Mechanischer Aufbau eines Referenzresonators. Der Laserstrahl (links) tritt durch ein Fenster in den Resonator ein und wird vom rechten Spiegel zurückreflektiert. Beide sphärische Spiegel sind in konfokaler Weise angebracht, so dass ihre Brennpunkte zusammenfallen. Der Piezo dient dazu den Abstand der beiden Spiegel zu verändern. Am rechten Spiegel wird ein Teil des Strahls ausgekoppelt, welcher anschließend für die Laserstabilisierung verwendet wird.

4.1.2 Aufbau des 399 nm Lasersystems

Der Laserstrahl, der mit seiner Wellenlänge von 399 nm zur Photoionisation dient, wird ebenfalls in einem Diodenlaser erzeugt. Direkt hinter dem Ausgang aus der den Laser umfassenden Box befindet sich ebenso wie beim 935 nm Laser ein Faraday-Isolator und hernach ein anamorphotisches Prismenpaar zur Strahlformung. Anschließend wird ein Teilstrahl durch einen einseitig antireflexbeschichteten Strahlteiler abgezweigt und über eine Linse (Brennweite 150 mm) in einen Referenzresonator geleitet. Hinter dem Resonator wird der Strahl dann auf den einen Eingang einer differentiellen Photodiode geleitet (siehe Abbildung 4.4).

Der transmittierte Hauptstrahl trifft nun auf einen Strahlteiler, wodurch wiederum zwei Teilstrahlen abgespalten werden. Der eine dieser Strahlen (der neue Hauptstrahl) wird über zwei Umlenkspiegel in eine Faser eingekoppelt und zum Experiment geleitet. Der zweite Strahl wird durch einen Graukeil auf den zweiten Eingang der dif-

ferentiellen Photodiode geleitet und dient somit zusammen mit dem Strahl welcher den Referenzresonator passierte zur Frequenzstabilisierung. Der verbliebene, vom unbeschichteten Strahlteiler transmittierte Strahl wird über mehrere Spiegel ins Lambdameter eingekoppelt und zur Wellenlängenmessung verwendet. In Abbildung 4.4 ist beispielhaft am 399 nm Laser der Strahlengang von der Laserdiode bis zur Einkoppelung ins Experiment bzw. ins Lambdameter veranschaulicht. Da sich der 638 nm Laser im wesentlichen nicht signifikant vom Aufbau des 399 nm Lasers unterscheidet, wird an dieser Stelle keine detaillierte Beschreibung vorgenommen.

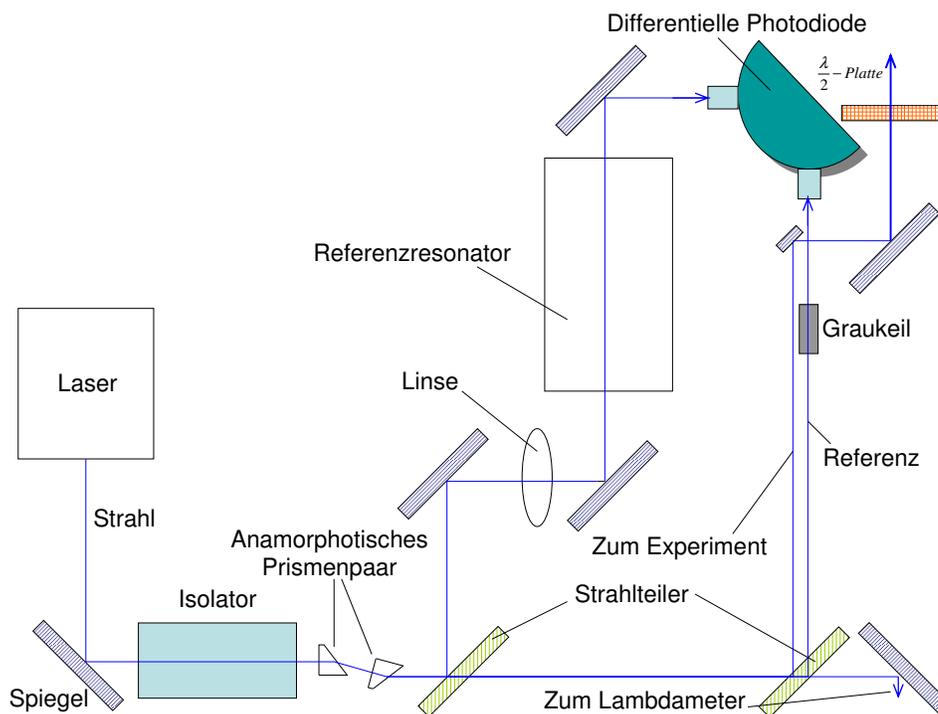


Abbildung 4.4: Strahlengang beim Laser verdeutlicht am Beispiel des 399 nm Lasers. Der 638 nm Diodenlaser hat einen ähnlichen Aufbau und ist daher hier nicht eingezeichnet.

4.1.3 Aufbau des 369 nm Lasersystems

Der Laser mit der Wellenlänge 369 nm ist der wichtigste Laser in unserem Experiment, da er, abgesehen von der Ionisation, sowohl für die Kühlung der Ionen als auch für die Detektion der Qubit-Zustände verwendet wird. Sein Aufbau ist in Abbildung 4.5 zu sehen.

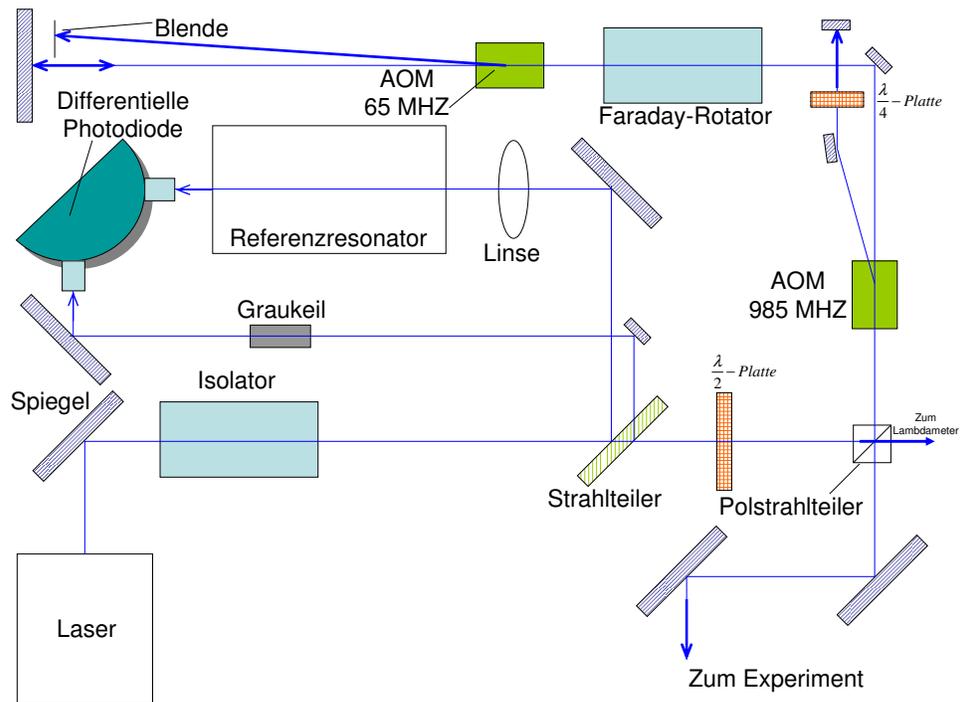


Abbildung 4.5: Aufbau des 369 nm Systems des Kühl- und Detektionslasers

Analog zu den bisher beschriebenen Lasersystemen wird auch der 369 nm Laser durch einen Faraday-Isolator, welcher sich direkt hinter dem Ausgang des Diodenlasers befindet vor Rückreflexen geschützt. Anschließend trifft der Strahl auf einen Strahlteiler an welchem zwei schwache Teilstrahlen abgespalten werden. Einer davon trifft zunächst auf einen Graukeil und hinterher in abgeschwächter Form auf den einen Eingang einer differentiellen Photodiode. Der andere wird über eine Linse der Brennweite $f = 150$ mm in einen Referenzresonator fokussiert und trifft danach auf den anderen Eingang der differentiellen Photodiode. Dieser Aufwand dient auch hier

der Frequenzstabilisierung. Der Hauptstrahl propagiert nun durch eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte mit welcher die Polarisation des Strahls variiert werden kann und trifft danach auf einen Polstrahlteilerwürfel. Die Intensität des vom Würfel transmittierten Lichts, welches im Lambdameter zur Wellenlängenmessung verwendet wird, kann mit dieser $\frac{\lambda}{2}$ -Platte frei gewählt werden. Der reflektierte Strahl gelangt nun zum ersten Zweifachdurchgang eines AOMs, welcher mit einer Frequenz von 990 MHz getrieben wird. Ein aus dieser Anordnung abgezwigter Teilstrahl gelangt zu einem weiteren Zweifachdurchgang mit einem AOM bei 60 MHz und das modulierte Licht wird anschließend in eine Faser eingekoppelt und zum Experiment geleitet. Für eine ausführliche Beschreibung siehe auch [82].

Eine große Schwierigkeit ergab sich durch den Fakt, dass zum Treiben des resonanten Übergangs des Ions eine Wellenlänge von etwa 369.4 nm notwendig ist, für diesen Übergang jedoch keine kommerziellen Laserdioden verfügbar sind. Die Lösung des Problems besteht nun darin, dass eine Laserdiode, welche Licht mit einer Wellenlänge von etwa 371 nm emittiert, zu erwerben und diese abzukühlen um die Wellenlänge weiter zu verringern [83]. Jedoch ist es in diesem Zusammenhang notwendig, das System weit unter den Taupunkt zu kühlen was zur Folge hat, dass die Diode durch Kondensation und somit durch einen Kurzschluss möglicherweise beschädigt werden könnte. Deshalb wurde eine Kühlbox entwickelt, in welcher die relative Feuchte durch Chemikalien verringert wird (Tyvek-Kissen, TMB 0.5 g, Porenweite 4 Å) [84], was den Taupunkt herabsetzt. Eine Draufsicht und ein Schema der Kühlbox ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

Unter der Laserdiode befinden sich zwei Peltier-Elemente, von welchen das eine zum Kühlen der Diode dient und das andere zur Stabilisierung auf diese Temperatur. Beim Betrieb dieser Peltier-Elemente werden jedoch einige Watt an Abwärme erzeugt, weshalb sich unterhalb der Kühlbox ein Kupferblock mit einem Kühlwasserkreislauf befindet. Verschlossen ist die Box mit einer Plexiglashaube, die zwei Aussparungen besitzt, in welche Fenster eingelassen sind. Durch das eine Fenster kann der Strahl des freilaufenden Lasers (ohne externe Rückkopplung und mit entferntem Gitter) austreten, durch das andere Fenster der ungebeugte Strahl bei Verwendung der Littrow-Konfiguration zur Frequenzstabilisierung. Abgesehen davon ist die Plexiglashaube mit einem schwarzen Lack überzogen, welcher elektrisch leitfähig ist. Zum einen wird dadurch verhindert, dass der Laser außer an den dafür vorgesehenen Fenstern austritt und zum anderen wird durch die Leitfähigkeit eine elektrostatische Aufladung des Plexiglasses verhindert, was bei einer Entladung den Laser beschädigen oder zerstören könnte. An der Oberseite befindet sich ein unlackiertes Sichtfenster zur Kontrolle des Interieurs der Kühlbox.

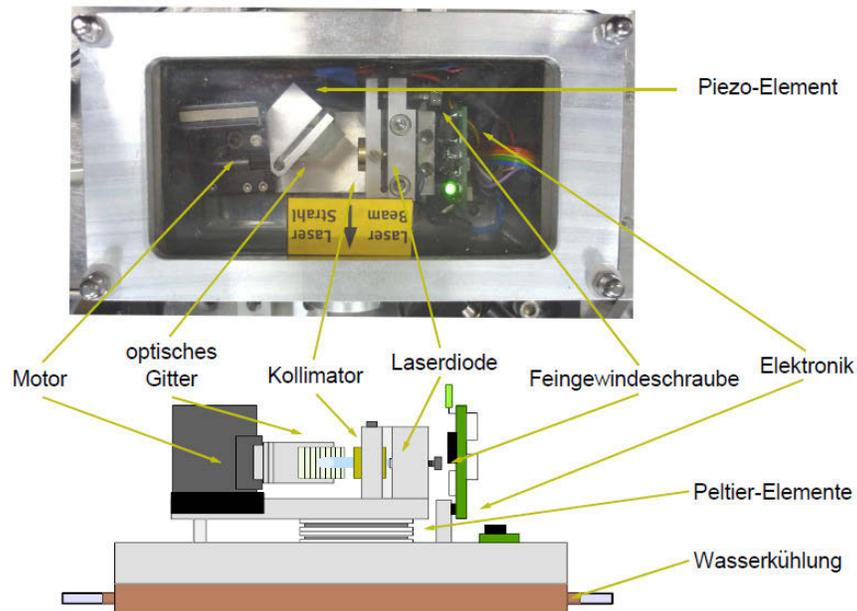


Abbildung 4.6: Fotografie einer Draufsicht (oben) und schematische Darstellung im Profil (unten) des verwendeten gekühlten Diodenlasers mit einer Emissionswellenlänge von 369 nm [82].

4.1.4 Der Strahlengang

In Abbildung 4.7 ist ein Foto der Überlagerungseinheit zu sehen, in welcher die Strahlen der vier verwendeten Laser überlagert werden. Diese ist mit einem Mikrobanksystem befestigt und die einzelnen Elemente sind stabil miteinander verbunden. Die jeweiligen Laser-Eingänge sind markiert. Die Halterung oben am Ausgang der Überlagerungseinheit dient zum Einspannen einer Webcam, um die Qualität der Überlagerung sicherzustellen.

In Abbildung 4.8 ist ein Schema der Überlagerungseinheit abgebildet. Alle vier Laser können mit den drei Stellschrauben an den Spiegeln, sowie den Schrauben an den XY-Verschiebungen der Eingangskoppler der Laser verstellt und somit überlagert werden. Eine Ausnahme bildet dabei der 369 Laser, welcher nach langem Ausprobieren ausschließlich über Spiegel in Falle geleitet wird und somit keine XY-Verschiebung für

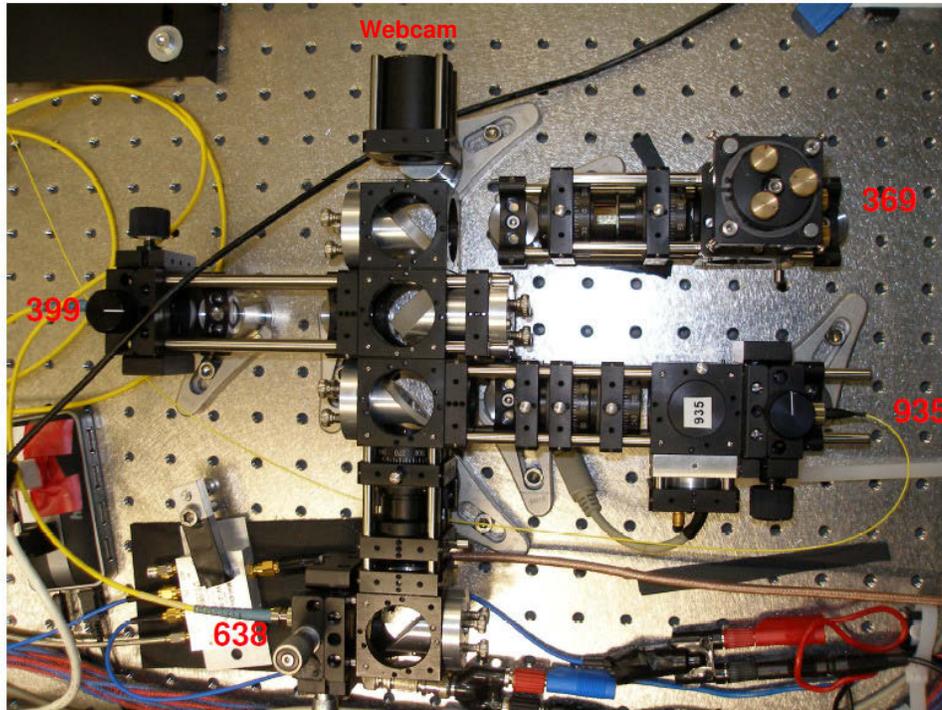


Abbildung 4.7: Foto der Überlagerungseinheit vor dem Eingang in die Vakuumkammer.

den Eingangskoppler benötigt. Die Verwendung einer Faser hat sich bei diesem Laser als nicht praktikabel herausgestellt, da die auftretenden Verluste zu hoch sind. Bei den Spiegeln handelt es sich um dichroitische Spiegel, die die Eigenschaft haben nur einen bestimmten kleinen Wellenlängenbereich zu reflektieren und alle andere Wellenlängen passieren zu lassen. Daher ist es möglich, dass die jeweils anderen Laserstrahlen die Spiegel an der Rückseite ungehindert passieren können. Dazu ist in die Spiegelhalter auf der Rückseite ein Loch eingearbeitet. Die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte und der polarisierende Strahlteilerwürfel dienen zu Auswahl der Polarisation sowie zur Einstellung der Intensität der Laser (siehe Abbildung 4.8). An die Überlagerungseinheit schließen sich noch weitere Spiegel an mit welchen der überlagerte Strahl in der Falle bewegt werden kann.

In Abbildung 4.9 sind die optischen Komponenten gezeigt, welche die überlagerten Laserstrahlen in das Vakuumssystem leiten. Über zwei Spiegel, welche in einem Winkel von 45° zur Strahlebene geneigt sind, werden die Laser auf einen Spiegel gelenkt, welcher den Strahl um 45° zur Tischebene senkrecht auf einen Achromaten reflektiert,

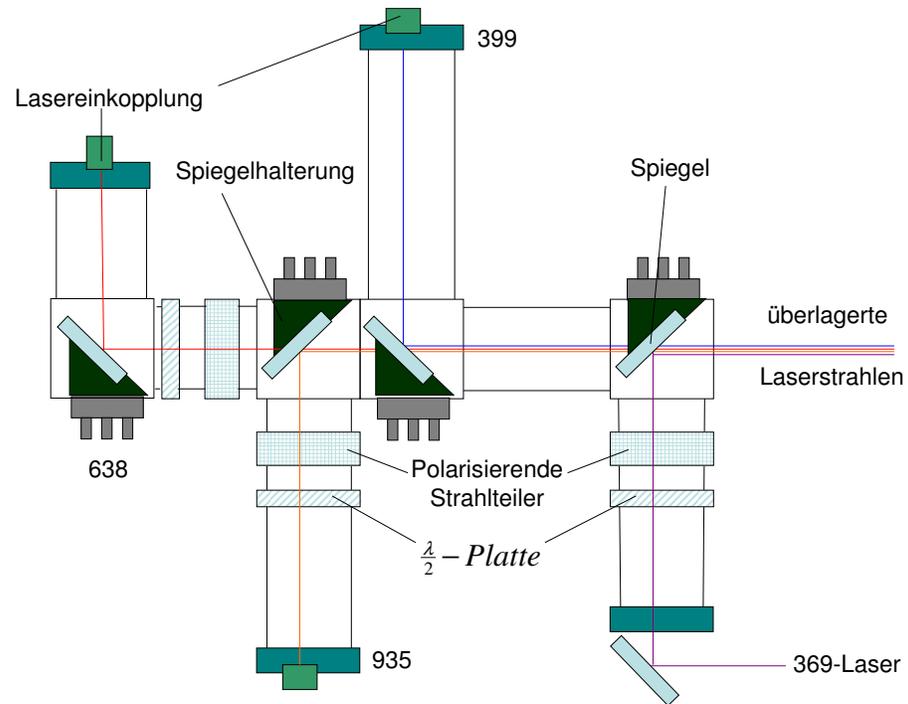


Abbildung 4.8: Schema und Funktionsweise der Überlagerungseinheit. Weitere Erläuterungen siehe Text.

welcher ebenfalls um 45° zur Tischebene geneigt ist. Dieser Achromat dient dazu, die Strahlen mit den unterschiedlichen Wellenlängen möglichst genau in die Falle zu fokussieren. Zudem besitzt der Achromat drei Stellschrauben in allen drei Raumrichtungen, um den Strahl an den gewünschten Ort, also das Zentrum der Falle zu bewegen. Der kleine Klappspiegel, welcher sich im Strahlengang befindet und je nach Bedarf aus- oder eingeklappt werden kann, wird im ausgeklappten Zustand dafür verwendet den Strahl auf eine Webcam zu fokussieren, um die Überlagerung der vier Laser zu gewährleisten.

4.1.5 Strahlprofile

Um mit den Lasern arbeiten zu können ist es vorteilhaft die genauen Profile der einzelnen Laser zu kennen. Zu diesem Zweck wurden mit einer CCD-Kamera Messungen

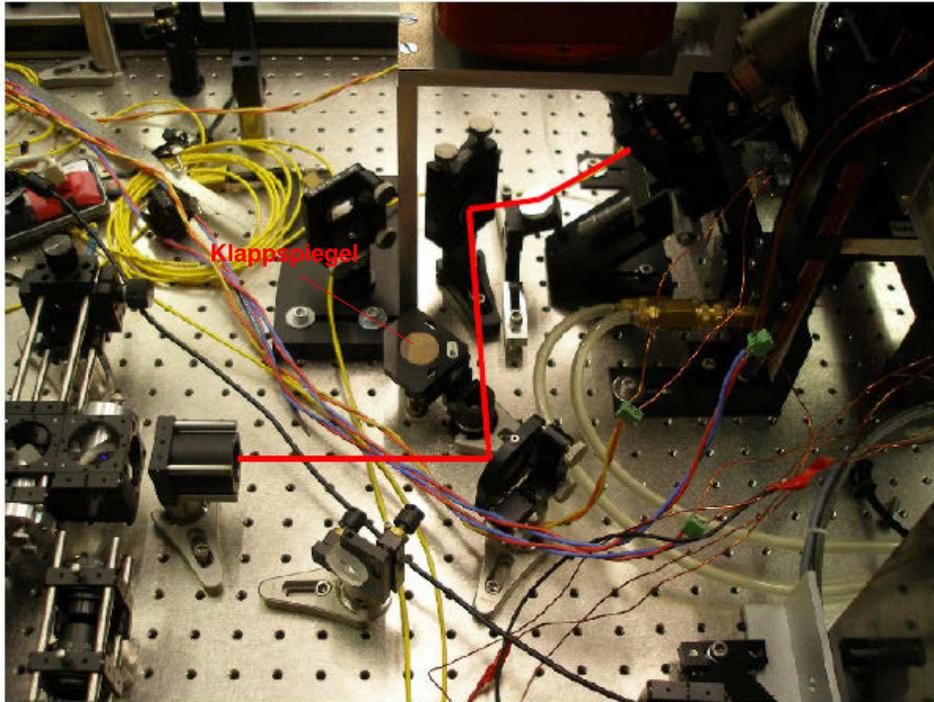


Abbildung 4.9: Foto der optischen Komponenten, welche den Strahl in die Vakuumkammer bringen und dort fokussieren. Der Strahlengang ist eingezeichnet.

gemacht aus welchen die Breite der Profile bestimmt wurde. Ein beispielhaftes Bild für den 935 nm Laser ist in Abbildung 4.10 zu sehen.

Die horizontale und die vertikale Breite des Profiles vor der Faser können aus der Pixelgröße bestimmt werden zu

$$\sigma_v^{vor} = (1.93 \pm 0.02) \text{ mm und}$$

$$\sigma_h^{vor} = (1.45 \pm 0.02) \text{ mm.}$$

Hinter der Faser ergeben sich Werte von

$$\sigma_v^{nach} = (1.32 \pm 0.02) \text{ mm und}$$

$$\sigma_h^{nach} = (1.23 \pm 0.02) \text{ mm.}$$

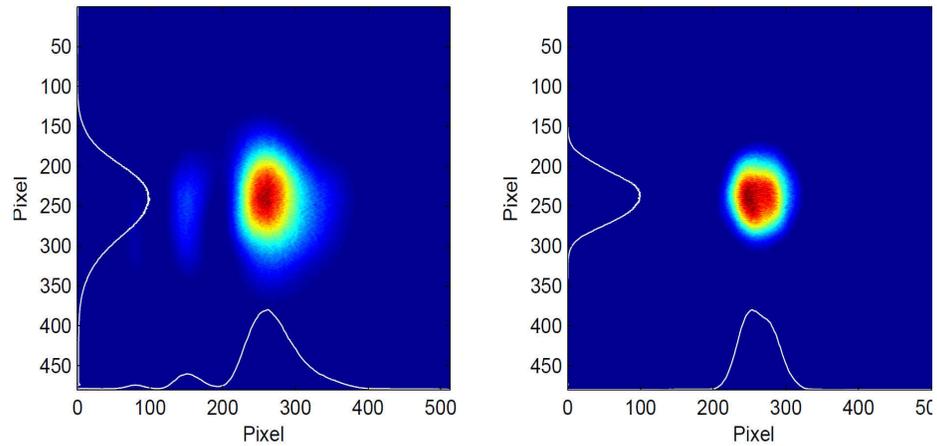


Abbildung 4.10: Strahlprofile des 935 nm Lasers vor und nach der Faser [82].

Das Aspektverhältnis wird also von 1.33 ± 0.02 auf 1.07 ± 0.02 verbessert und ähnelt nach der Faser einer Gaußglocke [82]. Das Laserlicht wird mit Hilfe eines Achromaten in die Falle fokussiert. Dieser hat eine Brennweite von 200 mm und daher wird der 935 nm Laser auf einen Bereich von

$$w_v^{(935)} = (160 \pm 2) \mu m \text{ und}$$

$$w_h^{(935)} = (164 \pm 2) \mu m$$

begrenzt. Für die Strahlteile im Fokus des Achromaten ergeben sich mit der Wellenlänge λ , der Brennweite f und dem Durchmesser des Gaußstrahls auf der Linse D theoretische Werte von

$$w_v^b = (45 \pm 1) \mu m \text{ und}$$

$$w_h^b = (48 \pm 1) \mu m.$$

Dabei wurde die Beziehung $w \simeq \frac{\lambda f}{\pi D}$ verwendet. Die Abweichungen der Messergebnisse von den theoretischen Werten erklärt sich durch Mängel des optischen Aufbaus, da durch eine ungenaue Justierung (z.B. nicht senkrechter Einfall des Laserstrahls auf den Achromaten) Aufweitungen des Strahls ergeben. Daher kann der Strahl während der Messung nicht exakt kollimiert gewesen sein und sich die CCD-Kamera nicht exakt im Fokus befunden haben. Zudem wird durch eine Achromatlinse die sphärische Abberation nicht unterdrückt, was ebenfalls zu Fehlern führen kann.

Analog ergeben sich für die anderen Laser Messwerte von

$$w_v^{(399)} = (152 \pm 2) \mu m \text{ und } w_h^{(399)} = (157 \pm 2) \mu m,$$

$$w_v^{(369)} = (147 \pm 2) \mu m \text{ und } w_h^{(369)} = (142 \pm 2) \mu m,$$

$$w_v^{(638)} = (175 \pm 2) \mu m \text{ und } w_h^{(638)} = (171 \pm 2) \mu m$$

für die jeweiligen Strahlprofile. Für eine Erläuterung der Frequenzstabilisierung und der weiteren Laserparameter, siehe Anhang C.

4.2 Das Vakuumsystem

Bei atomphysikalischen Experimenten ist es von essentieller Wichtigkeit das System bestmöglich gegen äußere Einflüsse abzuschotten. Denn der große Feind dieser sensiblen Art von Versuchen ist Dekohärenz, also die Zerstörung von Kohärenzeigenschaften quantenmechanischer Zustände. Diese tritt dann auf, wenn das beobachtete, zunächst abgeschlossene System mit der Umwelt in Wechselwirkung tritt und sein Zustand dadurch unwiederbringlich geändert wird. Eine bedeutende Quelle von Dekohärenz bei Ionenfallenexperimenten sind Fremdatome, welche eine vergleichsweise hohe Energie bei Raumtemperatur besitzen und diese beispielsweise durch Stöße auf die Ionen übertragen können. Da die hier verwendeten Ionen jedoch in den μ -Kelvin-Bereich gekühlt werden müssen, um deren Bewegung möglichst gering zu halten, wäre ein Energieaustausch mit Umgebungsteilchen äußerst nachteilhaft für erfolgreiche Experimente. Um dies nun zu verhindern, ist das System in einer Vakuumkammer untergebracht in welcher ein Ultrahochvakuum (UHV) herrscht. Die Beschreibung dieser Kammer, sowie der Umgang mit möglichen (und zahlreich vorhandenen) Problemen auf dem Weg zu einem verwendbaren Vakuum wird in diesem Kapitel dargelegt.

4.2.1 Der Aufbau der Vakuumkammer

Vieles was mit der Planung und Umsetzung eines Vakuumsystems zu tun hat, wird erst durch Erfahrung und trial-and-error herausgefunden und genau das wird in diesem Kapitel beschrieben, um es nachfolgenden Generationen von Fallstellern zu erleichtern.

A Zunächst ist es notwendig eine gute Leitung herzustellen, also eine gute Leitung des Restgases im System zu der Pumpe bzw. zu den Pumpen. Denn unabhängig von der Gründlichkeit der Reinigungsprozedur bzw. der Auswahl der Materialien, es wird immer eine Restausgasrate von allen Teilen in der Kammer geben, welche das Vakuum verschlechtert. Zudem wird das System niemals absolut dicht sein, auch wenn keine offensichtlichen Lecks auftreten. Für die Leitfähigkeit eines Rohres (in Litern/Sekunde) gilt, falls die freie Weglänge der Teilchen wesentlich größer als die Größe der Kammer ist, mit einer Genauigkeit von etwa 10% der Zusammenhang

$$\frac{12.4D^3}{L + 1.33D} \frac{l}{s}$$

für Stickstoff (N_2) bei 295 K. Dabei sind D und L der Durchmesser bzw. die Länge des Rohres. Außerdem skaliert die Leitfähigkeit mit $\left(\frac{T}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$ mit der absoluten Temperatur T und der Molekülmasse M . Für genauere Abschätzungen der Leitfähigkeit in einer Vakuumkammer seien die Referenzen [85] und [86] empfohlen.

Praktisch bedeutet dieser Zusammenhang, dass die Weglänge zwischen Experiment und Pumpe minimiert und der Durchmesser des Weges maximiert werden soll, um eine optimale Pumpleistung zu erhalten. Um die effektive Pumpgeschwindigkeit zu finden, müssen Leitfähigkeit und Pumpgeschwindigkeit addiert werden. Es macht also keinen Sinn eine Hochleistungspumpe an ein Bauteil anzuschließen, welches für Vakuumwendungen ungünstige Abmessungen hat (also lang und eng ist).

B In diesem Experiment wird mit Ultrahochvakuum (UHV) gearbeitet, also mit Drücken unterhalb von 10^{-8} mbar. Das bedeutet auch, dass die verwendeten Materialien verschiedenen Anforderungen genügen müssen. Zunächst ist eine niedrige Ausgasungsrate notwendig, das heißt also, dass die verwendeten Materialien nicht porös und zudem frei von Rissen sein sollten, da diese später u.U. Quellen virtueller Lecks darstellen (siehe nächster Abschnitt). Zudem ist es wichtig, dass die Materialien bei hohen Temperaturen ausbackbar sind, da das Ausbacken einen wichtigen Punkt auf dem Weg zu niedrigen Drücken darstellt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass sich unterschiedliche Materialien in ihren Wärmeausdehnungskoeffizienten unterscheiden, was

beim Ausbacken zu Problemen führen kann. Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass alle Bauteile leicht zu reinigen und leicht zu bearbeiten sein sollen. In dem hier beschriebenen Experiment wurde für die Falle als Material rostfreier Stahl der Güteklasse 316LN gewählt. Dieser hat gegenüber anderen Stählen der für UHV geeigneten 300 Serie den Vorteil, dass er mehr Stickstoff enthält als beispielsweise 316L was ihn härter und damit weniger anfällig für Deformationen bei der Bearbeitung macht. Das bedeutet auch, dass die Schneidkante bei Benutzung von Kupfer-Dichtungsringen weniger anfällig für Schäden ist und somit öfters wiederverwendet werden kann. Zudem enthält er vergleichsweise wenig Kohlenstoff, was seine UHV-Tauglichkeit noch erhöht und besitzt abgesehen davon eine niedrige magnetische Permeabilität [34]. Für die Öfen, welche das Ytterbium enthalten, wurde ein spezieller Stahl verwendet und zwar 316Ti. Dieser enthält etwa 5% Titan was dazu führt, dass dieser Stahl Temperaturen oberhalb von 800°C für längere Zeit aushalten kann, was bei anderen Stahlsorten nicht notwendigerweise der Fall ist. Für eine nähere Beschreibung der Öfen, siehe [50]. Das Material für die Mikrowellenantenne innerhalb des Vakuums ist OFHC-Kupfer (Oxygen-Free High Conductivity), da dieses sowohl UHV-kompatibel als auch nichtmagnetisch ist. Zwar werden die rostfreien Stahllegierungen ebenfalls als nichtmagnetisch bezeichnet, jedoch bestehen diese ebenfalls in Teilen aus Eisen und sind somit zumindest magnetisierbar. Dies ist zu berücksichtigen, da das Experiment sensibel für magnetische Felder ist. Die Halterungen für unsere Falle sind vollständig aus Macor (einer Keramik) hergestellt, welche sich als nichtleitendes Material im Ultrahochvakuum empfiehlt.

C Ein großes Problem bei der Herstellung von Vakua sind virtuelle Lecks. Diese können mehrere Ursachen haben. Auf der einen Seite entstehen sie durch falsch gewählte Materialien, welche hohe Ausgasungsraten besitzen und ein Vakuum somit zerstören können. Daher ist die Materialwahl so wichtig (siehe vorheriger Abschnitt) und sollte sehr sorgfältig geplant werden, gerade wenn eine Vielzahl unterschiedlicher Materialien zur Anwendung kommt, so wie in dem hier beschriebenen Experiment. Eine weitere Quelle virtueller Lecks sind unsachgemäß gereinigte Objekte, die zwar aus einem UHV-tauglichen Material bestehen, jedoch Fremdmaterial auf der Oberfläche haben, welcher das Vakuum zerstören kann. Es ist daher notwendig die Reinigungsprozedur vollständig durchzuführen, denn wer hier spart, spart an der falschen Stelle. Zudem empfiehlt es sich, die Öffnungen der Vakuumkammer beim ersten Verschließen zu reinigen, da sich dort aus der Umgebungsluft Fremdkörper abgesetzt haben können. Dies ist beim Öffnen der Vakuumkammer an den verwendeten Zugängen zu wiederholen (z.B. am Ventil an welches der metallische Wellschlauch der Turbopumpe angeschlossen wird). Die dritte Quelle von virtuellen Lecks ist nicht ganz so einfach zu eliminie-

ren. Diese entstehen beispielsweise, wenn Oberflächen innerhalb der Vakuumkammer aufeinandergepresst (z.B. verschraubt) werden und sich dazwischen Luft befindet, die nur sehr langsam entweichen kann. Ein weiteres, sehr häufiges, Beispiel hierzu sind Verschraubungen an sich. Die im Gewinde der Verschraubung gefangene Luft kann nicht schnell abgepumpt werden und entweicht im UHV somit Stück für Stück was den Druck auf Jahre ruinieren kann. Um dies zu verhindern ist zu berücksichtigen, dass möglicherweise gefangene Luft aus allen Spalten/Ritzen etc. entkommen kann. Bei Verschraubungen kann man entweder Spezialschrauben verwenden, welche eine mittige Aussparung der Länge nach besitzen. Alternativ kann man die verwendeten Schrauben aber auch an einer Seite anschleifen um das Gewinde zu unterbrechen und einen Spalt in den Schraubenkopf zu schneiden (siehe Abbildung 4.11). Erfahrungsgemäß ist der Einbußen an Stabilität gering und es handelt sich um eine einfache aber effektive Art und Weise, virtuelle Lecks der dritten Kategorie loszuwerden.

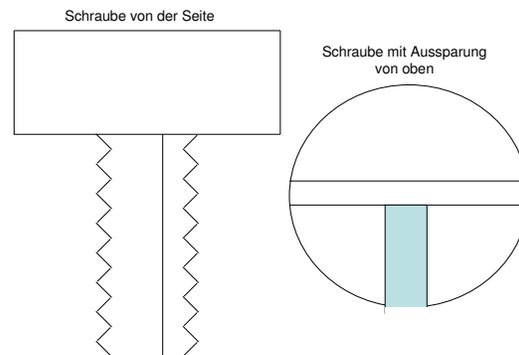


Abbildung 4.11: Verhinderung von virtuellen Lecks bei Schrauben. Ein Teil der Gewindes wird weggefräst und in den Schraubenkopf wird eine Kerbe geschnitten, damit die Luft entweichen kann.

D Als Flanschverbindungen wird in unserem Experiment bei UHV ausschließlich ConFlat (CF) als Standard benutzt. Dazu werden Dichtungsringe aus Kupfer verwendet, welche zwischen die Flanschanschlüsse gepresst und von einer Schneidkante eingeschnitten werden. Dadurch ist es möglich selbst tiefsten Drücken standzuhalten. Zudem sind diese Anschlüsse ausheizbar bis 400°C. Es gibt rotierbare und nichtrotierbare Flanschanschlüsse und es hat sich gezeigt, dass es am einfachsten ist, wenn man die-

se unterschiedlichen Anschlussarten bei Verbindungen kombiniert. Denn wenn man zwei nichtrotierbare Anschlüsse verbindet fehlt die Freiheit und man muss u.U. eine der angeschlossenen Vakuumkomponenten unvorteilhaft drehen. Andererseits ist es schwierig zwei rotierbare Anschlüsse zu verbinden, da der Dichtungsring gehalten und gleichzeitig zwei Flansche in die richtige Richtung gedreht werden müssen. Die Wahl bei Vakuum-Verbindungen sollte daher ein rotierbarer und ein nichtrotierbarer Flanschanschluss sein.

E Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Berücksichtigung der Zugänglichkeit der Vakuum-Kammer. Beispielsweise muss es optischen Zugang für die Kamera und die Laserstrahlen geben. Dabei ist darauf zu achten, dass die Fenster antireflexbeschichtet sind, wenn dies notwendig ist. In unserem Fall bedeutete dies eine Beschichtung für 369 nm, 399 nm, 638 nm und 935 nm. Jedoch ist dabei wichtig, dass der Temperaturgradient bei beschichteten Fenstern nicht so groß sein darf wie bei unbeschichteten Fenstern. Besonders beim Abkühlen kann dies zu Problemen führen und die Heiz- bzw. Abkühlgeschwindigkeit muss angepasst werden. Bei elektrischem Zugang muss berücksichtigt werden, welche Art von Anschlüssen an welcher Stelle gebraucht werden. Dabei ist es wichtig nicht zu vergessen, dass nicht zu viel elektrisches Rauschen entsteht, denn ebendieses Rauschen kann ein Experiment zunichte machen (siehe Abschnitt 4.5.2). Daher ist es wichtig zu wissen, welche Teile der Kammer isoliert sein müssen und welche elektrisch leitend verbunden sind. Abgesehen davon müssen die elektrischen Verbindungen bzw. Leitungen vor Störungen geschützt werden (z.B. durch eine Metallummantelung). Außerdem muss man sich frühzeitig um weitere Accessoires Gedanken machen, die im Laufe des Experiments angebracht werden sollen. In unserem Falle betrifft das unter anderem den elektrischen Zugang zu den Öfen und den Fallenelektroden. Da zur Verminderung von Rauschen Tiefpassfilter angebracht werden mussten, ergab sich dadurch ein gesteigerter Platzanspruch bei der entsprechenden Durchführung. Zudem wurden noch Spulen für ein Magnetfeld um die Kammer angeordnet. Derartige Planungen sollten bereits vor der Bestellung der Kammer abgeschlossen sein.

F Um genügend niedrige Drücke zu erreichen ist eine Ionen-Getter-Pumpe notwendig. Dabei sollte berücksichtigt werden, dass die Pumprate durch die Leitung der Kammer limitiert wird und nicht durch die Leistungsfähigkeit der Pumpe, also lieber eine Pumpe mit viel Leistung als eine mit zu wenig. In diesem Experiment wird eine StarCell Pumpe der Firma Varian genutzt, welche ein größeres Spektrum an Gasen pumpen kann als herkömmliche Ionen-Getter-Pumpen. Bevor man nämlich eine Io-

nenpumpe besorgt muss klar sein, welches Gas gepumpt werden soll. Die Angaben zur Pumpgeschwindigkeit beziehen sich meistens auf N_2 . Durch einige Turbopumpen könnte man zwar ebenfalls tiefe Drücke erreichen, jedoch verursachen diese Pumpen starke mechanische Vibrationen, welche bei den sensiblen atomphysikalischen Experimenten äußerst störend wirken würden. Daher ist die Verwendung von Ionen-Getter-Pumpen zu empfehlen.

Für die Reinigungsprozedur der einzelnen Komponenten, siehe Anhang E.

In Abbildung 4.12 ist ein Schema des Vakuumsystems gezeigt. In der Mitte befindet sich die Falle, in welcher die Ionen gespeichert werden. Die Laser kommen nach der Überlagerungseinheit von links unten (Blick aus Sicht des RF-Resonators). Zur Verbesserung des Vakuums wurden zunächst zwei Getter-Pumpen verwendet, eine mit einer Pumpleistung von 8 l/s und eine weitere mit 20 l/s verwendet. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass allein die 20 l/s-Pumpe ausreichend ist und die (alte) 8 l/s-Pumpe wurde stillgelegt und dient jetzt nur noch als „Flansch“ an der Stelle. Die Anschlüsse für die Mikrowelle befinden sich oben links und diametral gegenüber werden die Spannungen für die Fallenelektroden (Endkappen und Kompensations-Elektroden) sowie die Stromanschlüsse für die Öfen angelegt. Die anderen Eingänge sind mit Lichtblockern verdunkelt, wobei sie bei Bedarf (z.B. rechts oben, beim Einstellen der Laserstrahlen durch die Fallenmitte) abgenommen werden können. Für das Zusammenetzen der Kammer siehe Anhang F und für den Pump- und Ausheizprozess der Vakuumkammer siehe Anhang G.

4.3 Die Spulen für das statische magnetische Feld

In diesem Experiment sind mehrere Arten magnetischer Felder notwendig. Auf der einen Seite werden Permanentmagneten verwendet, um den ortsabhängigen Zeeman-Effekt zu erzeugen. Zusätzlich ist jedoch auch ein konstantes magnetisches Feld notwendig. Dieses dient einerseits zur Kompensation von störenden Magnetfeldern, welche beispielsweise auf die Erde oder die starken Magnete der Getter-Pumpen zurückzuführen sind. Abgesehen davon wird mit diesem zusätzlichen Magnetfeld eine Quantisierungsachse bestimmt und die Unterniveaus des Zustands $^2S_{\frac{1}{2}}$, $F=1$ sind nicht länger entartet.

4.3.1 Aufbau und Charakterisierung der Feldspulen

Es wird ein magnetisches Feld in allen drei Raumrichtungen benötigt, wozu jeweils drei Spulenpaare entwickelt wurden. Ein großes rechteckiges Spulenpaar welches ein

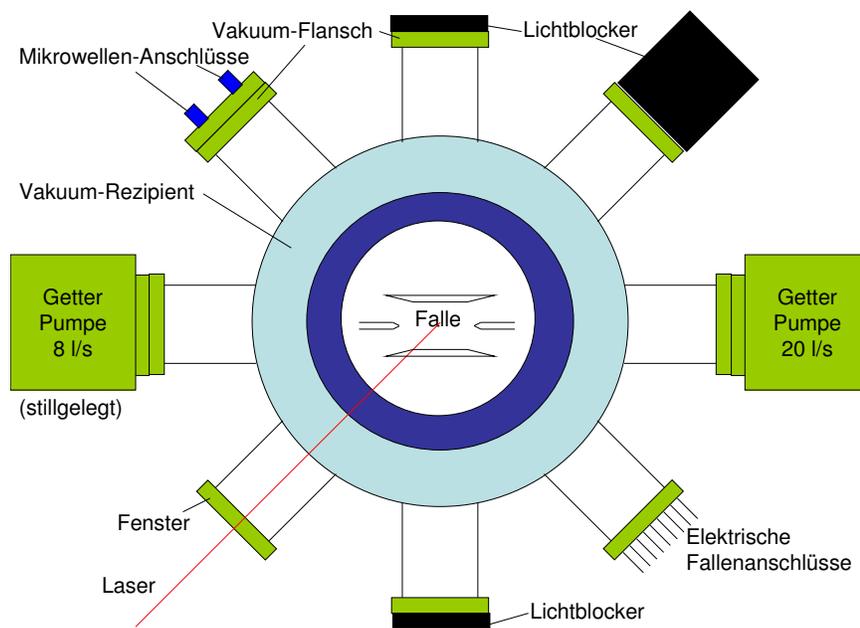


Abbildung 4.12: Schema des Vakuumsystems mit Verwendung der Eingänge. Blickrichtung ist aus Sicht des RF-Anschlusses.

Feld in Achsenrichtung der Falle erzeugt, ein kleines rechteckiges Spulenpaar für ein vertikales Feld, senkrecht zur Fallenachse und ein Paar von runden Spulen mit einem Radius von 78 mm, welche an den CF100 Flanschen der Vakuumkammer angebracht werden können und ein horizontales Magnetfeld senkrecht zur Fallenachse erzeugen. Hierzu wurden zunächst Simulationen mit einem Java-Programm durchgeführt und verschiedene Ansätze erprobt bevor die Spulen letztendlich gebaut wurden [87]. Die Charakterisierung der Spulenpaare bezieht sich ebenfalls auf die Simulationen in [87]. Die beiden kleinen Spulenpaare wurden auf Kunststoffhalter gewickelt und besitzen jeweils 100 Windungen in zehn Reihen. Als Drahtmaterial wurde Capton-isolierter Kupferdraht gewählt. Durch diesen fließt ein Strom von jeweils maximal etwa 1 A (1.5 A) pro runder (rechteckiger) Spule. Die großen rechteckigen Spulen befinden sich auf einem Aluminiumrahmen und sind ob der hohen Leistung, sie werden mit einem maximalen Strom von 5 A betrieben, wassergekühlt. Für eine detailliertere Beschreibung des Aufbaus des Spulensystems, siehe [34]. Ein Foto des Aufbaus ist in Abbildung 4.13 gegeben. In der Mitte zwischen den Spulen befindet sich bei Betrieb das Vakuumsystem. Die beiden runden Spulen sitzen direkt an den CF100 Flanschen des Systems (Fenster und RF-Versorgung). Die kleinen rechteckigen Spulen werden oben bzw. unten auf das System gesetzt und die großen Spulen von der Seite montiert. Bei der weißen Masse an den kleinen Spulen handelt es sich um Epoxidharz, welches zum einen elektrisch isolierend wirkt und zum anderen eine gute Wärmeleitfähigkeit besitzt und somit die Wärme schnell nach außen leitet. Für die großen Spulen wurde zu diesem Zweck eine Wasserkühlung eingebaut. Die Anschlüsse für die Wasserkühlung sind beispielsweise unten rechts zu erkennen. Verbunden wird der ganze Aufbau, indem die runden Spulen an die großen Spulen geschraubt werden und die kleinen rechteckigen Spulen mit Winkeln zwischen die großen Spulen geklemmt werden. Das gesamte Spulensystem sitzt auf vier Füßen, welche unter Verwendung der Langlöcher auf der unteren Fläche am optischen Tisch festgeschraubt werden. Die Aufgabe ist es also ein magnetisches Feld zu produzieren, welches im Zentrum der Falle so homogen wie möglich sein muss, erstens um Störfelder zu kompensieren und zweitens um eine Quantisierungsachse für die späteren Versuche zu definieren. Nach den erfolgreichen Simulationen wurden die Spulen gebaut und anschließend getestet. Dabei musste sowohl das Magnetfeld berücksichtigt werden als auch die (unerwünschte) Erhöhung der Temperatur durch Energiedissipation. Die Richtungsangaben in den Bildunterschriften beziehen sich auf das Koordinatensystem in Abbildung 4.13.

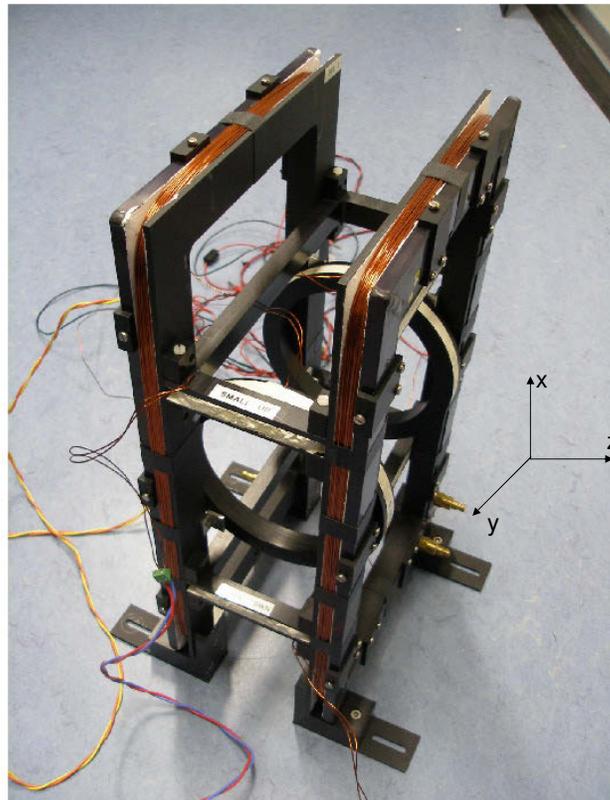


Abbildung 4.13: Spulensystem zur Erzeugung des Magnetfeldes. Die beiden großen wasser-gekühlten Spulen dienen auch als Halterung, um die kleinen rechteckigen und die kleinen runden Spulen zu halten. Mit Hilfe von Langlöchern in den Füßen wird der Aufbau auf den optischen Tisch geschraubt.

4.3.2 Das B-Feld in y -Richtung

Aufgrund des Designs der Vakuumkammer ist es nicht möglich die beiden runden Spulen in der gewünschten Helmholtz-Konfiguration zu platzieren, was einem Abstand von ca. 90 mm entspräche. Sie sind, fertig eingebaut, etwa 165 mm voneinander entfernt. Nichtsdestotrotz muss der Feldgradient in der Mitte zwischen den Spulen so klein wie möglich sein. Abgesehen davon darf die Erhitzung der Spulen in Folge der hohen Leistung nicht zu stark sein, weil dabei unter Umständen die Plastikummantelung beschädigt werden könnte. Als Grenzwert für die Temperatur wurden 10°C über Raumtemperatur angesetzt. Um die Spulen zu charakterisieren, wird das Magnetfeld zwischen ihnen gemessen, wobei der Spulenabstand variiert. Da von vorne herein nicht eindeutig klar war, ob die Spulen das gleiche Verhalten zeigen, wurden sie zunächst individuell durchgemessen und die Ströme angepasst. Es ergibt sich, dass geringfügig unterschiedliche Ströme notwendig sind, um das gleiche Magnetfeld zu erzeugen. Für das Experiment ist dieser Unterschied jedoch irrelevant und beide Spulen werden mit dem gleichen Strom von etwa $I = 1.0\text{ A}$ betrieben.

Zunächst wurden die Messungen entlang der Hauptachse zwischen den beiden Spulen durchgeführt, wobei zur Messung des Magnetfeldes ein Gaussmeter verwendet wurde. In einer ersten groben Messung wurde alle 5 mm ein Messwert aufgenommen, um einen ersten Eindruck über das Verhalten der Spulen zu gewinnen. Dabei wurde der Spulenabstand zwischen 170 mm und 160 mm in Schritten von 1 mm variiert. Es ist offensichtlich, dass die Intensität des Magnetfeldes von Punkten nahe den Spulen in Richtung Mitte abnimmt und ebenfalls ist deutlich zu erkennen, dass das Feld in der Mitte nicht über eine weite Strecke homogen ist, was auf die Nicht-Helmholtz-Konfiguration der Spulen zurückzuführen ist. Anschließend wurde der gleiche Vorgang im Zentrum wiederholt, da dies der Bereich ist in welchem sich die Ionen letzten Endes aufhalten werden. Für diese Messungen werden Datenpunkte jeden Millimeter genommen und ausgewertet. Hierbei ist zu erkennen, dass das Feld zwar nicht sonderlich homogen ist, für unsere Zwecke aber völlig ausreicht. Die durchschnittliche Abweichung vom minimalen Wert im Zentrum ist $\Delta B \approx 0.0180\text{ G}$ über einen Bereich von 5 mm gemessen ab der Mitte für einen Spulenabstand von 170 mm. Bei 160 mm ergibt sich $\Delta B \approx 0.0155\text{ G}$ und bei der letztendlichen Entfernung 165 mm waren es $\Delta B \approx 0.0175\text{ G}$ (siehe auch Abbildung 4.14).

Da die Falle senkrecht zur Hauptachse zwischen den Spulen orientiert ist, ist das Feld in dieser Richtung von größerer Bedeutung. Es ist notwendig, dass der Feldgradient insbesondere in dieser Region klein ist, so dass jedes Ion dem gleichen

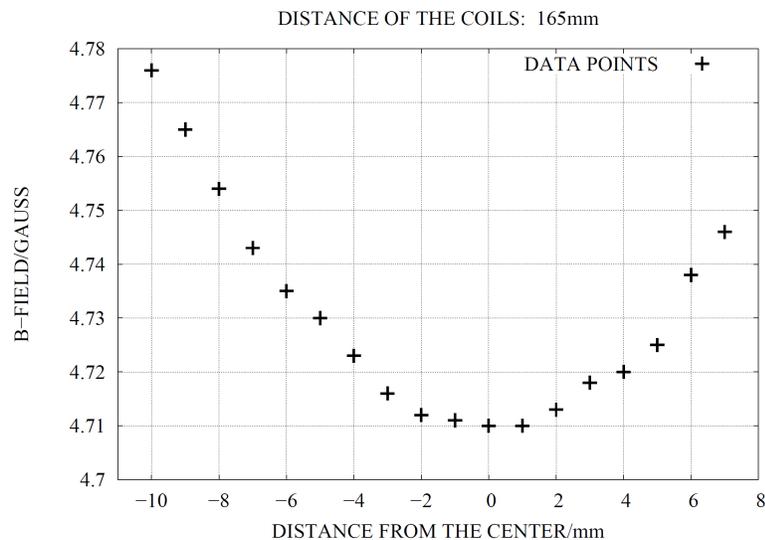


Abbildung 4.14: Magnetfeld der runden Spulen in y -Richtung.

von den Spulen stammenden Magnetfeld ausgesetzt ist. Auch in diesem Fall wurde zunächst eine grobe Messung mit Datenpunkten alle 5 mm durchgeführt, bevor die Feldstärke im Innern gemessen wurde, mit einer Auswertung pro mm. Das Resultat ist ein durchschnittlicher Magnetfeldgradient von $\Delta B \approx 0.0110 G$ über einen Bereich von 5 mm gemessen ab der Mitte für eine Entfernung der Spulen von 170 mm. Bei einer Spulendistanz von 165 mm ergeben sich $\Delta B \approx 0.0120 G$ und für 160 mm ist das Ergebnis $\Delta B \approx 0.0090 G$ auf der gleichen Strecke (siehe Abbildung 4.15). Die theoretische Berechnung durch die Simulationen [87] sagt einen Gradienten von $\Delta B \approx 0.010 G$ über einen Bereich von 5 mm vorher. Wenn nun berücksichtigt wird, dass die Spulen nicht in perfekter Übereinstimmung mit den simulierten gebaut werden können (z.B. Überkreuzung von Drähten), so ist dies doch ein respektables Ergebnis. Abgesehen davon ist zu berücksichtigen, dass die dritte Nachkommastelle des Messwertes in Gauss sehr anfällig für äußere Einflüsse ist (Metallgegenstände in der Nähe, Metallschränke, etc.). Zudem reagiert das Feld sehr sensibel auf Intensitätsänderungen des Stromes was insbesondere deshalb ein Problem war, weil der Strom während einer Messperiode (~ 15 - 20 Minuten) um etwa 3-6 mA abgefallen ist. Nach einer Betriebszeit von 1-1.5 Stunden war der Ausgang der Stromquelle jedoch stabil und es konnte ordentlich gemessen werden.

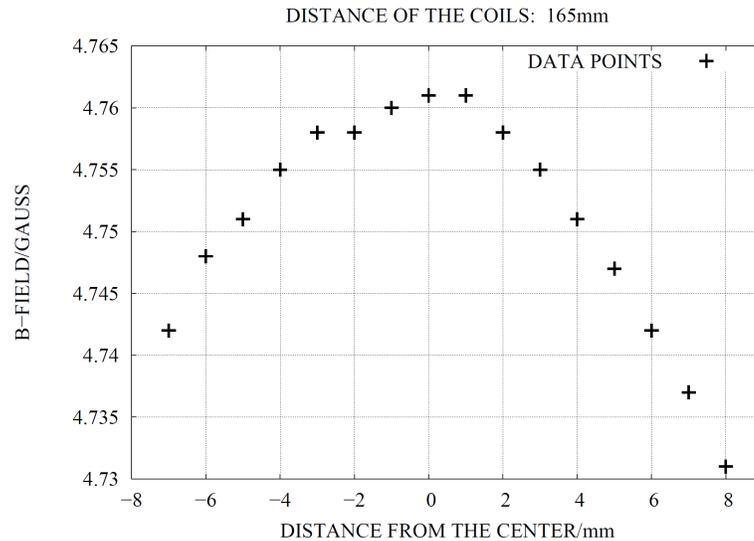


Abbildung 4.15: Magnetfeld der runden Spulen in z -Richtung.

Während der Messungen wurde die Temperatur permanent kontrolliert um sicherzustellen, dass sie nicht über den 10°C -Grenzwert ansteigt. Nach einer Messdauer von etwa 8 Stunden befand sich die Temperatur der Spulen $\sim 2.5^{\circ}\text{C}$ über Raumtemperatur, so dass beim Einsatz im Experiment keine Probleme durch Temperaturanstieg erwartet werden.

4.3.3 Das B-Feld in x -Richtung

Als nächstes wurden die rechteckigen Spulen überprüft, welche gemeinsam mit den runden Spulen für eine Kompensation des Erdmagnetfeldes sorgen. Die Abmessungen sind $240 \times 90 \times 10$ mm. Zunächst wurden Messungen für Spulenabstände von 210 mm bis 230 mm in Schritten von 1 mm durchgeführt. Wie schon bei den runden Spulen wurden zuerst beide Spulen individuell getestet, so dass die generierten Felder vergleichbar sind. Wiederum ist der Unterschied in den Stromstärken vernachlässigbar und wird im Experiment nicht berücksichtigt, so dass beide Spulen mit etwa $I = 1.46$ A betrieben werden können. Die Simulationen wurden für eine Entfernung von 170 mm gemacht jedoch stellte sich heraus, dass diese Distanz

unter Berücksichtigung der Abmessungen der Vakuum-Kammer nicht praktikabel ist. Daher ist der simulierte Wert von 4.2 G mit einem Strom von 1 A nicht erreichbar. Aus diesem Grund ist der eingestellte Strom höher, was jedoch auch einen stärkeren Temperaturanstieg mit sich bringt. Es musste also zwischen dem unerwünschten Temperaturanstieg und einem vertretbar hohen Magnetfeld abgewogen werden.

Die Messungen wurden mit dem gleichen Gaussmeter wie bei den runden Spulen durchgeführt, wobei zunächst die Feldstärke auf der Hauptachse zwischen den Spulen analysiert wurde. Messpunkte wurden alle 5 mm genommen um einen groben Überblick über das Verhalten des Feldes zu gewinnen. Da die Falle letzten Endes im Zentrum zwischen den Spulenblöcken platziert ist, wird dieser Bereich noch einmal genauer abgetastet, mit Messungen für jeden Millimeter. Für einen Spulenabstand von 210 mm ergibt sich ein durchschnittlicher Feldgradient von $\Delta B \approx 0.0190 G$ über einen Bereich von 5 mm. Für 220 mm und 230 mm ergibt sich ein Gradient von $\Delta B \approx 0.0155 G$ bzw. $\Delta B \approx 0.0160 G$. Das Resultat der Simulationen war ein durchschnittlicher Gradient von 0.02 G über 5 mm was bedeutet, dass die verwendeten Spulen diese Anforderung sehr gut erfüllen (Abbildung 4.16).

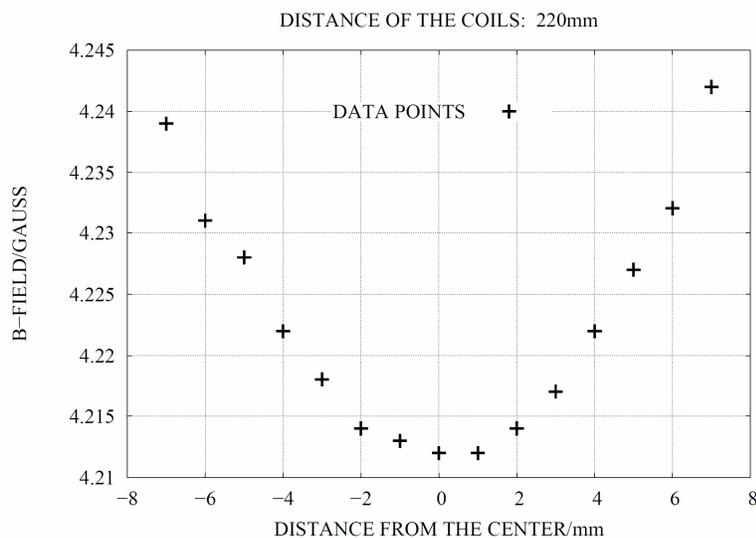


Abbildung 4.16: Magnetfeld der rechteckigen Spulen in y -Richtung.

Zusätzlich wurde noch das Feld in der Mitte zwischen den Spulen, aber senkrecht zur Hauptachse gemessen und daher in Richtung der Falle (Abbildung 4.17). Die Ergebnisse sind in diesem Fall $\Delta B \approx 0.0180 \text{ G}$ für 210 mm, $\Delta B \approx 0.0145 \text{ G}$ für 220 mm und $\Delta B \approx 0.0125 \text{ G}$ für einen Spulenabstand von 230 mm. Auch hier ist demnach der durchschnittliche Feldgradient niedrig genug um die geplanten Experimente durchzuführen.

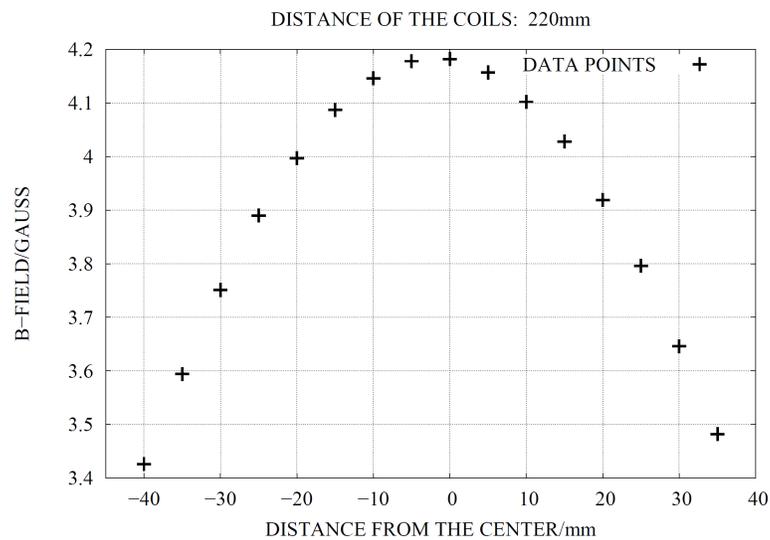


Abbildung 4.17: Magnetfeld der rechteckigen Spulen in z -Richtung.

Bei den Messungen traten jedoch einige Schwierigkeiten auf, die aber behoben werden konnten. Zum einen zeigte das Gaussmeter manchmal eine schnelle Änderung der letzten zwei Nachkommastellen und machte die Ergebnisse daher unbrauchbar. Dieses Problem konnte jedoch gelöst werden, wenn das Gaussmeter aus- und noch einmal eingeschaltet wurde. Abgesehen davon wurde eine andere Stromquelle als bei den runden Spulen verwendet, die jedoch etwa zwei Stunden benötigt um stabil zu laufen. Aufgrund der Tatsache, dass der Abstand zwischen den Spulen größer ist als in den Simulationen angenommen und außerdem durch den vergleichsweise niedrigen Strom um die Wärmeproduktion zu minimieren, ist die magnetische Feldstärke im Zentrum zwischen den Spulen nicht exakt gleich dem simulierten Feld. Für den letztendlich verwendeten Abstand von $\sim 220 \text{ mm}$ ist die Abweichung (4.183 G statt der

simulierten 4.2 G) jedoch gering genug, so dass kein negativer Einfluss erwartet wird. Die Erwärmung der Spulen betrug maximal 8.25°C und ist somit noch weit unter der Obergrenze von 10°C . Die kleinen rechteckigen Spulen können also ebenfalls verwendet werden.

4.3.4 Das B-Feld in z -Richtung

Für die Produktion des Hauptmagnetfeldes, welches die Quantisierungsachse definiert, wurden zwei rechteckige Spulen mit den Maßen $420 \times 200 \times 10\text{mm}$ hergestellt und getestet. Der Abstand zwischen den Spulen beträgt 125 mm und jede hat 290 Windungen. Zusätzlich werden sie mit einem Wasserkühlkreislauf gekühlt, da der maximale Strom 5 A beträgt und damit die Hitzeproduktion zu hoch wäre. Dieses Kühlsystem wurde für mehrere Stunden mit einem Strom von 4.5 A getestet und stellte sich als funktionstüchtig heraus. Die Magnetfeldmessungen wurden durchgeführt, während die kleinen rechteckigen und die runden Spulen bereits in das System eingebaut waren, jedoch ohne Strom. Wiederum ist es das Ziel zu überprüfen, ob der Feldgradient in der Mitte zwischen den großen Spulen klein genug für unsere Experimente ist.

Es wurde das gleiche Gaussmeter wie vorher verwendet um die Werte des magnetischen Feldes zu ermitteln. Zunächst wurde das Feld parallel zur Fallenachse untersucht, wobei alle 5 mm ein Datenpunkt genommen wurde um eine grobe Idee über das Verhalten des Feldes an der Stelle der Falle zu erhalten. Anschließend wurden präzisere Messungen im Zentrum durchgeführt, diesmal mit Messpunkten jeden Millimeter. Die maximale Feldstärke, die bestimmt werden konnte ist $B = 76.07\text{ G}$ bei einem Strom von $I = 4.5\text{ A}$. Fünf Millimeter von diesem Maximum entfernt hat das Feld immer noch eine Stärke von $B = 76.04\text{ G}$ und nach zehn Millimetern ergibt sich als Messwert $B = 75.99\text{ G}$ (siehe Abbildung 4.18). Die Simulationen sagen einen durchschnittlichen Gradienten von $\Delta B \approx 0.0004\text{ G}$ für 5 mm bzw. $\Delta B \approx 0.0026\text{ G}$ für 10 mm voraus. Dieser Gradient wird experimentell aus unterschiedlichen Gründen nicht erreicht: Zum einen vernachlässigen die Simulationen die räumliche Ausdehnung der Spule, also ihre Dicke. Zudem ergab sich bei dieser großen Windungszahl das Problem, die Reihen exakt einzuhalten und obendrein weicht die tatsächliche Windungszahl (290) von der Windungszahl, die bei den Simulationen verwendet wurde (300) ab. Ein weiteres störendes Element war die Auflösung des Gaussmeters, welche bei den präzisen Messungen nicht mehr ausreichend war.

Anschließend wurde das Feld in der Richtung senkrecht zur Fallenachse gemessen.

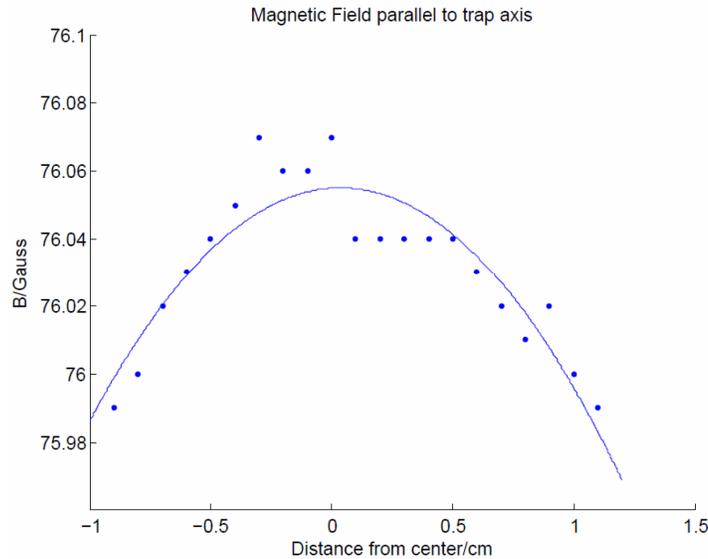


Abbildung 4.18: Magnetfeld der großen Spulen in z -Richtung. Insbesondere ist die schlechte Auflösung des Gaussmeters zu erkennen.

Erneut wurden zwei Messungen durchgeführt, eine als Überblick (mit 5 mm Abstand zwischen den Messpunkten) und eine Messung mit einem Abstand von 1 mm zwischen den Messpunkten, um ein präziseres Bild vom Verhalten des Feldes zu gewinnen. Hier wurde eine maximale magnetische Feldstärke von $B = 77.71 \text{ G}$ gemessen. Nach fünf Millimetern nahm diese auf $B = 77.70 \text{ G}$ ab und nach zehn Millimetern ergab sich ein Wert von $B = 77.69 \text{ G}$. Auch hier ist der Gradient demnach höher als in den Simulationen, was auf die gleichen Ursachen zurückzuführen ist. Nichtsdestotrotz sind Feldstärke und Gradient gut genug für unsere Messungen und das gesamte Spulensystem kann verwendet werden.

4.4 Das Abbildungssystem

Bisher wurde besprochen, wie die für das Experiment benötigten Laser funktionieren, wie die Strahlen manipuliert werden und wie sie nach der Überlagerung in das Vakuumsystem und die Mitte der Falle gelangen (Siehe Abschnitt 4.1). Sind nun die Laser erfolgreich an ihrem Ort, die Falle in Betrieb und die Elektroden unter Spannung, so können Ionen gefangen werden. Der nächste Schritt ist nun, den Zustand

der Ionen zu detektieren was in diesem Abschnitt beschrieben wird.

4.4.1 Das Objektiv

Typischerweise haben die Ionen einen Abstand von einigen μm . Die große Herausforderung an die Nachweisoptik ist es nun, eine getrennte Auflösung unterschiedlicher Ionen sicherzustellen, auch wenn die Fluoreszenzrate sehr gering ist. Das heißt, dass ein möglichst großer Raumwinkel abgedeckt sein muss, also dass eine große numerische Apertur notwendig ist. Zudem sind kleine Brennweiten für kurze Bildweiten und eine äußerst gute Transmission bei 369 nm notwendig, da die Fluoreszenz der Ionen auf dieser Wellenlänge stattfindet (Kapitel 3.2). Außerdem sollte die Abbildung so gut wie möglich beugungsbegrenzt sein. Für die unterschiedlichen Anforderungen ist es abgesehen davon zu wünschen, dass es möglich ist zwischen verschiedenen Vergrößerungen auswählen zu können. Letzten Endes wurde das für die Abbildung verwendete Objektiv aus Quarzglaslinsen gebaut und hat eine Brennweite von 40 mm. Der Maximale Abstand zwischen Ionenkette und Fenster der Vakuumkammer beträgt 25 mm und die numerische Apertur des Linsensystems ist 0.4 (was einem halben Öffnungswinkel von 23.6° entspricht). Die maximale Länge der Ionenkette sei 500 μm und das System ist für ein Bild im unendlichen optimiert. Zudem kann der Tiefenschärfebereich durch eine stufenlos einstellbare Irisblende vergrößert werden. Das Layout des Objektivs ist in Abbildung 4.19 zu sehen. Nähere Erläuterungen zur Entwicklung des Objektivs sowie zu den Simulationen sind in [88] gegeben.

In Abbildung 4.20 ist der Aufbau des Objektivs zu sehen. Dieses sitzt auf einem Tisch (schwarz, unten), welcher mittels Klemmen am optischen Tisch befestigt wird. Darauf befinden sich mehrere Verschiebeeinheiten, welche es erlauben das Objektiv mit Hilfe der Stellschrauben in allen drei Raumrichtungen zu verstellen, wobei die Mikrometerschraube (rechts oben), mit welcher es zu den Ionen hin oder von denselben weg bewegt werden kann, besonders genau einstellbar ist. Zudem befindet sich an ebendieser Schraube noch ein piezoelektrischer Motor (Kabel), um die Schärfe noch genauer einzustellen. Die beiden schwarzen Zylinder am rechten Ende des Aufbaus sind Bleigewichte und dienen dazu das Gewicht des Objektivs auszugleichen. Die beiden vorderen Kabel gehören zu zwei LEDs, welche Licht mit einer Wellenlänge von etwa 370 nm emittieren. Sie werden dazu benutzt das Objektiv auf die Mitte der Falle einzustellen. Gewöhnlich ist dieser Aufbau noch mit schwarzen Stoff verhüllt, welcher dazu dient das Eindringen von Raumlicht zu unterbinden.

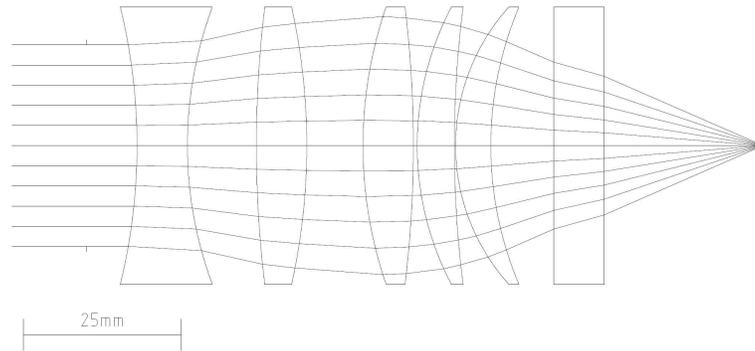


Abbildung 4.19: Linsensystem des Objektivs. Die Ionen befinden sich auf der rechten Seite im Fokus. Zudem ist das Fenster der Vakuumkammer eingezeichnet (rechts) [88].

4.4.2 Die Abbildungsmechanik

Das Objektiv ist mittels eines Faltenbalgs an ein Aluminiumrohr angeschlossen, welches sowohl innen als auch außen eloxiert wurde. Die meisten Bauteile, die nachträglich entwickelt wurden sind entweder eloxiert oder schwarz lackiert, um störende Reflexionen an deren Oberflächen zu minimieren. Auf der Innenseite ist zudem noch schwarzer Samt angebracht, um eventuelle Reflexionen zu vermeiden. Dieses Rohr dient als Überbrückung zwischen Objektiv und Kamera, da sich die CCD-Kamera in einer Entfernung von mindestens einem Meter vom Objektiv befinden muss, um eine verwertbare Abbildung zu erzeugen. Das Rohr ist lichtdicht abgeschlossen um Streulicht zu vermeiden und ist zudem in seiner Länge zwischen etwa einem Meter und zwei Metern verstellbar. Das Rohrsystem befindet sich wie der gesamte Abbildungsapparat auf einer Höhe von 287 mm vom optischen Tisch entfernt, also genau da wo sich die Fallenmitte befindet. An seinem Ende ist es wiederum über einen Faltenbalg mit einer Box verbunden, welche Blenden sowie eine Iris enthält. Mit Hilfe dieser Box lässt sich das Streulicht, welches sich in ersten Experimenten als sehr störend erwiesen hat, durch die in der Box befindlichen und beweglichen Klappen abblocken



Abbildung 4.20: Abbildung des Objektivaufbaus zur Abbildung der Ionen.

und nur der Ausschnitt mit den Ionen wird betrachtet [89]. Die an den Übergangsstellen verwendeten Faltenbälge geben dem System eine äußerst vorteilhafte Flexibilität. Außerdem sind sie bei Veränderungen schnell abzunehmen und wieder anzubringen. Hinter der Box im Strahlengang befindet sich eine ganzschließende Iris, welche die hochempfindlichen Empfangsgeräte vor unerwünschten Lichteffekten schützt. Denn Raumlicht oder ungünstig reflektiertes Streulicht kann sowohl die Kamera als auch den Photomultiplier zerstören. Diese ganzschließende Iris ist an einer separaten Verschiebeeinheit befestigt, welche durch einen Faltenbalg mit der Streulichtbox verbunden ist. Somit kann diese Iris unabhängig von sämtlichen anderen optischen Komponenten bewegt werden. Anschließend ist die Verschiebeeinheit wiederum mittels eines Faltenbalsgs mit einem kleinen Zylinder verbunden, welcher einen Filter enthält, der

lediglich 369-Fluoreszenzlicht passieren lässt. Dieser Filter ist ein wichtiger Baustein zur Unterdrückung von Streulicht und somit zur Steigerung der Detektionseffizienz. Abgesehen davon ist in besagtem Zylinder noch eine 1:1-Linse enthalten, welche eine genaue Abbildung in die CCD-Kamera bzw. in den Photomultiplier gewährleistet. Direkt daran schließt sich die so genannte Photomultiplier-Box an, in welcher sich der Photomultiplier befindet. Zudem befindet sich dort noch ein Rad mit optischen Komponenten (Spiegel, Loch, 50/50-Strahlteiler), so dass je nach Bedarf die CCD-Kamera (Loch), der Photomultiplier (Spiegel) oder beide Detektionsgeräte (50/50-Strahlteiler) verwendet werden können (siehe Abbildung 4.23). Für ein Schema des Abbildungssystems siehe Abbildung 4.21.

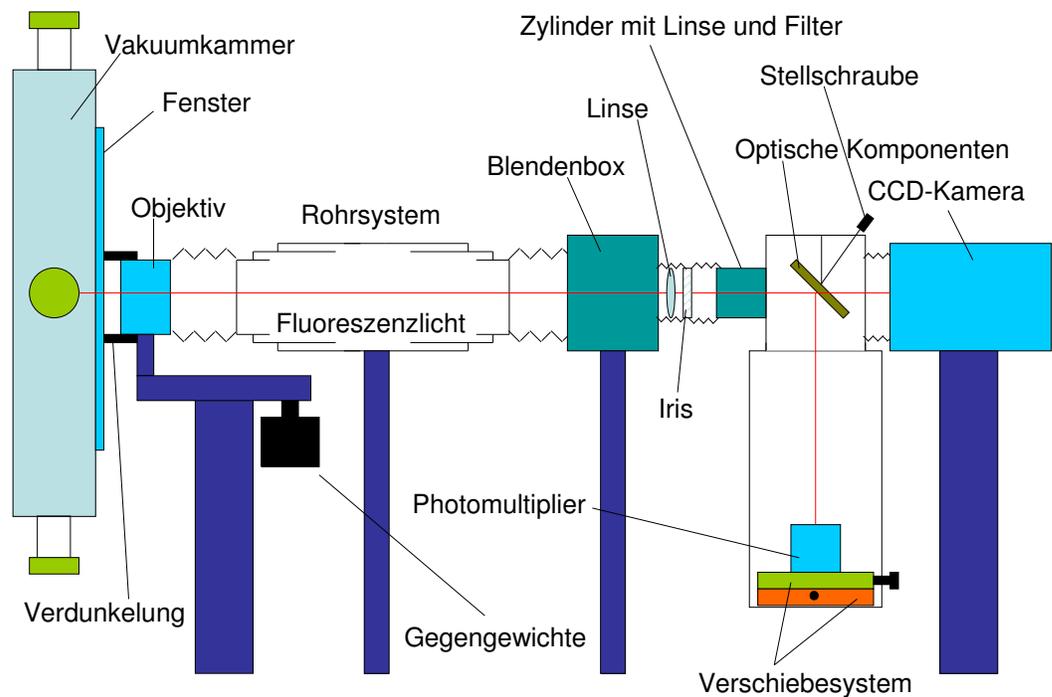


Abbildung 4.21: Schema des Abbildungssystems. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.

Zu den Detektionsgeräten: In der experimentellen Physik ist es wie in diesem Experiment manchmal notwendig, schwache Lichtsignale in elektrische Signale umzuwan-

deln. Dies geschieht mit Hilfe einer Photoelektronenvervielfachungsröhre (Photomultiplier Tube, PMT). Ein Hauptbestandteil eines Photomultipliers ist eine Photokathode. Trifft nun beispielsweise ein Photon auf diese Kathode, so wird ein Elektron im Innern der Röhre herausgeschlagen. Dieses wird nun in einem elektrischen Feld beschleunigt und trifft auf eine Elektrode, wo es mehrere Sekundärelektronen herausschlägt. Diese werden wiederum auf eine weiteren Elektrode beschleunigt und die Zahl der Elektronen nimmt dann von Elektrode zu Elektrode (welche hier Dynoden genannt werden) kaskadenartig zu. Am Ende fließen die Elektronen über einen Widerstand zur Masse hin ab und erzeugen dabei das Ausgangssignal (Spannungsabfall). Da Photomultiplier sehr sensibel auf Lichtsignale reagieren ist es notwendig bei Umbauten in möglichst dunklen Räumen zu arbeiten. In dem hier beschriebenen Experiment wurde zunächst eine PMT vom Typ R5600P der Firma Hamamatsu verwendet. Diese Kathode hat jedoch nur eine Quanteneffizienz von 20% bei einer Wellenlänge von 369 nm mit einer Dunkelzählrate von etwa 80 cps (counts per second). Um die Effizienz zu erhöhen, wurde nachträglich eine PMT vom Typ R7518 der Firma Hamamatsu eingebaut, welche eine Dunkelzählrate von lediglich 10 cps besitzt. Mit dieser PMT wurden sämtliche Messungen zur Seitenbandkühlung (siehe Kapitel 5) durchgeführt.

In Abbildung 4.22 ist ein Schema des Photomultipliers zu sehen, wie er in der Box eingebaut ist. Die Spannung wird von außen über ein Versorgungsgerät geliefert und das PMT-Signal wird über eine BNC-Verbindung nach außen transportiert. Die sensible Fläche des Photomultipliers befindet sich zum Schutz in einer Glasröhre, welche sich nah am oberen Rand der unteren Box befindet, damit die Entfernung zur Linse im Zylinder möglichst genau 20 cm beträgt (Fokus). Die Röhre selbst ist über einen Aluminiumblock mit einer XY-Verschiebeeinheit verbunden, wodurch die PMT von außen bewegt werden kann. Zusätzlich befindet sich unter dem gesamten System eine Höhenverstellung für die z-Richtung. Im aufgesetzten Zylinder befindet sich ein Rad mit optischen Komponenten (siehe Abbildung 4.23) was eine Auswahl des Detektionsinstrumentes ermöglicht. Bewegt wird die ganze Einrichtung über die Stellschraube am Deckel des großen Zylinders. In der gleichen Abbildung ist zusätzlich der kleine Zylinder ersichtlich, in welchem sich der Filter und die Linse befinden. Es ist zu beachten, dass der obere Teil (schraffierter Bereich) mit einem Winkel von 90° in die Zeichenebene hineinragt, abgesehen von der Stellschraube, die im gleichen Winkel aus der Zeichenebene herausragt. Dabei ist zu bemerken, dass das gesamte System lichtdicht ist, da schon geringe Mengen an Streulicht das Signal verfälschen können.

Für die Abbildung mit der bildverstärkenden CCD-Kamera wird die Ionen-Fluoreszenz zunächst auf der Photokathode eines Bildverstärkers abgebildet. Die dabei entstehenden Photo-Elektronen werden in einer Multi-Channel-Plate (MCP) beschleunigt und bringen einen Phosphor-Schirm zum Leuchten. Dieser Schirm wird nun mit

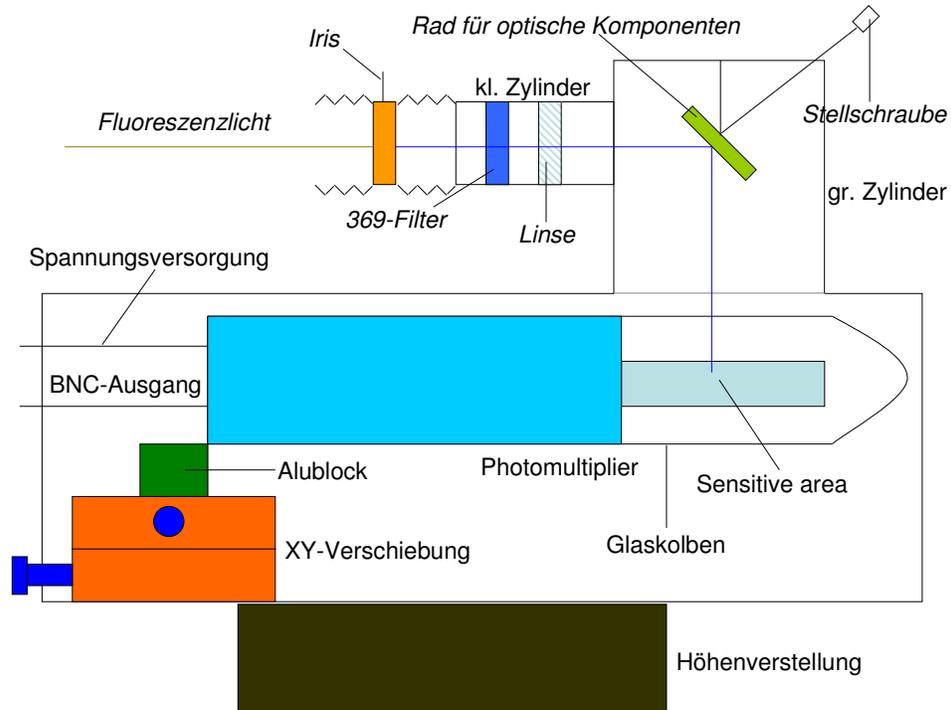


Abbildung 4.22: Der Photomultiplier mit Spannungsversorgung und Signalausgang. Der gestrichelte Bereich steht dabei senkrecht zur Zeichenebene in die Zeichenebene hinein (Ausnahme: Die Stellschraube ragt aus der Zeichenebene in Richtung Betrachter heraus).

zwei Linsen auf den CCD-Chip fokussiert. Dieser besteht aus einer Matrix von lichtempfindlichen Dioden (Pixeln). Dabei überträgt einfallendes Licht seine Energie auf die Elektronen eines Halbleiters (innerer Photoeffekt). Die dadurch erzeugten Elektronen bzw. Löcher werden durch ein angelegtes elektrisches Feld getrennt und werden in einem so genannten Potentialtopf gesammelt. Die Ladungsmenge ist dabei proportional zur eingestrahelten Lichtmenge. Nach der Belichtung werden die Ladungen verschoben, bis sie als Ladungspakete den Ausleser erreichen wo eine zur Ladungsmenge (also Lichtmenge) proportionale Spannung ausgegeben wird. Die Kamera verfügt über eine Fläche von 512×512 Pixeln (TE/CCD512TKB) und wird mittels Luftkühlung und einem Peltier-Element auf -30°C gekühlt, um Dunkelstrom zu reduzieren. In Abbildung 4.24 ist die CCD-Kamera zu sehen, wie sie in dem hier beschriebenen Experi-

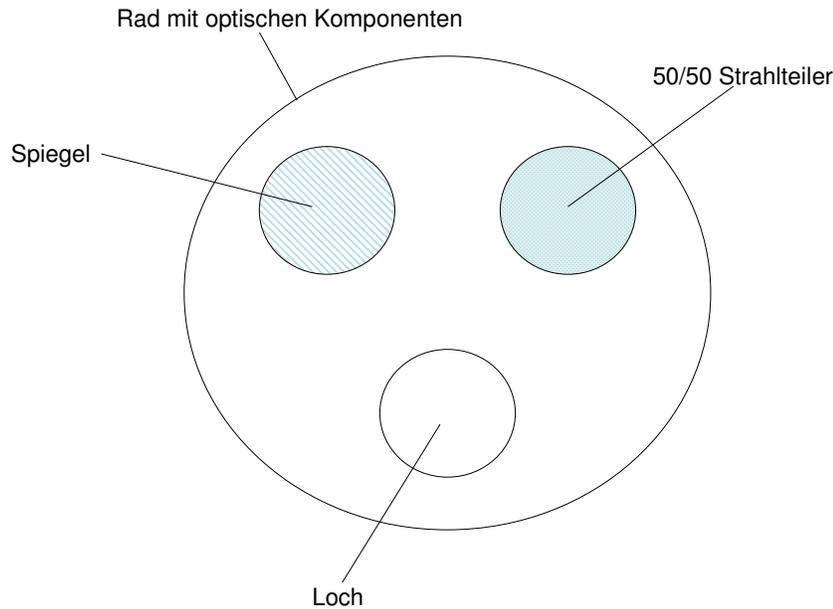


Abbildung 4.23: Durch drehen das Rades können je nach gewünschtem Detektionsmedium Spiegel (PMT), Loch (CCD-Kamera) oder Strahlteiler (Beides) mittels Stellschraube eingestellt werden.

ment aufgebaut ist. Gut zu sehen ist der Aufbau mit den unterschiedlichen Verschiebeeinheiten. Die große Schraube links dient der Höhenverstellbarkeit, die Schraube rechts zur Einstellung der Entfernung zum Objektiv und ist somit für die grobe Einstellung der Schärfe zuständig. Die Feineinstellung wird mit der Mikrometerschraube bzw. dem Piezo direkt am Objektiv durchgeführt. Die beiden Stellschrauben in Richtung des Betrachters werden für die horizontale Einstellung verwendet, wobei eine für die grobe und die andere für die feine Einstellung verantwortlich ist. Für eine detailliertere Erläuterung der CCD-Kamera siehe [81].

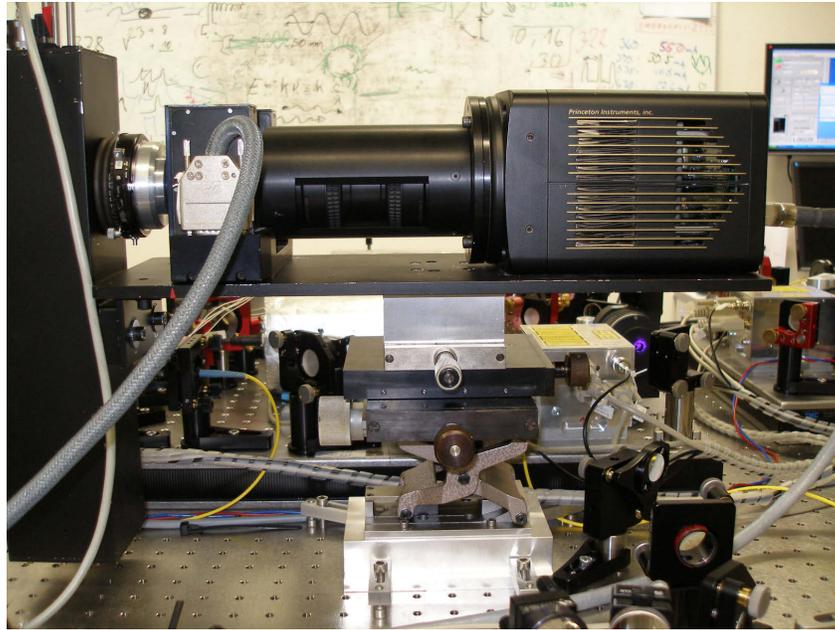


Abbildung 4.24: Die CCD-Kamera mit der zugehörigen Verschiebungseinheit.

4.5 Die elektrische Versorgung

Die Spannungen für die Endkappen- und Kompensationselektroden, sowie die Öfen, die Mikrowelle und die RF-Anschlüsse der Falle selbst müssen außerhalb der Vakuumkammer erzeugt und mittels Durchführungen an ihren Bestimmungsort gebracht werden. Dies geschieht an unterschiedlichen Eingängen und wird in diesem Kapitel beschrieben.

4.5.1 Spannungsversorgung der DC-Fallenelektroden und Öfen

In Abbildung 4.25 ist die Vakuumkammer im offenen Zustand zu sehen. Klar ersichtlich ist in der Mitte die Falle mit den vier Schneiden für die Radiofrequenz, sowie mit den beiden länglichen Endkappenelektroden. Dabei sind jeweils diagonal gegenüberliegende Schneiden mit der Radiofrequenz bzw. mit Erde verbunden (die beiden anderen Schneiden sind aus dieser Perspektive nicht gut zu sehen). Die Durch-

führung für die Radiofrequenz befindet sich in dieser Abbildung unterhalb der Falle und ist daher ebenfalls nicht sichtbar. Außerdem sind die Kompensationselektroden zu erkennen. Diese und die Endkappen werden von außen durch eine Durchführung mit Spannung versorgt, was unten im Bild zu erkennen ist (vergoldete Anschlüsse). Dies ist nun das innere Gegenstück zu den äußeren Pinanschlüssen aus Abbildung 4.26. Ebenfalls an dieser Durchführung sind metallische Blöcke zu erkennen. Diese sind für die Stromversorgung der Öfen bestimmt, welche sich darüber befinden. Die Mikrowellenantenne befindet sich hier im Bild links oberhalb der Falle und ist in einer Halterung mit Halteschrauben festgeklemmt. Sie wird über die beiden Kabel durch den oberen Flansch mit dem Signal versorgt.

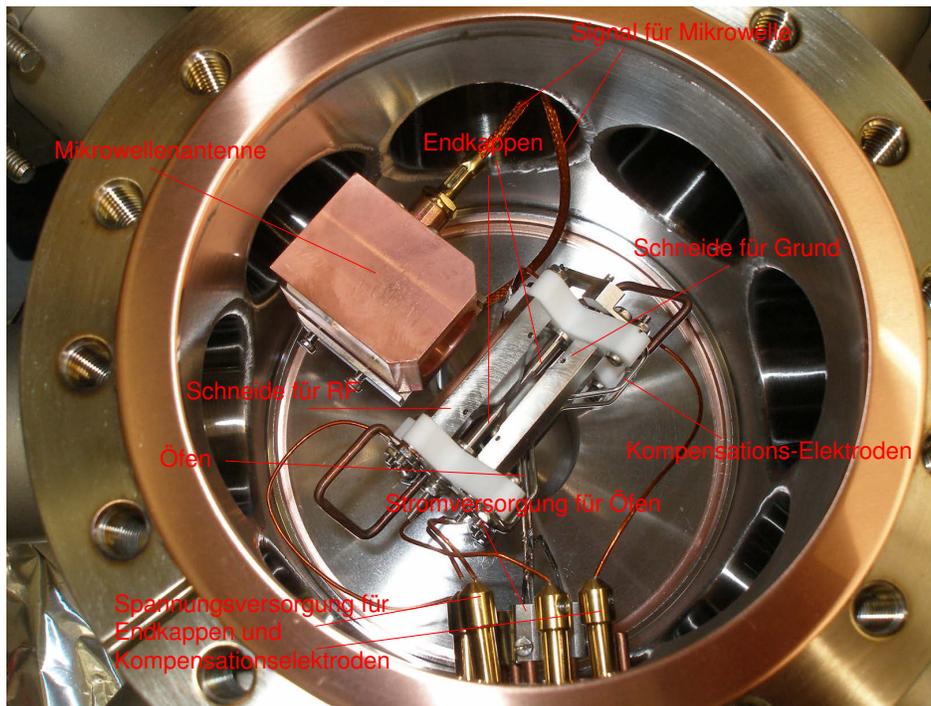


Abbildung 4.25: Vakuummkammer im offenen Zustand.

Zur Versorgung der Fallenelektroden mit Spannung ist am Vakuumsystem eine Durchführung angebracht, welche es erlaubt die Endkappen-Elektroden und die Kompensations-Elektroden mit Spannung, sowie die Öfen mit Strom zu versorgen.

In Abbildung 4.26 ist diese Durchführung zu sehen. Der mit dem schwarzen Punkt markierte Pin dient der Spannungsversorgung der Kompensationselektrode, welche sich in der Falle auf der Seite des RF-Resonators befindet. Die beiden Pins auf der linken Seite neben dieser sind ebenfalls für die Anlegung von Spannung an Kompensationselektroden bestimmt, die erste für die Elektrode unten auf der Seite des RF-Resonators und die zweite für dieselbe unterhalb des Fensters. Die beiden Pins darüber (immer noch auf dem äußeren Kreis) sind für die Anschlüsse der Endkappen-Elektroden bestimmt. Die drei mittleren Pins dienen der Stromversorgung der Öfen. An einen wird der Ofen für ^{171}Yb angeschlossen, an den anderen für ^{172}Yb und der dritte an das gemeinsame Verbindungsstück, welches in der Regel an Erde gelegt wird (zu Verschaltung der Öfen, siehe Abbildung 4.27). Die übrigen vier Pins sind nicht verbunden und dienen als Reserve. In Abbildung 4.26 ist zudem erkennbar, dass die Pins teilweise verbogen sind, was auf das erste Design unserer Durchführungsbox (mit Verbindungen und Filtern) zurückzuführen ist. Bei der zweiten Version tauchte dieses Problem nicht mehr auf.

Bei der zweiten Box, welche letzten Endes im Experiment verwendet wird, wurde Wert darauf gelegt, dass sich die für die Kompensations- und Endkappen-Elektroden verwendeten Filter (siehe Abbildung 4.30) außerhalb der eigentlichen Box befinden und sich leicht ausbauen bzw. verändern lassen ohne großen Aufwand zu betreiben. Dazu befinden sich diese Tiefpassfilter in kleinen handelsüblichen Aluminium-Kästchen, welche durch BNC-Verbindungen mit der Außenwelt verbunden sind. Einer dieser Ausgänge führt direkt zur jeweiligen Spannungsquelle, während der andere zum jeweiligen Pin an der Vakuum-Durchführung geleitet wird. Dort wird die Seele des BNC-Kabels mittels einer Lüsterklemme mit dem Pin verbunden. In der ersten Version wurden vergoldete Buchsen verwendet und die entsprechenden Kontakte festgelötet. Dies erwies sich jedoch als wenig praktikabel, da nun für jede noch so kleine Änderung die gesamte Box geöffnet werden musste. Zudem ist die Arbeit mit dem LötKolben im Labor keinesfalls empfehlenswert (Lötgase können sich auf Optiken absetzen usw.). Die Schraubverbindungen der Lüsterklemmen hingegen lassen sich leicht lösen und wieder befestigen. Außerdem bewirkt das Outsourcing der Filter erhebliche praktische Vorteile. Falls dennoch Änderungen im Innern der Box durchgeführt werden sollen, kann eine der Seitenflächen als auch die Bodenfläche schnell abgeschraubt werden, was die Arbeit im Innern schnell und ohne großen Aufwand ermöglicht. In Abbildung 4.28 ist das Schema dieser verbesserten Box zu sehen links als Frontansicht und rechts speziell die linke Seite mit den Anschlüssen für Endkappen-Elektroden und die Öfen. Während die Kompensations- und Endkappenelektroden sämtlich einen Filter zwischen Spannungsquelle und Elektrode besitzen, werden die Öfen direkt mit

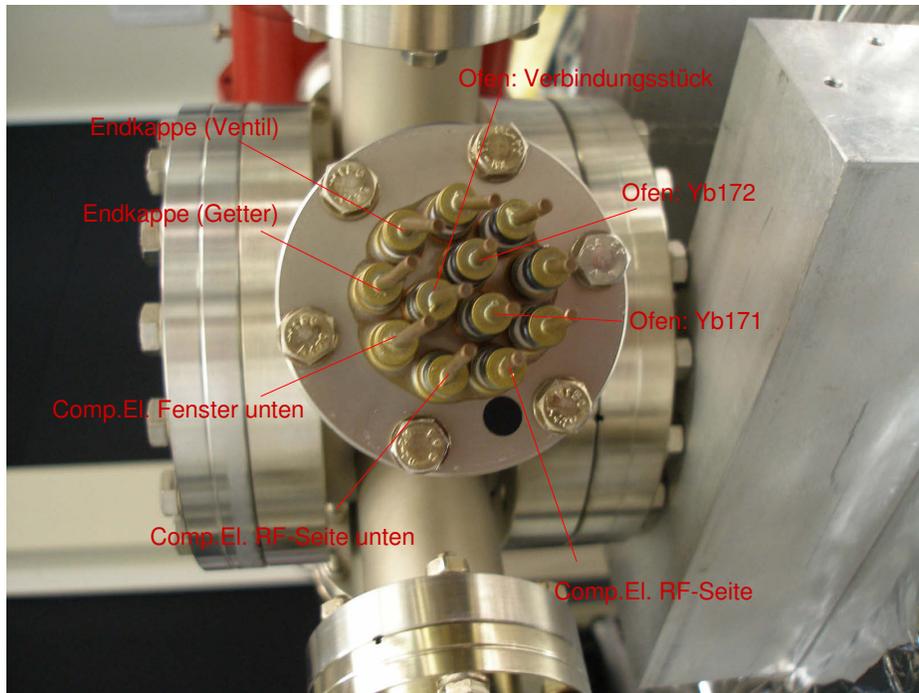


Abbildung 4.26: Durchführung für die Potentiale an die Fallenelektroden sowie den Strom für die Öfen. Weitere Erläuterungen siehe Text.

einem BNC-Kabel angeschlossen.

4.5.2 RF-Versorgung

Die in diesem Experiment verwendete Falle wird mit einer Frequenz von etwa 18.885 MHz getrieben. Dabei wird das aus einem Frequenzgenerator stammende Signal zunächst verstärkt. Schließlich gelangt es in einen Resonator, welcher an die Falle angeschlossen ist. Erste Tests mit dem Fallenantrieb machten deutlich, dass die Abschirmung der Falle sowie der Zuleitungen nicht ausreichte, um weitgehend störungsarm zu arbeiten. Die Radiofrequenz der Falle zeigte sich auf vielen Geräten als störendes oder gar blockierendes Rauschen, vor allem auf den Lasern, sowie den Temperatur-Controllern für die Kavitäten; dies sogar obwohl der Resonator mit einer Aluminium-Hülle ummantelt war und daher von dort keine Störungen mit diesem Umfang zu er-

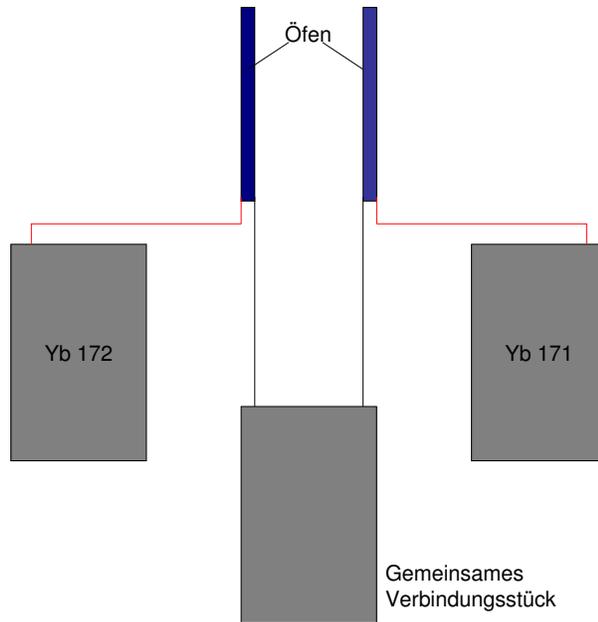


Abbildung 4.27: Stromversorgung der beiden Öfen durch einen gemeinsamen Erdanschluss.

warten waren. Diese mussten also direkt von den Fallenelektroden im System kommen. Umfangreiche Messungen ergaben Störungen im gesamten Laborbereich bis hin zu Störungsamplituden von mehreren 100 mV_{pp} an den Flanschen der Vakuumkammer. Die Durchführung von Experimenten war unter diesen Bedingungen unmöglich. Daher wurde nach Lösungsmöglichkeiten gesucht und die meisten mit dem trial and error-Verfahren ausgetestet. Als sehr gewinnbringend, weil stark störungsmindernd stellte sich eine Verbindung zwischen Vakuum-Rezipienten und RF-Resonator heraus. Ursprünglich war die Verbindung so konzipiert, dass das Vakuum-System vom RF-Resonator isoliert war, um die Potentiale getrennt halten zu können. Das erwies sich jedoch als nicht vorteilhaft und so wurde eine Verbindung hergestellt. Zunächst geschah dies mit einem Metalllineal was schon sehr gute Dienste leistete, wurde jedoch später, physikalischer, durch einen Kupferschlauch ersetzt. Durch diese Maßnahme nahm die Störung im Labor erheblich ab (von mehreren 100 mV_{pp} auf $\lesssim 10 \text{ mV}_{pp}$).

In Abbildung 4.29 ist ein Schema des relevanten Aufbaus zu sehen. Hierbei handelt es sich um ein stark vereinfachtes Modell, an welchem man jedoch die wichtigsten Punkte erklären kann. Zunächst war das Vakuumssystem vom RF-Resonator elektrisch

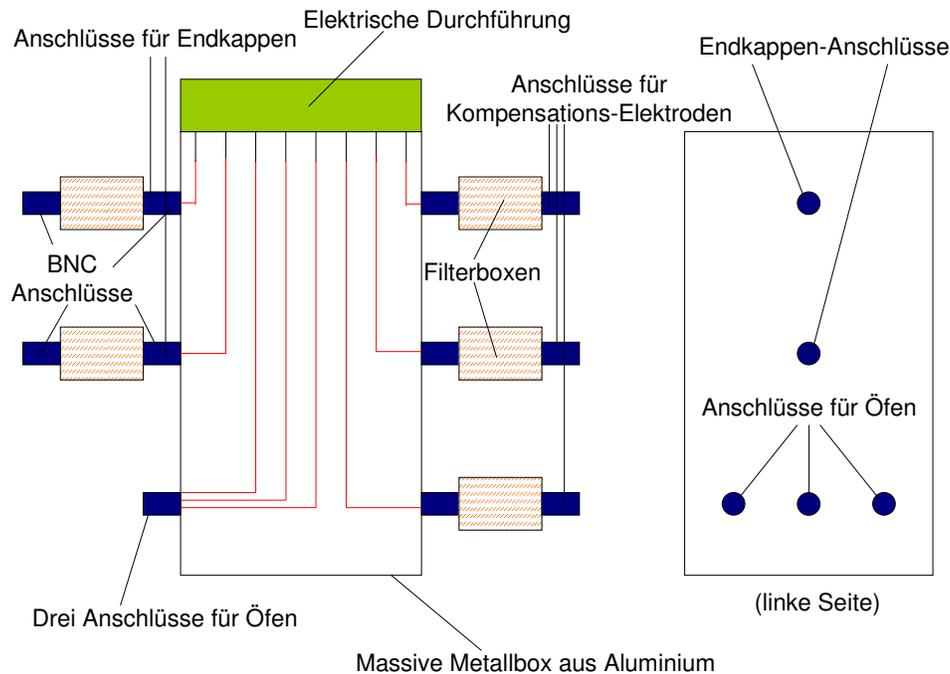


Abbildung 4.28: Metallbox für die Versorgung der Fallenelektroden mit Spannung.

getrennt (gepunktete Linie) und die Fallenelektroden werden vom Generator über den Resonator mit einem Radiofrequenzsignal versorgt. Dieses induziert nun eine Spannung z.B. in der Vakuumkammer jedoch ist der Abfluss zurück zum Generator durch die ursprüngliche Trennung versperrt. Als einziger Weg zu Erde verbleibt der Weg über die Getterpumpe, weil das Vakuumsystem selbst durch Plastikfüße keine direkte Verbindung zu Erde hat. Wird nun eine zusätzliche Verbindung zwischen Vakuum-Rezipient und Resonator z.B. in Form des Kupferschlauchs angebracht, so kann der induzierte Strom über den Resonator auf direktem Weg zu Erde fließen. Da dieser Weg eine geringere Impedanz hat als der Weg über die Getterpumpe, ist er bevorzugt und die Störung sinkt drastisch.

Zudem wurden für die Laserboxen Filter entwickelt, so dass die Laser ungestört vom Fallenbetrieb arbeiten konnten. Sukzessive wurden nun weitere Kabel mit Metallmänteln abgeschirmt und die Kabel für die Photodioden zusätzlich mit Eisenkernen versehen. Dies minderte die Störungen so weit, dass es gelang eine Ionenwolke zu

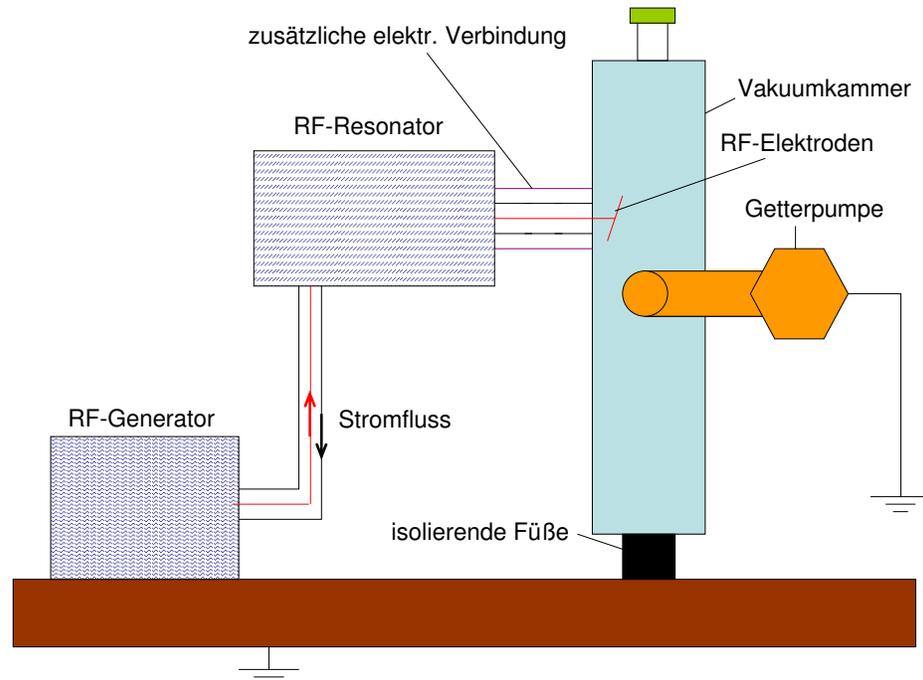


Abbildung 4.29: Versorgung der Falle mit Radiofrequenz und technische Änderungen zur Vermeidung von Störfeldern. Weitere Erläuterungen siehe Text.

fangen. Allerdings war es lange Zeit nicht möglich aus dieser Wolke den heißersehten Ionenkristall zu bilden. Nachdem zahlreiche Versuche erfolglos blieben zeigte sich die Lösung des Problems darin, dass für die Kompensationselektroden Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von $f_G \approx 31.2$ Hz eingebaut wurden (siehe Abbildung 4.30). Für die Endkappenelektroden haben sich Filter mit anderen Konfigurationen als hilfreich erwiesen (siehe Abbildungen 4.31 und 4.32). Nachdem diese Filter in das System integriert waren, war es möglich einen Kristall von ^{172}Yb zu erhalten. Eine weitere Maßnahme zur Minimierung des Rauschens auf den Endkappen, war die Anschaffung von zwei Autobatterien, welche in Reihe geschaltet eine stabile Spannungsversorgung dieser Elektroden gewährleisten (nur geringfügig Drifts im Vergleich zu den zuvor verwendeten Spannungsquellen).

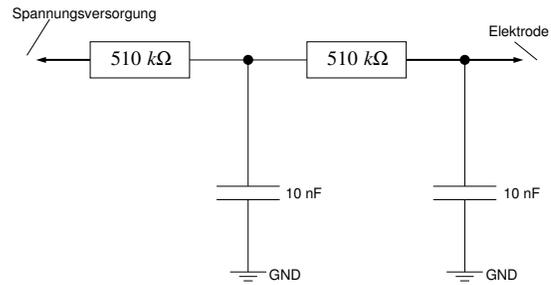


Abbildung 4.30: Aufbau der Tiefpassfilter für die Fallenelektroden.

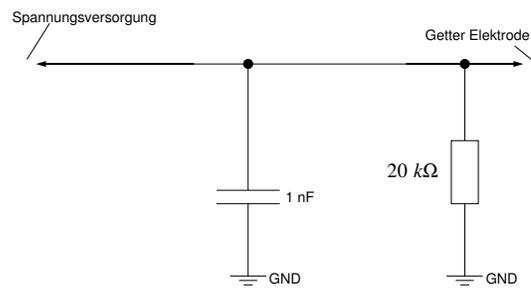


Abbildung 4.31: Aufbau der Tiefpassfilter für die Endkappenelektrode an der roten Getterpumpe.

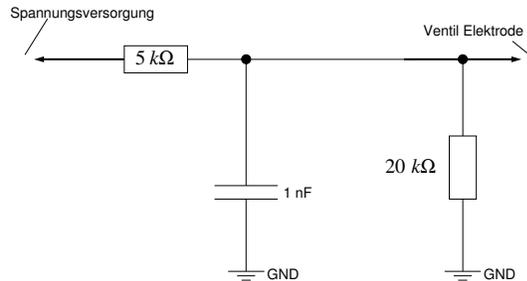


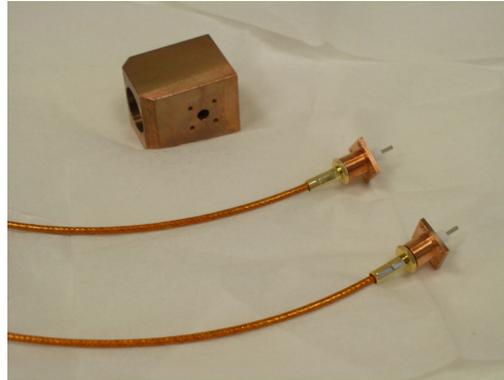
Abbildung 4.32: Aufbau der Tiefpassfilter für die Endkappenelektrode am Ventil.

4.5.3 Das Mikrowellensystem

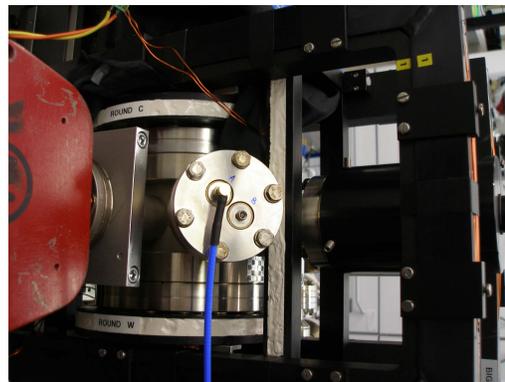
Wie in Abbildung 4.33 (b) zu sehen, gibt es zwei Anschlüsse an der Durchführung für die Mikrowellenantenne, welche sich im Innern des Vakuumsystems befindet. Damit ist es möglich eine beliebige Polarisation der Mikrowelle zu implementieren, je nachdem welcher Eingang wie stark getrieben wird. Die Mikrowelle wird mit einer Frequenz von ca. 12.642828 GHz betrieben (π -Übergang), um den Übergang zwischen dem $^2S_{1/2}, F = 0$ und dem $^2S_{1/2}, F = 1$ Hyperfeinniveau zu treiben. Die Antenne selbst befindet sich nah an der Falle, so dass für die Welle die Nahfeldnäherung gilt [34].

In Abbildung 4.33 (a) ist ein Bild der Mikrowellenantenne zu sehen. Außerdem sind die Anschlüsse zu erkennen, mit der die Antenne im Vakuum angeschlossen wird. Die verwendeten Schrauben sind allesamt UHV-tauglich und verursachen deshalb keine virtuellen Lecks.

Um das Mikrowellensignal zu erhalten, wird ein kontrollierbares Radiofrequenzsignal von 1 – 150 MHz eines versatile frequency generators (VFG150) mit einem Hochfrequenzoszillator bei 12.568 MHz gemischt. Beide Geräte sind mit einem 10 MHz Referenzsignal verbunden, welches von einer Rubidium-Atomuhr stammt. Das sich daraus ergebende Signal wird auf ~ 2.5 W verstärkt und an einen Wellenleiter geleitet, welcher sich innerhalb der Vakuumkammer nahe am Fallenzentrum befindet. Für weitere Erläuterungen zur Mikrowellentechnik siehe [34] und [90].



(a) Die Mikrowellenantenne und die zugehörigen Anschlüsse



(b) Die Anschlüsse für die Mikrowelle an der Vakuumkammer

Abbildung 4.33: Die Mikrowellenantenne (a) und die Anschlüsse an der Durchführung des Vakuumsystems (b).

Kapitel 5

Seitenbandkühlung im Mikrowellenregime

Ein großer Teil der mit dieser Dissertation verbundenen Arbeit war mit dem Aufbau des Experiments verknüpft. Zunächst mussten alle zum Fangen der Ionen notwendigen Teile entwickelt, gebaut und anschließend zusammengefügt werden. Dies bedeutete das Einrichten der Laser und des Lambdameters, den Einbau von Falle, Mikrowellenantenne, Öfen und den entsprechenden Versorgungseinrichtungen im Vakuumsystem, sowie das Herstellen eines akzeptablen Vakuums. Zudem musste die Abbildungseinheit bestehend aus Objektiv, mechanischem System, Photomultiplier und CCD-Kamera geplant und gebaut werden. Nachdem diese und zahlreiche weitere Arbeiten abgeschlossen waren, konnte mit dem Fangen der Ionen begonnen werden. Dies wird in Abschnitt 5.1 beschrieben. Anschließend wurden die Einstellungen des Experiments optimiert, diverse Erweiterungen angefügt (z.B. ein EOM, siehe Abschnitt H) bevor mit den Versuchen zur Seitenbandkühlung begonnen werden konnte. Diese Reduzierung der Schwingungsquanten ist der Kern dieser Arbeit und wird in Abschnitt 5.2 dargelegt. Dazu gehört die Beschreibung der Kühlsequenz (5.2.1), die Erläuterung der nötigen Kalibrierungen und Vorarbeiten bevor das Experiment durchgeführt werden konnte (5.2.2), die Herleitung der theoretischen Erwartungswerte (5.2.3), sowie die Betrachtung der Auswertungsmethoden (5.2.4) und der Messungen (5.2.5). Abschließend wird noch auf die Heizrate (5.2.6) und auf die Mikrowellen- bzw. Laserleistungen eingegangen (5.3), sowie die Ergebnisse zusammengefasst (5.4) und ein Ausblick gegeben (5.5).

5.1 Ionen in der Falle

5.1.1 Atomare Fluoreszenz

Der erste große Schritt in Richtung der an diesem Aufbau durchgeführten Experimente bestand in dem Finden von atomarer Fluoreszenz. Dazu wird der von den Öfen produzierte Yb-Atomstrahl vom 399 nm Laser gekreuzt, die dabei getroffenen Atome werden ionisiert (Abschnitt 3.2.3) und das Fluoreszenz-Licht wird mit der CCD-Kamera aufgenommen. Da der Atomstrahl, der von den Öfen emittiert wird, eher einem Fächer gleicht und sich weit über den mit der CCD-Kamera erreichbaren Bildausschnitt erstreckt, hängt die erfolgreiche Detektion von Atomfluoreszenz von der richtigen Einstellung des Laserstrahls ab, also von seiner Position und Wellenlänge.

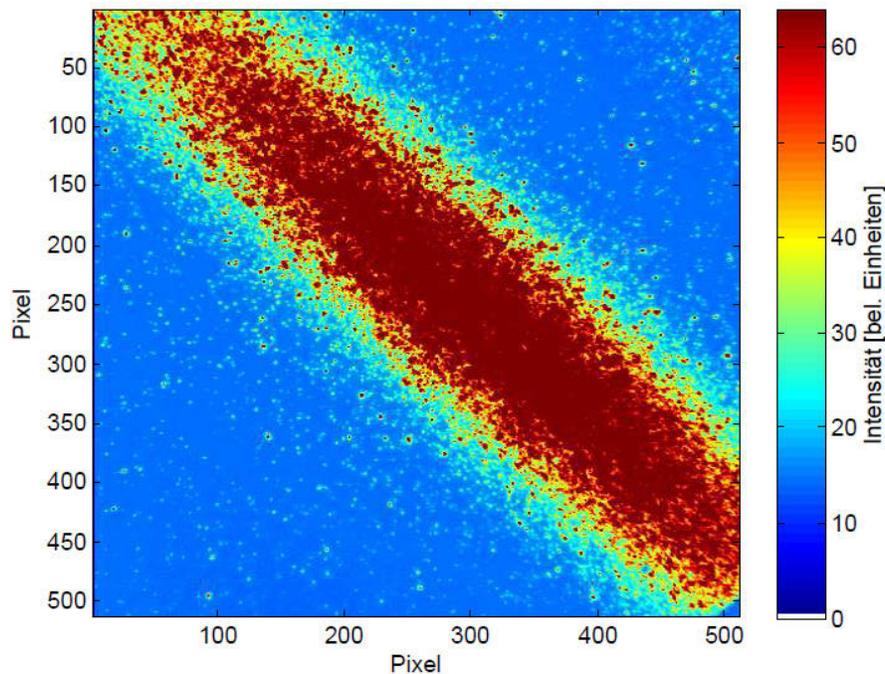


Abbildung 5.1: Atomare Fluoreszenz des ^{172}Yb Isotops aufgenommen mit der CCD-Kamera. Der Bildausschnitt beträgt dabei $512 \times 512 \mu\text{m}$, der Ofenstrom war 1.75 A und die Belichtungszeit betrug 100 ms.

In Abbildung 5.1 ist die atomare Fluoreszenz von ^{172}Yb zu sehen. Der Atomstrahl (bzw. genauer: Atomkegel) geht dabei von der linken unteren Bildseite zur rechten oberen Bildseite und der Laserstrahl kreuzt senkrecht dazu von rechts unten kommend. Der Ofenstrom betrug bei diesem Bild 1.75 A. Bei der letztendlichen Durchführung der Experimente wurde er jedoch auf etwa 1.5 A gedrosselt, da die emittierten Atome bei diesem Strom bereits ausreichten um effizient Ionen zu fangen und es nicht notwendig war die Atomfluoreszenz sichtbar zu machen. Zudem erwies sich die Atomfluoreszenz beim Fangen von Ionen als störender Faktor. Die Wellenlänge des Laserlichts, das zum Ionisieren der ^{172}Yb Atome notwendig ist beträgt $\lambda_{399} = 398.79889 \text{ nm}$ (gemessen mit dem im Experiment verwendeten Lambdameter) was einer Vakuumwellenlänge von etwa 399.06470 nm entspricht [91]. Dies ist der erste Ionisationsschritt ¹. Für eine weitere Beschreibung des Ionisationsprozesses siehe Abschnitt 3.2.3. Später ergab sich noch für ^{171}Yb eine Wellenlänge von 398.79874 nm, was einer Vakuumwellenlänge von 398.91085(7) nm entspricht [34]. Die Wellenlänge wird dabei zunächst am Laser grob eingestellt (Strom, Temperatur, Piezo) und anschließend kann die Piezospannung mit dem LabView-Programm Lambdameter.vi in kleinen Schritten so lange variiert werden, bis die Fluoreszenz optimal ist. Zudem konnten anhand dieser Messung Rückschlüsse auf die Strahltaile des Laserstrahls gezogen werden, da nur die Atome im Überlappungsbereich von Atom- und Laserstrahl Fluoreszenzlicht aussenden. Weitere Erläuterungen zur Strahltaile, siehe Abschnitt 4.1.5.

5.1.2 Die Ionenwolke

Atomfluoreszenz ist ein notwendiger, wenn auch nicht hinreichender Schritt zu spannenden Experimenten. Der nächste große Schritt ist das Speichern einer Wolke von Ionen und das Kühlen derselben. Dazu wird die Falle mit einer Radiofrequenz von etwa 18.885 MHz bei einer Leistung von 15 W betrieben. Ebenfalls werden die Endkappen-Elektroden angeschlossen, damit die Ionen die Falle nicht in axialer Richtung verlassen können. Die Endkappenspannung beträgt 19 V bzw. 24 V (die unterschiedliche Spannungsversorgung der Endkappen-Elektroden rührt von Anforderungen der Abbildungsmechanik her). An die Kompensationselektroden wird zunächst keine Spannung angelegt.

Abbildung 5.2 zeigt die ersten Aufnahmen von Ionenwolken, die mit dieser linearen Falle gefangen worden sind. Auf dem ersten Bild ist eine nahezu sphärische Ionenwolke zu sehen, wie sie zunächst gefangen wurde. Das Bild rechts daneben ist über

¹Die gemessenen Wellenlängen stimmen nicht mit der Vakuumwellenlänge überein, da Erstere von Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit abhängen. Weitere Erläuterungen siehe Abschnitt 5.1.2

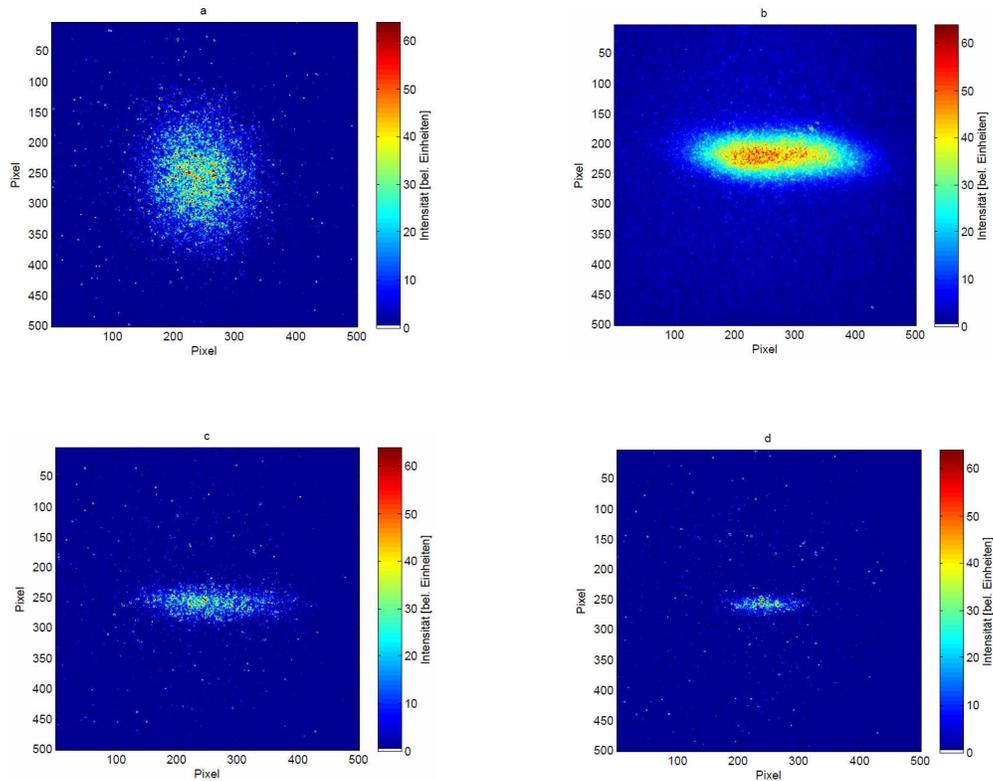


Abbildung 5.2: Resonanzfluoreszenz der Ionen bei etwa 369 nm. Das Bild a zeigt eine der ersten Ionenwolken, die mit diesem System gefangen wurden. Das Bild b zeigt ein über 20 Bilder gemitteltes Bild, wobei das radiale Fallenpotential erhöht wurde. Auf den Bildern c und d sind die Einstellungen genau wie bei b, jedoch wurde die Anzahl der gefangenen Ionen immer weiter verkleinert. Alle Bilder wurden einzeln mit der CCD-Kamera aufgenommen und die Belichtungszeit betrug jeweils 400 ms. Die RF-Leistung betrug etwa 15 W bei einer Frequenz von 18.885 MHz.

Tabelle 5.1: Liste der gemessenen Wellenlängen für $^{171}\text{Yb}^+$ [34].

Lasers	Gemessene Wellenlänge(^{171}Yb)/nm
369	369.42138(8)
935	934.93323(16)
638	638.43941
399	398.79874(7)

20 Bilder der CCD-Kamera gemittelt und zeigt eine Ionenwolke, die eine elliptischere Form aufweist als die erste Wolke. Das liegt daran, dass das radiale Fallenpotential erhöht wurde, was dazu führt, dass das Verhältnis zwischen radialem und axialem Potential verändert wird und die Ionen daher radial stärker eingeschlossen werden als in Richtung der Fallachse. Die beiden unteren Bilder haben die gleichen Falleneinstellungen wie das rechte obere Bild, jedoch ist die Zahl der Atome reduziert, um einen Kristall bilden zu können, was jedoch an dieser Stelle noch nicht gelang. Die Reduktion der Ionen erfolgte durch Leeren der Falle mit anschließendem erneuten Laden, wobei die Ladezeit reduziert wurde. Nachdem die Wellenlänge für den 399 nm Laser bereits bei der atomaren Fluoreszenz genau eingestellt werden konnte, waren diese gespeicherten Ionenwolken eine gute Gelegenheit auch den Kühlaser bei 369 nm und den Rückpumplaser bei 935 nm genauer zu justieren. Dazu wurden die Wellenlängen verändert während gleichzeitig die Fluoreszenzrate mit dem Photomultiplier gemessen wurde. Die Wellenlängen für $^{171}\text{Yb}^+$ können in Tabelle 5.1 eingesehen werden. Es ist jedoch zu beachten, dass die **gemessenen** Wellenlängen je nach Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit Schwankungen in der letzten Nachkommastelle erfahren, da diese unter Laborbedingungen und nicht im Vakuum gemessen wurden [34]. Für die Vakuumwellenlängen, siehe Tabelle 5.2.

Trotz zahlreicher Versuche gelang es zunächst jedoch nicht, neben Ionenwolken auch Ionenkristalle herzustellen. Durch zahlreiche Messungen konnte als Grund herausgefunden werden, dass sich die Fallenfrequenz durch Übersprechen auch auf die anderen Fallenelektroden überträgt und dort sehr starke Wechselspannungen verursacht, welche die Bewegung der Ionen modulieren und somit zu einer starken Mikrobewegung führen. Dies macht eine erfolgreiche Kühlung und somit das Auskristallisieren zu einer Ionenkette unmöglich. Um diesen Effekt zu unterbinden, wurden auch an die drei Kompensationselektroden Tiefpassfilter angebracht (vgl. Abschnitt 4.5.2). Die Endkappenelektroden sind bereits vorher schon mit einem solchen Filter ausgestattet worden.

Tabelle 5.2: Liste der Vakuum-Wellenlängen für $^{171}\text{Yb}^+$ [34].

Lasert	Vakuumwellenlänge(^{171}Yb)/nm
369	369.52587(8)
935	935.18853(16)
638	638.61501
399	398.91085(7)

5.1.3 Ionenketten

Die Schwierigkeiten mit der starken Mikrobewegung konnten durch den Einbau der Filter an den Kompensationselektroden erfolgreich behoben werden. Nun war es möglich die Ionenwolke so stark herunterzukühlen, dass einzelne Ionen oder mehrere zu einer Kette kristallisierte Ionen gefangen werden konnten. Die ersten Bilder sind in Abbildung 5.3 zu sehen. In den ersten drei Bildern (von links oben) sind ein, zwei und drei Ionen zu sehen während im dritten Bild drei Ionen vorhanden sind, diese jedoch nur sehr verschwommen wahrgenommen werden können. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Laser stärker rot verstimmt ist und der Kristall daraufhin zu schmelzen beginnt.

5.2 Seitenbandkühlung

Die Hauptaufgabe dieser Arbeit bestand darin, Seitenbandkühlung an $^{171}\text{Yb}^+$ -Ionen im Mikrowellenregime zu implementieren. Bei dieser Technik wird die Zahl der Schwingungsquanten eines axial in einer Ionenfalle eingesperrten Ions (harm. Oszillator) reduziert. Dies erfolgt gewöhnlich mit einem Laser, der um die axiale Fallenfrequenz verstimmt ist, damit pro Kühlzyklus ein Quant subtrahiert wird (siehe Abschnitt 3.3.4). Der Unterschied zur bisher bekannten Seitenbandkühlung liegt darin, dass hier nicht Laser im optischen Bereich für den Seitenbandübergang verwendet werden, sondern Mikrowellen um den Hyperfeinübergang $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0 \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ zu treiben. In unserem Fall wurde der σ^+ -Übergang $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0 \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1, m_F = 1$ gewählt. Für den Seitenband-Kühlzyklus wird der 369 nm Laser um 2.1 GHz verschoben, um das Ion über $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ in den Grundzustand zurückzubringen (siehe Abbildung 5.4).

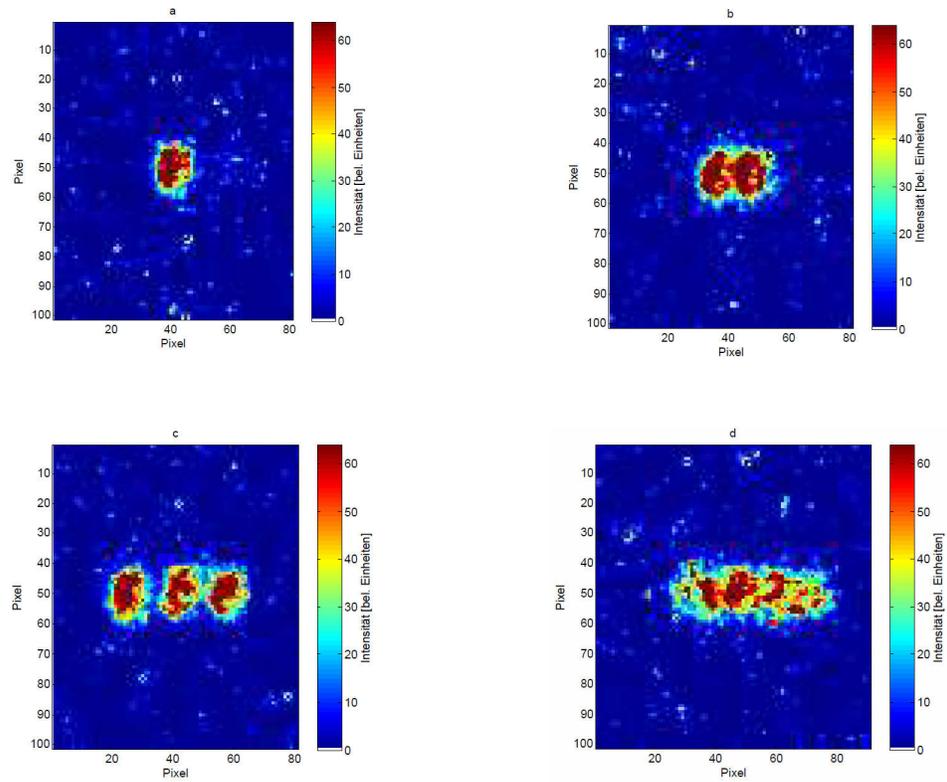


Abbildung 5.3: Resonanzfluoreszenz einzelner gespeicherter Ionen bei etwa 369 nm. In Bild a ist ein einzelnes Ion in der Falle zu sehen. In Bild b (c) sind zwei (drei) gekühlte Ionen erkennbar, die sich zu einer Kette formen. Im letzten Bild d ist die Kette zu sehen, wenn nicht mehr effizient genug gekühlt wird und der Kristall schmilzt. Ein Ausschnitt beträgt hier lediglich $100 \times 100 \mu\text{m}$ bei einer Belichtungszeit von 400 ms. Es ist zu beachten, dass es sich bei diesen Aufnahmen um das Isotop $^{172}\text{Yb}^+$ handelt.

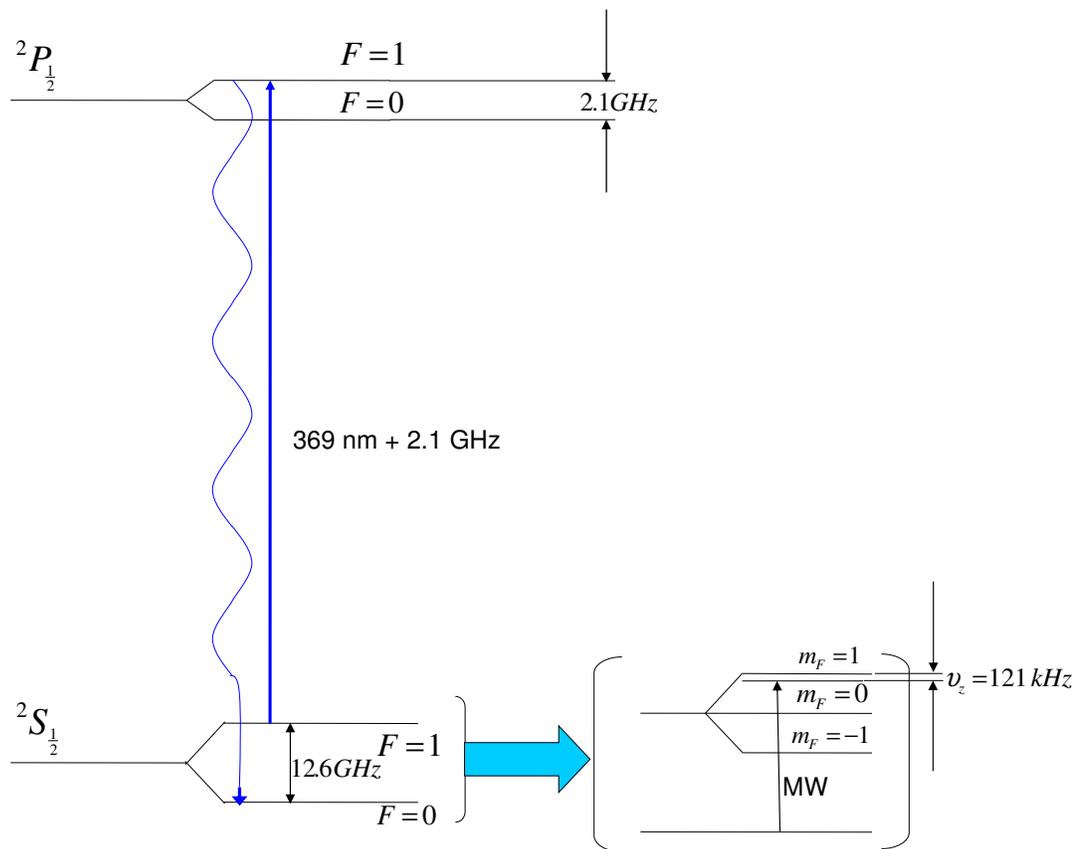


Abbildung 5.4: Die beteiligten Übergänge bei der Seitenbandkühlung. Der um 2.1 GHz verstimmte 369 nm Laser pumpt das Ion in den Zustand $^2P_{1/2}, F = 1$ von wo es spontan in den Grundzustand zerfällt. Die Mikrowelle dient zur Seitenbandkühlung und bringt das Ion wieder zurück nach $^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 1$, wobei die Verstimmung der Mikrowelle dem Fallenpotential (hier: 121 kHz) entspricht. Dann beginnt der Zyklus von Neuem.

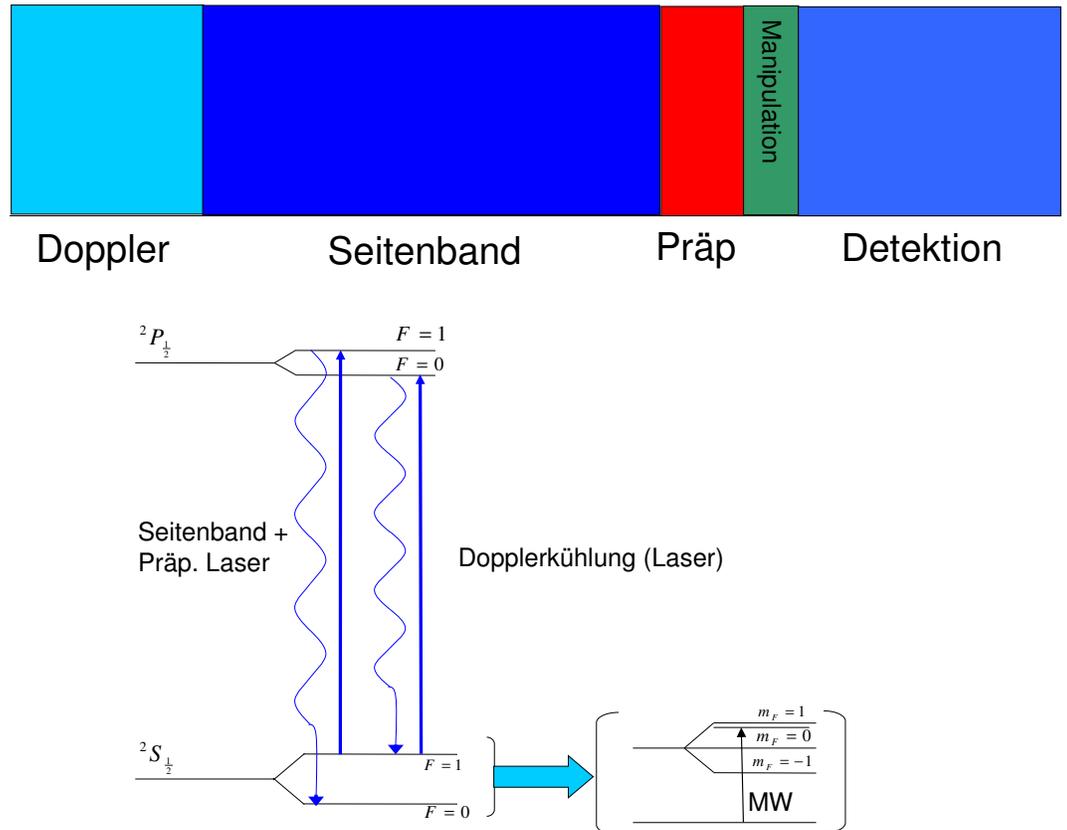


Abbildung 5.5: Die Kühlsequenz für die Messung der Seitenbandkühlung. Für die Dopplerkühlung ist der unverstimmte 369 nm Laser eingeschaltet, sowie die Mikrowelle um das durch nichtresonante Anregung in $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$ befindliche Ion wieder nach $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ zu bringen. Bei der Seitenbandkühlsequenz ist der 369 nm Laser um 2.1 GHz verstimmmt, damit das Ion in $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$ gepumpt wird, von wo es mit der Mikrowelle, welche um ein Schwingungsquant rotverschoben ist, wieder nach $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ gebracht wird. Die Präparation erfolgt analog zur Seitenbandkühlung, lediglich die Mikrowelle bleibt ausgeschaltet, damit das Ion im Qubit-Grundzustand bleibt. Weitere Erläuterungen, insbesondere zur Manipulation und Detektion siehe Text.

5.2.1 Kühlzyklus

In Abbildung 5.5 ist die Kühlsequenz für die Messung der Seitenbandkühlung zu sehen. Die gewählten Zeiten sind experimentell optimiert, lediglich die Dauer der Dopplerkühlung wird mit 4.5 ms frei gewählt, da deren Dauer über einen weiten Bereich keinen Einfluss auf die letztendlich minimale Phononenzahl hat. Für die Optimierung der Seitenbandkühlung reichen 10 ms völlig aus und für die Optimierung der Präparationszeit siehe Abbildung 5.7. Die Detektionszeit wurde von Hand derart angepasst, dass sie nicht zu lange ist (Ion wird dunkel) und nicht zu kurz, weil sonst zu wenig Fluoreszenz detektiert wird.

Das Ion erfährt in dem hier beschriebenen Prozess zunächst eine Dopplerkühlungsphase. Während dieser Zeit ist der 369 nm Laser eingeschaltet, um das Ion von $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ nach $^2P_{\frac{1}{2}}, F = 0$ anzuregen, von wo es spontan in den Ausgangszustand zerfällt. Es können während des Anregungsprozesses auch nicht-resonante Anregungen nach $^2P_{\frac{1}{2}}, F = 1$ erfolgen, wobei das Ion anschließend nach $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$ zerfällt. Deshalb ist gleichzeitig zum 369 nm Laser auch die Mikrowelle angeschaltet, damit das Ion wieder zurück in den Dopplerkühlzyklus gepumpt werden kann. Anschließend erfolgt eine Periode zur Seitenbandkühlung in welcher der 369 nm Laser um 2.1 GHz verstimmte wurde (Präparationslaser) und somit der Zustand $^2P_{\frac{1}{2}}, F = 1$ gepumpt wird von wo aus das Ion spontan in den Grundzustand des Qubits $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$ zerfällt. Von dort wird es mittels der Mikrowelle in den $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1, m_f = 1$ Zustand gepumpt, wobei die Mikrowelle um das axiale Fallenpotential rot verstimmte ist und somit das rote Seitenband erster Ordnung bedient wird. Die Mikrowellenamplitude wird dabei auf ihren maximalen Wert eingestellt, welcher durch die Mikrowellenquelle begrenzt ist. Danach beginnt dieser Prozess von Neuem und die Zahl der Schwingungsquanten wird somit reduziert. Bei dem darauf folgenden Präparationsprozess ist der gleiche Laser wie bei der Seitenbandkühlung eingeschaltet, die Mikrowelle ist aber aus, wodurch das Ion zwangsläufig in den Grundzustand $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$ gepumpt wird.

Der Manipulationsprozess erfolgt je nach Ziel auf unterschiedliche Art und Weise. Im Fall der Seitenbandkühlungsmessung gibt es zwei Möglichkeiten, die Manipulation durchzuführen.

1) Die Mikrowelle wird auf Resonanz mit dem Seitenband 1. Ordnung für den Übergang $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0 \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1, m_F = 1$ eingestellt, die Mikrowellenzeit wird jedoch variiert. Das bedeutet, dass sich der Bloch-Vektor je nach Mikrowellenzeit irgendwo zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand auf der Blochkugel befindet. Bei der anschließenden Detektion wird nun noch mit Hilfe des unverstimmten 369 nm Lasers abgefragt, ob sich das Ion im Grundzustand oder im angeregten Zustand

befindet. Die Rückpumpplaser mit 935 nm bzw. 638 nm sind während des gesamten Ablaufs eingeschaltet und werden hier nicht gesondert aufgeführt. Für eine ausführliche Erläuterung dazu, siehe Abschnitt 3.3.2. Dieser Prozess wird nun mehrfach für unterschiedliche Mikrowellenzeiten wiederholt und die durchschnittliche Anregungswahrscheinlichkeit gegen die Mikrowellenzeit aufgetragen, wodurch sich die gewohnten Rabi-Oszillationen ergeben.

2) Alternativ kann statt der Mikrowellenzeit auch die Frequenz der Mikrowelle variiert werden, wobei jeweils ein Puls mit einer festen Zeit verwendet wird. Trägt man nun die Anregungswahrscheinlichkeit gegen die Frequenz auf, so ergibt sich ein Resonanzspektrum mit den beiden Seitenbändern. Die Detektion erfolgt wie zuvor. In beiden Fällen ist die Mikrowellenleistung so eingestellt, dass die Rabifrequenz etwa 30 kHz beträgt. Dies ist ein experimenteller Wert bei welchem die niedrigsten Phononenzahlen registriert wurden. Um dies zu verifizieren wurde die Mikrowellenleistung bei der Detektion zwischen 2.5 W und etwa 0.16 W variiert und es stellte sich heraus, dass ein Wert von ca. 0.5 W optimal ist, was einer Rabifrequenz von 30 kHz entspricht. Für höhere Rabifrequenzen wird als Ursache für die höheren Werte der Phononenzahl angenommen, dass nichtresonante Anregungen des Trägers die Kühlrate herabsetzen. Für zu niedrige Rabifrequenzen haben Resonanzdrifts einen großen Einfluss [92] und es kann nicht mehr effektiv gekühlt werden.

5.2.2 Kalibrierung

Für eine erfolgreiche Seitenbandkühlung müssen sämtliche Parameter mit Bedacht gewählt werden. Diese werden günstigerweise vor den eigentlichen Messungen zur Kühlung möglichst optimal eingestellt. In Abbildung 5.6 ist die gemessene Rabifrequenz in Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung aufgetragen.

Eine weitere wichtige Einstellung war die Zeit, welche das System für die Präparation des Yb^+ -Ions in den Grundzustand benötigt. In Abbildung 5.7 ist der Kontrast der Rabi-Oszillationen gegen die Präparationszeit aufgetragen. Es stellte sich heraus, dass eine Zeit von etwa 0.2 ms ausreicht, um den Grundzustand erfolgreich zu präparieren. Die Leistung des Präparationslasers betrug dabei $2.5 \mu\text{W}$.

Es ist nun wünschenswert herauszufinden, für welche Werte der Laserintensität des um 2.1 GHz verschobenen 369-Lasers bzw. für welche Mikrowellenintensität die Kühlung am besten funktioniert. Dazu wurden insgesamt 50 Messungen mit unterschiedlichen Laser- bzw. Mikrowellenintensitäten durchgeführt und jeweils die Phononenzahl bestimmt. Allerdings ist lediglich die gemessene Leistung des Lasers bekannt, was Vergleiche mit anderen Experimenten nur schwer zulässt. Wesentlich interessanter (und vergleichbarer) ist hingegen die Intensität am Ort der Ionen. Um die Intensität

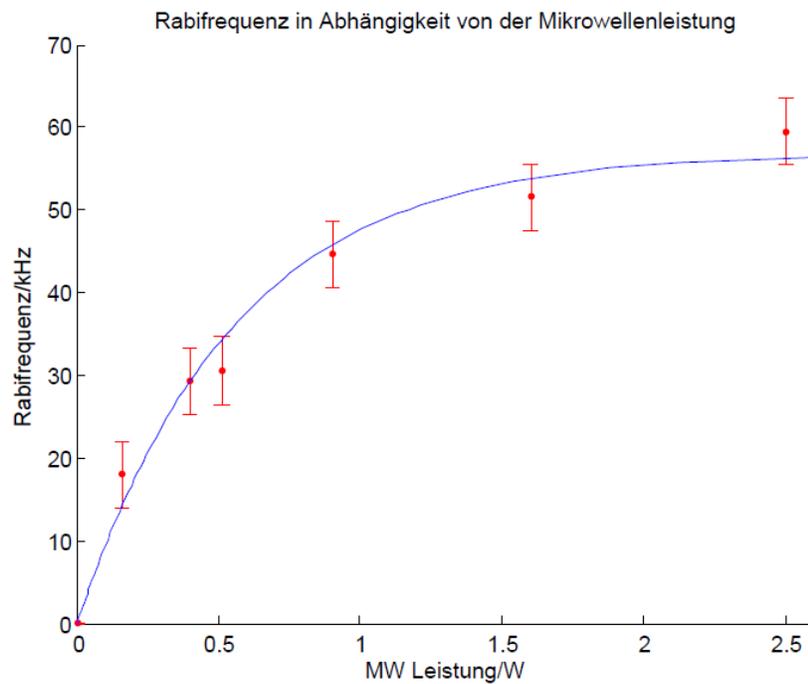


Abbildung 5.6: Die gemessene Rabifrequenz ist in Abhängigkeit von der Mikrowellen-Amplitude aufgetragen. Die Fehler rühren von einem (kleinen) statistischen Fehler her und einem größeren systematischen Fehler, welcher insbesondere auf den Drift der Resonanzfrequenz des Trägerübergangs zurückzuführen ist [92].

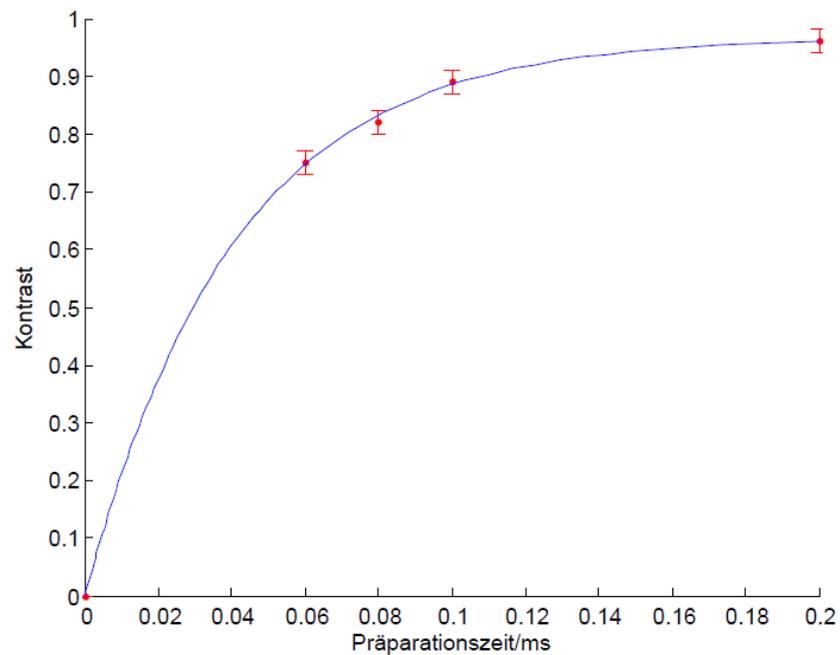


Abbildung 5.7: Kontrast der Rabi-Oszillationen in Abhängigkeit von der Präparationszeit. Unter Kontrast wird hier die Differenz aus maximaler und minimaler Amplitude der Rabioszillation verstanden, auf 1 normiert. Es ist klar ersichtlich, dass eine Präparationszeit von etwa 0.2 ms für eine erfolgreiche Grundzustandspräparation ausreichend ist. Die gemessene Leistung des Präparationslasers (369 nm + 2.1 GHz) betrug dabei $2.5 \mu\text{W}$.

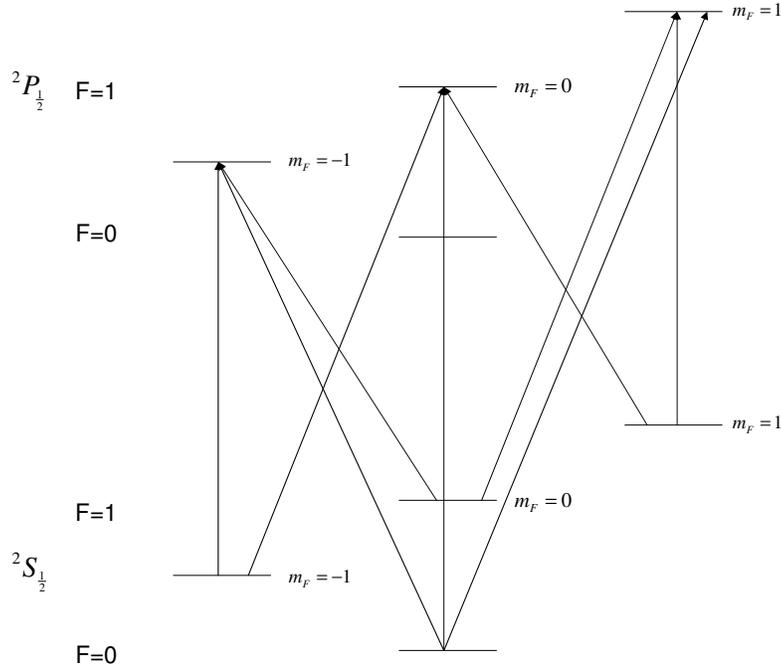


Abbildung 5.8: Relevante Übergänge für die Berechnung der Intensität des um 2.1 GHz verschobenen Lasers.

des Präparationslasers (369 nm + 2.1 GHz) zu berechnen wurde berücksichtigt, dass die Gesamtrate für den Übergang ${}^2P_{\frac{1}{2}} \rightarrow {}^2S_{\frac{1}{2}} \sim 2\pi \cdot 19.6 \text{ MHz}$ beträgt [57]. Nun gibt es zwei mögliche Wege von ${}^2P_{\frac{1}{2}}, F = 1, m_F = -1$ zum Zustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$, zwei Wege von $m_F = +1$ und ebenfalls zwei von $m_F = 0$ (siehe Abbildung 5.8). Zudem gibt es noch insgesamt drei Wege aus ${}^2P_{\frac{1}{2}}, F = 1$ in den Zustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$. Die Zerfallsrate von ${}^2P_{\frac{1}{2}}, F = 1$ nach ${}^2S_{\frac{1}{2}}$ ist dabei durch $\gamma = 2\pi \cdot 14.7 \text{ MHz}$ gegeben ([57] und [91]). Der theoretische Wert der Sättigungsintensität für besagten Übergang lässt sich durch

$$I_s = \frac{\pi h c}{3\lambda^3 \tau}, \quad (5.1)$$

berechnen, wobei $\lambda = 369 \text{ nm}$ und $\tau = \frac{1}{\gamma}$ gilt [44].

Mit diesen Werten von λ und τ und mit Gleichung 5.1 ergibt sich für die Sätti-

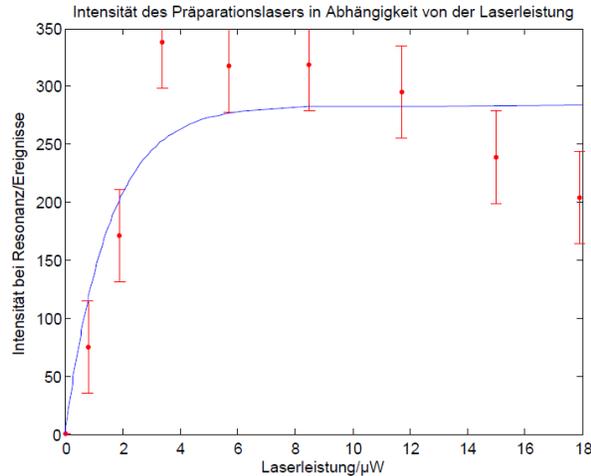


Abbildung 5.9: Messung der Intensität des um 2.1 GHz verschobenen 369 nm Lasers (Präparationslasers) bei Resonanz in Abhängigkeit von der Laserleistung zur Bestimmung der Sättigungsleistung. Zur Datenerhebung wurde die Frequenz des Präparationslasers von langen Wellenlängen in Richtung Resonanz verschoben und das Photomultipliersignal aufgezeichnet. Die großen Fehlerbalken rühren von der starken Störung durch Hintergrundlicht während der Durchführung des Experiments. Die Abnahme der Intensität ab $4 \mu\text{W}$ hat keinen physikalischen Hintergrund sondern resultiert vermutlich aus den instabilen und schwer reproduzierbaren Messbedingungen.

gungsintensität ein theoretischer Wert von

$$I_s = 255 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}.$$

Die Intensität I_{opt} im Zentrum des Gaußstrahls kann wie folgt berechnet werden:

$$\frac{P_{mess}}{P_{sat,mess}} \cdot I_s = I_{opt} \quad (5.2)$$

Nun ist es experimentell nur schwer möglich die Sättigungsintensität direkt zu messen. Leichter zugänglich ist vielmehr die Sättigungsleistung $P_{sat,mess}$ bei der das System sättigt. Misst man nun das Fluoreszenzsignal in Abhängigkeit von der Leistung

P_{mess} , so kann die Sättigungsleistung durch Anpassung einer Fitkurve gefunden werden. Die gemessene Leistung wurde aus Abbildung 5.9 extrahiert. Aus dem Fit ergibt sich dabei die gemessene Sättigungsleistung zu $P_{sat,mess} = 0.99 \pm 1.34 \mu W$. Nun ist es möglich, die Rabi-Frequenz für die unterschiedlichen Laser-Intensitäten zu berechnen. Eine Möglichkeit ist es folgenden Zusammenhang zu verwenden [93]:

$$\frac{I_{opt}}{I_{sat}} = \frac{2\Omega^2}{\gamma^2}. \quad (5.3)$$

Mit Gleichung 5.2 folgt daraus:

$$\Omega = \sqrt{\frac{P_{mess}}{P_{sat,mess}} \cdot \frac{\gamma^2}{2}} \quad (5.4)$$

Ein anderer Weg ist es, die Rabi-Frequenz mittels des Dipolmatrixelementes zu bestimmen [93]. Für die optische Intensität gilt

$$I_{opt} = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c}, \quad (5.5)$$

mit der Amplitude des Lichtfeldes E_0 , der magnetischen Feldkonstante μ_0 und der Lichtgeschwindigkeit c . Daraus folgt direkt $E_0 = \sqrt{2I_{opt}\mu_0 c}$ und mit Gleichung 3.8 erhält man

$$\Omega = \frac{|\langle g|d|e \rangle| \sqrt{2\mu_0 c I_{opt}}}{\hbar}, \quad (5.6)$$

mit der Intensität am Ort der Ionen I_{opt} (siehe Gleichungen 5.2 bzw. 5.5) und dem Dipolmatrixelement

$$|\langle g|d|e \rangle| = \sqrt{\frac{\gamma 3\pi \epsilon_0 \hbar c^3}{\omega_0^3}}, \quad (5.7)$$

wobei $\omega_0 = \frac{c}{\lambda_{369}} 2\pi$ ist. Es kann leicht nachgewiesen werden, dass beide Betrachtungsweisen äquivalent sind. Aus Gleichung 5.6 folgt mit 5.7 und 5.2, dass gilt

$$\Omega^2 = \frac{\gamma 3\pi \epsilon_0 \hbar c^3}{\omega_0^3} \cdot \frac{2}{\epsilon_0 c} \frac{P_{mess}}{P_{sat,mess}} \cdot I_s \quad (5.8)$$

und nach Einsetzen von ω_0 und I_s (Gleichung 5.1) ergibt sich Gleichung 5.4. Dabei wurde berücksichtigt, dass $\mu_0 c = \frac{1}{\epsilon_0 c}$ gilt.

Die berechneten Resultate für die optische Intensität I_{opt} und die korrespondierende Rabi-Frequenz des um 2.1 GHz verschobenen 369 Lasers können in Tabelle 5.3 eingesehen werden. Die Rabi-Oszillationen zu den jeweiligen Mikrowellenamplituden wurden aus Abbildung 5.6 extrahiert.

Tabelle 5.3: I_{opt} berechnet aus der gemessenen Leistung. Es ist zu beachten, dass diese Werte sehr sensibel für eine Änderung der Laserausrichtung bzw. -Laser Überlagerung sind.

$P_{mess}/\mu\text{W}$	$I_{opt}/(\frac{\text{W}}{\text{m}^2})$	Ω/MHz
0.1	38.65	20.76
0.3	116.0	35.95
0.8	309.2	58.71
1.8	695.8	88.06
3.2	1237	117.4
5.3	2049	151.1
8.0	3092	185.7
11.2	4329	219.7
14.8	5721	252.5
18.5	7151	282.3

5.2.3 Simulationen und Erwartungen

Um die Ergebnisse mit der Theorie zu vergleichen ist es nötig, Simulationen des hier verwendeten 8-Niveau-Systems (siehe Abbildung 5.8) durchzuführen. In Abbildung 5.10 sind die Ergebnisse dieser Simulationen zu erkennen. Es wurde die Besetzungswahrscheinlichkeit im Grundzustand in Abhängigkeit vom Quadrat der Rabi-Frequenz simuliert, weil $\Omega^2 \propto I$ mit der Intensität I . Die Simulationen der 8-Niveau-Blochgleichungen wurden mit Hilfe eines MatLab-Codes in Zusammenarbeit mit Ingo Baumgart durchgeführt. Eine genauere Erläuterung der Vorgehensweise bzw. der verwendete Programmcode ist in [57] aufgeführt. Nun wird die resultierende Kurve (es wurde eine Zeit von $2\mu\text{s}$ gewählt, was \square entspricht) mit der gleichen Funktion gefittet, wie die Messung der Sättigungsleistung des um 2.1 GHz verschobenen 369 nm Lasers (siehe Abbildung 5.9), damit die Sättigungsleistung mit der quadratischen Sättigungs-Rabifrequenz verglichen werden kann. Daraus ergibt sich $[\Omega^2]_{sätt} = 0.114 \pm 0.029 \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{s}^2}$, was einer Sättigungsleistung des Lasers von $1\mu\text{W}$ entspricht (siehe Abschnitt 5.2.2). In dem hier beschriebenen Experiment wird hingegen mit $0.8\mu\text{W}$ gearbeitet, entsprechend einer Rabifrequenz von $\Omega_{aux} = 0.95 \pm 0.15 \text{ MHz}$. Der Einfachheit halber ist Gleichung 3.50 hier noch einmal gegeben:

$$\Gamma' = \frac{\Omega_{aux}^2}{(\Gamma_{aux} + \Gamma_{spont})^2 + 4 \cdot \delta_{aux}^2} \Gamma_{aux}. \quad (5.9)$$

Dabei ist $\Omega_{aux} = 0.95 \pm 0.15 \text{ MHz}$ und die Verstimmung $\delta_{aux} \rightarrow 0$. Für $\Gamma_{aux} = \Gamma_{spont}$ müssen die Übergänge genau betrachtet werden. So gibt es einen Übergang

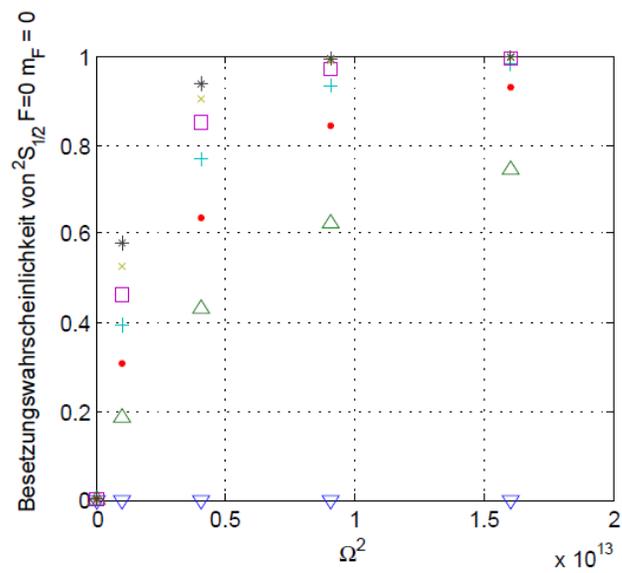


Abbildung 5.10: Simulation der Besetzungswahrscheinlichkeit im Grundzustand $^2S_{1/2}, F=0$ in Abhängigkeit vom Quadrat der optischen Rabi-Frequenz zur Herleitung der Sättigungs-Rabifrequenz. Die unterschiedlichen Farben/Symbole bedeuten unterschiedliche Zeiten für das Feld (∇ : $0\mu s$, \triangle : $0.5\mu s$, \bullet : $1\mu s$, $+$: $1.5\mu s$, \square : $2\mu s$, \times : $2.5\mu s$, $*$: $3\mu s$).

mit $\tau_1 = \frac{1}{2\pi \cdot \frac{1}{12} \cdot 19.6}$ MHz, wenn der angeregte Zustand ${}^2P_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$, $m_F = 1$ auf direktem Wege in den Zustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 0$ zerfällt. Nun gibt es weitere Übergänge mit doppelter Zerfallsdauer verglichen mit dem soeben beschriebenen direkten Weg in den Grundzustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 0$. Dies bedeutet, dass das Ion zunächst aus ${}^2P_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$, $m_F = 1$ nach ${}^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$, $m_F = 1$ zerfällt und anschließend erneut nach ${}^2P_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$, $m_F = 1$ angeregt wird von wo es in den Grundzustand zerfällt. Ein anderer Weg wäre genauso, nur dass das Ion bei der zweiten Anregung nach ${}^2P_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$, $m_F = 0$ angeregt wird von wo es in den Grundzustand zerfällt. Diese Wege mit doppelter Zerfallsdauer sind jedoch nur $\frac{1}{3}$ so wahrscheinlich wie im ersten Fall, es gilt also $\tau_2 = \frac{2}{3} \frac{1}{2\pi \cdot \frac{1}{12} \cdot 19.6}$ MHz. Der Faktor $\frac{2}{3}$ rührt daher, dass die Zerfallsdauer zweimal so lange ist, wobei die dafür notwendigen Wege eine kleinere Wahrscheinlichkeit ($\frac{1}{3}$) im Vergleich zu vorher haben. Für die dreifache Zerfallsdauer ist die Wahrscheinlichkeit im Vergleich zum 1. Fall auf $\frac{1}{9}$ gesunken und es ergibt sich: $\tau_3 = \frac{3}{9} \frac{1}{2\pi \cdot \frac{1}{12} \cdot 19.6}$ MHz. Noch längere Zerfallswege werden nicht beachtet, weil deren Beitrag nur noch vernachlässigbar zur Lebensdauer des angeregten Zustands beiträgt.

Damit und mit $\Gamma_{aux} = \Gamma_{spont} = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2 + \tau_3}$ ergibt sich für die effektive Linienbreite ein Wert von $\Gamma' = 65.96 \pm 7.1$ kHz. Aus Gleichung 3.49

$$\langle n \rangle = p_1 = \frac{(\Gamma')^2}{4\omega_z^2} \left\{ \left(\frac{\tilde{\eta}}{\eta} \right)^2 + \frac{1}{4} \right\} \quad (5.10)$$

folgt nun mit diesen Werten und mit $\omega_z = 2\pi \cdot 121$ kHz, sowie $\eta = 0.034$ und $\tilde{\eta} = k \cos \alpha \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}} = 0.188$ mit $m = 2.8410 \cdot 10^{-25}$ kg für ${}^{171}\text{Yb}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\lambda = 369$ nm und dem Winkel zwischen Laser und Quantisierungsachse $\alpha = 45^\circ$ eine minimal erreichbare Phonenzahl von

$$\langle n_{min} \rangle = 5.80 \cdot 10^{-2} \pm 0.43 \cdot 10^{-2}. \quad (5.11)$$

Daraus ist ersichtlich, dass mit den hier verwendeten Parametern Grundzustandskühlung grundsätzlich möglich ist. Auch hier sei jedoch noch einmal unterstrichen, dass es sich lediglich um einen theoretisch möglichen Wert mit den hier verwendeten Parametern handelt, da die Bedingung $\langle n \rangle \ll 1$ in diesem Experiment nicht streng gilt (vgl. Abschnitt 3.3.4). Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Kühlrate, welche durch Gleichung 3.47 gegeben ist. Damit erhalten wir mit den soeben berechneten Parametern eine Rate von $R_{10} \approx 10.85 \frac{\text{Phononen}}{\text{ms}}$. Der Index 10 bezieht sich dabei darauf, dass die Kühlrate in einem Bereich berechnet wurde, in welchem die mittlere Phonenzahl etwa $\langle n \rangle = 10$ beträgt.

5.2.4 Auswertung der Rabi-Oszillationen und Frequenzspektren

Um die Funktionsfähigkeit der SB-Kühlung zu verifizieren, wurden zwei unterschiedliche Ansätze gewählt. Zunächst wurden die Rabi-Oszillationen auf dem Träger des σ^+ -Übergangs gemessen. In diesem Fall ist die Wahrscheinlichkeit das Ion im Zustand $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ zu finden eine Funktion der Dauer der Mikrowellenanregung (siehe Abschnitt 5.2.1) und der mittleren Phononenzahl. Der Zusammenhang für den Träger ist gegeben durch [94]

$$P_{\uparrow} = \frac{1}{2} \left(1 - \sum_{n=0}^{\infty} p_n(T) \cos(\Omega_{n,n}t) \right), \quad (5.12)$$

wobei über alle möglichen n summiert wird. Im Falle der Kühlmessungen müssen jedoch noch die Fehler bei der Präparation des Startzustands und bei der Detektion berücksichtigt werden. Beide Effekte reduzieren den Kontrast A des Signals und fügen einen Offset B hinzu. Für den Fit wird deshalb abweichend von [94] folgende Funktion verwendet:

$$P_{\uparrow} = \frac{A}{2} \left(1 - \sum_{n=0}^{\infty} p_n(T) \cos(\Omega_{n,n}t) \right) + B. \quad (5.13)$$

Dabei sind A , $\langle n \rangle$ und Ω freie Parameter und B beschreibt die Differenz zwischen maximaler theoretischer Wahrscheinlichkeit das Ion im angeregten Zustand ($^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$) zu finden (= 1) und der tatsächlichen Anregung im Experiment. In der Praxis kann natürlich nicht bis ∞ aufsummiert werden und die Summe wird bei einem n abgebrochen, für welches die Besetzungswahrscheinlichkeit vernachlässigbar ist (siehe Gleichung 3.90).

Die andere Methode um die mittlere Phononenzahl zu bestimmen bestand darin, die Dauer der Mikrowellenanregung konstant zu lassen und stattdessen die Frequenz der Anregung zu variieren (Abschnitt 5.2.1). Nachdem das Ion zunächst im Grundzustand $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$ ($|\downarrow\rangle$) präpariert wurde, hat es mittels Träger- oder Seitenbandanregung eine Wahrscheinlichkeit von P_{\uparrow} im angeregten Zustand zu sein. Falls $\Omega \ll \omega_z$, dann ist P_{\uparrow} die Summe aller Wahrscheinlichkeiten durch den Trägerübergang (P_C) oder die roten (P_R^k) bzw. blauen (P_B^k) Seitenbänder angeregt worden zu sein. Der Beitrag durch den Träger wird dabei zunächst allgemein gegeben durch [44]

$$P_C = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}}{2} t \right) \quad (5.14)$$

mit der Verstimmung δ in Einheiten der Winkelgeschwindigkeit von der Resonanz der Mikrowelle beim Hyperfeinübergang des Ions bei 12.6 GHz. Es ist sofort ersichtlich,

dass die Population des angeregten Zustands von der effektiven Rabifrequenz $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ (siehe Gleichung 3.13) bestimmt wird. Für den Trägerübergang mit $n \rightarrow n$ kann somit geschrieben werden

$$P_C(\delta, T) = \sum_n^\infty p_n(T) \frac{\Omega_{n,n}^2}{\Omega_{n,n}^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega_{n,n}^2 + \delta^2}}{2} t \right). \quad (5.15)$$

Hier ist die Rabifrequenz durch die Frequenz bei der Resonanz $\Omega_{n,n}$ gegeben und die Anregungswahrscheinlichkeit ist mit der thermischen Besetzungswahrscheinlichkeit gewichtet. Für das blaue Seitenband k -ter Ordnung kann man analog vorgehen, indem man berücksichtigt, dass für die Rabifrequenz des blauen Seitenbands k -ter Ordnung $\Omega_{n+k,n}$ gilt und die Verstimmung von der Resonanz nun mit $\delta - k\omega_z$ gegeben ist, mit der axialen Fallenfrequenz ω_z . Mit diesen Überlegungen ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$P_B^k(\delta, T) = \sum_n^\infty p_n(T) \frac{\Omega_{n+k,n}^2}{\Omega_{n+k,n}^2 + (\delta - k\omega_z)^2} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega_{n+k,n}^2 + (\delta - k\omega_z)^2}}{2} t \right). \quad (5.16)$$

Das rote Seitenband ist um einen Faktor kleiner, der durch den folgenden Zusammenhang gegeben ist:

$$P_R^k(\delta, T) = \left(\frac{\langle n \rangle}{1 + \langle n \rangle} \right)^k P_B^k(-\delta, T) \quad (5.17)$$

Um nun die mittlere Phononenzahl des Ions aus dem Fit des Spektrums zu bestimmen, werden die einzelnen Beiträge aus Träger und Seitenbändern aufsummiert zu

$$P_\uparrow(\delta, T) = P_C(\delta, T) + \sum_{k=1}^2 \left(P_R^k(\delta, T) + P_B^k(\delta, T) \right). \quad (5.18)$$

In dem hier beschriebenen Experiment ist es hinreichend, die ersten beiden Ordnungen in k zu berücksichtigen, da höhere Ordnungen im Spektrum nicht aufgelöst werden können, d.h. dass sie nicht von Rauschen zu unterscheiden sind. Die freien Parameter dieses Fits sind die Position des Trägerübergangs, sowie die mittlere Besetzungszahl. Die anderen Parameter, wie die Fallenfrequenz und die Frequenz der Rabi-Oszillation des Mikrowellenfeldes Ω wurden zuvor durch parametrisches Heizen bzw. durch die oben beschriebenen Rabi-Oszillationsmessungen bestimmt.

5.2.5 Ergebnisse der Messungen der Rabi-Oszillationen und Frequenzspektren

Nach zahlreichen Messungen wurde deutlich, dass eine Seitenbandkühlzeit von einigen ms für die Kühlung ausreichend ist (siehe Abbildung 5.12).

Es ist klar ersichtlich, dass durch die Seitenbandkühlung eine Reduzierung der Phononenzahl von etwa über $\langle n \rangle = 100$ auf ca. $\langle n \rangle = 10$ möglich ist (siehe Abbildung 5.12).

In Abbildung 5.11 sind die Rabi-Oszillationen (Bilder (a) und (b)) bzw. die Spektren ((c) und (d)) nach Doppler-Kühlung bzw. nach der Seitenbandkühlung gezeigt. Nach der Doppler-Sequenz ergeben sich Werte für die Phononenzahl von etwa $\langle n \rangle = 176(31)$. Bei dem hier verwendeten Übergang mit $\Gamma = 5$ MHz ergäbe sich eine Dopp- lertemperatur von $T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = 0.12$ mK mit der Boltzmannkonstante k_B . Dies ent- spricht einer Phononenzahl von $\langle n_{min} \rangle = \frac{T_D k_B}{\hbar\omega_z} \approx 19.7$ mit der axialen Fallenfrequenz $\omega_z = 2\pi \cdot 121$ kHz [73]. Die hohe Abweichung des Messwertes von der Doppler- temperatur wurde zunächst damit erklärt, dass die Heizrate bei dem hier verwendeten vergleichsweise niedrigen Fallenpotential sehr hoch ist. Vergleichsmessungen mit ei- nem höheren Fallenpotential und somit höheren axialen Fallenfrequenz von etwa 250 kHz ergab eine Phononenzahl von etwa $\langle n \rangle = 86(15)$ nach der Dopplerkühlungs- sequenz. Der theoretische Wert beträgt in diesem Fall $\langle n_{min} \rangle = 9.9$ Phononen, was bedeutet dass das Verhältnis aus Messwert und theoretischem Wert gleich bleibt. Ein tieferes Fallenpotential trägt also nicht zu einer verbesserten Dopplerkühlung bei. Eine der Ursachen könnte sein, dass das Doppler-Limit nur dann erreicht wird, wenn die Rückstoßenergie, die das Ion durch die spontane Emission eines Photons erfährt die einzige Quelle ist, welche das Ion wieder aufheizt. Die Doppler-Temperatur tritt in diesem Fall dann ein, wenn die Kühlrate und die Heizrate aufgrund des Rückstoßes gleich groß sind [34]. In Abbildung 5.12 ist in Bild (a) deutlich zu sehen, dass die Pho- nonenzahl mit zunehmender Seitenbandkühlzeit exponentiell abnimmt. Eine Kühlzeit von ca. 10 ms ist ausreichend, da längere Zeiten experimentell keine Verbesserung des Ergebnisses erzielten. Durch die Seitenbandkühlung erfolgt also eine Reduzierung der Phononenzahl von etwa über $\langle n \rangle = 100$ auf ca. $\langle n \rangle = 10$. Die Daten zu den einzelnen Messpunkten können in Anhang I eingesehen werden.

Nach der Seitenbandkühlung sinkt die Phononenzahl auf ca. $\langle n_{SB} \rangle = 4(4)$, was der niedrigste in diesem Experiment bisher gemessene Wert ist. Anhand dieser Messergeb- nisse ist die erfolgreiche Implementierung der Seitenbandkühlung mittels Mikrowellen an Ytterbium-Ionen im Gradientenfeld eindeutig erkennbar, zumal die Ergebnisse mit dem Grundzustand verträglich sind. Jedoch ist es bis hierher noch nicht gelungen die Ionen **reproduzierbar** in den Grundzustand zu kühlen, wie nach Abschnitt 5.2.3 zu er-

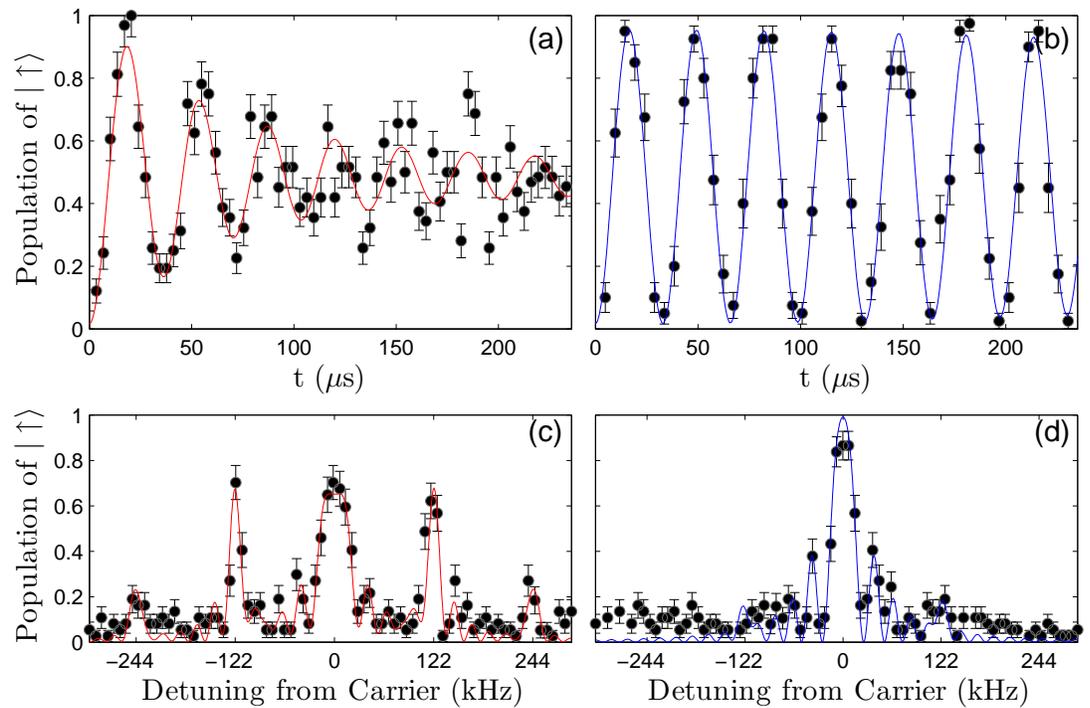


Abbildung 5.11: In den beiden oberen Bildern sind Rabi-Oszillationen nach Dopplerkühlung (a) bzw. nach Seitenbandkühlung (b) mit 10 ms Seitenbandkühlzeit zu erkennen. In den unteren beiden Bildern sind die Frequenzspektren ohne (c) und mit (d) Seitenbandkühlung gezeigt. Es wird nach Seitenbandkühlung eine Phononenzahl von $\langle n \rangle = 4(4)$ erzielt, wobei die Phononenzahl ohne Seitenbandkühlung einen Wert von etwa $\langle n \rangle = 176(31)$ erreicht. Die Auswertung entstand in Zusammenarbeit mit Dr. Andrés Varón.

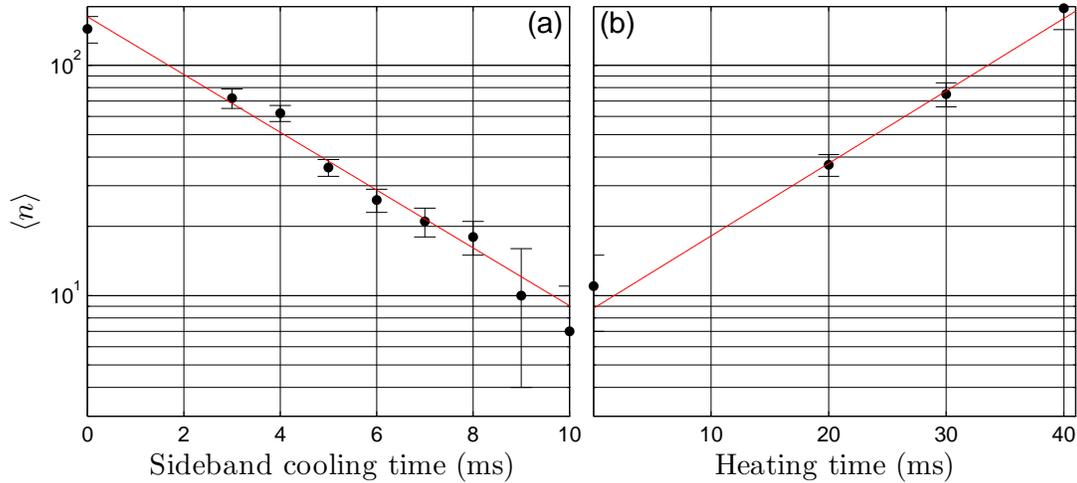


Abbildung 5.12: (a) Phononenzahl in Abhängigkeit von der Seitenbandkühlzeit und (b) Phononenzahl in Abhängigkeit von der Heizzeit, siehe Abschnitt 5.2.6. Die Auswertung entstand in Zusammenarbeit mit Dr. Andrés Varon. Die Daten zu den einzelnen Messpunkten können in Anhang I eingesehen werden.

warten gewesen wäre. Eine Möglichkeit zur Verbesserung der Kühlung war die Erhöhung der Fallenfrequenz: Bei der Kühlung des roten Seitenbandes mit der Mikrowelle kann es passieren, dass auch der Träger des σ^+ -Übergangs unerwünscht angeregt wird, was somit die Kühlrate verringert. Dies liegt daran, dass beide Übergänge durch eine axiale Fallenfrequenz von etwa 121 kHz recht nah beieinander liegen. Eine Lösungsmöglichkeit liegt in der Erhöhung der Spannungen an den Endkappen-Elektroden was auch durchgeführt wurde. Dabei ist zu beachten, dass die axiale Fallenfrequenz auch nicht zu groß werden darf, weil sonst der Lamb-Dicke-Parameter immer kleiner wird (siehe Gleichung 3.54). Nach zahlreichen Messungen mit unterschiedlichen Konfigurationen stellte sich heraus, dass eine Änderung des Endkappenpotentials keine Lösung des Problems darstellt und die minimal erreichbare Phononenzahl sogar noch ansteigt. Beispielhaft sei hier auf Abbildung 5.13 (a) verwiesen, wo mit einer axialen Fallenfrequenz von 250 kHz gearbeitet wurde. Es ergibt sich eine Minimale Phononenzahl von 108 ± 29 Phononen was deutlich schlechter ist als die Ergebnisse mit $\omega_z = 121$ kHz.

5.2.6 Messung der Heizrate und sympathetisches Kühlen

Es ist nun noch interessant zu wissen wie stabil unser System ist, d.h. wie es sich verhält nachdem es gekühlt wurde und anschließend sich selbst überlassen wird. Dazu wurde eine so genannte Heizzeit in das Programm eingefügt, welche durchvariiert wird. An dieser Stelle ist anzumerken, dass ein Hauptproblem des hier beschriebenen Experiments dessen Instabilität ist, d.h. dass z.B. die Resonanzfrequenz mit der Zeit driftet (zwischen 0 und 30 kHz innerhalb weniger Minuten [92]). Das macht die Messung der Heizrate sehr schwierig, da insbesondere die Messungen mit langer Heizzeit sehr lange dauern (einige Minuten). Aus diesem Grund gab es einerseits nur wenige verwertbare Ergebnisse und andererseits stellt die dadurch berechnete Heizrate lediglich eine Obergrenze dar. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.12 (b) aufgetragen.

Es ist zu beachten, dass sich das System anscheinend exponentiell erhitzt, weshalb die Heizrate zunächst nur für den Moment kurz nach Ausschalten der Kühllaser/Mikrowelle bestimmt wurde, also bei etwa 10 Phononen. Sie beträgt dort

$$H_{121kHz} \lesssim 0.63 \pm 0.43 \frac{\text{phonon}}{1ms}. \quad (5.19)$$

Für den Bereich bei 10 Phononen ergibt sich eine experimentelle Kühlrate von etwa $3 \pm 2 \frac{\text{Phononen}}{ms}$. Beachtet man die in Abschnitt 5.2.3 berechnete theoretische Kühlrate für diesen Bereich mit $R_{10} \approx 10.85 \frac{\text{Phononen}}{ms}$, dann ergäbe dies eine Heizrate von etwa $H > 7 \frac{\text{Phononen}}{ms}$ was dem gemessenen Wert, der zudem eine Obergrenze darstellt, widerspricht. Die Ursache dafür ist bislang unbekannt.

Bei den Messungen der Heizrate mit einer Fallenfrequenz von 250 kHz wurde die gleiche Obergrenze gefunden, wobei auch hier das Problem des Resonanzfrequenzdrifts bestand. Die Ergebnisse können in Abbildung 5.13 eingesehen werden. Wird eine Heizzeit von ~ 0 ms gewählt, so ergibt sich nach 10 ms Seitenbandkühlzeit eine Phononenzahl von $\langle n_{0ms} \rangle = 108(29)$ und mit einer Heizzeit von 45 ms lautet das Ergebnis $\langle n_{45ms} \rangle = 90(30)$. Mit diesen Ergebnissen, insbesondere mit diesen großen Fehlerbalken lässt sich lediglich eine Obergrenze für die Heizrate abschätzen, welche $H_{250kHz} \lesssim 0.91_{-0.91}^{+0} \frac{\text{phonon}}{1ms}$ beträgt, was mit der Obergrenze der Heizrate für eine Fallenfrequenz von 121 kHz verträglich ist.

Bisher wurde die erfolgreiche Kühlung an einem einzigen Ytterbium-Ion gezeigt. Sind nun mehrere Ionen in der Falle gefangen, so ist sympathetische Seitenbandkühlung möglich. Unter sympathetischem Kühlen versteht man gewöhnlich das Kühlen einer atomaren Spezies mit Hilfe einer laser- oder mikrowellengekühlten anderen atomaren Spezies [95]. Hintergrund ist die Tatsache, dass einige Atome für den Kühlprozess nicht oder nur schwer zugänglich sind, da sich ihre internen Übergänge außerhalb

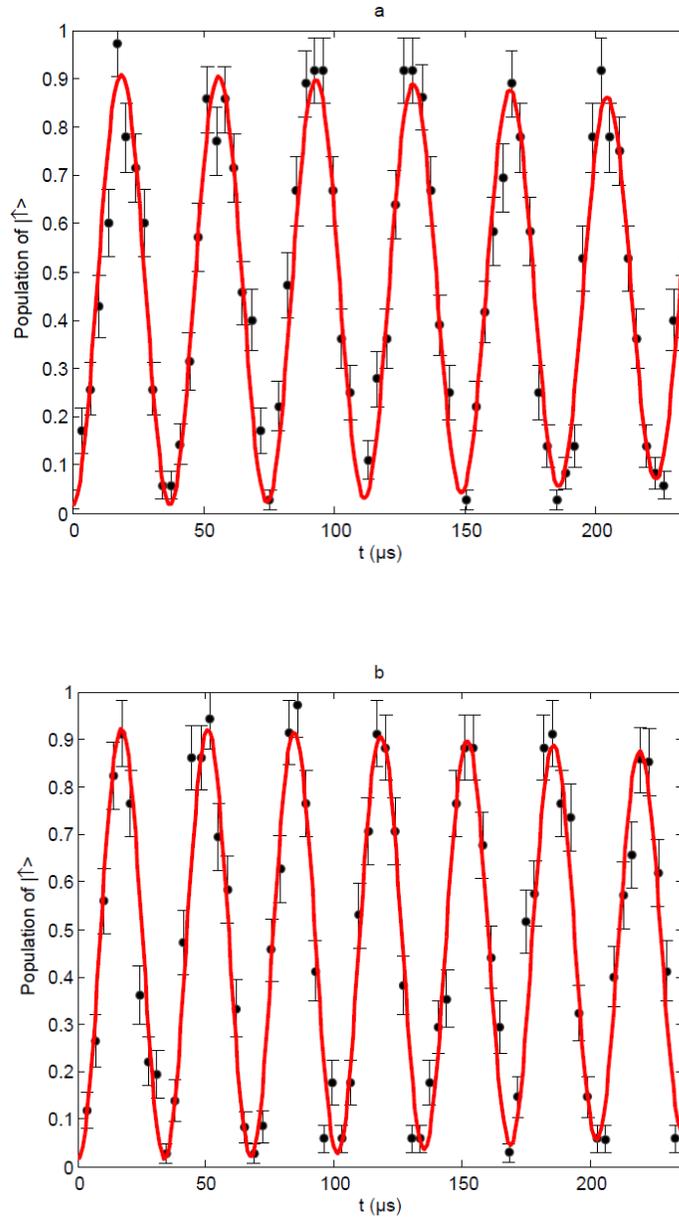


Abbildung 5.13: Rabi-Oszillationen nach einer Seitenbandkühlzeit von jeweils 10 ms bei einer axialen Fallenfrequenz von jeweils 250 kHz. In Bild a wurde das Ion nach der Seitenbandkühlsequenz nicht geheizt und es wurde eine Phonenzahl von $\langle n_{0ms} \rangle = 108 \pm 29$ erreicht, in Bild b gab es eine Heizzeit von 45 ms mit einer erreichten Phononenzahl von $\langle n_{45ms} \rangle = 90 \pm 30$.

der Reichweite von Lasern befinden. Man behilft sich deshalb mit einem Trick, indem sich eine andere atomare Spezies, die technisch leichter zugänglich ist, ebenfalls in der Falle befindet. Diese wird dann traditionell mit dem Laser gekühlt und wirkt über die Coulomb-Wechselwirkung ebenfalls kühlend auf das andere Atom. Dies ist dann besonders erfolgreich, wenn beide Atomarten ähnliche atomare Massen besitzen. Nun befinden sich in unserem Experiment Ionen mit gleichen atomaren Massen, jedoch haben diese zunächst eine identische innere Struktur, weshalb der Begriff sympathetisches Kühlen abwegig wäre. Das ist er jedoch nicht, wenn man den Magnetfeldgradienten berücksichtigt. Die dadurch bewirkte Zeeman-Aufspaltung ist innerhalb der Falle ortsabhängig, wodurch die Ionen im Frequenzraum unterscheidbar werden (siehe Abschnitt 3.4.2). Es ist also möglich lediglich eins der Ionen der Seitenbandkühlung zu unterziehen, während die anderen sympathetisch mitgekühlt werden.

5.3 Mikrowellen- und Laserintensitäten

Nach den Vorbetrachtungen in Abschnitt 5.2.2 kann nun die mittlere Phononenzahl gegen die Mikrowellenleistung und die Laserintensität des um 2.1 GHz verschobenen 369-Lasers aufgetragen werden, was in Abbildungen 5.14 und 5.15 zu sehen ist.

Zunächst betrachten wir die Laserintensität. Es ist klar ersichtlich, dass die Phononenzahl für niedrige Laserintensitäten vergleichsweise hoch ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Rabi-Frequenz bei dieser Intensität zu gering ist um den Kühlkreislauf effektiv bedienen zu können. Auch bei hohen Intensitäten ergeben sich Schwierigkeiten für den Kühlkreislauf, was damit zusammenhängt, dass in diesem Fall auch nicht resonante Anregungen in das $^2P_{1/2}, F = 0$ -Niveau stattfinden, welche den Kühlzyklus stören können. Es kann also ein Minimum gefunden werden, für welches die Seitenbandkühlung bestmöglich durchgeführt werden kann. Dieses Minimum ist bei etwa 80 kHz zu finden. Für die Mikrowellenintensität ist kein solcher optimaler Wert erkennbar. Für niedrige Mikrowellenintensitäten ergeben sich hohe Phononenzahlen, was aus der geringen Rabi-Frequenz resultiert. Für das hier verwendete Mikrowellensystem konnte festgestellt werden, dass mit maximaler Leistung die besten Ergebnisse (niedrigsten Schwingungsquantenzahlen) erzielt werden konnten. Für eine erfolgreiche reproduzierbare Grundzustandskühlung ist die Mikrowellenintensität jedoch noch zu gering und eine Erhöhung derselben wird für künftige Experimente empfohlen. Um die Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen (siehe Gleichungen 5.9 und 5.10) vergleichen zu können, betrachten wir zunächst einen der Randpunkte. Für eine Rabi-Frequenz von etwa 189 kHz ergibt sich ein theoretischer Wert für die Phononenzahl von etwa $\langle n \rangle = 30$, bei maximaler Mikrowellenleistung. Es ist also klar ersichtlich,

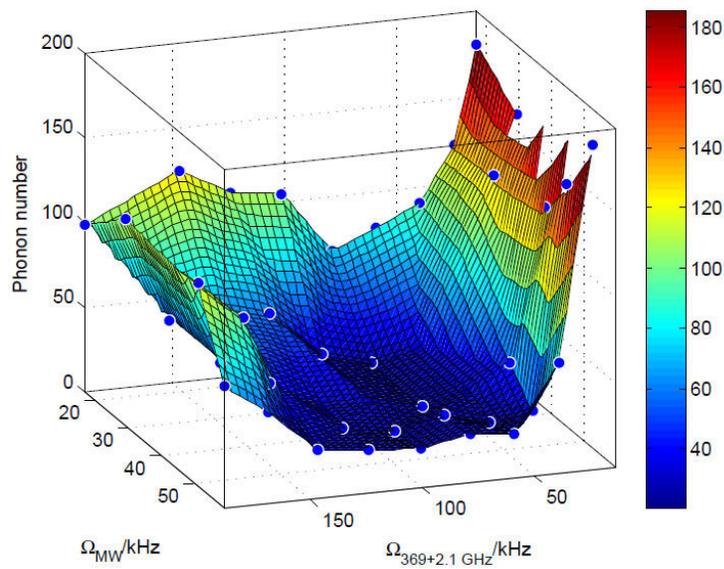


Abbildung 5.14: Contourplot für verschiedene Mikrowellen- und Laserleistungen. Auf der X-Achse ist die optische Leistung des um 2.1 GHz verstimten 369-Lasers in Rabi-Frequenzen eingetragen, auf der Y-Achse die Mikrowellenleistung ebenfalls in Rabi-Frequenzen und auf der Z-Achse die aus einem Fit extrahierte Phononenzahl. Dabei stellt jeder Punkt einen Messpunkt dar.

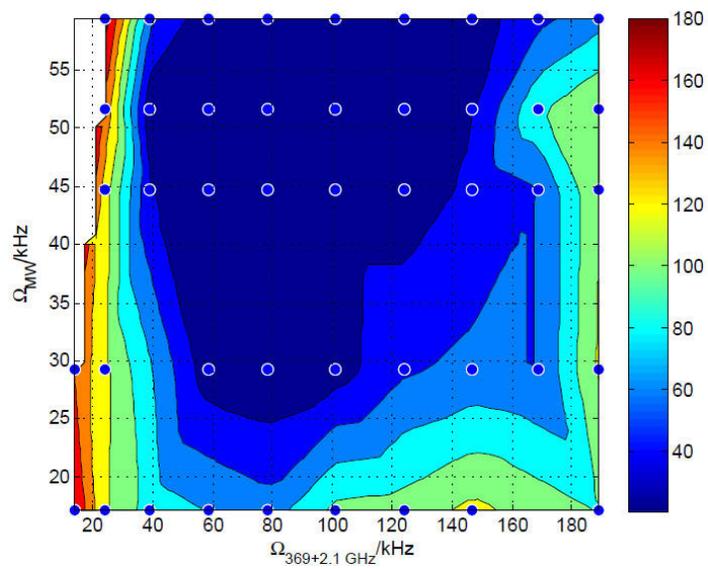


Abbildung 5.15: Oberflächenplot für verschiedene Mikrowellen- und Laserleistungen. Auf der X-Achse ist die optische Leistung des verschobenen 369-Lasers in Rabi-Frequenzen eingetragen und auf der Y-Achse die Mikrowellenleistung ebenfalls in Rabi-Frequenzen. Die Phononenzahl wird durch die Farbskala angegeben, wobei jeder Punkt einem Messpunkt entspricht.

dass unter diesen Bedingungen keine Grundzustandskühlung möglich ist. Der experimentelle Wert beträgt $\langle n \rangle = 72$, ist also deutlich höher. Insgesamt ergeben sich bei näherer Betrachtung jeweils höhere experimentelle Phononenzahlen als dies theoretisch vorhergesagt wurde. Dies ist auf die Instabilitäten des Experiments zurückzuführen, welche bereits weiter oben diskutiert wurden (siehe Abschnitte 5.2.5 und 5.2.6).

5.4 Zusammenfassung

Nach einer langen Aufbauarbeit des Experiments mit besonderer Konzentration auf das Vakuumsystem und die Abbildungsmechanik, sowie ersten Messungen mit Ionenwolken und einzelnen Ionen konnte die Seitenbandkühlung von Yb^+ -Ionen im Mikrowellenregime erfolgreich durchgeführt werden. Es wurde eine minimale Phononenzahl von $\langle n_{SB} \rangle = 4(4)$ erreicht, was mit dem Grundzustand verträglich ist. Dazu wurden weitere Parameter, wie z.B. die axiale Fallenfrequenz, die Intensität des Präparationslasers und die Intensität der Mikrowelle optimiert. Zudem wurde eine Obergrenze für die Heizrate gemessen ($H \lesssim 0.63 \pm 0.43 \frac{\text{phonon}}{1\text{ms}}$ bei einer axialen Fallenfrequenz von $\omega_z = 121 \text{ kHz}$), welche bei stabilen Verhältnissen ein robustes Experiment vorraussagt, was bedeutet, dass die Kühlrate die Heizrate überwiegt.

Die Messungen zeigen aber auch, dass das Experiment durch die Mikrowellenleistung begrenzt ist, weshalb eine Erhöhung derselben nötig ist. Dies ist einer der Gründe dafür, dass die Grundzustandskühlung lediglich in wenigen Fällen und nicht reproduzierbar durchgeführt werden konnte. Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich aus der Tatsache, dass das in dieser Arbeit beschriebene Experiment zahlreichen Schwankungen unterworfen ist. Wie bereits erwähnt, ist die Resonanzfrequenz der Übergänge nicht stabil sondern driftet zwischen 0 und ca. 30 kHz innerhalb weniger Minuten. Die Ursache dafür sind Drifts des durch die Spulen erzeugten Magnetfeldes und Fluktuationen des elektrischen Feldes, welche den Ort und somit die Resonanzfrequenz des Ions verändern. Neueste Messungen des Magnetfeldes der Spulen nähern den Verdacht, dass dessen Fluktuationen vergleichsweise hoch sind. Des Weiteren ändert sich die Rabi-Frequenz während der Messungen, was auf Intensitätsdrifts des 369 nm Lasers zurückzuführen ist. Daraus, sowie aus Frequenzdrifts des gleichen Lasers ergeben sich weitere Probleme. Gerade bei langen Messungen fallen diese Schwankungen ins Gewicht, was die Vergleichbarkeit der Ergebnisse erheblich einschränkt. Besonders starke Drifts tauchen insbesondere dann auf, wenn der 369 nm Laser neu gelockt wurde oder gar ein neues Ion geladen werden musste. Dann ist es oftmals nötig die Laserintensität vollständig neu einzustellen. Eine Verbesserung würde sicherlich die Installation einer μ -Metallbox bringen, um das Experiment erfolgreich gegen Störungen abzuschirmen,

sowie eine weitere Stabilisierung des 369 nm Lasersystems. Eine Alternative zu einer μ -Metallbox stellt die aktive Magnetfeldstabilisierung dar. Bei dieser werden die Fluktuationen des Magnetfelds mit Hilfe von Spulen aktiv kompensiert.

5.5 Ausblick

In dieser Arbeit wurde lediglich die Seitenbandkühlung eines einzelnen ^{171}Yb -Ions betrachtet. Bei Experimenten mit mehreren Ionen ist jedoch eine erfolgreiche Seitenbandkühlung von mehr als einem Ion nötig. In Experimenten ohne Magnetfeldgradient, wo also die Resonanzen unterschiedlicher Ionen zusammenfallen, kann eine Lösung des Problems so aussehen, dass sämtliche Schwingungsmoden gleichzeitig gekühlt werden. Es müssten also bei N Ionen N unterschiedliche Frequenzen eingestrahlt werden. In der in dieser Arbeit beschriebenen Methode unter Verwendung eines Magnetfeldgradienten, werden die unterschiedlichen Ionen jedoch unterscheidbar im Frequenzraum. Es wäre also zur effektiven Seitenbandkühlung eine Vielzahl an Frequenzen nötig, im ungünstigsten Falle müssten N^2 Seitenbandübergänge getrieben werden. Eine Methode um diesem Dilemma zu entkommen ist es, nur die Seitenbänder eines einzelnen Ions anzuregen und die anderen Ionen der Kette sympathetisch zu kühlen. Dadurch sind wie im Falle von Laserübergängen nur N Frequenzen nötig, jedoch sinkt die Effektivität eines solchen Ansatzes mit der Zahl der Ionen drastisch ab. Eine weitere Möglichkeit wäre es verschiedene Schwingungsmoden an verschiedenen Ionen zu kühlen, z.B. die center of mass Mode am 1. Ion, die breathing Mode am 2. Ion, die nächste am 3. Ion und so weiter. Auch bei dieser Vorgehensweise ergäben sich lediglich N nötige Frequenzen und im Gegensatz zum ersten Fall wären alle Ionen an der Kühlung beteiligt. Allerdings bleiben weiterhin einige Moden ungekühlt bzw. werden lediglich sympathetisch mitgekühlt. Deshalb gibt es einen weiteren, wesentlich eleganteren, Ansatz, der auf den Magnetfeldgradienten zurückgreift um das Problem zu lösen [103]. Wird nun der Magnetfeldgradient derart passend gewählt, dass sich die Seitenbänder unterschiedlicher Ionen überlappen, so können viele Moden gleichzeitig gekühlt werden. Das bedeutet, dass die Frequenz der ersten Schwingungsmode von Ion 1 mit der zweiten Schwingungsmode von Ion 2, der dritten Schwingungsmode von Ion 3 usw. übereinstimmt. Dadurch lässt sich eine effiziente Kühlung bei einer vergleichsweise geringen Zahl von eingestrahelten Mikrowellenfrequenzen erreichen und die einzelnen Ionen bleiben dennoch unterscheidbar im Frequenzraum. Dieser Ansatz ist für künftige Seitenbandkühlungsexperimente mit Mikrowellen am vielversprechendsten und sollte daher verfolgt werden.

Anhang A

Lambdameter

Für die Durchführung von atomphysikalischen Experimenten ist es absolut notwendig die Laser auf eine klar definierte Wellenlänge einzustellen. Dazu ist natürlich eine extrem genaue Messung der Wellenlänge notwendig was in diesem Abschnitt beschrieben werden soll.

In Abbildung A.1 ist der Aufbau des so genannten Lambdameters zu sehen, einem Michelson-Interferometer mit variabler Armlänge, mit welchem die Wellenlänge des Laserlichts gemessen wird [96]. Als Referenzstrahl (rot) dient ein Laser, dessen Wellenlänge mit Hilfe von Sättigungsspektroskopie und einem Lock-In-Verstärker auf eine Rubidiumgas-Zelle stabilisiert wird. Der verwendete Übergang ist dabei ein Überkreuzungssignal zweier hyperfeinaufgespaltener Übergänge (D2) in ^{87}Rb mit einer Wellenlänge von etwa $\lambda_R = 780.041998 \text{ nm}$ [34]. Dieser Strahl wird zunächst an einem Strahlteilerwürfel in zwei Teilstrahlen aufgespalten, welche etwa die gleiche Intensität besitzen und durchläuft anschließend das Interferometer in angezeigter Richtung (rote Pfeile in Abbildung A.1). Der Strahl des Lasers, dessen Wellenlänge bestimmt werden soll durchläuft das Interferometer auf gleichem Wege, jedoch in entgegengesetzter Richtung. Die beiden Teilstrahlen interferieren dabei hinter dem Strahlteiler, wobei diese Interferenz von der relativen Weglänge der beiden Interferometerarme abhängig ist. Diese relative Weglänge (Δs) wird kontinuierlich variiert, da sich die Spiegel für die Rückreflexion auf einem Schlitten befindet, der sich auf einer Luftkissenbahn permanent hin- und herbewegt. Für die Phasenverschiebung gilt folgender Zusammenhang [96]:

$$\delta(t) = 2\pi \frac{\Delta s}{\lambda} = 8\pi \frac{v t}{\lambda} \quad (\text{A.1})$$

Die Phasenverschiebung des Referenzlasers wird dabei mit der Photodiode gemessen, die in der Abbildung mit 1 gekennzeichnet ist. Die anderen Photodioden dienen

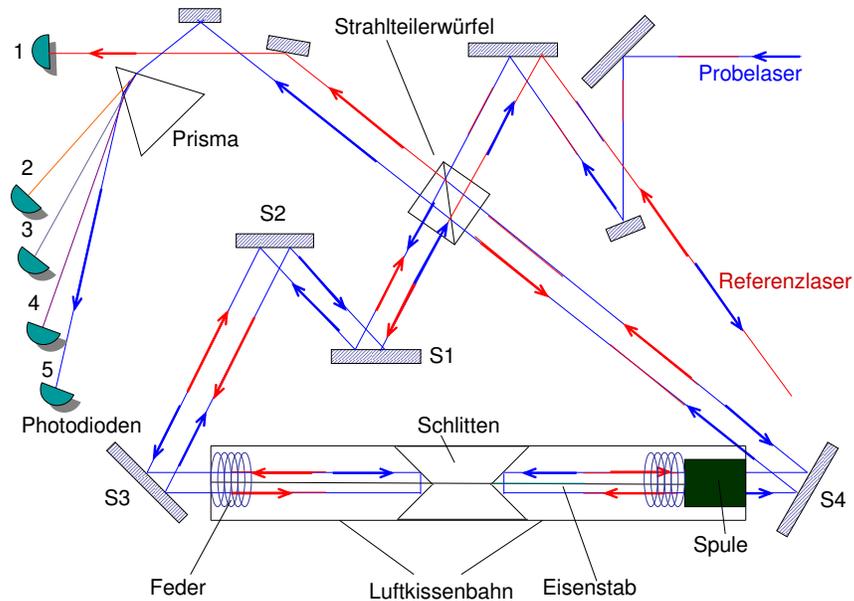


Abbildung A.1: Aufbau und Funktionsweise des Lambdameters. Weitere Erläuterungen siehe Text.

der Messung der Probeleraser. Das Prisma bricht das jeweilige Laserlicht in Abhängigkeit von der Wellenlänge und somit können die Wellenlängen aller verwendeten Laser gleichzeitig gemessen werden (Photodioden 2-5). Konstruktive Interferenz entsteht, wenn Δs mit einem Vielfachen der Wellenlänge übereinstimmt. Aus der Anzahl der Maxima von Referenz- und Probeleraser beim Weg des Schlittens von einem Ende der Luftkissenbahn zum nächsten, kann nun die unbekannte Wellenlänge des Probelerasers bestimmt werden. Unter Vernachlässigung der Brechungsindizes gilt [96]

$$\lambda_x = \frac{N_R + \epsilon}{N_x} \lambda_R. \quad (\text{A.2})$$

Dabei ist λ_x die gesuchte Wellenlänge, λ_R die Emissionswellenlänge des Referenzlasers und N_R (N_x) die Anzahl der Maxima des Referenz- (Probe-) Lasers während der Schlitten die Bahn einmal abgefahren ist. Der Parameter ϵ berücksichtigt einem Zählfehler, welcher genau dann auftritt, wenn die Zählereignisse nicht gleichzeitig anfangen und enden und daher ein Ereignis zuviel bzw. ein Ereignis zu wenig gezählt

wurde. Aus diesem Zusammenhang resultiert ein statistischer Fehler, welcher sich jedoch reduzieren lässt, indem die Frequenz der detektierten Signale mit einem PLL multipliziert wird.

Die Messgenauigkeit wird insbesondere von Zählfehlern dominiert, was bedeutet, dass die Laser allesamt lediglich mit einer Präzision von 0,00004 nm gemessen werden können, was für den 369 nm Laser etwa 88 MHz entspricht und bei 935 nm lediglich 14 MHz [82]. Systematische Fehler, welche auf mangelhafte Justage der optischen Komponenten oder Luftdruckänderungen und somit Änderungen des Brechungsindex zurückzuführen sind, spielen in der Praxis keine signifikante Rolle. Zudem ist das Lambdameter nur dazu gedacht, vergleichbare und reproduzierbare Werte für die Wellenlängen der verwendeten Laser zu erhalten, die alle mit dem gleichen Lambdameter gemessen wurden. Daher ist es auch nicht notwendig die exakte Vakuumwellenlänge zu wissen. Weitere Erläuterungen, insbesondere die Messelektronik betreffend finden sich in [82]. Eine ausführliche Beschreibung des Lambdameters kann in [34] nachgelesen werden.

Anhang B

Programmierung

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten der verwendeten LabView-Codes beschrieben. Für eine Erläuterung weiterer Programme sei auf Referenz [82] verwiesen.

Zur Messung der Rabi-Oszillationen (siehe Front-Panel in Abbildung B.1) wird das Ion zunächst dopplergekühlt. Dazu werden die Kühlzeit (einige ms), die Kühlfrequenz des π -Übergangs (standardmäßig 12642828 kHz) und die Kühlamplitude eingestellt. Die Parameter für den AOM werden so gewählt, dass der Übergang von ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1 \longrightarrow {}^2P_{\frac{1}{2}}, F = 0$ getrieben wird (Kühlübergang). Dazu wird eine Modulationsfrequenz von 70 MHz gewählt; der Laser ist demnach kühlungstypisch etwas rotverschoben. Zusätzlich ist auch die Mikrowelle eingeschaltet, um das evtl. in den Zustand ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$ zerfallene Ion wieder in den Kühlkreislauf zurückzupumpen.

Anschließend erfolgt die Seitenbandkühlsequenz. Auch hier wird eine Kühlzeit von einigen ms eingestellt. Zudem ist die axiale Fallenfrequenz von Nöten, um das rote Seitenband effektiv manipulieren zu können. Bei den erfolgreichsten Experimenten entsprach dies einer Frequenz von etwa 240 kHz. Die Mikrowellen-Amplitude (standardmäßig 1) und die optische Leistung des verschobenen 369 nm Lasers wurden ebenfalls eingestellt. Die Heizzeit wurde nur für die Messungen der Heizrate verstellt, ansonsten blieb sie bei etwa 0 ms. Während der Seitenbandkühlsequenz war der Kühlaser um etwa 2.1 GHz verschoben, wodurch der Übergang ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1 \longrightarrow {}^2P_{\frac{1}{2}}, F = 1$ bedient wurde. Von dort aus ist die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall nach ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$ sehr groß und anschließend wurde das Ion mit Hilfe der um ein Schwingungsquant rot verschobenen Mikrowelle wieder nach ${}^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1$ gepumpt, wodurch der Seitenbandkühlkreislauf geschlossen wurde.

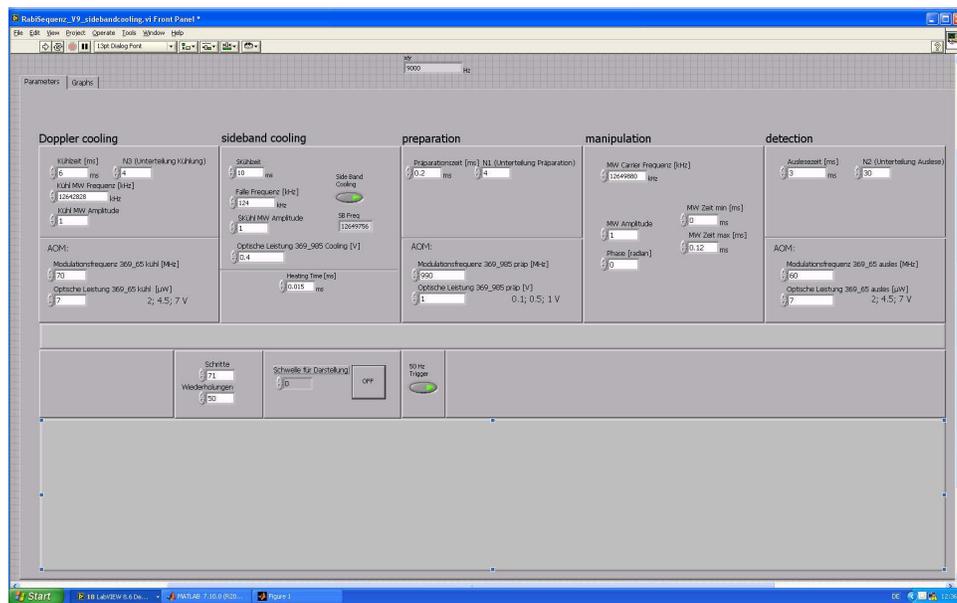


Abbildung B.1: LabView-Front Panel zur Messung der Rabi-Oszillationen. Die Funktionen sind eingeteilt in Dopplerkühlung, Seitenbandkühlung, Präparation, Manipulation und Detektion.

Der Präparationsschritt dient lediglich der Präparation des Systems im elektronischen Grundzustand $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 0$. Dazu ist nur der verschobene 369 nm Laser eingeschaltet, da die Mikrowelle zum Rückpumpen in diesem Fall kontraproduktiv wäre. Messungen der Präparationszeit (siehe Abschnitt 5.2.2) ergaben, dass eine Zeit von etwa 0.2 ms ausreichend ist.

Anschließend wird die Mikrowelle auf die Resonanzfrequenz eingestellt und die Mikrowellenzeit variiert, um die Rabi-Oszillationen auf dem Träger beispielsweise des σ^+ -Übergangs aufzuzeichnen. Bei der Detektion wird nun der aktuelle Zustand mit dem 369 nm Laser gemessen, wobei die Mikrowelle dabei ausgeschaltet ist. Dies geschieht mit einer geringeren Modulationsfrequenz als bei der Dopplerkühlung, weil man bei der Detektion möglichst nah an der Resonanzfrequenz sein möchte, während für die Dopplerkühlung eine stärkere Rotverschiebung notwendig ist.

In Abbildung B.2 ist das Front-Panel des LabView-Codes zu sehen, mit welchem die Seitenband-Spektren aufgenommen wurden. Die Schritte Dopplerkühlung, Seitenbandkühlung und Präparation sind im wesentlichen identisch mit dem Messprogramm für die Rabi-Oszillationen. Bei der Mikrowelle wird jetzt jedoch im Gegensatz zum zunächst beschriebenen Programm nicht die Zeit variiert, sondern es wird eine feste Pulszeit eingestellt (auf einem Maximum der Rabi-Oszillationen) und anschließend die Frequenz durchgescannt. Die Auslese erfolgt wieder wie oben beschrieben.

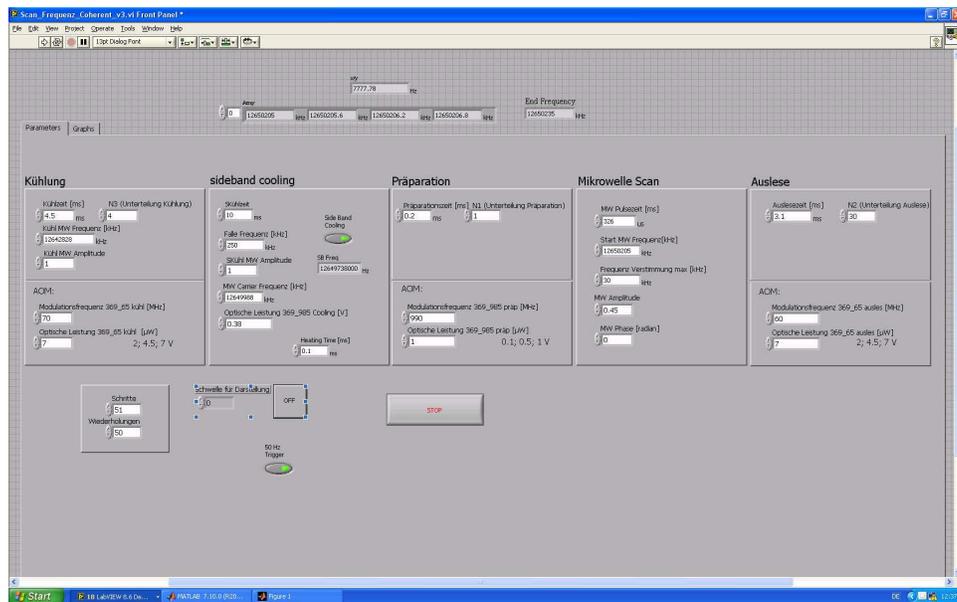


Abbildung B.2: LabView-Front Panel zur Messung der Seitenband-Frequenzspektren. Die Funktionen sind eingeteilt in Dopplerkühlung, Seitenbandkühlung, Präparation, Mikrowellenscan und Detektion.

Anhang C

Frequenzstabilisierung

Atomphysikalische Experimente beinhalten hohe Anforderungen an die Genauigkeit und Stabilität der Frequenz der verwendeten Laser. Da die Emissionswellenlängen jedoch von mehreren Faktoren abhängig sind, ist es nötig Maßnahmen zu ergreifen, um die Frequenz zu stabilisieren. Da hier auf dieses Thema jedoch nur kurz eingegangen wird, sei für eine ausführliche Beschreibung auf [82] verwiesen. Das Rekombinationsprofil von Halbleiterkristallen, wie sie in diesem Experiment verwendet werden, hat typischerweise eine Größenordnung von 10 THz [97]. Ein Diodenlaser besitzt jedoch polierte Kristallflächen als Resonator, was zu einem freien Spektralbereich von ca. 200 GHz führt. Dies ist nach wie vor eine vergleichsweise große Breite und hat zur Folge, dass die Laserdiode im Realfall typischerweise in mehreren Moden gleichzeitig emittiert, da mehrere interne Resonatormoden verstärkt werden. Diese Moden haben aufgrund der kleinen Finesse ($F \approx 3$) eine Breite von etwa 50 GHz. Berücksichtigt man nun noch das aktive Medium, so ergibt sich eine tatsächliche Breite von 10 MHz [97]. Die Frequenz des emittierten Lichts ist zudem von der Temperatur abhängig, wobei die Wellenlänge mit steigender Temperatur zunimmt. Bei typischen Laserdioden ergibt sich die Abhängigkeit zu -30 GHzK^{-1} [98] und es ist möglich die Wellenlänge mit Hilfe der eingestellten Temperatur zu beeinflussen. Eine weitere Einflussmöglichkeit ist der injizierte Strom. Bei einer langsamen Änderung des Stromes führt dies im wesentlichen zu einer Änderung der Temperatur der Diode wodurch sich das Verstärkungsprofil ebenfalls verändert. Die Abhängigkeit ist gegeben durch etwa -3 GHzmA^{-1} . Bei einer schnellen Modulation ist der Einfluss der Temperaturänderung jedoch vernachlässigbar und die Änderung beträgt ungefähr 0.1 GHzmA^{-1} . Um den Diodenlaser nun stabil auf einer gewollten Wellenlänge zu halten ist es nötig verschiedene Maßnahmen zu ergreifen. Zunächst muss die Temperatur eingestellt und stabilisiert werden. Aus diesem Grund ist die Box in welcher sich die Laserdiode

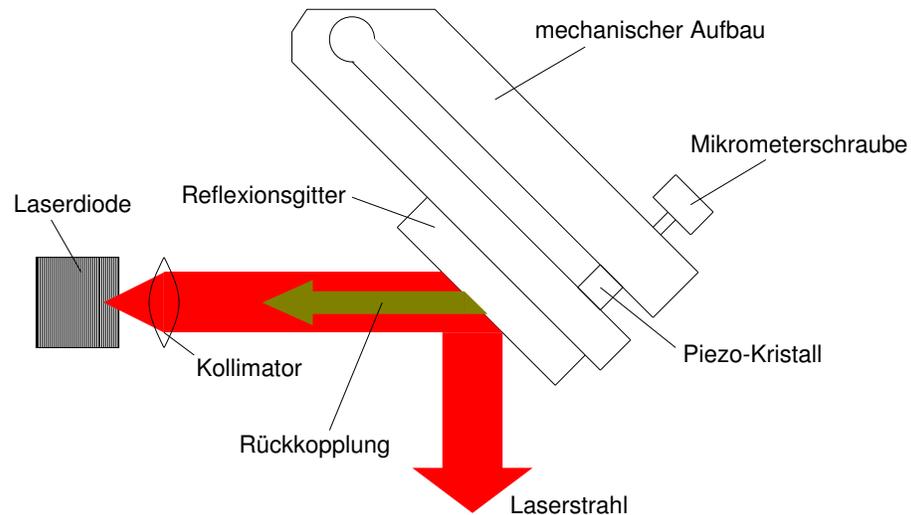


Abbildung C.2: Schematischer Aufbau des Lasersystems

Da der Beugungswinkel von der Wellenlänge abhängt, wird nur ein kleiner Frequenzbereich unter dem so genannten Littrow-Winkel in die Laserdiode zurückbeugt (Größenordnung: 100GHz [99]), wodurch eine interne Resonatormode ausgewählt wird. Zudem entsteht zwischen Gitter und der Rückseite des Halbleiterkristalls ein weiterer, externer, Resonator mit einem freien Spektralbereich in der Größenordnung von 10 GHz. Unter Berücksichtigung des aktiven Mediums (Laserdiode) ergibt sich eine tatsächlich emittierte Breite von weniger als 1 MHz [99]. Zusätzlich zur Auswahl eines kleinen Frequenzbereichs beinhaltet die Littrow-Konfiguration die Möglichkeit, den Laser mittels eines Piezos kontrolliert zu verstimmen. Durch Anlegen einer Spannung an diesen Piezo wird einerseits durch die Winkeländerung ein anderer Frequenzbereich durch das Beugungsgitter ausgewählt und andererseits ändern sich mit der Länge des externen Resonators die verstärkten Resonatormoden [96]. Allerdings ist auch diese Anordnung empfänglich für Fehler unterschiedlicher Natur. Falls sich die Raumtemperatur vergrößert, so vergrößert sich auch der Abstand

zwischen Laserdiode und Reflexionsgitter, was zu einer Änderung der verstärkten Moden führen kann. Weitere negative Einflussmöglichkeiten sind Vibrationen, sowie Luftdruckänderungen, welche eine Änderung des Brechungsindex hervorrufen. Auf der einen Seite wird versucht durch eine möglichst große Abschottung der Laserdiode vor externen Einflüssen, diesen Veränderungen Herr zu werden. Der 369 nm-Laser ist aufgrund seiner Plexiglasbox dabei besser geschützt als die anderen in diesem Experiment verwendeten Laser, welche sich lediglich in Aluminium-Boxen befinden. Diese Maßnahmen sind jedoch bei weitem nicht ausreichend und deshalb wird als aktive Stabilisierung die Flankenstabilisierung verwendet. Der Kern dieser Technik ist ein konfokales Fabry-Perot-Interferometer, dessen freier Spektralbereich etwa 925 MHz und dessen Finesse je nach Güte des Justage ca. 150 beträgt [99].

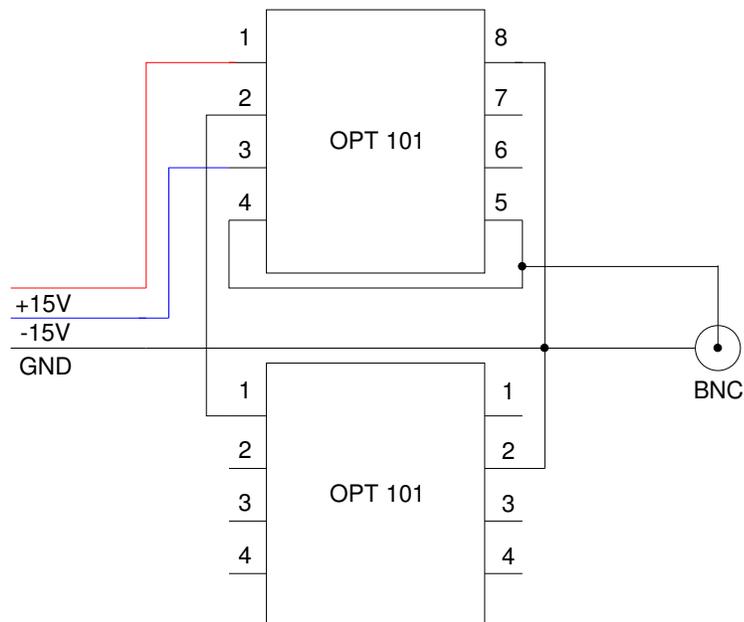


Abbildung C.3: Verschaltung der differentiellen Photodioden. Die Photodiode selbst befindet sich in dieser Anordnung auf der Unterseite der OPT101 und sind somit nicht sichtbar.

Das Fabry-Perot-Interferometer (FPI) transmittiert dabei nur bestimmte Frequenzen (siehe auch Abschnitt D). Das Ausgangssignal wird dabei mit einer differentiellen Photodiode gemessen und das Signal bei der halben Höhe einer Airy-Spitze dient als Sollwert eines elektronischen Regelkreises, welcher als Lockbox bezeichnet wird. Falls sich nun die Emissionswellenlänge des Lasers aus irgendwelchen Gründen ändern sollte, so ändert sich auch die Transmission des FPIs und der Regelkreis kompensiert das Fehlersignal, wobei die Ausgangsgröße zum Laser zurückgekoppelt wird. Am anderen Eingang der differentiellen Photodiode wird zudem das Signal eines Referenzlasers eingelesen. Beide Signale werden voneinander subtrahiert und das Differenzsignal (Istwert) bleibt auch bei Intensitätsänderungen konstant, da sich beide Signale in gleicher Weise ändern. Ein Schema kann in Abbildung C.4 betrachtet werden. Als Photodioden für die differentiellen Photodioden werden jeweils zwei OPT101 Photodioden von Hamamatsu verwendet. Die Verschaltung ist in Abbildung C.3 dargestellt. Um nun die Lage der Resonatormoden des Interferometers exakt auf den atomaren Übergang zu trimmen, gibt es einen Piezoaktor, mit welchem der Abstand der Resonatorspiegel leicht variiert werden kann. Es ist also möglich, die Moden des Referenzresonators auf einen atomaren Übergang anzupassen und somit den Laser zu stabilisieren. Damit jedoch auch der Resonator vor externen Einflüssen so gut wie möglich geschützt ist, befindet er sich in einem luftdicht verschraubten Aluminiumgehäuse, um den Brechungsindex innerhalb des Resonators konstant zu halten. Zudem ist es nötig eine gleichbleibende Temperatur zu haben, was durch Aluminiumfolie und Styropor passiv bzw. mit einer Heizmatte und einem Regelkreis (Cavity Temperature Controller) aktiv gestaltet wird.

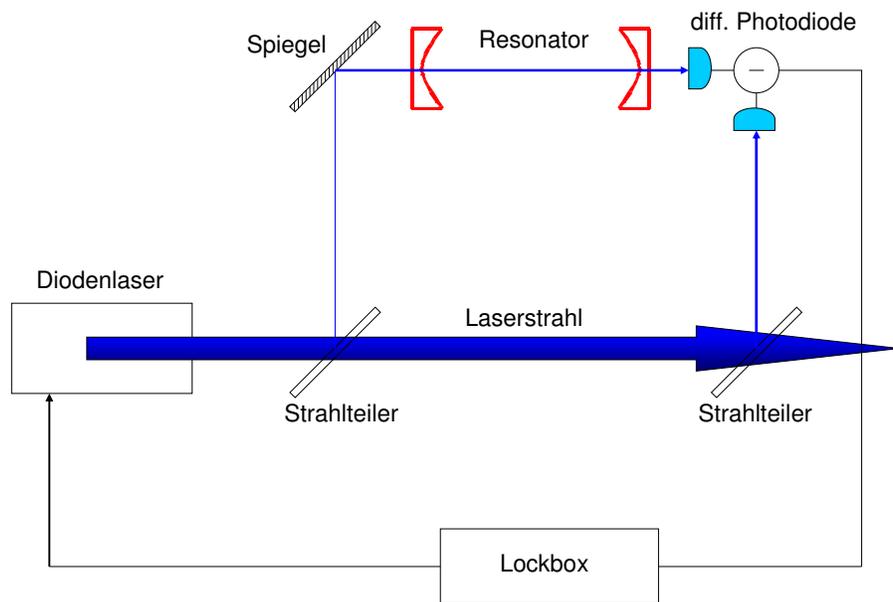


Abbildung C.4: Blockschaltbild der Flankenstabilisierung der Laserwellenlänge

Anhang D

Optische Komponenten

In diesem Abschnitt werden einige wichtige optische Komponenten, sowie deren Funktionsweise beschrieben.

Das Fabry-Pérot Interferometer Ein wichtiges Bauteil, welches in diesem Experiment der Frequenzstabilisierung dient (vgl. Anhang C) ist das so genannte Fabry-Pérot-Interferometer (FPI). Für die Funktionsweise des FPI siehe Abbildung D.1.

Beim hier verwendeten konfokalen FPI werden zwei sphärische Spiegel S_1 und S_2 mit den Krümmungsradien $r = 2f$, der Brennweite f und den Reflektivitäten R derart gegenüber gestellt, dass ihre Brennpunkte in der Mitte zusammenfallen. Fällt nun eine Lichtwelle ein, so wird ein Teil derselben am Spiegel S_1 reflektiert und ein Teil transmittiert, wobei von den transmittierten Wellen ein Teil an Spiegel S_2 reflektiert wird und ein Teil transmittiert wird und immer so weiter. Die auftretenden Absorptionen werden vernachlässigt. Trifft nun eine Lichtwelle mit einer Amplitude A_0 auf das Interferometer, so setzt sich die in Einstrahlrichtung austretende Welle aus Anteilen zusammen, die an jedem Spiegel einmal transmittiert und $2j$ mal reflektiert wurden ($j = 0, 1, 2, \dots$).

Eine Lichtwelle der Amplitude A bedeutet also eine reflektierte Welle mit der Amplitude $\sqrt{R}A$ und eine transmittierte Welle mit $\sqrt{T}A = \sqrt{(1 - R)}A$, wobei T die Transmissivität darstellt. Somit ist die Amplitude einer Teilwelle, welche das Interferometer nach j Durchläufen in Einstrahlrichtung verlässt auf

$$A_j = (1 - R)R^{2j} A_0 \quad (\text{D.1})$$

abgefallen. Die Welle legt dabei einen Weg zurück, der in erster Ordnung $s_j = 4jd$ länger ist als der Weg der Teilwelle, welche direkt transmittiert ward. Der Brechungsindex

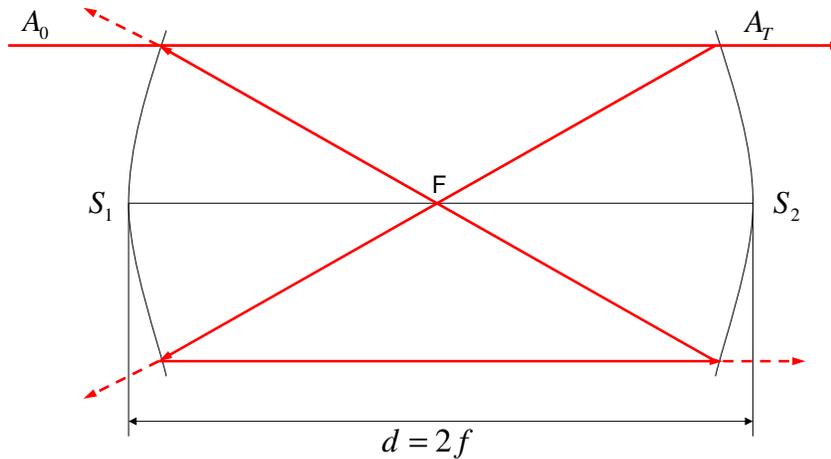


Abbildung D.1: Funktionsweise des Fabry-Pérot-Interferometers

in Luft wird dabei mit $n_L = 1$ genähert. Für die Intensität der austretenden Lichtwelle folgt dabei durch Aufsummierung der phasenverschobenen Teilwellen

$$I(\omega) = I_0 \frac{(1 - R)^2}{1 - 2R^2 \cos\left(\frac{4d\omega}{c}\right) + R^4}, \quad (\text{D.2})$$

mit der ursprünglichen Anfangsintensität I_0 , dem Spiegelabstand d und der Frequenz ω [100]. Bei genügend großer Reflektivität R bzw. großem Spiegelabstand d transmittiert das FPI also nur bestimmte Frequenzen ω_{FSR} in signifikantem Maße, was durch eine hohe Intensität bei der betreffenden Wellenlänge signalisiert wird. Die dadurch entstehenden Spitzen werden Airy-Peaks genannt. Der Abstand $\nu_{FSR} = \frac{\omega_{FSR}}{2\pi}$ zweier Transmissionsmaxima (Resonatormoden) wird freier Spektralbereich genannt. Es gilt: $\nu_{FSR} = \frac{c}{4d}$. Neben dem freien Spektralbereich ist die so genannte Finesse F des Interferometers als Maß für die Frequenzauflösung von Interesse. Sie ist gegeben durch den Quotient aus Abstand der Transmissionsmaxima ω_{FSR} und der Halbwertsbreite

ω_{FWHM} einer Spitze (vgl. Gleichung D.2). Für die Finesse gilt demnach [100]

$$F = \frac{\omega_{FSR}}{\omega_{FWHM}} = \frac{\pi R}{1 - R^2}. \quad (\text{D.3})$$

Der Faraday-Isolator In einem optischen System, wie es in diesem Experiment gebraucht wird, kommt eine Vielzahl an optischen Komponenten vor. Da aber jede Oberfläche der einzelnen Bauteile einen Bruchteil des eingestrahnten Lichts zurückreflektiert ergibt sich ein Problem, da die Laserdiode sehr sensibel auf Rückreflexe reagiert und durch diese gestört oder sogar zerstört werden kann. Es ist nun also notwendig eventuelle Rückreflexe zu unterbinden. Aus diesem Grund wird direkt hinter dem Ausgang des Diodenlasers ein Faraday-Isolator installiert, welcher Licht nur in einer Richtung durchlässt. Der Name rührt vom Faraday-Effekt her, welcher besagt, dass eine von einem homogenen Magnetfeld \vec{B} durchsetzte optisch aktive Substanz die Polarisationsrichtung von Licht mit Ausbreitungsrichtung \vec{B} drehen kann. Für den Drehwinkel α gilt:

$$\alpha = V l B,$$

mit der Magnetfeldstärke B , der Länge der optisch aktiven Substanz l und der material- und wellenlängenabhängigen Verdet'schen Konstanten V . In einem optischen Isolator sind nun zwei Polarisatoren angebracht, welche um 45° zueinander verdreht sind. Zwischen den Platten befindet sich ein Faraday-Dreher, welcher die Polarisationsrichtung um 45° dreht. Fällt nun Licht auf den Isolator, so wird es in Durchlassrichtung zunächst linear polarisiert und anschließend vom Faraday-Dreher um 45° gedreht. Daher kann das Licht den zweiten Polarisator ungehindert passieren. Wird nun ein Teil des Lichtes zurück reflektiert, so wird es ebenfalls zunächst linear polarisiert, seine Polarisationsrichtung anschließend aber in entgegengesetzter Richtung gedreht, sodass es senkrecht zur Durchlassrichtung auf den letzten Polarisator trifft und dort absorbiert wird (Abbildung D.2).

Anamorphotisches Prismenpaar Der Strahl, welcher vom Diodenlaser emittiert wird, hat zunächst ein stark elliptisches Profil und muss daher korrigiert werden. Zu diesem Zweck befindet sich unmittelbar nach dem Faraday-Isolator ein anamorphotisches Prismenpaar, welches die Strahlbreite in der einen Richtung um einen bestimmten Faktor komprimiert. In der einfachsten Anordnung trifft der Strahl jeweils senkrecht auf die Eintrittsseite der anamorphotischen Prismen. Mit dem Brechungsgesetz in Luft

$$n \sin \alpha = \sin \beta$$

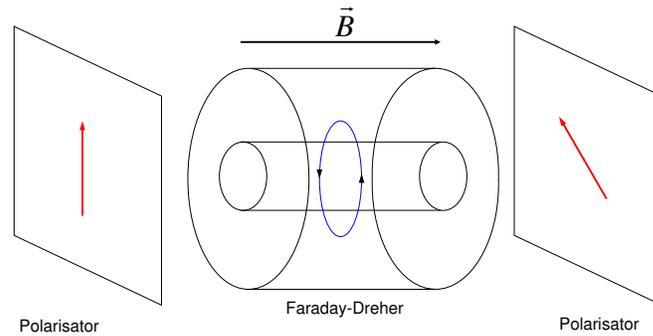


Abbildung D.2: Funktionsweise des Faraday-Isolators.

erhalten wir

$$\gamma = \beta - \alpha = \arcsin(n \sin \alpha) - \alpha$$

und somit für die Strahlbreiten

$$d' = d \cos \gamma \longrightarrow d'' = d \cos^2 \gamma,$$

mit der Strahlbreite d' nach Durchlaufen des ersten Prismas. Indem nun das Glas und somit der Brechungsindex n sowie der Winkel α geschickt gewählt werden, kann eine Kompression um einen gewünschten Faktor $\cos^2 \gamma$ erreicht werden (siehe Abbildung D.3). In der Praxis wird das jedoch so gehandhabt, dass aus einem vorhandenen Sortiment von anamorphen Prismen ein Paar gewählt wird und die Feinanpassung des Kompressionsfaktors dadurch erreicht wird, dass die einzelnen Prismen relativ zum einfallenden Strahl gedreht werden und die gewünschte Strahlform durch Probieren eingestellt wird.

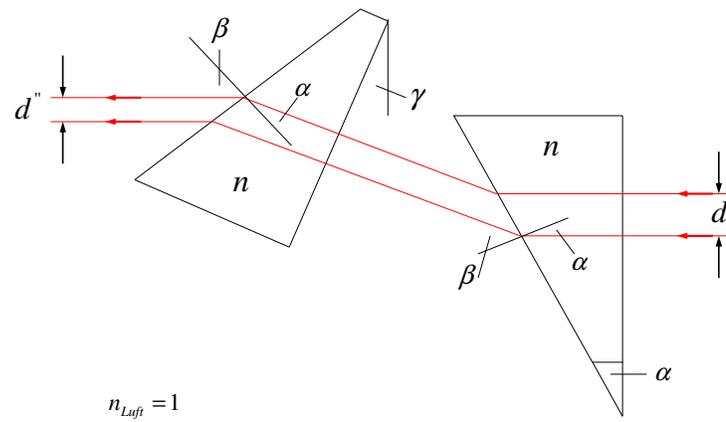


Abbildung D.3: Aufbau und Anwendung des anamorphotischen Prismenpaars.

Anhang E

Reinigungsprozedur

In diesem Abschnitt wird der Reinigungsprozess beschrieben, dem die Bauteile innerhalb der Vakuum-Kammer aber auch Flanschen, kleine Ventile o.ä. unterzogen werden (können). Dies ist eine recht detaillierte Beschreibung der Reinigung, je nach gewünschtem Enddruck können einige Schritte weggelassen werden. Jedoch gilt zu bedenken: Je besser die Reinigung, desto tiefer wird der Druck.

Der erste Schritt ist eine oberflächliche Kontrolle, ob es offensichtliche Verunreinigungen auf den Teilen gibt, z.B. metallisches Ytterbium, Staub oder Metallspäne (z.B. bei Werkstücken, die frisch aus der mechanischen Werkstatt kommen). Wenn dies der Fall ist, dann sollten diese Verunreinigungen zunächst mit Linspapier und einem Lösungsmittel entfernt werden. Befindet sich Öl oder sonstiges Schmiermittel an dem Bauteil, so ist es zunächst mit Seifenwasser (destilliertes Wasser und Tickopur®) im Ultraschallbad für etwa zehn Minuten zu waschen und anschließend, ebenfalls im Ultraschallbad mit destilliertem Wasser von Seifenresten zu befreien. Dabei ist es vorteilhaft das Bad, wenn möglich, nur mit Leitungswasser zu befüllen und ein Becherglas mit dem speziell angerührten Seifenwasser (bzw. mit destilliertem Wasser) in die Mitte zu stellen. Ansonsten werden Unmengen an destilliertem Wasser verschwendet, was aber nicht nötig ist, da das Wasser im Ultraschallbad lediglich zum Erwärmen bzw. für einen guten akustischen Kontakt dienlich ist. Das gilt natürlich nicht, wenn Komponenten gereinigt werden sollen, die so groß sind, dass sie das ganze Ultraschallbad benötigen. Befinden sich nun keine offensichtlichen Verunreinigungen mehr auf dem Teil (Linspapier mit Lösungsmittel bleibt rein, wenn man darüber reibt), dann kann die eigentliche Vakuum-Reinigungsprozedur beginnen.

1. Reinigung im Acetonbad. Das Ultraschallbad wird mit Leitungswasser (kein

destilliertes Wasser) gefüllt und in der Mitte wird ein Becherglas mit Aceton platziert. Dabei ist darauf zu achten, dass alle Teile komplett mit Aceton bedeckt sind. Nun wird das Ultraschallbad auf etwa 50°C geheizt und alles für etwa 15 Minuten gereinigt. Anschließend wird das gebrauchte (dreckige) Aceton in eine Flasche gefüllt, die speziell dafür vorgesehen ist. Ab jetzt gelten die Komponenten als rein und dürfen nicht mehr ungeschützt angefasst, oder mit verunreinigten Gegenständen in Berührung gebracht werden. Daher diese am besten nur noch mit pulverfreien Einmalhandschuhen anfassen und auf Alufolie legen. Falls die Teile noch mechanisch bearbeitet werden müssen (z.B. Verschraubungen) ist zu berücksichtigen, dass sämtliche Werkzeuge ebenfalls gereinigt werden müssen. Hier ist es jedoch ausreichend, wenn sie mit Aceton und Linsenpapier behandelt worden sind (außer bei groben Verunreinigungen).

2. Nun werden die Bauteile mit Isopropanol oder hochreinem Ethanol gespült. Dazu ist es genügend, die Teile kurz in Isopropanol zu legen oder mit einer Spritzflasche abzusprühen. Dieser Schritt dient dazu, eventuelle Acetonreste zu entfernen. Anschließend können die Komponenten an der Luft trocknen oder, wenn Zeit knapp ist, mit Stickstoff abgeblasen werden.

3. Nun werden alle Teile in eine kleine Vakuum-Kammer getan und im Ofen ausgeheizt. Anschließend werden die Teile in Alufolie eingepackt und können gelagert werden. Dieser Schritt ist insbesondere dann nötig, wenn das zusammengesetzte System nicht weiter ausgeheizt werden soll. Wird die Vakuumkammer aber ohnehin ausgeheizt, so kann Schritt 3 entfallen.

Für Lösungen gelten folgende Faustregeln, die es zu berücksichtigen gilt: Aceton ist das aggressivste der verwendeten Lösungsmittel. Es bekämpft erfolgreich eine Vielzahl von Verunreinigungen, lässt aber auch Rückstände zurück. Die Alkohole (Isopropanol, Ethanol) lösen nicht so viele Substanzen, verflüchtigen aber rückstandsfrei. Daher wird der Reinigungsschritt mit Alkohol meistens nach der Reinigung mit Aceton durchgeführt. Wird das Ultraschallbad mit einem Mittel verwendet, welches sich schnell verflüchtigt oder wird über einen langen Zeitraum gereinigt, dann kann das Becherglas mit einem Stück Alufolie abgedeckt werden, auf dass das entweichende Gas im Raum reduziert wird.

Die eben beschriebene Möglichkeit betrifft die Mehrheit der einfachen Bauteile. Jedoch gibt es auch Teile, welche einer speziellen Behandlung bedürfen und dabei empfiehlt es sich diese separat zu reinigen. Im Zweifel kann man auch den Hersteller für Hinweise oder Ratschläge kontaktieren.

1. Fenster werden von Hand mit Linsenpapier und ultrahochreinem Ethanol (nicht vergällt) gereinigt. Dabei ist das Glas zu reinigen, die Verbindung zwischen Glas und Metall (häufig stark verschmutzt) sowie alle Metallteile, die sich im Vakuum befinden werden. Anschließend wird das Fenster im Ultraschallbad mit Ethanol behandelt. Dabei zeigt die Innenseite des Fensters nach unten, wobei darauf Rücksicht genommen werden sollte, dass sich keine Luftblasen unterhalb des Glases befinden. Anschließend wird das Fenster mit Isopropanol gespült und an Luft getrocknet. Soll es anschließend noch ausgeheizt werden, so darf der Temperaturgradient nicht zu steil sein, maximal $20^{\circ}\text{C}/\text{Stunde}$. Außerdem darf die Temperatur 250°C nicht überschreiten. Um eine gleichmäßige Verteilung der Wärme an den Fenstern zu gewährleisten, werden diese während des Ausheizens mit Alufolie umhüllt (am Flansch), jedoch ohne das Glas an sich zu berühren. Durch diese Maßnahme werden Temperaturgradienten im Glas vermieden, da diese zu Rissen führen können. Nach etwa 48 Stunden wird das System wieder abgekühlt, das Fenster in Linsenpapier gehüllt (um Kratzer zu vermeiden) und mit Alufolie zur Lagerung eingepackt.

2. Bei Ionen-Getter-Pumpen ist es ausreichend, wenn der Stahl-Flansch von Hand (mit Handschuh) mit Linsenpapier und Ethanol gereinigt wird. Die funktionellen Teile sollten dabei aber unangetastet bleiben. Falls eine Getter-Pumpe extrem verschmutzt sein sollte, kann man sie entweder z.B. an ein Vakuumkreuz oder T-Stück anschließen und alleine ausheizen, oder man entfernt die Pumpenhülle von der Pumpe und reinigt es mit Acetondampf, während man sie von Zeit zu Zeit gegen den Tisch schlägt um eventuelle Verunreinigungen freizuklopfen [101]. Es sei jedoch angemerkt, dass dieser Weg in dieser Gruppe noch nicht durchgeführt wurde und daher kein Erfahrungsbericht unsererseits diesbezüglich gegeben werden kann.

3. Die Reinigung mit Acetondampf verläuft so, dass das zu reinigende Teil an einem Kupferdraht über einem Bad einer kochenden Lösung (Aceton) aufgehängt wird. Der Acetondampf kondensiert nun an dem Vakuumbauteil und fällt zurück in das Bad, wobei es dabei Verunreinigungen mitnimmt (siehe Abbildung E.1). Auf diese Weise ist das Aceton, welches am Bauteil kondensiert, immer rein. Zudem ist es nützlich das Gefäß beispielsweise mit Alufolie abzudecken um einen unnötigen Verlust von Aceton zu vermeiden [101].

4. Elektrische Durchführungen werden vorzugsweise von Hand gereinigt und anschließend ausgebacken. Dabei ist die maximal zulässige Temperatur zu beachten und notfalls bei der Hersteller-Firma zu erfragen.

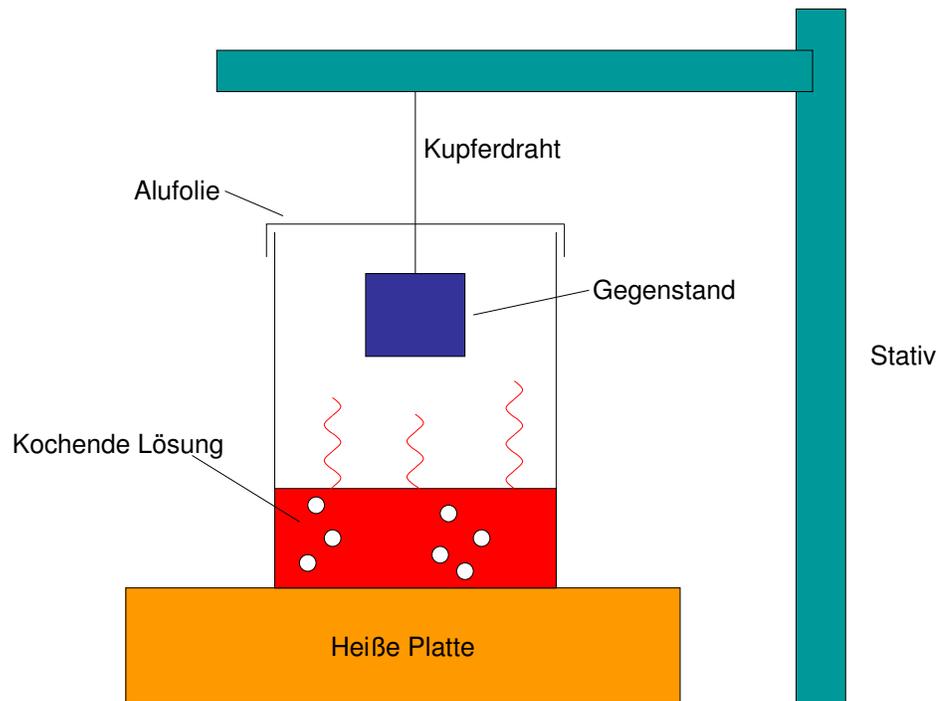


Abbildung E.1: Reinigung eines Gegenstandes in Acetondampf.

5. Für die Reinigung von Kupferkomponenten, siehe [101]¹.

¹In Referenz [101] wird häufig auf Methanol zur Reinigung von Vakuumkomponenten zurückgegriffen. Dies ist in US-Laboren durchaus üblich, jedoch aufgrund der Giftigkeit von Methanol in deutschen Laboratorien untersagt. Man nehme stattdessen Ethanol.

Anhang F

Zusammensetzen der Kammer

Bevor die Vakuumkammer letzten Endes zusammengebaut wird, ist es ratsam sich alles was benötigt wird zurechtzulegen. Denn wenn die Kammer offen ist und man erst noch Teile suchen muss, kann das ein langer Arbeitstag werden, insbesondere wenn eine bereits geschlossene und ausgebackene Kammer unter Stickstoffzufuhr geöffnet wurde. Denn dann ist die Arbeit erst beendet, wenn die Kammer wieder verschlossen ist und abgepumpt wird. Bei der Überprüfung der Vollständigkeit helfen folgende Punkte:

- Sind alle Bauteile gereinigt und vorgebacken (falls notwendig)?
- Sind ausreichend Kupfer-Dichtungsringe, Schrauben, Muttern und ggf. Unterlegscheiben vorhanden?
- Gibt es genügend Handschuhe, Alufolie, Linsenpapier und Lösungsmittel (Acteon, Ethanol)?
- Sind die mechanischen Aufbauten, um die Kammer zu halten, alle in greifbarer Nähe?

Sind diese Voraussetzungen alle erfüllt, so kann es daran gehen die Kammer zu einem Gesamtkonstrukt zu verbinden. Für jede CF-Verbindung sollten daher folgende Schritte eingehalten werden:

1. Schrauben und Muttern vorbereiten. Es ist unerfreulich, wenn man mit Handschuhen, fertig präparierten Anschlüssen und dem Kupferring dasteht und feststellt, dass keine/zu wenige Schrauben in Reichweite sind. Deshalb unbedingt vorher ausreichend Material bereitstellen. Eine Faustregel besagt, dass man 1.5 mal so viele Teile zurechtlegen soll, wie man voraussichtlich braucht, falls die ein oder andere Schraube bzw. Mutter defekt sein sollte, was nicht selten vorkommt. Es hat sich auch als vorteilhaft herausgestellt, dass die Schrauben einzeln auf den Kopf gestellt werden, so dass sie im Bedarfsfall schnell und einfach gegriffen werden können. Von der Verwendung von Schmiermittel für die Schrauben sehen wir in unserem Experiment ab, weil die Gefahr der Verunreinigung anderer Bauteile einfach zu groß ist. Außerdem hat es sich nicht als notwendig erwiesen Schmiermittel zu benutzen. Bei der Auswahl der Schrauben sind M6-Schrauben A4 80 (Aufschrift auf dem Kopf) für die CF40-Flansche zu empfehlen. Für die CF100 Flansche nehme man M8-Schrauben ebenfalls A4 80. Dabei bedeutet 'A', dass es sich um austenitischen Stahl handelt. Die Ziffer '4' zeigt an, dass das Material nicht magnetisierbar ist, was in unserem System einen großen Vorteil bedeutet (weniger Hysterese bei Verstellen des Magnetfeldes mit den Spulen). Die 80 zeigt die Zugfestigkeit in kp/mm^2 . Es ist vorteilhaft, wenn alle Schrauben von derselben Sorte sind, da es Probleme geben kann, wenn dies nicht der Fall ist. Bestehen die Komponenten aus unterschiedlichen Materialien mit unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten, so kann es passieren, dass sich einige Schrauben nach dem Abkühlen der Kammer lockern und das System somit nicht mehr zu 100% dicht ist.

2. Die Schneidkanten der Flansche sind zu kontrollieren. Falls sie beschädigt sein sollten ist unbedingt ein neuer Flansch einzubauen und der beschädigte mit einem Defekt-Schild zu versehen. Ist die Schneidkante in Ordnung, so kann sie mit Linsenpapier und Ethanol/Aceton gereinigt werden. Manchmal reißen dabei kleine Papierstücke ab (gerade an der Schneide), daher ist es günstig anschließend noch einmal zu kontrollieren, ob Papierteile zurückgeblieben sind und diese ggf. zu entfernen. Es ist zu beachten, dass Linsenpapier lediglich für die delikatesten Stellen (z.B. Schneidkanten, Fenster) verwendet wird, das es vergleichsweise teuer ist. Für andere Teile genügen fusselfreie Labortücher. Bei Fenstern ist die Innenseite (die dem Vakuum ausgesetzt ist) genauestens zu untersuchen. Das ist z.B. gut möglich, wenn das Fenster gegen das Licht gehalten wird. Außerdem sollte man die Innenseite nicht zu lange nach oben zeigen lassen, da sich ansonsten sehr schnell Staub darauf ansammeln kann. Die Innenseite des Fensters ist ebenfalls akribisch mit Ethanol zu reinigen, falls nicht vorher bereits geschehen.

3. Nun kann der Kupfer-Dichtungsring zwischen den Schneidkanten angebracht werden. Dabei ist mit äußerster Vorsicht vorzugehen. Der Dichtungsring darf nur mit sauberen Handschuhen und möglichst nur an der Außenseite, welche sich nicht im Vakuum befindet, angefasst werden. Dabei kann es vorkommen, dass der Ring, trotz großer Aufmerksamkeit eine schmutzige Oberfläche berührt oder herunterfällt, besonders weil diese Aktionen unter teilweise akrobatischen Bedingungen durchgeführt werden müssen. Wenn dies der Fall ist, dann kann man den Ring für UHV nicht mehr verwenden und muss umgehend einen neuen Ring besorgen. Daher ist es ratsam, auch genügend Kupfer-Dichtungsringe auf Vorrat bereitzustellen. Wenn möglich, kann die Kammer leicht geneigt werden, so dass der Ring nicht vertikal gehalten werden muss, sondern ohne herunterzufallen in Position bleibt. Auch hat es sich als vorteilhaft erwiesen, den Ring zunächst in den nicht rotierbaren Flansch zu legen bevor der rotierbare darauf gesetzt wird. Nun werden die Flanschen vorsichtig zusammengebracht wobei darauf zu achten ist, dass der Ring ordnungsgemäß sitzt. Das kann beispielsweise dadurch geschehen, dass man versucht den einen Flansch gegen den anderen zu verschieben. Ist dies nicht mehr möglich (wenn sie aneinander gedrückt sind), so ist der Ring in Position. Gerade bei delikaten Kupplungen ist es empfehlenswert zwei Personen abzustellen um die Verbindung herzustellen. Einer hält den Ring während der andere die Flansche zusammenführt und danach presst die zweite Person die Flansche aufeinander während der erste die Schrauben und Muttern befestigt.

4. Jetzt können die Schrauben befestigt werden. Zunächst werden alle Schrauben handfest gedreht bevor sie mit einem Schlüssel festgezogen werden. Befinden sich die Flansche in einer ungünstigen Position, muss also die eine Person eine große Kraft ausüben, so hat es sich als hilfreich erwiesen zunächst zwei gegenüberliegende Schrauben handfest zu befestigen, so dass der haltende Experimentator entlastet wird. Beim Festschrauben ist es wichtig sicherzustellen, dass die Dichtung überall gleichmäßig befestigt wird. Deshalb werden die Schrauben nicht sofort mit voller Kraft angezogen, sondern immer nur ein wenig. Es wird empfohlen die Schrauben sternförmig zu befestigen, vergleichbar der Verschraubung von Autoreifen. Die Durchführung erfolgt am besten mit Hilfe eines Drehmomentschlüssels, wobei als letztendliches Drehmoment bei CF40 Flanschen 10 bis maximal 12 Nm und bei Flanschen größer als CF63 (in unserem Fall: CF100) zwischen 21 und 22 Nm eingestellt werden sollten. Insgesamt ist beim Verschrauben des Systems darauf zu achten, dass auf die Verbindungen und Rohre keine Drehmomente oder Kräfte wirken, welche von der Rohrrichtung abweichen. Jedwede Kraft, die von dieser Richtung abweicht kann das Vakuum verschlechtern. Deshalb ist es manchmal notwendig schwere Bauteile (z.B. Pumpen) zusätzlich zu

unterstützen.

Zusatz: Falls es beim Anbringen der Getter-Pumpe notwendig werden sollte, die Magnete, welche um die Pumpe angebracht sind, zu entfernen ist höchste Vorsicht geboten, da diese Magnete äußerst stark sind. Es hat sich als hilfreich erwiesen einen Holzblock zwischen den Magneten zu platzieren, damit diese nicht aufeinanderfallen und sich oder andere Gegenstände beschädigen oder gar zerstören.

Anhang G

Pumpen und Ausheizen

Wenn nun das System vollständig zusammengesetzt ist, kann es abgepumpt werden. Dies geschieht in drei Schritten. Zunächst wird eine Membranpumpe verwendet, um einen Druck von wenigen mbar zu erzeugen. Dies ist notwendig, weil die danach eingesetzte Turbomolekularpumpe oder Turbopumpe erst ab einem bestimmten Druck arbeiten kann. Bei Atmosphärendruck oder durch größere Partikel (Staub) könnte sie beschädigt werden. Eine Turbopumpe besteht aus einem Magazin von schnell rotierenden Propellern. Auf diese Weise wird ein Impuls auf die Gasteilchen ausgeübt und diese zum Ausgang transportiert. In dem hier beschriebenen System wird eine Turbopumpe verwendet, welche mit Hilfe einer Membranpumpe abgesichert ist. Dennoch sollte man Vorsicht walten lassen, wenn die Turbopumpe angeschaltet wird. Zunächst wird nur der Bereich innerhalb der Pumpe selbst gepumpt, dazu dient ein eingebautes Ventil. Öffnet man dieses Ventil nun langsam, so wird auch der Wellschlauch gepumpt, welcher das Pumpensystem (Turbo und Membran) mit dem Vakuumsystem verbindet. Letztlich befindet sich zwischen diesem Wellschlauch und der eigentlichen Vakuumkammer ein weiteres Ventil, welches vorsichtig geöffnet wird. Danach wird das komplette System mit der Turbomolekularpumpe gepumpt. Auf diese Weise erhalten wir einen Druck von ca. $4 \cdot 10^{-8}$ mbar. Ab etwa $\sim 10^{-7}$ mbar kann zusätzlich die Getter-Pumpe eingeschaltet werden, welche bei höheren Drücken zerstört werden würde. Es ist vorteilhaft diese Pumpe bei so tiefen Drücken wie möglich anzustellen, da ansonsten ihre Lebensdauer unnötig herabgesetzt wird. Denn für gewöhnlich sind es die Ionen-Getter-Pumpen, welche jahrelang ununterbrochen das Vakuum gewährleisten müssen.

Besteht der Verdacht eines Lecks, so kann man dies herausfinden indem Aceton auf die Verbindungen zwischen den Flanschen und sonstige verdächtige Teile gespritzt wird. Ist ein Leck vorhanden, so steigt der Druck an der Anzeige an (bzw. der Strom der

Pumpe). Das ist darauf zurückzuführen, dass kleine Mengen Aceton in das System eindringen, dort alsbald verdampfen und somit ein Ansteigen des Druckes bewirken. Diese Methode ist jedoch nur bei größeren Lecks erfolgreich. Bei kleinen Lecks empfiehlt es sich ein Massenspektrometer anzuschließen und Helium an verschiedenen Stellen um die Kammer verteilen. Das Massenspektrometer misst die Massenanteile unterschiedlicher Verbindungen anhand derer man sich vergewissern kann ob Lecks vorhanden sind. Typische Vertreter im Vakuum sind Wasser ($A = 18$), Stickstoff ($A = 14$ bzw. als Molekül $A = 28$), Sauerstoff ($A = 16$, $A(\text{Molekül}) = 32$) und weitere. Steigt nun der Anteil von Helium ($A = 4$) an, so befindet sich ein Leck in der Kammer. Da sich an unserem Massenspektrometer eine Turbopumpe befindet macht es Sinn, diese von vorne herein an das System anzuschließen, da man dann im Fall der Fälle einfach und schnell nach Lecks suchen kann.

Die Druckmessung geschieht im allgemeinen mit der Druckanzeige an der Turbopumpe. Diese misst den Druck jedoch nahe an der Pumpe selbst und diese Anzeige lässt sich nicht 1:1 auf das Innere des Systems übertragen. Daher kann die Spannungsanzeige der Getterpumpen als Referenz genutzt werden. Die $8\frac{l}{s}$ Pumpe besitzt beispielsweise einen BNC-Anschluss über welchen eine Spannung abgegriffen werden kann, welche zum Druck in folgender Beziehung steht:

$$p(\text{mbar}) = 75 \cdot 10^{\frac{U(V)}{2} - 12}.$$

Dadurch lässt sich der Druck im Vakuum-Rezipient vergleichsweise gut abschätzen. Wird ein genauerer Wert benötigt, so empfiehlt sich die Verwendung einer SenTorr-Messröhre. Diese muss jedoch vor Schließen des Vakuumsystems an einem Flanschanschluss angeschlossen werden und verbleibt dann im System.

Beim Ausheizen von Vakuum-Kammern gibt es zwei Methoden. Entweder man bedeckt die Kammer mit Heizelementen oder man platziert die gesamte Kammer in einem Ausheizofen. Letzter Variante ist wesentlich einfacher zu handhaben und birgt weniger Gefahren für die Kammer und die Fenster, so dass diese Variante hier erklärt werden soll. In unserem Fall wurde die Kammer in einem Töpferofen ausgeheizt.

Ausheizen an sich bewirkt einen Anstieg der Ausgasungsrate, so dass Gasteilchen, welche noch in den Wänden der Kammer bzw. in Bauteilen gebunden sind, ausdampfen, und von der Vakuumpumpe entfernt werden können. Dabei gilt, dass je heißer man die Kammer heizt, desto schneller wird sie sauber und desto besser wird das Vakuum (siehe dazu auch Abbildung G.1). Allerdings ist zu berücksichtigen, wie stark die einzelnen Komponenten geheizt werden können. Eine Kammer, die ausschließlich aus Stahl besteht kann bis zu 400°C (Maximum bei dem hier verwendeten Ofen ist 300°C) geheizt werden, während sie mit Fenstern nur bis maximal 250°C erhitzt werden kann.

Mit allen Bauteilen (Kabeln, Lötverbindungen etc.) in unserem System ergibt sich eine maximale Heiztemperatur von 150°C . Aus diesem Grund ist es manchmal vorteilhaft die Kammer Stück für Stück zusammzusetzen und immer wieder erneut auszuheizen mit den jeweils angemessenen Temperaturen. Zu berücksichtigen ist zusätzlich der Temperaturgradient, also dass dieser z.B. bei Fenstern $20^{\circ}\text{C}/\text{h}$ nicht übersteigt. Bei voll besetzter Kammer verwenden wir einen letztendlichen Gradienten von ca. $10^{\circ}\text{C}/\text{h}$ um sicherzustellen, dass keine Schäden entstehen. Im Zweifel ist es immer empfehlenswert sich bei der Herstellerfirma nach eventuell maximalen Ausheiztemperaturen zu erkundigen. Um effektiv auszuheizen empfiehlt es sich die Vakuumkammer zunächst an die Turbopumpe anzuschließen und ein paar Tage (z.B. übers Wochenende) mit dieser auszuheizen. Dadurch verschwinden die größten Verunreinigungen (insbesondere Wasser) und die Getterpumpen werden nicht unnötig belastet. Dabei hat es sich als vorteilhaft erwiesen das Stück des Wellenschlauchs der Turbopumpe, welches sich außerhalb des Ofens befindet, mit Heizdraht einzuwickeln und ebenfalls zu heizen. Ansonsten bestünde die Gefahr, dass nach dem Abkühlen evtl. im Wellenschlauch kondensiertes Wasser wieder zurück in die Kammer diffundiert. Ist dieser erste Schritt erfolgreich abgeschlossen wird das System zunächst wieder abgekühlt, die Getterpumpen angeschaltet und das Ventil zur Turbopumpe geschlossen. Anschließend kann erneut hochgeheizt werden, diesmal mit den Getterpumpen in Betrieb. Günstiger ist jedoch ein Ventil außerhalb des Ofens, so wie es die Turbopumpe an unserem Massenspektrometer besitzt. Dies erlaubt es nämlich die Pumpe und das System von außen zu trennen und ein zweifaches Abkühlen/Aufheizen ist nicht notwendig, was bei vollbesetzter Kammer immerhin zwei Tage spart. Beim Ausheizen steigt der Druck zunächst an, was völlig normal ist, da ja eine Menge Gasteilchen ausgasen und zunächst für einen Anstieg des Drucks sorgen. Um eventuelle Beschädigungen zu verhindern ist es daher ratsam den Druck zu kontrollieren. Steigt dieser (bzw. der Pumpenstrom) zu stark an, so ist es empfehlenswert mit dem weiteren Hochheizen zu warten, bis der Druck wieder abgesunken ist. Um erfolgreich auszuheizen muss das System mehrere Wochen im Ofen bleiben, vorzugsweise so lange bis der Druck bei der zulässigen Maximaltemperatur nicht mehr sinkt. Danach kann der ganze Aufbau abgekühlt werden, wieder unter Berücksichtigung des zulässigen Temperaturgradienten.

Ist das System nun zufriedenstellend ausgeheizt und besitzt es einen vertretbaren Druck kann es im Laufe des Experiments immer wieder vorkommen, dass Änderungen innerhalb des Systems vorgenommen werden müssen, sei es planmäßig (in unserem Fall z.B. Hinzufügen von Magneten) oder ungeplant (Korrektur von elektrischen Verbindungen o.ä.). Würde man die Kammer nun einfach öffnen, so wäre es nach dem Schließen notwendig erneut eine mehrwöchige Ausheizkur durchzuführen. Da dies jedoch sehr aufwendig und zeitraubend ist, bietet es sich an, das System beim Öff-

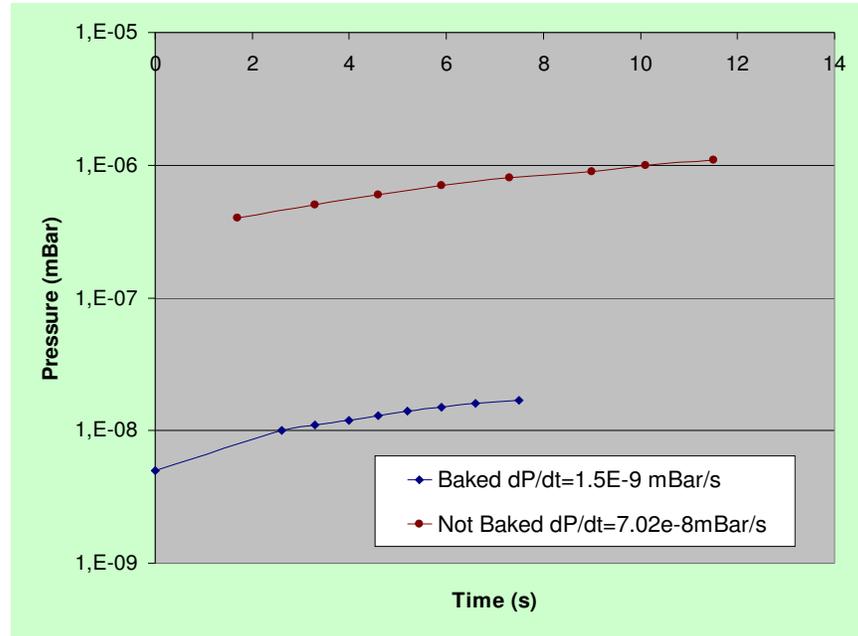


Abbildung G.1: Veränderung des Verhaltens der Vakuumkammer beim Ausschalten der Pumpe im ausgeheizten bzw. nicht ausgeheizten Zustand [102]. Es ist deutlich zu erkennen, dass eine etwas dreiwöchige Ausheizzeit ein etwa zwei Größenordnungen tieferes Vakuum erlaubt. Die Leckrate sinkt dabei ebenfalls.

nen mit Stickstoff zu fluten und während der Umbaumaßnahmen ständig einen kleinen Stickstofffluss durch das System zu erhalten. Dadurch wird das Eindringen von Fremdpartikeln, insbesondere des Vakuumgiftes Wasser, unterbunden. Wird das System anschließend geschlossen ist häufig kein Ausheizen mehr nötig und wenn, dann reichen bereits wenige Tage aus. In Abbildung G.2 ist der Aufbau zu sehen, welcher beim Fluten der Kammer mit Stickstoff verwendet wird. Ein Vakuumkreuz (oder ein T-Stück) bildet den Kern. An den einen Eingang (hier rechts) wird die Stickstoffzufuhr gelegt. Dieser stammt von einer Gasflasche, welche durch einen Schlauch mit dem Flanschanschluss am Vakuumkreuz verbunden ist. Der Schlauch ist unterteilt in zwei Teile, welche durch einen aufgeschnittenen und mit den Schlauchteilen verbundenen Gummihandschuh verbunden sind (hier nicht im Bild). Dieser dient als einfaches „Druckmessgerät“ (entfaltet: ~ Atmosphärendruck, entleert: Unterdruck). Der Eingang der Stickstoffzufuhr zum Vakuumkreuz ist günstigerweise mit einem Ventil versehen, um

den Stickstofffluss zu regeln. An der Oberseite des Kreuzes ist hier der Eingang für die Turbopumpe zu sehen. Auch diese ist durch ein oder mehrere Ventil(e) von der Kammer getrennt, welche hier links angeschlossen ist.



Abbildung G.2: Anschluss für das Fluten der Vakuumkammer mit Stickstoff.

Anhang H

Der Elektro-Optische Modulator (EOM)

Während der ersten Messungen zur Seitenbandkühlung kristallisierte sich ein weitere Problem heraus: Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, kann das Ion in den Zustand ${}^2D_{\frac{3}{2}}$, $F = 1$ zerfallen von wo es ohne Probleme mittels des 935 Lasers über den Zwischenzustand $[3/2]_{\frac{1}{2}}$, $F = 0$ in den Kühlkreislauf zurückgepumpt werden kann. Nun ist es aber auch möglich, dass das Ion zufällig in den Zustand ${}^2D_{\frac{3}{2}}$, $F = 2$ zerfällt. Von dort ist ein Rückpumpen mit dem unverstimmten 935 Laser wesentlich schwerer möglich und es verharrt zu lange in diesem Zustand, so dass der Versuch der Seitenbandkühlung hinfällig wird. Zudem ist es nicht nur für die Seitenbandkühlung problematisch, sondern auch für die Detektion. Jedoch kann das Ion über den Zustand $[3/2]_{\frac{1}{2}}$, $F = 1$ in den Grundzustand der Dopplerkühlung gepumpt werden. Dazu ist ein rotverstimmter 935-Laser notwendig. Die Verstimmung beträgt 3.07 GHz, was sich aus zahlreichen Messungen an unserem Experiment ergeben hat. Die beteiligten atomaren Übergänge sind in Abbildung H.1 gezeigt.

Nun ist es vorteilhaft, beide Übergänge gleichzeitig zu bedienen, da sonst der jeweils andere Übergang benachteiligt ist und eine erfolgreiche Seitenbandkühlung bzw. Detektion erschwert wird. Dazu hat sich die Anschaffung eines EOMs (Electro-Optic Modulator) als wegweisend erwiesen. Dieser spaltet den ursprünglich monochromatischen 935-Strahl in zwei Teilstrahlen auf, wobei einer davon um die geforderten 3.07 GHz verschoben ist. Die relative Intensität der Strahlen wird durch den Input am EOM gesteuert. In unserem Experiment wird der EOM (Photline NIR-MPX800) mit Hilfe eines Wiltron Swept Frequency Synthesizers (Model 6747A-20) gesteuert. Die Resultate sind in Abbildung H.2 ersichtlich.

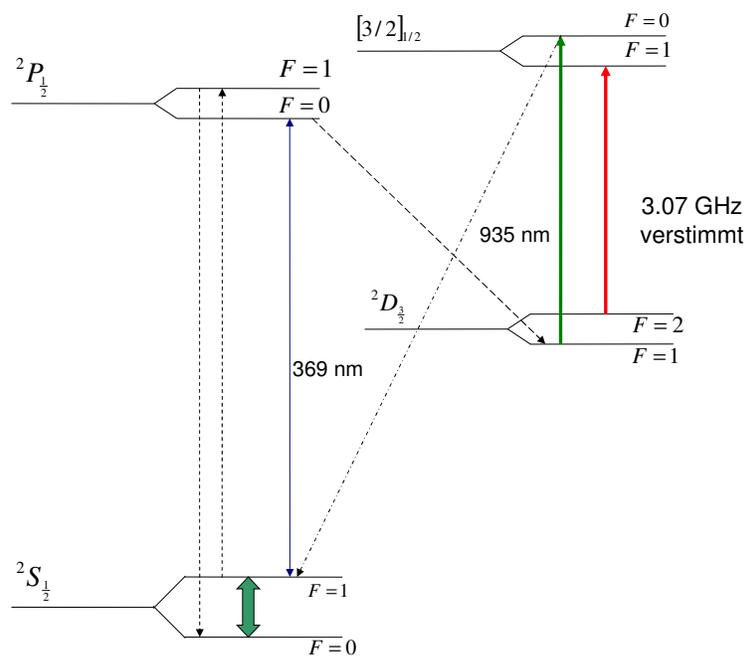
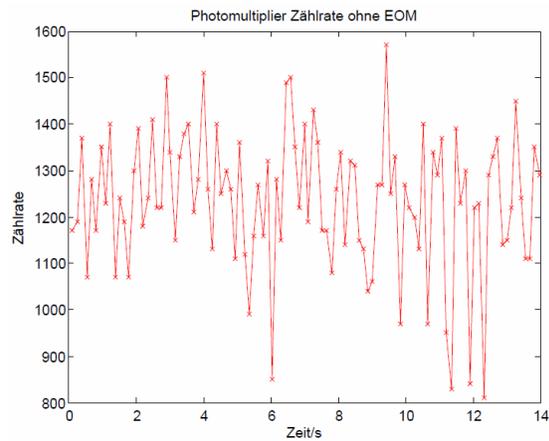
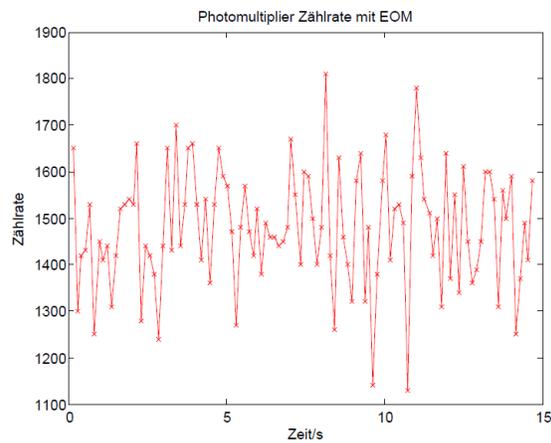


Abbildung H.1: Relevante Übergänge für das Rückpumpen aus dem $^2D_{3/2}$ -Niveau. Zusätzlich zum unverstimmten 935 Laser ist noch ein um 3.07 GHz verstimmt Laserstrahl nötig, um beide beteiligte Niveaus zu leeren.



(a) Photomultiplier-Signal ohne Verwendung eines EOM



(b) Photomultiplier-Signal unter Verwendung eines EOM

Abbildung H.2: Das Signal eines Photomultipliers ohne (a) und unter (b) Verwendung eines Elektro-Optischen Modulators.

Anhang I

Rabi-Oszillationen

In Abbildungen I.1 und I.2 befinden sich die Rabi-Oszillationen zur Seitenbandkühlung, welche für Abbildung 5.12 (a) verwendet wurden. Sämtliche Messungen wurden mit einer Rabi-Frequenz von etwa $\Omega = 60\text{kHz}$ durchgeführt. In Abbildung I.3 befinden sich die Rabi-Oszillationen, welche für die Heizzeit in 5.12 (b) verwendet worden sind. Diese Messungen wurden mit einer Rabi-Frequenz von $\Omega = 30\text{ kHz}$ durchgeführt.

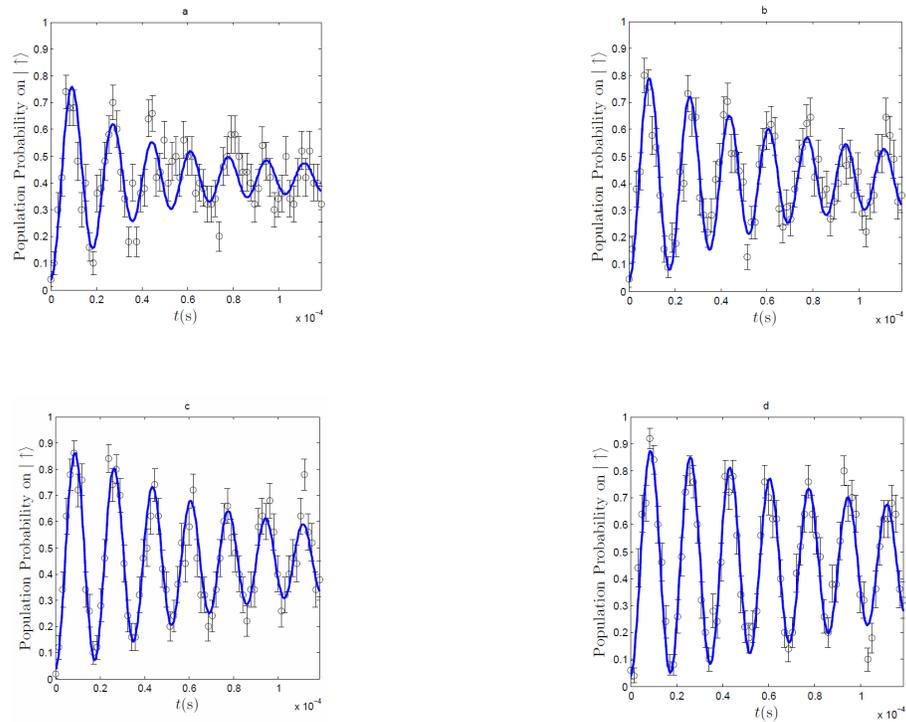


Abbildung I.1: Rabi-Oszillationen für verschiedene Seitenbandkühlzeiten. Für 0 ms Seitenbandkühlzeit ergibt sich eine Phononenzahl von $\langle n \rangle = 144 \pm 19$ (a), für 3 ms von $\langle n \rangle = 72 \pm 7$ (b), für 4 ms von $\langle n \rangle = 62 \pm 5$ (c) und für 5 ms von $\langle n \rangle = 36 \pm 3$ (d). Es ist zu beachten, dass diese Messungen im Gegensatz zu Abbildung 5.11 noch mit einer Rabifrequenz von $\Omega \approx 60$ kHz genommen wurden.

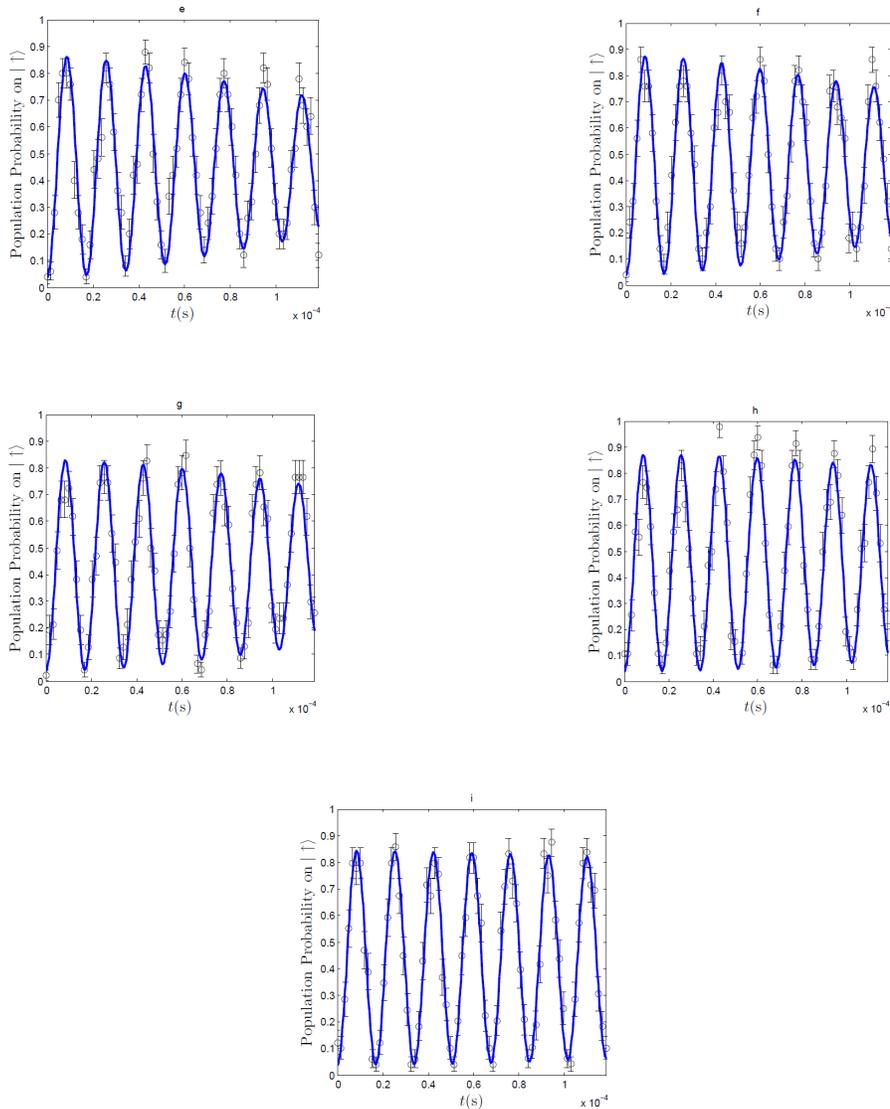


Abbildung I.2: Rabi-Oszillationen für verschiedene Seitenbandkühlzeiten. Für 6 ms Seitenbandkühlzeit ergibt sich eine Phononenzahl von $\langle n \rangle = 26 \pm 3$ (e), für 7 ms von $\langle n \rangle = 21 \pm 3$ (f), für 8 ms von $\langle n \rangle = 18 \pm 3$ (g), für 9 ms von $\langle n \rangle = 10 \pm 4$ (h) und für 10 ms von $\langle n \rangle = 7 \pm 4$. Es ist zu beachten, dass diese Messungen im Gegensatz zu Abbildung 5.11 noch mit einer Rabi-Frequenz von $\Omega \approx 60\text{kHz}$ genommen wurden.

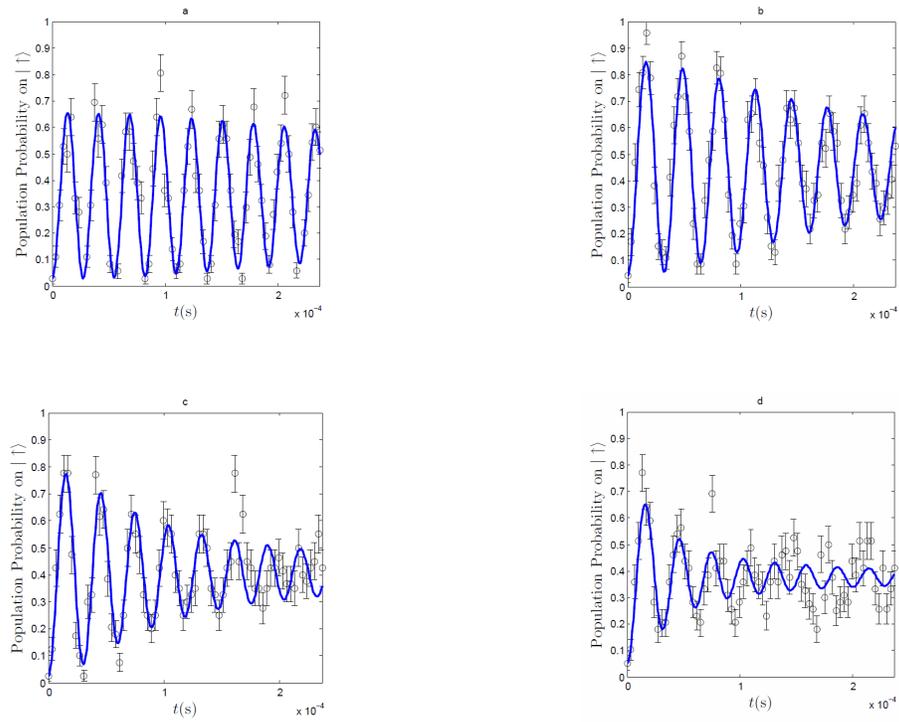


Abbildung I.3: Rabi-Oszillationen für verschiedene Heizzeiten nach einer Seitenbandkühlzeit von 10 ms. Die resultierenden Phononenzahlen sind $\langle n \rangle = 13 \pm 4$ nach etwa 0 ms Heizzeit (a), $\langle n \rangle = 37 \pm 4$ nach 20 ms (b), $\langle n \rangle = 75 \pm 9$ nach 30 ms (c) und $\langle n \rangle = 177 \pm 34$ nach 40 ms (d). Diese Messungen wurden mit einer Rabi-Frequenz von etwa $\Omega \approx 30$ kHz genommen.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Rojas and U. Hashagen, *The first Computers: History and Architectures, Part II Introduction*, Cambridge, Mass.: MIT Press (2000).
- [2] J. Bardeen and W. H. Brattain, *The Transistor, A Semi-Conductor Triode*, Phys. Rev. **74** (1948), 230-231.
- [3] G. E. Moore, *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics **38** (1965), no. 8, 114-117.
- [4] R. P. Feynman, *Simulating physics with computers*, International Journal of Theoretical Physics **21** (1982), 467-488.
- [5] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?*, Phys. Rev. Lett. **47** (1935), 777-780.
- [6] L. K. Grover, *Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 325-328.
- [7] P. W. Shor, *Algorithms for quantum computation: Discrete logarithms and factoring*, IEEE Symposium on Foundations of Computer Science, 1994, pp. 124-134.
- [8] A. Ekert and R. Josza, *Quantum computation and Shor's factoring algorithm*, Rev. Mod. Phys. **68** (1996), 733-753.
- [9] S. P. Jordan, K. S. M. Lee, and J. Preskill, *Quantum Algorithms for Quantum Field Theories*, Science **336** (2011), 1130-1133.
- [10] E. Jané, G. Vidal, W. Dür, P. Zoller, and J. I. Cirac, *Simulation of quantum dynamics with quantum optical systems*, Quant. Inf. Comp. **3** (2003), 15.
- [11] S. Lloyd, *Universal Quantum Simulators*, Science **273** (1996), 1073-1078.
- [12] H. Fridenauer, H. Schmitz, J. Glueckert, J. Porras, and T. Schaetz, *Simulating a quantum magnet with trapped ions*, Nature Phys. **4** (2008), 757-761.
- [13] R. Islam, E. E. Edwards, K. Kim, S. Korenblit, C. Noh, H. Carmichael, G.-D. Lin, L.-M. Duan, C. C. Wang, J. K. Freericks, and C. Monroe, *Onset of a quantum phase transition with a trapped ion quantum simulator*, Nature Commun. (2011), 377-384.
- [14] R. Gerritsma, G. Kirchmair, F. Zähringer, E. Solano, R. Blatt, and C. F. Roos, *Quantum simulation of the Dirac equation*, Nature Lett. **463** (2010), 68-71.

- [15] R. Schützhold, M. Uhlmann, L. Petersen, H. Schmitz, A. Friedenauer, and T. Schätz, *Analogue of cosmological particle creation in an ion trap*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007), 201301.
- [16] B. P. Lanyon et al., *Universal Digital Quantum Simulation with Trapped Ions*, Science **334** (2011), 57-61.
- [17] N. A. Gershenfeld and I. L. Chuang, *Bulk spin-resonance quantum computation*, Science **275** (1997), 350-356.
- [18] J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, *Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity*, Rev. mod. Phys. **73** (2001), 565-582.
- [19] D. Loss and D. P. DiVincenzo, *Quantum computation with quantum dots*, Phys. Rev. A **57** (1998), 120-126.
- [20] M. Lettner, M. Mücke, S. Riedl, C. Vo, C. Hahn, S. Baur, J. Bochmann, S. Ritter, S. Dürr, and G. Rempe, *Universal Quantum Simulators*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011), 210503.
- [21] J. I. Cirac and P. Zoller, *Quantum computations with cold trapped ions*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 4091-4094.
- [22] E. Schrödinger, *Begriff der Verschränkung*, Die Naturwissenschaften **23** (1935), 807.
- [23] M. Nielsen and I. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, Cambridge, England (2000).
- [24] D. P. DiVincenzo, *Dogma and heresy in quantum computing*, Quant. Inf. Comp. **1** (2001), 1.
- [25] ———, *The physical implementation of quantum computation*, Fortschritte der Physik **48** (2000), 771-784.
- [26] A. Barenco, C. H. Bennett, R. Cleve, D. P. DiVincenzo, N. Margolus, P. Shor, T. Sleator, J. A. Smolin, and H. Weinfurter, *Elementary gates for quantum computation*, Phys. Rev. A **52** (1995), 3457-3467.
- [27] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deutschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate*, Nature **422** (2003), 408-411.
- [28] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D.J. Wineland, *Demonstration of a fundamental quantum logic gate*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), 4714-4717.
- [29] R. Huesmann, C. Balzer, P. Courteille, W. Neuhauser, and P. E. Toschek, *Single-Atom interferometry*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 1611-1615.
- [30] C. Balzer, A. Braun, T. Hannemann, C. Paape, M. Ettl, W. Neuhauser, and Ch. Wunderlich, *Electrodynamically trapped Yb^+ ions for quantum information processing*, Phys. Rev. A **73** (2006), 041407.
- [31] N. Timoney, I. Baumgart, M. Johanning, A. F. Varón, and Ch. Wunderlich, *Quantum Gates and Memory using Microwave Dressed States*, Nature **476** (2011), 185-188.
- [32] A. Khromova, C. Piltz, B. Scharfenberger, T. F. Gloger, M. Johanning, A. F. Varón, and C. Wunderlich, *Designer Spin Pseudomolecule Implemented with Trapped Ions in a Magnetic Gradient*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012), 220502.

- [33] M. Johanning, A. Braun, N. Timoney, V. Elman, W. Neuhauser, and Ch. Wunderlich, *Individual addressing of trapped ions and coupling of motional and spin states using rf radiation*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009), 073004.
- [34] A. Khromova, *Quantum Gates with Trapped Ions using Magnetic Gradient Induced Coupling*, Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2012).
- [35] C. Ozeri et al., *Errors in trapped-ion quantum gates due to spontaneous photon scattering*, Phys. Rev. A **75** (2007), 042329.
- [36] M. B. Plenio and P. L. Knight, *Decoherence limits to quantum computation using trapped ions*, Proc. R. Soc. Lond. A **453** (1997), 2017-2041.
- [37] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, *Experimental Issues in Coherent Quantum-State Manipulation of Trapped Atomic Ions*, Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology **103** (1998), no. 3, 259-328.
- [38] R. Raussendorf and H. J. Briegel, *A one-way quantum computer*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 5188-5191.
- [39] P. Walther, K. J. Resch, T. Rudolph, E. Schenk, H. Weinfurter, V. Vedral, M. Aspelmeyer, and A. Zeilinger, *Experimental One-Way Quantum Computing*, Nature **434** (2005), 169-176.
- [40] I. I. Rabi, *Space quantization in a gyrating magnetic field*, Phys. Rev. **51** (1937), 652-654.
- [41] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1997).
- [42] M. Fox, *Quantum Optics, an introduction*, Oxford master series in atomic, optical, and laser physics (2006), 187-190.
- [43] R. Feynman, F. Vernon, and R. Hellwarth, *Geometrical representation of the Schrödinger equation for solving maser problems*, J. Appl. Phys. **28** (1957), 49.
- [44] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser cooling and trapping*, Springer, New York (1999).
- [45] M. Loewen, *Spinresonance Techniques for Quantum Computing with Trapped Ions*, Diplomarbeit, 1. Institut für Theoretische Physik der Universität Hamburg (2003).
- [46] D. Leibfried et al., *Creation of a six-atom 'Schrödinger cat' state*, Nature (London) **438** (2005), 639-642.
- [47] H. Häffner et al., *Scalable multiparticle entanglement of trapped ions*, Nature (London) **438** (2005), 643-646.
- [48] Ch. Roos, Th. Zeiger, H. Rohde, H. C. Nägerl, J. Eschner, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Quantum state engineering on an optical transition and decoherence in a Paul trap*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999), 4713-4716.
- [49] T. Hanneman, *Schätzung von Quantenzuständen und Charakterisierung von Quantenkanälen*, Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg (2002).
- [50] D. Eiteneuer, *Bau und Charakterisierung einer Ytterbium-Quelle für mikrostrukturierte Ionenfallen*, Masterarbeit, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2009).

- [51] M. Johanning, A. Braun, D. Eiteneuer, C. Paape, C. Balzer, W. Neuhauser, and Ch. Wunderlich, *Resonance-enhanced isotope-selective photoionization of YbI for ion trap loading*, Appl. Phys. B **103** (2011), 327-338.
- [52] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Optics Communication **13** (1975), 68-69.
- [53] D. J. Wineland and H. G. Dehmelt, *Proposed $10^{14} \frac{\nu}{\Delta\nu}$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator*, Bull. Am. Phys. Soc. **20** (1975), 637.
- [54] H. J. Metcalf, *Entropy exchange in laser cooling*, Phys. Rev. A **77** (2008), 061401.
- [55] Ch. Roos, *Controlling the quantum state of trapped ions*, Dissertation, Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Innsbruck (2000).
- [56] C. Cohen-Tannoudji, *Atomic motion in laser light*, Fundamental Systems in Quantum Optics (Elsevier Science Publishers (1990)).
- [57] C. Balzer, *Zur Dynamik eines beobachteten einzelnen Quantensystems - Das Quanten-Zeno-Paradox*, Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg (2003).
- [58] M. Roberts, P. Taylor, G. P. Barwood, P. Gill, H. A. Klein, and W. R. C. Rowley, *Observation of an electric octupole transition in a single ion*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 1876-1879.
- [59] M. Ettl, *Präparation einzelner $^{171}Yb^+$ -Ionen in den Zustand $^2S_{\frac{1}{2}}$, $F = 0$* , Diplomarbeit, Fachbereich Physik der Universität Hamburg (2004).
- [60] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Prentice Hall, revised edition (1993).
- [61] E.T. Jaynes and F.W. Cummings, *Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with applications to the beam maser*, Proc. of the IEEE **51** (1963), 89-109.
- [62] I. L. Chuang, L. M. K. Vandersypen, Xinlan Zhou, D. W. Leung, and S. Lloyd, *Experimental realization of a quantum algorithm*, Nature (London) **393** (1998), 143-146.
- [63] J. A. Jones, M. Mosca, and R. H. Hansen, *Implementation of a quantum search algorithm on a quantum computer*, Nature (London) **393** (1998), 344-346.
- [64] F. Mintert and Ch. Wunderlich, *Ion-trap quantum logic using long-wavelength radiation*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 257904.
- [65] A. Steane, *The ion trap quantum information processor*, Appl. Phys. B. **64** (1997), 623-642.
- [66] D. James, *Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation*, Applied Physics B **66** (1998), 181-190.
- [67] G. Breit and I. I. Rabi, *Measurement of nuclear spin*, Phys. Rev. **38** (1931), 2082-2083.
- [68] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland, *Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer*, Nature **417** (2002), 709-711.
- [69] B. Appasamy, *Über die Bewegungszustände eines einzelnen harmonisch gespeicherten Ba^+ -Ions*, Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg (1997).
- [70] D. J. Wineland and W. M. Itano, *Laser cooling of atoms*, Phys. Rev. A **20(4)** (1979), 1521-1540.

- [71] R. Loudon, *The quantum theory of light*, Oxford Science Publications, 2nd edition (1983).
- [72] W. Vogel and R. L. de Matos Filho, *Nonlinear Jaynes-Cummings dynamics of a trapped ion*, Phys. Rev. A **52** (1995), 4214-4217.
- [73] S. Stenholm, *The semiclassical theory of laser cooling*, Rev. Mod. Phys. **58(3)** (1986), 699-739.
- [74] J. I. Cirac, R. Blatt, P. Zoller, and W. D. Phillips, *Laser cooling of trapped ions in a standing wave*, Phys. Rev. A **46** (1992), 2668-2681.
- [75] J. Eschner, G. Morigi, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Laser cooling of trapped ions*, J. Opt. Soc. Am. B **20** (2003), 1003-1015.
- [76] F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Laser cooling to the zero-point energy of motion*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 403-406.
- [77] I. Marzoli, J. I. Cirac, R. Blatt, and P. Zoller, *Laser cooling of trapped three-level ions: Designing two-level systems for sideband cooling*, Phys. Rev. A **49** (1994), 2771-2779.
- [78] W. Paul, O. Osberghaus, and E. Fischer, *Ein Ionenkäfig*, Technical Report, Wirtschafts- und Verkehrsministerium Nordrhein-Westfalen, Westdeutscher Verlag, Köln-Opladen (1958).
- [79] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, and H. Dehmelt, *Localized visible Ba⁺ mono-ion oscillator*, Phys. Rev. A **22** (1980), 1137-1140.
- [80] P. K. Ghosh, *Ion Traps*, 1. Auflage, Kapitel 2, Oxford University Press, Oxford, New York, 1995.
- [81] A. Braun, *Addressing single Yb⁺ Ions*, Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2007).
- [82] C. Piltz, *Aufbau von Laserlichtquellen und Optik zur Speicherung und Kühlung von Ytterbium⁺-Ionen*, Masterarbeit, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2010).
- [83] D. Kielpinski, M. Cetina, J. A. Cox, and F. X. Kärtner, *Laser cooling of trapped Ytterbium ions with an ultraviolet diode laser*, Optics Letters **31** (2006), 757-759.
- [84] A. Varón, *Interne Konstruktionszeichnung*, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2008).
- [85] A. Roth, *Vacuum Technology*, Elsevier, Amsterdam (1990).
- [86] A. Chambers, R. K. Fitch, and B. S. Halliday, *Basic Vacuum Technology*, Institute of Physics, Bristol (1998).
- [87] S. Veil, *Coil-Project for Vacuum-Chamber*, RISE-Austauschprogramm, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2007).
- [88] C. Schneider, *Entwicklung eines Objektivs hoher numerischer Apertur zum Nachweis der Resonanzfluoreszenz einzelner gespeicherter Ionen.*, Masterarbeit, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2007).
- [89] L. Bogunia, *Streulichtunterdrückung zur Detektion von Resonanzfluoreszenz gespeicherter Ionen*, Bachelorarbeit, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2012).
- [90] T. Gloger, *Mikrowellenquelle mit phasenkohärenter Frequenzumschaltung zur Quantenzustandsmanipulation*, Masterarbeit, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2011).

- [91] N. Timoney, *Robust rotations & coherent quantum states with a single trapped ion*, Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2010).
- [92] C. Piltz, B. Scharfenberger, A. Khromova, A. F. Varón, and C. Wunderlich, *Protecting conditional quantum gates by dynamical decoupling*, arXiv:1208.2204v1 [quant-ph] (2012).
- [93] D. A. Steck, *Quantum and Atom Optics*, available online at <http://steck.us/teaching>, University of Oregon, 2007.
- [94] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Rev. of Mod. Phys. **75** (2003), 281-324.
- [95] D. J. Larson, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Sympathetic Cooling of Trapped Ions: A Laser-Cooled Two-Species Nonneutral Ion Plasma*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986), 70-73.
- [96] W. Demtröder, *Laserspektroskopie, 4. Auflage*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (2000).
- [97] J.-M. Liu, *Photonic devices*, Cambridge University Press, Cambridge (2005).
- [98] D. Meschede, *Optics, Light and Lasers*, Second Edition, Wiley-VCH, Weinheim (2007).
- [99] J. Reuner, *Aufbau frequenzstabilisierter Diodenlasersysteme mit Emissionswellenlängen bei 399 nm, 638 nm und 935 nm*, Masterarbeit, Fachbereich Physik der Universität Siegen (2007).
- [100] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik, 3. Auflage*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (2004).
- [101] K. M. Birnbaum, *Ultra-High Vacuum Chambers*, Norman Bridge Laboratory of Physics, California Institute of Technology, Pasadena, CA (2005).
- [102] A. Varón, *Seminarvortrag im Fachbereich Physik der Universität Siegen* (2008).
- [103] C. Wunderlich, G. Morigi, and D. Reiß, *Simultaneous cooling of axial vibrational modes in a linear ion trap*, Phys. Rev. A **72** (2005), 023421.

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse anderer kenntlich gemacht habe.

(Ort)

(Datum)

(Unterschrift)