

Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Diplomarbeit

Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen von Calcium Ionen

Zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Physiker

vorgelegt von

Michael Schnorr

01. September 2011

Abstract

This work is about the setup of a lasersystem for near resonant continuous sideband cooling of calcium ions together with its implementation and optimization. In order to achieve quantum gates with high fidelity it is of crucial importance to do a fast and efficient cooling. Ordinary cooling schemes provide a low final phonon number of almost zero, which is the vibrational ground state, but also need quite a long time. They use off-resonant laser beams, which are far detuned from the resonance, so that a low Rabi frequency for the cooling Raman transition is gained. The near resonant continuous sideband cooling is a cooling schemes, which has a high cooling rate due to the near resonant laser beams. In addition it has a broad cooling transition so that several modes can be addressed simultaneously. Due to that fact this cooling scheme is good for cooling the two different motional modes of two ions at the same time. Therefore it combines the speed of Doppler cooling and the low phonon number of sideband cooling. So far cooling to the motional ground state took around 5 ms, this was reduced by a factor of 10 to less than 0,5 ms. In order to increase the experimental data aquisition rate of an experiment it is necessary to reduce the time of all necessary preparation steps such as cooling.

The near resonant continuous sideband cooling was first optimized for one ion and achieved an average phonon number of $2,5 \pm 0,3$ for a $100 \mu\text{s}$ cooling time. Cooling into the Lamb-Dicke regime for two ions was accomplished in less than $300 \mu\text{s}$.

With the succesful implementation of this cooling scheme it was for the first time possible to observe a quantum phase gate mediated by spin-dependent light forces, which presents the basis for the realization of a quantum computer.

As a part of this work I set up the lasersystem for the near resonant continuous sideband cooling and implemented it into the existent experiment. For a first estimation of reasonable parameters for this cooling scheme some analytical calculations and simulations have been carried out with Mathematica. In addition I optimised and put back into operation an existing system consisting of three off-resonant laser beams so that a quantification of the temperature for the ion was possible. All measurements of the near resonant continous sideband cooling have been done by me with support of Ulrich Poschinger and Andreas Walther. The measurements of the phase gate have been done by Ulrich Poschinger, Andreas Walther and partially me.

Zusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich mit dem Aufbau eines Lasersystems zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen von Calcium-Ionen sowie dessen Implementierung und Optimierung. Für Quantengatter ausreichend höher Güte ist eine schnelle und effiziente Kühlung essentiell. Mit herkömmlichen Kühlverfahren kann zwar eine sehr geringe Phononenzahl von annähernd null und damit der Vibrationsgrundzustand des harmonischen Oszillators erreicht werden, allerdings ist der Zeitaufwand dafür relativ hoch. Bei diesen Verfahren werden Laserstrahlen benutzt, die weit von der Resonanz verstimmt sind wodurch sich eine geringe Raman-Rabifrequenz für den kühlenden Übergang ergibt. Das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen ist ein Kühlverfahren, das aufgrund der nahresonanten Laserstrahlen eine hohe Kühlrate besitzt. Es hat ebenfalls eine große Bandbreite zum Kühlen, sodass es mehrere Moden gleichzeitig ansprechen kann. Damit eignet sich dieses Kühlverfahren besonders gut, um die beiden Bewegungsmoden von zwei Ionen gleichzeitig schnell zu kühlen. Es wird die Schnelligkeit des Dopplerkühlens mit der niedrigen Phononenzahl des Seitenbandkühlens kombiniert. Bisher war eine Zeit von ca. 5 ms nötig, um den Vibrationsgrundzustand beider axialer Schwingungsmoden eines Zwei-Ionenkristalls zu erreichen, dies konnte nun um einen Faktor 10 auf unter 0,5 ms reduziert werden. Zur Erhöhung der experimentellen Datenaquisitionsrate eines Experiments ist es wichtig, alle nötigen Präparationen wie z.B. das Kühlen schnell zu erledigen.

Zuerst wurde das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen für ein Ion optimiert, damit konnte nach $100\ \mu\text{s}$ Kühlzeit eine mittlere Phononenzahl von $2,5 \pm 0,3$ erreicht werden. Anschließend wurde das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen für zwei Ionen angewendet und das Lamb-Dicke Regime in unter $300\ \mu\text{s}$ erreicht.

Durch die erfolgreiche Implementierung dieses Kühlverfahrens für zwei Ionen ist es erstmals möglich gewesen eine durch Lichtkräfte aufgeprägte geometrische Phase für zwei Ionen zu beobachten, was die Grundlage für ein Quantengatter bildet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde von mir das Lasersystem zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen aufgebaut und dieses in den bestehenden Aufbau implementiert. Zur ersten Abschätzung von vernünftigen Parametern für dieses Kühlverfahren wurden von mir analytische Rechnungen und Simulationen mit Mathematica durchgeführt. Zur Quantifizierung der Temperatur wurde ein bestehendes System aus drei Laserstrahlen benutzt, dieses wurde von mir ebenfalls optimiert und wieder in Betrieb genommen. Alle Messungen zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen wurden von mir mit Unterstützung von Ulrich Poschinger und Andreas Walther durchgeführt. Die Messungen des Phasengatters wurden von Ulrich Poschinger, Andreas Walther und teilweise mir gemacht.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	9
2. Theoretische Grundlagen	11
2.1. Das Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$ Ionen	11
2.2. Lineare segmentierte Paulfalle und deren Bewegungsmoden	11
2.3. Bewegungsmoden eines Zwei-Ionenkristalls	13
2.3.1. Thermische Phononenverteilung	13
2.4. Licht-Ion Wechselwirkung	14
2.4.1. Jaynes-Cummings-Modell	14
2.4.2. Quadrupolübergang	17
2.4.3. Raman-Übergang	17
2.4.4. Streurate	19
2.4.5. Dynamischer Stark-Effekt	19
2.5. $^{40}\text{Ca}^+$ als Qubit	21
2.5.1. Das optische Qubit	21
2.5.2. Das Spinqubit	21
2.6. Geometrisches Phasengatter durch spinabhängige Lichtkräfte	21
2.7. Auslesemethoden	27
2.7.1. Fluoreszenzauslese	27
2.7.2. Optisches Pumpen	27
2.7.3. Nachweis der Spinzustände	27
2.7.4. Detektion der Phononenzahlverteilung	28
2.7.5. Raman-Auslese zur Phononenbestimmung	28
2.7.6. Pulslängenscan	30
2.7.7. Ramsey-Scan mit Spin-Echo	30
2.8. Dopplerkühlen, nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen und gepulstes Raman-Kühlen	31
2.8.1. Dopplerkühlen	31
2.8.2. Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen	31
2.8.3. Endzustand und Heizeffekte beim nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen	37
2.8.4. Gepulstes Raman-Kühlen	39
3. Analytische Simulation des Kühlprozesses	40
4. Aufbau des Lasersystems	46
5. Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen - Messergebnisse	49
5.1. Sequenzabfolge	49
5.2. Raman-Spektrum	49
5.3. Scan der Raman-Verstimmung für ein einzelnes Ion mit 729 nm Auslese	51
5.4. Pulslängenscan mit 729 nm Auslese	52
5.5. Pulslängenscan für ein Ion mit Raman-Auslese	54
5.6. Pulslängenscan für zwei Ionen mit Raman-Auslese	55
5.7. Pulslängenscan mit gepulstem Raman-Kühlen für zwei Ionen mit Raman-Auslese	56
6. Bestimmung der Strahlparameter	58
6.1. Bestimmung des Lamb-Dicke Faktors der Raman-Strahlen	58

6.2. Bestimmung der Streuraten	61
6.3. Bestimmung des Stark-Shifts	63
6.4. Bestimmung der Raman-Rabifrequenz	64
6.5. Vergleich der Rabifrequenzen mit dem Stark-Shift	65
6.6. Messung von Kühlraten	66
6.7. Systematische Optimierung der Kühlparameter	68
7. Messung des Phasengatters	74
7.1. Beschreibung der Scans zum Phasengatter	74
7.2. Scan der Dauer der Lichtkraft beim Phasengatter mit Benutzung des Spin-Echo Verfahrens	74
7.3. Scan der Phase des $\pi/2$ -Pulses beim Phasengatter mit Benutzung des Spin-Echo Verfahrens	74
7.4. Messungen zum Phasengatter	75
7.5. Bestimmung der Umkehrzeit beim Phasengatter mit Benutzung des Spin-Echo Verfahrens	75
7.6. Bestimmung der Phase des $\pi/2$ -Pulses beim Phasengatters mit Benutzung des Spin-Echo Verfahrens	76
8. Ausblick	80
A. Appendix	81
A.1. Topfkreis	81
A.2. Vermessung der gebauten Topfkreise	87
A.3. Messung der Kurzschlussspannung einer Chipfalle	88
A.4. Aufbau und Vermessung eines Interferometers	92
A.5. Vermessung des benutzten Hochleistungs-Polarisationsstrahlteilerwürfels	97
A.6. Schaltplan zur Laserstabilisierung mittels einer Photodiode	100
A.7. Schaltplan und Wahrheitstafel für die Ansteuerung der im Experiment benötigten Akusto-optischen Modulatoren	105
A.8. Umrechnung rf-Leistung in Laserleistung	107
A.9. Tabelle zur systematischen Optimierung der Kühlparameter	109
B. Literatur	111
C. Tabellenverzeichnis	113
D. Abbildungsverzeichnis	113

1. Einleitung

Aufgrund der immer größer werdenden Ansprüche an die Rechenleistung von Computern und der damit verbundenen Verringerung derer Größe ist eine Grenze erreicht, sobald die Größe des quantenmechanischen Regimes bzw. die atomare Größe erreicht ist. Nach dem Mooreschen Gesetz [1] wird die Anzahl der Transistoren auf einem Computerchip alle 18 bis 24 Monate verdoppelt. Laut Moore soll die Grenze im Jahre 2017 bis 2022 und laut Martin Strobel [2] im Jahre 2029 liegen. Dies setzt eine ultimative Grenze für die Rechenleistung die mit herkömmlichen Rechenalgorithmen auf einem Chip erreicht werden kann. Da diese nur die Bits 0 und 1 einzeln verarbeiten können, kommt die Idee von einem System auf, das beide gleichzeitig zum Rechnen benutzt. Dies ist mit quantenmechanischen Algorithmen möglich. Solche Algorithmen wurden unter anderem von Peter Shor [3] für eine Primfaktorenzerlegung großer Zahlen und David Deutsch [4] für die Unterscheidung zwischen konstanten und balancierten Funktionen vorgestellt. Um diese zu realisieren gibt es zahlreiche Ansätze, von kalten Ensembles neutraler Atome über eingebaute Fehlstellen in Kristallen zu gefangenen Ionen. Ein solcher quantenmechanischer Algorithmus besteht analog zu klassischen Algorithmen aus einzelnen Rechenoperationen, diese heißen Quantengatter. Die Realisierung von Quantengattern durch die gezielte Manipulation einzelner Ionen bietet vielversprechende Voraussetzungen, da die DiVincenzo Kriterien nach [5] eindeutig erfüllt werden. Diese Kriterien, die für die Benutzung eines Quantencomputers gelten müssen, wurden nach [6] zu fünf plus zwei, die später hinzugefügt wurden, Bedingungen wie folgt zusammengefasst:

1. Ein skalierbares physikalisches System, bestehend aus wohldefinierten Qubits
2. Die Möglichkeit, den Zustand des Qubits in einem einfachen Zustand zu initialisieren
3. Ein universeller Satz an Quantengattern
4. Lange relevante Dekohärenzzeiten, viel länger als die Gatter-Operationszeit
5. Qubitspezifische Messungsmöglichkeiten
6. Die Möglichkeit, stationäre und fliegende Qubits ineinander umzuwandeln
7. Die Möglichkeit, fliegende Qubits genau zwischen bestimmten Orten zu bewegen

Ein Quantengatter stellt die elementaren Operationen dar, die ein Quantencomputer auf seine Qubits anwenden kann. Als Qubits werden hierbei die quantenmechanischen Bits, die auch aus einer Überlagerung von $|0\rangle$ und $|1\rangle$ bestehen können, bezeichnet. Analog zu klassischen Gattern, können Quantengatter auch mehrere Eingangskanäle haben, allerdings müssen diese immer gleich viele Ausgangskanäle haben, da ein Quantengatter eine unitäre Transformation darstellt, die damit umkehrbar sein muss. Diese Quantengatter werden häufig durch den Spin zweier Teilchen realisiert, so wird es auch bei unserem Experiment gemacht. Bei Quantengattern kann noch zwischen dem *cold gate* und dem *hot gate* unterschieden werden. Bei dem *cold gate* muss, wie der Name schon andeutet, der Bewegungsgrundzustand mit null Phononen erreicht sein. Bei dem *hot gate* ist es ausreichend, wenn das System eine so kleine Phononenzahl hat, dass es tief im Lamb-Dicke Regime ist. Das Lamb-Dicke Regime wird nach [7] für $\eta\sqrt{n} \ll 1$ erreicht und beschreibt einen Zustand, bei dem die Ionenbewegung sehr viel kleiner als die Wellenlänge der benutzten Laser ist. Der Faktor η stellt den Lamb-Dicke Faktor dar, dieser hängt von der Geometrie der Laserstrahlen ab und liegt bei unserem Experiment bei 0,22.

Bisher wurden mit in einer Paulfalle gefangenen Ionen, diese erfüllen die DiVincenzo Kriterien 1. bis 5., zahlreiche Schritte in die Richtung eines Quantencomputers geschaffen. Die Verschränkung von 14 Qubits gleichzeitig wurde erreicht, dies wurde in [8] verwirklicht. Die experimentelle Umsetzung des Deutsch-Jozsa Algorithmus [4] wurde in [9] realisiert. Der Grover Algorithmus, der einen quantenmechanischen Suchprozess beschreibt, wurde ebenfalls bereits in [10] umgesetzt. Die Realisierung der Quanten-Fouriertransformation, die einen wichtigen Schritt bei dem Shor-Algorithmus [3] darstellt, wurde von [11] umgesetzt.

Für die experimentelle Realisierung von Quantengattern mit zwei Ionen müssen sich ihre beiden Bewegungsmoden tief im Lamb-Dicke Regime befinden, da die Gatterwechselwirkung über gemeinsame Schwingungsmoden, also der Ionenbewegung, vermittelt wird. Um Quantengatter ausreichend hoher Güte ausführen zu können, müssen diese Moden nahe am quantenmechanischen Grundzustand sein, um dies zu erreichen wird eine schnelle und effiziente Laserkühlung benötigt, die beide Moden ausreichend kühlt. Die Lokalisierung der Ionen bei diesem Quantengatter, dieses ist ein *hot gate*, ist in Abbildung 2.9 für zwei Ionen und in Abbildung 2.11 für ein Ion zu sehen.

Zur Speicherung der Ionen in einer Paulfalle wird eine Dopplerkühlung benötigt, diese reduziert die Temperatur der Ionen bis zum Dopplerlimit. Dieses Dopplerlimit liegt unter der Annahme eines Zwei-Niveau-System bei $n = \frac{k_B \cdot \Gamma}{2k_B \cdot \omega_z}$ und beträgt acht Phononen für die von uns benutzte Fallenfrequenz von $\omega_z/2\pi = 1,4$ MHz. Der für diese Kühlung benutzte Übergang findet zwischen dem Grundzustand $4^2S_{1/2}$ und dem angeregten Zustand $4^2P_{1/2}$ statt, das Termschema ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Im Experiment stellt sich jedoch eher eine Phononenzahl von 20 ein, womit dieses noch deutlich außerhalb des Lamb-Dicke Regimes liegt. Um die Phononenzahl in das Lamb-Dicke Regime zu bringen, ist ein weiteres Kühlverfahren notwendig, dies ist mit dem nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen möglich, da dieses eine hohe Linienbreite für den kühlenden Übergang besitzt. Das Besondere an diesem Kühlverfahren ist, dass es lediglich zwei Laserstrahlen benötigt, die von einem Laser stammen und eine schnelle Kühlung für mehrere Moden mit einer niedrigen Endphononenzahl erreicht. Zur dissipativen Zurückführung zum Ausgangszustand im Rahmen des Kühlzyklus wird einer der beiden Laserstrahlen benötigt, dieser treibt einen Übergang ähnlich wie beim Dopplerkühlen. Somit kühlt auch dieser Übergang das Ion, es finden folglich kohärente und inkohärente Übergänge gleichermaßen statt.

Damit die Phononenzahl noch weiter in das Lamb-Dicke Regime gebracht wird, wird ein zweites Lasersystem benutzt. Dieses besteht aus drei Laserstrahlen und der Kühlprozess findet gepulst statt. Damit kann eine sehr niedrige Phononenzahl erreicht werden, wodurch die Grundvoraussetzung für das Quantengatter geschaffen sind.

In Abschnitt §2.8 werden die verschiedenen Laserkühlmethoden erklärt und in Abschnitt §2.6 die Realisierung des Quantengatters. Der Aufbau des Lasersystems zu dem nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen ist in Abschnitt §4 und die Messergebnisse zu diesem Kühlverfahren sind in Abschnitt §5 dargestellt. In Abschnitt §7 ist schließlich die Kühlung von zwei Ionen und die damit mögliche Messung des Quantengatters beschrieben.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Das Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$ Ionen

In Abbildung 2.1 ist das für $^{40}\text{Ca}^+$ Ionen relevante Termschema dargestellt. Dabei sind alle relevanten Übergänge mit Wellenlänge eingezeichnet, sowie die natürlichen Lebensdauern für die einzelnen Niveaus. Es ist ebenfalls die Zeeman-Aufspaltung der beiden $4^2\text{S}_{1/2}$ Grundzustände und der Raman-Übergang zwischen diesen dargestellt.

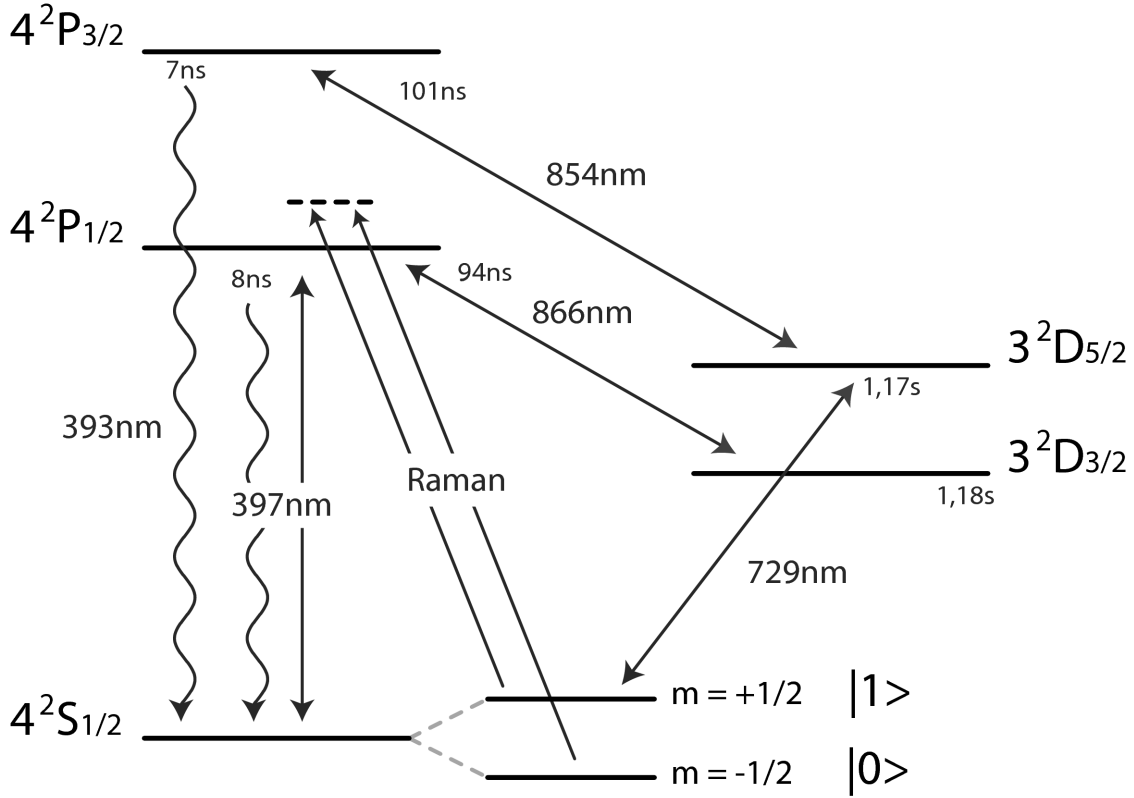


Abbildung 2.1: Termschema mit allen atomaren Niveaus und relevanten Übergängen, übernommen von [12]

2.2. Lineare segmentierte Paulfalle und deren Bewegungsmoden

Die Idee der Paulfalle nach Wolfgang Paul[13] ist es, geladene Teilchen durch statische und wechselnde elektrische Felder in einem Potentialtopf lokal zu speichern. Nach [14] kann auch eine segmentierte Paulfalle bestehend aus 31 Elektrodenpaaren mit statischer Spannung (DC), von denen jedes für sich alleine wieder eine Paulfalle ist, und zwei größeren Elektroden, auf denen hochfrequente Spannung (AC) liegt zur Speicherung von Ionen benutzt werden.

Die folgenden Formeln und Herleitungen wurden aus [7] übernommen.

Für das fangende Potenzial gilt

$$V(x, y, z, t) = \left(\alpha_x^{(dc)} x^2 + \alpha_y^{(dc)} y^2 + \alpha_z^{(dc)} z^2 \right) + \left(\alpha_x^{(rf)} x^2 + \alpha_y^{(rf)} y^2 + \alpha_z^{(rf)} z^2 \right) \cos(\Omega_{rf} t) \quad (2.1)$$

Da es sich um ein Coulombpotenzial handelt, muss die Laplace-Gleichung ($\Delta V = 0$) erfüllt sein. Damit dies möglich ist, muss gelten

$$\alpha_x^{(dc)} + \alpha_y^{(dc)} + \alpha_z^{(dc)} = 0 \quad (2.2)$$

$$\alpha_x^{(rf)} + \alpha_y^{(rf)} + \alpha_z^{(rf)} = 0 \quad (2.3)$$

Hierbei können die Variablen α noch durch

$$\alpha_u^{(dc)} = \xi_u e V_{dc} \quad (2.4)$$

$$\alpha_u^{(rf)} = \zeta_u e V_{rf} \quad (2.5)$$

ausgedrückt werden. V_{dc} bzw. V_{rf} ist die DC- bzw. rf-Spannung und ξ_u und ζ_u stellen geometrische Parameter dar. Für die Bewegungsgleichungen ergeben sich dann drei entkoppelte Matthieusche Differentialgleichungen

$$\ddot{u} = a_u u + \cos(2\tau) 2q_u u \quad \text{für} \quad u = x, y, z \quad (2.6)$$

mit

$$\tau = \frac{1}{2} \Omega_{rf} t \quad \text{und} \quad a_u = \xi_u \frac{8eV_{dc}}{m\Omega_{rf}^2} \quad \text{und} \quad q_u = \zeta_u \frac{4eV_{rf}}{m\Omega_{rf}^2} \quad (2.7)$$

Die Lösung der Differentialgleichung lautet

$$u(t) = A \cos\left(\beta_u \frac{\Omega_{rf}}{2} t\right) \left(1 - \frac{q_u}{2} \cos(\Omega_{rf} t)\right) \quad (2.8)$$

Diese Lösung beschreibt eine Oszillation mit der Frequenz $\beta\Omega_{rf}/2$, die *Säkularbewegung*, die von einer schnellen Oszillation mit kleiner Amplitude, der *Mikrobewegung*, überlagert wird. Der Parameter β hängt hierbei von a und q wie folgt ab

$$\beta \approx a - \frac{(a-1)q^2}{2(a-1)^2 - q^2} - \frac{(5a+7)q^4}{32(a-1)^3(a-4)} - \frac{(9a^2 + 58a + 29)q^6}{64(a-1)^5(a-4)(a-9)} \quad (2.9)$$

Damit die Paulfalle stabil ist, muss $|\beta| < 1$ gelten. Dies ist intuitiv klar, da die Säkularbewegung kleiner als die antreibende Kraft sein muss. Diese Bedingung muss für eine dreidimensionale Falle in allen Raumrichtungen erfüllt sein.

Für die lineare segmentierte Paulfalle gilt dann für N Ionen für das Potenzial

$$V = \frac{1}{2} m \omega_z^2 \sum_n z_n^2 + \frac{1}{2} m \omega_r^2 \sum_n (x_n + y_n)^2 + \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n,m,n \neq m}^N \frac{1}{\sqrt{(\vec{r}_n - \vec{r}_m)^2}} \quad (2.10)$$

Hierbei ist die z-Achse entlang der rf-Knotenpunkte gegeben, diese stimmt gerade mit der Fallenachse überein. Die Fallenfrequenz ω_z entlang der Fallenachse muss kleiner als die transversale Frequenz ω_r sein, wobei hier als Vereinfachung ein zylindersymmetrisches Potenzial angenommen wurde.

2.3. Bewegungsmoden eines Zwei-Ionenkristalls

Für ein Quantengatter werden gleichzeitig zwei gekühlte Ionen, die in der axialen Richtung nebeneinander liegen, in der Paulifalle benötigt. Diese zwei Ionen besitzen nun zwei axiale Bewegungsmoden, die Schwerpunktsbewegung (COM) und die Atmungsmoden (stretch, STR). Die COM-Mode wurde bereits in Abschnitt §2.2 für ein Ion eingeführt, für zwei Ionen ändert sich lediglich die effektive Masse, die Frequenz bleibt nach [15] und [16] jedoch unverändert. Die beiden Ionen führen ihre Bewegung hierbei in Phase aus, sodass der Abstand zueinander konstant bleibt. Für die STR-Mode ändert sich die Frequenz zu $\sqrt{3}\omega_z$, da die Bewegung gegenphasig stattfindet (siehe [17]).

Für Quantengatter ausreichend hoher Güte durch zwei Ionen müssen sich ihre beiden Moden im Bewegungsgrundzustand befinden, da die Lokalisierung und damit die Gatterfidelity von den Zuständen beider Moden abhängt.

2.3.1. Thermische Phononenverteilung

Nach [16] ist die thermische Phononenverteilung durch eine Boltzmann Verteilung mit

$$p_n = \frac{\bar{n}^n}{(\bar{n} + 1)^{n+1}} \quad (2.11)$$

gegeben. Dabei ist $\bar{n}$ die mittlere Phononenzahl und p_n die Wahrscheinlichkeit, dass der Zustand mit n Phononen besetzt ist. Diese Phononenverteilung wird für alle späteren Bestimmungen der Temperatur angenommen. In Abbildung 2.2 ist diese Phononenverteilung für die mittleren Phononenzahlen zwei, fünf und zehn grafisch dargestellt. Für eine mittlere Phononenzahl von null ist $p_0 = 1$ und $p_n = 0$ für alle $n \neq 0$.

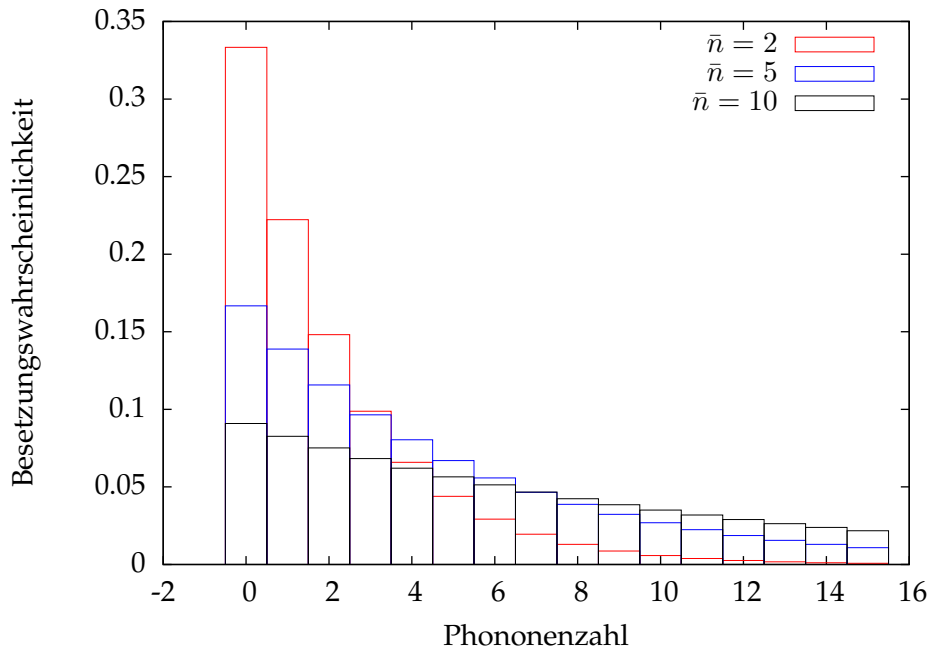


Abbildung 2.2: theoretische thermische Phononenverteilung für die mittlere Phononenzahl zwei, fünf und zehn

2.4. Licht-Ion Wechselwirkung

Dieses Kapitel befasst sich mit der Licht-Ion Wechselwirkung für eine quantisierte Bewegung mithilfe des Jaynes-Cummings-Modells. Dabei wird der Lamb-Dicke Faktor sowie das Lamb-Dicke Regime eingeführt. Des Weiteren wird der Dipol-, Quadrupol- und Raman-Übergang erklärt, wobei das Ion als ein effektives Zwei-Niveau-System angenommen wird. Für den Raman-Übergang ist dafür im Limit der aufgelösten Seitenbänder nach [18] eine adiabatische Näherung nötig. Diese ist gültig, wenn die Ein-Photonen-Verstimmung sehr viel größer als die Raman-Verstimmung ist, also $\Delta \gg \delta$ siehe dazu auch Abbildung 2.5.

2.4.1. Jaynes-Cummings-Modell zur quantisierten Bewegung des Ions

Der angenommene Hamiltonoperator für die Bewegung des Ions im harmonischen Oszillatorpotenzial wird durch das Jaynes-Cummings-Modell nach [12], [15] und [19] beschrieben. In Abbildung 2.3 sind das Atomniveau und das harmonische Oszillatorpotenzial einzeln dargestellt. Werden beide verknüpft, dann entsteht ein Bild wie in Abbildung 2.4. Der Gesamthamiltonian lautet

$$\hat{H} = \hat{H}_{Atom} + \hat{H}_{kin} + \hat{H}_{int} \quad (2.12)$$

Der erste Term beschreibt den Übergang zwischen den beiden Niveaus $|g\rangle$ und $|e\rangle$ über den Pauli-Operator $\hat{\sigma}_z$. Dieser lautet im Detail

$$\hat{H}_{Atom} = \hbar\omega_{eg} \cdot \hat{\sigma}_z \quad \text{mit} \quad \hat{\sigma}_z = |g\rangle\langle g| - |e\rangle\langle e| \quad (2.13)$$

Der zweite Term beschreibt die Bewegung des Ions im harmonischen Oszillatorpotenzial, für die kinetische Energie gilt

$$\hat{H}_{kin} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}\omega_z\hat{x}^2 \quad (2.14)$$

Der Orts- und Impulsoperator kann durch den Erzeugungs- und Vernichtungsoperator ausgedrückt werden

$$\hat{x} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}} (\hat{a}^\dagger + \hat{a}) \quad \text{und} \quad \hat{p} = i\sqrt{\frac{\hbar m\omega_z}{2}} (\hat{a}^\dagger - \hat{a}) \quad (2.15)$$

Damit gilt schließlich zusammen mit dem Anzahloperator $\hat{n}$, dessen Eigenwert die Anzahl der vorhandenen Phononen angibt, für diesen Hamiltonian

$$\hat{H}_{kin} = \hbar\omega_z \left(\hat{n} + \frac{1}{2} \right) \quad \text{mit} \quad \hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a} \quad (2.16)$$

Der letzte Term stellt die Kopplung der Bewegung an den internen atomaren Zustand dar. Dazu wird ein klassisch angenommenes Laserfeld mit Frequenz ω_l benutzt, sodass der Hamiltonian folgendermaßen lautet

$$\hat{H}_{int} = \frac{\hbar}{2}\Omega_0 (\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-) \times \left(e^{-i(k\hat{x} - \omega_l t)} + e^{i(k\hat{x} - \omega_l t)} \right) \quad (2.17)$$

Hierbei sind $\hat{\sigma}^+$ und $\hat{\sigma}^-$ die Pauli-Operatoren und k der Wellenvektor des Laserfeldes. Ω_0 ist die Rabifrequenz, diese ist über das Dipolmoment $\hat{d}$ folgendermaßen gegeben

$$\Omega_0 = \frac{2e}{\hbar} \langle g | \hat{d} | e \rangle \quad (2.18)$$

Wird der Hamiltonian nun ins Wechselwirkungsbild transformiert, so lautet dieser

$$\hat{H}'_{int} = \frac{\hbar}{2}\Omega_0 (\hat{\sigma}^+ e^{i\omega_z t} + \hat{\sigma}^- e^{-i\omega_z t}) \times \left(e^{\frac{i}{\hbar}\hat{H}_{Atom}t} e^{-i(k\hat{x}-\omega_l t)} + e^{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_{Atom}t} e^{i(k\hat{x}-\omega_l t)} \right) \quad (2.19)$$

Werden die Klammern ausmultipliziert, so erhält man vier Terme, von denen zwei die Frequenz $(\omega_z + \omega_l)$ haben. Diese können durch eine *rotating wave approximation* vernachlässigt werden, wodurch noch zwei Terme verbleiben

$$\hat{H}'_{int} = \frac{\hbar}{2}\Omega_0 \left(e^{i\eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a})} \hat{\sigma}^+ e^{-i\delta t} + e^{-i\eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a})} \hat{\sigma}^- e^{i\delta t} \right) \quad (2.20)$$

Dabei ist $\delta = \omega_l - \omega_z$ die Verstimmung und η der Lamb-Dicke Faktor mit

$$\eta = k \cos \Theta \sqrt{\frac{\hbar}{2m \cdot \omega_z}} \quad (2.21)$$

Der Winkel Θ liegt zwischen dem k -Vektor des Laserfeldes und der Fallenachse. Um $\hat{H}'_{int}$ noch weiter vereinfachen zu können, ist eine Näherung nötig, diese ist möglich, wenn das Lamb-Dicke Regime erreicht wird. Es gilt dann

$$\eta^2 (2n + 1) \ll 1 \quad (2.22)$$

Unter dieser Voraussetzung ist die Ausdehnung der Wellenfunktion sehr viel kleiner als die Wellenlänge des Laserstrahls. Damit kann die Exponentialfunktion Taylor entwickelt werden

$$e^{i\eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a})} = 1 + i\eta (\hat{a}^\dagger + \hat{a}) + \mathcal{O} \left(\left(\eta (\hat{a}^\dagger + \hat{a}) \right)^2 \right) \quad (2.23)$$

Unter der Voraussetzung des Lamb-Dicke Regimes können alle höheren Ordnungen weggelassen werden, und zusammen mit $\delta = 0$ vereinfacht sich $\hat{H}'_{int}$ zu

$$\hat{H}'_{int} = \frac{\hbar}{2}\Omega_0 (\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-) \quad (2.24)$$

Dies wird ein Übergang auf dem Träger genannt, da sich die Phononenzahl nicht ändert und der Übergang zwischen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ stattfindet mit der Rabifrequenz Ω_0 .

Für eine Verstimmung von $\delta = -\omega_z$ gilt

$$\hat{H}'_{int} = \frac{\hbar}{2}\Omega_0 (\hat{a}\hat{\sigma}^+ - \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}^-) \quad (2.25)$$

Da hierbei die Laserfrequenz ins rötliche verschoben ist, wird dieser Übergang als erstes rotes Seitenband (1. rsb) bezeichnet. Dabei findet der Übergang zwischen $|g, n\rangle$ und $|e, n-1\rangle$ statt. Hierbei wird das Photon des Laserfeldes zusammen mit einem Phonon absorbiert. Die Rabifrequenz für diesen Übergang lautet folgendermaßen

$$\Omega_{n,n-1} \approx \eta\sqrt{n}\Omega_0 \quad (2.26)$$

Analog gilt für eine Verstimmung von $\delta = +\omega_z$:

$$\hat{H}'_{int} = \frac{\hbar}{2}\Omega_0 (\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}^+ - \hat{a}\hat{\sigma}^-) \quad (2.27)$$

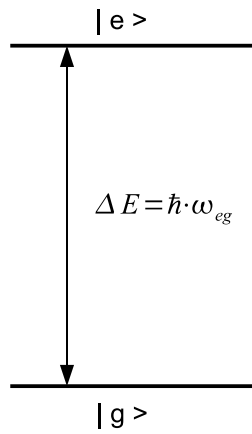
Dieser Übergang wird als erstes blaues Seitenband (1. bsb) bezeichnet und findet zwischen $|g, n\rangle$ und $|e, n+1\rangle$ statt.

$$\Omega_{n,n+1} \approx \eta\sqrt{n+1}\Omega_0 \quad (2.28)$$

In Abbildung 2.4 sind der Träger- sowie die beiden Seitenbandübergänge von dem Zustand $|g\rangle$ nach $|e\rangle$ dargestellt.

Um die Seitenbänder auflösen zu können, muss die Linienbreite des Übergangs kleiner als die Fallenfrequenz sein, dies ist bei einem Quadrupol- und Raman-Übergang der Fall, auf diese wird im Folgenden genauer eingegangen.

Atomniveau



harmonischer
Oszillator

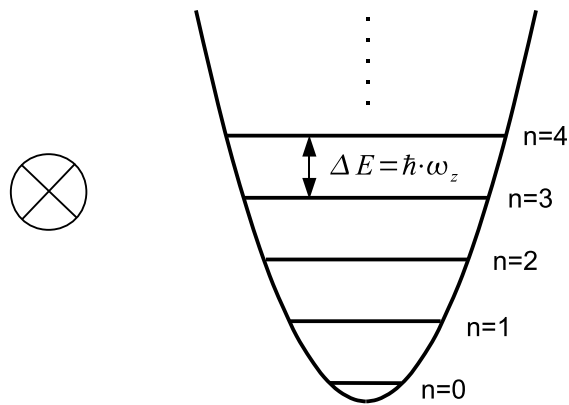


Abbildung 2.3: Verknüpfung des Atomniveaus mit dem harmonischen Oszillatorpotenzial

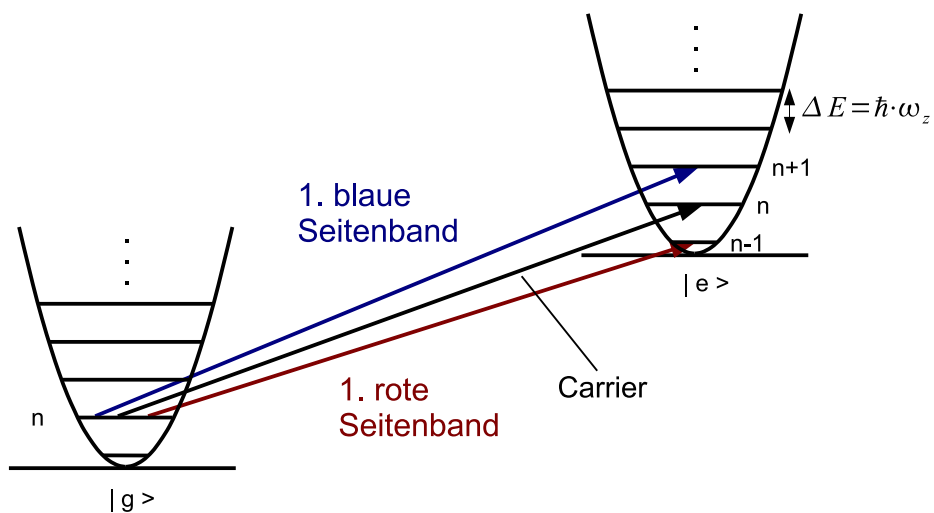


Abbildung 2.4: möglicher Übergang auf dem Träger, den ersten roten und ersten blauen Seitenband

2.4.2. Quadrupolübergang

Bei manchen Übergängen ist nach den Auswahlregeln ein elektrischer Dipolübergang (E1) nicht erlaubt, dann kann jedoch ein elektrischer Quadrupolübergang (E2) stattfinden. Dazu muss in Gleichung (2.18) statt des Dipoloperators $\hat{d}$ der Quadrupoloperator eingesetzt werden. Sonst gelten dieselben Rechnungen wie im Kapitel zuvor, einzig die Stärke der Kopplung der Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ ist deutlich schwächer.

2.4.3. Raman-Übergang

Um einen Übergang zwischen den beiden Zeeman aufgespaltenen $|\downarrow\rangle$ und $|\uparrow\rangle$ Sublevels des $4^2S_{1/2}$ -Niveaus zu ermöglichen, kann ein stimulierter Raman-Übergang benutzt werden. Dieser ist ein Zwei-Photonen-Übergang und benötigt ein Zwischenniveau, das $4^2P_{1/2}$ -Niveau, obwohl dieses kaum besetzt wird. In Abbildung 2.5 ist der schematisch dargestellt. Dabei sind ω_i die jeweiligen Laserfrequenzen, $\mathbf{k}_i$ die zugehörigen k-Vektoren, Δ ist die Ein-Photonen-Verstimmung zum $4^2P_{1/2}$ -Niveau und $\delta = \omega_1 - \omega_2$ die Raman-Verstimmung, die gerade der Zeeman-Aufspaltung zwischen dem $|\downarrow\rangle$ und $|\uparrow\rangle$ -Niveau entspricht. Da der $4^2P_{1/2}$ Zustand für $\Delta \gg \Omega_i$ und $\Delta \gg \Gamma$, wobei Γ die Linienbreite des $4^2P_{1/2}$ -Niveau ist, näherungsweise nie besetzt wird, kann der Übergang auf ein effektives Zwei-Niveau-System reduziert werden.

Die Rabifrequenz ist hier durch

$$\Omega_0 = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta} \quad (2.29)$$

gegeben. Dabei sind Ω_1 bzw. Ω_2 die Dipolrabifrequenzen zwischen dem $|\downarrow\rangle$ bzw. $|\uparrow\rangle$ Zustand und dem $4^2P_{1/2}$ -Niveau.

Der entscheidende Vorteil dieses Übergangs ist, dass der resultierende k-Vektor sowie der Lamb-Dicke Faktor experimentell durch die geometrische Anordnung der beiden einzelnen Laserstrahlen variiert werden kann. Für eine Ein-Photonen-Verstimmung Δ im zehnfachen GHz Bereich kann der Ein-Photonen-Übergang vernachlässigt werden, da dieser eine Breite von 141 MHz Bereich besitzt.

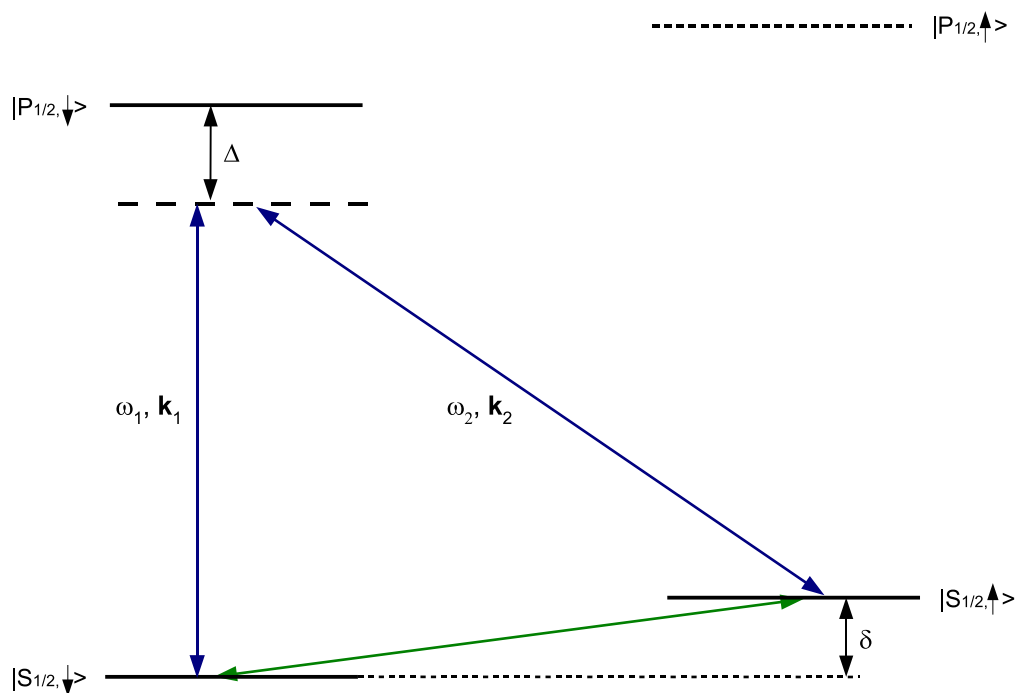


Abbildung 2.5: stimulierter Raman-Übergang zwischen den beiden $S_{1/2}$ -Niveaus mit Laserfrequenzen ω , $\mathbf{k}$ -Vektoren, Ein-Photonen-Verstimmung Δ und Raman-Verstimmung δ

2.4.4. Streurate

Die Rate mit der Zerfälle vom $4^2P_{1/2^-}$ zum $4^2S_{1/2}$ -Niveau durch Lasereinfluss stattfindet, stellt die Streurate R_{S-P} dar, diese ist nach [7] durch

$$R_{S-P} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4\Delta^2} \quad (2.30)$$

gegeben. Hierbei ist Γ die inverse Lebensdauer des angeregten Zustands (siehe auch Gleichung (2.54)), wobei der Faktor $1/2$ daher kommt, dass keine Besetzungsinversion möglich ist. Für den Raman-Übergang zwischen dem $|\downarrow\rangle$ und dem $|\uparrow\rangle$ Zustand ist eine vollständige Besetzung in jedem der Zustände möglich, damit fällt dabei dieser Faktor weg. Unter der Bedingung $\Delta^2 \gg \Gamma^2$ und $\Delta^2 \gg \Omega^2$ vereinfacht sich die Streurate R_{Raman} für den Raman-Übergang zu

$$R_{Raman} = \frac{\Omega^2}{4\Delta^2} \Gamma \quad (2.31)$$

Für die Streuraten der inelastischen spontanen Raman-Übergänge, die Spin-flip Streuraten, gelten dann nach [7] folgende

$$R_{\uparrow} = \Gamma \frac{\Omega^2}{4\Delta^2} \frac{1}{3} (\epsilon_-^2 + \epsilon_0^2) \quad (2.32)$$

$$R_{\downarrow} = \Gamma \frac{\Omega^2}{4\Delta^2} \frac{1}{3} (\epsilon_+^2 + \epsilon_0^2) \quad (2.33)$$

Hierbei stellen ϵ_i die relativen Stärken der Polarisationen dar. Für diese gilt

$$\epsilon_-^2 + \epsilon_+^2 + \epsilon_0^2 = 1 \quad (2.34)$$

Die differentielle Streurate R_{dif} kann dann wie folgt ausgedrückt werden

$$R_{dif} = R_{\uparrow} - R_{\downarrow} = \Gamma \frac{\Omega^2}{4\Delta^2} \frac{1}{3} (\epsilon_-^2 - \epsilon_+^2) \quad (2.35)$$

Die Streuraten $R_{\uparrow}$ und $R_{\downarrow}$ werden später im Versuch in Abschnitt §6.2 gemessen und daraus dann die Dipol-Rabifrequenz nach Gleichung (2.31) bestimmt.

2.4.5. Dynamischer Stark-Effekt

Der dynamische Stark-Effekt oder auch AC Stark-Effekt beschreibt die Verschiebung der Energieniveaus unter Lasereinfluss. Dieser wird nach [16] für den Übergang zwischen dem $4^2S_{1/2^-}$ und $4^2P_{1/2}$ -Niveau durch

$$\Delta_{Stark} = \frac{\Omega^2}{4\Delta} \quad (2.36)$$

beschrieben. Ω ist hierbei die Rabifrequenz und Δ die Verstimmung zur Resonanz. Die Rabifrequenz ist proportional zur Wurzel der Laserintensität und damit ist der Stark-Shift direkt proportional zur Laserintensität. Dabei bewirken nur Laserstrahlen einen differentiellen Stark-Shift, die entlang des magnetischen Feldvektors verlaufen. Dieser Stark-Effekt muss beim nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen berücksichtigt werden, da er die Übergangsfrequenz von einem der beiden $4^2S_{1/2}$ Unterniveaus

verändert.

Für den Stark-Shift der beiden Grundzustände gilt

$$\Delta_{Stark}^{\uparrow} = \frac{\Omega^2}{4\Delta} \left(\frac{1}{3}\epsilon_-^2 + \frac{1}{6}\epsilon_0^2 \right) \quad (2.37)$$

$$\Delta_{Stark}^{\downarrow} = \frac{\Omega^2}{4\Delta} \left(\frac{1}{3}\epsilon_+^2 + \frac{1}{6}\epsilon_0^2 \right) \quad (2.38)$$

Hieraus ergibt sich dann der differentielle Stark-Shift zu

$$\Delta_{Stark,dif} = \Delta_{Stark}^{\uparrow} - \Delta_{Stark}^{\downarrow} = \frac{\Omega^2}{4\Delta} \frac{1}{3} (\epsilon_-^2 - \epsilon_+^2) \quad (2.39)$$

Zusammen mit Gleichung (2.35) ergibt sich dann die folgende Formel

$$\Gamma = \Delta \frac{R_{dif}}{\Delta_{Stark,dif}} \quad (2.40)$$

In Abschnitt §6.3 wird der Stark-Shift experimentell bestimmt und um diesen mit dem theoretischen Wert in Abschnitt §6.5 vergleichen zu können, wird Gleichung (2.40) zusammen mit Gleichung (2.35) benötigt.

2.5. $^{40}\text{Ca}^+$ als Qubit

Um das $^{40}\text{Ca}^+$ als Qubit benutzen zu können, benötigt es zwei Zustände, die experimentell unterschieden werden können und eine genügend hohe Lebensdauer besitzen. Diese beiden Zustände müssen außerdem über eine kohärente Dynamik verbunden sein. Damit kann der eine Zustand als quantenmechanische $|0\rangle$ und der andere als $|1\rangle$ bezeichnet werden.

2.5.1. Das optische Qubit

Der mit 1,17 s sehr langlebige $3^2\text{D}_{5/2}$ Zustand kann als metastabiler Zustand bezeichnet werden, da alle Operationen, die auf das Ion gemacht werden, auf mehreren Größenordnungen kleineren Zeiten ablaufen. Dem Zustand $4^2\text{S}_{1/2}$ wird die $|0\rangle$ und dem Zustand $3^2\text{D}_{5/2}$ die $|1\rangle$ zugeordnet. Die kohärente Dynamik zwischen diesen beiden Niveaus erfolgt über den bereits erwähnten Quadrupolübergang bei 729 nm. Bei der Fluoreszenzauslese wird direkt der Zustand detektiert, da der $4^2\text{D}_{5/2}$ Zustand keine Fluoreszenz liefert.

2.5.2. Das Spinqubit

Alternativ zum optischen Qubit können die Spinzustände des $4^2\text{S}_{1/2}$ -Niveaus benutzt werden. Diese sind durch die Zeeman-Aufspaltung energetisch getrennt und können somit einzeln adressiert werden. Beide Zustände haben eine beinahe unendlich lange Lebensdauer, und ein kohärenter Übergang zwischen diesen beiden Niveaus kann mittels eines Raman-Übergangs stattfinden. Dem $|\downarrow\rangle$ Zustand wird hierbei die $|0\rangle$ und dem $|\uparrow\rangle$ Zustand die $|1\rangle$ zugeordnet. Zur selektiven Auslese wird ein π -Puls auf dem 729 nm Übergang gemacht, sodass alle Ionen die sich im $|\uparrow\rangle$ -Niveau befunden haben, nun im $4^2\text{D}_{5/2}$ -Niveau sind und dieser wieder bei der Fluoreszenzauslese keine Fluoreszenz erzeugt.

2.6. Geometrisches Phasengatter durch spinabhängige Lichtkräfte

Ein Zwei-Ionenkristall stellt den Grundbaustein für skalierbare Quanteninformation in der segmentierten Paulfalle dar. Hierbei ist die Verschränkung beider Ionen durch die beiden Spinqubits für Quantenlogik ein vielversprechender Ansatz, insbesondere durch das *geometrische Phasengatter* welches nach [20] realisiert wurde. Für dieses Phasengatter ist es notwendig, dass die räumliche Lokalisierung der Ionen sehr viel kleiner als die Wellenlänge ist, was wiederum gerade dem Lamb-Dicke Regime entspricht. Zur Verbesserung der Fidelity ist es wichtig, dass der Laserstrahl nur an eine der beiden Bewegungsmoden koppelt (entweder COM oder STR), dies bedeutet, dass die Wellenlänge der Laserstrahlen resonant zu einer der Moden sein muss.

Zur Realisierung des Phasengatters wird eine Licht-Stehwelle benötigt, die einen räumlich und zeitlich variierenden AC Stark-Effekt bewirkt, der eine Energieverschiebung erzeugt. Durch geeignete Laserpolarisationen ist diese Energieverschiebung spinabhängig, wodurch zwei effektive Stehwellen entstehen, eine für den $|\downarrow\rangle$ und eine für $|\uparrow\rangle$ Zustand, die 180° phasenverschoben zueinander sind. In Abbildung 2.6 ist dies zusammen mit dem harmonischen Oszillatorpotenzial für ein Ion gezeigt. Dabei verschiebt die zeitlich variierende Lichtkraft mit Frequenz ω_L das Ion in dem harmonischen Oszillator

mit Frequenz ω_{vib} , es handelt sich also um einen getriebenen ungedämpften harmonischen Oszillator, und für eine resonante Anregung mit $\delta = \omega_{vib} - \omega_L = 0$ entsteht der in Abbildung 2.7 dargestellte Weg im Phasenraum. Dabei entfernt sich das Ion auf einer Spirale immer weiter weg vom Ursprung. Für eine nicht-resonante Anregung mit $\delta = \omega_{vib} - \omega_L \neq 0$ kehrt das Ion nach der Umkehrzeit

$$t_{ret} = \frac{2\pi}{\delta} \quad (2.41)$$

für kleine Verstimmungen δ wieder zurück zum Ursprung. Der Weg im Phasenraum für ein mitrotierendes Bezugssystem ist in Abbildung 2.8 für eine resonante und eine nicht-resonante Anregung gezeichnet. Die Lichtkraft wird hierbei durch das Hellman-Feynman Theorem

$$F_L = \langle \Psi | \frac{dH}{d\alpha} | \Psi \rangle \quad (2.42)$$

gegeben.

Werden nun zwei Ionen mit Spin S_1 und S_2 bei einem Abstand L_0 in der Paulfalle gehalten, so wirken die Lichtkräfte in Abhängigkeit ihres jeweiligen Spins auf beide Ionen gleichzeitig, dies ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Der Ionenabstand ist nach [7] durch

$$L_0 = \sqrt[3]{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{m\omega_z^2}} \quad (2.43)$$

gegeben. Für eine Fallenfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 1,4$ MHz liegt dieser Abstand dann bei $L_0 = 4,5 \mu\text{s}$.

Die Stehwelle hat die effektive Wellenlänge λ_{eff} , diese hängt von der Richtung und der Wellenlänge der beiden Laserstrahlen L_1 und L_2 ab. Der Weg im Phasenraum ist nun abhängig von den Spins der *beiden* Ionen, dies ist Abbildung 2.10 dargestellt. Dabei ist zugleich die von beiden Ionen aufgenommene geometrische Phase Φ für einen Umlauf mit eingezeichnet, diese ist direkt proportional zur umlaufenen Phasenraumfläche. Die Stärke der Lichtkraft an die beiden Bewegungsmoden kann nun für vier verschiedene Möglichkeiten betrachtet werden:

- $L_0 = n \cdot \lambda_{eff}, \quad S_1 = S_2 \rightarrow |F_{COM}| = \text{maximal} \quad \text{und} \quad F_{STR} = 0$
- $L_0 = n \cdot \lambda_{eff}, \quad S_1 \neq S_2 \rightarrow F_{COM} = 0 \quad \text{und} \quad |F_{STR}| = \text{maximal}$
- $L_0 = (n + \frac{1}{2}) \cdot \lambda_{eff}, S_1 = S_2 \rightarrow F_{COM} = 0 \quad \text{und} \quad |F_{STR}| = \text{maximal}$
- $L_0 = (n + \frac{1}{2}) \cdot \lambda_{eff}, S_1 \neq S_2 \rightarrow |F_{COM}| = \text{maximal} \quad \text{und} \quad F_{STR} = 0$

Die Idee dieses Phasengatters ist es nun den Anfangszustand

$$|\Psi_A\rangle = |00\rangle + |01\rangle + |10\rangle + |11\rangle \quad (2.44)$$

in den verschränkten Endzustand

$$|\Psi_E\rangle = |00\rangle + |11\rangle \quad (2.45)$$

zu überführen.

Bei der experimentellen Durchführung kann entweder die COM oder die STR Mode benutzt werden, lediglich der Abstand L_0 muss richtig eingestellt werden, dies kann über Variation des harmonischen Oszillatorpotenzials durch Änderung der DC-Spannung geregelt werden. Dieses Phasengatter wird durch zwei $\pi/2$ -Pulse auf einem realisiert, wobei die Zustände $|01\rangle$ und $|10\rangle$ die Phase Φ_o und die Zustände $|00\rangle$ und $|11\rangle$ die Phase

Φ_e erlangen. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Zeit so gewählt wurde, dass immer ein voller Umlauf im Phasenraum stattfindet, sonst würde die Kohärenz aufgrund der räumlichen Verschiebung zerstört werden. Somit wird der Anfangszustand wie folgt überführt

$$|\Psi_A\rangle \rightarrow e^{i\Phi_e} \cdot (|00\rangle + |11\rangle) + e^{i\Phi_o} \cdot (|01\rangle + |10\rangle) = |00\rangle + |11\rangle + e^{i(\Phi_o - \Phi_e)} \cdot (|01\rangle + |10\rangle) \quad (2.46)$$

Das letzte Gleichheitszeichen hat seine Gültigkeit daher, dass eine globale Phase vernachlässigt werden kann. Wird nun die Phasendifferenz $\Phi_o - \Phi_e$ so gewählt, dass sie gerade $\pi/2$ beträgt, so wird dieser Zustand durch den letzten $\pi/2$ -Puls in den gewünschten Endzustand $|\Psi_E\rangle$ überführt.

Hierbei gibt es zwei Prozesse, die die Güte (Fidelity) des Quantengatters begrenzen. Für eine nicht perfekte Kühlung, also wenn noch Phononen in einer Mode vorhanden sind, wird die umlaufene Phasenraumfläche, die abhängig von der Phononenzahl ist, und damit auch die Phase verändert. Dies ist in Abbildung 2.11 für drei verschiedene Phononenzahlen dargestellt. Mit einer höheren Phononenzahl verbreitert sich die Wellenfunktion des Ions und damit sinkt die Lichtkraft nach Gleichung (2.42), da dies eine Mittelung über das Produkt von Wellenfunktion des Ions und der Stehwelle darstellt. Dies stellt bereits die Wichtigkeit einer guten Kühlung zur Erlangung einer hohen Fidelity eines Phasengatters dar. Der zweite beschränkende Prozess ist die Mikrobewegung des Ions mit der angelegten rf-Frequenz. Da diese eine sehr viel größere als im Experiment benutzte Frequenz hat, sollte sich die Mikrobewegung durch die Mittelung herausheben, allerdings bewirkt sie dennoch, dass die Anfangsrichtung der Bewegung der Kreisbahn im Phasenraum zufällig in eine Richtung zeigt. Die sich ergebende Phase sollte sich dadurch im Experiment nicht ändern, dies wurde aber noch nicht experimentell belegt.

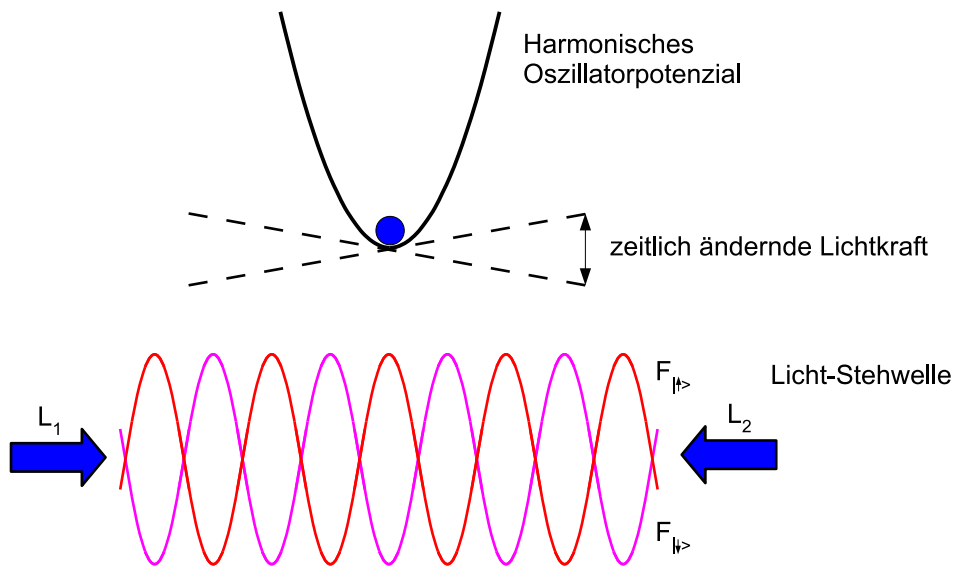


Abbildung 2.6: Kombination von dem harmonischem Oszillatorpotenzial eines Ions mit einer spinabhängigen Lichtkraft

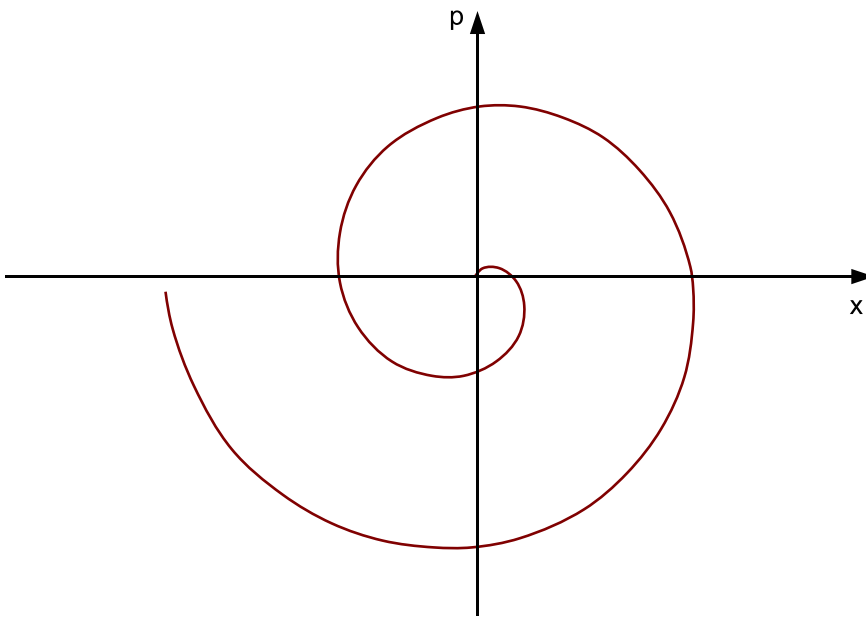


Abbildung 2.7: Phasenraumtrajektorie für die Bewegung eines Ions bei resonanter Lichtkraftanregung

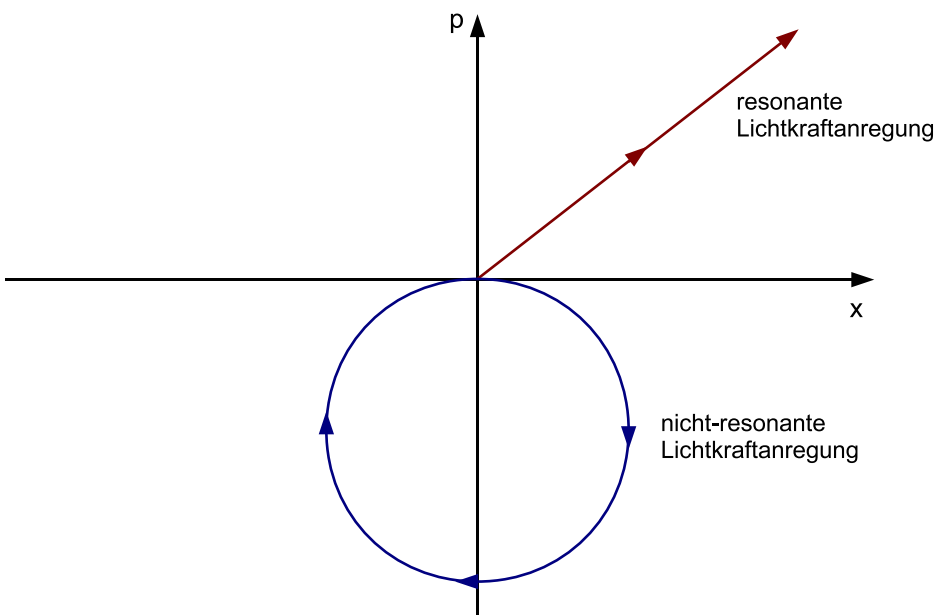


Abbildung 2.8: Phasenraumtrajektorie im rotierenden Bezugssystem für die Bewegung eines Ions bei resonanter und nicht-resonanter Lichtkraftanregung

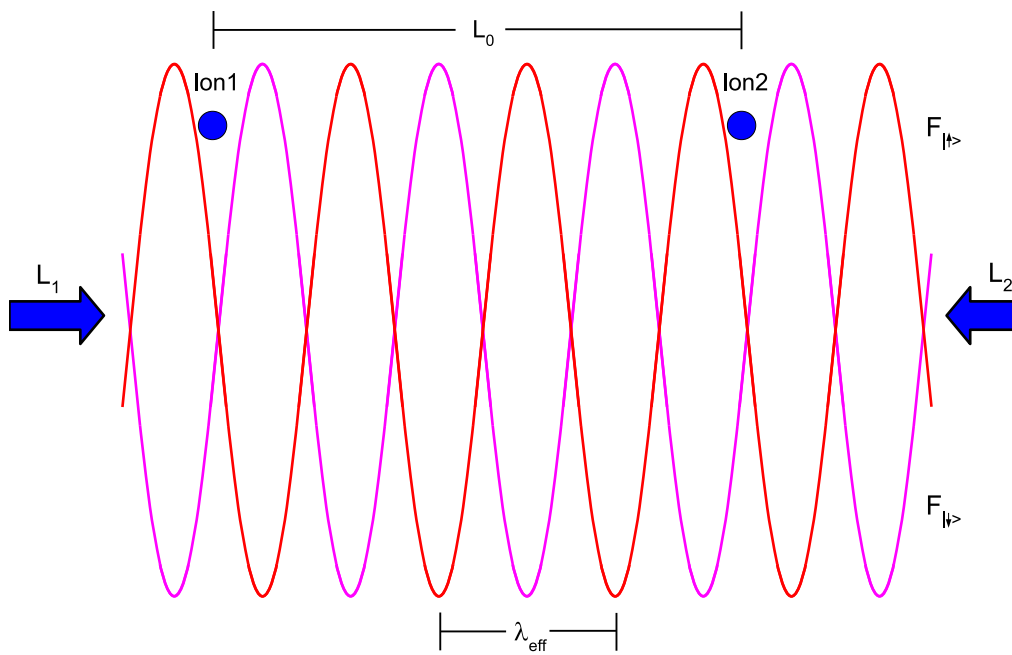


Abbildung 2.9: zwei Ionen mit einer spinabhängigen Lichtkraft

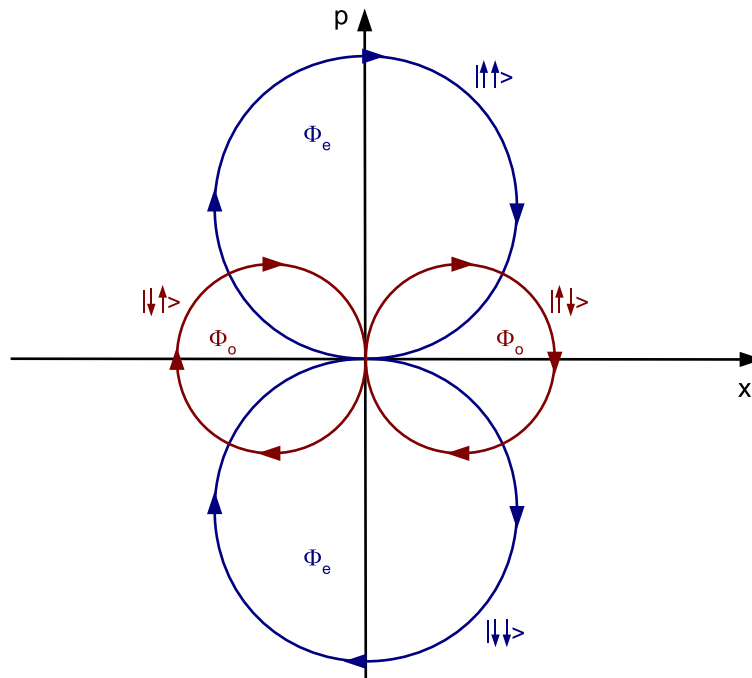


Abbildung 2.10: Phasenraum im rotierenden Bezugssystem für die Bewegung von zwei Ionen in Abhängigkeit ihrer Spins

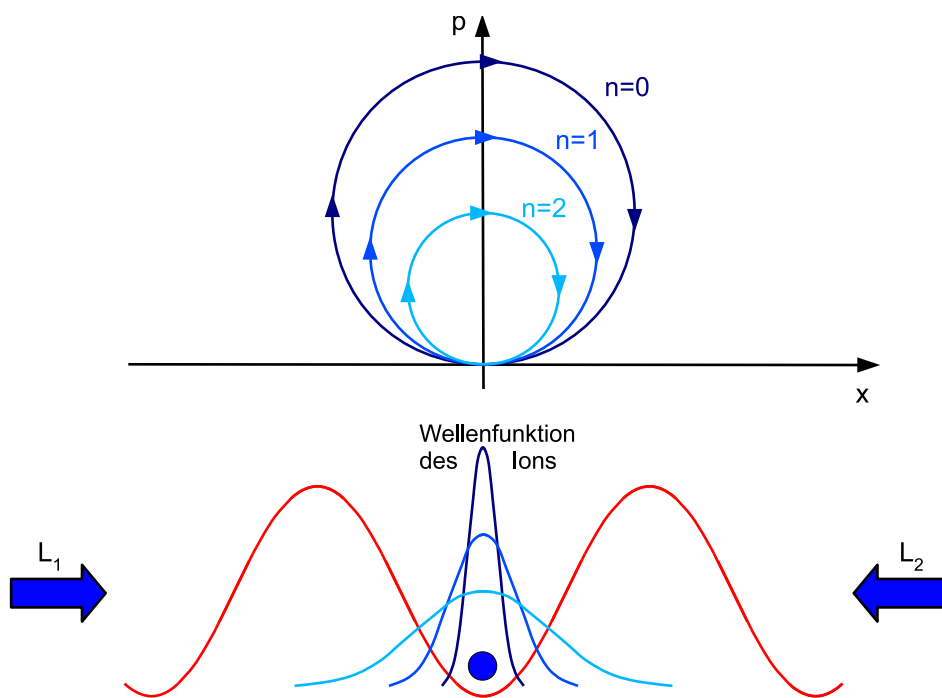


Abbildung 2.11: Beschränkung der Fidelity beim Phasengatter durch keine perfekte Bewegungsgrundzustandsbesetzung und räumliche Ausdehnung der Wellenfunktion des Ions

2.7. Ausleseverfahren zur Zustandsdetektion, zur Spinunterscheidung sowie zur Phononenbestimmung

Hier werden nun die verschiedenen Auslesemethoden, die zur Erkennung und Quantifizierung der nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlung nötig sind, vorgestellt.

2.7.1. Fluoreszenzauslese

Zur Bestimmung, ob das Ion sich in einem der $4^2S_{1/2}$ Zustände befunden hat, wird ein Laserstrahl der Wellenlänge 397 nm eingestrahlt. Dieser regt das Ion in das $4^2P_{1/2}$ -Niveau an, von wo es nach einer natürlichen Lebensdauer von 7,07 ns wieder in den Grundzustand $4^2S_{1/2}$ zerfällt. Bei diesem Zerfall sendet das Ion ein Fluoreszenzphoton aus, das mittels einem Photomultiplier (PMT) nachgewiesen wird. Da das Ion einen zweiten Zerfallskanal vom $4^2P_{1/2}$ - zum $3^2D_{3/2}$ -Niveau, der verglichen mit dem anderen Zerfallskanal nur in 1 von 15 Zerfällen stattfindet, hat, muss noch ein weiterer Laserstrahl mit 866 nm eingestrahlt werden, um das Ion aus diesem Zustand wieder zurück zu pumpen. Es können also bis zu $\frac{1}{2 \cdot 7,07 \text{ ns}} \approx 70 \cdot 10^6$ Fluoreszenzphotonen pro Sekunde entstehen, womit es ausreichend ist, ein paar Millisekunden die Fluoreszenz zu messen, damit zwischen den beiden Möglichkeiten *Ion im $4^2S_{1/2}$ -Niveau* und *Ion nicht im $4^2S_{1/2}$ -Niveau* unterschieden werden kann. Wird weniger Zeit für diese Messung genommen, so steigt der Auslesefehler an.

2.7.2. Optisches Pumpen

Als optisches Pumpen wird die gezielte Zustandspräparation des Ions in einen der $|\downarrow\rangle$ oder $|\uparrow\rangle$ Zustände bezeichnet. Nach einem der DiVincenzo Kriterien [6], ist es notwendig immer in demselben Zustand für ein Experiment zu beginnen. Es wird die Population von dem $|\downarrow\rangle$ - in das $|\uparrow\rangle$ -Niveau durch σ^+ -polarisiertes Licht überführt. Es wird σ^+ -Polarisation benötigt, da die Spinquantenzahl um eins erhöht werden muss. Dieser Laserstrahl gelangt über einen Strahlteiler von demselben Laser, wie der Laserstrahl der zum Dopplerkühlen benutzt wird, durch eine $\lambda/4$ -Platte zum Ion und wird zukünftig als *397 nm dop/sigma* bezeichnet. Von dem $4^2P_{1/2, m_j=+1/2}$ -Niveau kann das Ion in beide $4^2S_{1/2}$ Zustände zerfallen, wobei es von dem $|\downarrow\rangle$ wieder in den $4^2P_{1/2, m_j=+1/2}$ Zustand überführt wird. Befindet sich das Ion in dem $|\uparrow\rangle$ -Niveau, so findet aufgrund der Polarisation des Lichts kein Übergang mehr statt. Analog kann über σ^- -polarisiertes Licht Besetzung von dem $|\uparrow\rangle$ - in das $|\downarrow\rangle$ - über das $4^2P_{1/2, m_j=-1/2}$ -Niveau überführt werden. Dies kann durch den σ -Strahl, der zugleich zum nahresonanten kontinuierlichem Seitenbandkühlen benutzt wird, geschehen. Damit ist es möglich, das Ion gezielt in beide $4^2S_{1/2}$ Zustände zu bringen um dann das Experiment immer mit den gleichen Anfangsbedingungen durchführen zu können.

2.7.3. Nachweis der Spinzustände

Mit der Fluoreszenzauslese kann das Ion in den beiden $4^2S_{1/2}$ Zuständen nachgewiesen werden, dabei wird aber nicht unterschieden, in welchem der beiden es sich befindet. Um diese Information zu erhalten, muss zunächst die Entartung des Grundzustandes aufgehoben werden. Dies geschieht mit dem Zeeman-Effekt, bei dem die Niveaus durch

ein externes Magnetfeld energetisch um 18 MHz aufgespalten werden. Nun kann das Ion vom $|\uparrow\rangle$ Zustand mittels eines Laserstrahls der Wellenlänge 729 nm in den $3^2D_{5/2}$ Zustand überführt werden. Dieser Übergang ist aufgrund der Auswahlregeln dipolverboten, aber quadrupolerlaubt, wodurch der Laser eine sehr schmale Linienbreite haben muss, also $\delta_\nu \ll \omega_z$ mit der Fallenfrequenz ω_z , um die Seitenbänder auflösen zu können. Dies kann durch Laserstabilisierung auf einen Hochfinesse-Referenzresonator realisiert werden. Wenn sich das Ion in dem $4^2D_{5/2}$ - Niveau befindet, benötigt es im zeitlichen Mittel 1,17 s, um wieder in den Grundzustand zu zerfallen, wodurch es bei der Fluoreszenzauslese nicht detektiert wird.

2.7.4. Detektion der Phononenzahlverteilung

Da die Bewegungsmoden durch den Laser mit 729 nm aufgelöst werden können, kann jede Bewegungsmode einzeln angesprochen werden, sobald die Wellenlänge resonant dazu ist. Somit kann vom $|\uparrow\rangle$ - zum $3^2D_{5/2}$ -Niveau Übergänge auf dem Träger, dem ersten roten Seitenband sowie dem ersten blauen Seitenband getrieben werden. Diese Übergänge sind durch eine kohärente Dynamik gegeben, womit die Zustandswahrscheinlichkeit des Ions zwischen diesen beiden Niveaus mit einer bestimmten Rabi-Frequenz oszilliert. Für die Übergangsmatrixelemente gilt nach [7]

$$M_{n,n+m} = e^{-\eta^2/2} \eta^{|m|} \mathcal{L}_n^{|m|}(\eta^2) \left(\frac{n!}{(n+m)!} \right)^{\text{sign}(m)/2} \quad (2.47)$$

Hierbei ist $\mathcal{L}_n^{|m|}$ das assoziierte Laguerre Polynom und die Rabi-Frequenz ist dann gerade durch

$$\Omega_{n,n+m} = M_{n,n+m} \Omega \quad (2.48)$$

gegeben. Bei niedriger mittlerer Phononenzahl wird der Übergang auf dem roten Seitenband unwahrscheinlicher, da ein Teil der Ionen aufgrund der thermischen Phononenverteilung bereits im Bewegungsgrundzustand mit null Phononen ist (siehe Abbildung 2.2). Somit nimmt die Anregungswahrscheinlichkeit und die Rabi-Frequenz für diesen Übergang ab und sollte bei null Phononen verschwinden. Aufgrund der Matrixübergangselementen sinkt ebenfalls die Rabi-Frequenz auf dem blauen Seitenband, tendiert aber bei null Phononen zu einem nicht verschwindenden Grenzwert, dies ist in Abbildung 2.12 dargestellt, wobei diese Grafik von [7] übernommen wurde. Der Trägerübergang sollte mit abnehmender Phononenzahl an Kontrast gewinnen, während die Rabi-Frequenz abnimmt. Damit kann diese Methode zur ersten Erkennung einer Sub-Dopplerkühlung benutzt werden, allerdings kann der erhaltene Graph nicht gefittet werden, da dieser Übergang nicht nur die axialen, sondern auch noch die radialen Moden anspricht.

2.7.5. Raman-Auslese zur Phononenbestimmung

Zur quantitativen Bestimmung der mittleren Phononenzahl kann ein Strahlenpaar benutzt werden, das weit von der Resonanz verstimmt ist und einen Raman-Übergang zwischen dem $|\downarrow\rangle$ - und $|\uparrow\rangle$ -Niveau ermöglicht. Das hier benutzte Strahlenpaar besteht aus denselben Laserstrahlen, die auch zur gepulsten Raman-Kühlung verwendet werden, allerdings kann hierbei die Frequenz beider Strahlen noch verändert werden. Damit lassen sich gezielt Übergänge auf dem Träger und den Seitenbändern treiben, die Übergänge sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Diese Übergänge werden ebenfalls von einer

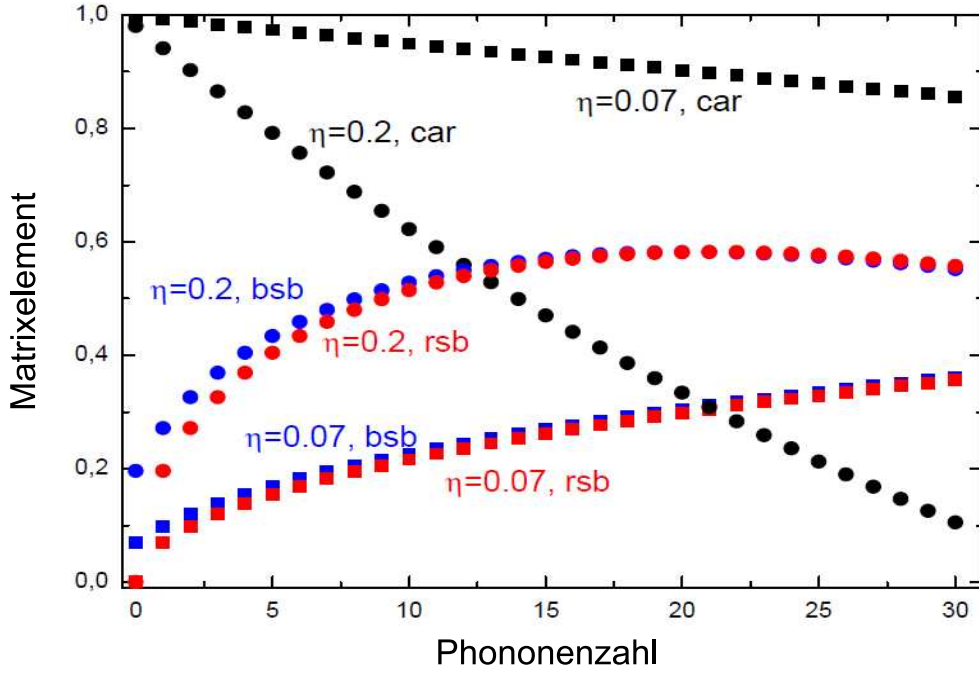


Abbildung 2.12: Matrixelement für den 729 nm Übergang auf dem ersten roten (rsb), ersten blauen Seitenband (bsb) und dem Träger (car) gegen die Phononenzahl für zwei verschiedene Lamb-Dicke Faktoren, Grafik von [7] entnommen

kohärenten Dynamik beschrieben, wobei die inkohärente Dynamik in Form von Ein-Photonen-Übergängen aufgrund der großen Verstimmung vernachlässigt werden kann. Für das Verhältnis r der Übergangswahrscheinlichkeit von rotem (p_{rsb}) zu blauem (p_{bsb}) Seitenband gilt mit Abschnitt §2.4.1 und Gleichung (2.11)

$$r = \frac{p_{rsb}(t)}{p_{bsb}(t)} = \frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \quad (2.49)$$

Nach der mittleren Phononenzahl $\bar{n}$ umgestellt, ergibt sich dann

$$\bar{n} = \frac{r}{1 - r} \quad (2.50)$$

Damit kann die mittlere Phononenzahl direkt über das Verhältnis der Anregungsraten der Seitenbänder bestimmt werden.

Da dies für nur einen Punkt immer noch relativ ungenaue Werte liefert, ist es sinnvoller, die Oszillation zwischen den beiden Niveaus zu messen und diese zu fitten. Da dieses aus einer Überlagerung verschiedener Frequenzen besteht, kann damit dann die Phononenwahrscheinlichkeit $p(n)$ bestimmt und die mittlere Phononenzahl daraus errechnet werden. Nach [7] kann die Wahrscheinlichkeit für das Ion in dem $|\downarrow\rangle$ Zustand zu finden, während es einen Raman-Übergang auf dem ersten blauen Seitenband zwischen dem $|\downarrow\rangle$ und dem $|\uparrow\rangle$ Zustand treibt, durch

$$P_{|\downarrow\rangle}(t) = \frac{1}{2} \sum_n p_n (ae^{-\gamma t} \cos(\Omega_{n,n+1}t) + b) \quad (2.51)$$

gegeben werden. Hierbei stellt a den experimentellen Kontrast und b die experimentelle Endzustandswahrscheinlichkeit dar. Nach der Theorie sollte $a = 1$ und $b = 0,5$ sein. Weiter ist $\Omega_{n,n+1}$ die Rabifrequenz für das erste blaue Seitenband und γ die Dekohärenzrate. Analoges gilt für das rote Seitenband mit der Rabifrequenz $\Omega_{n,n-1}$ und dem Träger mit $\Omega_{car} \approx \Omega_0 (1 - \eta n^2)$. Hierbei sind alle Rabifrequenzen noch von dem Lamb-Dicke Faktor abhängig, dieser muss also vorher bestimmt werden.

Bei der Anpassung der Messwerte an diese Kurve kann die Phononenzahl und die Dekohärenzrate nicht gleichzeitig variabel sein, da eine Verringerung der mittleren Phononenzahl ähnlich wie eine Verringerung der Dekohärenzrate wirkt. Um die mittlere Phononenzahl nicht zu unterschätzen sollte also die Dekohärenzrate fest auf einen etwas höheren Wert gesetzt werden.

2.7.6. Pulslängenscan

Zur genaueren Untersuchung der Rabioszillation eines Übergangs kann ein Pulslängenscan gemacht werden. Zunächst wird die Besetzung durch optisches Pumpen in den $|\uparrow\rangle$ Zustand überführt. Anschließend wird der Laserstrahl mit 729 nm mit variierender Zeit aber konstanter Leistung eingestrahlt und dann eine Fluoreszenzauslese gemacht. Nach einer bestimmten Zeit, der π -Zeit, ist die meiste Population in den $3^2D_{5/2}$ Zustand gebracht worden, dieser Vorgang heißt π -Puls. Da dieser Übergang durch eine kohärente Dynamik getrieben wird, sinkt nach dieser Zeit wieder die Wahrscheinlichkeit, das Ion in dem $3^2D_{5/2}$ Zustand zu finden, es findet also eine Oszillation zwischen diesen beiden Zuständen statt.

2.7.7. Ramsey-Scan mit Spin-Echo

Bei einem Ramsey-Scan kann die aufgenommene Phase der beiden Grundzustände gemessen werden. Dazu wird das Ion in dem $|\uparrow\rangle$ Zustand durch optisches Pumpen präpariert und anschließend ein $\pi/2$ -Puls mit dem Strahlenpaar Raman R1 und RCC gemacht. Damit befindet sich das Ion nun in einer Superposition von $|\downarrow\rangle$ und $|\uparrow\rangle$. Nun wird das entsprechende Experiment durchgeführt wodurch das Ion eine Phase aufammelt. Um das Endergebnis unabhängig von eventuellen Stark-Shifts und durch andere unerwünschte Nebeneffekte aufgesammelte Phase anzugeben, wird ein Spin-Echo angewendet. Dazu wird nun ein π -Puls mit Raman R1 und RCC gemacht und anschließend genauso lange gewartet wie das Experiment gedauert hat. Dann wird ein erneuter $\pi/2$ -Puls mit R1 und RCC gemacht. Abschließend findet eine Shelving Auslese zur Spinunterscheidung statt. Dies kann für verschiedene Experimentzeiten gemacht werden oder analog kann auch die Phase des zweiten $\pi/2$ -Pulses geändert werden.

2.8. Dopplerkühlen, nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen und gepulstes Raman-Kühlen

Hier werden die verschiedenen Kühlverfahren, die auch später im Experiment benutzt werden, erläutert. Dabei wird zunächst auf das Dopplerkühlen und später auf zwei Sub-Dopplerkühlverfahren eingegangen.

2.8.1. Dopplerkühlen

Beim Dopplerkühlen wird, wie der Name schon andeutet, der Dopplereffekt von sich bewegenden Objekten ausgenutzt, wodurch diese Objekte eine abbremssende Kraft durch Absorption und anschließende Emission erfahren.

Dazu wird ein Zwei-Niveau-System benötigt, das aus einem stabilen Grundzustand $|g\rangle$ und einem kurzlebigen angeregten Zustand $|e\rangle$ besteht, bei uns der $4^2S_{1/2}$ und der $4^2P_{1/2}$ Zustand des Calcium-Ions. Das Atom erfährt durch Absorption und anschließende spontane Emission eines Photons einen Impulsübertragung von $\hbar k$ in die Laserstrahlrichtung. Die Bewegung eines Atoms ist in der Regel ungerichtet, um nur die Bewegungsrichtung abzubremssen, wird der Dopplereffekt ausgenutzt, indem die Wellenlänge des Laserlichts leicht ins rötliche verschoben wird. Damit ist das Laserlicht nur dann resonant, wenn sich das Atom entgegen dem Laserlicht bewegt, wodurch es in seiner Bewegung abgebremst wird. Da der Impulsübertrag eines Photons im Vergleich zum Impuls eines Atoms relativ gering ist, muss der Zustand $|e\rangle$ so kurzlebig sein, dass eine genügend große Zahl von Übergängen in einer kurzen Zeit zur Kühlung stattfinden können.

Im dreidimensionalen Fall trifft die Erklärung zur Dopplerkühlung nicht mehr ganz zu, da hier aber die Wellenlänge ebenfalls leicht ins rötliche verschoben ist, wird durch jede nahresonante Absorption und anschließende resonante Emission ein wenig Energie von dem Ion über Photonen abgegeben. Wichtig ist hierbei jedoch, dass der resultierende k -Vektor des Laserstrahls alle Bewegungsmoden, also die axiale sowie die beiden radialen, gleichzeitig anspricht und damit kühlen kann. Um dies optimal zu gewährleisten, sollte der Laserstrahl 45° zu all diesen Richtungen haben. Das Temperaturlimit, also die kleinste theoretisch erreichbare Temperatur für ein gefangenes Ion, bestehend aus einem Zwei-Niveau-System in einer Paulfalle, liegt nach [16] oder [21] bei

$$T_D = \hbar\Gamma/2k_B \quad (2.52)$$

Dabei ist Γ die Linienbreite des angeregten Zustands $|e\rangle$, für das $4^2P_{1/2}$ -Niveau ist $\Gamma = \frac{1}{7,07 \text{ ns}}$ und damit $T_D = 540 \mu\text{K}$. Im Versuch wird eine Fallenfrequenz von $\omega_z/2\pi = 1,4 \text{ MHz}$ benutzt, wodurch sich mit

$$\bar{n} = \frac{k_B \cdot T_D}{\hbar \cdot \omega_z} \quad (2.53)$$

eine ideale mittlere Phononenzahl $\bar{n}$ von 8 ergibt. Dies stellt eine untere Schranke für das Dopplerkühlen unter der Annahme eines perfekten Zwei-Niveau-System dar.

2.8.2. Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen

Die Idee des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens (NaKoSe) nach [16] ist, die Schnelligkeit des Dopplerkühlens (hohe Kühlrate) mit der niedrigen erreichbaren

Phononenzahl des Seitenbandkühlens zu kombinieren. Dabei finden kohärente und inkohärente Übergänge gleichermaßen statt. Das Seitenbandkühlen funktioniert ähnlich wie das Dopplerkühlen über Absorption von Licht mit einer ins rötlich verschobenen Wellenlänge und anschließender Emission. Anders als beim Dopplerkühlen werden hierbei drei Atomniveaus benötigt und zwei Laserstrahlen.

Das Ion befindet sich in einer Paulfalle, wodurch es neben den Atomzuständen auch noch axiale und radiale Bewegungszustände besitzt (siehe Abschnitt §2.2). Diese axialen Bewegungszustände sollen durch das Seitenbandkühlen weiter gekühlt werden. Da die erreichte Dopplertemperatur nicht ausreicht für Quantengatter genügend hoher Güte, ist es notwendig, den axialen Bewegungszustand des Ions nahe genug an null Phononen zu bringen.

Die benutzten atomaren Zustände zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen sind die Zustände $|\downarrow\rangle$, $|\uparrow\rangle$ sowie $|P_{1/2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle$. Alternativ zum $|P_{1/2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle$ könnte auch der $|P_{1/2}, m_J = +\frac{1}{2}\rangle$ Zustand benutzt werden. Die Zustände mit den dazugehörigen Zerfallskanälen, eingestrahnten Laserstrahlen und den entscheidenden Parametern sind in Abbildung 2.13 zu sehen. Dabei ist Δ die Ein-Photonen-Verstimmung, δ die Zwei-Photonen-Verstimmung oder auch Raman-Verstimmung, Γ_1 und Γ_2 beschreiben den Zerfall vom angeregten $P_{1/2}$ Zustand in die beiden $S_{1/2}$ Zustände. Der Pump-Strahl besteht aus links zirkular polarisiertem, der Probe-Strahl hingegen aus linear polarisiertem Laserlicht. Der nicht benutzte $|P_{1/2}, m_J = +\frac{1}{2}\rangle$ Zustand ist dabei schraffiert eingezeichnet. Würde dieser zur Kühlung benutzt werden, so ginge der Pump-Laserstrahl von $|\downarrow\rangle$ nach $|P_{1/2}, m_J = +\frac{1}{2}\rangle$ und der Probe-Strahl würde von $|\uparrow\rangle$ nach $|P_{1/2}, m_J = +\frac{1}{2}\rangle$ gehen. Analog gäbe es Zerfälle von diesem Niveau in beide Grundzustände. Für die hier eingezeichneten Zerfälle gilt

$$\Gamma_1 = \frac{\Gamma}{3} \quad \text{und} \quad \Gamma_2 = \frac{2\Gamma}{3} \quad \text{mit} \quad \Gamma = \frac{1}{7,07 \text{ ns}} \quad (2.54)$$

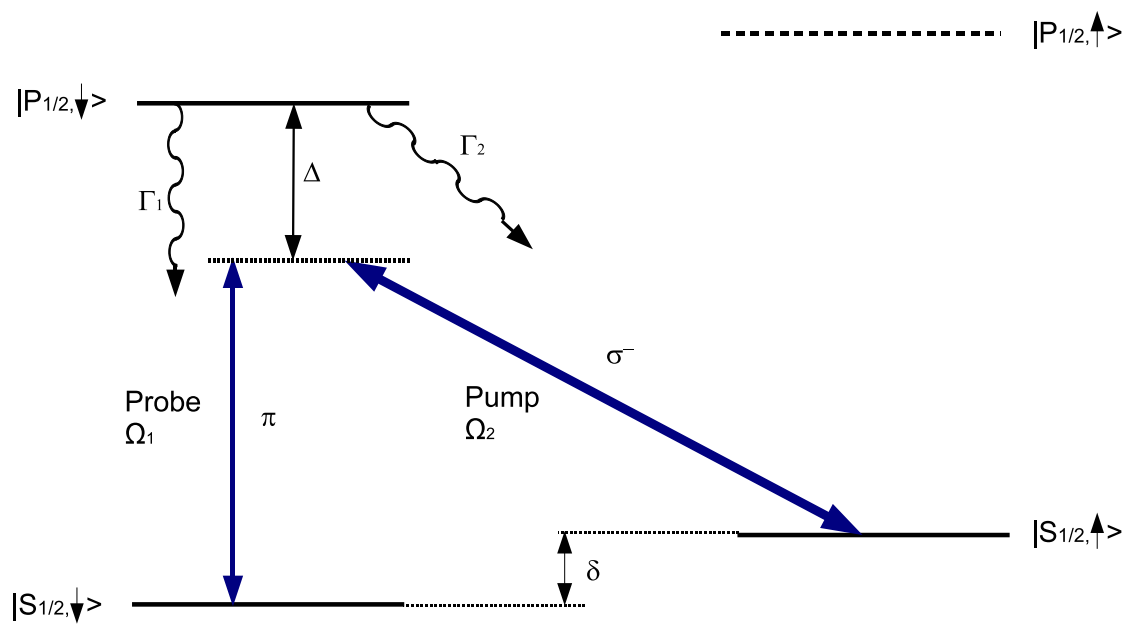


Abbildung 2.13: Atomniveaus der beim nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen wichtigen Zustände mit zugehörigen Zerfallskanälen, eingestrahlichten Laserstrahlen und Kühlparametern

Das KÜhlschema ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich das Ion in dem Zustand $|\downarrow, n\rangle$ befindet und das erste rote Seitenband angesprochen wird. Würde sich das Ion in dem $|\uparrow, n\rangle$ Zustand befinden, so wird es durch das optische Pumpen in den $|\downarrow, n\rangle$ Zustand überführt. Von $|\downarrow, n\rangle$ wird das Ion über einen stimulierten Raman-Übergang auf dem ersten roten Seitenband in den $|\uparrow, n-1\rangle$ Zustand gebracht. Sobald es in diesem Zustand ist, wirkt der starke Pump-Strahl und dieser pumpt das Ion dann in den $|P_{1/2}, m_J = -\frac{1}{2}, n-1\rangle$ Zustand, von wo es rasch wieder zerfällt und im Idealfall im $|\downarrow, n-1\rangle$ Zustand landet. Das Ion kann alternativ auch wieder in den $|\uparrow, n-1\rangle$ zerfallen, von dort wird es dann wieder über den Pump-Strahl angeregt und gelangt wieder in den $|P_{1/2}, m_J = -\frac{1}{2}, n-1\rangle$ Zustand. Von dort kann das Ion wieder in beide Grundzustände zerfallen. Dieses Pumpen geschieht also so lange, bis sich das Ion definitiv im $|\downarrow, n-1\rangle$ Zustand befindet. Damit ist der Kreis geschlossen, d.h. das Ion befindet sich wieder im Ausgangszustand, hat aber ein Phonon weniger. Dieser Zyklus wird nun so lange fortgesetzt, bis sich das Ion theoretisch im Grundzustand befinden würde, wenn Heizeffekte vernachlässigt werden.

Wird anstatt dem ersten roten Seitenband das zweite angesprochen, so werden mit jedem stimulierten Raman-Übergang zwei Phononen entfernt. Das Kühlprinzip und auch der Zyklus funktioniert analog wie beim ersten roten Seitenband, die Rabi-Frequenz ist jedoch eine andere. Ein Bild hierzu ist in Abbildung 2.15 zu sehen.

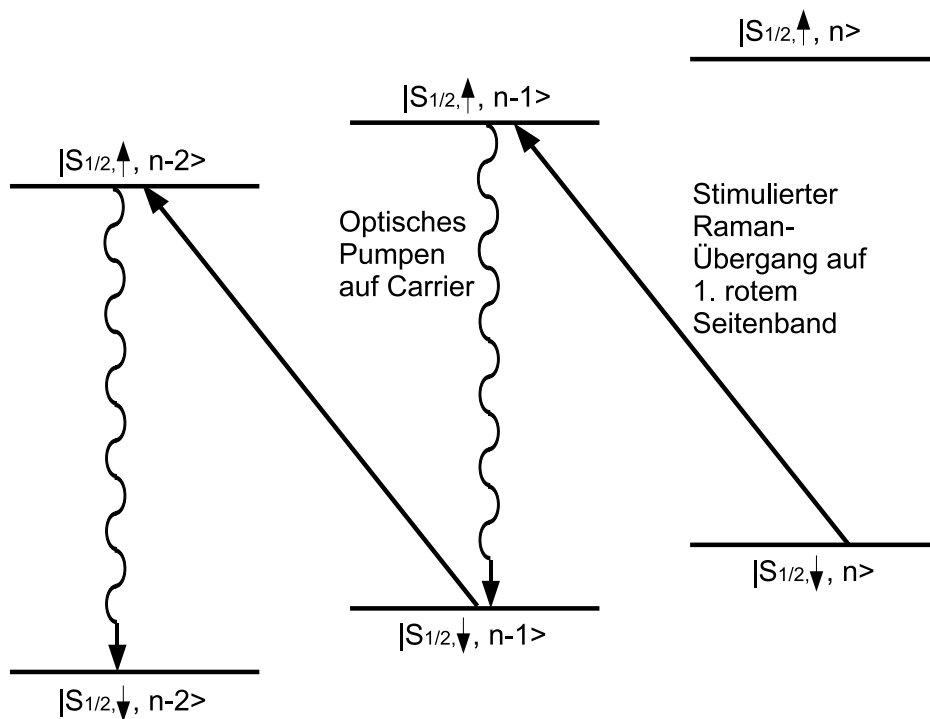


Abbildung 2.14: KÜhlschema zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen auf dem ersten roten Seitenband

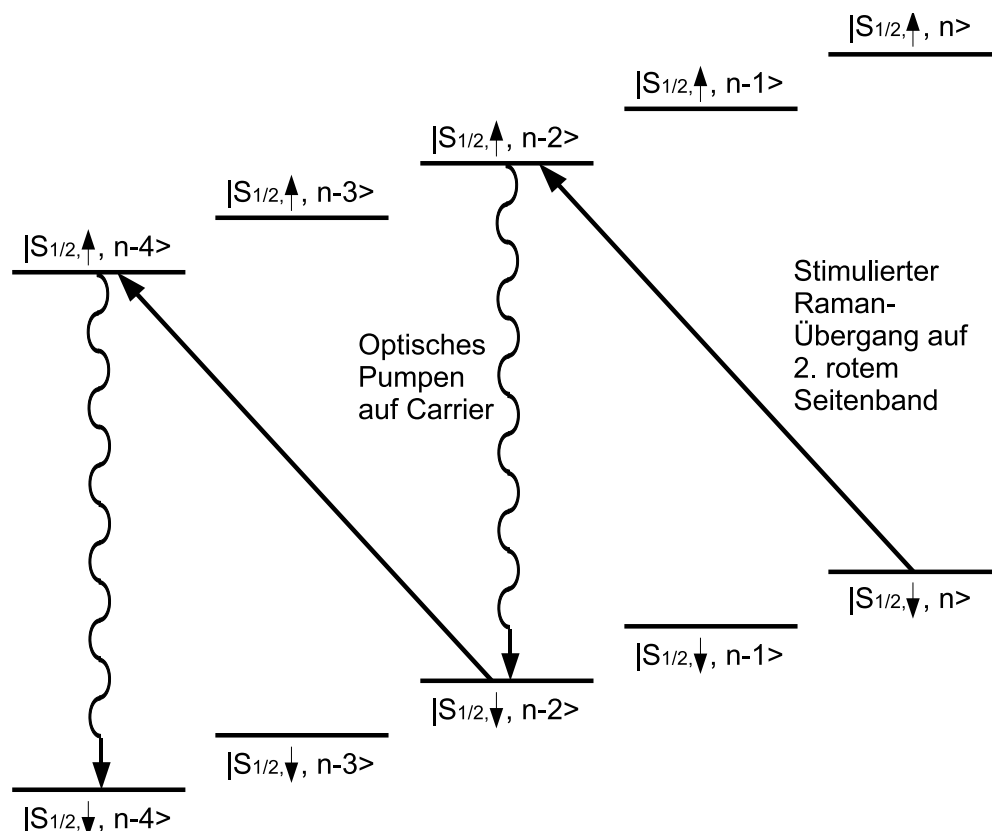


Abbildung 2.15: Kühlt-schema zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen auf dem zweiten roten Seitenband

Bei diesem nahresonanten kontinuierlichen Kühlverfahren finden kohärente und inkohärente Übergänge gleichermaßen statt. Damit inkohärente Übergänge des Pump-Strahls getrieben werden können, muss die Ein-Photonen-Verstimmung Δ innerhalb der sättigungsverbreiteten Linie des $P_{1/2}$ Zustandes sein. Für die Streurate des Pump-Strahls R_{Pump} gilt

$$R_{Pump} = \frac{\Gamma}{3} \frac{\Omega_2^2}{4\Delta^2} \quad (2.55)$$

Hierbei ist Ω die Dipol-Rabifrequenz, diese ist proportional zur Wurzel aus der Laserleistung.

Die Ramanfrequenz des Zwei-Photonen-Übergangs auf dem ersten roten Seitenband (Ω_{rsb}) ist durch die folgenden Formeln gegeben

$$\Omega_{Raman} = \frac{\Omega_1 \cdot \Omega_2}{2 \cdot \Delta} \quad (2.56)$$

$$\Omega_{rsb} = \eta \cdot \sqrt{n} \cdot \Omega_{Raman} = \eta \cdot \sqrt{n} \cdot \frac{\Omega_1 \cdot \Omega_2}{2 \cdot \Delta} \quad (2.57)$$

Dabei ist η der Lamb-Dicke Faktor und n die Phononenzahl. Das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen hat eine so große Kühlrate, da die Ein-Photonen-Verstimmung relativ klein gehalten wird, womit die Ramanfrequenz groß ist und dadurch viele Zwei-Photonen-Übergänge innerhalb der Kühlzeit stattfinden können.

Die Wahrscheinlichkeit ρ_{33} das Ion in dem $|P_{1/2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle$ Zustand im stationären Fall ($\frac{d\bar{n}}{dt} = 0$) zu finden ist unter den Annahmen, dass $\Omega_1^2 \ll \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \Omega_2^2$ und $\Delta^2 \gg \Gamma^2, \delta^2$ gilt, nach [16] durch

$$\rho_{33}(\delta) = \frac{\Omega_1^2 \delta^2 \Gamma / \Gamma_1}{4\Delta^2 (\delta - \Delta_{Stark})^2 + \delta^2 \Gamma^2 + 4\delta^2 \Delta^2 \frac{\Omega_1^2 \Gamma_2}{\Omega_2^2 \Gamma_1} + \frac{\Omega_2^2 \Omega_1^2}{4} \left(\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} + 2 \right)} \quad (2.58)$$

gegeben. Hier stellt Δ_{Stark} den Stark-Shift nach Gleichung (2.36) dar. Für die mittlere Phononenzahl im stationären Fall $\bar{n}_{final}$ gilt dann

$$\bar{n}_{final} = \frac{\rho_{33}(\delta - \omega_z) + \frac{2}{5}\rho_{33}(\delta)}{\rho_{33}(\delta + \omega_z) - \rho_{33}(\delta - \omega_z)} \quad (2.59)$$

und für die zeitliche Änderung dieser gilt

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = \frac{1}{3}\eta^2\Gamma \left(\frac{2}{5}\rho_{33}(\delta) + \rho_{33}(\delta - \omega_z) - \bar{n}(\rho_{33}(\delta + \omega_z) - \rho_{33}(\delta - \omega_z)) \right) \quad (2.60)$$

Die Lösung dieser beiden Gleichungen wird durch eine exponentiell abnehmende Funktion gegeben

$$\bar{n}(t) = \frac{\zeta}{\kappa} + \left(n_0 - \frac{\zeta}{\kappa} \right) e^{-\kappa \cdot t} \quad (2.61)$$

mit der Anfangsphononenzahl n_0 und

$$\zeta = \frac{1}{3}\eta^2\Gamma \left(\frac{2}{5}\rho_{33}(\delta) + \rho_{33}(\delta - \omega_z) \right) \quad (2.62)$$

sowie der Kühlrate

$$\kappa = \frac{1}{3}\eta^2\Gamma (\rho_{33}(\delta + \omega_z) - \rho_{33}(\delta - \omega_z)) \quad (2.63)$$

Der Term $\zeta/\kappa = \bar{n}_{final}$ gibt hierbei die mittlere Phononenzahl nach unendlich langer Kühlzeit, also im stationären Fall, an.

Dieses kann später für die analytischen Simulationen des Kühlprozesses in Abschnitt §3 benutzt werden.

In Abschnitt §6 wird die Gleichung für $\bar{n}(t)$ zur Bestimmung der Kühlrate und der mittleren Phononenzahl nach unendlich langer Kühlzeit benutzt.

2.8.3. Endzustand und Heizeffekte beim nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen

In Abbildung 2.16 sind der theoretisch erreichbare Grundzustand sowie mögliche Heizeffekte zu sehen. Wenn das Ion keine Phononen mehr besitzt, also durch die Laserfelder im Bewegungsgrundzustand ist, ist kein Übergang mehr auf dem roten Seitenband möglich. Es können jedoch noch Übergänge auf dem Träger sowie den blauen Seitenbändern mit nicht verschwindender Wahrscheinlichkeit stattfinden. Da dieser Zustand nicht symmetrisch beim Bewegungsgrundzustand endet, stellt dies einen limitierenden Faktor dar. Wenn ein Raman-Übergang auf dem Träger gefolgt von einem optischen Pumpen auf dem blauen Seitenband oder ein Raman-Übergang auf dem blauen Seitenband gefolgt von einem optischen Pumpen auf dem Träger stattfindet, dann führt dies zu einer Erhöhung der Phononenzahl. Außerdem kann die Paulfalle durch elektrische Feldfluktuationen und andere Elemente das Ion heizen, wodurch der Bewegungsgrundzustand nur teilweise erreicht wird. Dies stellt einen limitierenden Faktor für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen dar.

38

2.8.4. Gepulstes Raman-Kühlen

Um die mittlere Phononenzahl noch weiter zu verringern, ist ein gepulstes Kühlverfahren mit Laserstrahlen mit weit verstimmtter Wellenlänge von der Resonanz nötig, dies kann in [7] nachgelesen werden. Diese benötigten Laserstrahlen werden als R1 und R2 bezeichnet, wobei die Richtung des R1 senkrecht zum Magnetfeld und er π -polarisiert ist. Der R2 zeigt entlang des Magnetfeldes mit σ^+ -Polarisation. Beide Strahlen stehen damit effektiv senkrecht zueinander. Das Atom sei zunächst in dem Zustand $|\uparrow, n\rangle$. Durch den stimulierten Raman-Übergang mittels R1 und R2 wird es nach $|\downarrow, n-1\rangle$ durch einen π -Puls auf den ersten roten Seitenband gebracht. Damit wird die Phononenzahl um eins reduziert. Durch Einstrahlen des resonanten Laserstrahls 397 nm dop/sigma mit σ^+ -Polarisation wird das Ion zurück nach $|\uparrow, n-1\rangle$ gepumpt. Damit ist der Kühlzyklus geschlossen, wobei die Phononenzahl um eins reduziert wurde. Dieser Kühlzyklus kann nun beliebig oft wiederholt werden, bis die Phononenzahl theoretisch auf null Phononen reduziert wurde. Dann kann kein Übergang mehr auf dem roten Seitenband stattfinden und die Kühlung kommt somit zugleich zum Erliegen. Aufgrund der großen Verstimmung zur Resonanz von 40 bis 80 GHz ist die Zeit für einen π -Puls für den Raman-Übergang relativ hoch im Vergleich zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen, da $\Omega_{rsb} \propto 1/\Delta$ (nach Gleichung (2.57)).

3. Analytische Simulation des Kühlprozesses

Um erste Parameter für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen zu finden, wurden analytische Simulationen des Kühlprozesses mit Mathematica durchgeführt. Ein erster Anhaltspunkte für brauchbare Werte sind die nach [16] in Oxford gemessenen Werte $\Delta_{Ox} = 2\pi \cdot 180 \text{ MHz}$, $P_{\sigma,Ox} = 160 \mu\text{W}$ und $P_{\pi,Ox} = 1,7 \mu\text{W}$ für eine Raman-Verstimmung, die bei Übergängen auf dem ersten roten Seitenband liegt. Bei diesem Versuch war die Laserleistung auf diese Werte begrenzt, um eine effizientere Kühlung zu erhalten werden bei den Simulationen höhere Leistungen angenommen, die auch in unserem Experiment umsetzbar sind. Bei dieser Simulation wurden Heizeffekte durch die Paulfalle oder anderen Einflüssen vernachlässigt. Der starke Einfluss der Mikrobewegung auf die Raman-Rabifrequenz (siehe Abschnitt §6.5) wurde hier ebenfalls vernachlässigt. Besonders bei kleinen Ein-Photonen-Verstimmungen in Verbindung mit kleinen Laserleistungen liefert diese Simulation zwar qualitativ korrekte Tendenzen, aber die erhaltenen Werte für die Kühlrate bzw. die minimale Phononenzahl sind hier deutlich zu groß bzw. zu klein.

Die Dipol-Rabifrequenzen sind direkt proportional zur Wurzel aus der Leistung, der Proportionalitätsfaktor α ist hierbei durch die Fokussierung gegeben. Um diesen Faktor für beide Dipol-Rabifrequenzen zu bestimmen, wird die Streurate in Abschnitt §6.2 gemessen und aus dieser dann die Dipol-Rabifrequenz in Abschnitt §6.5 bestimmt. Für erste Simulationen wurde ein Faktor von $\alpha_i = 6,4 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{Ws}^2}$ für beide Laserstrahlen genommen, dieser wurde aus einer früheren Messungen bestimmt. Später wurde der in Gleichung (6.8) bestimmte Proportionalitätsfaktor von $\alpha_\sigma = 9,04 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{Ws}^2}$ und der Faktor $\alpha_\pi = 1,36 \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{Ws}^2}$ genommen. Die hier gezeigten Simulationen wurden mit diesen Proportionalitätsfaktoren gemacht.

Im Experiment ist es einfacher das Verhältnis der Laserleistungen konstant zu lassen und die Leistung beider Laserstrahlen gleichzeitig zu verändern, deshalb wurde hier das Verhältnis r der Laserleistungen benutzt, dieses ist durch

$$r = \frac{P_\pi}{P_\sigma} = \frac{\alpha_\sigma \Omega_\pi^2}{\alpha_\pi \Omega_\sigma^2} \quad (3.1)$$

gegeben.

Die Fallenfrequenz wurde durch Spektroskopie mittels dem Laser mit der Wellenlänge von 729 nm zu $\omega_z \approx 2\pi \cdot 1,4 \text{ MHz}$ bestimmt und für alle Simulationen benutzt.

Die Anfangsphononenzahl n_0 wurde auf 20 gesetzt, dieses wurde ebenfalls später in Abschnitt §6.7 gemessen.

Mit diesen Parametern kann nun ρ_{33} und daraus $n(t)$ mit κ und $\bar{n}_{final}$ für verschiedene Werte von Δ , P_σ und r berechnet werden. Ähnlich zu dem experimentellen Scan aller Parameter in Abschnitt §6.7 sind nun hier Graphen für verschiedene Parameter dargestellt. Anstatt den Wert $\bar{n}_{final}$ zu bestimmen, wurde hier $n(t = 200 \mu\text{s})$ als minimale Phononenzahl genommen, da nach dieser Zeit bereits eine signifikante Kühlung stattfinden sollte und $\bar{n}_{final}$ sehr klein werden kann, dies aber erst nach einer sehr langen Kühlzeit eintritt und dies nicht von Interesse ist.

Zunächst wurde die Simulation mit den Werten von [16] durchgeführt, in Abbildung 3.1 ist eine dreidimensionale Auftragung der mittleren Phononenzahl gegen die Zeit und der dargestellt. Dabei fällt auf, dass die Ein-Photonen-Verstimmung nach der Simulation zwischen $2\pi \cdot 200 \text{ MHz}$ und $2\pi \cdot 500 \text{ MHz}$ liegen sollte. Dieser Bereich ist nicht zu weit von dem in Oxford benutzten Wert von $\Delta_{Ox} = 2\pi \cdot 180 \text{ MHz}$ entfernt, sodass die Simulation hier als glaubwürdig angenommen werden kann. Des weiteren hängen die Dipol-Rabifrequenzen mit den Proportionalitätsfaktoren, die wiederum von der Fokussierung

abhängen, zusammen und für diese wurden die in unserem Experiment ermittelten Werte genommen.

Um nun die Laserleistung P_σ und das Leistungsverhältnis r bei einer Ein-Photonen-Verstimmung von $\Delta = 2\pi \cdot 180$ MHz gleichzeitig zu charakterisieren, wurde die mittlere Phononenzahl nach $200 \mu\text{s}$ Kühlzeit in Abbildung 3.2 bzw. die Kühlrate κ in Abbildung 3.3 aufgetragen. Dabei fällt auf, dass die niedrigste Phononenzahl für einen beliebigen Wert von r größer 0,01 bei einer Laserleistung von um die 0,1 mW liegt. Hohe Kühlraten ergeben sich für $P_\sigma > 0,1$ mW und für $r > 0,02$. Dieses stimmt ebenfalls wieder grob mit den in Oxford gemessenen Werten überein.

Da eine hohe Kühlrate zusammen mit einer niedrigen Phononenzahl angestrebt wird, wurde nun noch das Verhältnis von der Kühlrate κ zur mittleren Phononenzahl nach $200 \mu\text{s}$ Kühlzeit in Abhängigkeit von P_σ und r aufgetragen, dies ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Dieses Verhältnis sollte beim nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen möglichst groß sein. Hierbei fällt auf, sich für $P_\sigma \approx 0,1$ mW und r beliebig ein sehr großes Verhältnis einstellt. Damit eignen sich diese Parameter gut für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen, ob dieses Verhältnis im Experiment wirklich so groß werden kann, ist jedoch eher fragwürdig.

Da von einer höheren Leistung auch eine höhere Kühlrate bei größerer Ein-Photonen-Verstimmung erwartet wird, wurde die Leistung nun auf $P_\sigma = 0,9$ mW gesetzt und das Verhältnis r auf 0,03 festgelegt. Dieses liefert den in Abbildung 3.5 dargestellten Plot für die Auftragung der mittleren Phononenzahl gegen die Ein-Photonen-Verstimmung und die Kühlzeit. Daraus wird ersichtlich, dass $\Delta/2\pi$ um die 1 GHz liegen sollte, dieses wurde also für den Scan der anderen Parameter angenommen.

In Abbildung 3.6 ist die Phononenzahl und in Abbildung 3.7 die Kühlrate gegen P_σ und r aufgetragen. Diese ähneln den vorherigen Kurven für $\Delta = 2\pi \cdot 180$ MHz, wodurch sich auch diese Parameter zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen eignen. In Abbildung 3.8 ist noch das Verhältnis von Kühlrate zur Phononenzahl aufgetragen, daraus wird ersichtlich, dass ein Leistungsverhältnis von $r = 0,01$ besser zu sein scheint. Aufgrund von Intensitätsschwankungen der Laserstrahlen scheint ein Wert von 0,03 für r jedoch im Experiment vernünftiger zu sein. Damit wurde ein erster Satz an Parametern gefunden, dieser wird auch in Abschnitt §6.6 benutzt und erweist sich als gut. Dabei wird auch noch die Effizienz des Kühlens für unterschiedliche Raman-Verstimmungen gemessen, auf diese wurde hier nicht eingegangen. In diesem Kapitel wird die Phononenzahl für verschiedene Kühlzeiten und π -Strahl Leistungen gemessen, und damit die Kühlrate und die minimale Phononenzahl bestimmt. Die Kühlrate liegt bei einer guten Kühlung im Experiment um die 20 kHz, dies entspricht auch der nach der Simulation erhaltenen Kühlrate in Abbildung 3.7 für diese Parameter. Die aus der Messung erhaltene minimale Phononenzahl liegt um zwei Phononen und ist deutlich über der theoretischen Phononenzahl nach $200 \mu\text{s}$ Kühlzeit, dies lässt sich aber leicht durch die nicht berücksichtigten Heiz- und Störeffekte erklären.

Bei dem Vergleich von Messwerten mit der Theorie fällt auf, dass die meisten Werte wie die Laserleistung P_σ und die Ein-Photonen-Verstimmung Δ und damit auch die Kühlrate gute Übereinstimmung liefert, lediglich das Leistungsverhältnis r scheint in der Simulation über einen großen Bereich eher beliebig zu sein. Im Experiment ist das Leistungsverhältnis jedoch keineswegs über einen so großen Bereich beliebig, aber dennoch konnte diese Simulation einen Satz an Parametern zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen liefern, um diese zu optimieren, muss die Kühlung für alle Parameter einzeln gemessen werden, dies wird in Abschnitt §6.7 gemacht.

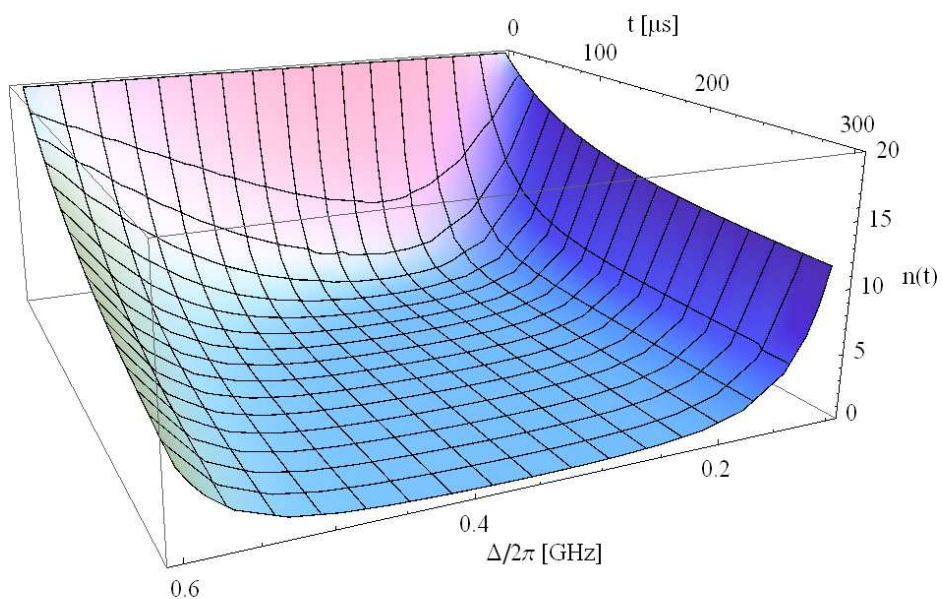


Abbildung 3.1: Graph für die mittlere Phononenzahl in Abhängigkeit von der Ein-Photonen-Verstimmung Δ und der Kühlzeit t bei der Leistung $P_\sigma = 160 \mu\text{W}$ und einem Leistungsverhältnis von $r = 0,011$

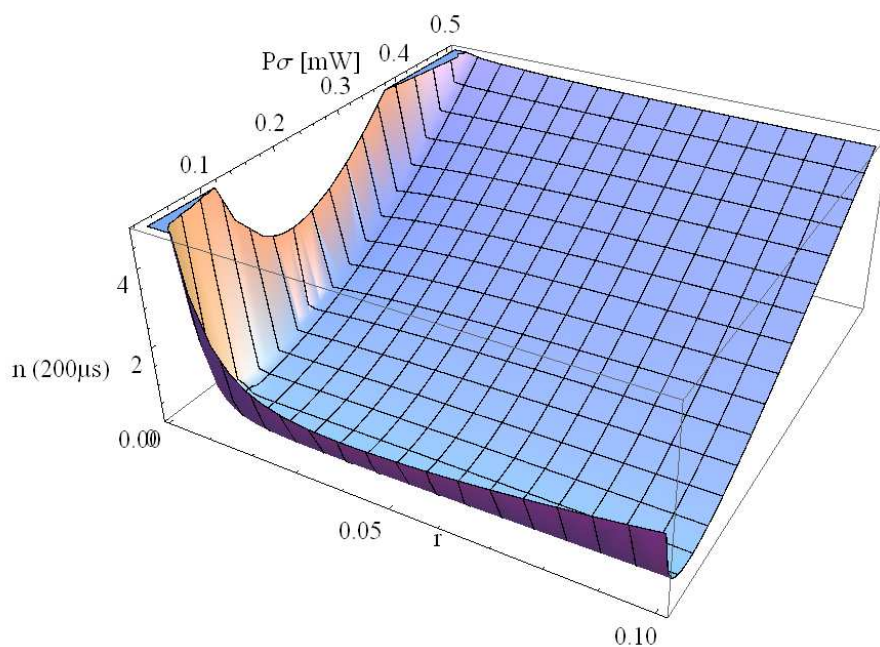


Abbildung 3.2: Graph für die mittlere Phononenzahl nach $200 \mu\text{s}$ Kühlzeit in Abhängigkeit von P_σ und dem Leistungsverhältnis r bei der Ein-Photonen-Verstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 180 \text{ MHz}$

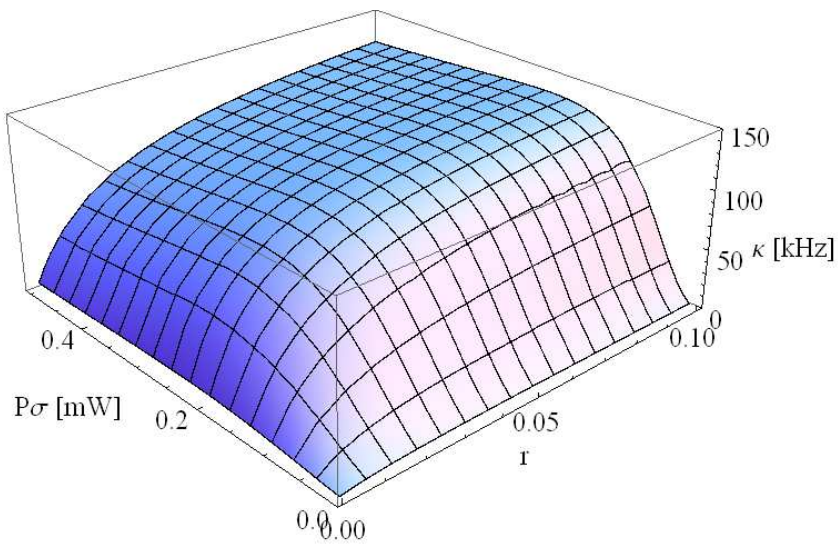


Abbildung 3.3: Graph für die Kühlrate κ in Abhängigkeit von P_σ und dem Leistungsverhältnis r bei der Ein-Photonen-Verstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 180$ MHz

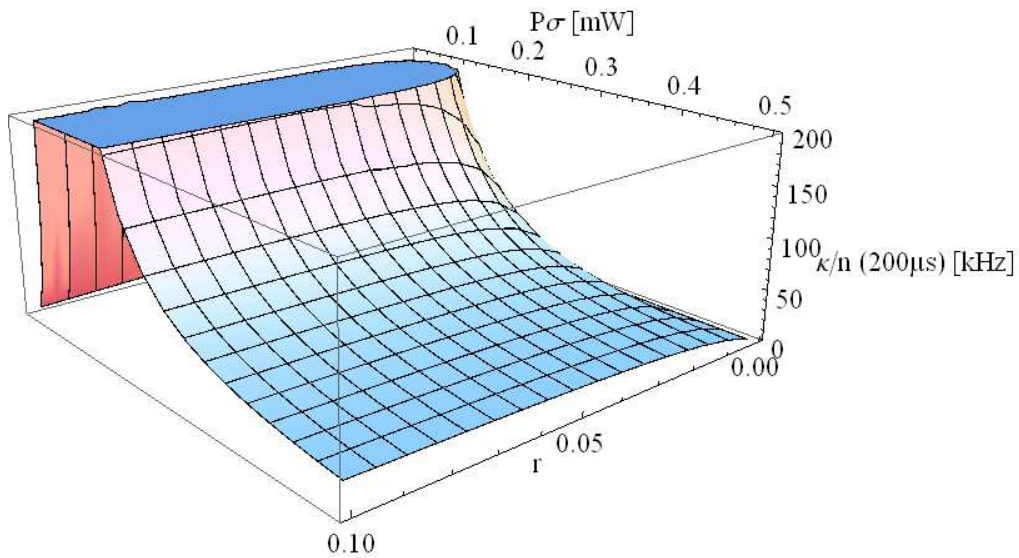


Abbildung 3.4: Graph für das Verhältnis von der Kühlrate κ zur mittleren Phononenzahl nach 200 μ s Kühlzeit in Abhängigkeit von P_σ und dem Leistungsverhältnis r bei der Ein-Photonen-Verstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 180$ MHz

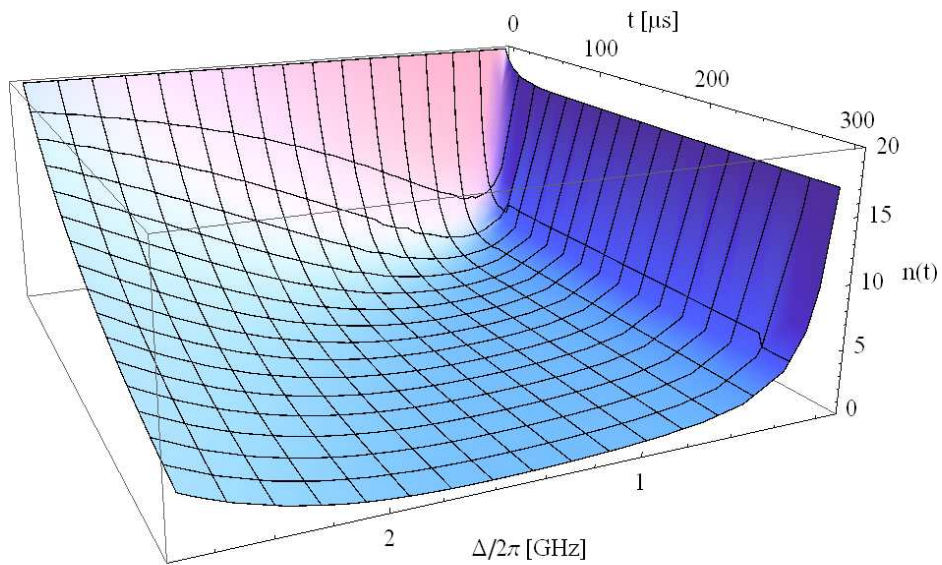


Abbildung 3.5: Graph für die mittlere Phononenzahl in Abhängigkeit von der Ein-Photonen-Verstimmung Δ und der Kühlzeit t bei der Leistung $P_\sigma = 0,9$ mW und einem Leistungsverhältnis von $r = 0,03$

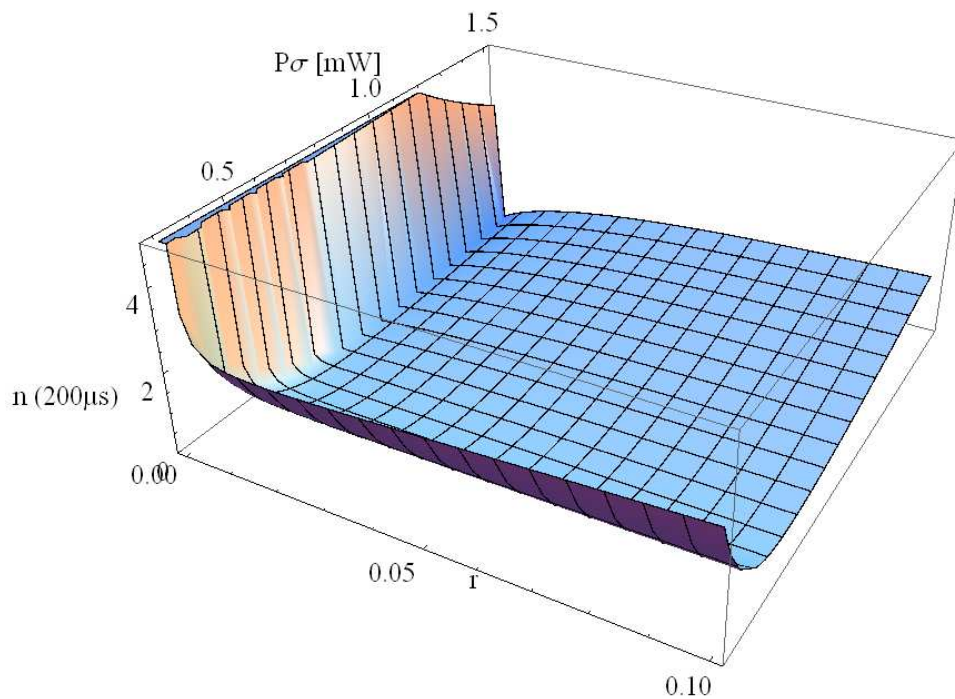


Abbildung 3.6: Graph für die mittlere Phononenzahl nach $200 \mu s$ Kühlzeit in Abhängigkeit von P_σ und dem Leistungsverhältnis r bei der Ein-Photonen-Verstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 1$ GHz

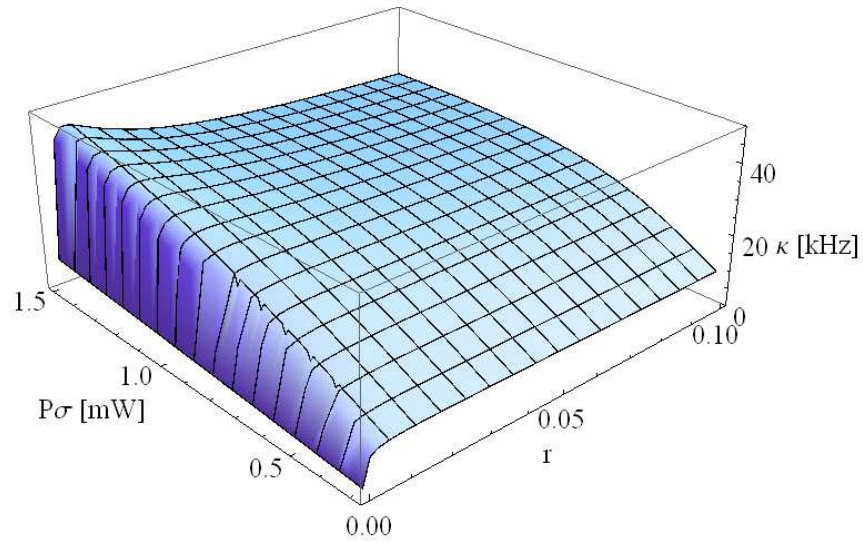


Abbildung 3.7: Graph für die Kühlrate κ in Abhängigkeit von P_σ und dem Leistungsverhältnis r bei der Ein-Photonen-Verstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 1$ GHz

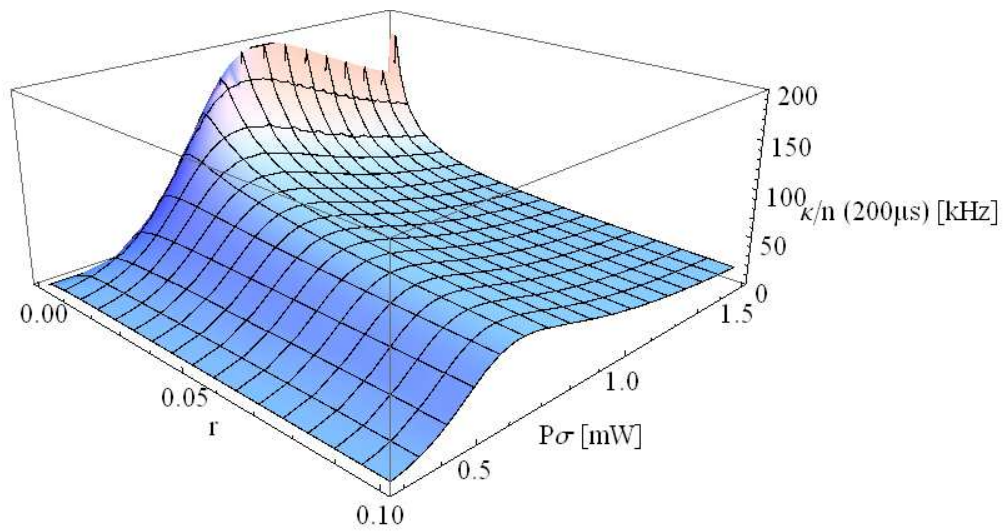


Abbildung 3.8: Graph für das Verhältnis von der Kühlrate κ zur mittleren Phononenzahl nach 200 μ s Kühlzeit in Abhängigkeit von P_σ und dem Leistungsverhältnis r bei der Ein-Photonen-Verstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 1$ GHz

4. Aufbau des Lasersystems

Für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen werden zwei Laserstrahlen benötigt, deren Wellenlänge und damit die Frequenz einzeln verändert und die einzeln An- und Ausgeschaltet werden können. Die relative Phase der beiden Laserstrahl sollte möglichst konstant sein, da damit auch kohärente Übergänge getrieben werden sollen. Um dies zu realisieren kommen beide Laserstrahlen von einem Laser und werden über einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten, von denen jeder einen Akusto-optischen Modulator (AOM) durchläuft. Dieser spaltet den Laserstrahl in mehrere Teilstrahlen auf, von denen jeder benachbarte einen Frequenzunterschied hat, der gerade der Frequenz einer angelegten hochfrequenten Spannung an den AOM entspricht. Da diese Teilstrahlen räumlich getrennt voneinander sind, können alle bis auf einen durch eine Irisblende blockiert werden, dabei sollte nicht der Teilstrahl genommen werden, der räumlich nicht abgelenkt wird. Damit verbleibt ein Teilstrahl, der beliebig An- und Ausgeschaltet werden kann und dessen Wellenlänge ebenfalls verändert werden kann. Damit können die beiden Laserstrahlen für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen nun zum Experiment geführt werden, die Lage dieser und der im Experiment bereits vorhandenen Laserstrahlen zur Fallenachse und zum Magnetfeldvektor ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

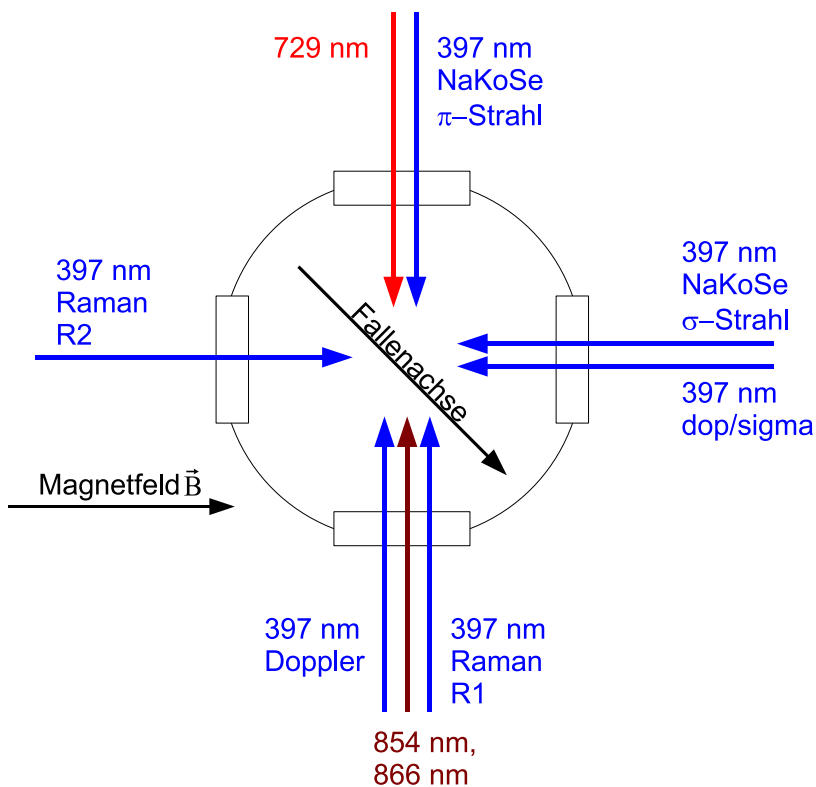


Abbildung 4.1: Übersicht über die Richtung aller relevanten Laserstrahlen zur Fallen- und Magnetfeldachse

In Abbildung 4.2 ist der Strahlengang mit optischen Elementen gezeichnet. Der σ - und π -polarisierte Strahl für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen kommen von einem freilaufenden Laser und werden über einen Hochleistungs- Polarisationssteiler¹ (HP-PBS) aufgespalten. Es handelt sich um einen frequenzverdoppelten Laser vom Typ DHL-SHG pro der Firma Toptica mit einer Wellenlänge von 397 nm. Das Verhältnis der Leistungen kann dabei durch die $\lambda/2$ - Platte direkt vor diesem HP-PBS variiert werden. Beide Strahlen durchlaufen anschließend einen Doppelpass mittels eines weiteren Polarisationssteilers (PBS) und eines Akusto-optischen Modulators (AOM), bei diesem handelt es sich um einen QZF-80-20 der Firma Brimrose, wobei bei diesem die plus erste Ordnung genommen wurde. Um sicherzustellen, dass ausschließlich diese Ordnung den Doppelpass durchläuft und verlässt, werden zwei Irisblenden benutzt, die alle anderen Ordnungen blockieren. Damit wird die Frequenz des Laserstrahls um die doppelte angelegte Radiofrequenz (rf) an diesem AOM erhöht, der Faktor zwei kommt daher, dass der Laserstrahl den AOM zweimal durchläuft. Somit kann die Frequenz des σ - und π -polarisierten Strahls individuell über die rf verändert werden. Abschließend gelangen beide Strahlen über optische Fasern zur Vakuumkammer und damit zum Experiment. Der σ -polarisierte Strahl wird mittels eines PBS mit dem bereits vorhandenen 397 nm dop/sigma Strahl überlagert. Da die ursprüngliche lineare Polarisation um 90° zum σ -Strahl der Dopplerkühlung verdreht ist, entsteht nach der $\lambda/4$ - Platte direkt vor der Vakuumkammer nun statt σ^+ , so wie es für 397 nm dop/sigma ist, σ^- polarisiertes Licht. Der π -polarisierte Strahl wird über einen Spiegel, der hochreflektierend für 397 nm und hochtransmittierend für 729 nm ist, mit dem Laserstrahl der Wellenlänge 729 nm überlagert. Die jeweils vor der Überlagerung eingebauten Strahlteiler dienen als Polarisatoren, d.h. sie sollen die gewünschte Polarisation des Strahles sicherstellen. Dabei ist der PBS im σ -Strahl so um 90° gedreht, dass die Austrittsseite eines reflektierenden Strahls auf den optischen Tisch zeigt. Direkt vor dem Eintritt in die Vakuumkammer befindet sich für den σ -Strahl noch eine UV-Linse mit einer Brennweite von 200 mm. Diese ist so platziert, dass der Brennpunkt ungefähr in der Mitte der Paulfalle liegt. Für den π -Strahl wurden die bereits im Experiment benutzten IR-Linsen verwendet. Da hier keine so große Leistung benötigt wird, muss der Fokus nicht so klein gewählt werden. Die beiden Strahlen haben eine ungefähre Strahlbreite (FWHM) von 2 mm nach dem jeweiligen letzten PBS. Mit dem Programm ToptiCalc von Toptica ergibt sich ein Strahldurchmesser (FWHM) von $3,4 \mu\text{m}$ für den σ -Strahl am Ort des Fokus.

Damit haben beide Laserstrahlen für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen einen Winkel von 90° zueinander und 45° zur Fallachse (siehe Abschnitt §2.2). Folglich liegt der effektive k-Vektor in der Fallachse, wodurch auch nur die axiale Mode gekühlt werden kann.

¹Hochleistung bezieht sich auf die maximale Leistung, die dieser Strahlteiler aushält, dieser ist von der Firma Altechna speziell für hohe Laserleistungen konzipiert. In Abschnitt §A.5 wird dieser vermessen und mit einem üblichen Strahlteilerwürfel verglichen.

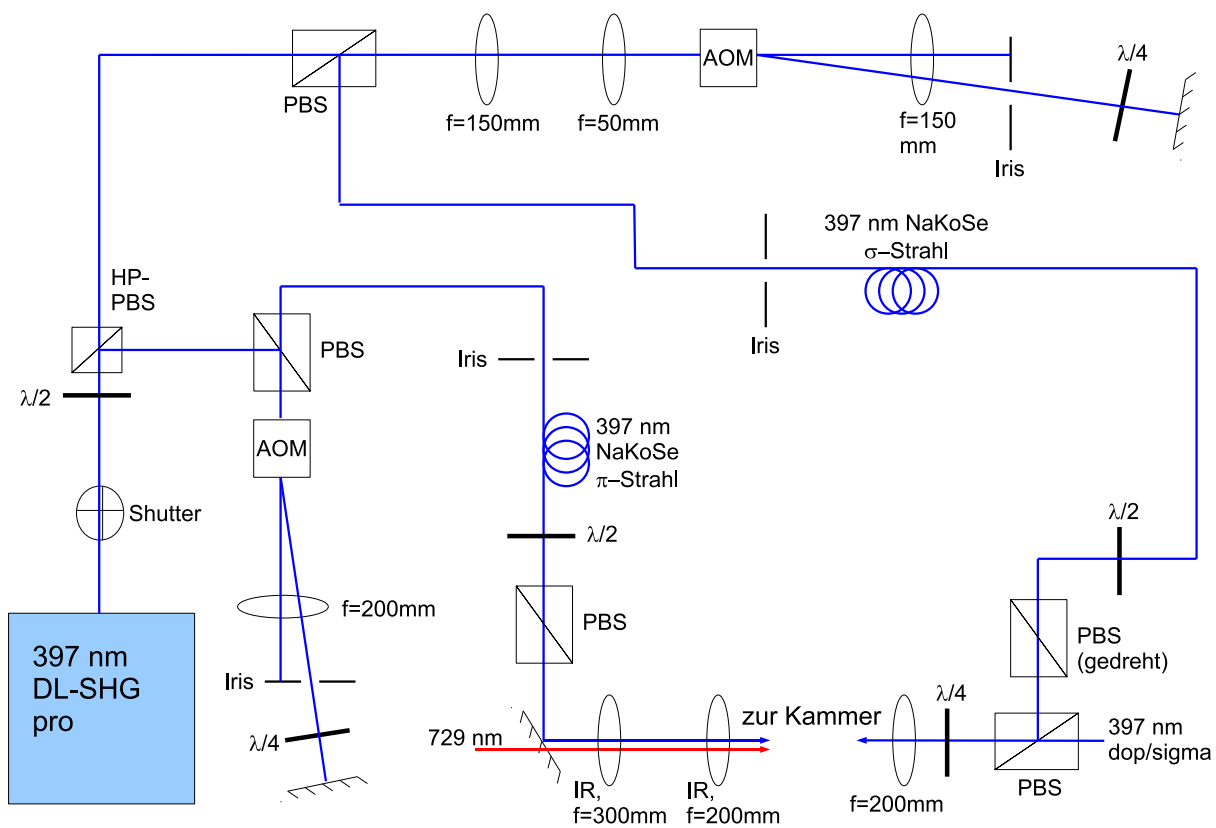


Abbildung 4.2: Aufbau des Lasersystems für die Laserstrahlen zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen

5. Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen - Messergebnisse

Beim nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen wird eine hohe Kühlrate in Verbindung mit einer niedrigen mittleren Phononenzahl angestrebt. Hierbei wird mehr Wert auf die hohe Kühlrate gelegt, da die restlichen Phononen, sofern es nur noch wenige sind, gut durch das gepulste Raman-Kühlen entfernt werden können. Die Effizienz des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens hängt von den Leistungen der beiden Laserstrahlen P_σ und P_π , der Ein-Photonen-Verstimmung Δ , der Raman-Verstimmung δ und der Kühlzeit ab. Da diese Parameter teilweise nach Gleichung (2.57) und Gleichung (2.55) noch voneinander abhängen, ist es schwierig experimentell das Optimum all dieser zu finden. Dazu ist es notwendig den gesamten Parameterraum durchzufahren und dabei die Kühlung zu messen. Bei der Raman-Verstimmung δ ist offensichtlich, dass diese auf dem ersten roten Seitenband oder bei einer noch weiter vom Träger entfernten Frequenz liegen sollte. Für eine weiter vom Träger entfernten Frequenz könnte eine schnellere Entfernung der Phononen eventuell auf höheren Seitenbändern stattfinden, besonders dann, wenn die Phononenzahl zu Beginn hoch ist. Dieses würde auch weniger off-resonante Anregungen auf dem Träger und den blauen Seitenbändern bewirken. Bei wenig Laserleistung liegt aber die optimale Raman-Rabifrequenz genau auf dem ersten roten Seitenband. Damit ist es zunächst nötig die Position der Seitenbänder zu bestimmen und sich für eine Position zu entscheiden.

5.1. Sequenzabfolge

Für alle folgenden Messsequenzen wird ein bereits gekühltes Ion benötigt, dass immer die gleiche mittlere Phononenzahl haben sollte, daher beginnt die Sequenz immer mit gleichlangem Dopplerkühlen. Anschließend wird das jeweilige Experiment durchgeführt, dieses besteht aus mehreren einzelnen Schritten. Alle Sequenzen enden mit der Fluoreszenzauslese des Ions, wie genau dies geschieht, kann in Abschnitt §2.7 nachgelesen werden. Vor oder nach dem Experiment wird noch eine gezielte Spin-Initialisierung durch optisches Pumpen (siehe Abschnitt §2.7.2) durchgeführt. Für einen Messwert wird die Sequenz wiederholt und dann der Mittelwert gebildet um einen ausreichend kleinen Fehler durch Projektionsrauschen zu erhalten. Für 200 Messungen, wie es auch meist bei den Experimenten gemacht wurde, ergibt sich beispielsweise nach [7] ein maximaler Fehler von 3,5 % für die Zustandsunterscheidung bei der Fluoreszenzauslese. Des Weiteren wurde bei allen Messungen eine *Postselection* benutzt, das heißt es wurde die Messung gemacht und direkt im Anschluss durch eine zweite Messung sichergestellt, dass das Ion in einem der $4^2S_{1/2}$ Zustände ist.

5.2. Raman-Spektrum

Zunächst muss die Lage des Trägers und besonders der Seitenbänder des Raman-Übergangs für die NaKoSe Laserstrahlen bestimmt werden. Dies ist wichtig, da der Kühlprozess nur bei einer ins rötlich verschobenen Wellenlänge stattfinden kann. Dies geschieht durch eine Raman-Spektroskopie. Dazu wurde das Ion zunächst in den $|\downarrow\rangle$ Zustand gebracht. Würde der $|\uparrow\rangle$ Zustand genommen, so könnte aufgrund der hohen Laserleistung des σ -NaKoSe Strahls kein Raman-Übergang festgestellt werden, da das Ion direkt optisch in den $|\downarrow\rangle$ Zustand gepumpt würde. Das optische Pumpen in den $|\downarrow\rangle$ Zustand wurde

über $20 \mu\text{s}$ langes Anschalten des σ -NaKoSe Strahls bewerkstelligt. Anschließend wurden beide NaKoSe Strahlen mit einer Leistung von $P_\sigma = 1,0 \text{ mW}$ und $P_\pi = 2,0 \mu\text{W}$ für $5 \mu\text{s}$ eingestrahlt. Abschließend wurde die Shelving Auslese (siehe Abschnitt §2.7.3) zur Spindetektion durchgeführt. Die AOM Frequenz des π -NaKoSe Strahls wurde in 10 kHz durchgefahren, die Frequenz des σ -NaKoSe Strahls wurde dabei fest auf 65 MHz eingestellt. In Abbildung 5.1 ist das so erhaltene Spektrum zu sehen, wobei bereits der Träger sowie die Seitenband-Übergänge bestimmt wurden. Der Träger wurde dabei durch Symmetrieüberlegung, indem gleich hohe und viele Peaks auf beiden Seiten von ihm liegen, bestimmt. Dieser konnte ebenfalls durch Vergleich eines Pulslängenscans (siehe Abschnitt §2.7.6) auf den ersten roten, ersten blauen Seitenband und dem Trägerübergang verifiziert werden. Damit wurden die Seitenbänder und der Träger zugeordnet, es verbleibt eine Betrachtung der Kühlung für jeden dieser Übergänge.

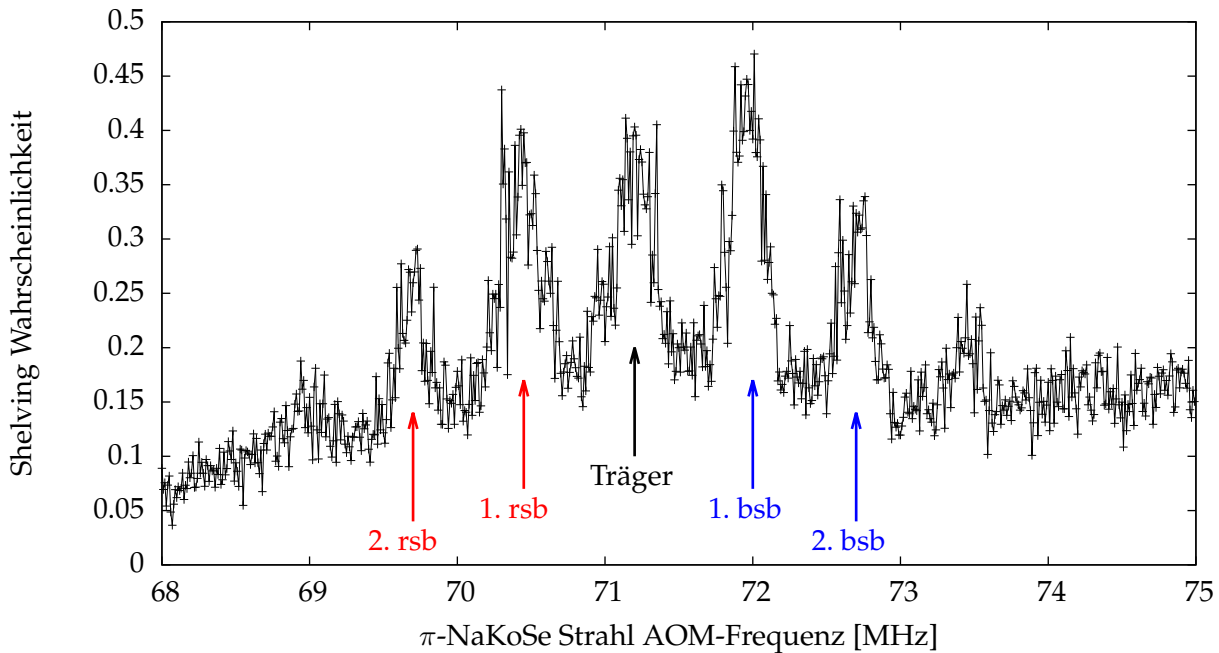


Abbildung 5.1: Raman-Spektrum für die Laserstrahlen des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens mit Übergängen auf den Seitenbändern und dem Träger

5.3. Scan der Raman-Verstimmung für ein einzelnes Ion mit 729 nm Auslese

Nachdem die Lage der Seitenbänder bestimmt wurde, kann nun das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen verwirklicht werden. Um die Kühlung beobachten zu können, kann ähnlich wie zuvor die Frequenz des π -NaKoSe Strahls durchgeföhren und durch den Laser mit der Wellenlänge von 729 nm der Kühleffekt nachgewiesen werden. Das Lasersystem zum gepulsten Raman-Kühlen würde sich hierfür besser eignen, allerdings wurde dieses erst später optimiert und wieder in Betrieb genommen. Mit der 729 nm Auslese kann zwar keine mittlere Phononenzahl bestimmt werden, allerdings kann durch die Änderung der Anregungswahrscheinlichkeit und der Rabifrequenz auf den Seitenbändern eine Änderung der Phononenzahl beobachtet werden. Hierbei wurden beide Kühlstrahlen für eine Dauer von 200 μ s angeschaltet, gefolgt von einem optischen Pumpen in den $|\uparrow\rangle$ Zustand und anschließender Shelving Auslese mit einem $\pi/2$ -Puls auf dem roten und blauen Seitenband gemacht. Dabei ist es nicht wichtig, exakt einen $\pi/2$ -Puls zu verwenden, es muss lediglich darauf geachtet werden, dass sich die Shelving Zeit noch in der ansteigenden Flanke befindet. Die Leistungen in den einzelnen NaKoSe Strahlen und die Schrittweite der AOM Frequenz des π -NaKoSe Strahls wurden wie im Kapitel zuvor belassen. Das sich ergebende Spektrum ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Dabei ist deutlich zu erkennen, wie die Anregungswahrscheinlichkeit auf beiden Seitenbändern bei Kühlung sinkt, während sie bei Heizung auf den blauen Seitenbändern des NaKoSe Raman-Übergangs steigt.

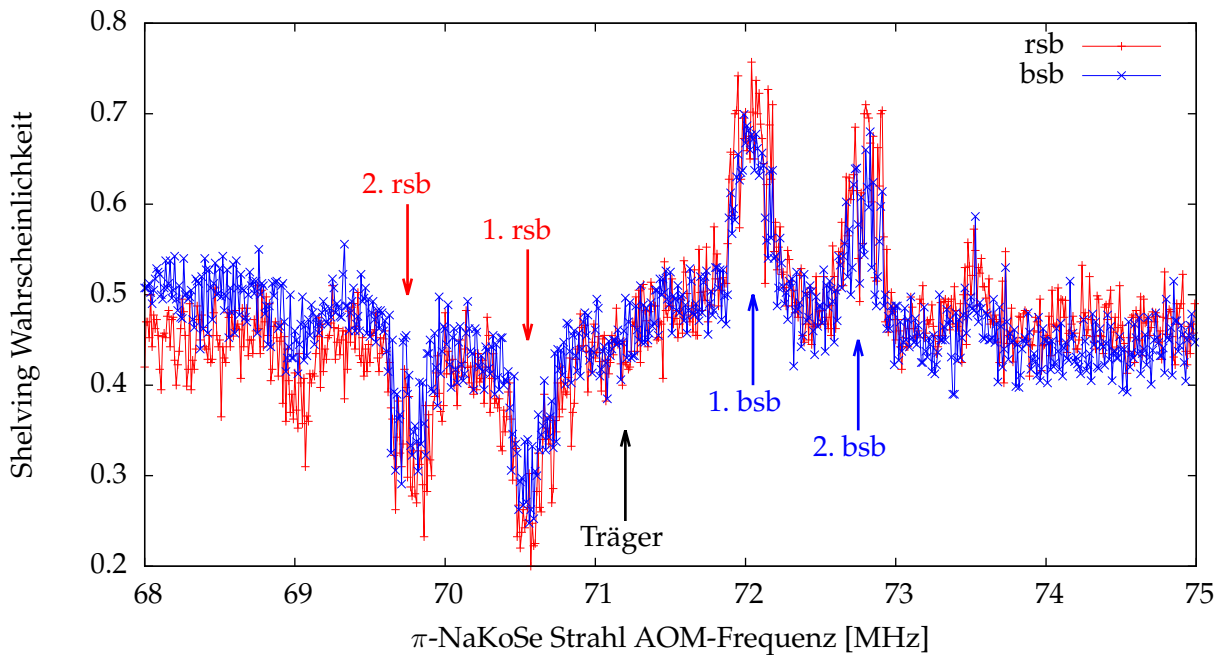


Abbildung 5.2: Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen mit 729 nm Shelving Auslese auf dem roten und blauen Seitenband

5.4. Pulslängenscan mit 729 nm Auslese

Um die Kühlung weiter zu charakterisieren kann mit den Spektren in Abbildung 5.1 und Abbildung 5.2 nun die Laserfrequenz des π -NaKoSe Strahls fest auf die Frequenz für den Übergang des ersten roten Seitenbandes eingestellt werden und ein Pulslängenscan (siehe Abschnitt §2.7.6) auf dem 729 nm Übergang durchgeführt werden. In Abbildung 5.3 ist ein solcher Scan ohne NaKoSe als Referenzscan dargestellt und in Abbildung 5.4 mit NaKoSe mit 600 μ s Kühlzeit bei $P_\sigma = 1,0$ mW , $P_\pi = 6$ μ W und einer Verstimmung von $\Delta = 1,0$ GHz. Hierbei verändert sich die Oszillation auf dem Träger nicht merklich, aber die Anregungswahrscheinlichkeit auf dem roten Seitenband nimmt deutlich ab, dies ist nach Abschnitt §2.7.4 ein Anzeichen dafür, dass das Ion eine geringe mittlere Phononenzahl hat. Bei dieser Auslese werden sowohl die axialen als auch die radialen Bewegungsmoden angesprochen, wodurch ein Fit dieser Werte sehr schwer ist. Zur Bestimmung wie groß die Phononenzahl ist, wird folglich die Raman-Auslese benötigt.

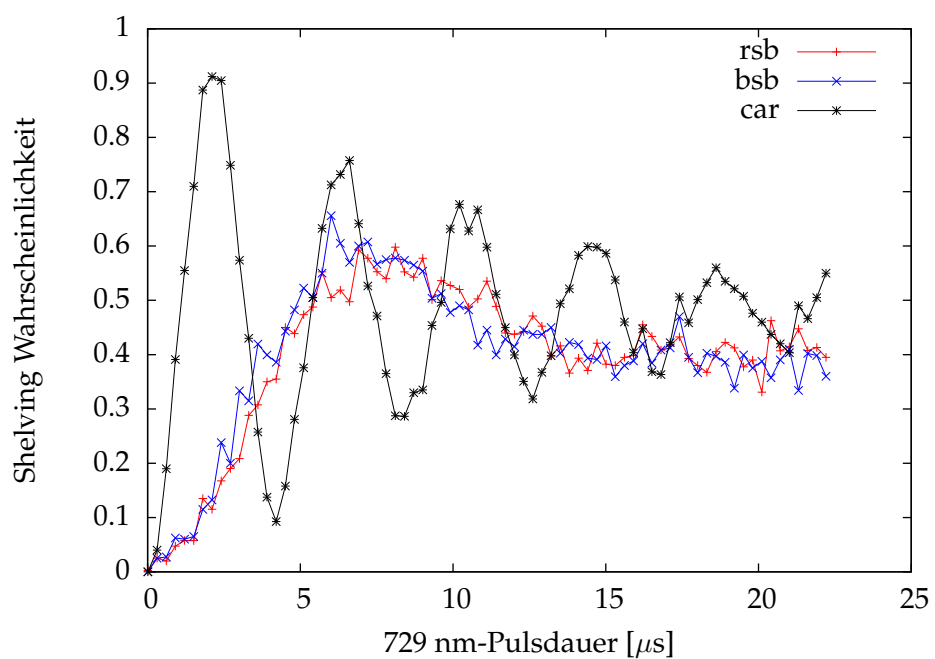


Abbildung 5.3: 729 nm Pulslängenscan ohne NaKoSe als Referenzscan

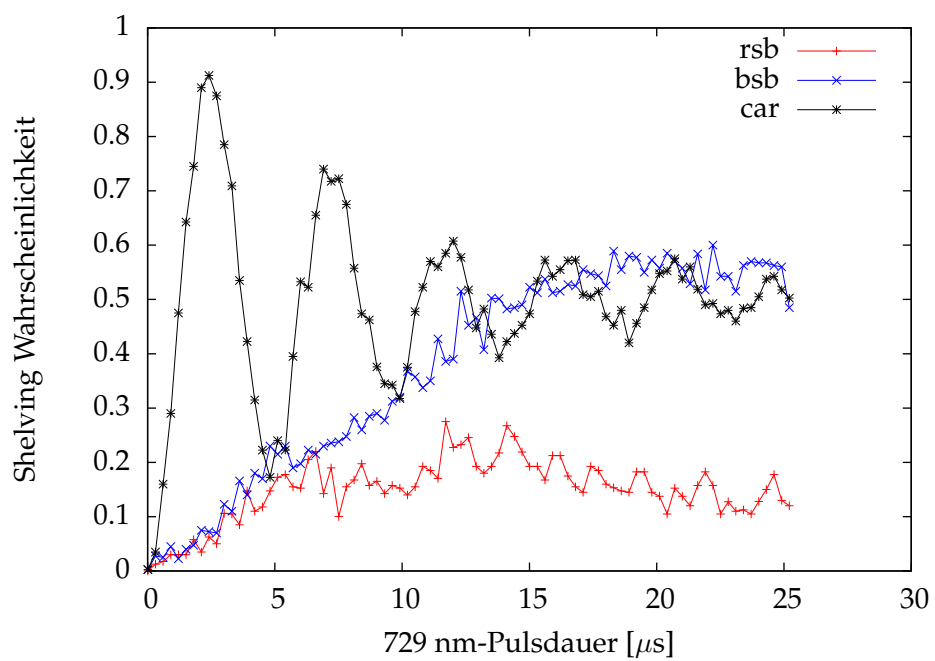


Abbildung 5.4: 729 nm Pulslängenscan mit NaKoSe

5.5. Pulslängenscan für ein Ion mit Raman-Auslese

Nachdem bestätigt wurde, dass das NaKoSe Verfahren funktioniert, wurde das Raman-Lasersystem optimiert und implementiert um damit die mittlere Phononenzahl bestimmen zu können. Dazu wird zunächst wieder ein Raman-Spektrum analog zur Abbildung 5.1 aufgenommen und damit die Position des ersten roten Seitenbands bestimmt. Anschließend wird ein Pulslängenscan für die Raman-Auslese gemacht mit einer NaKoSe Kühlzeit von $500 \mu\text{s}$ und den Laserleistungen $P_\sigma = 1,24 \text{ mW}$ und $P_\pi = 50 \mu\text{W}$ sowie einer Verstimmung von $\Delta = 1,0 \text{ GHz}$. Dieser Scan ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Dabei wurde diese Kurve bereits mit einem Fit nach Gleichung (2.51) mit Mathematica versehen, sodass sich eine Phononenzahl von $1,12 \pm 0,15$ und eine Rabi-Frequenz von $\Omega_0 = 0,399 \text{ MHz}$ ergibt. Für den Lamb-Dicke Faktor wurde der später in Abschnitt §6.1 bestimmte benutzt. Bei dem Fit wurde eine Dekohärenzrate von $\gamma = 0,1 \text{ MHz}$ gewählt, diese ist vermutlich größer als die tatsächliche, damit wird die Phononenzahl eher überschätzt als unterschätzt. Um den Wert für γ abzuschätzen wurden mehrere Fits für verschiedene Messungen gemacht und dabei das γ verändert. Die augenscheinlich besten Fits haben sich bei Dekohärenzraten um die $\gamma = 0,005 \text{ MHz}$ ereignet. Hiermit wurde gezeigt, dass das Kühlverfahren für diese Parameter funktioniert und kann nun für zwei Ionen benutzt werden.

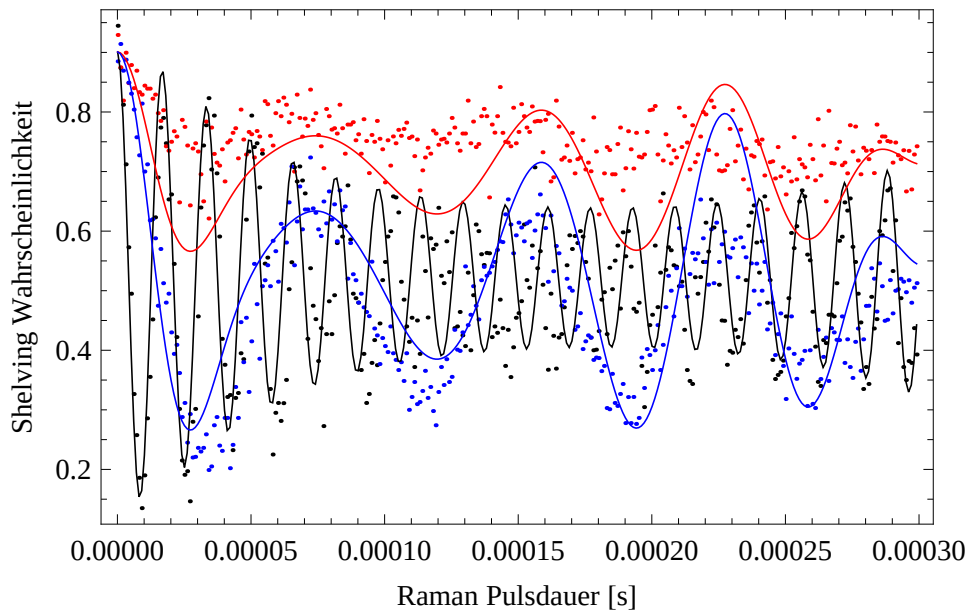


Abbildung 5.5: Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen mit Raman-Auslese und Fit zur Phononenbestimmung, die blaue Kurve stellt den Übergang auf dem ersten blauen Seitenband, die rote Kurve auf dem ersten roten Seitenband und die schwarze Kurve auf dem Trägerübergang dar

5.6. Pulslängenscan für zwei Ionen mit Raman-Auslese

Die eigentliche Idee des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens ist die Verkürzung der Kühlzeit der COM und der STR Mode (siehe Abschnitt §2.3) für zwei Ionen. Dies wird durch Positionierung der Frequenz des π -NaKoSe Strahls zwischen dem ersten roten Seitenband der COM und der STR Mode erreicht. Aufgrund der Sättigungsverbreiterung können Übergänge auf beiden Seitenbändern stattfinden. Erfahrungsgemäß hat sich gezeigt, dass es einfacher ist, die STR Mode zu kühlen, da diese bereits zu Beginn aufgrund der höheren Bewegungsfrequenz eine niedrigere Phononenzahl hat. Deshalb ist es sinnvoller, die Frequenz des π -NaKoSe Strahls dichter an das rote Seitenband der COM Mode zu legen. In Abbildung 5.6 ist ein Pulslängenscan der COM und STR Mode für einen Raman-Übergang auf dem roten Seitenband gezeigt. Dabei wurde immer nur die Shelving Wahrscheinlichkeit für den Fall, dass dies für beide Ionen gleichzeitig geschieht, aufgetragen. Die NaKoSe Parameter sind $300 \mu\text{s}$ für die Kühlzeit, $\Delta = 1,0 \text{ GHz}$ für die Ein-Photonen-Verstimmung sowie $P_\sigma = 0,91 \text{ mW}$ und $P_\pi = 20 \mu\text{W}$ für die Laserleistungen.

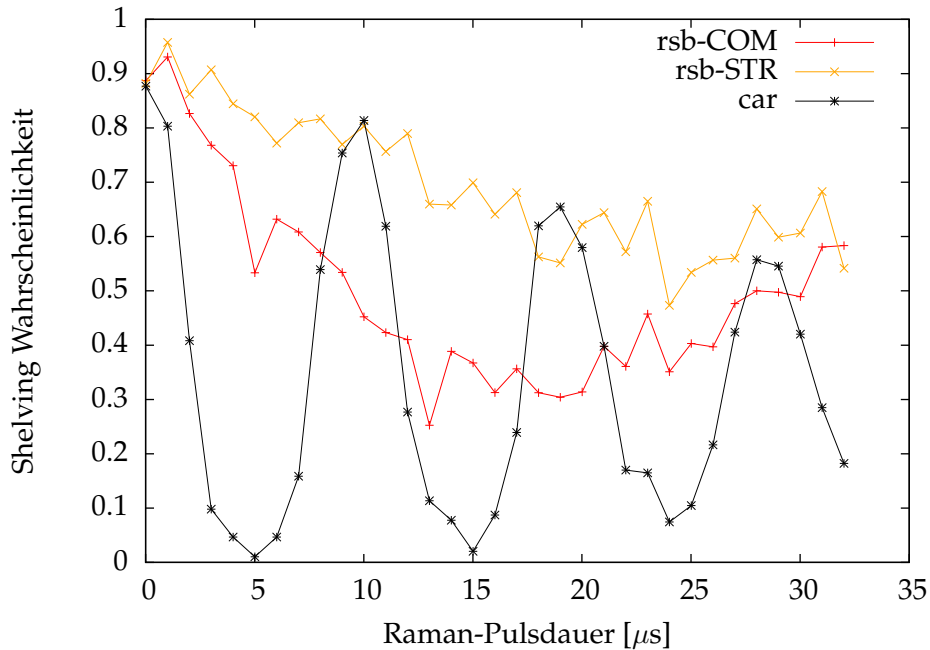


Abbildung 5.6: Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen für zwei Ionen mit Raman-Auslese für den Trägerübergang und dem ersten roten Seitenband der COM und der STR Mode

5.7. Pulslängenscan mit gepulstem Raman-Kühlen für zwei Ionen mit Raman-Auslese

Um eine noch geringere Phononenzahl für zwei Ionen zu erreichen, wurde zunächst das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen mit Werten wie im vorherigen Kapitel angewendet und anschließend das gepulste Raman-Kühlen mit zehn Kühlpulsen für die COM, mit einer Gesamtdauer von $170\ \mu\text{s}$, und fünf Kühlpulsen für die STR Mode, mit einer Gesamtdauer von $130\ \mu\text{s}$, durchgeführt. Die Verstimmung der Raman-Strahlen wurde auf 40 GHz gesetzt. Die aufgenommenen Pulslängenscans sind in Abbildung 5.7 für die COM und in Abbildung 5.8 für die STR Mode dargestellt. Bei Beiden findet nahezu keine sichtbare Oszillation mehr auf dem roten Seitenband statt, wohingegen das blaue Seitenband und der Träger deutlich oszilliert. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass es sich um eine geringe Phononenzahl handeln muss. Auf einen Fit der beiden Graphen wurde hier verzichtet, da dieser schwierig zu machen ist, da die Phononenzahl beider Bewegungsmoden gleichzeitig berücksichtigt werden muss.

Es kann jedoch gesagt werden, dass die Moden von zwei Ionen durch $600\ \mu\text{s}$ langes Kühlen aus einer Kombination von nahresonantem kontinuierlichem Seitenbandkühlen und gepulstem Raman-Kühlen nahe an den quantenmechanischen Grundzustand gebracht werden können. Es verbleibt noch die Optimierung der Parameter zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen.

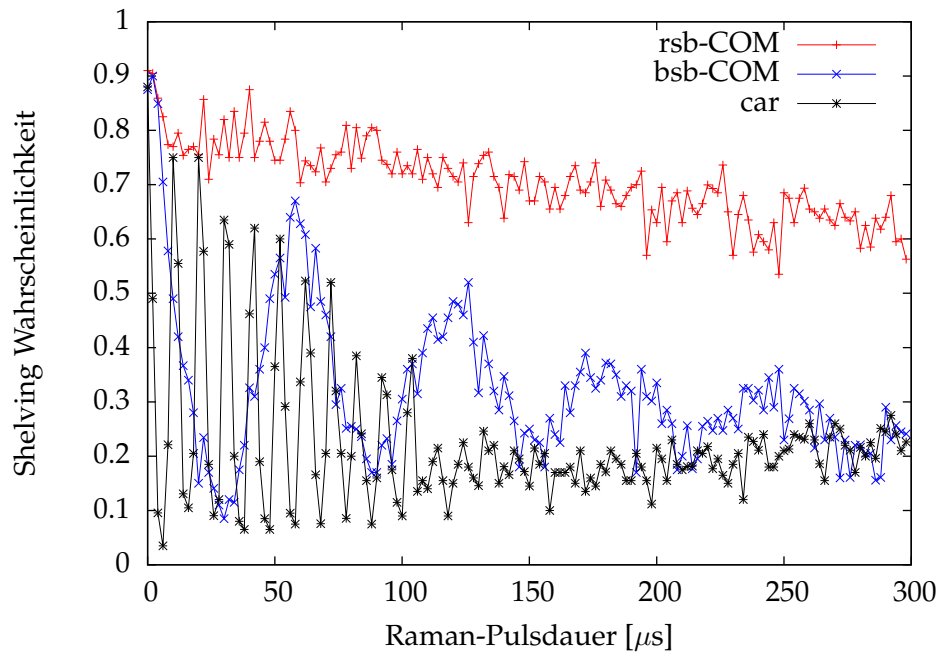


Abbildung 5.7: Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen und gepulstes Raman-Kühlen für zwei Ionen mit Raman-Auslese für die COM Mode

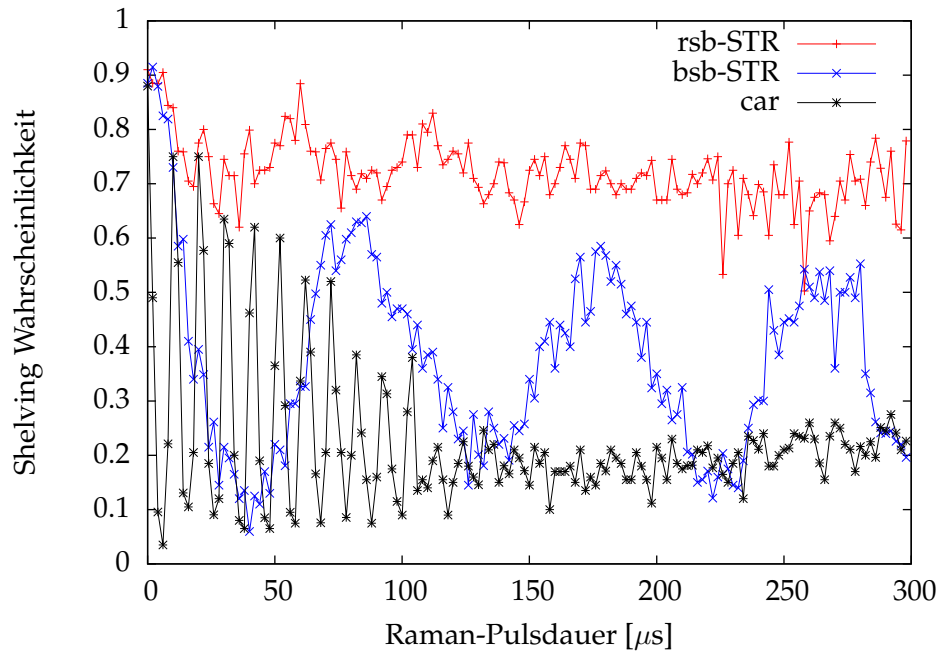


Abbildung 5.8: Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen und gepulstes Raman-Kühlen für zwei Ionen mit Raman-Auslese für die STR Mode

6. Bestimmung der Strahlparameter

Nachdem das Kühlen für ein und zwei Ionen funktioniert, aber noch nicht optimiert ist, kann nun der Lamb-Dicke Faktor bestimmt werden. Dieser wird zur Bestimmung der Phononenzahl und der Rabifrequenz aus den Messdaten benötigt. Anschließend werden die Streuraten, der Stark-Shift und die Rabifrequenz gemessen und diese nach Abschnitt §2.4.4 und Abschnitt §2.4.5 mit der Theorie verglichen. Diese Werte werden zur Reproduzierbarkeit der Kühlung und für die Simulation in Abschnitt §3 benötigt. Abschließend wird der gesamte Parameterraum des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens durchgefahren und dabei die mittlere Phononenzahl bestimmt um damit eine Aussage über die Effizienz des Kühlens treffen zu können. Alle folgenden Messungen wurden, falls nicht anders angegeben, bei einer Wellenlänge von 793,91942 nm (Frequenz von 377,61070 THz entsprechend einer Ein-Photonen-Verstimmung von $\Delta = 1$ GHz) gemacht sowie den Leistungen $P_\sigma = 0,91$ mW und $P_\pi = 27$ μ W.

6.1. Bestimmung des Lamb-Dicke Faktors der Raman-Strahlen

Zur Bestimmung des Lamb-Dicke Faktors aus einem Pulslängenscan für den Raman-Übergang ist eine Grundzustandsbesetzung mit nahezu null Phononen nötig. Da dies nicht alleine mit dem nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen erreicht werden kann, wurde noch außerdem die gepulste Raman-Kühlung (siehe Abschnitt §2.8.4) benutzt. Hierbei wurden die NaKoSe-Strahl Leistungen von $P_\sigma = 1,0$ mW und $P_\pi = 20$ μ W und eine Raman-Verstimmung von $\delta = \omega_z$ benutzt. Die Kühlzeit wurde auf 300 μ s gesetzt und für das gepulste Raman-Kühlen wurden 20 Pulse mit einer π -Zeit von je 10 μ s verwendet. Damit konnte eine Phononenzahl von nahezu null erreicht werden, der Fit nach Gleichung (2.51) ergibt eine mittlere Phononenzahl von $\bar{n} = 0,13 + 0,07 - 0,01$ mit einer Rabifrequenz von $\Omega_0 = 671$ kHz bei einer Dekohärenzrate von $\gamma = 0,26$ GHz. Der Pulslängenscan ist in Abbildung 6.1 gezeigt, dabei fällt auf, dass das rote Seitenband nicht mehr oszilliert und der Träger sowie das blaue Seitenband oft und mit hohem Kontrast oszillieren. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass das Ion eine geringe mittlere Phononenzahl haben muss. Dieser Fit scheint für das blaue Seitenband und dem Träger zu passen, auf dem roten Seitenband weicht dieser aber deutlich von der Messkurve ab. Dies liegt vermutlich an einer Änderung der Phononenverteilung während der Rabioszillation durch inelastische Streuung oder Heizen des Ions. Außerdem wurde hier immer von einer thermischen Phononenverteilung ausgegangen, eventuelle Abweichungen von dieser könnten ebenfalls die Ursache dafür sein. Aus dem Wert der Dekohärenzrate wird klar, dass das Dekohärenzverhalten noch nicht gänzlich verstanden und berücksichtigt wurde.

Unter der Annahme von einer mittleren Phononenzahl von null gilt für die Rabifrequenz auf dem blauen Seitenband:

$$\Omega_{bsb} = \sum_n (p_n \eta \sqrt{n+1} \Omega_0) \underbrace{=}_{\bar{n}=0} \eta \Omega_0 \quad (6.1)$$

Über das Verhältnis der Rabifrequenzen vom blauen Seitenband- zum Trägerübergang ergibt sich direkt der Lamb-Dicke Faktor für die Raman-Strahlen

$$\frac{\Omega_{bsb}}{\Omega_0} = \eta = \frac{T_{car}}{T_{bsb}} \quad (6.2)$$

Es kann somit die Zeit und die Anzahl der Perioden durch Ablesen aus dem Graphen bestimmt und daraus die jeweilige Periodendauer ermittelt werden. Dies wurde für den Träger- bzw. den blauen Seitenband-Übergang für die ersten 27 bzw. 11 Perioden durchgeführt und darüber gemittelt. Dies ergibt eine Periodendauer von $T_{car} = (9,62 \pm 0,10) \mu s$ bzw. $T_{bsb} = (44,60 \pm 0,29) \mu s$. Und daraus ergibt sich schließlich mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung ein Lamb-Dicke Faktor von $\eta = 0,216 \pm 0,003$.

Der Fehler durch die Phononenzahl kann nach oben hin abgeschätzt werden, dabei beträgt die maximale mittlere Phononenzahl $\bar{n}_{max} = 0,13 + 0,07 = 0,20$. Die zugehörige Rabi-Frequenz auf dem blauen Seitenband ist dann nach Gleichung (6.1) und Gleichung (2.11)

$$\Omega_{bsb} = 1,08\eta_{min} \cdot \Omega_0 \quad (6.3)$$

und damit wäre dann der minimale Lamb-Dicke Faktor

$$\frac{\Omega_{bsb}}{\Omega_0} = \eta = 1,08\eta_{min} \rightarrow \eta_{min} = 0,200 \quad (6.4)$$

Damit wird der wahre Wert für den Lamb-Dicke Faktor zwischen 0,197 und 0,219 liegen.

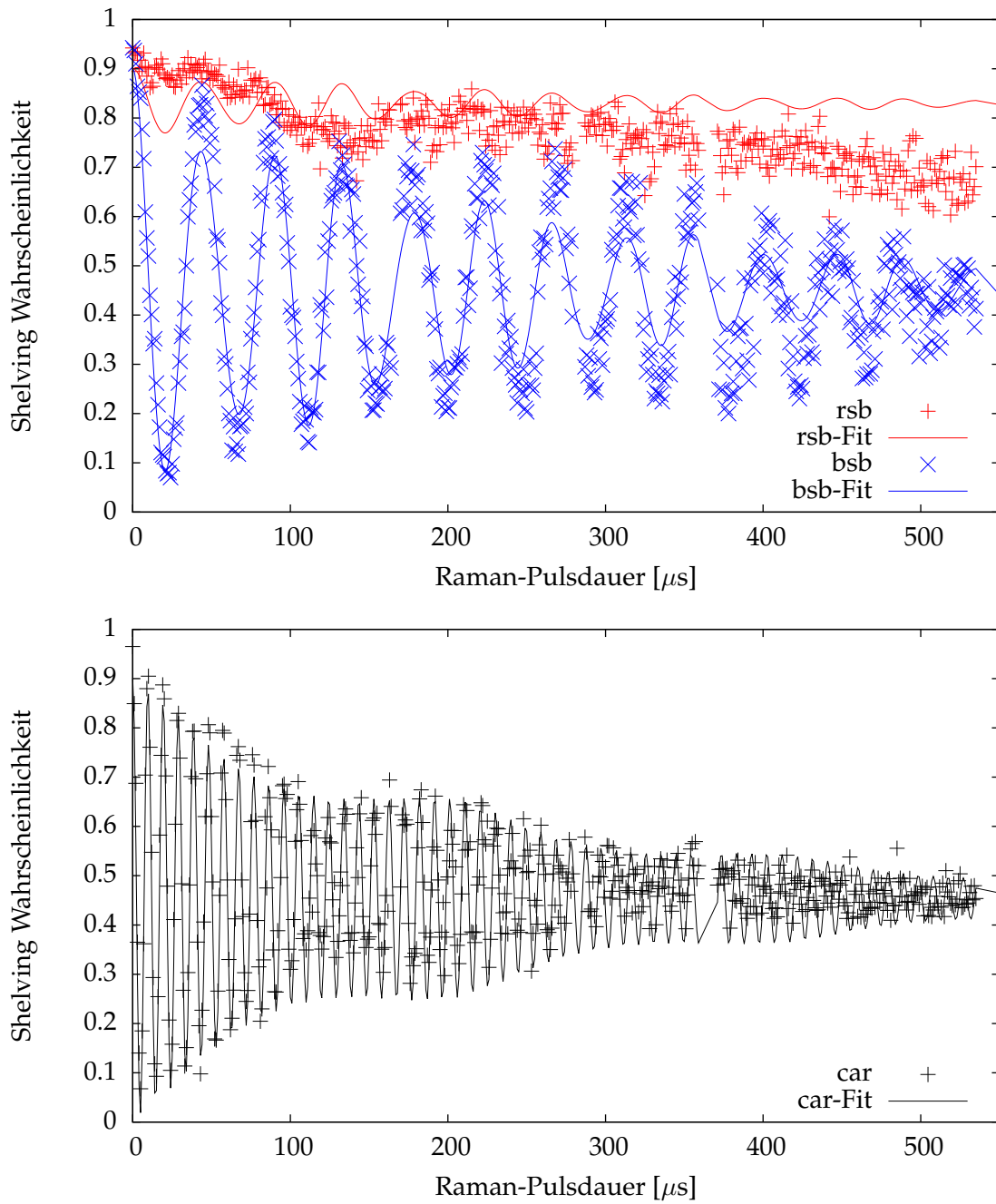


Abbildung 6.1: Nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen und Raman-Kühlen mit Raman-Auslese und Fit für ein Ion, die blaue Kurve stellt den Übergang auf dem ersten blauen Seitenband, die rote Kurve auf dem ersten roten Seitenband und die schwarze Kurve auf dem Trägerübergang dar. Die Punkte sind die Messwerte während die durchgezogene Kurve die nach Gleichung (2.51) erhaltene Fitkurve darstellt

6.2. Bestimmung der Streuraten

Nach Gleichung (2.31) können die Dipol-Rabifrequenzen direkt aus den jeweiligen Streuraten bestimmt werden. Diese Dipol-Rabifrequenzen sind proportional zur Wurzel aus der Laserleistung, wobei der Proportionalitätsfaktor von der Fokussierung des Laserstrahls abhängt.

Zur Bestimmung der Streuraten, also der Stärke des Ein-Photonen-Übergangs der einzelnen NaKoSe Strahlen, wurden zwei Messungen durchgeführt. Dazu wird das Ion zunächst optisch in den $|\uparrow\rangle$ Zustand gepumpt und anschließend einer der beiden NaKoSe Strahlen für variierende Zeit eingestrahlt, gefolgt von einer Shelving Auslese. Da der σ -NaKoSe Strahl ebenfalls optisch pumpt (in den $|\downarrow\rangle$ Zustand), sollte die Shelving Wahrscheinlichkeit nach ausreichend großer Zeit auf null abfallen, während sie für den π -NaKoSe Strahl nur auf 0,5 sinkt. In Abbildung 6.2 sind die Messwerte für den σ -NaKoSe Strahl und in Abbildung 6.3 für den π -NaKoSe Strahl gezeigt. Die Graphen sind direkt mit einem Fit versehen worden, die Fitkurve $S(t)$ lautet dabei folgendermaßen:

$$S(t) = S_0 \cdot e^{-R' \cdot t} + S_{final} \quad (6.5)$$

Hierbei beschreibt S_{final} die Endwahrscheinlichkeit für das Shelving nach unendlich langer Zeit und S_0 die Anfangswahrscheinlichkeit für das Shelving abzüglich der Endwahrscheinlichkeit. Der Faktor R' stellt hierbei nun die inelastische (Spin-flip) Streuraten dar, wobei noch nach Gleichung (2.30) beachtet wird, dass es zwei Zerfallskanäle gibt. Die sich ergebenden Werte für die inelastische Streuraten sind $R'_\sigma = (0,2548 \pm 0,0015) \mu s^{-1}$ für den σ - und $R'_\pi = (0,0220 \pm 0,0015) \mu s^{-1}$ für den π -Strahl. Für die Summe aus elastischer und inelastischer Streuraten R gilt dann:

$$R_\sigma = 3R'_\sigma \quad \text{und} \quad R_\pi = \frac{3}{2}R' \quad (6.6)$$

Damit betragen die Streuraten schließlich

$$R_\sigma = (0,7644 \pm 0,0045) \mu s^{-1} \quad \text{und} \quad R_\pi = (0,0330 \pm 0,0023) \mu s^{-1}.$$

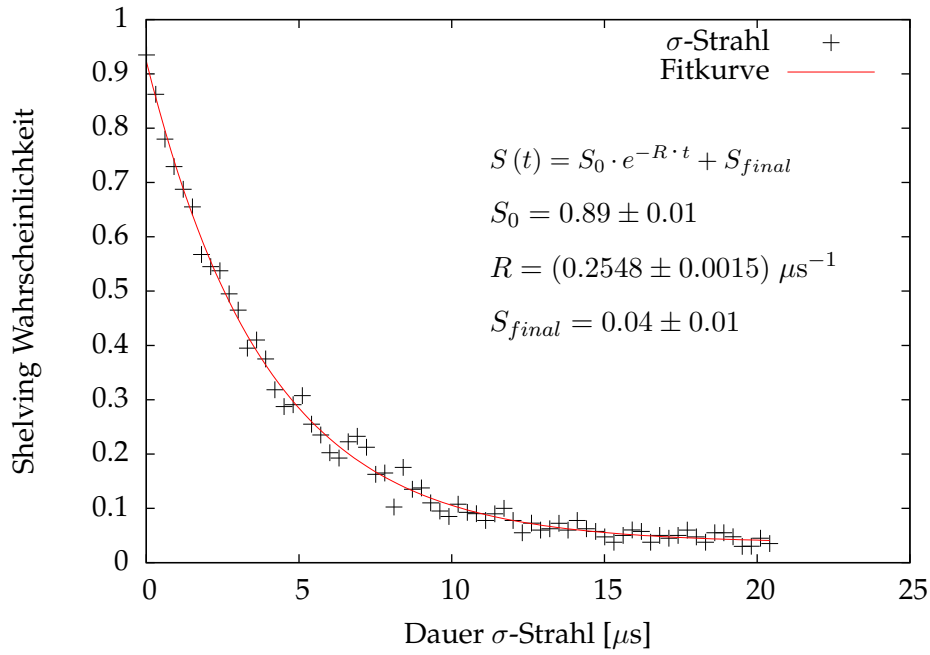


Abbildung 6.2: Optisches Pumpen in den $|\uparrow\rangle$ Zustand gefolgt von einem Scan der Einstrahldauer des σ -NaKoSe Strahls zur Bestimmung der Streurrate für den σ -NaKoSe Strahl, wobei die Kurve bereits nach Gleichung (6.5) mit einem Fit versehen wurde

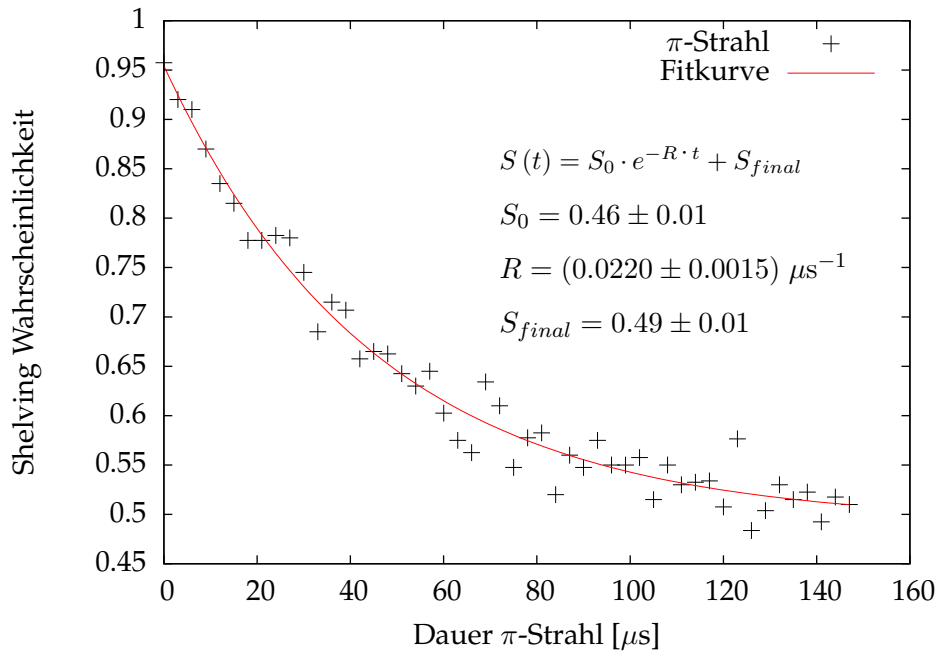


Abbildung 6.3: Optisches Pumpen in den $|\uparrow\rangle$ Zustand gefolgt von einem Scan der Einstrahldauer des π -NaKoSe Strahls zur Bestimmung der Streurrate für den π -NaKoSe Strahl, wobei die Kurve bereits nach Gleichung (6.5) mit einem Fit versehen wurde

6.3. Bestimmung des Stark-Shifts

Der σ -NaKoSe Strahl bewirkt aufgrund seiner Polarisation und seiner Richtung parallel zum Magnetfeld einen differentiellen Stark-Shift (siehe Abschnitt §2.4.5). Dieser kann über einen Ramsey-Scan (siehe Abschnitt §2.7.7) gemessen werden, dabei entspricht der Stark-Shift gerade der Frequenz. Hierbei wird im Experimentell der σ -NaKoSe Strahl für eine veränderliche Zeit eingestrahlt. Der aufgenommene Scan ist in Abbildung 6.4 zu sehen und wurde bereits nach [7] mit

$$S(t) = S_0 \cdot e^{-\gamma \cdot t} \cdot \sin(\Delta_{\text{Stark}} \cdot t + \phi) + S_{\text{final}} \quad (6.7)$$

angefittet. Dabei ist analog zum vorherigen Kapitel S_{final} die Endwahrscheinlichkeit für das Shelving nach unendlich langer Zeit und S_0 die Anfangswahrscheinlichkeit für das Shelving abzüglich der Endwahrscheinlichkeit. Die Variable γ stellt die Dekohärenzrate dar. Die Dekohärenzquellen sind zum einen Phasenrandomisierung durch Intensitätsfluktuationen und zum anderen inelastische Streuprozesse, wodurch die Dekohärenzrate deutlich größer als die inelastische Streurrate ist. Beim Fit werden nur Werte ab $0,4 \mu\text{s}$, um AOM-Anschalteffekte ausschließen zu können, genommen, diese ergeben einen Stark-Shift von $\Delta_{\text{Stark}} = (33,28 \pm 0,10) \text{ MHz}$.

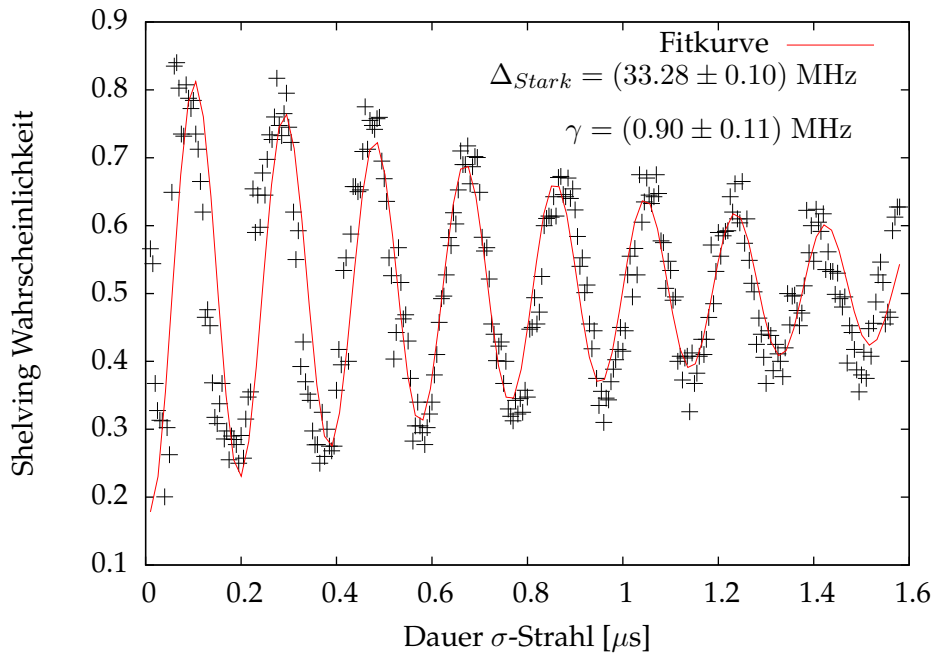


Abbildung 6.4: Ramsey-Scan mit Fit ab $0,4 \mu\text{s}$, um AOM-Anschalteffekte ausschließen zu können, zur Bestimmung des Stark-Shifts für den σ -Strahl

6.4. Bestimmung der Raman-Rabifrequenz

Zum späteren Vergleich der errechneten mit einer experimentell bestimmten Raman-Rabifrequenz muss diese zunächst gemessen werden. Dazu wurde das NaKoSe Kühlverfahren benutzt und anschließend ein Pulslängenscan auf dem Trägerübergang der NaKoSe Strahlen mit der Raman-Auslese gemacht. Das aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Dabei wurde die π -Zeit der ersten 7 Schwingungen bestimmt und darüber gemittelt. Der Mittelwert beträgt $\bar{\tau} = (0,575 \pm 0,023) \mu\text{s}$ und mit $\Omega_0 = \pi/\bar{\tau}$ ergibt sich eine experimentelle Raman-Rabifrequenz von $\Omega_0 = 2\pi \cdot (0,869 \pm 0,035) \text{ MHz}$.

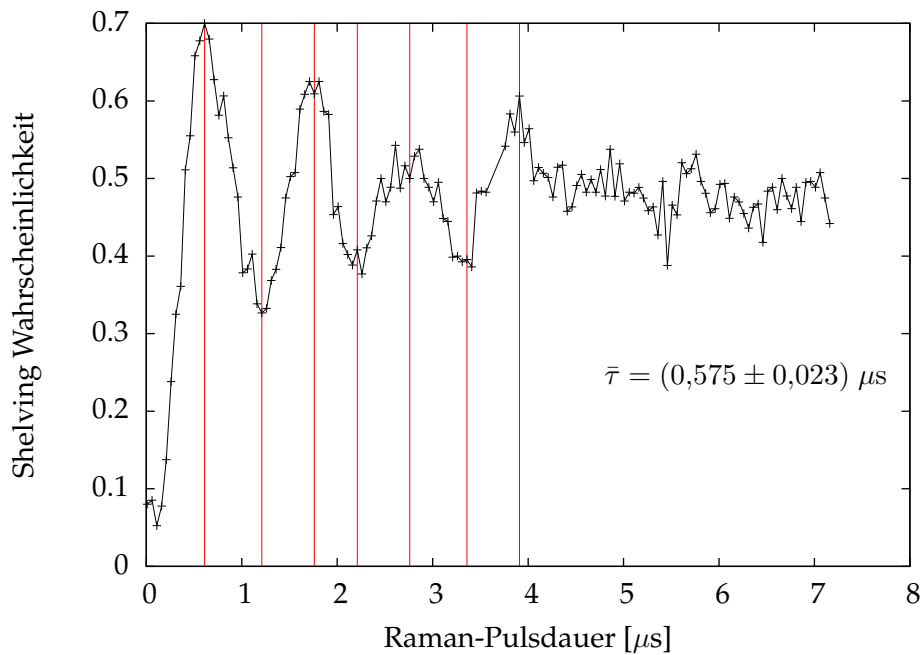


Abbildung 6.5: Pulslängenscan auf dem Trägerübergang der NaKoSe Strahlen zur Bestimmung der Raman-Rabifrequenz

6.5. Vergleich der Rabifrequenzen mit dem Stark-Shift

Für den σ -NaKoSe Strahl ergibt sich nach Gleichung (2.36) für die Dipol-Rabifrequenz $\Omega_\sigma/2\pi = (907,0 \pm 1,1)$ MHz und nach Gleichung (2.31) für den π -NaKoSe Strahl $\Omega_\pi/2\pi = (191,9 \pm 6,7)$ MHz. Die Dipol-Rabifrequenz ist direkt proportional zur Wurzel aus der Laserleistung, der Proportionalitätsfaktor α kann nun über das Verhältnis bestimmt werden.

$$\alpha_\sigma = \frac{\Omega_\sigma^2}{P_\sigma} = (9,04 \pm 0,02) \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{Ws}^2} \quad (6.8)$$

$$\alpha_\pi = \frac{\Omega_\pi^2}{P_\pi} = (1,36 \pm 0,10) \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{Ws}^2} \quad (6.9)$$

Diese Proportionalitätsfaktoren wurden für die Simulationen in Abschnitt §3 benötigt um den Zusammenhang zwischen Laserleistung und Dipol-Rabifrequenz herzustellen. Nach Gleichung (2.40) hängt der differentielle Stark-Shift direkt mit der differentiellen Streurrate zusammen und nach diesem umgestellt folgt

$$\Delta_{Stark,dif} = 3\Delta \frac{R_{dif}}{\Gamma} \quad (6.10)$$

Für die gemessenen Streuraten ergibt sich damit ein differentieller Stark-Shift von $\Delta_{Stark,dif} = (32,49 \pm 0,67)$ MHz. Dieser Wert ist konsistent mit dem gemessenen Wert von $\Delta_{Stark} = (33,28 \pm 0,11)$ MHz im einfachen Fehlerintervall. Nun kann nach Gleichung (2.29) die Rabifrequenz des Raman-Übergangs zu $\Omega_{0,theo}/2\pi = (2,20 \pm 0,08)$ MHz bestimmt werden. Der gemessene Wert von $\Omega_0/2\pi = (0,869 \pm 0,035)$ MHz ist um einen Faktor 0,4 kleiner als der theoretisch erhaltene Wert. Dies kann nicht mehr durch die Fehlerintervalle erklärt werden, aber durch die Mikrobewegung des Ions. Diese ist in unserer Paulfalle sehr stark und entsteht durch die angelegte rf-Spannung und behindert damit den Raman-Übergang.

6.6. Messung von Kühlraten

Um das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen zu optimieren, wurde zunächst nur das Verhalten bei Änderung der Leistung P_σ , der Raman-Verstimmung δ und der Kühlzeit untersucht. Hiermit wurde zugleich überprüft, ob ein Scan aller Parameter sinnvoll erscheint und ob die in Abschnitt §3 durch Simulation erhaltene Kühlrate und minimale Phononenzahl passt. Zur Quantifizierung der besten Frequenz und Leistung des AOMs für den π -NaKoSe Strahl wurden mehrere Pulslängenscans mit einer Raman-Auslese und Fit der Messung gemacht. Dabei wurde die Kühlzeit, die VFG-Leistung und die Raman-Verstimmung δ verändert. Die Raman-Verstimmung wurde so gewählt, dass diese einmal auf dem ersten roten Seitenband (1.rsb) und einmal zwischen dem ersten und zweiten roten Seitenband (1.-2.rsb) des Raman-Übergangs lag. Die Leistung für den σ -NaKoSe Strahl betrug $P_\sigma = 0,91$ mW und die Ein-Photonen-Verstimmung war auf $\Delta = 1,0$ GHz gesetzt. Der erhaltene Graph ist in Abbildung 6.6 dargestellt. In diesem Graph sind bereits die Fits zu sehen. Für die mittlere Phononenzahl wird nach Gleichung (2.61) angenommen:

$$\bar{n}(t) = (n_0 - n_{final}) \cdot e^{-\kappa \cdot t} + n_{final} \quad (6.11)$$

Dabei ist die Variable t die Kühlzeit, also die Dauer des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens. n_0 ist die Anfangsphononenzahl, diese sollte bei allen Experimenten in etwa gleich groß sein, da sie nur durch die Dopplerkühlung gegeben ist, und wurde somit fest auf einen realistischen Wert von 20 Phononen gesetzt. Dieser Wert wurde durch mehrere Scans mit einer Raman-Auslese und anschließendem Fit erhalten, dies wird genauer in Abschnitt §6.7 beschrieben. Der Faktor κ stellt die Kühlrate dar, dieser gibt an, wie schnell das Ion gekühlt und damit die Phononenzahl verringert wird. Der letzte Parameter n_{final} ist die minimal erreichbare Phononenzahl, die nach einer theoretisch unendlich langen Kühlzeit erreicht würde. Es wird eine hohe Kühlrate zusammen mit einer niedrigen Endphononenzahl angestrebt, d.h. κ sollte groß und n_{final} klein sein. In Tabelle 6.1 sind die durch den Fit erhaltenen Werte aufgelistet, wobei hier δ in Einheiten von der Fallenfrequenz ω_z als Differenz zum Träger angegeben wurde. Dabei entspricht $\delta = \omega_z$ dem ersten roten Seitenband und $\delta = 1,5 \cdot \omega_z$ der Frequenz zwischen dem ersten und zweiten roten Seitenband. Es fällt auf, dass die besten Kühlergebnisse für eine Leistung $P_\pi = 6,7$ μ W auf dem ersten roten Seitenband erreicht werden (rote Kurve im Graph). Es ist aber auch zu erkennen, dass für höhere Leistung mit $P_\pi = 27$ μ W und weiterer Verstimmung mit $\delta = 1,5 \cdot \omega_z$ ebenfalls recht gute Kühlergebnisse erzielt werden (grüne Kurve im Graph). Die teilweise sehr niedrige minimale Phononenzahl, vor allem bei $P_\pi = 17,1$ μ W mit $\delta = 1,5 \cdot \omega_z$, ist ein Artefakt der Fitungenauigkeit. Die Leistung P_π war in diesem Versuch auf 27 μ W maximiert, die obere Schranke wurde aber in den folgenden Experimenten erhöht. Damit ist die Idee des gleichzeitigen Kühlens von mehreren Moden realistisch, da die Kühlung dieser Schwerpunktsmode unsensitiv auf die Frequenz des π -NaKoSe Strahls ist.

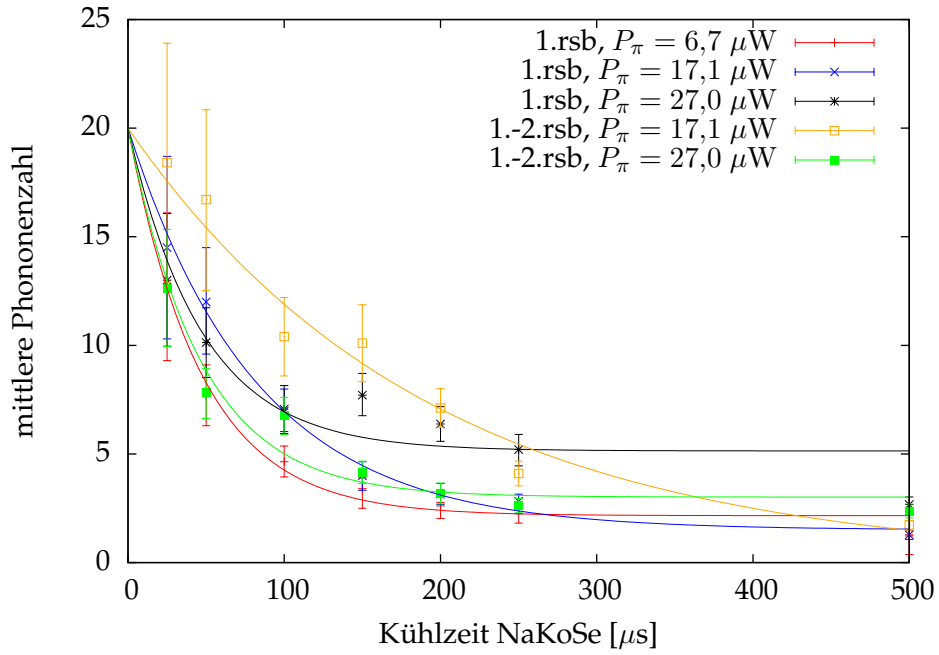


Abbildung 6.6: Scan für die Parameter P_π , δ und Kühlzeit des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens

$P_\pi [\mu\text{W}]$	$\delta [\omega_z]$	Kühlrate $\kappa [\mu\text{s}^{-1}]$	minimale Phononenzahl n_{final}
6,7	1	$0,0214 \pm 0,0016$	$2,1 \pm 0,4$
17,1	1	$0,0122 \pm 0,0007$	$1,5 \pm 0,4$
27,0	1	$0,0211 \pm 0,0049$	$5,1 \pm 0,9$
17,1	1,5	$0,0052 \pm 0,0010$	$0,0 \pm 1,9$
27,0	1,5	$0,0214 \pm 0,0029$	$3,0 \pm 0,6$

Tabelle 6.1: Tabelle mit den Fitwerten zur Kühlrate und zur minimalen Phononenzahl für verschiedene Werte von P_π und δ

6.7. Systematische Optimierung der Kühlparameter

Zur genaueren Bestimmung der optimalen Parameter für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen wurde die Kühlzeit auf $100 \mu\text{s}$ gesetzt und alle anderen Parameter verändert. Nach dem vorherigen Abschnitt ist diese Kühlzeit kurz genug, um signifikante Unterschiede zwischen den Kühlraten und der mittleren Phononenzahl für verschiedene Parameter zu sehen. Wenn eine niedrige mittlere Phononenzahl erreicht wurde, wurde die Kühlzeit ebenfalls durchgeföhren um damit die Kühlrate bestimmen und vergleichen zu können.

Im Anhang in Tabelle A5 sind die Werte für den Scan der Parameter des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens aufgetragen. Dabei wurde auch schon die aus dem Fit erhaltene Phononenzahl mit Fehler und die Raman-Rabifrequenz Ω_0 der zur Auslese benutzten off-resonanten Strahlen, die immer um die $2\pi \cdot 400 \text{ kHz}$ liegt, eingetragen. Dabei gibt $\Delta_+ n$ den oberen und $\Delta_- n$ den unteren Fehler für die Phononenzahl an. Dies wurde von Abbildung 6.7 bis Abbildung 6.11 noch grafisch aufgetragen, wobei dieses immer für bestimmte σ -NaKoSe Strahl Leistungen und Ein-Photonen-Verstimmungen gemacht wurde. Bei allen Scans wurde immer nur ein Parameter verändert und überprüft, ob die Änderung eine bessere oder schlechtere Kühlung in Form der mittleren Phononenzahl lieferte. Für den Fall einer besseren Kühlung wurde der Parameter solange weiter verändert bis sich wieder eine schlechtere Kühlung einstellte. Anschließend wurde ein anderer Parameter durchgeföhren und wieder die Änderung der Kühlung überprüft. Dies wurde solange gemacht bis alle Parameter durchgeföhren wurden. Die Reihenfolge der Parameter wurde so gewählt, dass die Parameter, die mit mehr Aufwand geändert werden müssen, seltener verändert wurden. Zuerst wurde immer die π -NaKoSe Strahl Leistung P_π , dann die Raman-Verstimmung δ , dann die σ -NaKoSe Strahl Leistung P_σ und schließlich die Ein-Photonen-Verstimmung Δ geändert.

Bei allen gezeichneten Graphen ist zu erkennen, dass die beste Kühlung immer für eine Raman-Verstimmung, die dem ersten roten Seitenband entspricht, stattfindet.

Der erste Scan wurde bei einer Laserleistung von $P_\sigma = 0,9 \text{ mW}$ und einer Ein-Photonen-Verstimmung von $\Delta = 1,0 \text{ GHz}$ durchgeföhrt und ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Dieser liefert eine mittlere Phononenzahl von $5,7 \pm 0,9$ sowohl für $P_\pi = 26 \mu\text{W}$ als auch für $P_\pi = 66 \mu\text{W}$. Dies lässt erahnen, dass die optimale π -NaKoSe Strahl Leistung für diesen Parameterset zwischen diesen beiden Leistungen sein wird.

Der zweite Scan fand bei $P_\sigma = 1,1 \text{ mW}$ und $\Delta = 1,0 \text{ GHz}$ statt und ist in Abbildung 6.8 grafisch aufgetragen. Bei diesem ist ersichtlich, dass die optimale Kühlung bei $P_\pi = 54 \mu\text{W}$ mit einer mittleren Phononenzahl von $3,0 + 0,6 - 0,5$ stattfindet. Dieses liefert eine bessere Kühlung als der erste Scan, damit wurde die Raman-Verstimmung weiter geändert.

Der dritte Scan ist in Abbildung 6.9 für $P_\sigma = 1,5 \text{ mW}$ und $\Delta = 1,0 \text{ GHz}$ zu sehen. Dieser liefert bereits eine höhere mittlere Phononenzahl von $4,0 \pm 0,6$ bei $P_\pi = 54 \mu\text{W}$. Hiermit wurde für eine Ein-Photonen-Verstimmung von $\Delta = 1,0 \text{ GHz}$ bereits die besten Parameter durch den zweiten Scan gefunden, es wurde zur Bestätigung der Tendenz allerdings noch ein weiterer Scan für diese Ein-Photonen-Verstimmung gemacht.

Der vierte Scan fand somit bei $P_\sigma = 1,8 \text{ mW}$ und $\Delta = 1,0 \text{ GHz}$ statt und ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Dieser liefert, wie zu erwarten war, eine noch größere Phononenzahl von $5,0 \pm 0,8$ bei $P_\pi = 69 \mu\text{W}$. Bei $\delta = 1,4 \omega_z$ und $P_\pi = 278 \mu\text{W}$ wurde eine Phononenzahl von $5,7 + 0,7 - 0,6$ gefunden und bei diesen Parametern die Kühlzeit durchgeföhren.

Damit verbleibt die Änderung der Ein-Photonen-Verstimmung, diese wurde zunächst auf $\Delta = 1,5 \text{ GHz}$ bei $P_\sigma = 2,3 \text{ mW}$, $P_\pi = 151 \mu\text{W}$ und $\delta = \omega_z$ gesetzt. Für diese

Werte konnte allerdings keine signifikante Kühlung beobachtet werden, sodass die Ein-Photonen-Verstimmung reduziert wurde.

Der fünfte und letzte Scan wurde somit bei $P_\sigma = 1,2 \text{ mW}$ und $\Delta = 0,7 \text{ GHz}$ gemacht und ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Dieser lieferte die bislang niedrigste gefundene Phononenzahl von $2,5 \pm 0,3$ bei $P_\pi = 50 \mu\text{W}$. Da hierbei die Ein-Photonen-Verstimmung kleiner ist und damit die Wellenlänge dichter an der Resonanz liegt, wirken sich hier Änderungen der Ein-Photonen-Verstimmung durch den frei laufenden Laser stärker auf die Raman-Frequenz sowie die Streurate aus. Damit erfährt auch das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen stärkere Schwankungen, da die Position der Seitenbänder ebenfalls stärker schwankt. Deshalb wurde beim Durchfahren der Kühlzeit vor jeder Messung kurz die korrekte Lage der Seitenbänder sichergestellt und bei deren Änderung die π -NaKoSe Strahl Frequenz so korrigiert, dass wieder das erste rote Seitenband angesprochen wurde. Da der Laser bislang keine externe Wellenlängenstabilisierung hat, wurde hier vorerst auf weitere Messungen verzichtet.

Die letzten fünf Werte in der Tabelle sind Messungen, bei denen beide NaKoSe-Strahlen ausgeschaltet waren und dienen der Bestimmung der Anfangsphononenzahl n_0 . Der Mittelwert liegt bei $21,7 \pm 4,5$ Phononen, wobei für spätere Zwecke immer eine Anfangsphononenzahl von 20 benutzt wurde. Damit wird die Kühlrate eher unterschätzt als überschätzt.

Bei einer niedrigen Phononenzahl wurde ebenfalls ein Scan der Kühlzeit vorgenommen, um daraus später wieder die Kühlrate und die minimale Phononenzahl mit Gleichung (6.11) bestimmen zu können, dies ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Hierbei ergibt sich eine Kühlrate von $\kappa_1 = 0,0172 \pm 0,0026 \mu\text{s}^{-1}$ bzw. $\kappa_2 = 0,0276 \pm 0,0059 \mu\text{s}^{-1}$ und eine Endphononenzahl von $n_{final,1} = 4,6 \pm 0,7$ bzw. $n_{final,2} = 1,7 \pm 1,1$ für eine Ein-Photonen-Verstimmung von $\Delta_1 = 1,0 \text{ GHz}$ bzw. $\Delta_2 = 0,7 \text{ GHz}$. Die benutzten Leistungen waren hierbei $P_{\sigma,1} = 1,8 \text{ mW}$ und $P_{\pi,1} = 278 \mu\text{W}$ bzw. $P_{\sigma,2} = 1,2 \text{ mW}$ und $P_{\pi,2} = 50 \mu\text{W}$. Bei der ersten Messung lag die Raman-Verstimmung bei $\delta_1 = 1,4\omega_z$ und bei der zweiten bei $\delta_2 = 1,0\omega_z$.

Der Scan des Parameterraums des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens hat gezeigt, dass die in Tabelle 6.2 aufgeführten Parameter sich gut für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen eignen. Dabei wurde zugleich die aus dem Scan der Kühlzeit erhaltene Kühlrate und minimale Phononenzahl mit angegeben. Bei dem letzten aufgeführten Parameterset wurde die Kühlzeit nicht durchgeföhren, womit auch keine Kühlrate bestimmt werden kann. Bei der Messung für eine Kühlzeit von $100 \mu\text{s}$ ergab sich jedoch eine mittlere Phononenzahl von $3,0 + 0,6 - 0,5$, sodass die minimale Phononenzahl, die sich für längeres Kühlen ergibt, noch kleiner sein sollte. Für genauere Angaben sollte ein Scan der Kühlzeit durchgeführt werden.

Nachdem das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen nun optimiert wurde, kann nun die Realisierung eines Phasengatter angegangen werden.

Δ [GHz]	P_σ [mW]	P_π [μ W]	δ [ω_z]	Kühlrate κ [μ s $^{-1}$]	minimale Phononenzahl n_{final}
1,0	0,9	7	1	$0,0214 \pm 0,0016$	$2,1 \pm 0,4$
1,0	0,9	27	1,5	$0,0214 \pm 0,0029$	$3,0 \pm 0,6$
0,7	1,2	50	1	$0,0276 \pm 0,0059$	$1,7 \pm 1,1$
1,0	1,1	54	1	–	$<3,0$

Tabelle 6.2: Tabelle mit den besten experimentell gefundenen Parametern für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen mit erhaltener Kühlrate und minimaler Phononenzahl

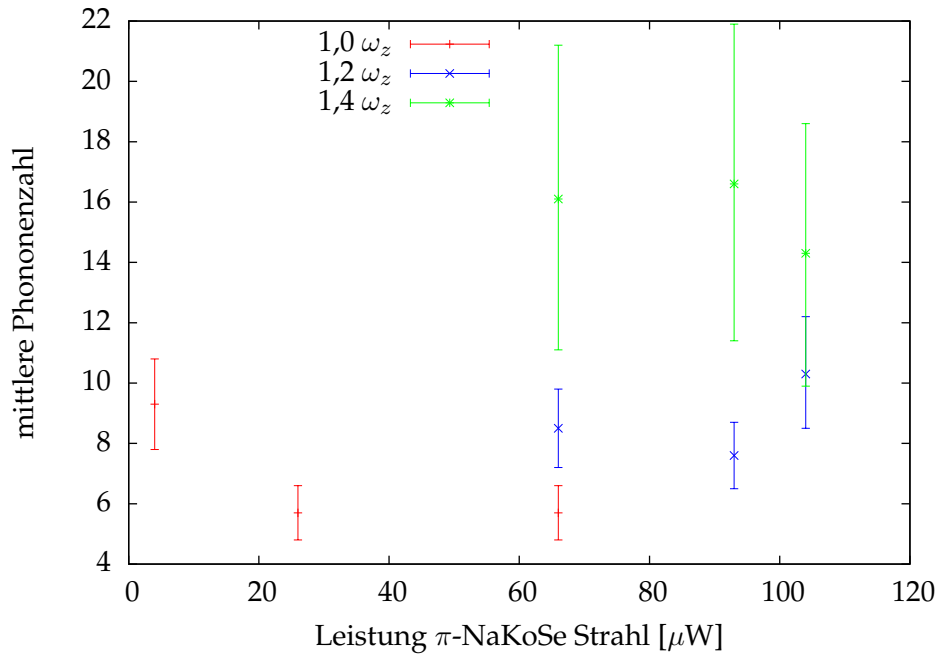


Abbildung 6.7: Parameterscan für NaKoSe mit $\Delta = 1,0$ GHz und $P_\sigma = 0,9$ mW bei einer Kühlzeit von 100μ s

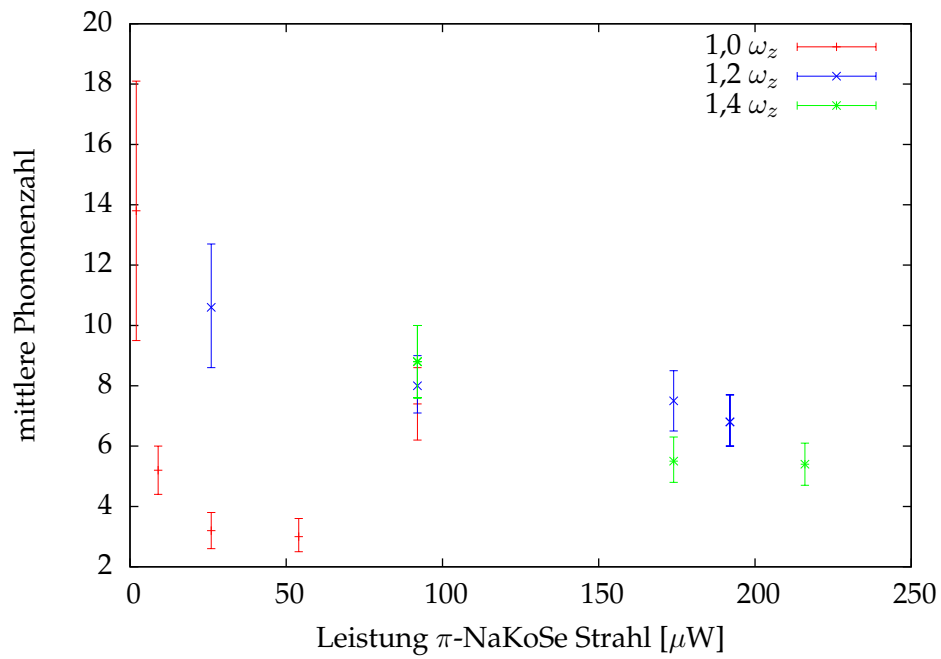


Abbildung 6.8: Parameterscan für NaKoSe mit $\Delta = 1,0$ GHz und $P_\sigma = 1,1$ mW bei einer Kühlzeit von $100 \mu s$

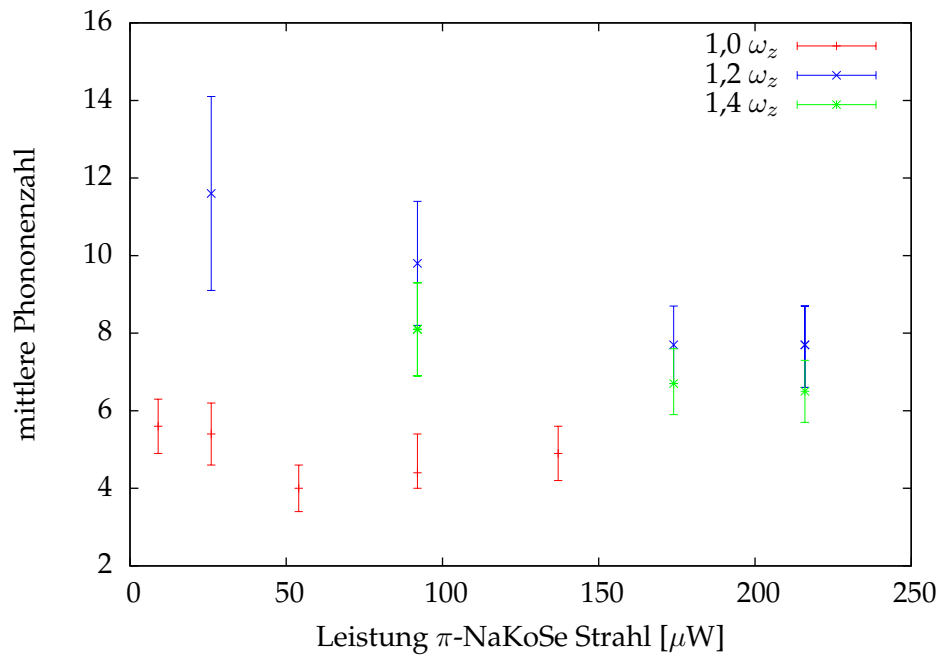


Abbildung 6.9: Parameterscan für NaKoSe mit $\Delta = 1,0$ GHz und $P_\sigma = 1,5$ mW bei einer Kühlzeit von $100 \mu s$

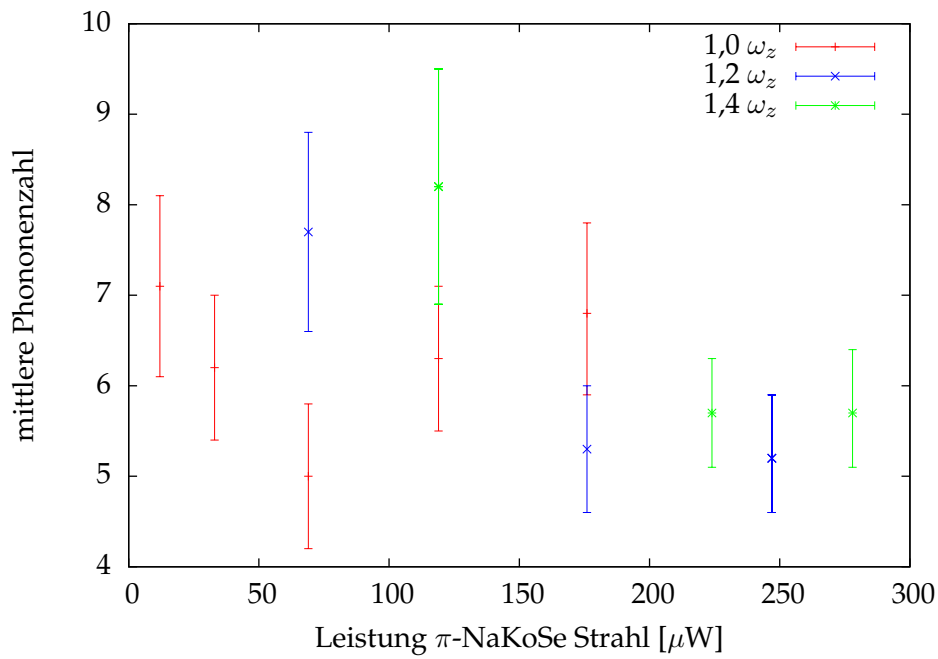


Abbildung 6.10: Parameterscan für NaKoSe mit $\Delta = 1,0$ GHz und $P_\sigma = 1,8$ mW bei einer Kühlzeit von $100 \mu s$

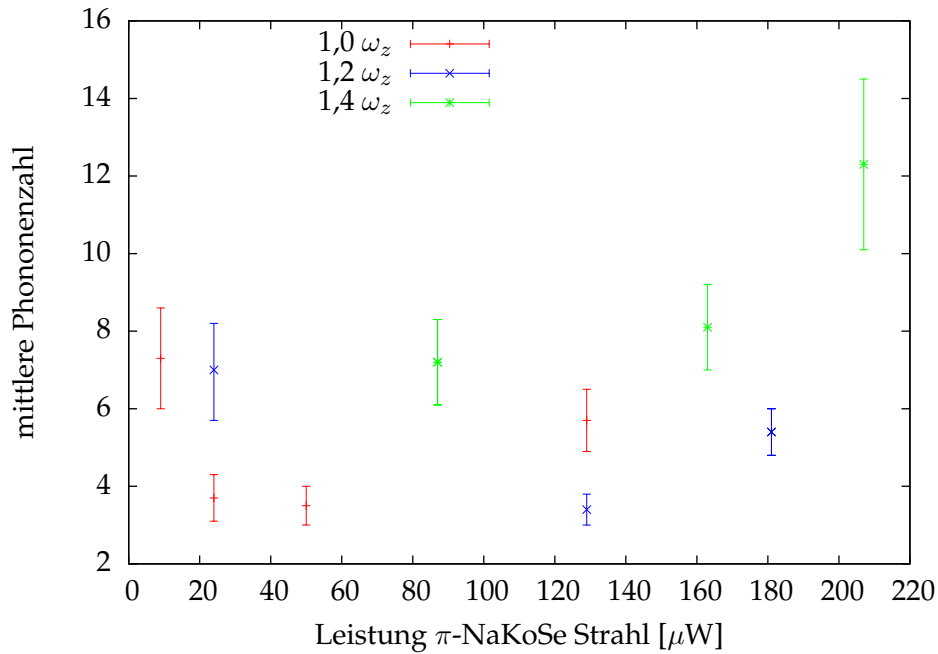


Abbildung 6.11: Parameterscan für NaKoSe mit $\Delta = 0,7$ GHz und $P_\sigma = 1,2$ mW bei einer Kühlzeit von $100 \mu s$

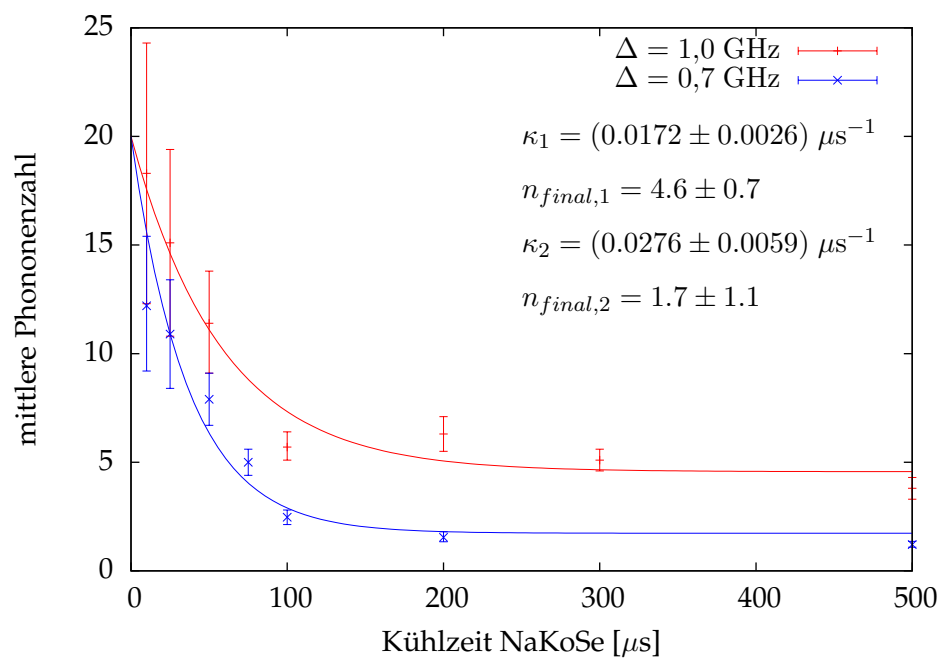


Abbildung 6.12: Scan für die zuvor guten gefundenen Parameter des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens

7. Messung des Phasengatters

7.1. Beschreibung der Scans zum Phasengatter

Hier wird zunächst beschrieben, wie die Sequenzen zur Messung des Phasengatters ablaufen. Für das Phasengatter wird nach Abschnitt §2.6 zunächst einmal die Umkehrzeit und anschließend die richtige Phase benötigt. Für die gemachten Scans wird das Strahlenpaar R1 und RCC benutzt, der RCC Strahl ist mit dem R1 Strahl überlagert, hat aber eine bestimmte Polarisation, sodass spinabhängige Lichtkräfte entstehen können. Bei allen Messungen liegen zwei Ionen vor, damit muss bei der Shelving Auslese mit dem Laser der Wellenlänge 729 nm zwischen drei Zuständen unterschieden werden. Es können beide Ionen in dem $|\uparrow\rangle$ Zustand sein, dies entspricht $|\uparrow\uparrow\rangle$ oder beide Ionen in dem $|\downarrow\rangle$, dieses wird mit $|\downarrow\downarrow\rangle$ bezeichnet. Wenn nur eines der Ionen in dem $|\uparrow\rangle$ Zustand ist, so kann nicht unterschieden werden, ob das linke oder das rechte in diesem Zustand ist, dieser Zustand wird also mit $|\uparrow\downarrow\rangle$ oder $|\downarrow\uparrow\rangle$ betitelt.

7.2. Scan der Dauer der Lichtkraft beim Phasengatter mit Benutzung des Spin-Echo Verfahrens

Nach Abschnitt §2.6 verliert der Zwei-Ionenkristall seine Kohärenz sofern der Umlauf im Phasenraum kein vollständiger Kreis ist, gewinnt diese aber wieder bei einem vollen Umlauf zurück. Die Kohärenz und damit die umlaufene Strecke kann durch einen Zeitscan der Dauer der Lichtkraft gemessen werden. Dazu werden beide Ionen zunächst optisch in den $|\uparrow\rangle$ Zustand gepumpt und anschließend durch einen $\pi/2$ -Puls mit dem Strahlenpaar Raman R1 und RCC in eine Überlagerung von $|\downarrow\rangle$ und $|\uparrow\rangle$ gebracht. Nun wird die Lichtkraft für verschiedene Zeiten erzeugt und anschließend das Spin-Echo Verfahren durch ein π -Puls mit R1 und RCC gefolgt von einer Wartezeit, die solange ist, wie auch die Lichtkraft gedauert hat, benutzt. Nun wird noch ein $\pi/2$ -Puls mit R1 und RCC gemacht. Abschließend findet eine Shelving Auslese statt. Mit diesem Scan kann die Umkehrzeit t_{ret} , also die Zeit für einen vollen Umlauf im Phasenraum, bestimmt werden.

7.3. Scan der Phase des $\pi/2$ -Pulses beim Phasengatter mit Benutzung des Spin-Echo Verfahrens

Nun wird die die Dauer der Lichtkraft auf die Umkehrzeit t_{ret} fest eingestellt und die Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses geändert. Dazu werden analog zu vorher die Ionen optisch in den $|\uparrow\rangle$ Zustand gepumpt gefolgt von einem $\pi/2$ -Puls mittels R1 und RCC. Jetzt kommt die Lichtkraft mit fester Zeit und anschließend ein π -Puls mit R1 und RCC zur Kompensation von unerwünscht aufgenommen Phase durch langsame Magnetfeldfluktuationen. Nun wird für die Dauer der Umkehrzeit gewartet und anschließend ein $\pi/2$ -Puls mit R1 und RCC gemacht, wobei die Phase dieses Pulses variiert werden kann. Abschließend findet wieder eine Shelving Auslese statt. Aus der Abhängigkeit der gemessenen Populationen von der Phase des abschließenden $\pi/2$ -Pulses erhält man Information über den erzeugten Quantenzustand.

7.4. Messungen zum Phasengatter

Nachdem nun das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen und das gepulste Raman Kühlen für zwei Ionen durchgeführt wurde, kann nun ein Phasengatter verwirklicht werden. Dafür wird zunächst die Umkehrzeit t_{ret} benötigt und anschließend die Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses bestimmt. Für alle Messungen wird eine gute Kühlung benötigt, dieses wurde durch die Werte der Kühlparameter wie in Abschnitt §5.7 sichergestellt.

7.5. Bestimmung der Umkehrzeit beim Phasengatter mit Benutzung des Spin-Echo Verfahrens

Nach Abschnitt §7.2 wird zunächst die Dauer der Lichtkraft geändert und dann die Kohärenz in Form einer Shelving Auslese bestimmt. Die Leistungen der Laserstrahlen betrugen $P_{R1} = 0,9$ mW und $P_{RCC} = 0,5$ mW. In Abbildung 7.1 ist die Messung der Shelving Wahrscheinlichkeit und damit der Kohärenz gegen die Dauer der Lichtkraft zu sehen. Damit kann die Umkehrzeit, die gerade der Lage des ersten Peaks des $|\uparrow\uparrow\rangle$ Zustands entspricht, zu $t_{ret} = 62 \mu s$ bestimmt werden. Die Verstimmung der Frequenz des harmonischen Oszillators zur Frequenz der Stehwelle wurde so gewählt, dass $\delta = 2\pi \cdot 10$ kHz ist, nach Gleichung (2.41) sollte damit die theoretische Umkehrzeit bei $t_{ret,theo} = 100 \mu s$ liegen. Damit wurde die Umkehrzeit bestimmt und diese für alle zukünftigen Messungen eingestellt. Somit verbleibt die Optimierung der Phasendifferenz zu $\pi/2$ durch Variation der P_{RCC} Leistung und die Bestimmung der richtigen Analysephase, also die Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses.

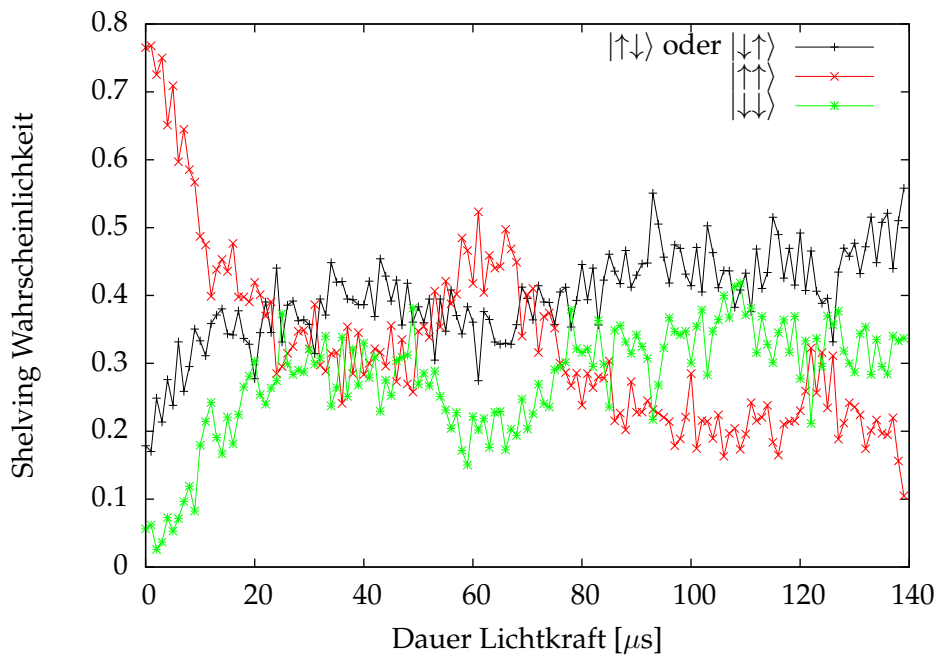


Abbildung 7.1: Scan der Dauer der Lichtkraft mit vollständiger Kühlung bei Messung der Shelving Wahrscheinlichkeit und damit der Kohärenz

7.6. Bestimmung der Phase des $\pi/2$ -Pulses beim Phasengatters mit Benutzung des Spin-Echo Verfahrens

Nach Abschnitt §7.3 kann nun die Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses verändert und dann die Shelving Wahrscheinlichkeit gemessen werden. Die Leistung P_{R1} wurde bei allen Scans, in denen die Lichtkraft angeschaltet war, auf 0,9 mW eingestellt und die Leistung P_{RCC} verändert. In Abbildung 7.2 ist dies ohne Lichtkraft, in Abbildung 7.3 mit einer Leistung von $P_{RCC} = 0,5$ mW, in Abbildung 7.4 mit einer Leistung von $P_{RCC} = 0,9$ mW, in Abbildung 7.5 mit einer Leistung von $P_{RCC} = 1,1$ mW, in Abbildung 7.6 mit einer Leistung von $P_{RCC} = 1,5$ mW und in Abbildung 7.7 mit einer Leistung von $P_{RCC} = 1,7$ mW dargestellt. Beim Durchfahren der P_{RCC} Leistung fällt auf, dass für eine Phase zwischen zwei und drei die Shelving Wahrscheinlichkeit für den $|\downarrow\downarrow\rangle$ Zustand zunächst hoch ist, sich dann der Wahrscheinlichkeit für den $|\uparrow\uparrow\rangle$ immer weiter annähert und bei Abbildung 7.6 und Abbildung 7.7 nahezu identisch ist. Mit noch größerer Leistung P_{RCC} steigt wieder die Shelving Wahrscheinlichkeit für den $|\downarrow\downarrow\rangle$ Zustand. Dies stellt die aufgenommene Phase durch die Phasenraumtrajektorie dar, die proportional zur umlaufenen Fläche ist. Diese Fläche steigt mit zunehmender Laserleistung und damit auch die Phase, bis schließlich das Optimum erreicht ist. Dieses Optimum sollte nach Abschnitt §2.6 bei einer Phasendifferenz von $\pi/2$ liegen. Wird die Laserleistung noch weiter erhöht, so übersteigt die Phasendifferenz $\pi/2$ und die Verschränkung nimmt folglich wieder ab. Das beste Ergebnis des Phasengatters wird also in Abbildung 7.5 bei einer Analysephase von $0,7\pi$ mit einer Besetzungswahrscheinlichkeit von 33 % für die Zustände $|\downarrow\downarrow\rangle$ und $|\uparrow\uparrow\rangle$ und 34 % für die beiden Zustände $|\uparrow\downarrow\rangle$ und $|\downarrow\uparrow\rangle$ zusammen. Damit lautet die Wellenfunktion

$$|\Psi_E\rangle \approx \sqrt{0,66} (|00\rangle + |11\rangle) + \sqrt{0,34} (|01\rangle + |10\rangle) \quad (7.1)$$

Dies stellt ein gewisses Maß an Verschränkung dar, allerdings ist die Fidelity nicht ausreichend um damit einen Quantencomputer betreiben zu können. Es verbleibt somit die Optimierung dieser.

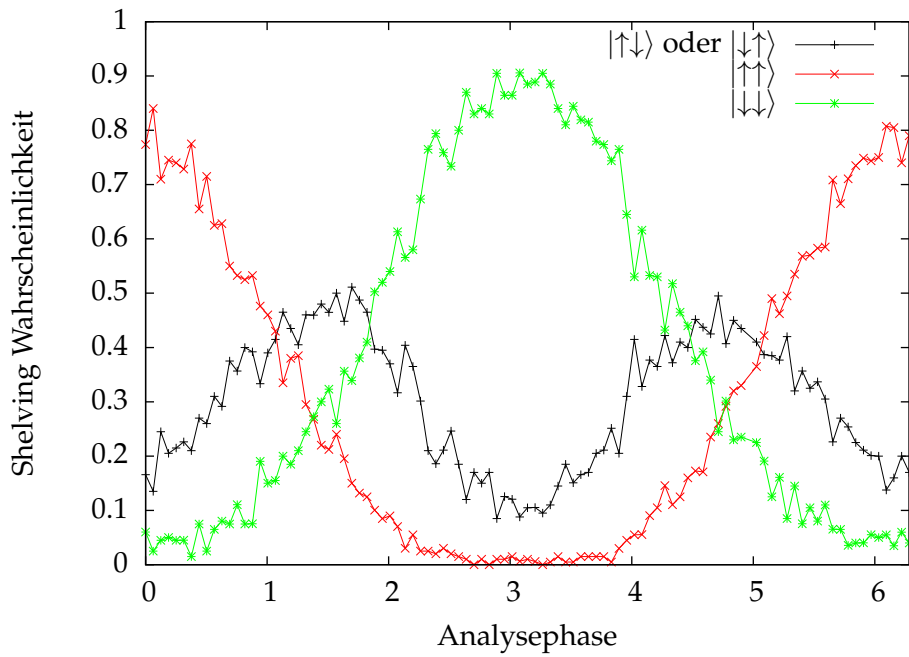


Abbildung 7.2: Scan der Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses ohne Lichtkraft mit vollständiger Kühlung bei Messung der Shelving Wahrscheinlichkeit und damit der Kohärenz

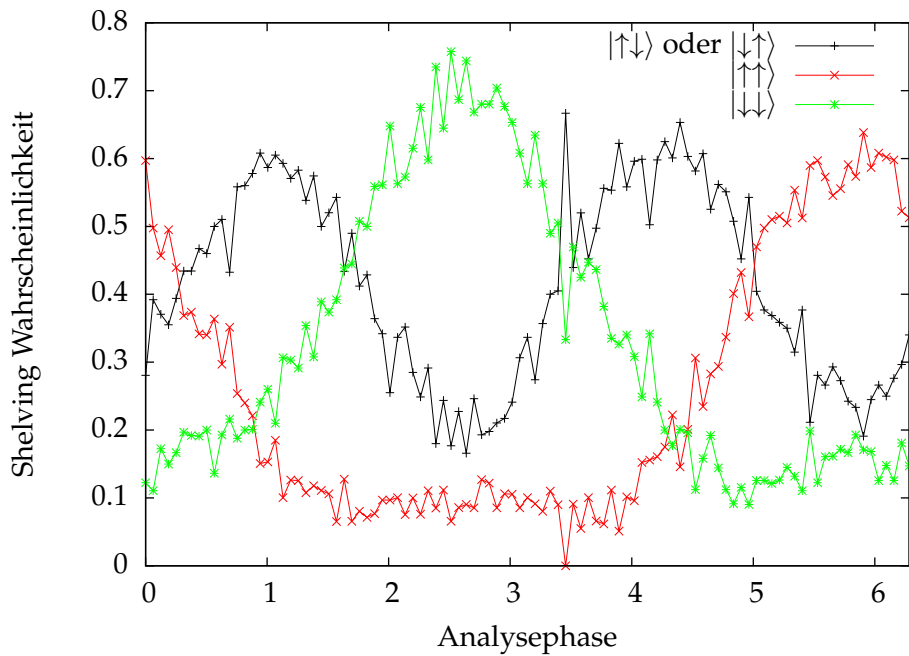


Abbildung 7.3: Scan der Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses mit Lichtkraft mit $P_{RCC} = 0,5$ mW mit vollständiger Kühlung bei Messung der Shelving Wahrscheinlichkeit und damit der Kohärenz

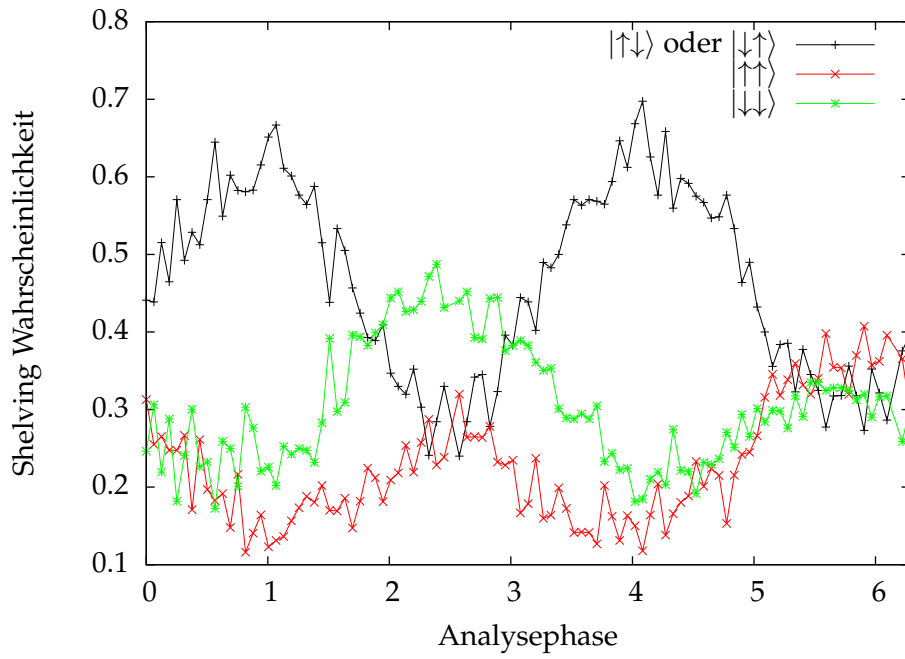


Abbildung 7.4: Scan der Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses mit Lichtkraft mit $P_{RCC} = 0,9$ mW mit vollständiger Kühlung bei Messung der Shelving Wahrscheinlichkeit und damit der Kohärenz

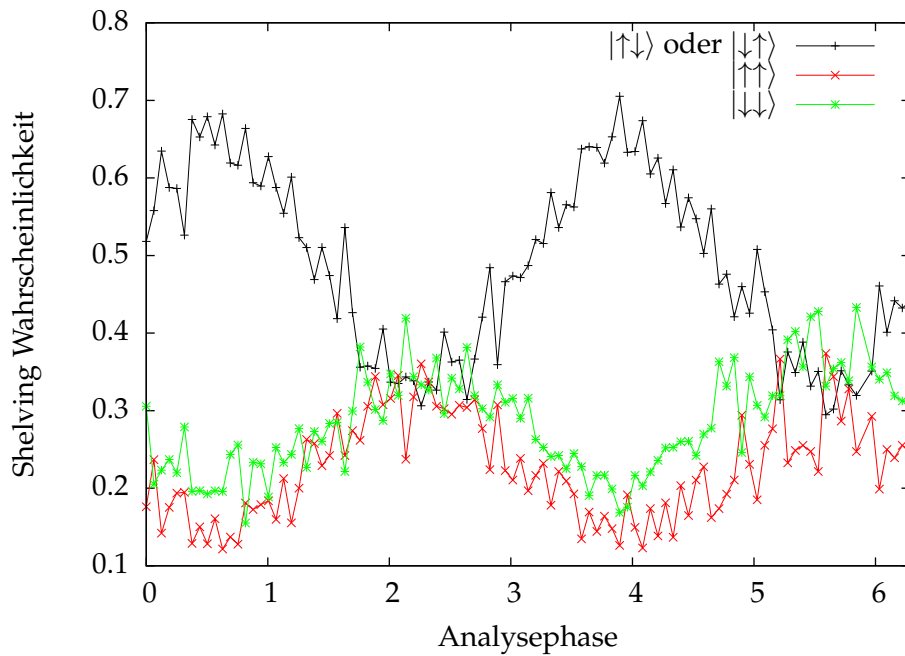


Abbildung 7.5: Scan der Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses mit Lichtkraft mit $P_{RCC} = 1,1$ mW mit vollständiger Kühlung bei Messung der Shelving Wahrscheinlichkeit und damit der Kohärenz

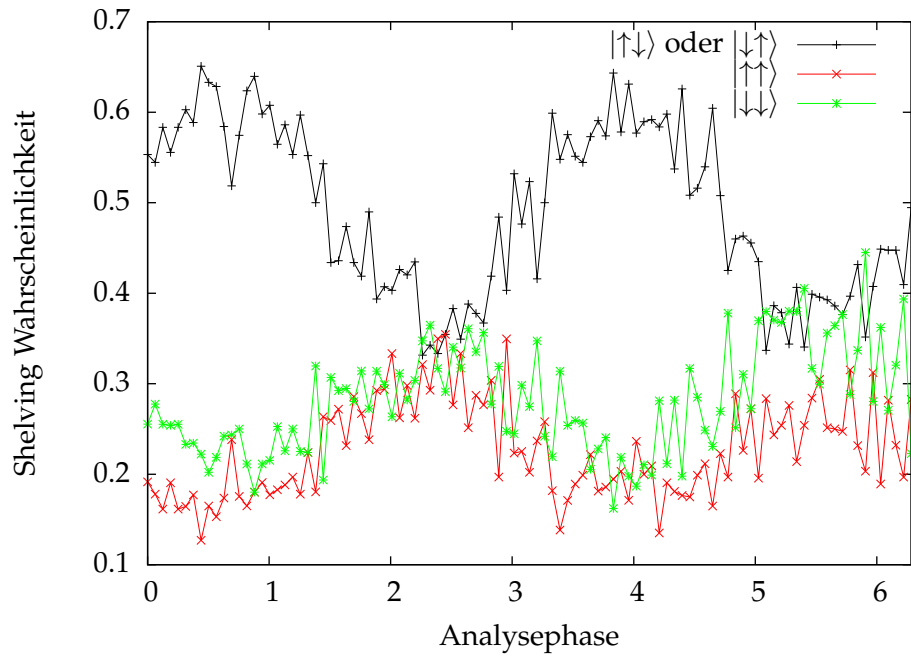


Abbildung 7.6: Scan der Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses mit Lichtkraft mit $P_{RCC} = 1,5$ mW mit vollständiger Kühlung bei Messung der Shelving Wahrscheinlichkeit und damit der Kohärenz

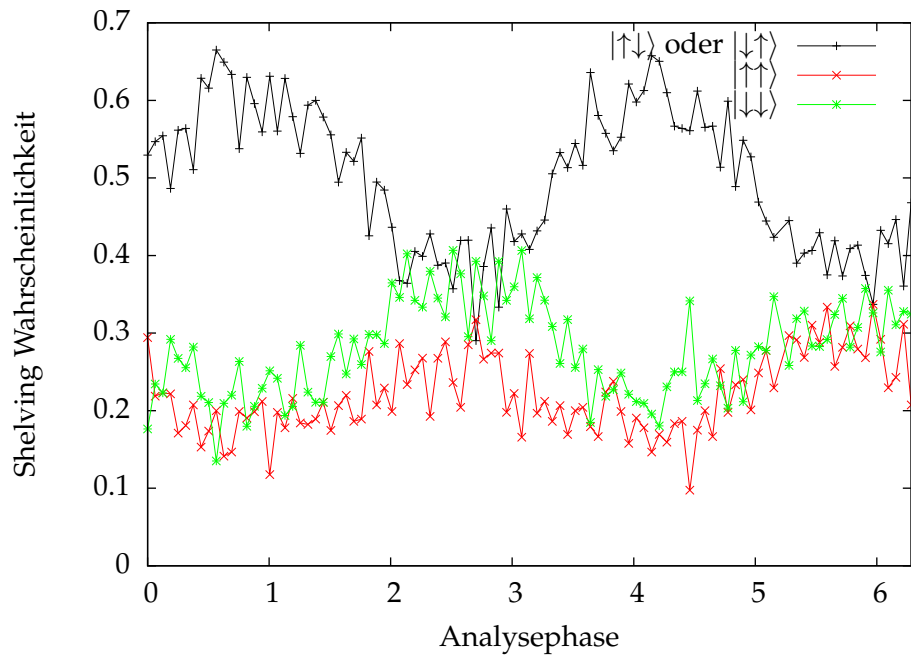


Abbildung 7.7: Scan der Phase des letzten $\pi/2$ -Pulses mit Lichtkraft mit $P_{RCC} = 1,7$ mW mit vollständiger Kühlung bei Messung der Shelving Wahrscheinlichkeit und damit der Kohärenz

8. Ausblick

Dieses Kühlverfahren ist relativ robust gegen leichte Intensitätsschwankungen, dennoch ist es von Vorteil, eine Laserintensitätsstabilisierung zu benutzen, da jede Änderung der σ -Laserintensität den Stark-Shift und auch die Lage der Seitenbänder beeinflusst. Weiterhin wurde keine Wellenlängenstabilisierung benötigt, da der Laser relativ stabil innerhalb weniger Stunden lief, allerdings ist auch dieses auf einer längeren Zeitskala erforderlich. Vor allem bei kleineren Ein-Photonen-Verstimmungen ist dies von großem Vorteil, sodass eventuell noch bessere Parameter gefunden werden könnten. Die Wellenlänge beeinflusst die Ein-Photonen-Verstimmung und damit auch das Verhältnis von kohärenter zu inkohärenter Dynamik, den Stark-Shift und damit wieder die Lage der Seitenbänder. Die besten gefundenen Parameter sind in Tabelle 6.2 aufgeführt worden. Mit diesen Parametern ist es möglich in 100 μs das Lamb-Dicke Regime für ein Ion zu erreichen.

Es verbleibt ebenfalls noch die Optimierung der gesamten Kühlzeit, bestehend aus nah-resonantem kontinuierlichem Seitenbandkühlen und gepulstem Raman-Kühlen.

Durch dieses Kühlverfahren ist es gelungen die beiden Bewegungsmoden (COM und STR) von zwei Ionen soweit zu kühlen, dass es möglich wurde ein geometrisches Phasengatter zu erzeugen. Dieses Phasengatter stellt einen ersten Schritt zur Quanteninformation dar, dessen Fidelity jedoch noch weiter verbessert werden muss. Es wurde auch ein rechteckförmiger Weg im Phasenraum statt eines Kreises probiert, allerdings lieferte auch dieser keine bessere Fidelity. Die Fidelity kann womöglich durch weitere Optimierung der Kühlung und Benutzung eines Linetriggers, mit dem alle Messsequenzen auf die rf-Frequenz getriggert werden und damit die Bewegung im Phasenraum immer die gleiche sein sollte, verbessert werden. Bei der gepulsten Raman-Kühlung liegt die COM Mode des ersten roten Seitenbandes sehr dicht an der Träger-Mode des Mikrobewegungsechos, um dies zu verbessern wäre es von Vorteil die Stärke des Magnetfeldes zu verändern.

A. Appendix

A.1. Topfkreis

Die rf-Elektroden der Chipfalle benötigen eine hohe Wechselspannung im Megahertzbereich. Um diese möglichst reflexionsfrei und mit guter Verstärkung an die Elektroden zu geben, wird ein Überhöhungsresonator benötigt. Dieser wird bei unseren Experimenten durch einen Topfkreis nach [22] verwirklicht. Der Topfkreis besteht aus einem Hohlzylinder als Mantel und im Inneren aus einer Spule, die als $\lambda/4$ Resonator dient. Die Abmessungen können allein durch den Durchmesser D des Zylinders und der idealen Resonanzfrequenz f_0 berechnet werden. Dabei ist zu beachten, dass erfahrungsgemäß die reale Frequenz ca. 10 MHz niedriger als die ideale Frequenz ist. Wird eine Last in Form einer Chipfalle oder eines Kondensators mit wenigen pF (die rf-Elektrode der linearen segmentierten Paulfalle hat eine Kapazität von 5,5 pF gegen alle DC-Elektroden) an den Ausgang des Topfkreises angeschlossen, so fällt die Resonanzfrequenz auf in etwa die Hälfte der Leerlauf-Frequenz ab. In Abbildung A1 ist die Spule sowie der Zylinder zu sehen. Dabei können die Werte nach den Formeln in Tabelle A1 berechnet werden, wobei f_0 in MHz und alle Abstände in mm eingesetzt werden müssen.

Es wurde ein Topfkreis mit gewünschter Resonanzfrequenz mit Last von 60 MHz bzw. 30 – 40 MHz geplant, die Werte der beiden geplanten Topfkreise sind in Tabelle A2 aufgeführt. Dafür wurden zunächst Zeichnungen mit dem Programm Autodesk Inventor angefertigt und diese dann in die Werkstatt zur Konstruktion gegeben, diese sind von Abbildung A2 bis Abbildung A5 dargestellt

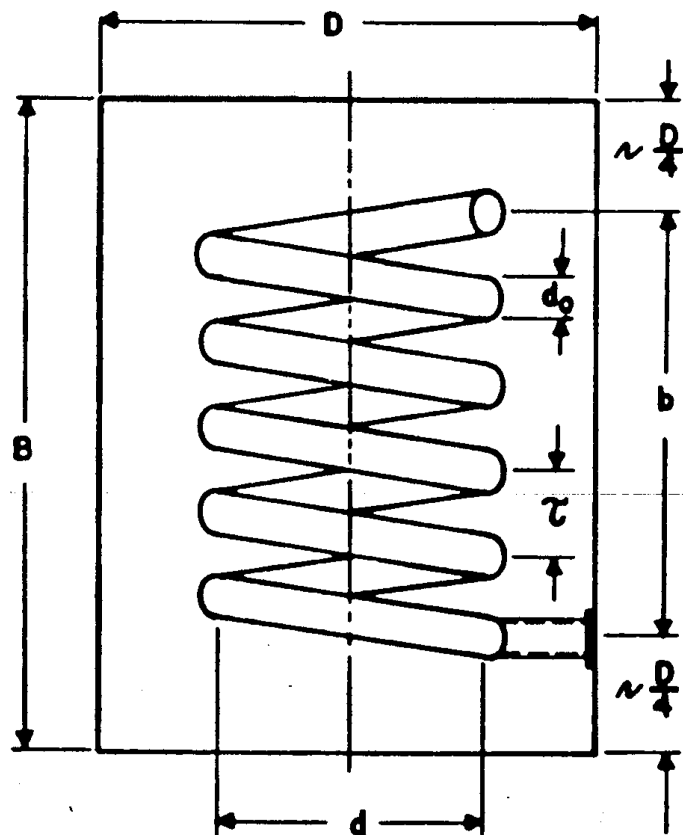


Abbildung A1: Topfkreis mit allen Parametern, Grafik entnommen von [22]

Größe	Definition	Einheit	Formel
f_0	ideale Resonanzfrequenz ohne Last	MHz	-
D	Durchmesser Hohlzylinder	mm	-
τ	Abstand der Windungen der Spule	mm	$\tau = f_0 \cdot D^2 / 58420$
n	Windungen pro mm	mm^{-1}	$n = 1 / \tau$
d	Durchmesser Spule	mm	$d = 0,55 \cdot D$
δ	Hauttiefe	mm	$\delta = 0,066 \cdot \sqrt{f_0}$
Q	Güte		$Q = 1,97 \cdot D \cdot \sqrt{f_0}$
b	Höhe Spule	mm	$b = 1,5 \cdot d$
B	Höhe Zylinder	mm	$B = b + D/2$
N	Windungszahl Spule		$N = 48260 / (f_0 \cdot D)$
Z_0	Impedanz	Ω	$Z_0 = 248920 / (f_0 \cdot D)$
$d_{0,min}$	minimale Spulendicke	mm	$d_{0,min} = 0,4 \cdot \tau$
$d_{0,max}$	maximale Spulendicke	mm	$d_{0,max} = 0,6 \cdot \tau$

Tabelle A1: Übersicht über die einzelnen Werte des Topfkreises und die zugehörigen Formeln

Größe	Definition	Topfkreis 1	Topfkreis 2
f_0	ideale Resonanzfrequenz ohne Last	130 MHz	90 MHz
$f_{gewollt}$	gewünschte Resonanzfrequenz mit Last	60 MHz	30 - 40 MHz
D	Durchmesser Hohlzylinder (innen)	85,8 mm	94,4
τ	Abstand der Windungen der Spule	16,4 mm	13,7
n	Windungen pro mm	$0,061 \text{ mm}^{-1}$	$0,073 \text{ mm}^{-1}$
d	Durchmesser Spule	47,2 mm	51,9 mm
Q	Güte	1926	1763
b	Höhe Spule	70,8 mm	77,9 mm
B	Höhe Zylinder	113,7 mm	125,1 mm
N	Windungszahl Spule	4,3	5,7
Z_0	Impedanz	223 Ω	293 Ω
d_0	Spulendicke	9 mm	8 mm

Tabelle A2: Übersicht über die einzelnen Werte der geplanten Topfkreise

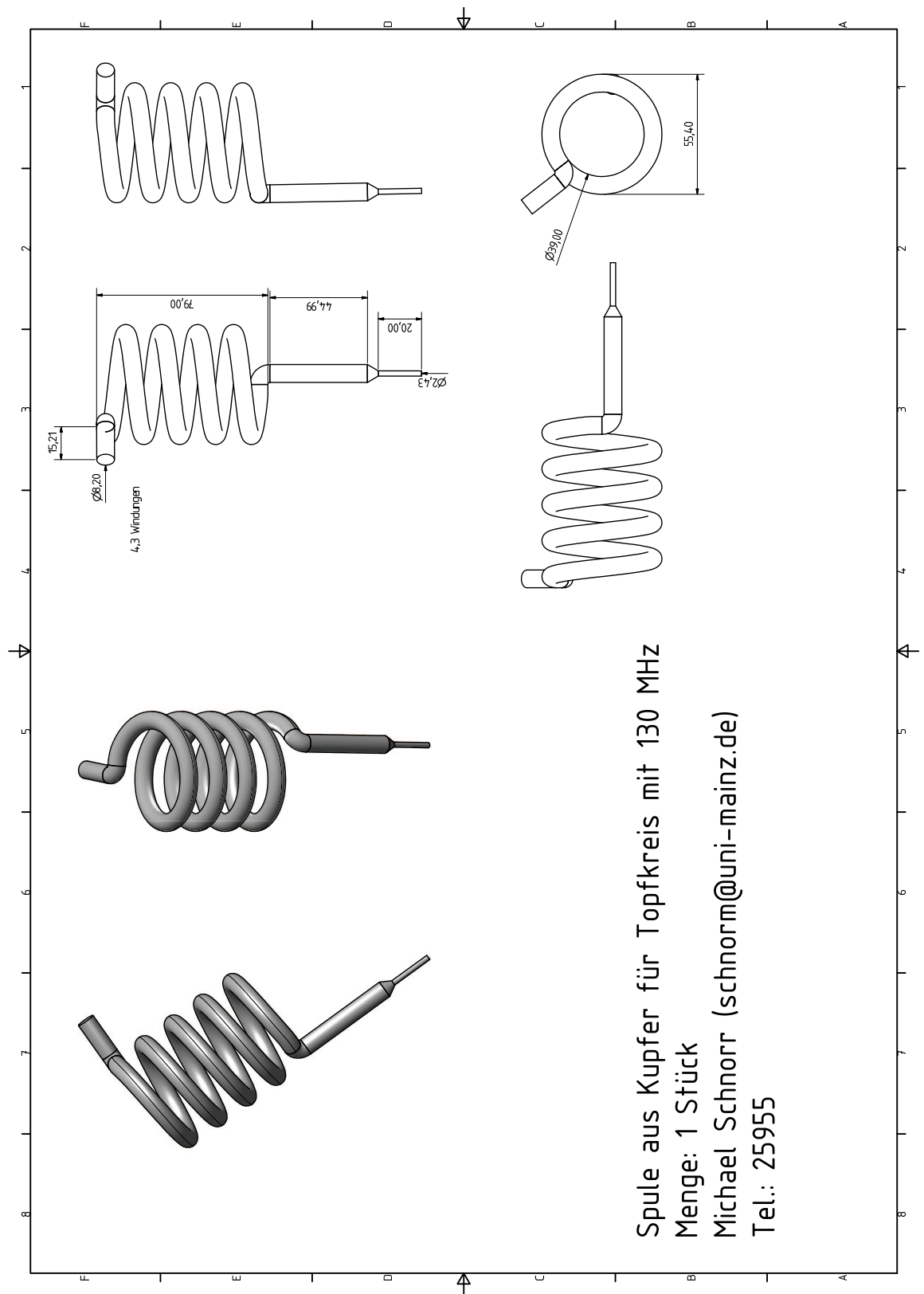


Abbildung A2: technische Zeichnung der Spule für den Topfkreis mit idealer Frequenz von 130 MHz

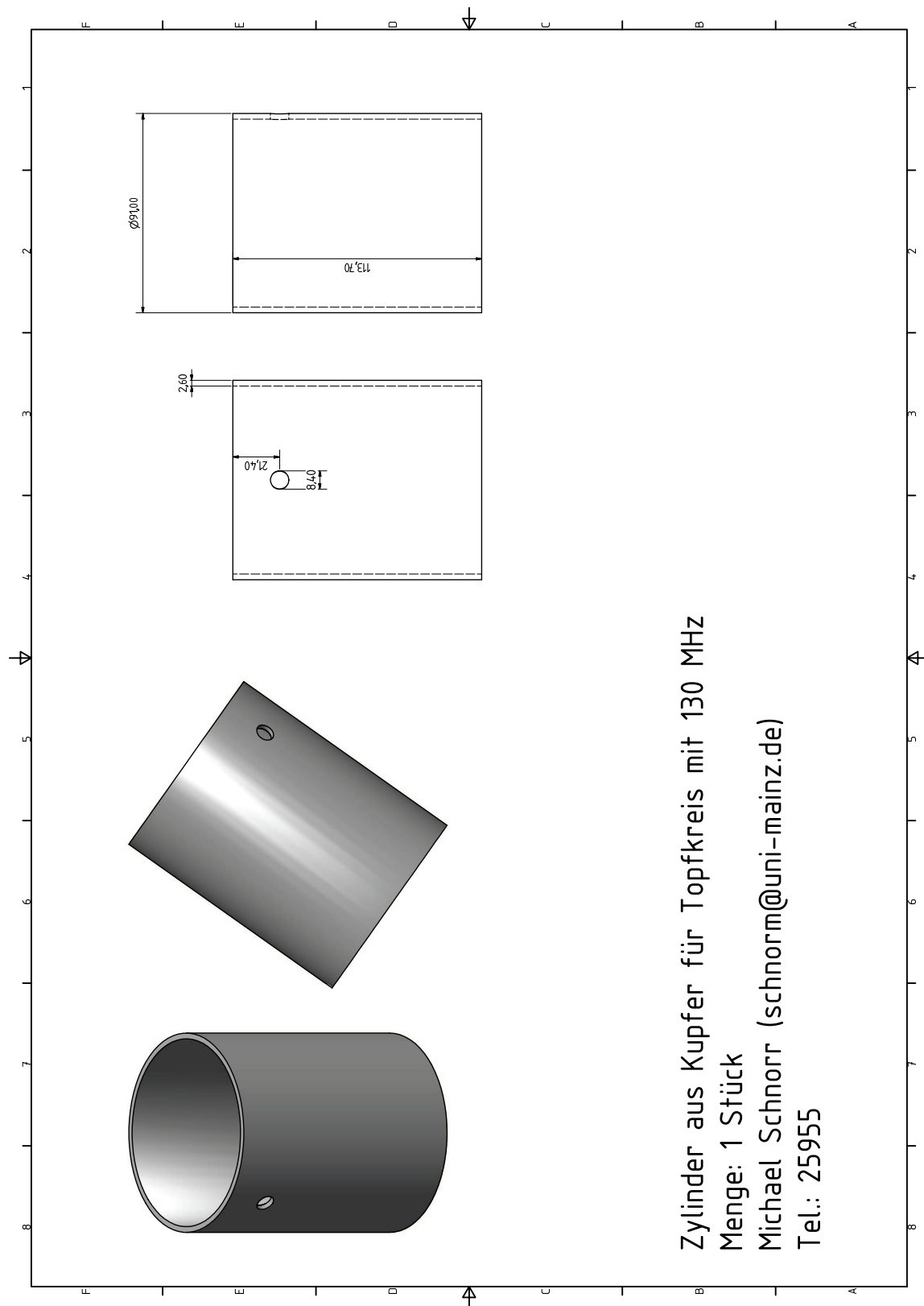


Abbildung A3: technische Zeichnung des Hohlzylinders für den Topfkreis mit idealer Frequenz von 130 MHz

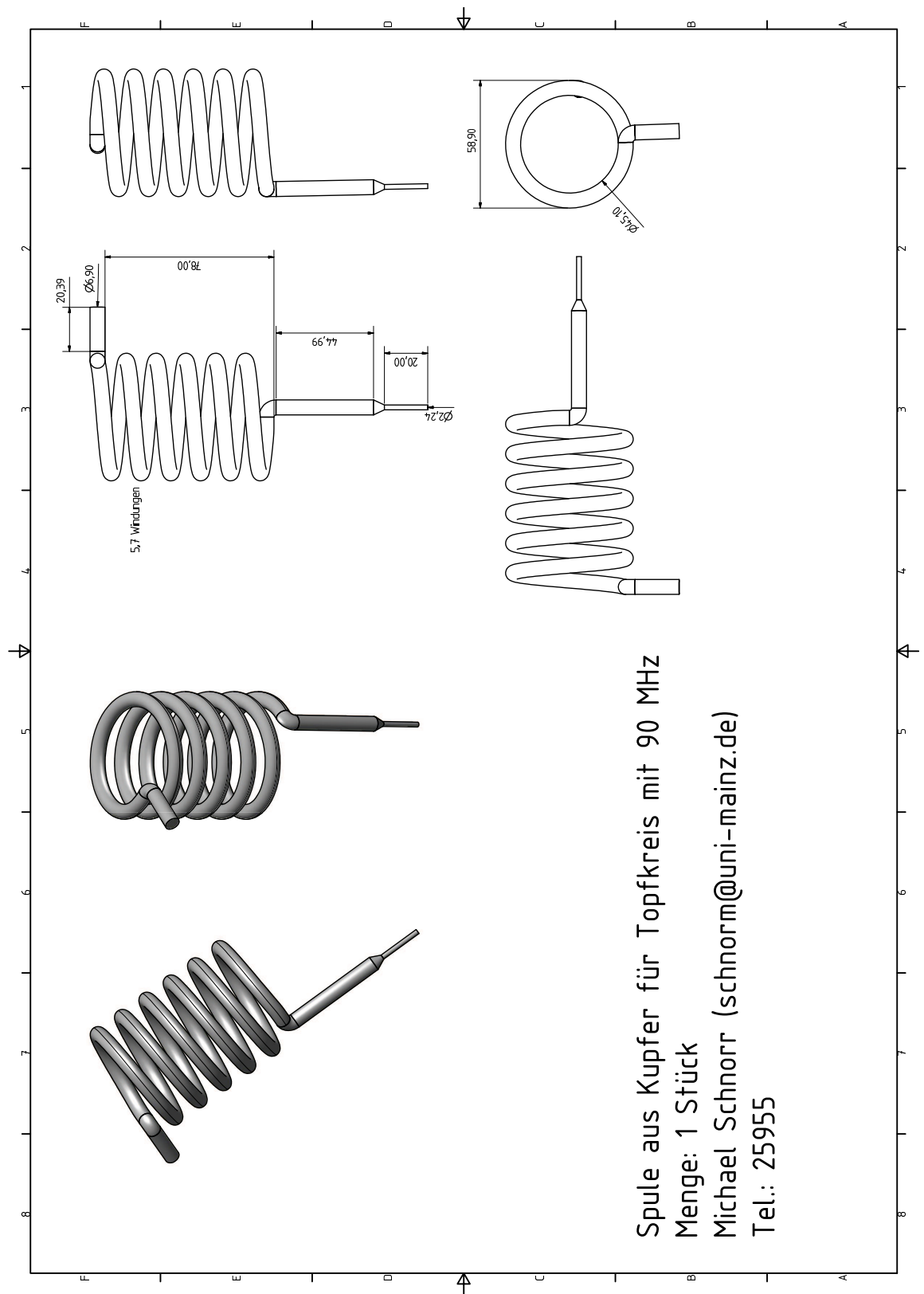


Abbildung A4: technische Zeichnung der Spule für den Topfkreis mit idealer Frequenz von 90 MHz

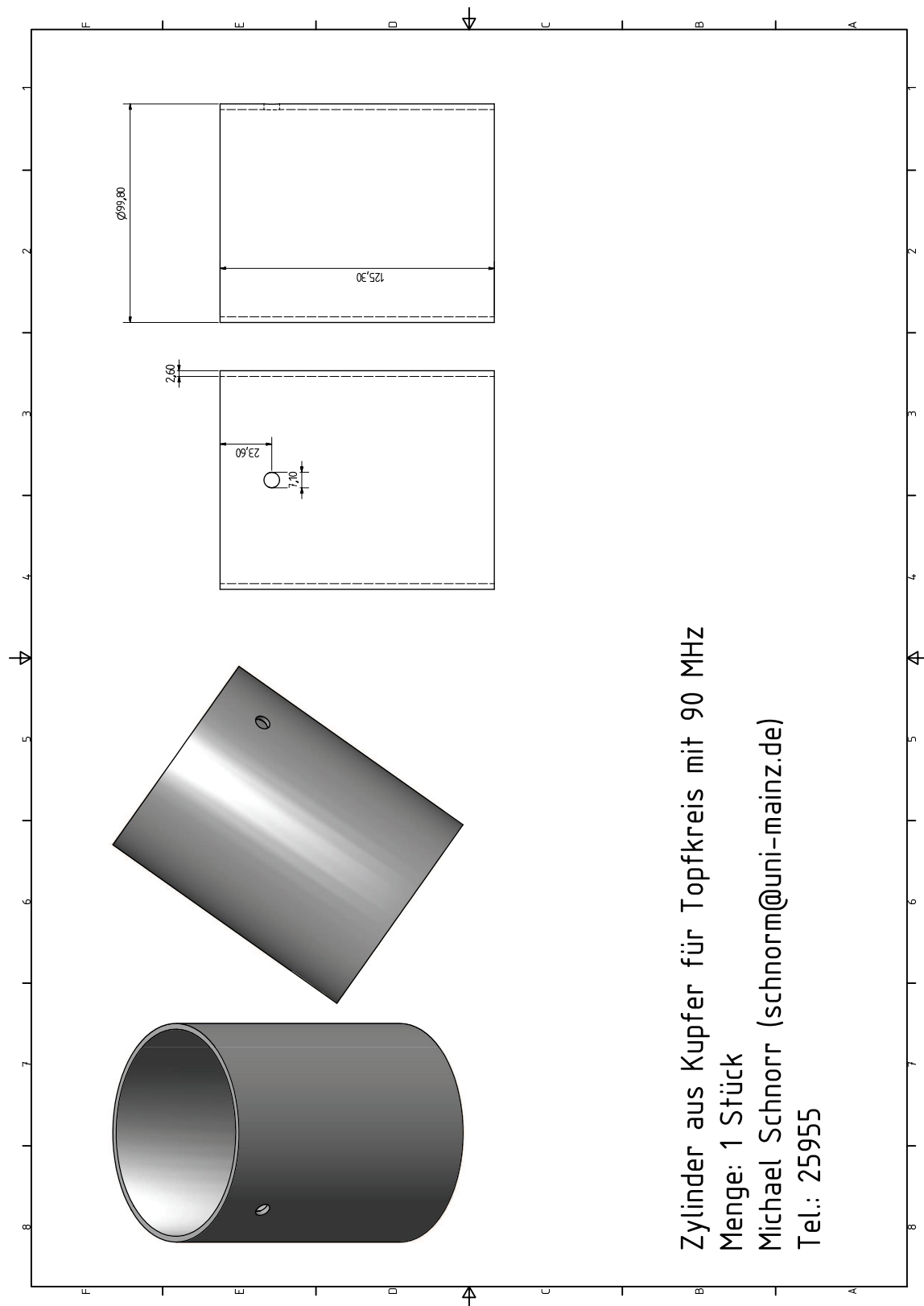


Abbildung A5: technische Zeichnung des Hohlzylinders für den Topfkreis mit idealer Frequenz von 90 MHz

A.2. Vermessung der gebauten Topfkreise

Die Topfkreise wurden wie angegeben von der Werkstatt gebaut, wobei die Spule und der Hohlzylinder aus technischen Gründen einzeln gefertigt und am Ende zusammengesetzt und verschweißt wurden. Die Werte der gemessenen Größen sind in Tabelle A3 aufgeführt, wobei auch zugleich die gemessenen Frequenzen mit aufgeführt sind. Diese Werte stimmen sehr gut mit den gewünschten Werten aus dem vorherigen Kapitel überein.

Größe	Definition	Topfkreis 1	Topfkreis 2
$f_{0,gemessen}$	gemessene Resonanzfrequenz ohne Last	120 MHz	80 MHz
$f_{gemessen,mitLast}$	gemessene Resonanzfrequenz mit Last	59,0 MHz	34,1 MHz
D	Durchmesser Hohlzylinder	85,8 mm	94,4
τ	Abstand der Windungen der Spule	16,4 mm	13,7
d	Durchmesser Spule	47,2 mm	51,9 mm
Q	Güte	1043	948
b	Höhe Spule	70,8 mm	77,9 mm
B	Höhe Zylinder	113,7 mm	125,1 mm
N	Windungszahl Spule	4,3	5,7
d_0	Spulendicke	9 mm	8 mm

Tabelle A3: Übersicht über die einzelnen gemessenen Werte der gebauten Topfkreise

A.3. Messung der Kurzschlussspannung einer Chipfalle

Um die maximale Spannung, die an die rf-Elektroden einer Chipfalle gelegt werden kann, zu ermitteln, wurde bei einer alten, aber baugleichen Chipfalle in einer Vakuumkammer langsam die Spannung erhöht, bis sich ein Kurzschluss ereignete.

Dabei wurde zunächst die rf-Elektrode der Oberseite und dann später der Unterseite des Chips über einen Topfkreis an eine Hochspannung angelegt, und alle anderen Anschlüsse wurden auf Masse gelegt. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung A6 zu sehen. Die Falle befand sich in einer Vakuumkammer bei einem Druck von $2,7 \cdot 10^{-8}$ mbar. Die Spannung wurde durch einen Topfkreis, der ohne Last eine Resonanzfrequenz von 84 MHz hat, auf den Chip übertragen, siehe zur Erläuterung des Topfkreises Abschnitt §A.1. Die Frequenz mit Last, also mit Anschluss der Chipfalle, lag zunächst bei 45,8 MHz, nach dem ersten Kurzschluss bei 46,3 MHz und nach dem zweiten Kurzschluss bei 49,2 MHz. Diese wurde durch den Frequenzgenerator 6315 von Adret erzeugt, wobei hier die Ausgangsspannung ablesbar in groben 10 dBm-Schritten und dazwischen kontinuierlich mit einer feinen Schraube verändert werden kann. Die Spannung wurde bei kleinerer Leistung zunächst mit der active probe 1153A (differential probe) von Agilent auf dem Oszilloskop Agilent infiniium 54832D MSO gemessen. Diese active probe ist für peak-to-peak-Spannungen über 100 V nicht geeignet. Um auch höhere Spannungen nachzuweisen, wurde das Reflektometer CN-101L von Daiwa vor den Topfkreis eingebaut, der sowohl die durchgehende als auch die reflektierte Leistung messen kann. Das Reflektometer gibt keine Spannung, sondern Leistung im Watt-Bereich aus, wodurch dieser zunächst vor jedem Kurzschluss über die active probe skaliert werden musste. Dazu wurde am Frequenzgenerator die Ausgangsleistung von -50 dBm auf -20 dBm in 10 dBm-Schritten hochgefahren und jeweils die Spannung notiert. Nun wurde die gemessene Spannung durch die theoretische Spannung für diese dBm-Werte geteilt und über alle Werte gemittelt, damit ergibt sich der Umrechnungsfaktor $F_{U1} = 1224 \pm 111$ bzw. $F_{U2} = 1477 \pm 153$. Der Index 1 bezeichnet hierbei alle Messungen vor dem ersten Kurzschluss und 2 vor dem zweiten Kurzschluss. Analog wurde bei -10 dBm, 0 dBm und +10 dBm die Leistung am Reflektometer abgelesen und ihr Kehrwert mit der theoretischen Leistung multipliziert und gemittelt. Dieser Umrechnungsfaktor beträgt dann $F_{P1} = (0,59 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$ bzw. $F_{P2} = (0,59 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$. Wird nun ein Kurzschluss bei einer Leistung P_{exp} gemessen, so kann diese in die theoretische Leistung P_{theo} mit $P_{theo} = F_P \cdot P_{exp}$ umgerechnet werden. Nun liest man den dBm-Wert und damit auch die theoretische Spannung U_{theo} auf dem Datenblatt „dB-volts-watt“ ab. Mit dieser theoretischen Spannung kann die experimentelle Spannung U_{exp} über $U_{exp} = F_U \cdot U_{theo}$ errechnet werden. Damit ist es möglich jede gemessene Leistung in ihre zugehörige Spannung umzurechnen.

Bei dem Verstärker LZY-1X von Mini-Circuits handelt es sich um einen 50 W-Verstärker, wodurch eigentlich +50 dBm auf die Werte gerechnet werden müssten. Da hier aber nur die effektive angelegte Spannung von Interesse ist, kann dies aufgrund der Linearität des Verstärkers vernachlässigt werden. Es wurde die Spannung des Frequenzgenerators auf +10 dBm gestellt und diese dann langsam mit einer feineren Schraube hochgefahren. Damit konnten Überspannungen durch Umschalten der groben Skala des Frequenzgenerators ausgeschlossen werden. Es wurde der erste Kurzschluss bei einer peak-to-peak-Spannung von (1337 ± 137) V und der zweite bei (1510 ± 179) V festgestellt. Der Fehler ergibt sich hierbei mittels Standardabweichung aus den gemessenen Werten zur Umrechnung der Leistung in Spannung.

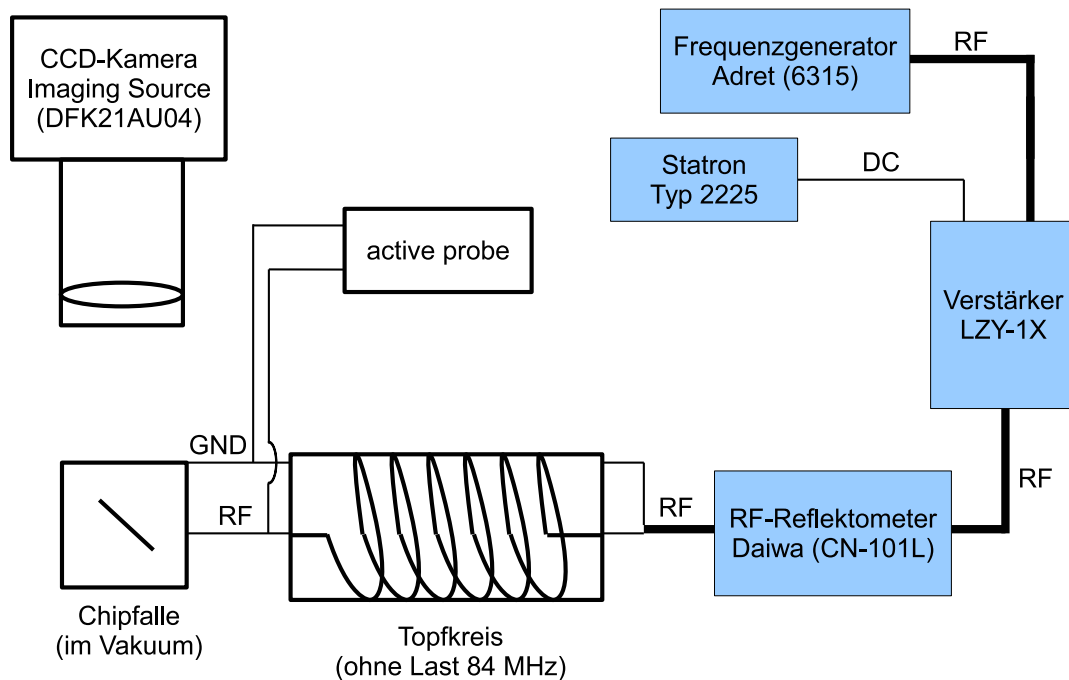


Abbildung A6: Aufbau der Anlegung und Messung der Kurzschlussspannung an einer Chipfalle

Die Bilder von dem zerstörten Chip sind in Abbildung A7 und Abbildung A8 zu sehen. Diese Bilder wurden mit dem Mikroskop DFC425C von Leica Microsystems Ltd. aufgenommen.

Während des Hochfahrens der Spannung wurde der Chip mit einer Kamera der Firma Imaging Source des Typs DFK21AU04 bei ausgeschaltetem Raumlicht gefilmt. Die Kamera hat dabei 50 Bilder pro Sekunde gemacht. In Abbildung A9 und Abbildung A10 ist eine Bilderfolge der jeweiligen Videos zu sehen.

Die Kurzschlüsse haben sich dabei nicht an den Drähten, sondern an der Goldbeschichtung der Falle, an der die Drähte enden, ereignet. Dabei hat sich vermutlich der Kleber unter der Goldbeschichtung bzw. die Goldbeschichtung selber erwärmt und ist dann schließlich geschmolzen. Dies konnte allerdings nicht mit dem Infrarotmessgerät Find-R-Scope von Laser2000 bestätigt werden, mit dem während des Versuchs in die Kammer geschaut wurde.

Es fällt auf, dass beim ersten Kurzschluss nicht wie erwartet die Drähte der rf-Elektrode, sondern die der Elektrode für das nullte Segment durchgebrannt sind. Beim zweiten Kurzschluss sind dann wie erwartet die Drähte der rf-Elektrode kurz nacheinander durchgebrannt. Es gab auch mehr als einen Lichtblitz, da die rf-Elektrode über jeweils drei Golddrähte an drei äußere Anschlüsse verbunden ist.

Dieser Versuch hat gezeigt, dass die rf-Spannung nicht über 1200 V liegen sollte. Dies stellt nur eine Obergrenze für kurzzeitiges Anlegen dieser Spannung dar, im Experiment sollte also darauf geachtet werden, die Spannung um ein paar hundert Volt niedriger zu halten.

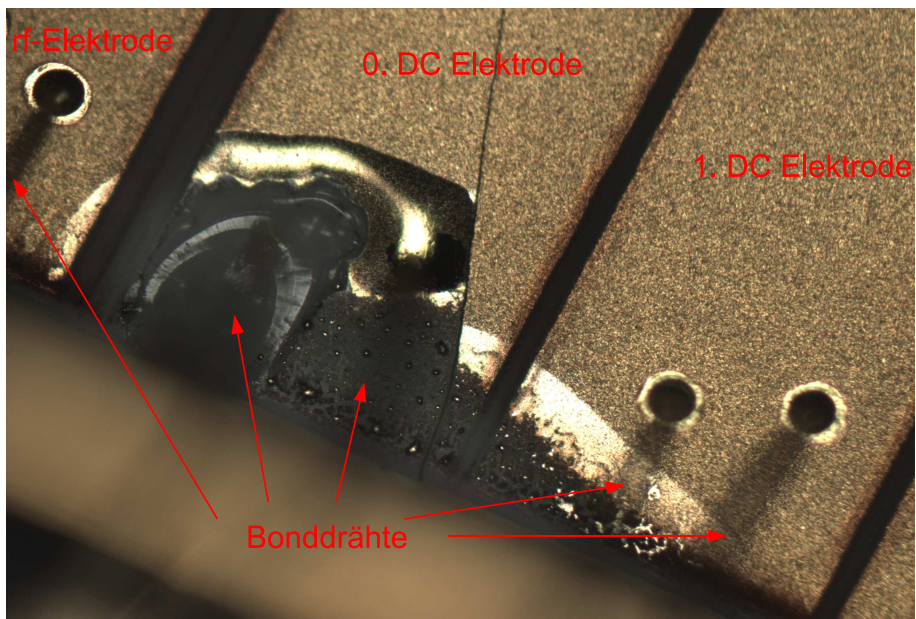


Abbildung A7: zerstörte Stelle auf dem Chip nach dem ersten Kurzschluss, die Bonddrähte sind nur unscharf zu erkennen

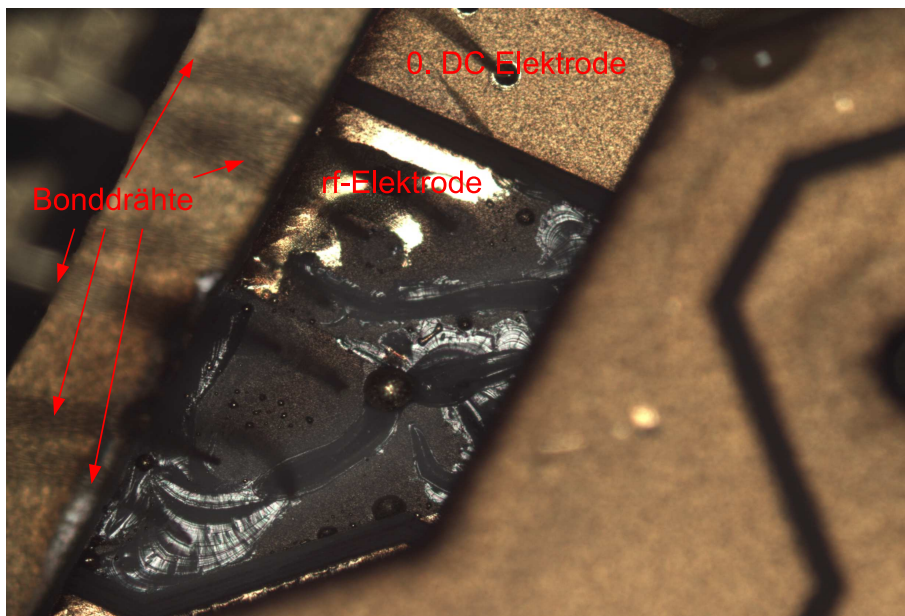


Abbildung A8: zerstörte Stelle auf dem Chip nach dem zweiten Kurzschluss, die Bonddrähte sind nur unscharf zu erkennen

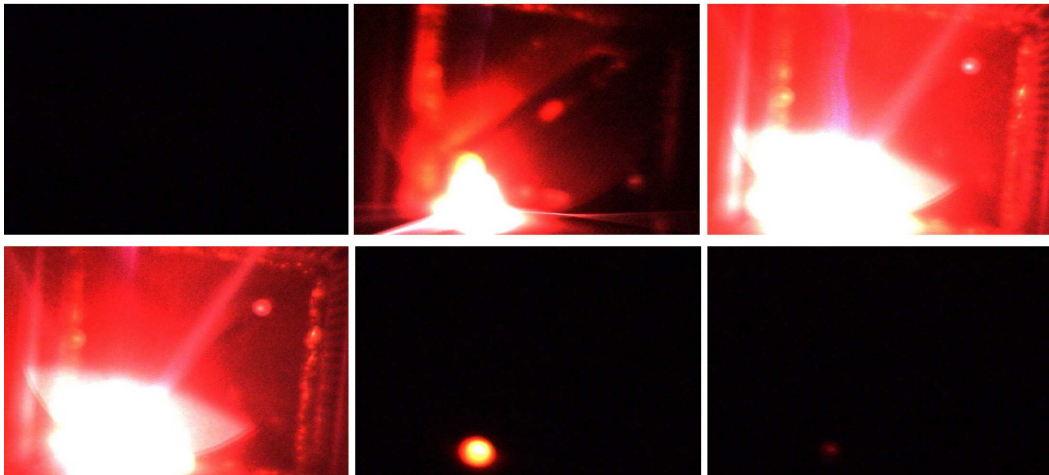


Abbildung A9: Bilderfolge vom Video beim ersten Kurzschluss auf dem Chip

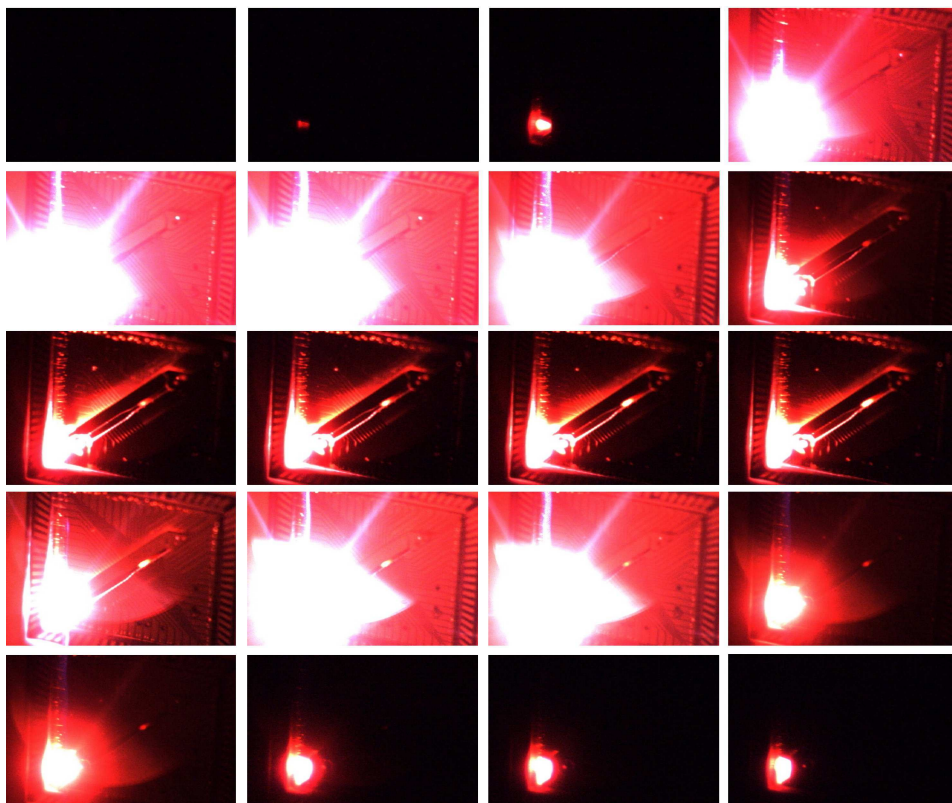


Abbildung A10: Bilderfolge vom Video beim zweiten Kurzschluss auf dem Chip

A.4. Aufbau und Vermessung eines Interferometers

Die im Experiment benutzten Raman-Strahlen benötigen eine gute Stabilität der relativen Phase. Da diese ein Interferometer darstellen, ist es wichtig, dieses zu vermessen und zu charakterisieren. Zur Vermessung der Stabilität eines Interferometers und seiner Bauteile sowie zur Optimierung wurde ein Laserstrahl mit einem Polarisationsmessgerät SK10PA-UV von Schäffter und Kirchhoff vermessen. Dafür spaltet man den Laserstrahl über einen PBS auf und überlagert ihn anschließend wieder über einen zweiten PBS. Der Aufbau ist in Abbildung A11 zu sehen, wobei die gezeichnete $\lambda/4$ -Platte nicht bei allen Versuchen benutzt wurde. Die einzelnen Weglängen wurden ebenfalls angegeben. Die benutzte $\lambda/2$ -Platte zusammen mit dem ersten PBS dient der Aufspaltung der Laserleistung in zwei etwa gleich starke Anteile.

Für die elektrischen Felder in der x-z bzw. y-z Ebene gilt:

$$E_x(t) = \hat{E}_x \cos(\omega t \cdot \delta_x) \quad (1.1)$$

$$E_y(t) = \hat{E}_y \cos(\omega t \cdot \delta_y) \quad (1.2)$$

Hierbei sind δ_x und δ_y die jeweiligen Phasen und $\delta = \delta_x - \delta_y$ ist die relative Phase. In der x-y Ebene beschreiben die elektrischen Felder eine Ellipse mit

$$\sin(2\eta) = \frac{2\hat{E}_x \cdot \hat{E}_y \cdot \sin(\delta)}{|\hat{E}_x|^2 + |\hat{E}_y|^2} \quad (1.3)$$

$$\tan(2\phi) = \frac{2\hat{E}_x \cdot \hat{E}_y \cdot \cos(\delta)}{|\hat{E}_x|^2 - |\hat{E}_y|^2} \quad (1.4)$$

Diese Ellipse ist in Abbildung A12 dargestellt. Das mitgelieferte Programm zum Polarisationsmessgerät gibt die Winkel η und ϕ auf der Poincare-Kugel an. Diese geben den Grad der Polarisationsart an, ein Bild der Poincare-Kugel ist in Abbildung A13 zu sehen. Dabei handelt es sich um eine Einheitskugel, bei der jeder Punkt P vollständig durch die Winkel η und ϕ beschrieben wird, ähnlich zur Ellipse. Auf der Äquatorebene liegt linear polarisiertes Licht, dies wird durch η beschrieben, während auf den Polen zirkulares Licht vorherrscht, was durch ϕ festgelegt wird. Für $\eta = 0^\circ$ und $\phi = 0^\circ$ handelt es sich um horizontal polarisiertes Licht, für η beliebig und $\phi = 45^\circ$ liegt rechts-zirkular polarisiertes Licht vor.

Zunächst wurde die Stabilität der Spiegel untersucht, dafür wurden die Spiegelhalter KM100 (diese haben zwei Justageschrauben), die KS1 (diese haben drei Justageschrauben) und die Polaris-K1 (ebenfalls mit drei Justageschrauben versehen) von der Firma Thorlabs verwendet. In Abbildung A14 ist die Langzeitmessung dieser Spiegelhalter zu sehen. Dabei wurde der Winkel 2ϕ gegen die Zeit aufgetragen, wobei alle 2 s ein Messwert aufgenommen wurde, der Winkel 2η ist hierbei relativ konstant über den gesamten Zeitraum gewesen und wird daher nicht berücksichtigt. 2ϕ liegt im Bereich zwischen -180° und $+180^\circ$, zur besseren Übersicht und zum Anfitten wurde für jeden vollen Umlauf von 2ϕ auf den Wert 360° addiert. Damit liegen die Messkurven auf einer Geraden, deren Steigung die Langzeitstabilität angibt. Die aus dem Fit erhaltenen Steigungen sind $m_{KM100} = (0,214 \pm 0,002)$ Hz, $m_{KS1} = (0,304 \pm 0,001)$ Hz und $m_{Polaris-K1} = (0,203 \pm 0,001)$ Hz. Bei dem Vergleich der einzelnen Steigungen fällt auf, dass der Polaris-K1, wie auch erwartet wurde, der beste Spiegelhalter ist. Alle drei Spiegelhalter weisen

allerdings eine hohe Langzeitstabilität auf, damit können alle zum Aufbau eines Interferometers benutzt werden.

Zur weiteren Quantifizierung des Interferometers wurde die $\lambda/4$ -Platte herausgenommen und eine Pappabdeckung gebaut, die die zwei Spiegelhalter sowie die beiden PBS bedeckt und ein Loch für den eintretenden und austretenden Laserstrahl hat. Da der ankommende Laserstrahl nun linear polarisiert ist, ist nun der Winkel η von Bedeutung. Für den direkten Vergleich wurde eine Messung ohne und eine mit Abdeckung gemacht. Dabei wurden für beide Spiegel die Polaris-K1 Spiegelhalter benutzt. In Abbildung A15 ist die zeitliche Änderung des Winkels η ohne Abdeckung und in Abbildung A16 die mit Abdeckung aufgetragen. Dabei ist direkt erkennbar, dass ohne Abdeckung die Streuung der Messwerte um ein Vielfaches größer ist als mit Abdeckung.

Aus diesem Kapitel geht hervor, dass es sinnvoll ist, die Polaris-K1 Spiegelhalter mit Abdeckung für den idealen Aufbau eines Interferometers zu nehmen.

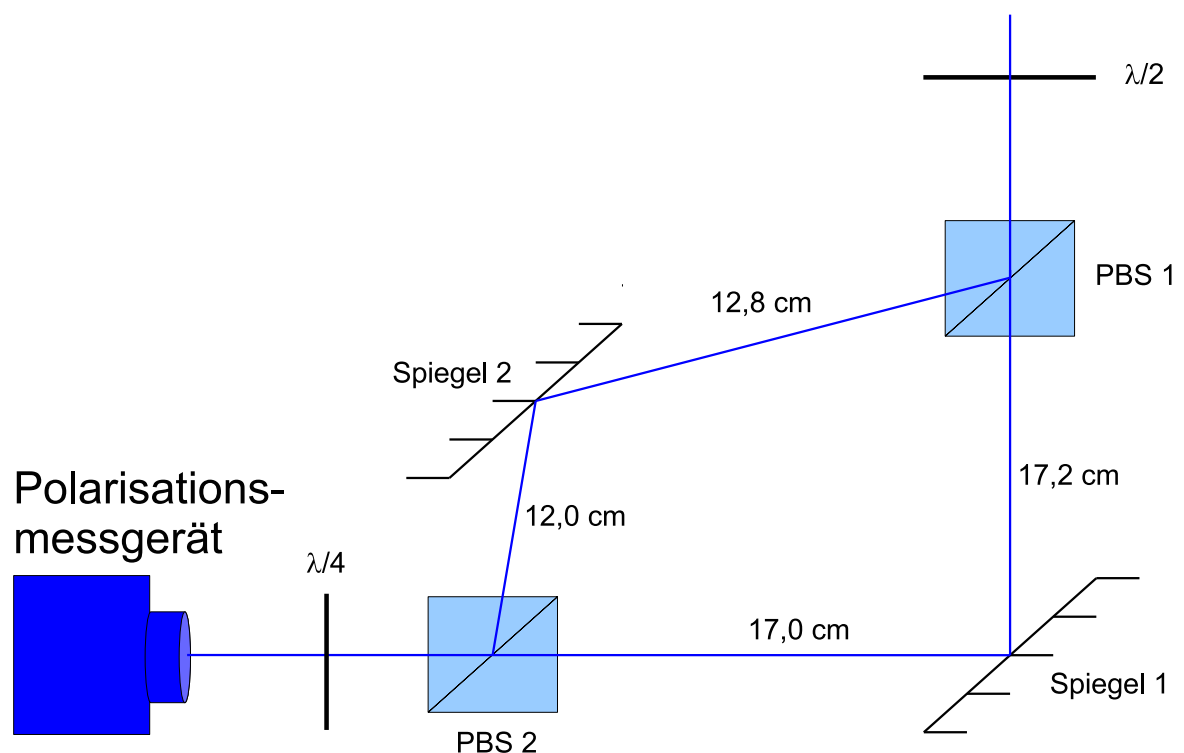


Abbildung A11: Aufbau des Interferometers mittels eines Polarisationsmessgerätes sowie zweier Spiegel und zweier PBS und gegebenenfalls benutzter $\lambda/4$ -Platte

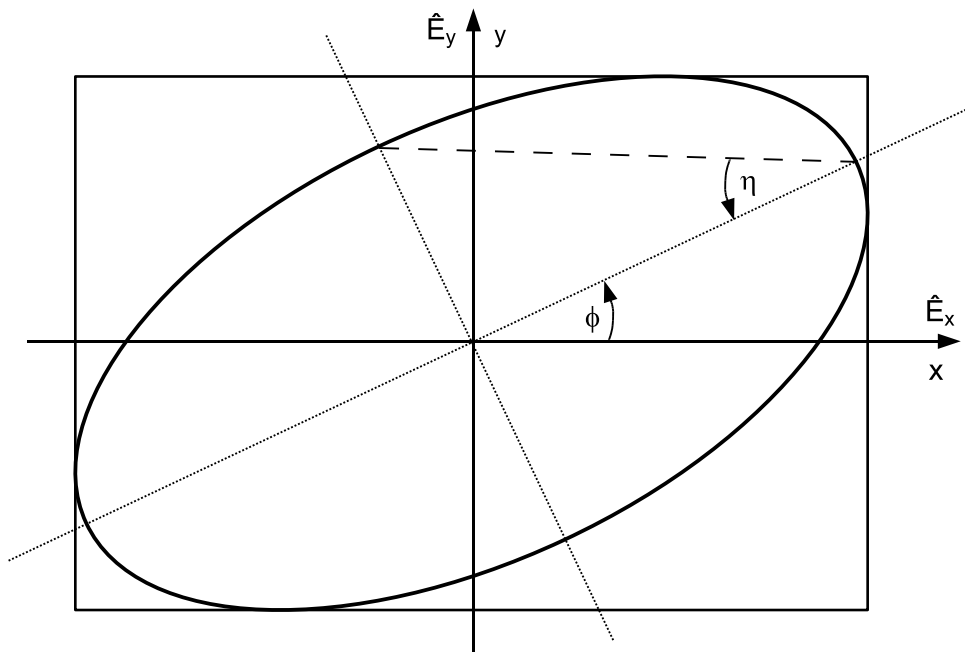


Abbildung A12: Bild der Ellipse der elektrischen Felder in der x-y Ebene

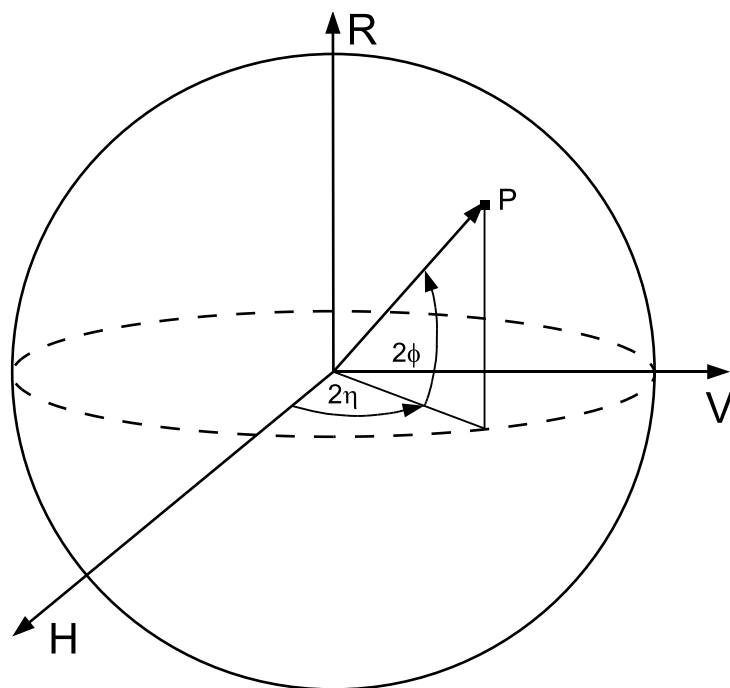


Abbildung A13: Bild der Poincare-Kugel, wobei R rechts-zirkularer, H horizontaler und V vertikaler Polarisation entspricht

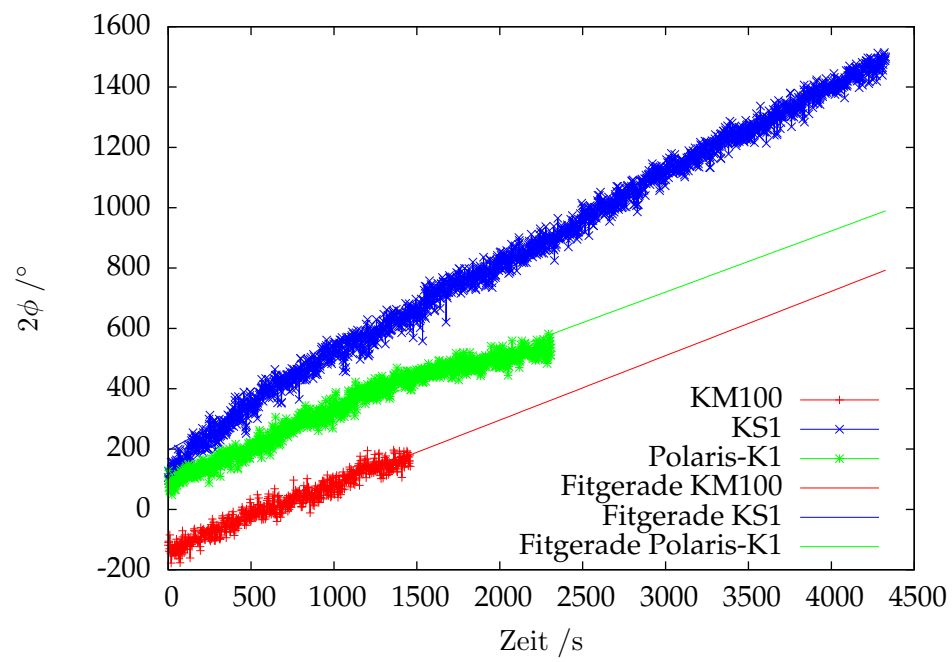


Abbildung A14: Interferometerstabilität mit KM100, KS1 und Polaris-K1 als Spiegelhalter und zugehörigem Geradenfit

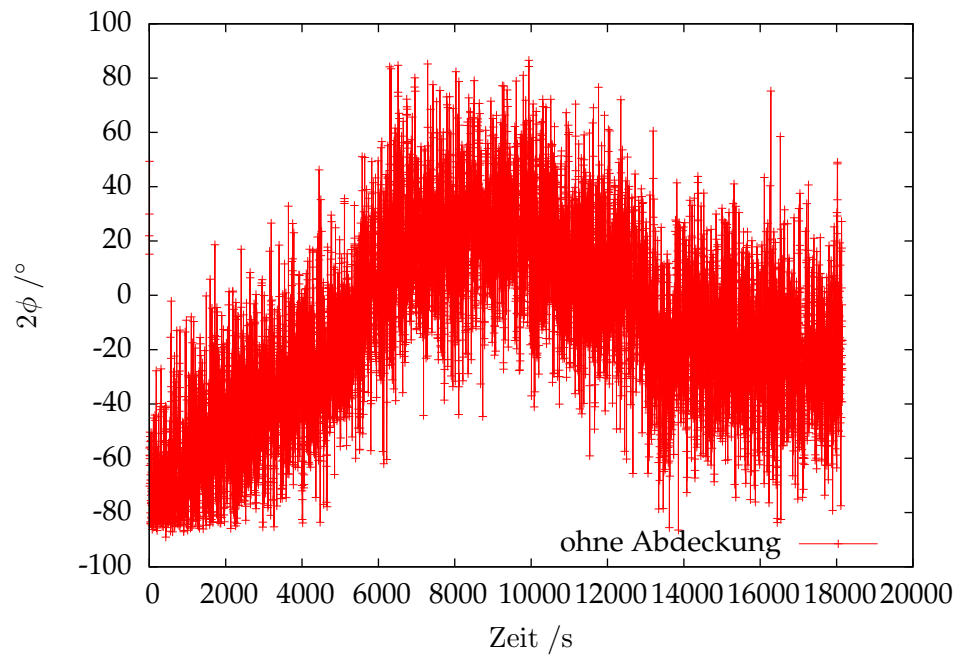


Abbildung A15: Interferometerstabilität mit Polaris-K1 Spiegelhalter ohne Abdeckung

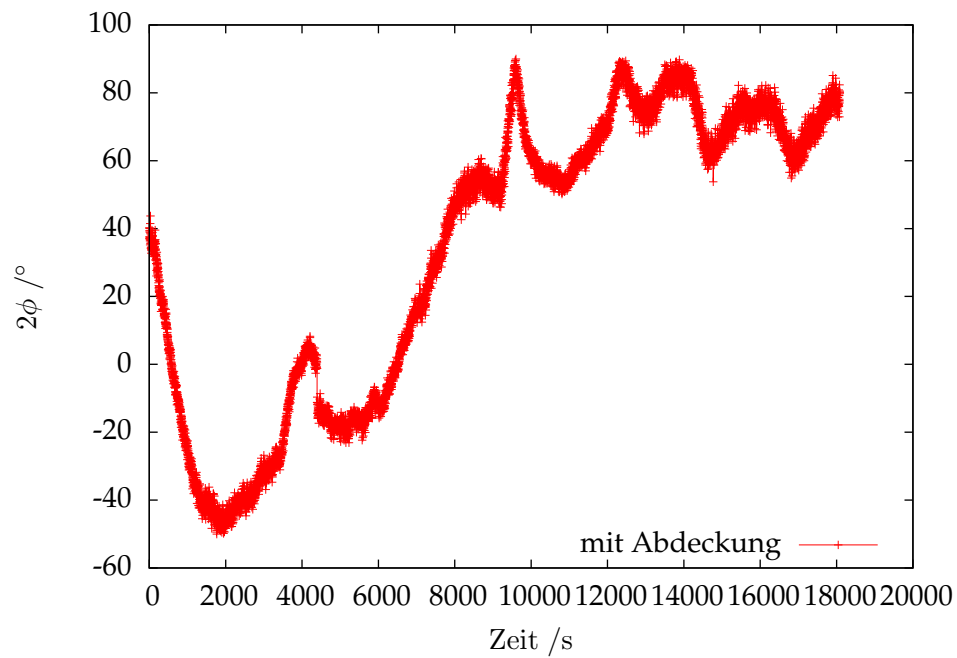


Abbildung A16: Interferometerstabilität mit Polaris-K1 Spiegelhalter mit Abdeckung

A.5. Vermessung des benutzten Hochleistungs-Polarisationsstrahlteilerwürfels

Die üblichen benutzten Polarisationsstrahlteilerwürfel (PBS) PBC397 der Firma Lens Optics verlieren bei hoher Laserleistung über Zeit an Effektivität, da der Kitt zwischen den Elementen verbrennt. Daher wurden PBS von der Firma Altechna getestet, die keinen Kitt mehr haben, wodurch sie auch hohe Laserleistungen vertragen. Diese Hochleistungs-PBS (HP-PBS) wurden ähnlich wie im Kapitel zuvor mit dem Polarisationsmessgerät vermessen und mit den alten PBS verglichen. Dabei besteht jeder gezeichnete Messpunkt aus dem Mittelwert aus ein paar Tausend Messwerten. Damit die Polarisation verändert werden kann, wurde noch jeweils vor dem PBS eine $\lambda/2$ -Platte gestellt. Da die Transmissionseigenschaft im Allgemeinen deutlich besser als die Reflektionseigenschaft ist, wurde sich hier auf den reflektierten Anteil beschränkt.

In Abbildung A17 ist der Winkel 2η gegen die relative Änderung der $\lambda/2$ -Platte zum Optimum aufgetragen. Dabei ist zu erkennen, dass der alte PBS bessere Polarisations-eigenschaften als der neue hat, dies kann jedoch durch einen weiteren Filter-PBS bereinigt werden.

In Abbildung A18 ist analog wie zuvor der Winkel 2ϕ gegen die relative Änderung der $\lambda/2$ -Platte dargestellt. Hierbei haben alter und neuer PBS über einen breiten Bereich annähernd gleiche Eigenschaften, nur bei großen $\lambda/2$ -Winkeländerungen verliert der HP-PBS an Polarisations-eigenschaft.

In Abbildung A19 ist schließlich die ebenfalls mit dem Polarisationsmessgerät gemessene Laserleistung gegen die $\lambda/2$ -Winkeländerung gezeichnet. Beide Kurven sind auf den Maximalwert normiert worden, um sie besser vergleichen zu können. Beide PBS besitzen hier in etwa gleich gute Eigenschaften und scheinen eine Kosinus²-Abhängigkeit zu haben. Diese Abhängigkeit kann mit dem Gesetz von Malus erklärt werden, das besagt, dass die Intensität normiert auf die maximale Intensität nach einem Analysator (der PBS kann als solch einer gesehen werden) gerade Kosinus² vom Winkel des Analysators ist. Da der Winkel des Analysators nicht verstellt werden kann, aber der Winkel der $\lambda/2$ -Platte, und es nur auf eine Winkeländerung ankommt, kann dieses ebenso gut benutzt werden.

Hiermit weist der neue HP-PBS zwar keine besseren Polarisations-eigenschaften auf, es wird sich jedoch in Zukunft zeigen, ob dieser eine längere Lebensdauer als die herkömmlichen PBS hat. Es kann jedoch ebenfalls gesagt werden, dass die Polarisations-eigenschaften des HP-PBS für alle Experimente, in denen dieser benutzt werden soll, ausreichend sind.

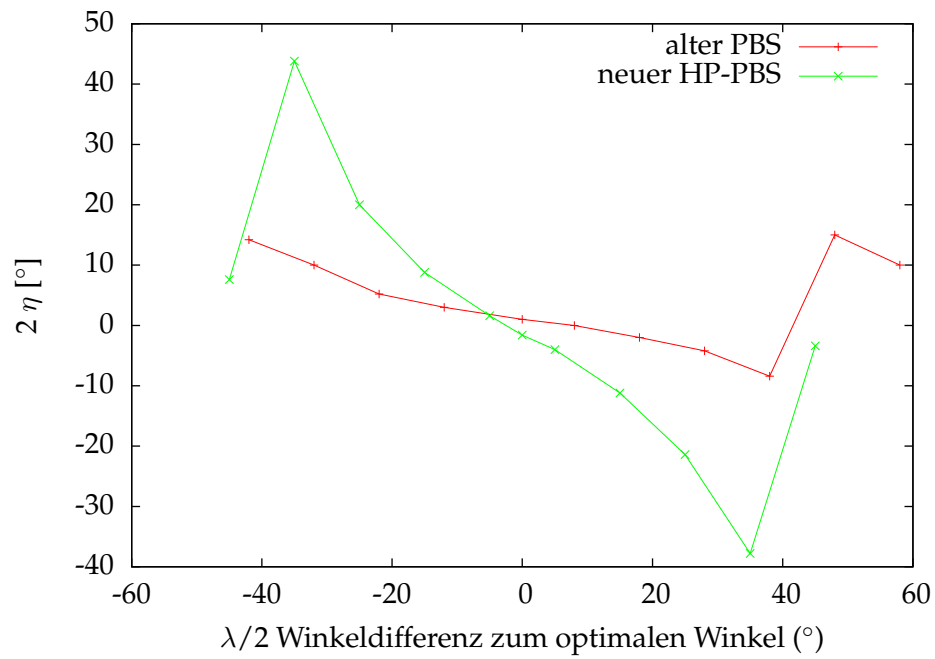


Abbildung A17: Messung des Winkels η für verschiedene $\lambda/2$ Winkel für den alten und den neuen PBS

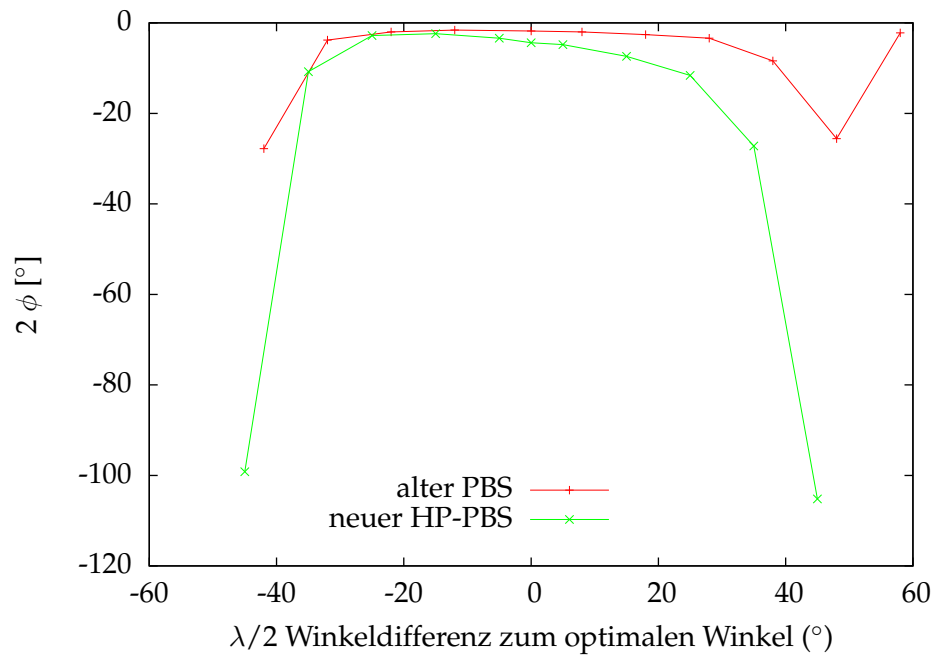


Abbildung A18: Messung des Winkels ϕ für verschiedene $\lambda/2$ Winkel für den alten und den neuen PBS

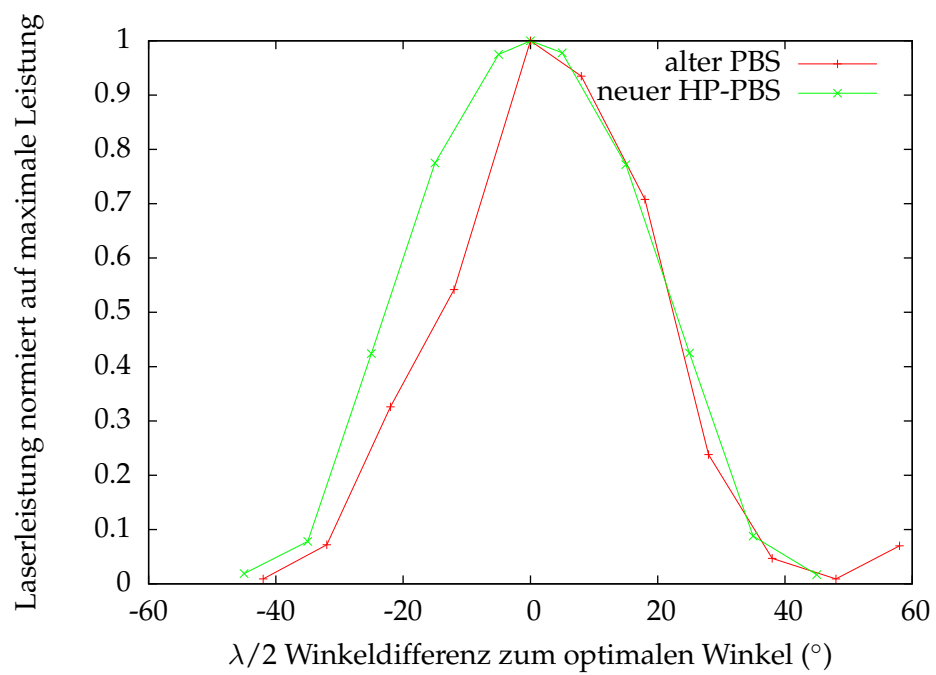


Abbildung A19: Messung der Laserintensität für verschiedene $\lambda/2$ Winkel für den alten und den neuen PBS

A.6. Schaltplan zur Laserstabilisierung mittels einer Photodiode

In Abbildung A20 ist ein Schaltplan zu sehen, mit dem die Intensität eines Lasers mittels einer Photodiode und eines Elektrooptischen Modulators (EOM) stabilisiert werden kann. In Abbildung A21 ist die zugehörige Schaltung dargestellt, beide Grafiken wurden mit dem Programm Eagle erstellt. Dabei stellt der Eingang *Servo* die Steuerspannung dar, diese sollte zwischen -5 und 0 V liegen. Der andere Eingang *ON/OFF* dient als TTL Eingang zum An- und Ausschalten der Ausgangsspannung. Hierbei gilt, analog zum *Servo* Eingang, dass eine Spannung von -5 V die maximale Spannung am Ausgang *OUT* ermöglicht und 0 V eine minimale Ausgangsspannung von 0 V. Die Kondensatoren *C1* und *C2* dienen als Pufferkondensatoren. Die Schaltung ist für eine Versorgungsspannung von $U_0 = 150$ V konzipiert, diese muss durch eine externe Spannungsquelle gegeben werden, die Ströme I_0 im zehnfachen mA Bereich liefern kann. Die beiden Widerstände *R1* und *R2* sind mit $150\ \Omega$ gleich groß gewählt. Der Widerstand *R3* ist abhängig von der gewählten Versorgungsspannung, er muss in etwa so gewählt sein, dass bei einem Strom von

$$I_0 = \frac{5\text{ V}}{150\Omega} = 33,3\text{ mA} \quad (1.5)$$

die gesamte Spannung an ihm abfallen kann. Damit muss gelten

$$R3 \approx \frac{U_0}{I_0} = \frac{150\text{ V}}{33,3\text{ mA}} = 4,5\text{ k}\Omega \quad (1.6)$$

Außerdem muss dieser Widerstand eine maximale Leistung von $P_{max} = U_0 \cdot I_0 = 5,0$ W abhalten können. Dies macht die Anbringung eines Kühlkörpers an den Widerstand sowie die Hochspannungstransistoren *T1*, *T2* und *Q1* und eines Lüfters an das Gehäuse, in dem die Schaltung untergebracht ist, sinnvoll.

Die Anstiegszeit der Ausgangsspannung *OUT* für einen Rechteckpuls auf dem *ON/OFF*-Eingang liegt bei 32 ns und die Abfallzeit bei 29 ns. Die Verzögerungszeit zwischen Rechteckpuls am Eingang und Ausgang liegt bei etwa 140 ns. Alle Zeiten wurden mit dem Oszilloskop TDS1002B von Tektronix bestimmt, wobei dieses den Ab- bzw. Anstieg zwischen 10 und 90 % des Maximalwertes nimmt. Das benötigte Rechtecksignal wurde von einem Frequenzgenerator vom Typ 3310B der Marke Hewlett-Packard generiert. Im Anschluss wurde ein Bodediagramm aufgenommen, dies ist in Abbildung A22 dargestellt. Dafür wurde ähnlich wie zuvor ein Sinussignal ($U = U_{AC} \sin(\omega_{AC}t) + U_{DC}$) des Frequenzgenerators auf den *Servo* Eingang gelegt und die Frequenz ω_{AC} hochgefahren. Die Wechselspannung wurde auf $U_{AC} = 190$ mV gesetzt, dies ist die minimal mögliche Ausgangsspannung dieses Geräts und die Gleichspannung auf $U_{DC} = -3,2$ V. Diese Wechselspannung und die Wechselspannung an *OUT* wurden gleichzeitig mit dem Oszilloskop gemessen, wobei beide immer als peak-peak aufgenommen wurden. Da die *Servo* Spannung nicht immer konstant beim Anfangswert lag und sie in der Schaltung verstärkt wird, wurde bei der Auftragung die Ausgangsspannung *OUT* noch durch diese Spannung geteilt. Für die Übertragungsfunktion G_1 des Amplitudenfrequenzganges [23] gilt:

$$|G_1(j\omega)| = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \cdot T_1^2}} \quad (1.7)$$

Hierbei ist $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz und T_1 diejenige Zeit, bei der das Signal um 3 dB abgefallen ist. Da die *Servo* Spannung noch verstärkt wird, muss noch ein Korrekturfaktor a eingeführt werden. Dieser Faktor stellt die Verstärkung des Signals dar. Aus dem Fit ergibt sich eine Verstärkung von $a = 33,4 \pm 1,1$ und eine Zeit $T_1 = 1,3 \pm 0,3\ \mu\text{s}$.

Zur genaueren Quantifizierung sollten mehr Punkte aufgenommen werden, zur groben Abschätzung reichen diese jedoch. Aus dem Graphen und dem Fit ist ersichtlich, dass diese Schaltung bis zu einer Frequenz von 10^5 Hz zur Regelung der Laserintensität verwendbar ist und damit akustische Störungen kompensieren kann.

Zur genaueren Untersuchung der Schaltung wurde an die Ausgangsspannung ein EOM angeschlossen. Dieser dreht je nach angelegter Spannung die Polarisation des Laserstrahls. Die Ausgangsspannung wurde zugleich über das Voltmeter Ex 330 von Extech Instruments gemessen. Der Laserstrahl verläuft durch einen PBS und schließlich durch eine optische Faser zum Experiment. Dabei wurde ebenfalls die Laserleistung mit dem Messkopf PD300-UV von Bfi Optilas direkt nach der optischen Faser gemessen. Zugleich wurde die *Servo* Spannung zwischen 0 V und -5 V durchgeföhren. Die benötigte Versorgungsspannung wurde durch zwei CA02PR von EMCO über zwei Gleichrichterioden bereitgestellt. Es wurden hier zwei CA02PR benutzt, da einer alleine nicht den benötigten Strom liefern kann. Die grafische Auftragung der Ausgangsspannung und der Laserleistung gegen die *Servo* Spannung ist in Abbildung A23 zu sehen. In Abbildung A24 ist die Laserleistung gegen die Ausgangsspannung aufgetragen und mit einem Fit versehen. Nach dem Gesetz von Malus sollte die Intensität wie folgt mit der Spannung zusammenhängen:

$$I(U) = I_{max} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{U}{U_{half}} \right) \quad (1.8)$$

Dies gilt unter der Annahme, dass der Drehwinkel der Polarisation durch den EOM proportional zur Spannung ist und ohne angelegte Spannung keine Laserleistung vorhanden ist. Aus dem Fit ergibt sich für die maximale Intensität $I_{max} = (16,35 \pm 0,04)$ mW und für die Halbwellenspannung $U_{half} = (220,4 \pm 0,6)$ V. Die Halbwellenspannung ist dabei gerade die Spannung, bei der die Polarisationsrichtung um 90° gedreht wird. Damit wirkt der EOM dann genau wie eine $\lambda/2$ -Platte.

Analog zu [7] wurde eine $\lambda/2$ -Platte vor den EOM gestellt und diese in 10° Schritten zur Ausgangslage verändert. Für jeden Winkel wurde analog zu Abbildung A24 die Laserleistung gegen die Ausgangsspannung *OUT* aufgetragen. Die maximale Versorgungsspannung war hier auf 150 V begrenzt, aber der Trend ist dennoch sichtbar, das Bild ist in Abbildung A25 dargestellt.

Soll diese Schaltung nicht nur zum An- und Ausschalten verwendet werden, sondern auch zur Laserstabilisierung, so muss die benutzte Ausgangsspannung kleiner als 220 V sein, damit eine gewisse Regelreserve vorhanden ist.

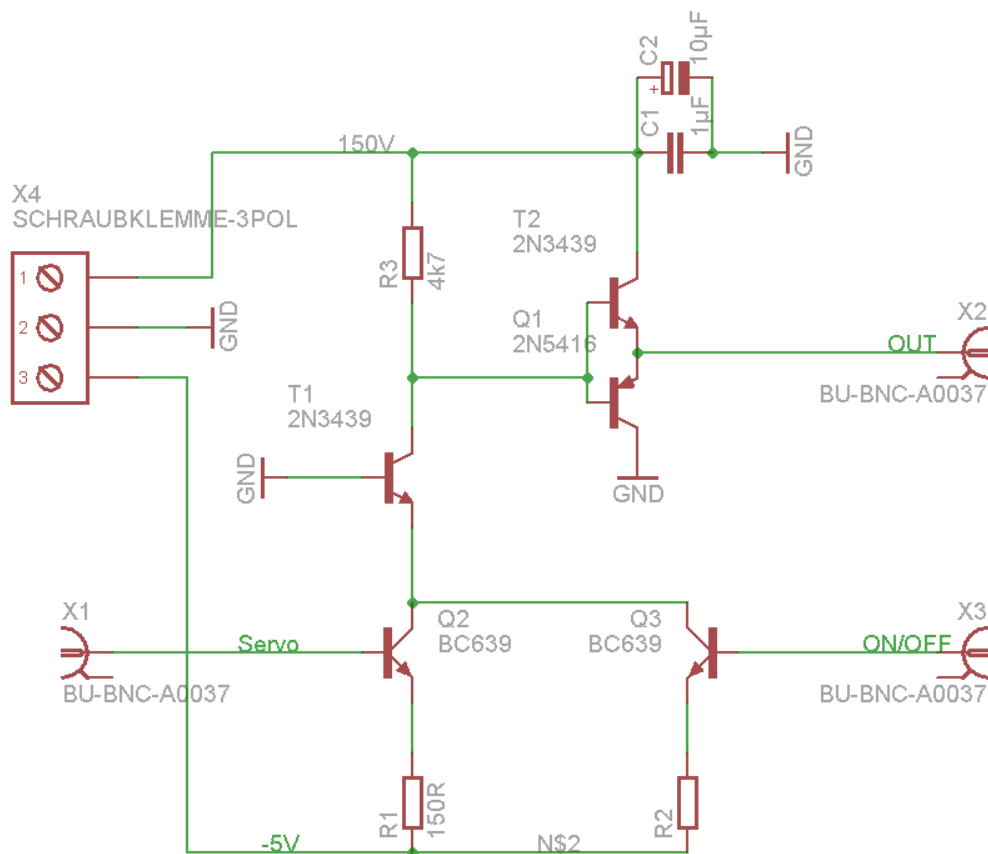


Abbildung A20: Schaltplan zur Laserintensitätsstabilisierung sowie zum An- und Ausschalten mittels eines EOMs

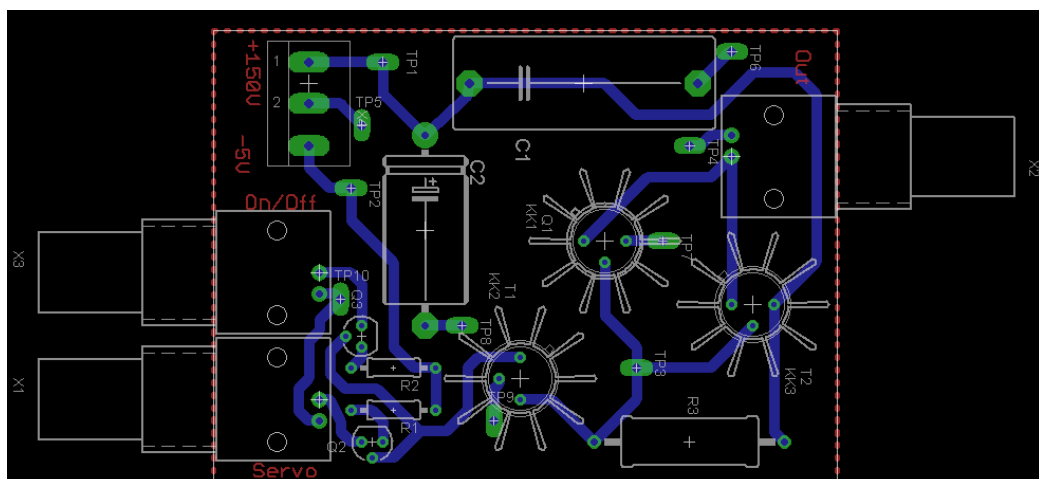


Abbildung A21: Platinenschaltplan zur Laserintensitätsstabilisierung sowie zum An- und Ausschalten mittels eines EOMs

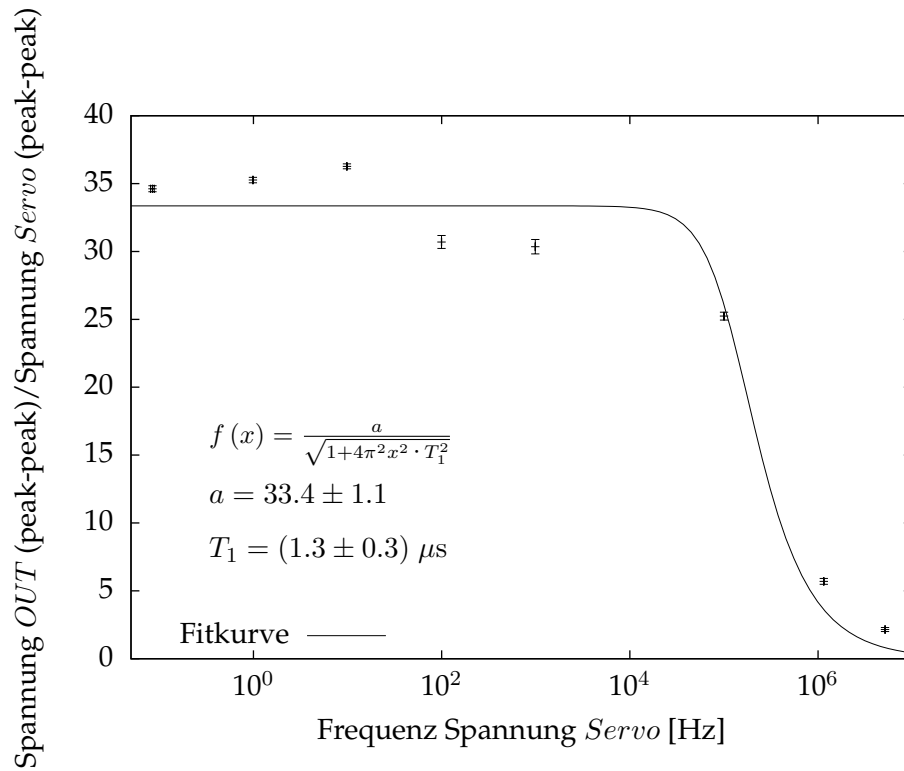


Abbildung A22: Bodediagramm der Schaltung mit Auftragung der Ausgangsspannung *OUT* (peak-peak) geteilt durch die *Servo* Spannung (peak-peak) gegen die Frequenz der *Servo* Spannung bei 3,2 V

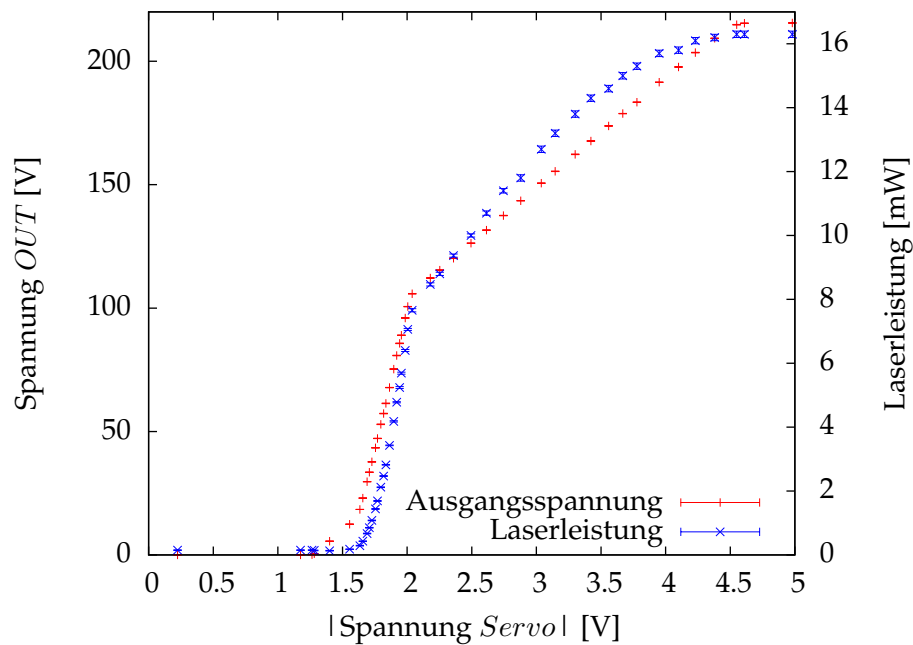


Abbildung A23: Auftragung der Ausgangsspannung *OUT* gegen die *Servo* Spannung sowie der Laserleistung gegen die *Servo* Spannung

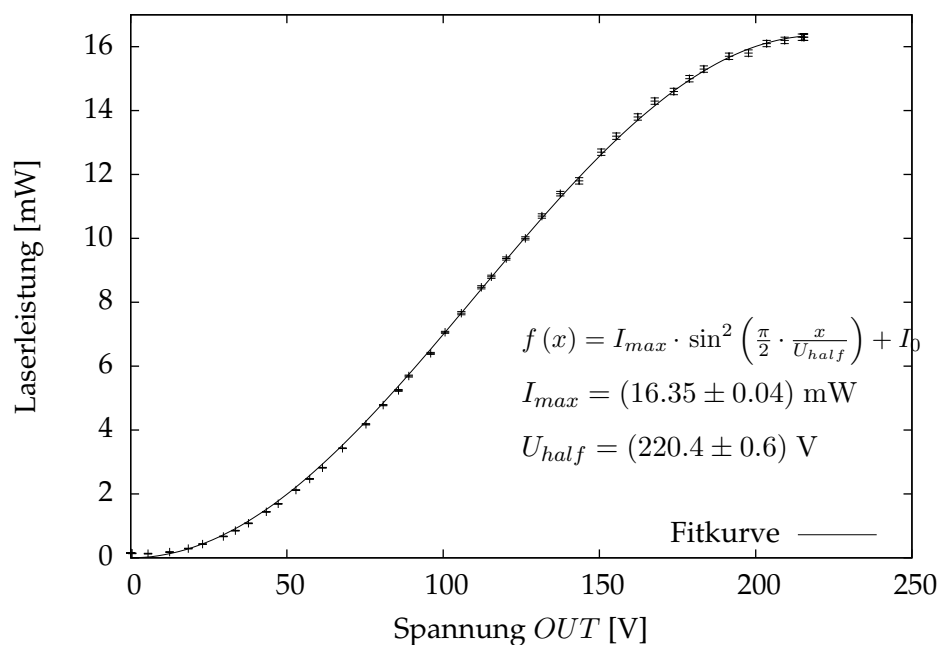


Abbildung A24: Auftragung der Laserleistung gegen die Ausgangsspannung OUT

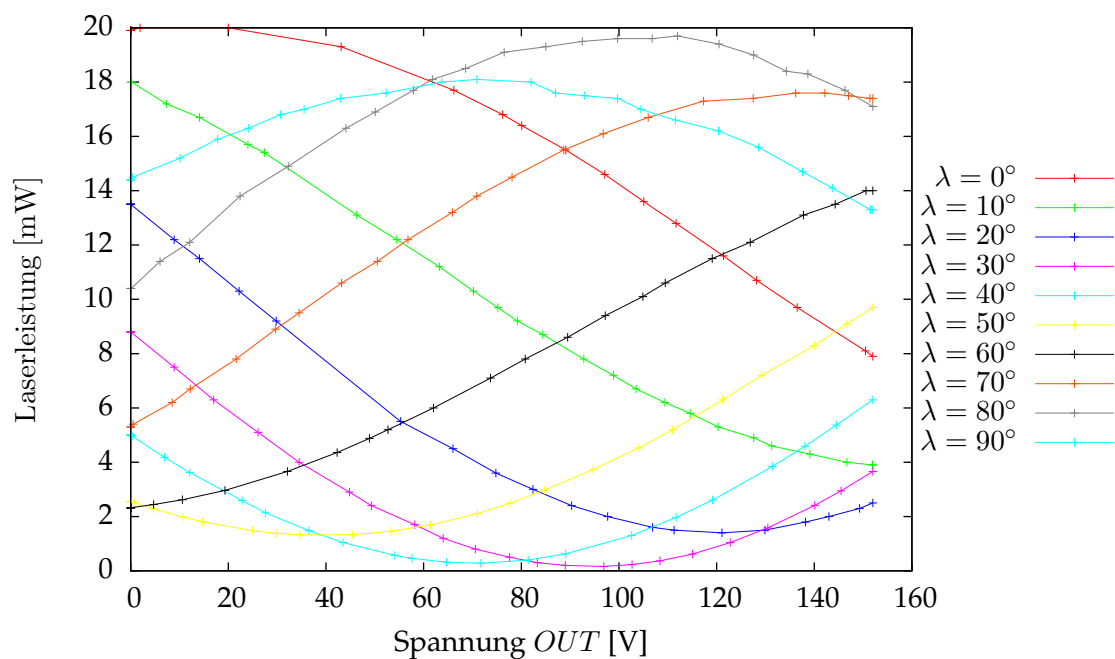


Abbildung A25: Auftragung der Laserleistung gegen die Ausgangsspannung OUT für verschiedene $\lambda/2$ Winkel

A.7. Schaltplan und Wahrheitstafel für die Ansteuerung der im Experiment benötigten Akusto-optischen Modulatoren

In Abbildung A26 ist der Schaltplan für die Ansteuerung der benutzten AOMs zu sehen. Die blauen Linien in der Zeichnung charakterisieren die TTL-Logik, die über einen Computer gesteuert wird. Die schwarzen Linien sind das rf-Netzwerk, das aus mehreren rf-Schaltern besteht. Die benötigte rf wird von drei Frequenzgeneratoren erzeugt, wobei es sich bei zweien (RS1 und RS2) um einen SML 01 von der Firma Rhode und Schwarz handelt, die eine festeingestellte Frequenz von 90 bzw. 75 MHz haben. Der dritte Frequenzgenerator (VFG) ist vom Typ VFG-150 (Versatile Frequency Generator) von der Firma Toptica und dient der variablen Ansteuerung. Bei diesem Gerät kann sowohl die Frequenz als auch die Amplitude und Phase über den Computer gesteuert werden. Des Weiteren hat dieses Gerät vier TTL-Ausgänge, wobei nur einer benutzt wird (TTL OUT), mit dem das gleichzeitige Anschalten der rf an die AOMs über mehrere rf-Schalter realisiert wird. Das rf-Signal wird abschließend über Verstärker vom Typ RA07H0608M von Mitsubishi bzw. ZHL-3A von Mini-Circuits an die AOMs gegeben, wobei die Verstärker so eingestellt, bzw. so mit Abschwächern versehen sind, dass die rf-Leistung bei ca. zwei Watt liegt. Die AOMs, die mit R1, R2 und CC bezeichnet sind, dienen zur Steuerung der Raman-Strahlen, während die mit NaKoSe bezeichneten AOMs zu dem vorher beschriebenen Laseraufbau gehören.

Da die Amplitude des rf-Signals nur bei dem VFG über den Computer variiert werden kann, ist der π -polarisierte Strahl für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen an diesen angeschlossen, da dieser keinen differentiellen Stark-Shift (siehe Abschnitt §2.4.5) erfährt und damit die später aufgenommenen Spektren nicht in der Frequenz verschiebt für verschiedene Laserleistungen.

Im Anhang in Tabelle A4 ist die Wahrheitstafel zu diesem rf-Netzwerk dargestellt. Dabei wurden die ersten sechs Zeilen von [7] übernommen und mit dem zusätzlichen Fast-CoolTTL, der der Steuerung der beiden NaKoSe Strahlen dient, ergänzt. Außerdem ist für jede TTL-Kombination der zugehörige Verwendungszweck eingetragen.

A.8. Umrechnung der VFG-Leistung in Laserleistung für den π -NaKoSe Strahl

Da die Laserleistung des π -NaKoSe Strahls nicht direkt eingestellt werden kann, sondern nur die VFG-Leistung in einer nichtlinearen Skala und damit die Effizienz des AOMs, wurde eine Messung zur Umrechnung der VFG-Leistung in Laserleistung normiert auf die maximale Intensität gemacht. Dies ist in Abbildung A27 grafisch aufgetragen. In Abbildung A28 ist noch ein Graph dargestellt zur Umrechnung der angegebenen VFG-Leistung bei dem Computer in die Ausgangsleistung in dB Einheiten des Geräts, bezogen auf den Maximalwert bei voller Leistung.

In Zukunft wird also nicht die VFG-Leistung, sondern direkt die umgerechnete Laserleistung angegeben.

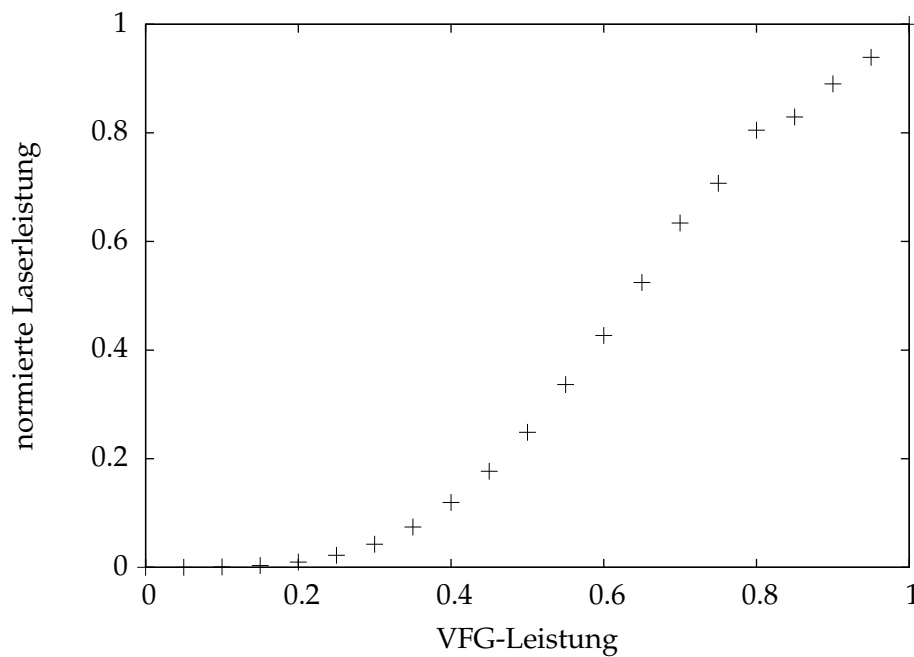


Abbildung A27: Graph zur Umrechnung der VFG-Leistung in π -NaKoSe Laserleistung

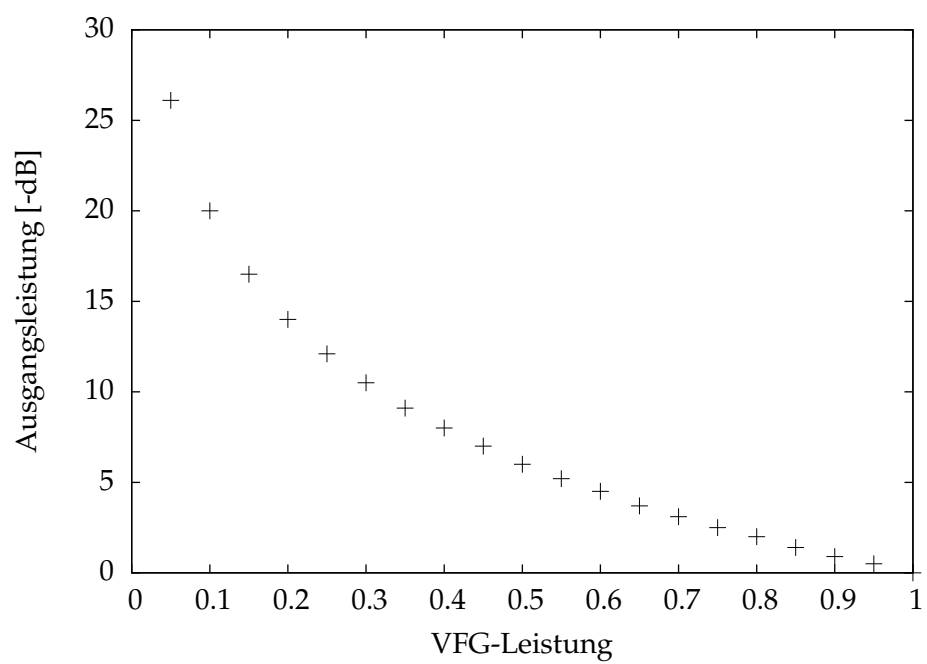


Abbildung A28: Graph zur Umrechnung der VFG-Leistung (Computer) in seine Ausgangsleistung in dB Einheiten

A.9. Tabelle zur systematischen Optimierung der Kühlparameter

Die aus Abschnitt §6.7 erhaltenen Werte für die mittlere Phononenzahl und der Raman-Rabifrequenz sind in Tabelle A5 für die unterschiedlichen Parameter des nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlens aufgelistet.

$\delta [\omega_z]$	Kühlzeit [μ s]	Δ [GHz]	P_σ [mW]	P_π [μ W]	$\bar{n}$	$\Delta_+ \bar{n}$	$\Delta_- \bar{n}$	$\Omega_0/2\pi$ [MHz]
1	100	1	0,9	26	5,7	0,9	0,9	0,410
1	100	1	0,9	4	9,3	1,5	1,5	0,402
1	100	1	0,9	66	5,7	0,9	0,9	0,411
1,2	100	1	0,9	66	8,5	1,3	1,3	0,432
1,2	100	1	0,9	93	7,6	1,1	1,1	0,432
1,2	100	1	0,9	104	10,3	1,9	1,8	0,433
1,4	100	1	0,9	66	16,1	5,1	5,0	0,427
1,4	100	1	0,9	93	16,6	5,3	5,2	0,423
1,4	100	1	0,9	104	14,3	4,3	4,4	0,421
1	100	1	1,1	54	3,0	0,6	0,5	0,434
1	100	1	1,1	26	3,2	0,6	0,6	0,435
1	100	1	1,1	9	5,2	0,8	0,8	0,433
1	100	1	1,1	92	7,4	1,2	1,2	0,423
1	100	1	1,1	2	13,8	4,3	4,3	0,422
1,2	100	1	1,1	26	10,6	2,1	2,0	0,422
1,2	100	1	1,1	92	8,0	1,0	0,9	0,419
1,2	100	1	1,1	174	7,5	1,0	1,0	0,421
1,2	100	1	1,1	192	6,8	0,9	0,8	0,422
1,4	100	1	1,1	216	5,4	0,7	0,7	0,422
1,4	100	1	1,1	174	5,5	0,8	0,7	0,416
1,4	100	1	1,1	92	8,8	1,2	1,2	0,415
1	100	1	1,5	54	4,0	0,6	0,6	0,421
1	100	1	1,5	9	5,6	0,7	0,7	0,417
1	100	1	1,5	137	4,9	0,7	0,7	0,415
1	100	1	1,5	92	4,4	1,0	0,4	0,416
1	100	1	1,5	26	5,4	0,8	0,8	0,415
1,2	100	1	1,5	26	11,6	2,5	2,5	0,406
1,2	100	1	1,5	92	9,8	1,6	1,6	0,397
1,2	100	1	1,5	174	7,7	1,0	1,0	0,406
1,2	100	1	1,5	216	7,7	1,0	1,1	0,406
1,4	100	1	1,5	216	6,5	0,8	0,8	0,403
1,4	100	1	1,5	174	6,7	0,9	0,8	0,403
1,4	100	1	1,5	92	8,1	1,2	1,2	0,397
1	100	1	1,8	69	5,0	0,8	0,8	0,401
1	100	1	1,8	176	6,8	1,0	0,9	0,400
1	100	1	1,8	12	7,1	1,0	1,0	0,401
1	100	1	1,8	33	6,2	0,8	0,8	0,401
1	100	1	1,8	119	6,3	0,8	0,8	0,396
1,2	100	1	1,8	69	7,7	1,1	1,1	0,397
1,2	100	1	1,8	176	5,3	0,7	0,7	0,398
1,2	100	1	1,8	247	5,2	0,7	0,6	0,403
1,4	100	1	1,8	278	5,7	0,7	0,6	0,408
1,4	100	1	1,8	224	5,7	0,6	0,6	0,406
1,4	100	1	1,8	119	8,2	1,3	1,3	0,390
1,4	300	1	1,8	278	5,1	0,5	0,5	0,408
1,4	500	1	1,8	278	3,8	0,5	0,5	0,418
1,4	200	1	1,8	278	6,3	0,8	0,8	0,374
1,4	75	1	1,8	278	27	10	10	0,396
1,4	50	1	1,8	278	11,4	2,4	2,3	0,399
1,4	25	1	1,8	278	15,1	4,3	4,3	0,399
1,4	10	1	1,8	278	18,3	6,0	6,0	0,400
1	100	0,7	1,2	129	5,7	0,8	0,8	0,429
1	100	0,7	1,2	50	3,5	0,5	0,5	0,426
1	100	0,7	1,2	24	3,7	0,6	0,6	0,425
1	100	0,7	1,2	9	7,3	1,3	1,3	0,419
1,2	100	0,7	1,2	24	7,0	1,2	1,3	0,418
1,2	100	0,7	1,2	129	3,4	0,4	0,4	0,423
1,2	100	0,7	1,2	181	5,4	0,6	0,6	0,401
1,4	100	0,7	1,2	207	12,3	2,2	2,2	0,393
1,4	100	0,7	1,2	163	8,1	1,1	1,1	0,392
1,4	100	0,7	1,2	87	7,2	1,1	1,1	0,389
1	100	0,7	1,2	50	2,5	0,3	0,3	0,401
1	200	0,7	1,2	50	1,5	0,3	0,2	0,399
1	500	0,7	1,2	50	1,1	0,1	0,1	0,400
1	75	0,7	1,2	50	5,0	0,6	0,6	0,399
1	50	0,7	1,2	50	7,9	1,2	1,2	0,385
1	25	0,7	1,2	50	10,9	2,5	2,5	0,385
1	10	0,7	1,2	50	12,2	3,2	3,0	0,365
0	0	0	0,0	0	16,4	2,3	2,0	0,400
0	0	0	0,0	0	24	11	6	0,426
0	0	0	0,0	0	18,4	6,1	6,0	0,403
0	0	0	0,0	0	22,3	6,0	5,8	0,430
0	0	0	0,0	0	28	12	11	0,366

Tabelle A5: Tabelle mit allen Parametern für das nahresonante kontinuierliche Seitenbandkühlen mit gefitteter Phononenzahl und Rabifrequenz Ω_0

B. Literatur

- [1] G.E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics* **19**, 3, 1965.
- [2] M. Strobel. <http://www.macgadget.de/News/2009/10/19/Wir-sind-zuversichtlich-das-Mooresche-Gesetz-noch-eine-ganze-Weile-erf%C3%BCllen-zu-k%C3%B6nnen>, 2009.
- [3] P.W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *Proceed. of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science, Santa Fe, NM, IEEE Computer Society Press*, 1994.
- [4] D. Deutsch. Quantum theory, the church-turing principle and the universal quantum computer. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 400:97, 1985.
- [5] J.I. Cirac and P. Zoller. Quantum Computations with Cold Trapped Ions. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091-4094, 1995.
- [6] D.P. DiVincenzo. The Physical Implementation of Quantum Computation. *IBM T.J. Watson Research Center, Yorktown Heights, NY 10598 USA*, 2011.
- [7] U.G. Poschinger. Quantum Optics Experiments in a Microchip Ion Trap. *Dissertation, Universität Ulm*, 2011.
- [8] T. Monz, P. Schindler, J.T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W.A. Coish, M. Harlander, W. Hänsel, M. Hennrich and R. Blatt. 14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 130506, 2011.
- [9] S. Gulde, M. Riebe, G.P.T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Häffner, F. Schmidt-Kaler, I.L. Chuang and R. Blatt. Implementation of the Deutsch-Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer. *Nature* **421**, 48-50, 2003.
- [10] K.-A. Brickman, P.C. Haljan, P.J. Lee, M. Acton, L. Deslauriers and C. Monroe. Implementation of Grover's quantum search algorithm in a scalable system. *Phys. Rev. A* **72**, 050306, 2005.
- [11] J. Chiaverini, J. Britton, D. Leibfried, E. Knill, M. D. Barrett, R.B. Blakestad, W.M. Itano, J.D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, T. Schaetz and D.J. Wineland. Implementation of the Semiclassical Quantum Fourier Transform in a Scalable System. *Science* **308**, 5724, 2005.
- [12] M. Hettrich. Präparation eines $^{40}\text{Ca}^+$ -Quantenbits und Entwicklung eines faseroptischen Resonators für seine Detektion. *Diplomarbeit, Universität Ulm*, 2009.
- [13] W. Paul, Q. Osberghaus, and E. Fischer. Ein Ionenkäfig. *Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen* 415, 1958.
- [14] S. Schulz, U. Poschinger, F. Ziesel and F. Schmidt-Kaler. Sideband cooling and coherent dynamics in a microchip multi-segmented ion trap. *New Journal of Physics* **10**, 045007, 2008.
- [15] C. Roos. Controlling the quantum state of trapped ions. *Dissertation, Universität Innsbruck*, 2000.
- [16] S. Webster. Raman Sideband Cooling and Coherent Manipulation of Trapped Ions. *Doktorarbeit, St. John's College Oxford*, 2005.

- [17] D. F. V. James. Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation. *Appl. Phys. B* **66**, 181, 1998.
- [18]
- [19] E. T. Jaynes and F. W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proceedings of the IRE* **51**, 89, 1963.
- [20] D. Leibfried, B. DeMarco, V. Meyer, D. Lucas, M. Barrett, J. Britton, W. M. Itano, B. Jelenkovic, C. Langer, T. Rosenband, and D. J. Wineland. Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate. *Nature* **422**, 412, 2003.
- [21] S. Stenholm. The semiclassical theory of laser cooling. *Rev. Mod. Phys.* **58**, 699, 1986.
- [22] W.W. Macalpine and R.O. Schildknecht. Coaxial Resonators with Helical Inner Conductor. *Proceedings of the IRE* **47**, 12, 1959.
- [23] H.W. Bode. *Network analysis and feedback amplifier design*. D. Van Nostrand Company Inc., 1957.

C. Tabellenverzeichnis

6.1. Parameterscan NaKoSe P_π, δ , Kühlrate und n_{final}	67
6.2. gute Parameter für nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen . . .	70
A1. Übersicht Werte vom geplanten Topfkreis	82
A2. Übersicht Werte für geplante Topfkreise	82
A3. Übersicht Werte von gebauten Topfkreisen	87
A4. Wahrheitstafel für den Schaltplan des rf-Netzwerks für AOMs	106
A5. Parameterscan für nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen . . .	110

D. Abbildungsverzeichnis

2.1. Termschema $^{40}\text{Ca}^+$	11
2.2. theoretische thermische Phononenverteilung für verschiedene Phononen- zahlen	13
2.3. Verknüpfung Atomniveau mit dem harmonischen Oszillatorpotenzial . .	16
2.4. Mögliche Träger und Seitenband Übergänge	16
2.5. Raman-Übergang Schema	18
2.6. 1 Ion mit Lichtkraft	23
2.7. Phasenraumtrajektorie für 1 Ion	24
2.8. Phasenraumtrajektorie im rotierenden Bezugssystem für 1 Ion	24
2.9. 2 Ionen mit Lichtkraft	25
2.10. rotierender Phasenraum für 2 Ionen	25
2.11. Beschränkung der Fidelity beim Phasengatter	26
2.12. Matricelement für den 729 nm Übergang auf dem ersten roten, ersten blau- en Seitenband und dem Träger	29
2.13. Atomniveau für nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen	33
2.14. Kühlschema zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen auf dem ersten roten Seitenband	34
2.15. Kühlschema zum nahresonanten kontinuierlichen Seitenbandkühlen auf dem zweiten roten Seitenband	35
2.16. Endzustand und Heizeffekte beim nahresonanten kontinuierlichen Seiten- bandkühlen	38
3.1. Simulation mit Mathematica mit Werten von [16] für $n(t)$ gegen Δ und t .	42
3.2. Simulation mit Mathematica mit Werten von [16] für $n(t = 200 \mu\text{s})$ gegen P_σ und r	42
3.3. Simulation mit Mathematica mit Werten von [16] für κ gegen P_σ und r . .	43
3.4. Simulation mit Mathematica mit Werten von [16] für $\kappa/n(t = 200 \mu\text{s})$ ge- gen P_σ und r	43
3.5. Simulation mit Mathematica für $n(t)$ gegen Δ und t	44
3.6. Simulation mit Mathematica für $n(t = 200 \mu\text{s})$ gegen P_σ und r	44
3.7. Simulation mit Mathematica für κ gegen P_σ und r	45
3.8. Simulation mit Mathematica für $\kappa/n(t = 200 \mu\text{s})$ gegen P_σ und r	45
4.1. Übersicht über die Richtung aller Laserstrahlen	46
4.2. Aufbau Lasersystem für nahresonantes kontinuierliches Seitenbandkühlen	48
5.1. Raman-Spektrum vom NaKoSe	50
5.2. NaKoSe mit shelving Auslese	51
5.3. 729 nm Pulslängenscan ohne NaKoSe	53
5.4. 729 nm Pulslängenscan mit NaKoSe	53

5.5. NaKoSe mit Raman-Auslese mit Fit	54
5.6. NaKoSe für 2 Ionen mit Raman-Auslese STR	55
5.7. Vollständige Kühlung für 2 Ionen mit Raman-Auslese COM	57
5.8. Vollständige Kühlung für 2 Ionen mit Raman-Auslese STR	57
6.1. NaKoSe und Raman-Kühlen für ein Ion mit Raman-Auslese	60
6.2. Streurate für σ -NaKoSe Strahl	62
6.3. Streurate für π -NaKoSe Strahl	62
6.4. Ramsey-Scan und Fit für σ -Strahl	63
6.5. Pulslängenscan auf dem Trägerübergang der NaKoSe Strahlen zur Bestimmung der Raman-Rabifrequenz	64
6.6. NaKoSe Scan P_π , δ und Kühlzeit	67
6.7. Parameterscan für NaKoSe - 1	70
6.8. Parameterscan für NaKoSe - 2	71
6.9. Parameterscan für NaKoSe - 3	71
6.10. Parameterscan für NaKoSe - 4	72
6.11. Parameterscan für NaKoSe - 5	72
6.12. NaKoSe Scan Kühlzeit für gute Parameter	73
7.1. Wobble Zeitscan mit vollständiger Kühlung	75
7.2. Wobble Phasenscan ohne Lichtkraft	77
7.3. Wobble Phasenscan mit Lichtkraft	77
7.4. Wobble Phasenscan mit Lichtkraft	78
7.5. Wobble Phasenscan mit Lichtkraft	78
7.6. Wobble Phasenscan mit Lichtkraft	79
7.7. Wobble Phasenscan mit Lichtkraft	79
A1. Topfkreis mit allen Parametern	81
A2. technische Zeichnung Spule für Topfkreis mit 130 MHz	83
A3. technische Zeichnung Hohlzylinder für Topfkreis mit 130 MHz	84
A4. technische Zeichnung Spule für Topfkreis mit 90 MHz	85
A5. technische Zeichnung Hohlzylinder für Topfkreis mit 90 MHz	86
A6. Aufbau zur Messung der Kurzschlussspannung an einer Chipfalle	89
A7. zerstörte Stelle auf dem Chip nach dem ersten Kurzschluss	90
A8. zerstörte Stelle auf dem Chip nach dem zweiten Kurzschluss	90
A9. Bilderfolge vom Video beim ersten Kurzschluss auf dem Chip	91
A10. Bilderfolge vom Video beim zweiten Kurzschluss auf dem Chip	91
A11. Aufbau des Interferometers	93
A12. Bild der Ellipse der elektrischen Felder	94
A13. Bild der Poincare-Kugel	94
A14. Interferometerstabilität mit KM100, KS1 und Polaris-K1	95
A15. Interferometerstabilität ohne Abdeckung	96
A16. Interferometerstabilität mit Abdeckung	96
A17. Messung des Winkels η für verschiedene $\lambda/2$ Winkel für den alten und den neuen PBS	98
A18. Messung des Winkels ϕ für verschiedene $\lambda/2$ Winkel für den alten und den neuen PBS	98
A19. Messung der Laserintensität für verschiedene $\lambda/2$ Winkel für den alten und den neuen PBS	99
A20. Schaltplan Laserintensitätsstabilisierung	102
A21. Platinenschaltplan Laserintensitätsstabilisierung	102
A22. Bodediagramm Ausgangsspannung gegen Frequenz <i>Servo</i> Spannung	103
A23. Ausgangsspannung und Laserleistung gegen Servospannung	103

A24. Laserleistung gegen Ausgangsspannung	104
A25. Laserleistung gegen Ausgangsspannung gegen $\lambda/2$ Winkel	104
A26. Schaltplan rf-Netzwerk für AOMs	106
A27. Umrechnung VFG-Leistung in Laserleistung	107
A28. Umrechnung VFG-Leistung (Computer) in Ausgangsleistung	108

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst und nach bestem Wissen und Gewissen keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Mainz, September 2011

Michael Schnorr