

Präparation eines $^{40}\text{Ca}^+$ -Quantenbits und Entwicklung eines faseroptischen Resonators für seine Detektion

Diplomarbeit

Max Hettrich



Universität Ulm
Institut für Quanteninformationsverarbeitung

16. April 2009



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



Ulm, den 16. April 2009

Ich, MAX HETTRICH, Student im Fachbereich Physik an der Universität Ulm, versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen, bei Zitaten kenntlich gemachten Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

MAX HETTRICH



Abstract

It is of great interest in Quantum Information Processing to apply Cavity Quantum Electrodynamics effects. Such systems allow for a coherent interaction of electromagnetic fields and matter, providing an interface which transfers photonic qubits to a single atom. Advantageously, in our setting ions are employed as qubit carriers and the confinement in a Paul trapping device allows for accurately positioning them in the cavity field in combination with the mature technology of trapped ion quantum computing. Additionally in this context we investigate a novel fast qubit detection scheme, no longer limited by atomic spontaneous decay constants.

The goal of this work was the design of fibre-based cavities integrated with a segmented micro ion trap for $^{40}\text{Ca}^+$ -Ions. The end surfaces of the fibres have been treated using a Laser-ablation technique and coated with a reflective dielectric multilayer system. Using two of these fibres, cavities with a Finesse above 30000 have been implemented. With a maximal possible resonator length of 100 μm , before clipping losses take over, fibre resonators of this kind are very well suited for the integration in micro-structured Paul traps. The dielectric material of the fibres affects only slightly the radial pseudopotential in such a trap, as is shown in a numerical simulation.

With such a resonator integrated in an Ion trap, a wealth of interesting experiments for Quantum Information with ions in the strong coupling regime are in reach. To carry out such experiments, a reliable two-level system with a long coherence time is required. Therefore, a single $^{40}\text{Ca}^+$ -ion in a segmented Paul trap was studied: The qubit, which is encoded in the Zeeman sublevels of the ground state fully meets those requirements. High fidelities have been achieved in state preparation, single-qubit rotations and detection has been demonstrated with 99,6 fidelity.

So far, experiments in the single-particle strong coupling regime have been accomplished only with neutral atoms. In future, the superior control of the external degrees of freedom of a single ion as well as long storage times in an integrated Micro-Trap-cavity system, it appears as an interesting tool for fundamental studies of single photons and single ions.



Zusammenfassung

In der Quanteninformationsverarbeitung ist die Anwendung von Effekten aus der Resonatorquantenelektrodynamik von großem Interesse. So ist es in solchen Systemen möglich, elektromagnetische Felder und Materie kohärent wechselwirken zu lassen. Sie stellen eine Schnittstelle dar, dies es erlaubt, photonische Qubits auf ein einzelnes Atom zu übertragen. Die im unseren Experimenten verwendeten Ionen als Träger von Qubits haben den Vorteil, durch Benutzung einer paulfallenartigen Struktur genau in einem Resonatorfeld platziert werden zu können, wobei die ausgereifte Technologie der Quanteninformationsverarbeitung mit Ionen zur Verfügung steht. In diesem Kontext untersuchen wir zusätzlich eine neuartige, schnelle Möglichkeit der Zustandsdetektion eines Ions, welche in ihrer Geschwindigkeit nicht mehr durch die Raten für spontanen Zerfall bergrenzt ist.

Ziel dieser Arbeit war es, faseroptische Resonatoren für die Integration in eine segmentierte Mikro-Ionenfalle für $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen zu entwickeln. Die Faserenden wurden mit einer Laserablationstechnik bearbeitet und hinterher mit einem dielektrischen Mehrschichtsystem verspiegelt. Mit aus zwei solcher Fasern aufgebauten Resonatoren konnten so Finessen jenseits von 30000 realisiert werden. Mit einem maximal möglichen Resonatorabstand von $100\ \mu\text{m}$, bevor Abschneideverluste überhand nehmen, eignen sich derartige Resonatoren sehr gut für die Integration in mikrostrukturierte Paulfallen. Das dielektrische Fasermaterial ändert das radiale Pseudopotential einer solchen Falle nur geringfügig, wie eine numerische Simulation zeigt.

Ein solcher in eine Ionenfalle integrierter Resonator bringt eine Fülle von interessanten Experimenten in der Quanteninformation mit Ionen im Bereich starker Ion-Feld Kopplung in greifbare Nähe. Um solche Experimente durchführen zu können, wird ein zuverlässiges Zwei-Niveau System mit einer langen Kohärenzzeit benötigt. In dieser Arbeit wurde deshalb ein $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion in einer segmentierten Mikrofalle untersucht: Das in den Zeeman-Unterstufen des Grundzustands kodierte Qubit erfüllt diese Anforderungen in vollem Umfang. Hohe Erfolgsraten wurde bei Initialisierung und Einzelqubitrotationen erreicht, die Detektion erfolgte mit einer Erfolgsrate von 99,6%.

Bisher konnten Experimente mit starker Atom-Feld Kopplung nur mit neutralen Atomen realisiert werden. In Zukunft stellt ein solches integriertes Mikrofallen-Resonatorsystem durch das höhere Maß an Kontrolle der externen Freiheitsgrade sowie durch die langen Speicherzeiten ein interessantes Werkzeug für weitere Experimente mit einzelnen Photonen und einzelnen Ionen dar.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	13
2	Theoretische Grundlagen	17
2.1	Ionen in Paulfallen	17
2.1.1	Ionisieren von neutralem ^{40}Ca	17
2.1.2	Das Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$	18
2.2	Das $^{40}\text{Ca}^+$ - Ion als Qubit	19
2.2.1	Das optische Qubit	19
2.2.2	Das Spin-Qubit	20
2.2.3	Zustandsdetektion durch Fluoreszenz	20
2.3	Das Prinzip der linearen Paulfalle	22
2.3.1	Radialer Einschluss	24
2.3.2	Axialer Einschluss	25
2.4	Licht - Ion Wechselwirkung	26
2.4.1	Dopplerkühlen	26
2.4.2	Zustandsmanipulation durch Laserfelder	28
2.4.3	Cavity QED mit einzelnen Ionen	32
2.4.4	Starke Kopplung und Kooperativität	34
2.5	Optische Resonatoren	36
2.5.1	Stabilitätsbedingungen	37
2.5.2	Merkmale optischer Resonatoren	38
2.5.3	Modenanpassung	42
2.5.4	Zustandsdetektion durch Ion - Feld Kopplung	43
3	Herstellung und Charakterisierung von Faserresonatoren	45
3.1	Vorraussetzungen und Ziele	45
3.2	Das Ausgangsmaterial	45
3.3	Oberflächenbearbeitung	46
3.3.1	Vorbereitungen	46
3.3.2	Experimenteller Aufbau	47
3.3.3	Der Ablationsprozess	48
3.4	Profilometrische Vermessung der bearbeiteten Faserendflächen	49
3.4.1	Das Profilometer	49
3.4.2	Auswertung der Struktur	50

3.4.3	Resultat	53
3.5	Dielektrische, hochreflektive Beschichtung	53
3.5.1	Verluste	54
3.5.2	Resultat	54
3.6	Aufbau eines Resonators und Messung der Finesse	56
3.6.1	Versuchsaufbau	56
3.6.2	Messung der Finesse in Abhängigkeit des Abstandes	57
3.7	Fazit	59
4	Integration von Faserresonatoren in eine Mikro-Ionenfalle	61
4.1	Cavity QED mit Ionen	61
4.1.1	Bisherige Arbeiten	61
4.1.2	Folgerungen für zukünftige Experimente	63
4.2	Die Ulmer Mikro - Ionenfalle	63
4.2.1	Aufbau und Fabrikation	64
4.2.2	Simulation der Potentiale	65
5	Hochgenaues Präparieren, Auslesen und Manipulieren eines $^{40}\text{Ca}^+$ Spin-Qubits	71
5.1	Experimenteller Aufbau	71
5.1.1	Vakuumkammer	71
5.1.2	Lasersystem	73
5.1.3	Elektronische Ansteuerung	75
5.1.4	Optische Detektion	76
5.2	Messungen am Spin - Qubit	77
5.2.1	Initialisierung	77
5.2.2	Auslesen	80
5.2.3	Qubit Rotationen auf dem Ramanübergang	81
5.3	Diskussion	84
6	Ausblick	85

1 Einleitung

Trotz der immensen Fortschritte in den letzten Jahrzehnten ist ein Abklingen des stetig wachsenden Bedarfs an Informationstechnologie bislang nicht abzusehen. Wie viele andere Bereiche hat auch die Wissenschaft seit jeher stark von der Entwicklung immer leistungsfähigerer Computer profitiert. Doch gewisse Einschränkungen in der Anwendung klassischer Rechner blieben die Jahre über immer bestehen. So ist es beispielsweise nicht möglich, effizient große quantenmechanische Systeme mit klassischen Computern zu untersuchen. Dieses Problem wurde schon von Manin und 1981 von Feynman erkannt [14]. Er schlug vor, die Rechenmaschinen für diesen Zweck selbst aus quantenmechanischen Bauelementen zu konstruieren. Erste Ideen, einen solchen Quantencomputer auch für andere Algorithmen zu benutzen, brachte David Deutsch vor [11]. Breite Anerkennung erfuhr dieses Konzept eines Quantencomputers durch den Algorithmus von P. Shor [43], der eine effiziente Zerlegung großer Zahlen in Ihre Primfaktoren erlaubt, entscheidend für die Dechiffrierung verschlüsselter Information.

Quantenalgorithmen basieren auf der Tatsache, dass ein Quantencomputer nicht mit klassischen Bits arbeitet, welche jeweils die diskreten Zustände 0 oder 1 einnehmen, sondern mit sogenannten Quantenbits (Qubits). Sie bestehen aus einem Quantenmechanischen Zwei-Niveau System, welches sich nach einer Messung ebenfalls entweder im Zustand $|0\rangle$ oder $|1\rangle$ befindet. Zwischen zwei Messungen kann ein solches System aber einen sogenannten Superpositionszustand, eine beliebige Überlagerung dieser beiden Zustände, einnehmen, und ermöglicht damit grundsätzlich neuartige und weit mächtigere Informationsspeicher und Prozessoren. Eine weitere Besonderheit ist die Möglichkeit der Verschränkung mehrerer Qubits, wobei durch die Messung an einem von diesen der Zustand aller anderen festgelegt wird. Experimentelle Realisierungen eines Quantencomputers benötigen die vollständige Kontrolle über einzelne quantenmechanische Teilchen und ihre Wechselwirkung weshalb sie sich erst den Anfängen befinden. Die erste Realisierung des Shor Algorithmus gelang der Arbeitsgruppe um I. Chuang mit der Faktorisierung von 15. Der dort verfolgte Ansatz verwendet nur wenige Qubits, denn das verwendete physikalische System erlaubte keine Skalierung des Aufbaus. Im Jahr 2000 hat dann D. DiVincenzo Kriterien aufgestellt, welchen ein universeller Quantencomputer genügen muss: [12]:

1. Adressieren und Initialisieren einzelner Qubits
2. Implementierung einzelner universeller Quantengatter
3. vernachlässigbare Dekohärenz
4. Adressieren und Auslesen einzelner Qubits
5. Skalierbarkeit des Systems

Folgende zwei Kriterien wurden später hinzugefügt:

1. Kürzere Rechenzeit als bei jedem klassischen Computer
2. Übertragung von Quanteninformation zwischen festen und beweglichen Qubits

Auf der Suche nach Systemen, welche diesen Kriterien genügten, stieß man recht bald auf Ionen in Paulfallen [35]. Diese Entwicklung, für die Wolfgang Paul 1989 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde, erlaubt es, einzelne Ionen über lange Zeiträume zu fangen und zu kontrollieren. Viele erfolgreiche Experimente der letzten Jahre haben Ionenfallen als eines der vielversprechendsten Systeme in der Quanteninformationsverarbeitung etabliert [41], [31], [38], [1]. Eines der heutigen Hauptprobleme bei der Erfüllung obiger Kriterien ist die Übertragung von Quanteninformation von beweglichen auf stationären Qubits und umgekehrt. Ionen lassen sich in Paulfallen zwar um einige Millimeter bewegen, für eine Übertragung über weitere Strecken kommen sie jedoch nicht in Frage, da sie sich permanent im Hochvakuum befinden müssen.

Ein anderes System jedoch ist hervorragend dazu geeignet, um Quanteninformation über weite Strecken zu vermitteln. Mit einzelnen Photonen ist dies heute über mehr als hundert Kilometer möglich, man kann sie jedoch nicht wie Ionen an einem Ort "festhalten". Beide Technologien zu verbinden ist naheliegend, und erste erfolgreiche Versuche dazu wurden durchgeführt, z.B. [34]. Hauptproblem bei diesen Experimenten ist jedoch die geringe Erfolgsrate, mit welcher der Informationsaustausch erfolgreich verläuft. Das größte Problem dabei ist, dass die Emission eines Photons von einem Atom spontan, also nicht vorhersagbar stattfindet. Auch die Richtung der Abstrahlung ist völlig unbestimmt. Wird das Atom von einem sogenannten optischen Resonator umgeben, lassen sich diese Effekte deterministischer gestalten. Ein solcher Resonator besteht prinzipiell aus zwei gegenüber angeordneten Spiegeln, welche das Licht im Volumen dazwischen für kurze Zeit quasi "einsperren". Während dieser Zeit ist die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung des Atoms im Resonator mit dem Licht deutlich erhöht. Ebenso gibt ein angeregtes Atom im Resonator sein Photon bevorzugt in dessen Richtung ab. Er kann damit als Schnittstelle zwischen einem Atom und einem Photon fungieren, wie in einigen Experimenten

erfolgreich gezeigt wurde. Allerdings wurden bei diesen Experimenten neutrale Atome verwendet. Diese sind verglichen mit einzelnen Ionen deutlich schwieriger zu handhaben. Die Speicherzeiten in den verwendeten optischen Fallen sind geringer, kontrollierte Wechselwirkungen, welche für die Weiterverarbeitung der übertragenen Quanteninformation notwendig sind, sind schwieriger, ebenso wie die deterministische Kontrolle eines einzelnen Atoms. All dies sind jedoch Stärken der Ionen in Paulfallen. Der Grund, warum die erforderliche, starke Kopplung zwischen Ionen und Photonen in einem Resonator bis heute nicht gelang, ist dass die erforderlichen Spiegel das Fallenpotential stören, wenn sie sich zu nahe am Ion befinden. Deshalb wurden in dieser Arbeit optische Resonatoren auf der Basis von Glasfasern entwickelt, welche aufgrund ihrer kleinen Abmessungen in Mikro-Ionenfallen integriert werden können, wobei das Fallenpotential nicht wesentlich gestört wird. Ihre Endflächen wurden mit Laserpulsen bearbeitet und hinterher mit einer hochreflektiven Schicht versehen. Als Ion wurde $^{40}\text{Ca}^+$ untersucht, welches schon in der Vergangenheit erfolgreich für Experimente in der Quanteninformation verwendet wurde. Das Qubit in diesem Ion wurde mit großer Präzision Initialisiert und ausgelesen. Auch wurde gezeigt, dass beliebige Einzelqubitgatter mit hoher Erfolgsrate ausgeführt werden können. Experimente zur gezielten Wechselwirkung zwischen Ionen und Photonen werden dadurch in Zukunft möglich.

2 Theoretische Grundlagen

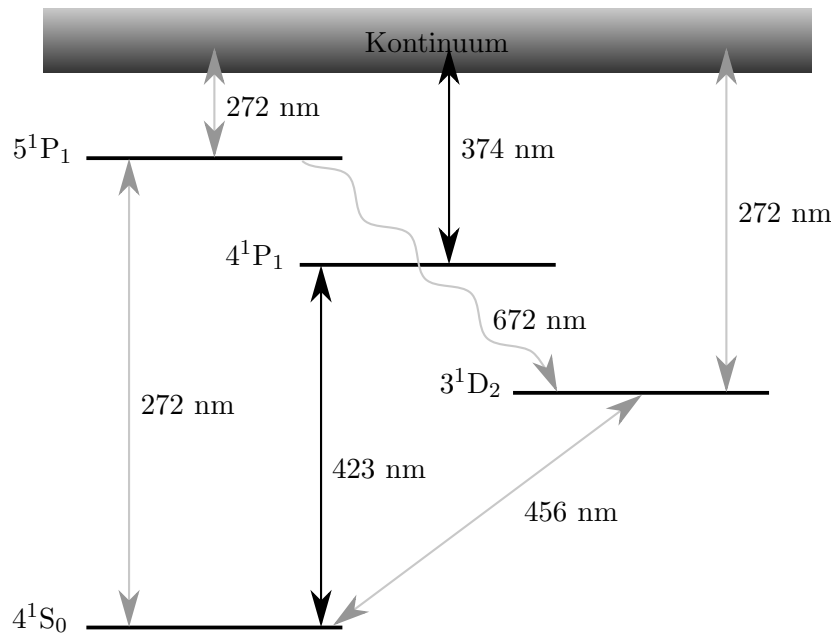
Die in dieser Arbeit behandelten Experimente haben die Wechselwirkung von Licht auf einzelne Atome zum Thema. Das hierfür geeignete theoretische Grundgerüst ist das Jaynes-Cummings Modell, welches aufgrund einiger Näherungen auch analytisch noch gut zu handhaben ist, jedoch trotzdem die auftretenden physikalischen Phänomene hervorragend beschreibt. Die notwendigen experimentellen Hilfsmittel sind zum einen der optische Resonator, welcher sich durch klassische Wellenoptik beschreiben lässt und zum anderen die Paulfalle, deren Funktion auf grundlegenden Prinzipien der Elektrodynamik beruht.

2.1 Ionen in Paulfallen

Um die externen Freiheitsgrade der in den folgenden Experimenten verwendeten Ionen zu kontrollieren, wird eine segmentierte Mikro-Ionenfalle verwendet [42]. Das Funktionsprinzip entspricht im Grunde dem einer Paulfalle [35] in linearer Bauform. Eine solche wird in diesem Kapitel vorgestellt. Die technischen Details der tatsächlich verwendeten Falle finden sich bei der Beschreibung des experimentellen Aufbaus in Kapitel (4.2) Außerdem wird kurz auf den Ionisationsprozess des neutralen Kalziumatoms sowie auf die interne Struktur des $^{40}\text{Ca}^+$ -Ions eingegangen.

2.1.1 Ionisieren von neutralem ^{40}Ca

Es gibt einige unterschiedliche Möglichkeiten, Neutralatome für Ionenfallenexperimente zu ionisieren. In den im folgenden beschriebenen Experimenten geschieht dies mit zweistufiger Photoionisation [17]. Dazu wird das Kalzium mit Laserlicht der Wellenlänge 423 nm aus dem Grundzustand 4^1S_0 in das 4^1P_1 Niveau angeregt, und von dort aus mit einem zweiten Laser mit 374 nm ionisiert (siehe Abb. (2.1)). Alternativ ließe sich auch eine Zweiphotonenionisation bei 272 nm durchführen, wie in [28], allerdings sind kürzere Wellenlängen bei Lasern tendenziell mit größerem technischen Aufwand verbunden. Die technischen Details zu dem in den folgenden Experimenten verwendeten Lasern finden sich in Kapitel (5.1.2).


 Abbildung 2.1: Termschema von neutralem ^{40}Ca

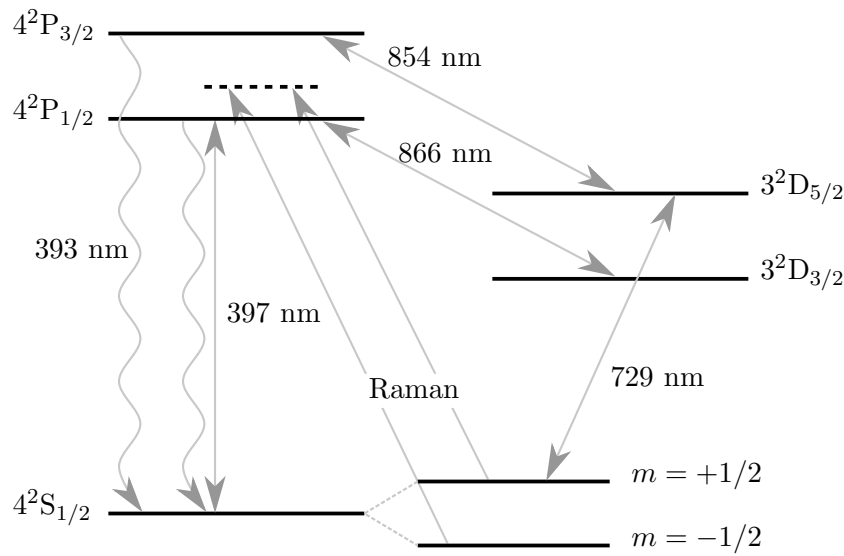
2.1.2 Das Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$

Das Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$ ist in Abb. (2.2) zu sehen, die Wellenlängen der Übergänge in Luft λ_l und die natürlichen Lebensdauern der Zustände τ_{nat} finden sich in der folgenden Tabelle [23].

	$4^2\text{S}_{1/2} - 4^2\text{P}_{1/2}$	$4^2\text{S}_{1/2} - 4^2\text{P}_{3/2}$	$4^2\text{S}_{1/2} - 3^2\text{D}_{3/2}$	$4^2\text{S}_{1/2} - 3^2\text{D}_{5/2}$
τ_{nat}/s	$7.7(2) \cdot 10^{-9}$	$7.4(3) \cdot 10^{-9}$	1.080	1.045
λ_l/nm	396.847	393.366	732.389	729.147

	$3^2\text{D}_{3/2} - 4^2\text{P}_{1/2}$	$3^2\text{D}_{5/2} - 4^2\text{P}_{3/2}$
τ_{nat}/s	$94.3 \cdot 10^{-9}$	$101 \cdot 10^{-9}$
λ_l/nm	866.214	854.209

Auffallend sind die langen Lebensdauern des $3^2\text{D}_{5/2}$ und des $3^2\text{D}_{3/2}$ Niveaus. Sie sind eine Folge der Tatsache, dass die zugehörigen Übergänge zum $4^2\text{S}_{1/2}$ Grundzustand dipolverboten sind. Diese Tatsache wird beim sogenannten electron shelving, dem verwendeten Zustandsdetektionsverfahren, ausgenutzt (siehe Kapitel 2.2.3). Der Übergang $4^2\text{S}_{1/2}$ nach $4^2\text{P}_{1/2}$ wird zum Dopplerkühlen der Ionen verwendet (siehe Kapitel 2.4.1). Das Qubit wird in den Zeemanunterszuständen des $4^2\text{P}_{1/2}$ kodiert. Ihre Lebensdauern sind praktisch unendlich,

Abbildung 2.2: Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$

und der Übergang wird mittels eines Ramanprozesses getrieben (siehe Kapitel 2.4.2).

2.2 Das $^{40}\text{Ca}^+$ - Ion als Qubit

Für Anwendungen in der Quanteninformation ist es nun erforderlich, im oben dargelegten Termschema ein Zwei-Niveau System, d.h. ein Qubit zu identifizieren. Im Fall von $^{40}\text{Ca}^+$ gibt es dafür prinzipiell zwei Möglichkeiten.

2.2.1 Das optische Qubit

Im obigen Termschema sticht sofort die lange Lebensdauer des $3^2\text{D}_{5/2}$ -Zustands von 1,045 s ins Auge. Er kann als metastabiler Zustand betrachtet werden, da typische Operationen am inneren Zustand des Ions auf einer um Größenordnungen schnelleren Zeitskala ablaufen. Man kann dann den $4^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand mit $|0\rangle$ und den $3^2\text{D}_{5/2}$ -Zustand mit $|1\rangle$ identifizieren. Kohärente Dynamik zwischen diesen beiden wird in diesem Fall über den Quadrupolübergang bei 729 nm getrieben. Das Auslesen des Zustands kann über die Fluoreszenz des $4^2\text{S}_{1/2} - 4^2\text{P}_{1/2}$ -Übergangs geschehen, da das Ion dunkel bleibt, wenn es sich im $3^2\text{D}_{5/2}$ -Niveau befindet (siehe Kapitel 2.2.3).

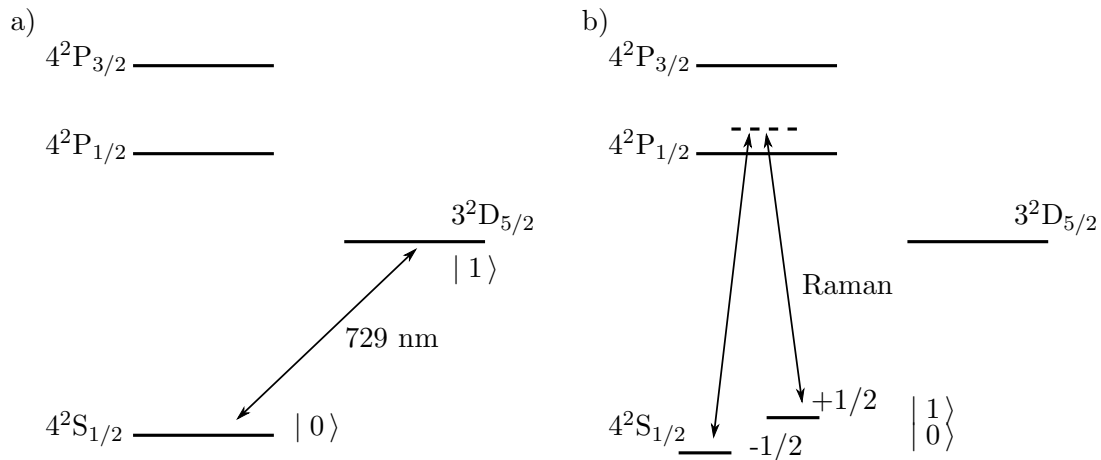


Abbildung 2.3: a) optisches Qubit, encodiert in die Zustände $4^2S_{1/2}$ und $3^2D_{5/2}$; b) Spin-Qubit, encodiert in die Zeeman-Unterszustände $4^2S_{1/2}$, $m_j = \pm 1/2$;

Die größte experimentelle Herausforderung dabei ist die erforderliche sehr schmale Linienbreite dieses Lasers, um den entsprechenden Übergang effizient treiben zu können.

2.2.2 Das Spin-Qubit

Eine zweite Möglichkeit für die Qubitimplementierung bieten die Zeeman-Unterszustände des $4^2S_{1/2}$ -Niveaus mit ihren praktisch unendlichen Lebensdauern. Die Dynamik zwischen diesen Zuständen kann durch einen Raman-Übergang getrieben werden. Entscheidende Vorteile gegenüber dem optischen Qubit bietet die Tatsache, dass hierzu zwei Strahlen verwendet werden. Über Ihre Ausrichtung zueinander lässt sich so der Impulsübertrag in Richtung und Stärke wählen. Dies wird in Kapitel 2.4.2 noch etwas genauer betrachtet. Da beide Teilstrahlen von der selben Laserquelle abgeleitet werden können, so ist ein gute Phasenkohärenz zwischen beiden Strahlen automatisch gegeben, ein absoluter Frequenzdrift ist hingegen kaum relevant (siehe Kapitel 2.4.2). Experimente und Resultate an diesem Qubit werden in Kapitel 5 behandelt.

2.2.3 Zustandsdetektion durch Fluoreszenz

Um den Zustand eines Ions zu detektieren, wird das Fluoreszenzverhalten von einem der beiden zu detektierenden Zustände benutzt. Im Fall des $^{40}\text{Ca}^+$ ist

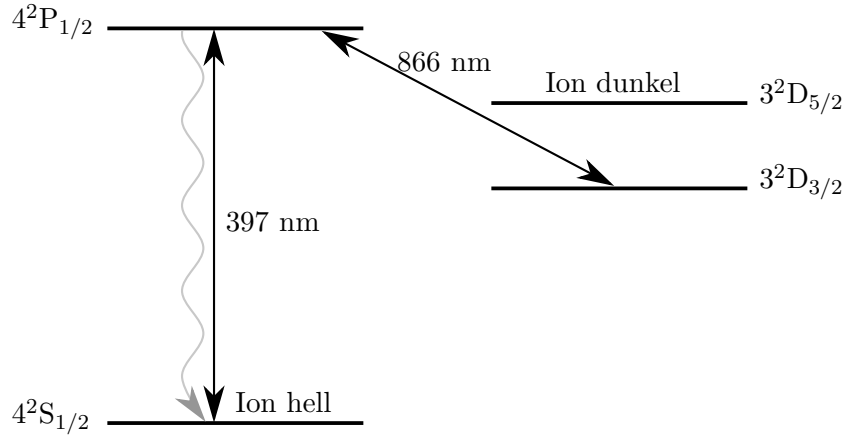


Abbildung 2.4: Relevante Niveaus und Übergänge zur fluoreszenzbasierten Zustandsdiskriminierung

dies der $4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$ -Übergang, welcher eine große natürlichen Linienbreite $\Gamma_{SP} = 21$ MHz besitzt. Die resultierende Fluoreszenzrate wird mit Hilfe eines Objektivs und einer Photoelektronenvervielfacherröhre (PMT) gemessen.

Befindet sich das Ion in $4^2S_{1/2}$, so detektiert die PMT viele Photonen. Ist das Ion im Zustand $3^2D_{5/2}$ angeregt, so bleibt es aufgrund der wesentlich geringeren Linienbreite $\Gamma_{SD} = 0.134$ Hz dunkel, und die Detektionsrate der PMT bricht ein, geht jedoch aufgrund von Streulicht niemals genau auf 0. Nimmt man über einen bestimmten Zeitraum τ die Streuraten jeweils des dunklen, sowie des hellen Ions auf, erhält man ein Histogramm der Form wie in Abb. 2.5.

Um die beiden Mittelwerte \bar{s} und \bar{n} findet man jeweils eine Gaußverteilung. Für die Unterscheidung des Zustandes benötigt man nun einen Schwellenwert σ . Liegt nach der Einstrahlzeit τ die Anzahl der von der PMT detektierten Ereignissen unter diesem Schwellenwert, so war das Ion dunkel, befindet sich nach der Messung also im $3^2D_{5/2}$ Zustand. Liegt sie darüber, hat das Ion fluoresziert, was bedeutet, dass es in den Grundzustand $4^2S_{1/2}$ projiziert wurde. Superpositionszustände lassen sich durch viele wiederholte Messungen an identisch präparierten Systemen statistisch ermitteln. Die Schwelle wird üblicherweise auf den Wert gesetzt, für welchen die Wahrscheinlichkeiten, dass das Ion dunkel oder hell war, gleich sind. Er liegt bei

$$\sigma = \sqrt{\bar{n}\bar{s}} \quad (2.1)$$

In diesem Modell lässt sich der Fehler durch die Wahl einer langen Zeit für τ beliebig minimieren. Für eine detailliertere Betrachtung sei auf [39] verwiesen. Diese Methode funktioniert so nur mit dem optischen Qubit, die beiden

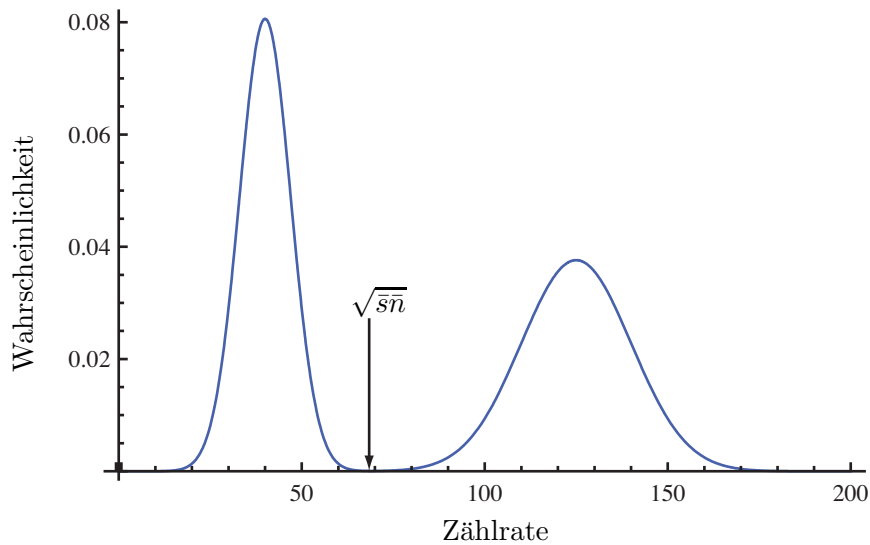


Abbildung 2.5: Einhüllende eines Fluoreszenzhistogramms zur Zustandsdiskriminierung

Spinzustände lassen sich auf diese Weise zunächst nicht unterscheiden. Um dies trotzdem möglich zu machen, bedient man sich der Technik des sogenannten electron shelving. Dabei wird vor der Detektion ein Puls bei 729 nm eingestrahlt, welcher spinspezifisch einen der beiden Zeeman-Unterszustände in den $3^2D_{5/2}$ anregt. Hinterher wird die Fluoreszenzdetektion wie oben beschrieben durchgeführt. Aufgrund der langen Lebensdauer des $3^2D_{5/2}$ -Zustands wird ausschließlich dann ein helles Ion detektiert, wenn sich das Ion im anderen der beiden Spinzustände befand.

2.3 Das Prinzip der linearen Paulfalle

In einer Paulfalle könne elektrisch geladene Teilchen über einen längeren Zeitraum örtlich fixiert werden. Dies ist auch mit einzelnen Ionen möglich, wenn sich die Paulfalle im Ultrahochvakuum befindet. Sie ermöglicht es dadurch, ionisierte Atome hervorragend von ungewollten äußeren Einflüssen zu isolieren, und dann gezielt induzierte Wechselwirkungen zu untersuchen. In den letzten Jahren hat sich dies zu einer Standardmethode der Laserspektroskopie entwickelt, mit deren Hilfe viele spektakuläre Resultate vor allem in den Bereichen der experimentellen Überprüfung fundamentaler Quanteneffekte sowie der Quanteninformationsverarbeitung erzielt werden konnten, unter anderem [41], [31] [38], [1]

, [34]. Einen umfassenden Überblick über die grundlegenden Techniken finden man zum Beispiel in [30].

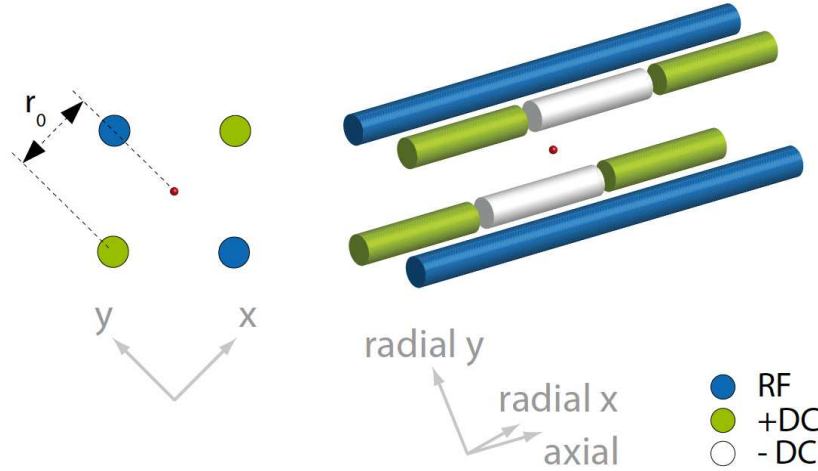


Abbildung 2.6: Schema einer linearen Paulfalle [51]

Wollte man ein elektrisch geladenes Teilchen in einem harmonischen Coulombpotential fangen, so müsste dieses Potential ϕ folgende Form aufweisen:

$$\Phi(x, y, z) \sim \alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2 \quad (2.2)$$

Die α_i müssten positiv sein. Aufgrund der Laplacegleichung $\Delta\Phi = 0$ ist dies jedoch nicht möglich. Die Lösung dieses Problems besteht darin, das Potential Φ zeitabhängig zu wählen, so dass zu jedem Zeitpunkt ein α_i negativ ist und somit die Laplacegleichung nicht verletzt wird, das Teilchen jedoch aufgrund seiner Trägheit effektiv einen Einschluss erfährt. Ein solches Potential $\Phi(x, y, z, t)$ lautet dann:

$$\Phi(x, y, z, t) = U \frac{1}{2r_0^2} (\alpha_x (x - x')^2 + \alpha_y (y - y')^2 + \alpha_z (z - z')^2) \quad (2.3)$$

$$+ V_0 \cos(\omega t) \frac{1}{2r_0^2} (\tilde{\alpha}_x x^2 + \tilde{\alpha}_y y^2 + \tilde{\alpha}_z z^2) \quad (2.4)$$

Die zeitlich konstante Spannung U wird mit der veränderlichen Spannung $V_0 \cos(\omega t)$ überlagert, deren Minima im Allgemeinen um einen Vektor (x', y', z') verschoben sind. r_0 beschreibt den Abstand zwischen Fallenmittelpunkt und entsprechender Elektrode. Zur Erfüllung der Laplacegleichung gilt nun bei einer linearen Paulfalle:

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

Dies bedeutet, dass der axiale Einschluss durch eine Gleichspannung in z-Richtung erzeugt wird. In der radialen Ebene sorgt in diesem Fall die zeitabhängige Spannung für abwechselnden Einschluss in x- und y-Richtung. Wählt man nun den axialen Einschluss deutlich schwächer als der radialen, so kann so kann wegen $\tilde{\alpha}_z \ll 1$ $\tilde{\alpha}_z$ vernachlässigt werden. Es gilt dann:

$$\tilde{\alpha}_x = -\tilde{\alpha}_y \quad (2.6)$$

2.3.1 Radialer Einschluss

Die Bewegungsgleichungen für ein Teilchen der Masse m und der Ladung Q erhält man mit $\mathbf{F} = -Q\nabla\Phi$. In radialer Richtung sind dies die folgenden Mathieuschen Differentialgleichungen.

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\tau)]x = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + [a_y - 2q_y \cos(2\tau)]y = 0 \quad (2.8)$$

Dabei wurden die folgenden Abkürzungen verwendet.

$$\tau = \frac{\omega t}{2} \quad a_i = \frac{4QU\alpha_i}{m\omega^2 r_0^2} \quad q_i = \frac{2QV\tilde{\alpha}_i}{m\omega^2 r_0^2} \quad (2.9)$$

Abhängig von den a_i und q_i gibt es zwei Klassen von Lösungen für diese Teilchen. Ist die Lösung instabil, führt die Trajektorie des Teilchens aus der Falle heraus, ist sie stabil, verbleibt das Teilchen in einem eng begrenzten Volumen um das Fallenzentrum. In dem Stabilitätsdiagramm in Abb. (2.7) kann man erkennen, wie man die Fallenparameter wählen muss, damit ein stabiler Einschluss zustande kommt.

Ist die Bedingung ($|a_x|, q_x^2 \ll 1$), kann man man für (2.7) folgende Näherungslösung angeben [39]:

$$x(t) \approx A \cos\left(\beta_x \frac{\omega}{2} t\right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega t)\right] \quad (2.10)$$

Hierbei wird A durch die Anfangsbedingungen des Problems definiert und $\beta_x = \sqrt{q_x^2/2 + a_x}$. Man kann also die Bewegung des Teilchens durch zwei überlagerte Schwingungen beschreiben, eine Langsame mit der Frequenz $\omega_x = \beta_x \omega/2$, welche Säkularbewegung genannt wird, sowie eine Höherfrequente mit ω , die sogenannte Mikrobewegung. Liegt der Mittelpunkt der Säkularbewegung nicht auf dem Radiofrequenzknoten, so wächst die Amplitude der Mikrobewegung. Dem kann folgendermaßen entgegengewirkt werden.

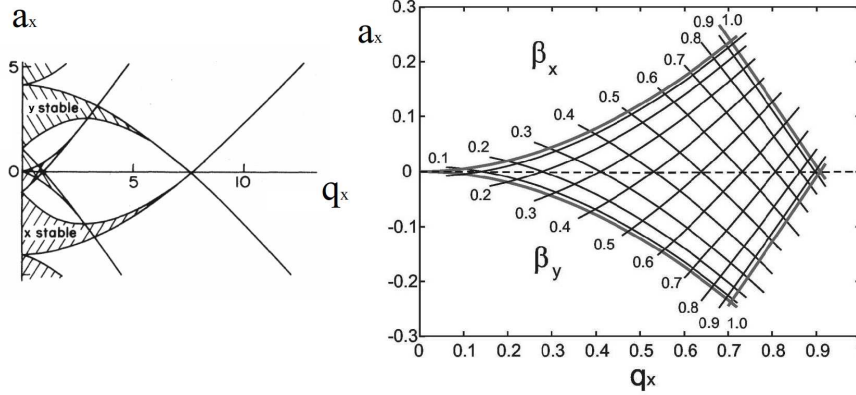


Abbildung 2.7: Stabilitätsdiagramm einer linearen Paulfalle [15]; (links) Stabilitätsdiagramm für x- und y- Richtung; (rechts) Vergrößerung des ersten Bereiches, in dem sich beide stabile Bereiche überschneiden;

Man kann das Zentrum der Bewegung mit zusätzlichen offset-DC-Spannungen, sogenannten Kompensationsspannungen an den DC sowie an den RF - Elektroden in den RF - Knoten schieben. Vernachlässigt man die dann schwache Mikrobewegung, und betrachtet alleine die Säkularbewegung, dann nennt man den Ausdruck

$$\Psi(x, y) = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) \quad (2.11)$$

das radiale Pseudopotential der Falle. Sie ist eine wichtige charakteristische Kenngröße. Für numerische Simulationen ist häufig ein weiterer Ausdruck für $\Psi(x, y)$ gebräuchlich [8]:

$$\Psi(x, y) = \frac{Q^2}{4m\omega^2} \mathbf{E}^2(x, y) \quad (2.12)$$

Die Vorfaktoren im Bruch sind alles bekannte Konstanten, das Betragsquadrat des Feldes \mathbf{E}^2 lässt sich bei bekannter Elektrodenstruktur und -spannung numerisch berechnen.

2.3.2 Axialer Einschluss

Der axiale Einschluss des Teilchens in der linearen Paulfalle wird durch das DC-Potential in z-Richtung erzeugt. Es ist in guter Näherung im Zentrum der Falle harmonisch mit der Frequenz [45].

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2\kappa QU_z}{mz_0^2}} \quad (2.13)$$

Hierbei ist U_z die Spannung, welche an den äußeren DC-Elektroden anliegt. Der Faktor κ hängt von der genauen Geometrie der Falle ab und beschreibt den Durchgriff dieser Spannung am Ort des Fallenzentrums z_0 .

Die axiale Frequenz ω_z reduziert wiederum die radialen Fallenfrequenzen auf einen neuen Werte ω'_i .

$$\omega'_i = \sqrt{\omega_i - \frac{\omega_z}{2}} \quad (2.14)$$

In einer linearen Paulfalle ist im allgemeinen $\omega_z \ll \omega_i$, weshalb $\omega_i \approx \omega'_i$. Dies ist in komplizierteren Fallenstrukturen nicht mehr unbedingt der Fall.

2.4 Licht - Ion Wechselwirkung

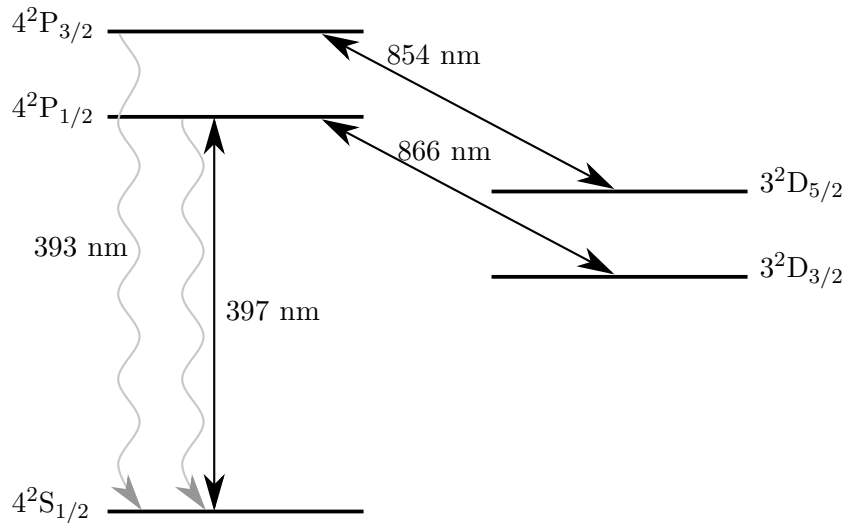
Nach dem Ionisierungsprozess des neutralen Kalziums müssen die Ionen zuerst gekühlt werden, damit sie in der Falle gefangen werden können.

Die ersten Ideen, Atome mit Lasern zu kühlen finden sich in [22] und [48]. Erste experimentelle Umsetzungen waren unter anderem [4], [37] und [13]. Seitdem haben sich Kühlverfahren mit Lasern zu einem Standard entwickelt, der in vielen Laboren eingesetzt wird, um Atome für quantenoptische Experimente zu kontrollieren. Eine ausführliche theoretische Abhandlung ist in [46] zu finden.

Das im Folgenden betrachtete einzelne Ion stellt nun ein quantenmechanisches Teilchen dar, welches sehr gut von seiner Umgebung isoliert ist. Dies macht es möglich, gezielt die Wechselwirkung zwischen Ion einem, Laserfeld und dem Fallenpotential zu untersuchen.

2.4.1 Dopplerkühlen

Damit das Ion im Fallenzentrum gefangen werden kann, ist es notwendig seine kinetische Energie zu reduzieren, also es zu kühlen. Dies wird üblicherweise mit dem Dopplerkühlungsverfahren bewerkstelligt.

Abbildung 2.8: Relevante Niveaus für die Dopplerkühlung von $^{40}\text{Ca}^+$

Hierfür wird beim Kalziumion der $4^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2}$ -Übergang verwendet. Er hat mit seiner natürlichen Linienbreite $\Gamma/2\pi$ eine hohe Streurrate, und ist deshalb gut für dieses Verfahren geeignet. Es besteht darin, das Ion mit einem zu diesem Übergang rot verstimmten Laser zu beleuchten. Der Übergang wird von diesem Laserfeld nur dann getrieben, wenn sich dessen Frequenz aufgrund der Dopplerverschiebung im Inertialsystem des Ions zur Resonanz hin verschiebt, das heißt, wenn sich das Ion in Richtung des \mathbf{k} -Vektors bewegt. Die absorbierten Photonen haben je eine Energie von E_a . Die in den gesamten Raumwinkel emittierten Photonen haben immer die Energie E_e . Die Differenz $E_e - E_a$ stellt das Ion über seine kinetische Energie bereit, welche sich dadurch verringert. Wichtig hierbei ist, dass der \mathbf{k} -Vektor des Lasers in allen relevanten Achsen der Bewegung Komponenten besitzt, in diesem Fall in Richtung der axialen und radialen Bewegungsmoden der Falle. Um das sicherzustellen wird der Doppl laser unter einem Winkel von 45° zur Fallenachse eingestrahlt.

Das Limit dieses Kühlprozesses ist im wesentlichen durch die Rückstoßenergie eines emittierten Photons gegeben. Geht man vereinfachend von einem Zwei-Niveau System aus, beträgt diese [46] :

$$k_B T_{min} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (2.15)$$

Diese Beziehung stimmt jedoch nur für ein reines Zweiniveausystem, welches in der Realität in $^{40}\text{Ca}^+$ nicht vorliegt. Insbesondere existieren vom $4^2S_{3/2}$ Zustand noch zwei weitere, schwächere Zerfallskanäle in den $3^2D_{5/2}$ und den $3^2D_{3/2}$

$^2D_{3/2}$ Zustand. Um diese zu quenchen, werden zwei Rückpumplaser bei 854 nm und 866 nm eingestrahlt.

2.4.2 Zustandsmanipulation durch Laserfelder

Das im Folgenden betrachtete Modell besteht aus einem Zwei-Niveau Atom, das sich im harmonischen Potential der Falle bewegt und mit einem klassischen Lichtfeld wechselwirkt. Dieses Modell lehnt sich in weiten Teilen an dem in der Quantenoptik häufig benutzten Jaynes-Cummings-Modell an, welches in Kapitel (2.4.3) genauer behandelt wird.

Der entsprechende Hamiltonoperator lautet:

$$\hat{H} = \hat{H}_{atom} + \hat{H}_{kin} + \hat{H}_{int} \quad (2.16)$$

Der erste Term \hat{H}_{atom} koppelt den Grundzustand $|g\rangle$ und den angeregten Zustand $|e\rangle$ des Zweiniveausystems mit der Frequenz ω_a . Dies geschieht mittels des Pauli - Spinoperators $\hat{\sigma}_z = |g\rangle\langle g| - |e\rangle\langle e|$.

Der zweite Term beschreibt die Bewegung des Ions der Masse m im harmonischen Fallenpotential mit der Frequenz ω_z .

$$\hat{H}_{kin} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}\omega_z\hat{z}^2 \quad (2.17)$$

Der Impuls- und der Ortsoperator \hat{p} und \hat{z} lassen sich mit den Erzeugern und Vernichtern \hat{a}^\dagger und \hat{a} ausdrücken:

$$\hat{z} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}}(\hat{a}^\dagger + \hat{a}) \quad \hat{p} = i\sqrt{\frac{\hbar m\omega_z}{2}}(\hat{a}^\dagger - \hat{a}) \quad (2.18)$$

Die beiden Operatoren \hat{a} und \hat{a}^\dagger gehorchen der Vertauschungsrelation für Bosonen, $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$.

\hat{H}_{kin} lässt sich damit schreiben als

$$\hat{H}_{kin} = \hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.19)$$

Mit Hilfe des Anzahloperators $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ zeigt sich, dass die Fockzustände $|n\rangle$ Eigenzustände von \hat{H}_{kin} sind, d.h.

$$\hat{H}_{kin} |n\rangle = \hbar\omega(n + 1/2) |n\rangle \quad (2.20)$$

n ist die Anzahl der Phononen im System. Der dritte Term \hat{H}_{int} beschreibt die Kopplung des Bewegungszustandes des Ions an seinen internen elektronischen Zustand. Sie wird durch ein als klassisch angenommenes Laserfeld der Frequenz ω_l vermittelt. Sie lautet [30]:

$$\hat{H}_{int} = \frac{\hbar}{2}\Omega_0(\sigma^+ + \sigma^-) \times [e^{-i(k\hat{z}-\omega_l t)} + e^{i(k\hat{z}-\omega_l t)}] \quad (2.21)$$

σ^+ und σ^- sind die Spinflipoperatoren, \mathbf{k} bezeichnet den Wellenvektor des Laserfeldes. Ω_0 ist die sogenannte resonante Rabi-Frequenz. Sie ist definiert als

$$\Omega_0 = \frac{2e}{\hbar} \langle g | \mathbf{E}\hat{\mathbf{r}} | e \rangle \quad (2.22)$$

Es ist nun vorteilhaft, \hat{H}_{int} ins Wechselwirkungsbild zu transformieren. Man erhält dann

$$\hat{H}_{int}^I = \frac{\hbar}{2}\Omega_0(\sigma^+ e^{i\omega t} + \sigma^- e^{-i\omega t}) \times \left[e^{\frac{i}{\hbar}\hat{H}_{atom}t} [e^{-i(k\hat{z}-\omega_l t)} + e^{i(k\hat{z}-\omega_l t)}] e^{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_{atom}t} \right] \quad (2.23)$$

Beim Ausmultiplizieren dieses Ausdrucks werden nun alle Terme, die im Exponenten die Summe $(\omega + \omega_l)$ enthalten im Rahmen der sog. rotating wave approximation vernachlässigt. Die Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Näherung ist $\omega \approx \omega_l$, das heißt, das die Laserfrequenz ist nahe der Resonanz. Der entstehende Ausdruck lautet dann:

$$\hat{H}_{int}^I = \frac{\hbar}{2}\Omega_0(e^{i\eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a})}\sigma_+ e^{-i\delta t} + e^{-i\eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a})}\sigma_- e^{i\delta t}) \quad (2.24)$$

δ bezeichnet hier die Verstimmung $\omega_l - \omega$, η ist der sog. Lamb-Dicke-Parameter. Er lautet:

$$\eta = k \cos \theta \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} \quad (2.25)$$

θ ist der Winkel zwischen Fallachse und k -Vektor des Lasers.

\hat{H}_{int}^I kann weiter vereinfacht werden, falls $\eta\sqrt{\langle (\hat{a}^\dagger + \hat{a})^2 \rangle} \ll 1$ gilt. Dies ist das sog. Lamb-Dicke-Regime, in welchem die Ausdehnung der Wellenfunktion sehr viel kleiner ist als der Kehrwert des Wellenvektors k . Man kann in diesem Fall die Exponentialfunktionen in (2.24) in 1. Ordnung entwickeln:

$$e^{i\eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a})} \approx 1 + i\eta(\hat{a}^\dagger + \hat{a}) \quad (2.26)$$

Wählt man nun die Verstimmung $\delta = 0$, so reduziert sich \hat{H}_{int}^I weiter zu

$$\hat{H}_{int}^I = \frac{\hbar}{2}\Omega_0(\sigma_+ + \sigma_-) \quad (2.27)$$

Dies entspricht einer Kopplung der beiden internen Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ mit der Rabi-Frequenz Ω_0 , der Bewegungszustand $|n\rangle$ ändert sich nicht. Einen solchen resonanten Übergang bezeichnet man als Trägerübergang.

Verstimmt man nun den Laser um den Frequenzbetrag $\delta = -\omega$, so ergibt sich \hat{H}_{int}^I zu

$$\hat{H}_{int,rsb}^I = \frac{\hbar}{2}\eta\Omega_0(\hat{a}\hat{\sigma}_+ - \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_-) \quad (2.28)$$

Es werden nun die Zustände $|g,n\rangle$ und $|e,n-1\rangle$, gekoppelt. Es ist auf diese Weise also möglich, den internen und den externen Zustand des Ions zu verschränken. Die Rabi-Frequenz, mit der dies geschieht, lautet:

$$\Omega_{n,n-1} = \eta\sqrt{n}\Omega_0 \quad (2.29)$$

Da der Laser in diesem Fall zur Resonanz rotverstimmt ist, nennt man diesen Übergang den roten Seitenbandübergang.

Der Übergang auf dem blauen Seitenband funktioniert analog. Man verstimmt den Laser um $\delta = +\omega$. \hat{H}_{int}^I lautet dann:

$$\hat{H}_{int,bsb}^I = \frac{\hbar}{2}\eta\Omega_0(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_+ - \hat{a}\hat{\sigma}_-) \quad (2.30)$$

Quadrupolübergänge

Da der $4^2S_{1/2} - 3^2D_{5/2}$ Übergang dipolverboten ist, ist hier das Treiben eines Quadrupolübergangs nötig. Alle oben ausgeführten theoretischen Betrachtungen setzen zwar einen Dipolübergang voraus, sind prinzipiell jedoch auch für Quadrupolübergänge gültig. Die einzige notwendige Änderung betrifft (2.22). Die Kopplungskonstante für Dipolübergänge $\Omega_0 = \frac{2e}{\hbar}\langle g | \mathbf{E}\hat{\mathbf{r}} | e \rangle$ muss durch diejenige für Quadrupolübergänge $\Omega_0 = \frac{ek}{\hbar}\langle g | r(\mathbf{E}\hat{\mathbf{r}}) | e \rangle$ ersetzt werden. Die Kopplung der beiden Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ ist in diesem Fall zwar um ca. den Faktor 10^3 schwächer, alle obigen Resultate gelten jedoch analog.

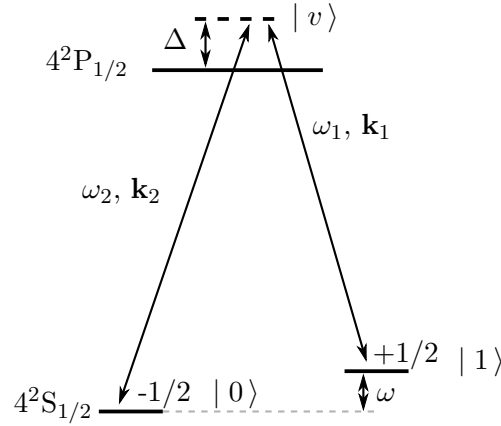


Abbildung 2.9: Schema eines Raman-Übergangs. Über das virtuelle Niveau $|v\rangle$ werden die beiden Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ mit zwei Lasern der Frequenz ω_1 und ω_2 gekoppelt.

Raman-Übergänge

Um die beiden Raman-Unterstände des $4^2S_{1/2}$ zu koppeln, wird ein sogenannter Raman-Übergang benutzt. Die Skizze eines solchen Übergangs ist in Abb. 2.9 zu sehen. Zwei Laserfelder mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 sowie den k-Vektoren \mathbf{k}_1 und \mathbf{k}_2 koppeln jeweils einen der beiden Zeeman-Unterstände an ein virtuelle Niveau, welches um die Ramanverstimmung Δ vom $4^2P_{1/2}$ -Zustand entfernt ist. Die Verstimmung $\omega = \omega_2 - \omega_1$ entspricht genau der Zeemanaufspaltung der beiden Spinzustände des $4^2S_{1/2}$. Durch adiabatische Eliminierung kann man dieses Drei-Niveau System in ein effektives Zwei-Niveau System überführen [49].

In diesem Fall ist die obige Theorie der Laser-Ion Wechselwirkung wieder uneingeschränkt gültig, wobei nun wiederum wie bei der Betrachtung des Quadrupolübergangs die Kopplungskonstante Ω_0 angepasst werden muss. Sie lautet [30]:

$$\Omega_0 = -2 \frac{|\Omega_{1v}\Omega_{2v}|}{\Delta} e^{i\Delta\phi} \quad (2.31)$$

Ω_{1v} und Ω_{2v} sind die jeweiligen Dipol-Kopplungskonstanten der Zeeman-Unterstände zum $4^2P_{1/2}$ -Niveau. Die Phasendifferenz der beiden Strahlen ist $\Delta\phi$. Übergänge dieser Art bieten zwei wesentliche Vorteile. Der effektive k-Vektor, und damit auch der Lamb-Dicke Parameter lässt sich durch die Einstrahlrichtungen der beiden Ramanstrahlen einstellen. Außerdem spielt bei einer Verstimmung Δ im GHz-Bereich die Linienbreite des Lasers von wenigen Mhz keine entscheidende Rolle.

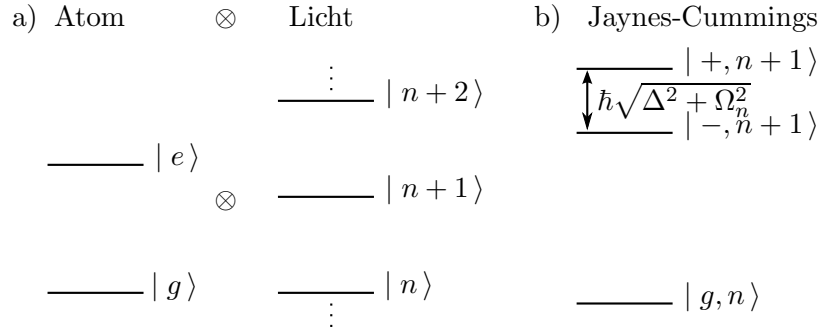


Abbildung 2.10: Vergleich der Energieschemata ohne Wechselwirkung (a) mit Jaynes-Cummings Modell (b)

2.4.3 Cavity QED mit einzelnen Ionen

Betrachtet man nun ein einzelnes Ion, das mit einer Stehwellenmode eines optischen Resonators wechselwirkt, so erkennt man, dass die theoretische Beschreibung derjenigen aus dem vorigen Abschnitt sehr ähnlich ist. Das zugrunde liegende Modell stammt aus [24], modernere Darstellungen finden sich zum Beispiel in [18], [40]. In diesem Modell wird der interne Zustand des Ions mit einem externen Feld gekoppelt, nur dass dieses Feld in diesem Fall das Lichtfeld des Resonators ist, und nicht der Bewegungszustand des Ions. Außerdem bleibt im Folgenden die Energie des Systems erhalten, da es als abgeschlossen betrachtet wird. Bei der Wechselwirkung des Ions mit einem Laserfeld hingegen kann das System Energie mit seiner Umgebung austauschen. Trotz dieser Unterschiede verläuft die quantitative Betrachtung in weiten Teilen analog zu der aus Kapitel (2.4.2) .

Der Hamiltonoperator eines Zwei-Niveau Atoms das mit einer Stehwellenmode des elektromagnetischen Feldes wechselwirkt, lautet:

$$\hat{H} = \hat{H}_{atom} + \hat{H}_{mode} + \hat{H}_{int} \quad (2.32)$$

Der erste Term \hat{H}_{atom} koppelt den Grundzustand $|g\rangle$ und den angeregten Zustand $|e\rangle$ des Atoms mit der Frequenz ω_a . Er entspricht genau dem Anteil \hat{H}_{atom} aus (2.16).

Im zweiten Term \hat{H}_{mode} findet sich die Anzahl n der elementaren Anregungen im Lichtfeld mit der Frequenz ω_m . Sie ist gegeben durch die Hintereinandernanwendung des Vernichters \hat{b}^\dagger und der Erzeugers \hat{b} auf den Fock-Zustand $|n\rangle$.

Ebenso wie die Operatoren \hat{a} und \hat{a}^\dagger gehorchen sie der bosonischen Vertauschungsrelation $[\hat{b}, \hat{b}^\dagger] = 1$.

Der dritte Term \hat{H}_{int} beschreibt die Kopplung zwischen Mode und Atom in Dipolnäherung und besteht aus dem Dipol- und dem Feldoperator. $\hat{\sigma}^+$ und $\hat{\sigma}^-$ bezeichnen die Spinflip - Operatoren. Der Ausdruck entspricht (2.21), jedoch wird das elektrische Feld $\hat{\mathbf{E}}$ an dieser Stelle quantisiert betrachtet.

$$\hat{H}_{int} = -e\hat{\mathbf{r}}\hat{\mathbf{E}} = \hbar g(\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-)(\hat{b} + \hat{b}^\dagger) \quad (2.33)$$

Beim Ausmultiplizieren des Produktes kommt nun wieder der Drehwellennäherung zum Tragen, weshalb die Terme $\hat{\sigma}^+\hat{b}^\dagger$ und $\hat{\sigma}^-\hat{b}$ vernachlässigt werden. Die übrigen beiden Terme beschreiben eine gleichzeitige atomare Anregung bei Vernichtung eines Photons sowie eine den Zerfall einer atomaren Anregung bei der Erzeugung eines Photons.

Der resultierende Ausdruck ist der sog. Jaynes-Cummings-Hamiltonoperator \hat{H}_{JC} .

$$\hat{H}_{JC} = \frac{1}{2}\hbar\omega_a\hat{\sigma}_z + \hbar\omega_m\hat{b}^\dagger\hat{b} + \hbar g(\hat{\sigma}^+\hat{b} + \hat{\sigma}^-\hat{b}^\dagger) \quad (2.34)$$

Man erkennt im dritten Term dieses Ausdrucks bis auf Vorfaktoren \hat{H}_{int} aus (2.28) wieder.

Der Kopplungsparameter g wird beschrieben durch

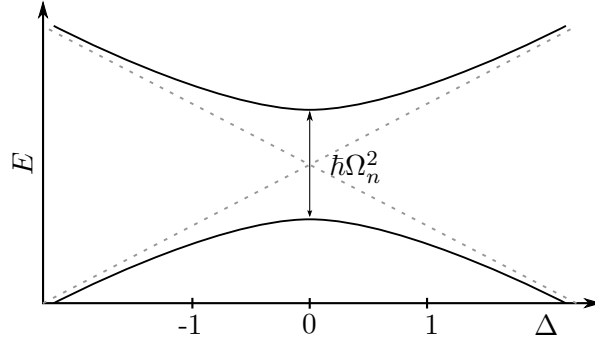
$$g(\rho, z) = f(\rho, z)g_0, \quad \text{wobei} \quad g_0 = -\frac{e}{\hbar}\sqrt{\frac{\hbar\omega_m}{2\epsilon_0 V_m}}\langle g | \hat{\mathbf{r}} | e \rangle \quad (2.35)$$

Er ist Abhängig von der Modenfunktion $f(\rho, z)$, der Frequenz des Feldes ω_m , Modenvolumen V_m , sowie dem Dipolmatrixelement $e\langle g | \hat{\mathbf{r}} | e \rangle$. $f(\rho, z)$ beschreibt die örtliche Intensitätsverteilung der Mode. Im Folgenden sei angenommen, dass sich das Atom in einem Bauch der Mode befindet, was zur Folge hat, dass $f(\rho, z) = 1$.

\hat{H}_{JC} koppelt immer paarweise zwei Zustände einer beliebigen Feldanregung n , nämlich $|e, n\rangle$ und $|g, n+1\rangle$. Deshalb gilt:

$$\hat{H}_{JC} = \sum_n \hat{H}_n \quad (2.36)$$

\hat{H}_n bezeichnet hier den Teil von \hat{H}_{JC} der ausschließlich die beiden Zustände $|e, n\rangle$ und $|g, n+1\rangle$ für ein festes n koppelt.


 Abbildung 2.11: Rabisplittung in Abhängigkeit der Verstimmung Δ

Diagonalisiert man \hat{H}_n und bestimmt die Eigenzustände und Eigenwerte, so ergibt sich, dass sich diese von den Produktzuständen des ungekoppelten Systems, $|g, n+1\rangle$ und $|e, n\rangle$, unterscheiden. Diese Eigenzustände von \hat{H}_n werden dressed states genannt. Sie lauten:

$$|+, n\rangle = \cos(\theta_n/2) |e, n\rangle - \sin(\theta_n/2) |g, n+1\rangle \quad (2.37)$$

$$|-, n\rangle = \sin(\theta_n/2) |e, n\rangle + \cos(\theta_n/2) |g, n+1\rangle \quad (2.38)$$

Der Winkel θ_n wird Mischungswinkel genannt. Er ist definiert als:

$$\tan \theta = \frac{\Omega_n}{\Delta} \quad (2.39)$$

mit den Abkürzungen $\Omega_n = 2g\sqrt{n+1}$ und $\omega_a - \omega_m = \Delta$. Die Energieeigenwerte lauten:

$$E_{\pm, n} = \hbar\omega_m(n+1) \pm \frac{1}{2}\hbar\sqrt{\Delta^2 + \Omega_n^2} \quad (2.40)$$

2.4.4 Starke Kopplung und Kooperativität

Im vorigen Abschnitt wurde die Wechselwirkung zwischen einem Atom und einer einzelnen Mode des elektromagnetischen Feldes betrachtet. Dieses Szenario tritt so in der Realität nicht auf, da ein angeregtes Atom nicht ausschließlich mit einer einzelnen Mode, sondern vielmehr mit dem Modenkontinuum des Vakuums wechselwirkt. Entsprechend seiner natürlichen Linienbreite γ gibt es diese Anregung inkohärent an eine Mode des Vakuums ab, anstatt kohärent mit einer bestimmten Mode zu wechselwirken.

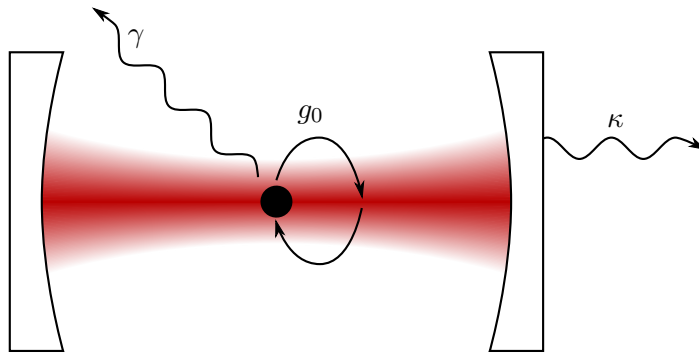


Abbildung 2.12: Kopplung und Verluste eines Atoms und einer Resonatormode

Die Kopplung zwischen einer einzelnen Mode und einem Atom kann jedoch erhöht werden, indem man dieses in einem optischen Resonator platziert. Gilt nun für den Kopplungsparameter g_0 , die Verlustrate des Resonators κ und die natürliche Linienbreite des Atomübergangs γ

$$g_0 > \kappa, \gamma \quad (2.41)$$

so spricht man von starker Kopplung. In diesem Fall findet die kohärente Kopplung zwischen Atom und Feldmode auf einer schnelleren Zeitskala statt als alle inkohärent dissipativen Prozesse.

Eine weitere bedeutsame Größe ist die kritische Atomzahl N_0 .

$$N_0 = \frac{2\kappa\gamma}{g_0^2} \quad (2.42)$$

Sie beschreibt, wieviele Atome sich in einer Feldmode befinden müssen, damit die kohärente Kopplung überwiegt. Der Kehrwert $C_0 = 1/N_0$ wird Kooperativität genannt.

Anforderungen an optische Resonatoren

Aufgrund obiger Überlegungen sollte ein optischer Resonator, der starke Kopplung sowie eine hohe Kooperativität C_0 erlaubt, eine möglichst geringe Verlustrate κ aufweisen. Desweiteren sollte er einen hohen Kopplungsparameter g_0 erlauben. Wie in später in 2.60 gezeigt, lautet die Verlustrate κ für einen Resonator

$$\kappa = \frac{\pi c}{2\mathcal{F}d} \quad (2.43)$$

Für ein kleines κ sind also eine große Finesse \mathcal{F} sowie ein großer Resonatorabstand d wünschenswert. Der Ausdruck für g_0 ist [6].

$$g_0 = \sqrt{\frac{3\lambda c\gamma}{\pi^2 w_0^2 d}} = \sqrt{\frac{6\lambda c\gamma}{\pi d \sqrt{2dr - d^2}}} \quad (2.44)$$

Hier wurde für die Strahltaile w_0 der Ausdruck eingesetzt, der sich für eine konfokale Resonatoranordnung ergibt. Ist der Resonator nicht konfokal angeordnet, so wird der Ausdruck für w_0 komplizierter [29]:

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{d(r_1 - d)(r_2 - d)(r_1 + r_2 - d)}{(r_1 + r_2 - 2d)^2} \quad (2.45)$$

r_1 und r_2 bezeichnen die nun im allgemeinen verschiedenen Krümmungsradien der beiden Spiegel. Für einen großen Kopplungsparameter g_0 ist also ein möglichst kleiner Resonatorabstand d erforderlich, was obiger Forderung nach einer möglichst kleinen Verlustrate κ zuwiderläuft. In beide Ausdrücke geht der Abstand d in erster Ordnung linear in den Nenner ein. Dies hat zu Folge, dass für das Erreichen starker Kopplung d keine wesentliche Rolle spielt.

Anders stellt sich die Situation für Kooperativität C_0 dar. Ausgedrückt durch die Resonatorparameter lautet sie

$$C_0 = \frac{g_0^2}{2\kappa\gamma} = \frac{6\lambda\mathcal{F}}{\pi^2 \sqrt{2dr - d^2}} \quad (2.46)$$

Man erkennt hier, dass ein kleiner Abstand d immer eine größere Kooperativität C_0 bedingt. Ebenso ist eine kleiner Spiegelradius r vorteilhaft.

Als Fazit lässt sich feststellen, dass für das Erreichen hoher Kooperativität außer einer hohen Finesse \mathcal{F} auch eine kleine Resonatorlänge d , sowie ein kleiner Krümmungsradius der Spiegel r von Vorteil sind.

2.5 Optische Resonatoren

Um eine bestimmte Mode des elektromagnetischen Feldes gegenüber den anderen Moden zu überhöhen, kann man einen Resonator verwenden. Dieser besteht in erster Linie aus einem durch spiegelnde Flächen in mindestens einer Dimension begrenzten Volumen. Im einfachsten Fall besteht ein solcher Resonator aus zwei gegenüber angeordneten Spiegeln. Interessant für Quantenoptische Experimente werden Resonatoren durch ihre modenselektiven Eigenschaften, welche

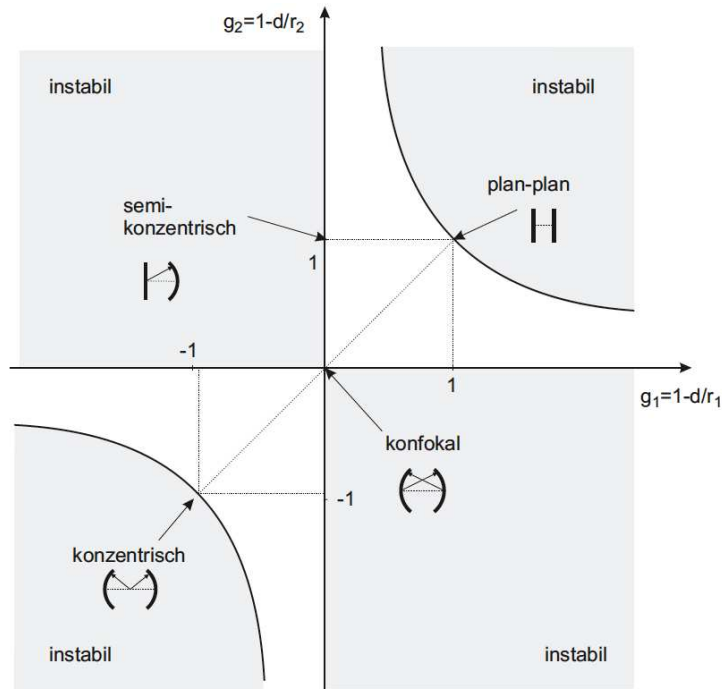


Abbildung 2.13: Stabilitätsdiagramm von optischen Resonatoren in Abhängigkeit der Parameter g_1 und g_2

es ermöglichen, grundlegende Atom - Licht - Wechselwirkungen zu untersuchen. Eine sehr ausführliche Darstellung kann man in [29] finden.

2.5.1 Stabilitätsbedingungen

Um ein über viele Umläufe stationäres Lichtfeld aufbauen zu können, müssen Geometrie und Anordnung der Spiegel bestimmten Bedingungen gehorchen. Auf eine einfache Form gebracht (siehe [29]) muss gelten

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (2.47)$$

mit $g_i = 1 - d/r_i$, wobei r_i den Krümmungsradius des entsprechenden Spiegels und d den Abstand zwischen den Spiegeln bezeichnet. In Abb. (2.13) sind die Bereiche stabiler und instabiler Resonatorgeometrien eingezeichnet.

An die Feldmoden, welche sich in einem Resonator stabil ausbilden bilden können, gelten ebenfalls gewisse Bedingungen [29]. Da man sich im allgemeinen

in erster Linie für die sogenannte fundamentale Gaußmode oder TEM₀₀ Mode interessiert, wird im Folgenden nur diese betrachtet. Ihre Modenfunktion $f(\rho, z)$ lautet:

$$f(\rho, z) = \frac{w_0}{w(z)} e^{-\rho^2/w(z)^2} \cos\left(2\pi\frac{z}{\lambda} + \Phi(\lambda, k, z)\right) \quad (2.48)$$

Dieser Ausdruck folgt aus der Wellengleichung mit den Bedingungen, dass das Feld zeitlich stationär ist und dass die Phasenfronten am Ort der Spiegel deren Krümmungsradius annehmen.

Später ist das Volumen dieser Mode V_m von Belang. Es berechnet sich, in dem man die Feldverteilung der Mode $f(\rho, z)$ quadriert und dann über das Gesamte Volumen des Resonators integriert [18]. w_0 bezeichnet die Strahltaile der Mode, $w(z)$ die Breite abhängig von der axialen Position. ρ ist die radiale Koordinate. Die Exponentialfunktion beschreibt die Feldstärke in radialer Richtung, der Kosinusterm das Stehwellenfeld in axialer Richtung. Die zusätzliche Phase $\Phi(\lambda, k, z)$ ist im Folgenden nicht von Belang, da sich das Quadrat der Kosinusfunktion unter dem Integral zu 1/2 mittelt. Der gesamte Ausdruck lautet:

$$V_m = \int_0^\infty \int_{-d/2}^{d/2} \left(\frac{w_0}{w(z)} e^{-\rho^2/w(z)^2}\right)^2 \cos^2\left(2\pi\frac{z}{\lambda} + \Phi(\lambda, k, z)\right) dx d\rho \quad (2.49)$$

Der Ausdruck $w(z)$ ist gegeben durch:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (2.50)$$

Nach Ausführen der Integration erhält man folgenden, sehr handlichen Ausdruck:

$$V_m = \frac{\pi}{4} w_0^2 d \quad (2.51)$$

2.5.2 Merkmale optischer Resonatoren

Die Qualität eines Resonators für unterschiedliche Zwecke lässt sich anhand einiger Qualitätskriterien bestimmen. Diese werden im Folgenden untersucht.

Wird in einen Resonator Licht mit der Intensität I_0 eingekoppelt, so wird abhängig von verschiedenen Parametern der Anordnung ein Teil I_r reflektiert,

und der andere Teil I_t transmittiert. Dies wird durch die sogenannten Airy-Formeln beschrieben [9]. Man erhält sie, indem man die einzelnen Teile des reflektierten und transmittierten Feldes phasenrichtig aufaddiert.

$$I_r(\phi) = I_0 \frac{F \sin^2(\phi/2)}{1 + F \sin^2(\phi/2)} \quad (2.52)$$

$$I_t(\phi) = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2(\phi/2)} \quad (2.53)$$

Es wurde hierbei die Abkürzung $F = 4R/(1 - R)^2$ verwendet. R bezeichnet das Reflexionsvermögen der Spiegelflächen bezüglich der Intensität, $\varphi = 2\pi \frac{2d}{\lambda}$ ist die Phasendifferenz zweier Wellen des n -ten und $n + 1$ -ten Umlaufs im Resonator. Man erkennt Maxima für die Transmission I_t bei $\varphi/2 = \pi$. Der Abstand zwischen zwei dieser Maxima heißt freier Spektralbereich (FSR). Für $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ gilt in diesem Fall:

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{2d}{\lambda_1 - \lambda_2} = 2\pi \quad (2.54)$$

Mit $\nu = c/\lambda$ und der Näherung $\lambda_1 \lambda_2 \approx \lambda^2$ erhält man für den freien Spektralbereich im Frequenzraum

$$\delta\nu = \frac{c}{2d} \quad (2.55)$$

Desweiteren bestimmt sich die Halbwertsbreite $\Delta\nu$ eines Transmissionspeaks mit (2.52) zu

$$\Delta\nu = \frac{1 - R}{\pi\sqrt{R}} \delta\nu \quad (2.56)$$

Das man definiert nun aus dem Verhältnis des FSR zur Linienbreite die sog. Finesse eines Resonators \mathcal{F}

$$\mathcal{F} = \delta\nu / \Delta\nu = \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \quad (2.57)$$

Sie ist nur von der Reflektivität der verwendeten Spiegel abhängig und ein wesentliches Qualitätsmerkmal eines Resonators. Eine andere übliche Schreibweise ist

$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{T + L} \quad (2.58)$$

Hierbei wird von einer hohen Reflektivität R ausgegangen, weshalb $\sqrt{R} \approx 1$ approximiert wurde. T bezeichnet hier die Transmission und L die Summe aller Verluste.

Aus der Halbwertsbreite $\Delta\nu$ lässt sich die Zeitkonstante τ bestimmen, nach welcher bei abgeschalteter Eingangsintensität I_0 die Intensität im Resonator auf den e -ten Teil abgefallen ist.

$$\tau = \frac{1}{2\pi\Delta\nu} \quad (2.59)$$

Der Kehrwert von τ ist die Dämpfungsrate κ . Sie ist üblicherweise für das Feld, nicht die Intensität definiert.

$$\kappa = \frac{1}{2\tau} = \frac{\pi c}{2\mathcal{F}d} \quad (2.60)$$

Man erkennt also, dass die Dämpfungsrate umso kleiner wird, je größer \mathcal{F} und d sind.

Die für eine hohe Finesse \mathcal{F} notwendige hohe Reflektivität R kann am besten mit dielektrischen Spiegeln erreicht werden. Aus den Fresnelformeln folgt für senkrecht zur Oberfläche einfallendes Licht [9] :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (2.61)$$

n_1 und n_2 sind die Brechungsindizes der Materialien, an deren Grenzfläche die Reflektion stattfindet. Für ein großes R sollte ihre Differenz also so groß wie möglich sein. Durch viele Schichtpaare hintereinander lässt sich R vergrößern. Wichtig ist dabei auch die Dicke der Schichten, damit sich die reflektierten Felder phasenrichtig konstruktiv aufaddieren. Unter Beachtung der Tatsache, dass bei einer Reflektion an einem optisch dichteren Medium als dem EinfallsmEDIUM ein Phasensprung von π stattfindet, ergibt sich die optimale Schichtdicke beider Schichtarten zu $\lambda/4$.

In der obigen Betrachtung der wichtigsten Parameter optischer Resonatoren wurde keine Verluste in den Spiegelschichten betrachtet. Bei realen Schichtsystemen treten aber in der Regel zwei Verlustquellen in Erscheinung, nämlich

Absorptions- und Streuverluste. Die Absorptionsverluste A sind inhärente Eigenschaften der Beschichtung und können durch geeignete Wahl von Schichtmaterialien und Beschichtungsverfahren auf wenige ppm (parts per million) reduziert werden. Streuverluste hingegen sind in erster Linie von der Rauigkeit des Substratmaterials abhängig. Ein mögliches Maß für ist die sogenannte rms-Rauigkeit σ . Sie ist definiert als

$$\sigma^2 = \frac{1}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} z(x, y)^2 dx dy \quad (2.62)$$

An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass σ keine Aussage über die tatsächliche Oberflächenbeschaffenheit macht. Über Größe, Verteilung und Ort der vorhandenen Störstellen ist mit dieser Maßzahl nichts bekannt. Sie ist vielmehr eine statistische Größe, die jedoch Rückschlüsse auf die optische Qualität des Substrats zulässt.

Man kann nun die rms-Rauigkeit mit den beobachteten Streuverlusten in Beziehung setzen. Definiert man die gestreute Intensität I_s als diejenige, die bei auf einen Spiegel eingestrahlte Intensität I_0 nicht gemäß den strahlenoptischen Gesetzmäßigkeiten reflektiert wird, so definiert man den Streuverlust $S = I_s/(I_0 R)$. In Abhängigkeit der rms-Rauigkeit lautet er:

$$S = \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \quad (2.63)$$

Dieser Ausdruck ist nicht als exakt anzusehen, da der unterschiedliche Beitrag von Rauigkeitsanteilen unterschiedlicher Ortsfrequenzen nicht berücksichtigt wird.

Eine Besonderheit bei den im Folgenden verwendeten Resonatoren aus Lichtleiterfasern ist die Form der Oberfläche, die nicht perfekt sphärisch ist. Das bedeutet, dass sogenannte Abschneideverluste auftreten, weil die Phasenfront der Lichtmode nicht mehr genau auf die Spiegeloberfläche passt. Diese Verluste l_{cl} hängen wie folgt vom Modendurchmesser w des Strahls auf dem Spiegel, sowie dessen effektivem Durchmesser $2a$ ab [20]:

$$l_{cl} = e^{-\frac{2a^2}{w^2}} \quad (2.64)$$

Wie aus (2.50) und (2.45) hervorgeht, ist der Modendurchmesser w eine Funktion des Resonatorabstands d . Damit wird auch die Finesse \mathcal{F} aus (2.58) eine Funktion von d :

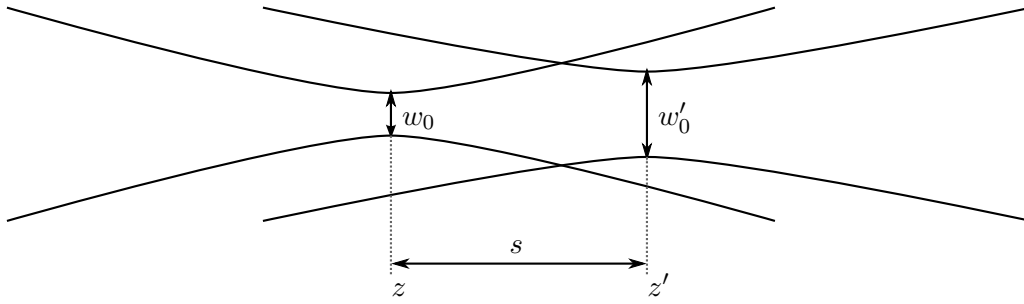


Abbildung 2.14: Überlapp zweier Moden, zur Erklärung des Überlappparameters ϵ .

$$\mathcal{F}(d) = \frac{\pi}{T + A + S + l_{cl}(d)} \quad (2.65)$$

2.5.3 Modenanpassung

Um eine Laserfeld in einen Resonator einzukoppeln benutzt man bei Standardresonatoren normalerweise zwei Justagespiegel um den Strahlenverlauf räumlich einzustellen, und eine Linse um die Strahltaile des Laserfeldes mit der Strahltaile der Eigenmode des Resonators zu überlagern.

In einem Faserresonator ist dies in der Form nicht möglich, da hier die eingekoppelte Mode der von der Faser bereitgestellten Mode entspricht. Diese im Nachhinein zu ändern, ist nicht möglich. Abhängig von den Werten in Abb. (2.14) lässt sich ein Überlappparameter ϵ angeben, welcher angibt, wieviel der Intensität der eingekoppelten Mode in Resonatormode geht. Er lautet [25]:

$$\epsilon = \frac{4}{\left(\frac{w'_0}{w_0} + \frac{w_0}{w'_0}\right)^2 + \frac{s^2}{zz'}} \quad (2.66)$$

Man erkennt hier, dass der Abstand der beiden Strahltaillen so klein wie möglich gehalten werden sollte.

Eine perfekte Modenanpassung ergibt sich für den Fall, dass der Radius der Einkoppelfaser $r_1 = \infty$ gewählt wird. Beide Strahltaillen liegen dann übereinander auf der Oberfläche der Einkoppelfaser. Diese Konfiguration ist jedoch aus einem anderen Grund nicht vorteilhaft: Um eine maximale Kopplung zwischen Mode und Ion zu bekommen, muss die Strahltaile w_0 möglichst klein sein (siehe 2.44), bei einer plankonvexen Resonatoranordnung ist sie jedoch maximal (siehe 2.45).

Man ist also gezwungen, in diesem Fall bei der Wahl der Spiegelradien einen Kompromiss einzugehen.

2.5.4 Zustandsdetektion durch Ion - Feld Kopplung

Die Verwendung eines optischen Resonators erlaubt eine alternative, neuartige Detektion des internen Zustands des Ions. Sie basiert auf der Messung des Transmissionssignals des Resonators, sowie auf der Tatsache, dass ein Atom im Resonator das Resonanzverhalten des Gesamtsystems ändert. Das Transmissionsverhalten eines leeren Resonators wird beschrieben durch (2.52). Das Verhalten dieser Funktion um eine bestimmte Resonanzfrequenz ω_{res} ist in Abb. (2.15a) geplottet. Befindet sich nun ein Atom in diesem Resonator, welches isoliert betrachtet ebenfalls einen Übergang mit ω_{res} aufweist, so ändert sich der Zustand des Gesamtsystems wie in Kapitel 2.4.3 beschrieben. Das Resonanzverhalten wird nun bestimmt durch den Ausdruck [27]:

$$F(\Omega) = \frac{\kappa[\gamma(1 - i\Delta) - i\Omega]}{(\lambda_+ + i\Omega)(\lambda_- + i\Omega)} \quad (2.67)$$

$|F(\Omega)|$ ist die Antwortfunktion des Resonator-Atom-Systems in Transmission in Abhängigkeit der Licht-Resonatorverstimmung Ω . γ ist die spontane Zerfallsrate des angeregten Niveaus, κ die Verlustrate des Resonators, Δ die Verstimmung zwischen Atom und Resonator. λ_+ und λ_- sind ebenfalls Kenngrößen, welche ausschließlich von den Resonatorparametern abhängen. Für weitere Details siehe [27]. Die gemessene Intensität ist dann proportional zu $|F(\Omega)|^2$. Ein Plot dieser Funktion ist in Abb. (2.15b) zu sehen. Man erkennt deutlich, dass an der Stelle $\Omega = 0$ das Transmissionssignal des Resonator-Atom-Systems im Vergleich zu dem des leeren Resonators praktisch auf den Wert 0 einbricht. Diese Tatsache kann nun genutzt werden, um den Zustand des Atoms zu detektieren.

Die beiden zu unterscheidenden Zustände seien wie in Kapitel 2.2.3 der $4^2S_{1/2}$ sowie der $3^2D_{5/2}$. Das Ion befinde sich nun in einem Resonator, der auf den Übergang $3^2D_{5/2} - 4^2P_{3/2}$ resonant sei. Wird der Zustand des Ions durch die Messung nach $4^2S_{1/2}$ projiziert, so ist das Feld im Resonator weit entfernt von der Resonanz des Atoms. Der Resonator ist quasi leer, das Transmissionssignal bleibt also hoch. Geht das Ion durch die Messung in den $3^2D_{5/2}$ über, ist $\Delta = 0$ und es tritt die Normalmodenaufspaltung aus Abb. (2.15b) auf. Das Transmissionssignal bricht also ein.

Ein interessanter Aspekt bei diesem Messverfahren ist die Tatsache, dass der Zustand des Ions auf einen Energieeigenzustand projiziert wird, das Ion selbst jedoch zu keiner Zeit Energie mit der Umgebung austauscht.

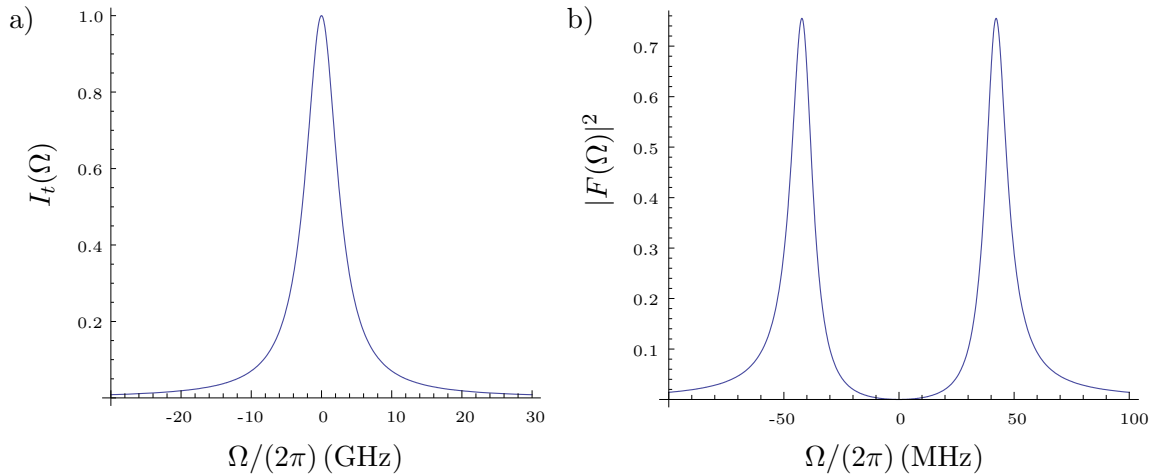


Abbildung 2.15: a) Transmissionssignal $I_t(\Omega)$ eines leeren Resonators; b) Betragsquadrat der Antwortfunktion, $|F(\Omega)|^2$ eines Resonator-Atom Systems; Ω bezeichnet die Verstimmung des Lichtfeldes zum Resonator. Der Resonator ist bezüglich des atomaren Übergangs resonant. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Abszissen

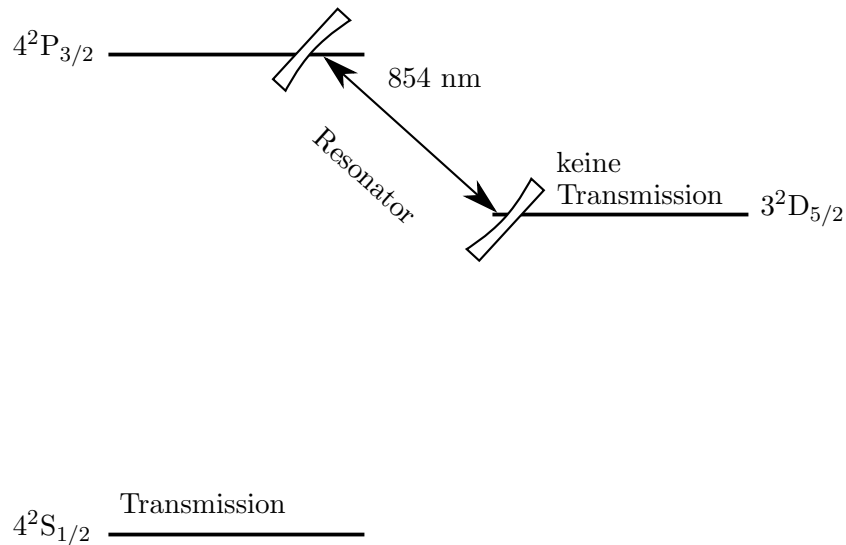


Abbildung 2.16: Relevante Niveaus für die Zustandsdiskriminierung durch Ion-Feld Kopplung

3 Herstellung und Charakterisierung von Faserresonatoren

3.1 Voraussetzungen und Ziele

Wie in der Einleitung erwähnt, ist es für CQED-Experimente mit Ionen vorteilhaft, die verwendeten Resonatorspiegel möglichst klein zu gestalten, um das elektrische Fallenfeld möglichst wenig zu stören.

Die in unseren Experimenten verwendeten Resonatoren sind aus optischen Fasern mit verspiegelten Endflächen gefertigt. Die Fasern haben einen Durchmesser von $125\mu\text{m}$ und sind somit kleiner als alle auf herkömmlichen Produktionsmethoden basierenden Spiegel. Da der Spiegeldurchmesser ungefähr der Größe der Elektrodenstruktur unserer mikrostrukturierten Falle entspricht, hat der Spiegel auf das elektrische Feld kaum Einfluss, wie durch eine Simulation gezeigt wird. Die ersten Faserresonatoren dieser Art wurden für Experimente an neutralen Atomen entwickelt [20], [10] und auch schon erfolgreich eingesetzt [6].

Ein Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines optischen Resonators zum Einsatz in dieser Ionenfalle, mit welchem unter der Annahme von realistischen Parametern starke Kopplung zu einem einzelnen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion erreicht werden kann.

3.2 Das Ausgangsmaterial

Folgende Anforderungen sind an die Faserresonatoren zu stellen, damit Experimente in der oben dargestellten Art und Weise möglich sind.

- Damit Experimente an einzelnen Ionen möglich sind, müssen sich die sowohl die Ionenfalle als auch in diesem Fall der Resonator im Ultrahochvakuum befinden. Die verwendeten Fasern müssen also vakuumkompatibel sein.
- Fasern und Beschichtung müssen im Wellenlängenbereich um 854 nm arbeiten.

- Um die Modenselektion beim Einkoppeln zu vereinfachen, sollen hierfür singlemode - Fasern verwendet werden. Die Auskopplung hingegen soll durch multimode - Fasern stattfinden, um durch deren größeren Akzeptanzwinkel die Auskoppelleffizienz zu erhöhen
- Die Oberflächenbearbeitung heizt das Ende der Faser kurzzeitig auf bis zu 3000 K auf [10]. Ebenso sind Temperaturen deutlich über 100 °C beim Ausheizen einer Vakuumkammer üblich. Dies darf die Faser und das Mantelmaterial nicht beschädigen.

Um Standardglasfasern für technische und wissenschaftliche Anwendungen vor äußeren Einflüssen zu schützen werden normalerweise Polymere oder andere Kunststoffe als Mantelmaterial verwendet. Diese sind im Allgemeinen ist nicht in ausreichendem Maße hitzebeständig und außerdem nicht vakuumkompatibel. Deshalb wurden in diesem Experiment Glasfasern mit einer Ummantelung aus einer Kupferverbindung gewählt ¹. Dies bedingt zwar eine höhere Dämpfung im Vergleich zu Standardfasern, dies ist in unseren Experimenten aufgrund der kurzen Faserlängen von weniger als 1m nicht weiter von Belang.

3.3 Oberflächenbearbeitung

Wie in Kapitel (2.5.1) beschrieben, ist es notwendig, dass die Spiegel eines Resonators gekrümmte Oberflächen besitzen. Desweiteren sind für hohe Finessen Rauigkeiten im Subnanometerbereich erforderlich. Makroskopische Spiegelsubstrate werden zu diesem Zweck geschliffen und poliert, was jedoch mit Glasfasern in dieser Form nicht möglich ist. Ein stattdessen verwendbarer Ansatz ist der aus [20]. Dabei wird durch laserinduzierte Materialablation eine konkave Struktur mit sehr geringer Rauigkeit auf einer Faserendfläche erzeugt. Dieser Bearbeitungsschritt wurde am Laboratoire Kastler-Brossel, Paris, in der Gruppe von Jakob Reichel durchgeführt. Dort wurde ein spezieller Aufbau nur für diesen Zweck entworfen. Die Beschreibung dieses Aufbaus beschränkt sich im Folgenden auf die für die Durchführung der Ablation wesentlichen Gesichtspunkte. Ausführliche Details finden sich in [10].

3.3.1 Vorbereitungen

An dem zu bearbeitenden Ende der Faser muss zunächst die Ummantelung, die aus einer Kupferverbindung besteht, entfernt werden. Dazu gibt man das Ende der Faser in eine Fe(III)Cl-Lösung, solange bis sich die Metallummantelung in

¹Oxford Electronics SM800-125CB und G150-125CB

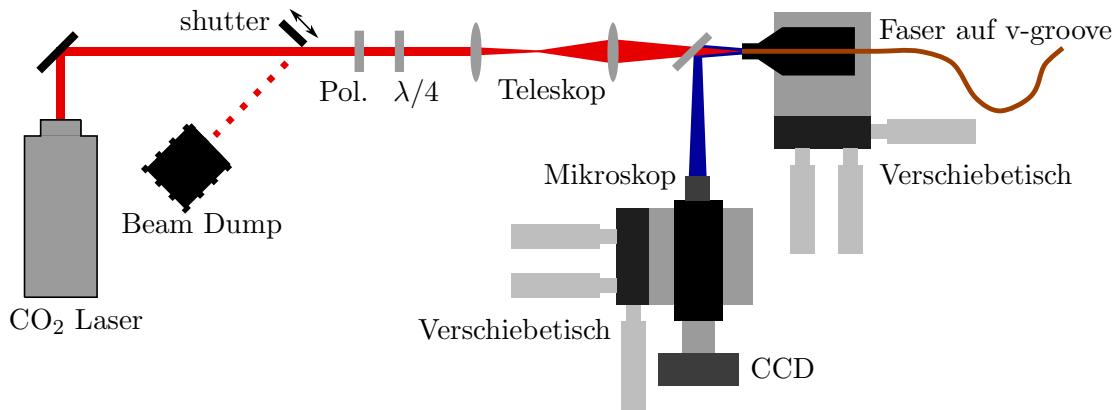


Abbildung 3.1: Aufbau zur Ablation der Fasern. Ein CO₂-Laser wird auf die Fasere-
 rendfläche fokussiert. Das Mikroskop ermöglicht Justage und Über-
 prüfung der Resultate. Nicht in der Skizze enthalten sind zwei Power-
 meter zur Leistungsüberwachung des Lasers.

dieser aufgelöst hat. Das Resultat der Laserablation hängt von der Länge ab, um welche die Ummantelung der Faser entfernt wurde, da dies die thermische Leitfähigkeit beeinträchtigt. Alle darauffolgenden Prozesse finden nun in einer sauberen Umgebung statt, in diesem Fall unter einer Flowbox, um Staub und andere Verunreinigungen von den Fasern fernzuhalten.

Nachdem die Faser mit Ethanol von Schmutz und Fe(III)Cl-Rückständen gereinigt wurde, muss das Ende der Faser nun möglichst plan abgeschnitten werden. Dies geschieht mit einem ultraschallbasierten Fibercleaver², in welchem die Faser mit einer einstellbaren, konstanten Zugkraft eingespannt wird, worauf dann eine Diamantklinge die Faser senkrecht zu ihrem Verlauf einritz. Dies lässt die Faser an ebendieser Stelle reißen, und es entsteht eine plane Fläche am neuen Ende der Faser.

3.3.2 Experimenteller Aufbau

Die Faser wird nun in den Aufbau eingebaut, in welchem die Materialablation stattfindet. Dazu wird ein CO₂-Laser verwendet, welcher erst mit einem Teleskop aufgeweitet und dann auf die Endfläche der Faser fokussiert wird. Mit einem Mikroskop, dessen Strahlengang mit einem dichroitischen Spiegel mit dem Licht des Lasers überlagert wird, kann das Fasere-
 ende inspiziert werden. Die Faser wird mittels einer v-Profil und zwei Magneten fixiert. Das v-Profil und

²Photon Kinetics FK 12

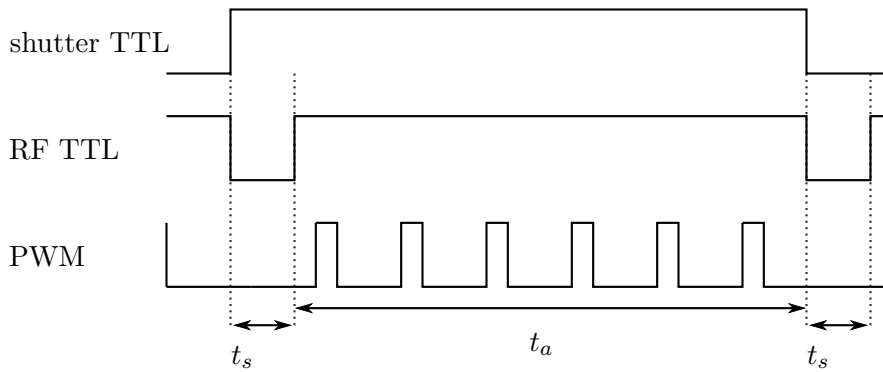


Abbildung 3.2: Steuerung der Dauer des Ablationsprozesses: Der shutter wird geöffnet, die Schaltdauer ist t_s . Während dieser Zeit wird die RF-Quelle, die den Laser pumpt, kurzzeitig komplett ausgeschaltet. Die Pulse des Lasers werden erzeugt, indem ein PWM-Signal auf die RF-Quelle aufmoduliert wird.

Mikroskop sind jeweils auf einem x-y-z Verschiebetisch zur Mikropositionierung montiert. Der Laser wird mit einem kleinen Spiegel, der an einem mechanischen shutter befestigt ist, an- und ausgeschaltet. In Abb. (3.1) ist der beschriebene Aufbau grob skizziert. Für weitere Details wie z.B. die kontinuierliche Intensitätsüberwachung des Lasers sei auf [10] verwiesen.

CO₂-Laser

Der Laser³ wird gepulst betrieben und hat eine Wellenlänge von 1064 nm. Er wird durch eine Radiofrequenzquelle mit einer Leistung von 200W und einer Frequenz von 81,36 MHz gepumpt. Die Ausgangsleistung des Lasers kann durch eine mit 20 kHz betriebene Pulsweitenmodulation (PWM) des Radiofrequenzsignals eingestellt werden. Liegt die Einschaltdauer bei mehr als 80% eines Zyklus, so geht der Laser vom gepulsten in den cw-Betrieb über. Die Maximale Laserleistung beträgt 20W. Für die Bearbeitung der Faseroberflächen lagen die Einschaltdauern zwischen 8% und 20% eines Zyklus. Das Strahlprofil des Lasers ist ein TEM₀₀-Gaußmode.

3.3.3 Der Ablationsprozess

Nach Justage der Faser und des Mikroskops, sowie der Einstellung der gewünschten Strahltaile kann nun die Ablation durchgeführt werden. Abhängig von der

³Synrad Firestar v20

gewünschten Strukturtiefe wird die Frontfläche der Faser zwischen 15 und 20 ms von dem CO₂-Laser aufgeschmolzen. Um Fluktuationen in der Laserleistung gering zu halten, verbleibt der Laser permanent eingeschaltet wobei der Strahl von einem Spiegel, der an einem shutter befestigt ist (siehe Abb. (3.1)) in einen Beamdump geführt wird. Für den Ablationsprozess wird nun dieser Spiegel aus dem Strahlengang entfernt und danach wieder dort platziert. Während dieser Schaltprozesse der Dauer $t_s \approx 20\mu\text{s}$ wird der Laser ausgeschaltet, um Streureflectionen zu vermeiden. Für die Zeit t_a wirkt nun eine Menge von $f_{pwm}t_a$ kurzen Pulsen auf das Substrat (siehe Abb. (3.2)). Durch die hohe Absorption der Fasermaterials bei 1064 nm heizt sich das Faserende sofort sehr stark auf, und es kommt zur Ablation dieses Materials

3.4 Profilometrische Vermessung der bearbeiteten Faserendflächen

Nach Durchführung dieses Bearbeitungsschrittes wurden nun die wichtigsten Parameter der konkaven Oberfläche vermessen. Dies geschah mit einem optischen Profilometer.

3.4.1 Das Profilometer

Optische Profilometer funktionieren nach dem Prinzip der Phasenverschiebungsinterferometrie. Man kann damit das Oberflächenprofil reflektierender Materialien mit einer Genauigkeit im Subnanometerbereich untersuchen. Das Funktionsprinzip eines solchen Geräts ist in Abb. (3.3) skizziert. Der optische Aufbau gleicht dem eines Mikroskops. Der prinzipielle Unterschied ist, dass nicht wie üblich ein intensitätsmoduliertes Bild erzeugt wird, sondern ein Phasenmoduliertes. Die zeitliche Kohärenz der Lichtquelle q wird durch einen Farbfilter erhöht. Das Licht wird nun auf die Objektebene fokussiert. Zusätzlich befindet sich im Strahlengang noch ein Strahlteiler, der einen Teil des Lichts auf einen planen Referenzspiegel umleitet. Das vom Referenzspiegel reflektierte Licht wird mit dem von der zu untersuchenden Oberfläche überlagert. Dies resultiert in einem Interferenzbild in der Bildebene des Mikroskops, welches die relative Phasendifferenz zwischen der zu untersuchenden Oberfläche und dem planen Referenzspiegel abbildet. Die Intensität $I(x, y)$ in der Bildebene in Abhängigkeit von $\Phi(x, y)$ lautet [7]:

$$I_i(x, y) = I_0 [1 + \gamma \cos(\Phi(x, y) + \delta_i)] \quad (3.1)$$

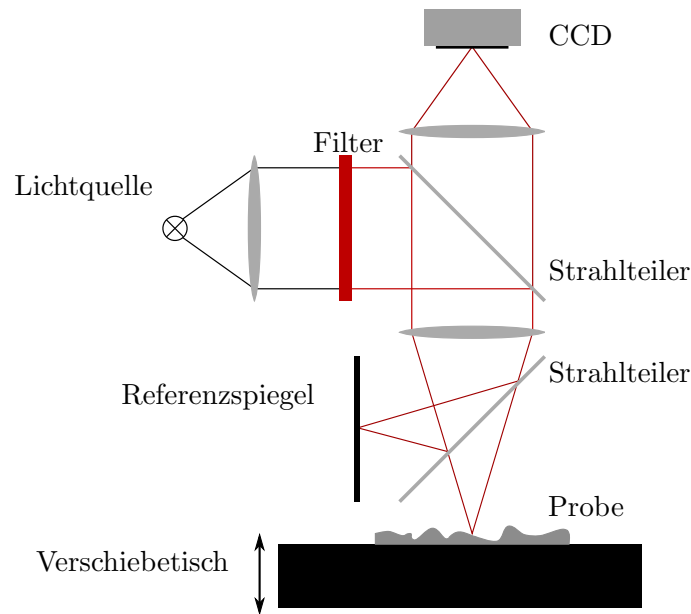


Abbildung 3.3: Funktionsprinzip eines Profilometers

I_0 ist die mittlere Intensität der gesamten abgebildeten Fläche, γ bezeichnet einen Kontrastfaktor. Aufgrund der fehlenden Bijektivität der Kosinusfunktion ist es nicht möglich aus einem Phasenbild alleine eindeutig ein Höhenprofil zu erstellen. Es werden deshalb mehrere Bilder der Phase $\Phi(x, y)$ aufgenommen, wobei der Abstand des Objektes in z -Richtung mit einem Piezoaktuator jedesmal leicht variiert wird. Dadurch wird beim i -ten Bild in der Phase des Kosinus die Konstante δ_i addiert. Aus der Menge der I_i wird nun softwareseitig die Phasenfunktion $\Phi(x, y)$ errechnet. Diese resultierende Funktion enthält nun noch Sprünge, da sich die Phase nur modulo 2π bestimmen lässt. In Abb. (3.4b) ist ein solches Phasenbild einer bearbeiteten Faserendfläche zu sehen. Die Sprünge werden ebenfalls softwareseitig entfernt. Methoden für diese weiteren Bearbeitungsschritte finden sich z.B. in [7]. Schließlich erhält man mit der Beziehung

$$z(x, y) = \frac{\lambda \Phi(x, y)}{4\pi} \quad (3.2)$$

das Oberflächenprofil der Probe, wie es in Abb. (3.4c) gezeigt ist.

3.4.2 Auswertung der Struktur

Das vorliegende Profil der Oberfläche kann jetzt weiter ausgewertet werden. Bei rein qualitativer Betrachtung fällt auf, dass die erzeugten Strukturen nicht

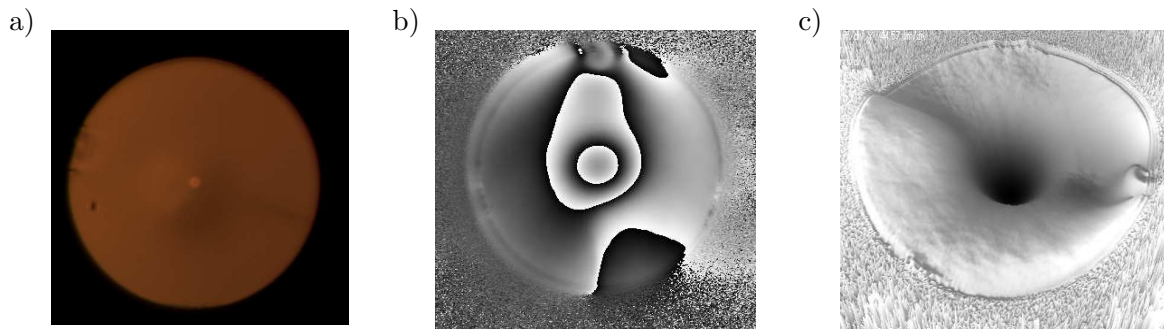


Abbildung 3.4: a) Durch Mikroskop aufgenommenes Bild der Faseroberfläche nach Ablation; b) Phasenbild des Profilometers; c) 3D-Ansicht der Oberflächenstruktur, gewonnen aus den Daten des Phasenbildes

kreis- oder ellipsenförmig sind, wie es aufgrund des Strahlprofils des Lasers zu erwarten wäre, sondern oval. Der Grund für diese Form ist bislang unklar, es lässt sich jedoch vermuten, dass sich das bei der Ablation entstehende heiße Gas nach oben bewegt und damit die Isotropie des Temperaturprofils im Material bricht [21]. Im folgenden wird die Struktur der Einfachheit halber trotzdem wie eine Ellipse behandelt. Es werden zwei Schnitte betrachtet jeweils entlang der z -Achse und der langen sowie kurzen Hauptachse der Struktur. Aus diesen Schnitten lassen sich nun die folgenden Parameter bestimmen, welche für die Verwendung der Fasern von entscheidender Wichtigkeit sind:

- Der Krümmungsradius r_c im Zentrum
- Der effektive Strukturdurchmesser d_e
- Die Elliptizität ϵ

Der Krümmungsradius r_c der Struktur ist in deren Zentrum interessant, da hier die Intensität der Resonatormode am größten ist. Da sich r_c in Abhängigkeit von der Position auf dem Strukturschnitt ändert, ist es immer mit einer gewissen Willkür behaftet, der gesamten Struktur einen effektiven Krümmungsradius zuzuordnen. Es sind hierfür unterschiedliche Methoden denkbar, wobei es sich als zielführend herausgestellt hat, in einem Bereich von $\pm 10 \mu\text{m}$ um das Minimum der Struktur ein Polynom zweiten Grades mit der Form

$$f(x) = y_0 + c(x - x_0)^2 \quad (3.3)$$

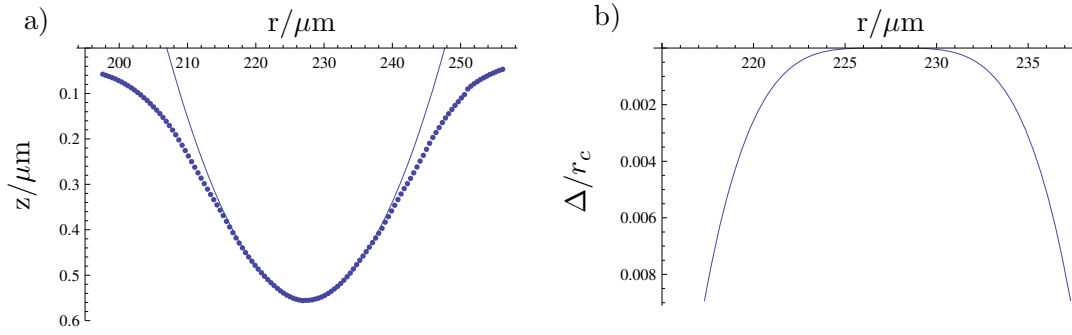


Abbildung 3.5: a) gemessene Struktur der Faseroberfläche; angefitzt ist ein Polynom 2. Grades sowie ein Kreisbogen, wobei beide Kurven nicht zu unterscheiden sind. b) Differenz Δ des Polynoms und des Kreisbogens im Bereich $\pm 10 \mu\text{m}$ um das Minimum. Sie ist in Einheiten des Radius r_c angegeben.

zu fitten. Dies liefert den Parameter c . Der lokale Krümmungsradius $r(f(x), x)$ einer Kurve $f(x)$ berechnet sich laut [3] zu

$$r(f(x), x) = \left| \frac{\left(1 + \left(\frac{df}{dx}\right)^2\right)^{3/2}}{\frac{d^2f}{dx^2}} \right| \quad (3.4)$$

Der Krümmungsradius des Polynoms an der Stelle $x = 0$ an dieser Stelle ist dann $r_c = 1/(2c)$. In Abb. (3.5) ist ein solches Polynom sowie auch ein Kreisbogen an eine gemessene Oberflächenstruktur gefittet. Die Differenz Δ der beiden ermittelten Radien liegt bei ca. 0,8 % von r_c am Rand des betrachteten Bereichs.

Der effektive Durchmesser eines Profilschnittes d_e wurde jeweils an der Stelle gemessen, an der die Profilform vom Konkaven ins Konvexe übergeht, also am Nulldurchgang ihrer zweiten Ableitung. Als Maß für die Elliptizität der Struktur wurde die numerische Exzentrizität ϵ der beiden d_e der Hauptachsen herangezogen. Sie lautet:

$$\epsilon = \frac{\sqrt{d_{e1}^2 - d_{e2}^2}}{d_{e1}} \quad (3.5)$$

Für optische Resonatoren sind Fasern mit möglichst kleiner Elliptizität zu bevorzugen, da nicht kreisförmige Spiegelgeometrien die Modenstruktur des Resonators verkomplizieren.

Eine Messung der Rauigkeit der bearbeiteten Flächen war mit dem Profilometer leider nicht möglich. Der Hauptgrund dafür ist, dass sich das Profilometer in

sehr unruhiger Umgebung befand, was sich in erhöhtem Rauschen im Phasenbild bemerkbar macht. In [20] sowie in [10] wurden mit AFMs Rauigkeiten σ von Fasern gemessen, die mit dem selben Verfahren bearbeitet wurden. Abhängig von den berücksichtigten Ortsfrequenzen ergaben sich Werte für σ zwischen 0,18 nm und 0,25 nm. Bei einer Wellenlänge von 854 nm ergeben sich mit 2.63 Streuverluste S zwischen 7 ppm und 15 ppm.

3.4.3 Resultat

Insgesamt wurden die Oberflächen von 62 Fasern erfolgreich bearbeitet. Die erzeugten mittleren Krümmungsradien r_c betragen zwischen 117 μm und 499 μm . Die Probleme lagen hauptsächlich darin, dass auch bei gleichen Ablationsparametern im Bearbeitungsresultat eine gewisse Streuung vorlag. Außerdem weisen einige der Fasern eine recht große Elliptizität ϵ von über 0,7 auf.

3.5 Dielektrische, hochreflektive Beschichtung

Die bearbeiteten und charakterisierten Fasern wurden nun an ihren Enden mit einer hochreflektierenden dielektrischen Spiegelschicht versehen. Das zugrunde liegende Prinzip ist in Kapitel 2.5.2 dargelegt.

Als Methode für die Schichterzeugung wurde das sogenannte Ion-Beam Sputtering, kurz IBS verwendet. Dabei trifft in einer evakuierten Kammer ein inerte Ionenstrahl auf das Zielmaterial (engl. target), welches dadurch abgestäubt wird. Für dielektrische Mehrschichtsysteme werden im allgemeinen Metalle als Targetmaterialien verwendet, welche dann kurz vor der zu beschichtenden Oberfläche oxidiert werden. Die durch dieses Verfahren erzeugten Schichten haben nach dem heutigen Stand der Dinge die besten optischen Eigenschaften, da die Beschichtung mit sehr hohen Energien erfolgen kann, was sehr glatte, defektarme Oberflächen bedingt. Die besten heutzutage verfügbaren Spiegelschichten haben eine Reflektivität von ca. 0,999995 mit Gesamtverlusten in den Schichten von weniger als 5 ppm.

Die Beschichtung der Fasern erfolgte analog zur Beschichtung kommerzieller Spiegelsubstrate, es war lediglich eine speziell entworfene Halterung notwendig, welche die Fasern in der Beschichtungsanlage aufnehmen kann. Es wurden so in einem Beschichtungslauf 43 Fasernenden beschichtet.

3.5.1 Verluste

Die oben erwähnten Verluste setzen sich aus zwei Komponenten zusammen: Absorptionsverluste im Schichtmaterial und Streuverluste, induziert durch Schichtdefekte. Absorptionsverluste treten vorwiegend in den obersten Schichten auf, da sie proportional zur im Material herrschenden Feldstärke sind. Diese ist in den obersten Schichten deutlich größer als in den weiter unten liegenden. Diese Verluste sind eine Materialeigenschaft. Sie sind unabhängig von der Substrat- oder Schichtqualität, und damit nur schwer beeinflussbar. Anders stellt sich die Situation für die Streuverluste dar. Sie haben ihren Ursprung in Verschmutzungen oder Unregelmäßigkeiten auf der Materialoberfläche. Sie sind der Grund dafür, dass die Oberflächenqualität des Substrates so entscheidend für die Qualität der Beschichtung ist. Rein rechnerisch sind mit einer beliebig großen Anzahl an Schichten beliebig gute Reflektivitäten möglich (siehe Gleichung 2.61). Die Streuverluste nehmen jedoch mit zunehmender Schichtanzahl zu, da Unregelmäßigkeiten auf dem Substrat Keime für Unregelmäßigkeiten in den Schichten darstellen, welche mit jeder zusätzlichen Schicht größer werden. Die Streuverluste begrenzen also die sinnvolle Anzahl an Schichten und somit die Maximal erreichbare Reflektivität.

3.5.2 Resultat

Im konkreten Fall der Fasern ist eine maximale Reflektivität bei einer Wellenlänge von 854 nm erforderlich (siehe Kapitel 2.5.4). Die Beschichtung wurde in einer IBS - Anlage des Laserzentrums Hannover durchgeführt. Es wurde ein System mit 29 Schichten aufgebracht, das niedrigbrechende Material war SiO_2 ($n=1,47$), als hochbrechendes Material wurde Ta_2O_5 ($n=2,12$) verwendet. Zusätzlich zu den Fasern wurde auch ein superpoliertes Testglas mitbeschichtet, um eine Referenzmessung zur Bestimmung der Schichtqualität machen zu können.

Das Resultat ist in Abb (3.6) gezeigt. Zusätzlich zur Messung der Transmission (rote Kurve) ist ein für das konkrete Schichtsystem simuliertes Ergebnis zu sehen (schwarze Kurve). Die Werte betragen:

- simulierte Transmission $T_s = 55$ ppm
- gemessene Transmission $T_m = 245$ ppm

Die Übereinstimmung zwischen dem simulierten und dem gemessenen Wert ist mäßig, die beiden Werte unterscheiden sich um mehr als einen Faktor vier. Der Kurve in Abb. (3.6) kann man jedoch entnehmen, dass das Transmissionssignal

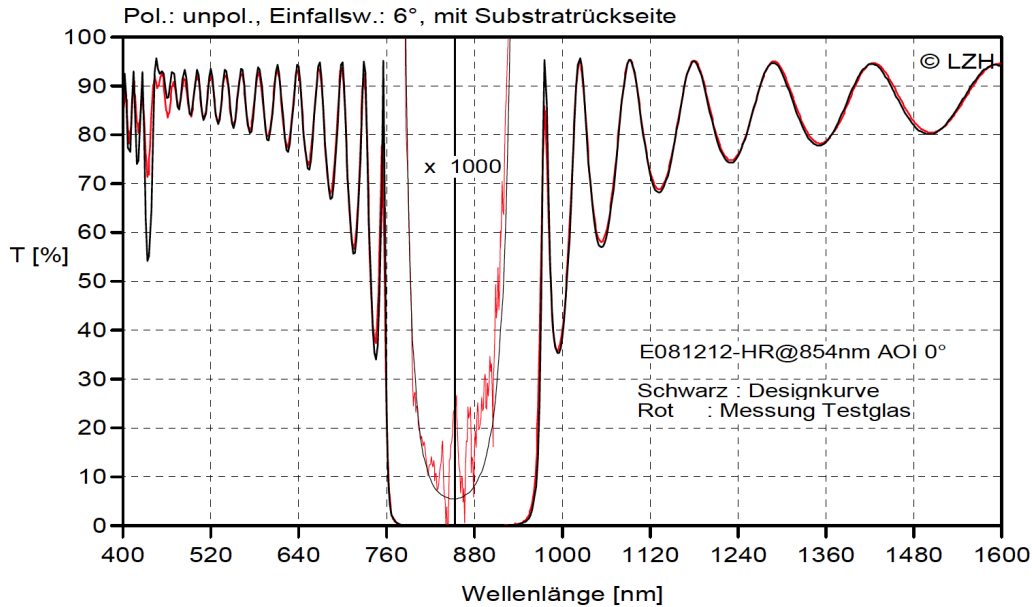


Abbildung 3.6: Transmissionsmessung an einem Testglas aus dem selben Beschichtungslauf wie die Fasern

in diesem Bereich von einem starken Rauschen dominiert wird. Der Wert bei 854 nm liegt genau auf einer Spitze in dieser verrauschten Kurve. Obwohl der Grund für dieses Rauschen bislang unklar ist, kann man aufgrund seiner hohen Frequenz davon ausgehen, dass es im Messverfahren begründet ist, und nicht eine reale Eigenschaft des Schichtsystems abbildet. Im Folgenden wird sich diese Vermutung noch bestätigen.

Desweiteren wurde Messungen zu Absorption und Streuung am Testglas bei 1064 nm durchgeführt. Sie waren:

- Absorption $A = 20$ ppm;
- Streuung $S = 50$ ppm;

Diese Werte liegen in dem erwarteten Rahmen.

Ein wesentliches Problem beim Beschichtungsprozess ist die geringe Erfolgsquote. Nach optischer Inspektion der Fasern unter einem Mikroskop war festzustellen, dass über 50% der beschichteten Faserflächen Defekte aufweisen. Ihr Ursprung ist bislang unklar. Sämtliche Fasern wurden vor der Beschichtung unter Reinraumbedingungen mit hochreinem Aceton gereinigt und danach auf

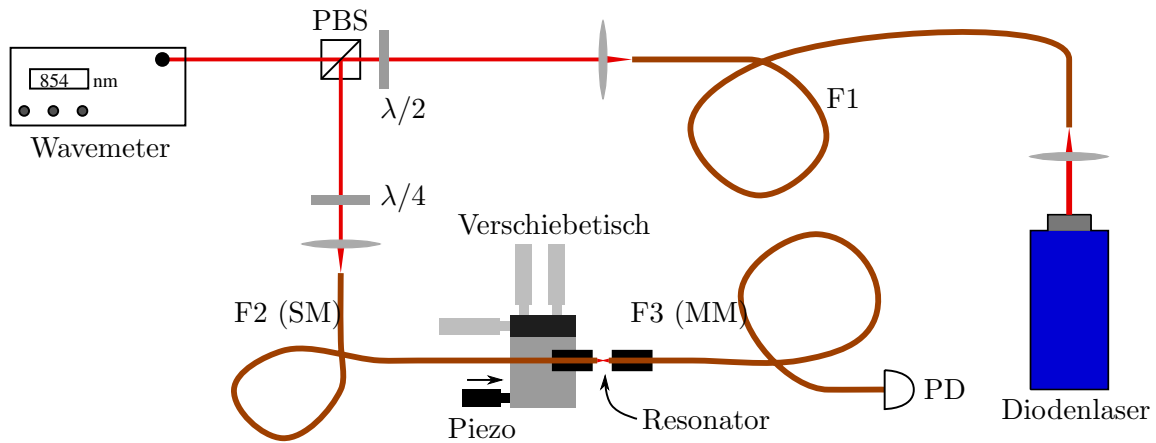


Abbildung 3.7: Aufbau zu Messung der Finesse von Faserresonatoren

Rückstandsfreiheit hin untersucht. Der Transport zur Beschichtungsanlage erfolgte in einem luftdichten Behälter. Als mögliche Ursache kann man statische Aufladung der Glasfaserenden vermuten.

3.6 Aufbau eines Resonators und Messung der Finesse

Nach der erfolgreichen Beschichtung des bearbeiteten Fasern wurde nun in einem Testaufbau die Finesse eines Faserresonators aus zwei der beschichteten Fasern gemessen. Ziel war es erstens durch diese Messung die Qualität der Beschichtung direkt an den Fasern zu überprüfen, sowie zweitens zu untersuchen, wie die Finesse mit aufgrund von Abschneideverlusten (siehe Gleichung 2.64) mit der Vergrößerung des Resonatorabstandes d abfällt.

3.6.1 Versuchsaufbau

In Abb.(3.7) ist der dafür verwendete Aufbau zu sehen. Ein Diodenlaser⁴ wird zur Modenreinigung in die Faser F1 eingekoppelt. Seine erzeugte Wellenlänge kann mit einem Rückkopplungsgitter zwischen 800 nm und 860 nm variiert werden. Sein Strahl läuft nach der Faser durch ein $\lambda/2$ -Plättchen und einen polarisierenden Strahlteiler (PBS), dessen zweiter Arm in ein Wavemeter eingekoppelt wird. Der Rest des Lichts wird in die Resonatorfaser eingekoppelt, das $\lambda/4$ -Plättchen vor der Faser unterdrückt Rückkopplungen in den Laser. Das Licht hinter der Auskoppelfaser wird direkt auf eine Photodiode gegeben,

⁴Toptica DL pro 850

ein hochauflösendes Oszilloskop wird zur Signalauswertung benutzt. Die Auskoppelfaser ist fest auf einen Post montiert, die Einkoppelfaser befindet sich auf einem x-y-z Mikroverschiebetisch. Die Fasern wurden per Augenmaß parallel ausgerichtet. Hinter dem Verschiebetisch wurde ein Piezoaktuator montiert, welcher den Tisch zusätzlich zur manuellen Verstellung in z-Richtung um einige μm verschieben kann. Der Piezo wird von einem Hochspannungsverstärker gespeist, welcher sein Eingangssignal von einem Signalgenerator erhält. Um die am Piezoaktuator anliegende Spannung überwachen zu können, liegt diese zusätzlich an einem zweiten Oszilloskop an. Der Ausgang des Signalgenerators wird zusätzlich als Triggersignal für das erste Oszilloskop verwendet.

3.6.2 Messung der Finesse in Abhängigkeit des Abstandes

Um die Finesse der so realisierten Resonators zu messen, wird eine Dreiecksspannung an dem Piezoelement angelegt. Sie kommt aus einem Signalgenerator und wird durch einen Hochspannungsverstärker verstärkt. Dadurch wird die Länge des Resonators um einige μm linear mit einer Frequenz um 5 Hz gescannt (die genaue Frequenz spielt keine Rolle). Mit einem Mikroskop mit 80-facher Vergrößerung kann dieser Prozess optisch überwacht werden. Mit den Justageschrauben des Verschiebetisches kann man nun die Position der Einkoppelfaser in den drei linearen Freiheitsgraden einstellen, bis das Signal der Photodiode Transmissionspeaks auf dem hochauflösenden Oszilloskop zeigt. Als Triggersignal wird das selbe Signal verwendet, das auch den Piezoverstärker treibt.

Hat man in dem dargestellten Signal die TEM_{00} identifiziert, wird der Abstand Ihrer Maxima Δt sowie die Halbwertsbreite δt der peaks gemessen. Wie in 2.52 zu erkennen ist, beträgt im Phasenbild der Abstand zweier TEM_{00} -Modern immer 2π . Die Finesse bestimmt sich also mit ??? zu:

$$\frac{\Delta t}{\delta t} = \frac{\epsilon}{2\pi} = \mathcal{F} \quad (3.6)$$

Um den Einfluss von Abschneideverlusten bei größer werdender Resonatorlänge d zu untersuchen, muss diese vermessen werden. Dies kann über die Messung des freien Spektralbereichs mit Gleichung 2.55 geschehen. Man lässt d konstant und verstimmt die Frequenz des Lasers so lange, bis ein freier Spektralbereich durchfahren wurde. Dies kann anhand des Transmissionssignals festgestellt werden, das auf dem Oszilloskop sichtbar ist. Die zugehörigen Wellenlängen λ_1 und λ_2 werden mit einem Wavemeter gemessen. Mit der Beziehung $c = \lambda\nu$ ergibt sich d zu:

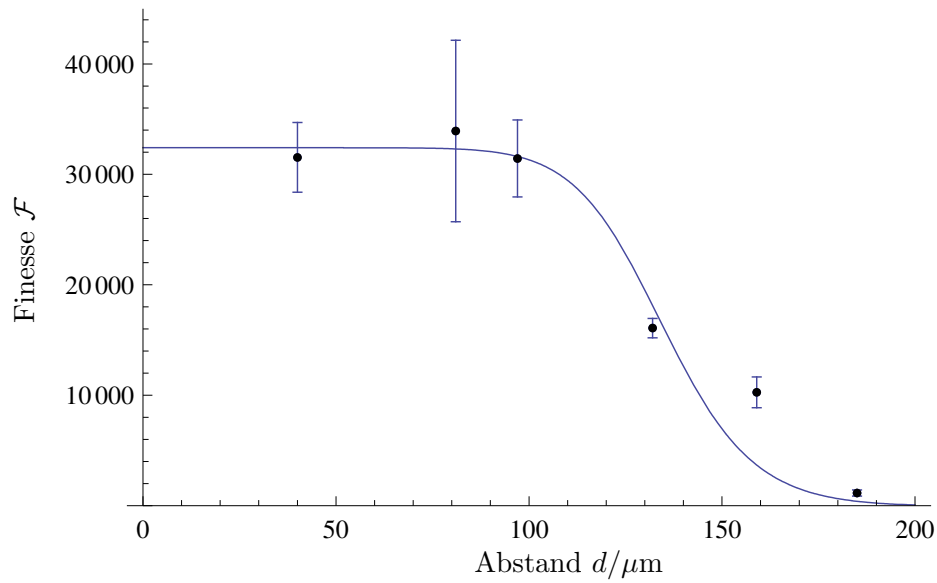


Abbildung 3.8: Messung der Finesse \mathcal{F} über dem Abstand d des Resonators. Die durchgängige Kurve ist ein Fit der Funktion 2.64

$$d = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_1 - \lambda_2)} \quad (3.7)$$

In Abb.(3.8) sind Werte der Finesse \mathcal{F} über die Resonatorlänge d aufgetragen. Die durchgehende Kurve ist ein Fit von Gleichung 2.65 an die gemessenen Werte. Die angepassten Parameter sind zum einen die Summe der längenunabhängigen Verluste, d.h. der Summe $T + S + A$ der Transmission T , der Absorption A sowie den Streuverlusten S . Der absolute Wert der einzelnen Verlustkanäle ist mit der Messung der Finesse alleine nicht möglich. Der zweite angepasste Parameter ist der effektive Spiegelradius a , welcher im Verlustterm l_c in Gleichung 2.64 zu finden ist. Er ist nicht zu verwechseln mit dem effektiven Durchmesser der Profilstruktur d_e . Diese Parameter ergaben sich in der Messung zu:

- $T + S + A = 97 \text{ ppm}$
- $a = 16 \pm 1 \mu\text{m}$

3.7 Fazit

Die Herstellung von Faserresonatoren mit einer Finesse \mathcal{F} von über 30000 bei Resonatorlängen bis ca. $100 \mu\text{m}$ war erfolgreich. Die Abmessungen der Fasern sind sehr günstig für den Einbau in die im nächsten Abschnitt vorgestellte Mikro-Ionenfalle. Wie in der Simulation gezeigt wurde, wird das radiale Pseudopotential durch das Dielektrikum, welches die Faser darstellt, zwar etwas geschwächt, jedoch nur in einem Maße, welches für die Durchführung typischer Ionenfallenexperimente nicht von Belang ist. Da Konstruktion der Falle es erlaubt, Ionen weit ab der Faser zu fangen und zu kühlen, sind statische Aufladungen durch den photoelektrischen Effekt, induziert durch den kurzwelligen Kühlaser, nicht zu erwarten.

Die größten Probleme bei der Herstellung liegen zur Zeit noch in der Erfolgsquote der Beschichtung, da über 50% der Fasern nach diesem Prozess Oberflächendefekte aufweisen. Der Grund hierfür ist weiterhin unklar, insbesondere deshalb, weil während der Vorbereitung und der Durchführung dieses Prozesses auf Sauberkeit hohen Wert gelegt wurde. Fast alle Verarbeitungsschritte zwischen der Ablation und Beschichtung fanden unter Reinraumbedingungen statt. Desweiteren wäre Beschichtung mit höherer Reflektivität von Vorteil, da die hier erreichten Werte noch nicht durch die Rauigkeit der bearbeiteten Faseroberfläche begrenzt sind. Auch ein größerer möglicher Resonatorabstand wäre experimentell von Vorteil. Möglicherweise sind die hier präsentierten Resultat in Abb. (3.8) durch die Ausrichtung der Fasern zueinander limitiert. Der errechnete Fehler von $\pm 1 \mu\text{m}$ ist definitiv zu klein, der wahre, durch experimentelle Imperfektionen verursachte Fehler ist größer. Ein Aufbau, bei dem eine genauere Ausrichtung möglich ist, ist in Planung.

4 Integration von Faserresonatoren in eine Mikro-Ionenfalle

4.1 Cavity QED mit Ionen

Um die Integration der nun erfolgreich hergestellten Faserresonatoren in eine Mikro-Ionenfalle zu motivieren, werden in diesem Abschnitt kurz einige CQED-Experimente mit Ionen aus anderen Arbeitsgruppen vorgestellt. Anhand dieser Experimente lässt sich sehr gut aufzeigen, wieso es sich lohnt Ion-Resonator-Systeme zu untersuchen und welche aktuellen Limitationen durch den Einsatz von Faserresonatoren in einer Mikrofalle überwunden werden können.

4.1.1 Bisherige Arbeiten

Langzeitexperiment mit einem einzelnen Ion in einem Resonator

In [26] wird ein Experiment beschrieben, in welchem in der Gruppe von Wolfgang Lange und Herbert Walther ein einzelnes $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion in einer segmentierten makroskopischen Ionenfalle bis zu einer halben Stunde in einem radial ausgerichteten Resonator positioniert werden konnte. Über ein Raman-Schema wurde der $4^2\text{S}_{1/2}$ -Zustand mit dem $3^2\text{D}_{3/2}$ -Zustand gekoppelt, wobei der Resonator als Stokes-Komponente fungiert. Gemessen wurden die vom Resonator-Ion-System erzeugten Photonen. Dieses Experiment zeigt deutlich Vorzüge von Ionen gegenüber neutralen Atomen in dieser Art von Experimenten, da es aktuell nicht möglich ist, einzelne neutrale Atome über so lange Zeiträume kontrolliert in einem so kleinen Volumen zu halten, dass kontinuierlich eine Wechselwirkung mit einer Resonatormode stattfinden kann. Auch eine wichtige Limitation wird in diesem Experiment deutlich. Die Dielektrika des Spiegelsubstrates verzerren das Quadrupolfeld der Falle, wenn sie zu nahe am Fallenvolumen platziert werden. Außerdem besteht die Gefahr, dass das UV-Licht bei 397 nm, welches in diesem Experiment zum pumpen des Systems dient, durch den photoelektrischen Effekt Ladungen auf den Dielektrika induziert, welche das Fallenpotential

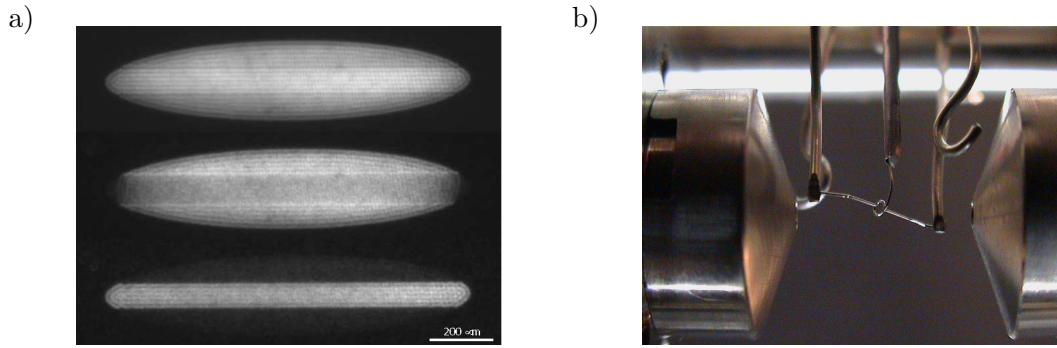


Abbildung 4.1: a) Große Ionenkristalle aus dem Experiment aus Aarhus. Die unterschiedliche Fluoreszenz weist auf mehrere Isotope im Kristall hin. b) Foto der Ionenfalle mit Resonator aus Innsbruck. Die Falle und das Ion bleiben fest, die beiden Resonatorspiegel sind beweglich.

ebenfalls negativ beeinflusst. Aufgrund des dadurch bedingten großen Resonatorabstandes von $d = 8$ mm, einer begrenzten Finesse $\mathcal{F} \approx 8000$, was eine Abklingrate $\kappa/(2\pi) = 1,2$ MHz ergibt, und einer begrenzten effektiven Kopplung des Ramanüberganges $g_{eff}/(2\pi) \approx 200$ kHz findet dieses Experiment im bad-cavity-regime statt. Das bedeutet, dass die Verluste des Systems die kohärente Dynamik zwischen einem einzelnen Atom und einem einzelnen Photon überwiegen. Diese Tatsache war für die hier durchgeführte Messung natürlich nicht von Belang. Ein vergleichbares Experiment im Bereich der starken Kopplung wäre aber nach dem Vorschlag in [5] sehr interessant.

Kollektive starke Kopplung von Ionenkristallen in einem Resonator

Im Experiment in [19] in der Arbeitsgruppe von Michael Drewsen in Aarhus wird ein Kristall aus bis zu 10^5 Ionen mit einem Resonatorfeld in Wechselwirkung gebracht. Dazu wird eine makroskopische lineare Paulfalle verwendet, die Resonatorspiegel sind in axialer Richtung angeordnet. Der Resonator hat eine Finesse $\mathcal{F} = 3000$, seine Länge d beträgt 11,8 mm. Daraus folgt $(g_0; \kappa; \gamma)/(2\pi) = (0,5; 2,1; 11)$ MHz. Mit $g_N = g_0\sqrt{N}$ ergibt sich kollektive starke Kopplung des Ionenkristalls bei einer Anzahl N von mehr als ca. 500 Ionen. Dies verspricht sehr interessante Anwendungen, da man mit diesem System einen Speicher für Quanteninformation zur Verfügung hat. Operationen wie die gezielte Verschränkung zweier Ionen sind mit diesem System jedoch nicht machbar.

Ion als Abtastsonde für ein Resonatorfeld

Es ist auch möglich, mit einem Ion die Modenstruktur eines Resonatorfeldes abzutasten, wie es an der Universität Innsbruck in der Gruppe von Rainer Blatt realisiert wurde. Für das Experiment in [33] mit einem $s\text{-}^{40}\text{Ca}^+$ -Ion wurde eine klassische Ringfalle benutzt. Der Resonator wurde mit Licht bei 729 nm resonant zum Quadrupolübergang des Ions betrieben. Dazu wurde der Resonator in axialer Richtung relativ zum Ion verschoben, und die Anregung des Ions abhängig von der Resonatorposition gemessen. Auf diese Weise ließen sich die Knoten und Bäuche des Resonatorfeldes rekonstruieren. In diesem Experiment kommt wieder zum Vorteil zum Tragen, ein Ion räumlich sehr gut kontrollieren zu können. Die Finesse der Resonators \mathcal{F} war 35000, der Spiegelabstand d betrug 21 mm. Die Kopplungs- und Verlustparameter in diesem Experiment waren: $(g_0; \kappa; \gamma)/(2\pi) = (134\text{ Hz}; 102\text{ kHz}; 0,17\text{ Hz})$. Diese Werte liegen ebenfalls weit jenseits den Anforderungen für starke Kopplung. Die kleinen Werte für g_0 und γ rühren von der Tatsache her, dass ein Quadrupolübergang verwendet wurde.

4.1.2 Folgerungen für zukünftige Experimente

Die obigen Experimente zeigen, dass CQED-Experimente in Ionenfallen durchaus möglich sind. Allerdings würde das Erreichen von starker Kopplung zwischen Feld und Ion es erlauben, zahlreiche sehr interessante Untersuchungen durchzuführen, welche bislang nicht machbar sind. Die vorgestellten Experimente lassen durch Ihre Kopplungs- und Verlustparameter den Schluss zu, dass für eine starke Kopplung und analog dazu für eine große Kooperativität C_0 (siehe Kapitel 2.4.4) Resonatoren mit kleinem Modenvolumen und großen Finessen erforderlich sind. Um diese kleinen Resonatoren mit einer Ionenfalle benutzen zu können, ist muss auch die Falle selbst miniaturisiert sein. Um diese Vorgaben umzusetzen ist die in unserer Arbeitsgruppe entwickelte Mikro-Ionenfalle in Verbindung mit den im vorigen Kapitel vorgestellten Faserresonatoren hervorragend geeignet.

4.2 Die Ulmer Mikro - Ionenfalle

Die in unsere Gruppe entwickelte und verwendete Mikro-Ionenfalle ist in [47] detailliert beschrieben. Ihre Mikrostrukturierung erlaubt hohe Fallenfrequenzen, sowie die Unterteilung der DC-Elektrode in 2x31 individuell ansteuerbare Segmente. Dies hat zur Folge, dass das axiale Pseudopotential dieser Falle in

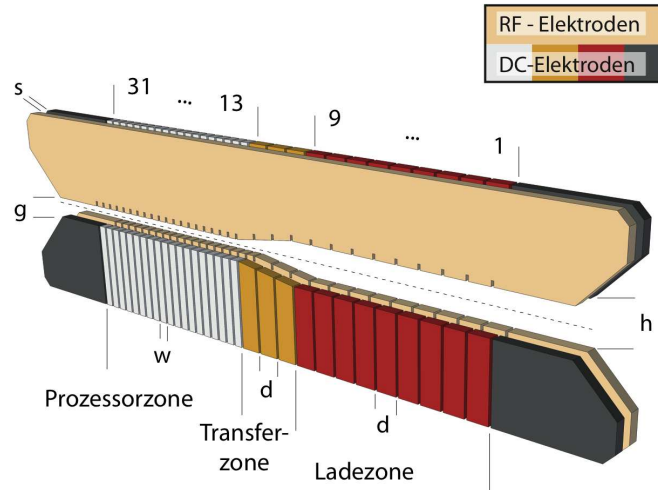


Abbildung 4.2: Schema der segmentierten Mikroionenfalle

weiten Teilen frei veränderlich ist. Das grundsätzliche Funktionsprinzip gleicht dem einer linearen Paulfalle (siehe Kapitel 2.3), im Detail gibt es jedoch Unterschiede, welche im Folgenden beschrieben werden.

4.2.1 Aufbau und Fabrikation

Eine Skizze der Falle ist in Abb. (4.2) zu sehen. Der Aufbau dieser Falle unterscheidet sich im Vergleich zu einer Standard-Paulfalle durch folgende, grundlegende Merkmale:

- **Minitiatursierung:** Die Größenordnung der Elektrodenstruktur sowie der Abstände bewegt sich im μm - Bereich
- **Segmentierung:** Die beiden DC - Elektroden sind in 31 individuell ansteuerbare Segmente unterteilt

Die Minitiatursierung erlaubt das Betreiben der Falle bei hohen Fallenfrequenzen, wobei bei moderaten DC - und RF- Spannungen ein tiefer Einschluss erreicht werden kann. Die Fallefrequenz bestimmt die Geschwindigkeit der Dynamik des Ions. Um so schneller diese ist, desto weniger spielen Dekohärenzeffekte eine wesentliche Rolle.

Die Segmentierung der Falle erlaubt den kontrollierten Transport von Ionen innerhalb der Falle. Sie ist deshalb in unterschiedliche Segmente eingeteilt, welche

unterschiedlichen Zwecken dienen. Die Ladezone ist in erster Linie für das Laden und Kühlen von Ionen gedacht. Ihr großes Fallenvolumen vereinfacht das Justieren der notwendigen Laser, der weite Fallenschlitz reduziert die Erzeugung von Streulicht, welches die optische Detektion erschwert. Im Gegensatz dazu ist in der Prozessorzone das Fallenvolumen reduziert, was höhere Fallenfrequenzen und tiefere Potentiale zur Folge hat. beide Regionen sind durch eine Transferzone verbunden. Der Fallenschlitz hat in der Ladezone die Höhe $h=500 \mu\text{m}$. In der Transferzone verjüngt sich dieser, bis er in der Prozessorzone nur noch die Höhe $g=250 \mu\text{m}$ misst. Die Breite der Elektroden beträgt in der Lade- und der Prozessorzone $d=250 \mu\text{m}$, in der Prozessorzone beträgt die Breite w nur noch $10 \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen zwei Elektroden beträgt $30 \mu\text{m}$. Am äußeren Rand dieser Prozessorzone, bei Segment 30 oder 31 sollen die Fasern für den Resonator integriert werden. Die Platzierung dort ist wünschenswert, weil an dieser Stelle das wenigste Streulicht erwartet wird, welches elektrostatische Aufladungen auf der Faser erzeugen könnte.

Die Falle ist aus Al_2O_3 -Wafern aufgebaut und besteht aus drei Schichten, zwei Elektrodenschichten und dazwischen ein Abstandshalter. Das Material hat eine Dicke von $125 \mu\text{m}$. Die fingerförmige Elektrodenstruktur wird mit einem Femtosekundenlaser herausgeschnitten. Hinterher wird eine Haftschiicht aus Titan (50 nm) aufgedampft, welche mit einer dickeren Goldschicht (500 nm) überzogen wird. In einem weiteren Laserbearbeitungsschritt werden die einzelnen Kontakte der DC-Elektroden voneinander getrennt. Nun kann die Falle zusammengesetzt werden. Dazu werden die drei Schichten mit Hilfe dafür vorgesehener Bohrungen exakt ausgerichtet, und dann mit vakuumkompatiblem Kleber fixiert. Die nun fertige Falle wird mit einem wirebonder auf eine Halterung kontaktiert. Vor dort aus werden nun die Kontakte mit kaptonisierten Kabeln an die Vakuumdurchführungen des Flansches geführt, an dem die Falle im Vakuumtopf befestigt ist. Im Signalweg nah an der Falle sind noch im Vakuum Tiefpassfilter mit einer Abschneidefrequenz von 10 MHz eingebaut, um eventuell vorhandenes hochfrequentes Rauschen an den DC-Elektroden zu dämpfen.

4.2.2 Simulation der Potentiale

In Abb. 4.3 ist das Pseudopotential in axialer Richtung skizziert, sowohl in der Lade- als auch in der Prozessorzone. Es wurde numerisch ermittelt, indem die axiale Fallenfrequenz mit (2.13) bestimmt wurde. An jeweils einem Elektrodenpaar wurde hier eine Spannung von -5 V angelegt. Betrachtet man zusätzlich die Potentiale der jeweiligen Nachbar Elektroden, so erkennt man einen großen räumlichen Überlapp, was vorteilhaft für die Erzeugung von Transportpotentialen ist.

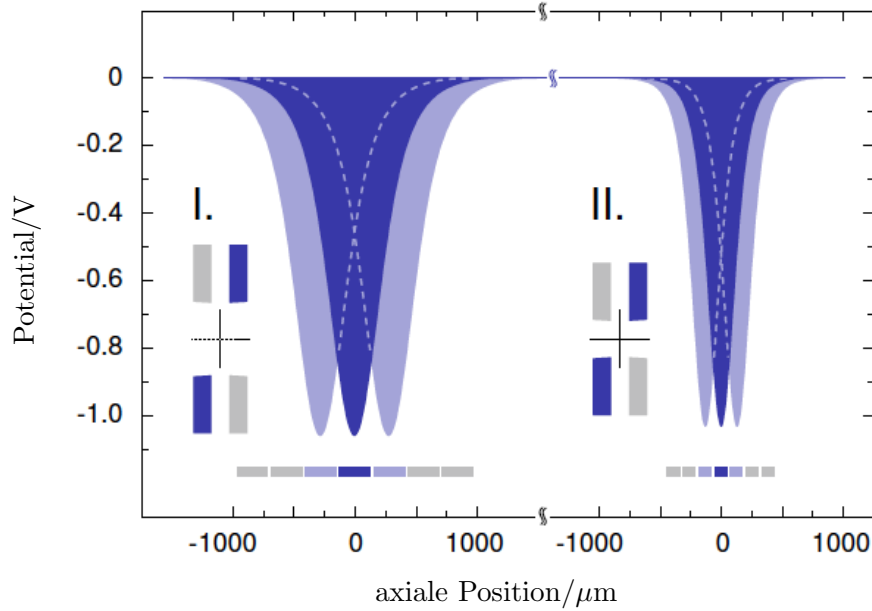


Abbildung 4.3: Numerische Simulation des axialen Pseudopotentials der Mikrofalle [47]

Um das radiale Pseudopotential zu bestimmen, wurde (2.12) benutzt. Die Falle wird mit einer Radiofrequenz $\omega = 24,841$ MHz betrieben. Befindet sich das Ion in der Laderegion, beträgt die Spannung $V_{0,l} = 140$ V, was in einer Fallentiefe von ca. 750 meV resultiert. Das zugehörige Potential wurde simuliert, Abb. 4.4 zeigt ein Konturdiagramm davon. Dieses Potential ist tief genug, ein heißes Ion zu fangen, zu kühlen und bis zu einer Stunde dort zu speichern. Für ein Ion in der Prozessorregion muss man die rf-Spannung reduzieren, da die Falle sonst instabil wird. Deshalb beträgt die Spannung $V_{0,p}$ in diesem Bereich bloß 60 V. Aufgrund der kleineren Elektrodenstruktur in dieser Region ist das Potential mit ca. 1eV hier trotzdem tiefer, wie dem Plot in Abb. 4.5 zu entnehmen ist.

In Abb. 4.6 wird das radiale Pseudopotential mit in die Falle integrierten Fasern abgebildet. Sie sind zwischen den beiden Elektrodenschichten platziert und ragen deutlich in das Fallenvolumen hinein, so dass ihr Abstand $100 \mu\text{m}$ beträgt. Dieser Abstand wurde aufgrund der Resultate aus Kapitel 3.5.2 gewählt. Es wird deutlich, dass sich das Pseudopotential durch den Einfluss der Fasern nicht wesentlich ändert. In horizontaler Richtung wird der Potentialverlauf etwas flacher, die Tiefe beträgt jedoch immernoch knapp 1 eV. Vertikal wird das Potential durch das Faserende begrenzt, seine Tiefe beträgt jedoch auch in dieser Richtung noch mehr als 0,4 eV. Diese Potentialtiefen sind für Experimente

mit dopplergekühlten Ionen ausreichend.

Anschließend sollen hier noch die Limitationen dieser Potentialberechnungen aufgezeigt werden. Wie bei den Rechnungen für lineare Paulfallen häufig üblich, werden Feldkomponenten in axialer Richtung nicht berücksichtigt. Für eine genaue Rechnung müssten diese aber miteinbezogen werden, insbesondere, da diese Komponenten in der hier beschriebenen Falle größer sind, als in klassischen linearen Paulfallen. Desweiteren werden Ungenauigkeiten verursacht durch die begrenzte Feinheit des für die numerische Rechnung verwendeten Gitternetzes und durch die Begrenzung des für die Rechnung betrachteten Volumens. Auch die Form der Elektroden ist idealisiert. Das bedeutet, dass sämtliche Potentialangaben mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sind, ihre prinzipielle Gültigkeit ist jedoch experimentell bestätigt [47]. Ebenfalls nicht berücksichtigt wurde in dieser Betrachtung der Effekt von statischen Aufladungen auf dem Isolatormaterial. Diese könnten zum Beispiel durch den photoelektrischen Effekt erzeugt werden, welcher bevorzugt durch kurzwelliges Licht hervorgerufen wird. Alle Operationen am Ion, die blaues Licht enthalten, das Ionisieren und Laden, sowie evtl. Ramanübergänge, finden jedoch weit entfernt, in einer anderen Region der Falle statt.

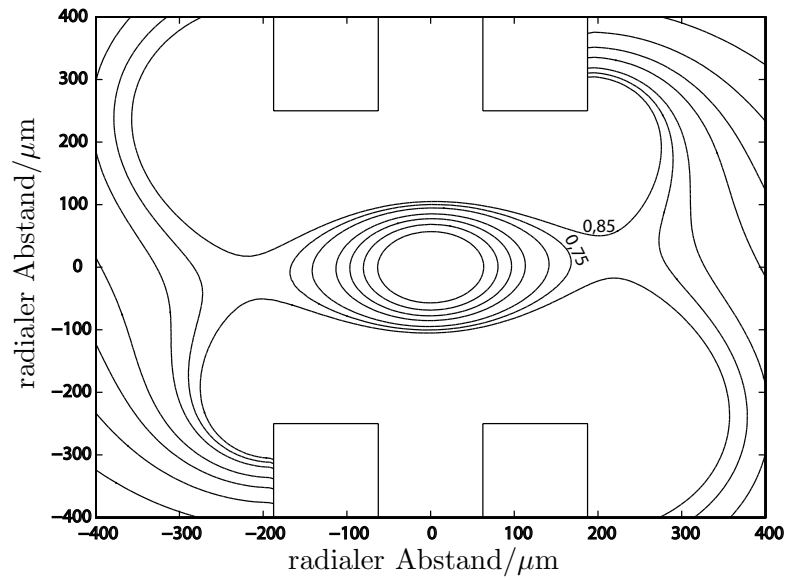


Abbildung 4.4: Simulation des radialen Pseudopotentials der Ladezone. Es ist aufgrund der größeren Elektrodenabstände deutlich schwächer als in der Prozessoregion. Beschriftet sind die Äquipotentiallinien bei 0,75 eV und 0,85 eV.

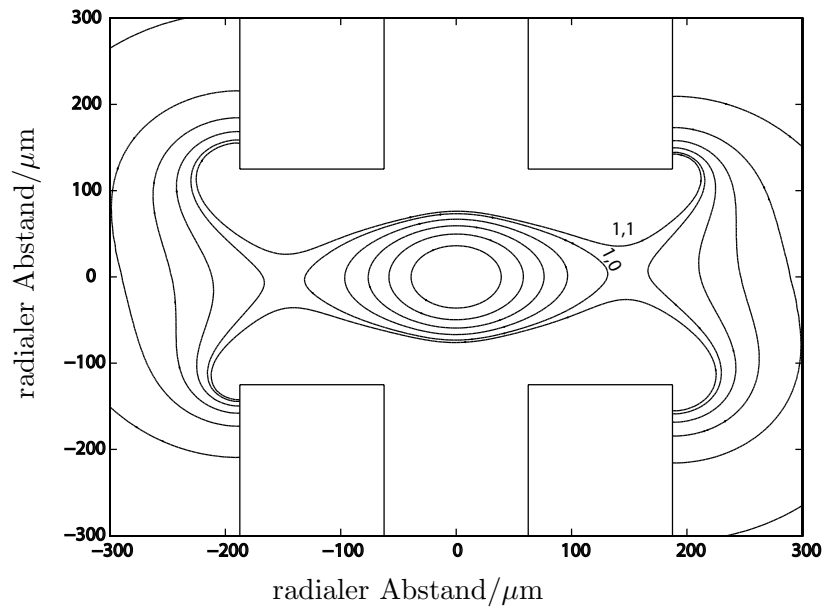


Abbildung 4.5: Simulation des radialen Pseudopotentials der Prozessorregion. Die Äquipotentiallinien bei 1,0 eV und 1,1 eV wurden markiert.

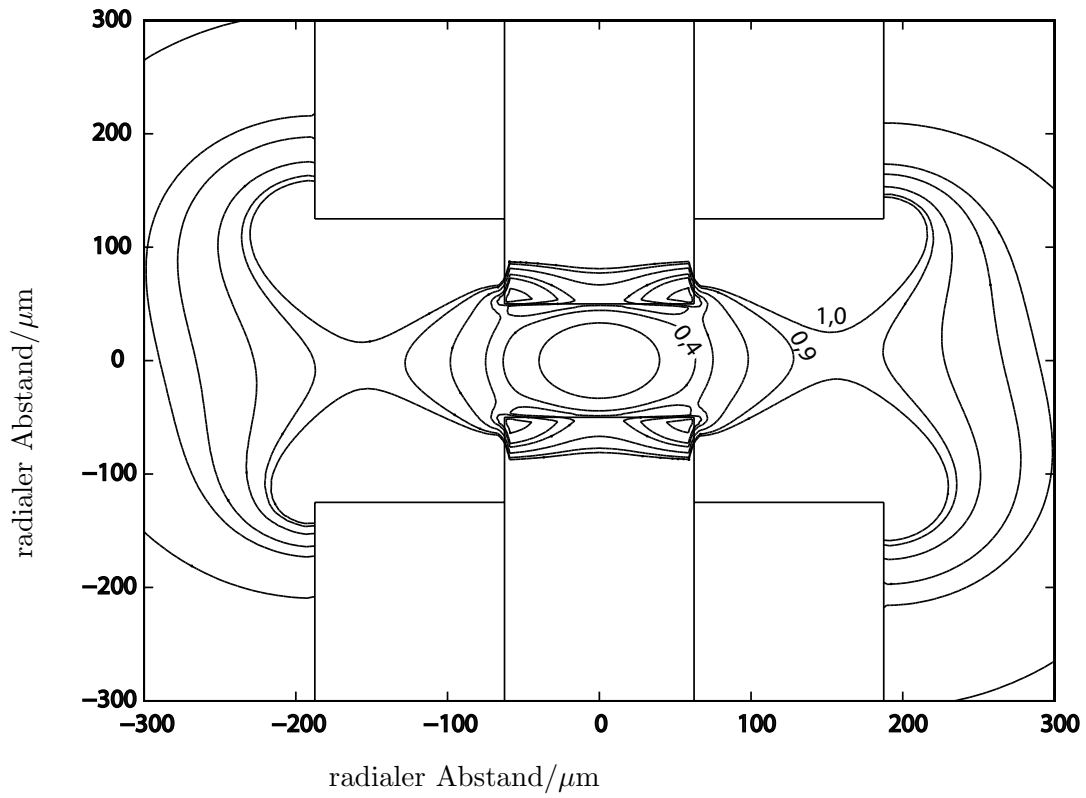


Abbildung 4.6: Simulation des radialen Pseudopotentials der Prozessorregion mit integrierter Faser. Für die Dielektrizitätszahl ϵ wurde ein Wert von 7 angenommen. Die Äquipotentiallinien bei 0,4 eV, 0,8 eV und 1,0 eV wurden markiert.

5 Hochgenaues Präparieren, Auslesen und Manipulieren eines $^{40}\text{Ca}^+$ Spin-Qubits

5.1 Experimenteller Aufbau

5.1.1 Vakuumkammer

Experimente mit einzelnen Ionen finden notwendigerweise immer im Ultrahochvakuum statt. Die wichtigsten Merkmale der hier verwendeten Vakuumkammer werden im Folgenden aufgezeigt.

Inhalt

Außer der Falle und den Kabeln für die elektrischen Kontakte und einer Platine mit den in Kapitel 4.2 erwähnten Tiefpassfiltern befindet sich noch die Quelle für das Calcium in Form mehrerer Atomstrahlöfen in der Kammer. Sie bestehen je aus einem Stahlröhrchen mit einer Wandstärke von 0,1 mm, in welches Calciumgranulat eingefüllt wird. Durch einen Strom von 2,7 A wird der Ofen erhitzt, was einen gerichteten Kalziumdampfstrahl zur Folge hat. Er ist in Richtung der Ladezone der Falle ausgerichtet und sorgt bei eingeschalteten Ionisationslasern für eine Laderate von ca. 1 Ion/s.

Optischer Zugang

Der optische Zugang zur Falle ist durch acht Fenster auf Höhe des Fallenschlitzes gewährleistet (siehe Abb. später). Drei dieser Fenster sind invertierte Viewports. Sie ermöglichen es, optische Elemente nahe am Ion zu positionieren, was insbesondere für die Abbildungsoptik wichtig ist. Alle Fenster sind für die relevanten Wellenlängen antireflexbeschichtet

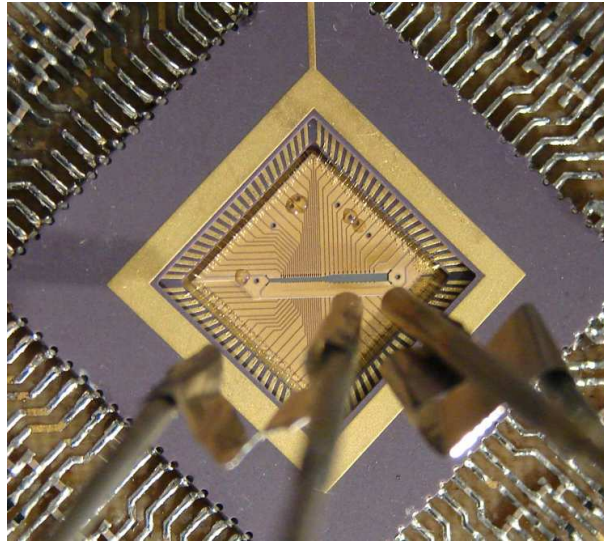


Abbildung 5.1: Bild der Falle im Vakuumtopf, aufgenommen durch ein Fenster. im Vordergrund sind zwei Atomstrahlöfen zu sehen.

Durchführungen

Die Kontakte der DC-Elektroden sind mit vier 25-poligen SubD-Steckerdurchführungen über den Deckelflansch der Kammer nach außen geführt. Da die Ansteuerung der RF-Elektroden und die der Öfen mehr elektrische Leistung erfordern, sind die Kontakte zu diesen mit Kupferdrahtdurchführungen realisiert.

Pumpen

Der Enddruck der Kammer liegt im Bereich von 10^{-10} mbar. Um diesen Druck aufrecht zu erhalten wird eine Ionengetterpumpe verwendet. Zusätzlich wird üblicherweise alle acht Stunden eine Titansublimationspumpe gezündet.

Magnetspulen

Um im $4^2\text{S}_{1/2}$ Zustand eine Zeemanaufspaltung zu induzieren, wird durch zwei Spulen ein Magnetfeld von ca. 6,7 G am Ort des Ions erzeugt. Dazu ist ein Strom von ca. 2 A notwendig. Die anderen Spulen dienen der Kompensation von unerwünschten, äußeren Magnetfeldern, so dass die Richtung der Feldes am Ort des Ions senkrecht zu den Ramanstrahlen und dem 729 nm Strahl ausgerichtet ist.

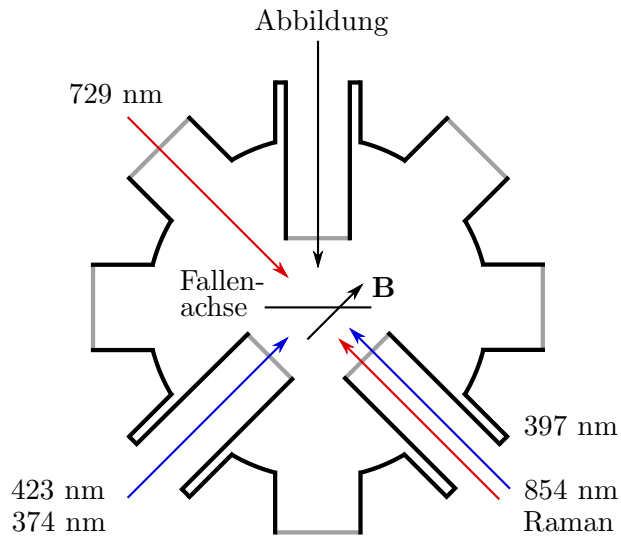


Abbildung 5.2: Schema des optischen Zugangs zur Vakuumkammer mit den Einstrahlrichtungen der Laser

5.1.2 Lasersystem

Die Manipulation des inneren Zustands eines Ions findet mit Laserfeldern statt (siehe Kapitel 2.4). Die Eigenschaften der beteiligten Übergänge stellen unterschiedliche Ansprüche an die Eigenschaften der jeweiligen Laserquellen bezüglich Leistung, Wellenlänge und Frequenzstabilität. Bei den hier beschriebenen Experimenten ist es außerdem regelmäßig erforderlich, die Laserfelder schnell an und abzuschalten, sowie ihre Frequenz um einige MHz zu variieren. Dies geschieht mit akustooptischen Modulatoren (AOMs). Sie erlauben Schaltzeiten im Nanosekundenbereich, welche für die schnelle zeitliche Abfolge von Laserpulsen in den beschriebenen Experimenten häufig erforderlich sind. Im folgenden wird das verwendete Lasersystem nun genauer beschrieben.

Ionisationslaser bei 374 nm und 423 nm

Die Ionisation des neutralen Kalziums erfolgt in den hier beschriebenen Experimenten nach dem in Kapitel 2.1.1 vorgestellten Verfahren. Dafür werden zwei Laser benötigt.

Ein Laser¹ mit einer Wellenlänge von 423 nm treibt den Übergang von 4^1S_0 zu 4^1P_1 . Laserlicht einer Diode bei 846 nm wird dazu in einen Ringresonator

¹Toptica DL-SHG 110

eingekoppelt. Dort wird mit einem BBO - Kristall die Wellenlänge auf die erforderlichen 423 nm halbiert. Die maximale Ausgangsleistung liegt bei ca. 10 mW. Die Wellenlänge wird mit dem Wavemeter überwacht und nicht weiter stabilisiert. Ihr genauer Wert ist von der Ausrichtung des Strahls zur Strahlrichtung des Atomstrahlofens abhängig.

Ein zweiter Laser² bei 374 nm sorgt für den Übergang vom 4^1P_1 ins Kontinuum. Das Laserfeld von 10 mW wird hier direkt durch eine Diode bereitgestellt, eine Stabilisierung oder Überwachung der Frequenz ist normalerweise nicht notwendig. Geschaltet werden die Strahlen von einem TTL-gesteuerten Mechanischen.

Kühl- und Fluoreszenzlasers bei 397 nm

Ein gitterstabilisierter Diodenlaser³ bei 397 nm wird für den Übergang von $4^2\text{S}_{1/2}$ zu $4^2\text{P}_{3/2}$ verwendet. Seine maximale Ausgangsleistung beträgt ca. 13 mW. Er wird zum Dopplerkühlen des Ions sowie zur optischen Zustandsdetektion verwendet. Da hierfür die Frequenzstabilität des Lasers wichtig ist, wird die Frequenz durch einen externen optischen Resonator mit einer Finesse \mathcal{F} von ca. 250 und dem sogenannten Pound-Drever-Hall Verfahren (PDH) aktiv stabilisiert. Das genaue Prinzip sowie die technische Umsetzung finden sich beispielsweise in [2]. Dieser Laser wird durch einen AOM an- und ausgeschaltet.

Raman-Laser bei 397 nm

Um Raman-Übergänge zu treiben wird ein weiterer Laser bei 397 nm verwendet, der jedoch zum $4^2\text{S}_{1/2} - 4^2\text{P}_{1/2}$ Übergang einige GHz verstimmt ist. Da hierfür mehr Leistung als beim Fluoreszenzlasers benötigt wird, muss hier wiederum auf ein frequenzverdopplendes System⁴ zurückgegriffen werden. Dafür wird das Licht einer Laserdiode bei 794 nm in einem tapered amplifier (TA) verstärkt und in einem optischen Ringresonator mit einem BBO - Kristall verdoppelt. Die maximale Ausgangsleistung beträgt dann ca. 50 mW. Der Ausgangsstrahl des Lasers wird ebenfalls mit einem AOM geschaltet. Die Strahlen, welche die Ramanübergänge treiben, werden von diesem Strahl abgespalten und sind durch weitere AOMs in der Frequenz verstimmbaar.

²Toptica DL 100

³Toptica DL 100

⁴Toptica TA-SHG 110

Shelving -Laser bei 729 nm

Das Licht für den $4^2S_{1/2} - 3^2D_{5/2}$ Quadrupolübergang wird von einer Laserdiode mit nachgeschaltetem TA bereitgestellt. Die Ausgangsleistung beträgt bis zu 500 mW. Aufgrund der sehr geringen Breite des Übergangs ist eine aktive Stabilisierung der Frequenz notwendig. Sie erfolgt mit einem externen optischen Resonator mit einer hohen Finesse $\mathcal{F} > 100000$. Damit ist eine Stabilisierung der Frequenz auf eine Breite von weniger als 5 kHz möglich. Auch dieser Laser wird mit einem AOM geschaltet und verstimmt.

Rückpumplaser bei 854nm und 866 nm

Die Rückpumplaser bei 854 nm und 866 nm, die die Übergänge $3^2D_{5/2} - 4^2P_{3/2}$ und $3^2D_{3/2} - 4^2P_{1/2}$ treiben, sind ebenfalls gitterstabilisierte Diodenlaser⁵ mit einer Ausgangsleistung von jeweils 50 mW. Sie sind ebenfalls mit Hilfe von externen optischen Standardresonatoren und dem PDH - Verfahren auf eine Linienbreite von xxx kHz aktiv stabilisiert. Sie werden ebenfalls mit AOMs geschaltet.

5.1.3 Elektronische Ansteuerung

DC - Elektroden

Die DC - Elektroden der einzelnen Segmente werden durch ein digital-analog Wandlerschaltung mit 64 unabhängigen Kanälen angesteuert. Sie ist nicht nur für den statischen Betrieb der Falle ausgelegt, sondern ermöglicht auch den schnellen Transport von Ionen durch die Falle. Die wesentlichen Merkmale beinhalten eine Updaterate der einzelnen Spannungen mit Frequenzen bis zu 10 MHz. Die Auflösung des verwendeten Digital-Analog-Wandler (DACs)⁶ beträgt 16 bit, der Bereich der ausgegebenen Spannungen umfasst ± 10 V. Beim Entwurf der Schaltung wurde auf eine möglichst rauscharme Realisierung Wert gelegt. Aus diesem Grund besteht die Spannungsversorgung aus Blei-Gel Akkus, so dass das Gerät während des Betriebes vollständig vom Stromnetz getrennt werden kann. Die digitale Ansteuerung des Gerätes wird von dem Rechner vorgenommen, welcher auch die übrigen Abläufe in einem Experiment kontrolliert. Um die Geschwindigkeit der Schaltung voll nutzen zu können, ist in Zukunft geplant, die DC-Elektroden durch einen dedizierten FPGA anzusteuern.

⁵Toptica DL 100

⁶Texas instruments DAC8814

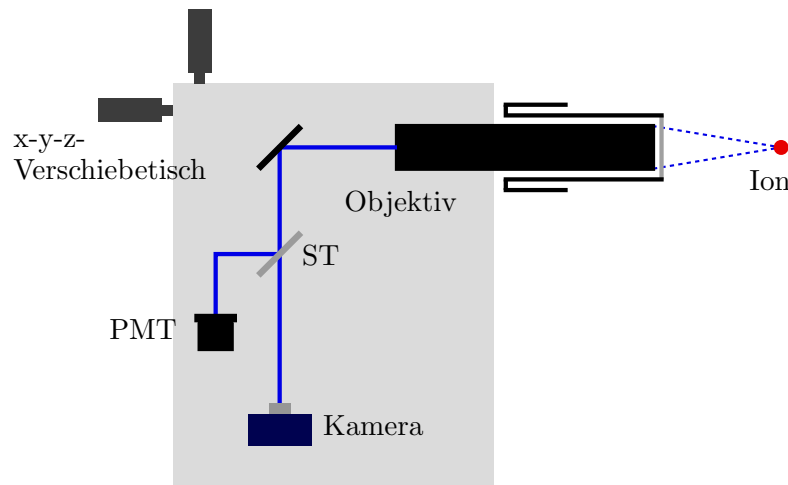


Abbildung 5.3: Skizze der Detektionsoptik. Das Licht eines abbildenden Objektivs wird am Strahlteiler (ST) auf die PMT und die Kamera aufgeteilt.

RF - Elektroden

Die RF-Elektroden werden mit einer Frequenz von $\omega/(2\pi) = 24,841$ MHz mit einer Spannung $V_{pp} = 280$ V betrieben. Das Signal wird von einem RF - Frequenz-generator⁷ erzeugt und verstärkt. Um die Spannung weiter auf das notwendige Level zu erhöhen, wird ein sogenannter Topfkreis verwendet. Er besteht aus einer Spule, welche von einem zylindrischen Metallschild umgeben ist. Mit den richtigen Abmessungen fungiert ein solcher Topfkreis als Resonator bei der gewünschten Frequenz. Für Details siehe [32]. Um das Ausgangssignal überwachen zu können, wird es mit einem kapazitiven Teiler, welcher das Signal um den Faktor 1000 ??? abschwächt, auf ein Oszilloskop gelegt.

5.1.4 Optische Detektion

Bei den im Folgenden beschriebenen Experimenten ist es notwendig, die Fluoreszenz des $4^2\text{S}_{1/2} - 4^2\text{P}_{1/2}$ -Übergangs zu detektieren. Diese Detektion geschieht auf zwei Arten. Zum einen mit einer Kamera und zum anderen mit einer Photovervielfacherröhre (PMT). In Abb. (5.3) sind die Optik und der Strahlengang skizziert. Ein gemeinsames Objektiv mit einer Brennweite von 66.8 mm und einer numerischen Apertur von 0,27 wird in einem invertierten Viewport platziert, um bezüglich des Ions einen möglichst großen Raumwinkel abdecken zu

⁷Marconi Instruments signal generator 2019

können. Das Bild des Ions wird nun mit einem Strahlteiler zu 80% auf eine PMT und zu 20% auf eine EMCCD - Kamera⁸ aufgeteilt. Vor beiden Geräten befindet sich ein optischer Bandpass-Filter, der Umgebungslicht herausfiltert. Der gesamte Aufbau kann mit Hilfe eines x-y-z-Verschiebetisches auf die Position des Ions justiert werden.

Die beiden Geräte zur Detektion dienen unterschiedlichen Zwecken. Mit der Kamera lässt sich schnell und unkompliziert den Ladezustand sowie die Position des Ions in der Falle überprüfen. Auch die Qualität der Kompensation der Mikrobewegung kann durch das Kamerabild beurteilt werden. Die PMT wird aufgrund ihrer hohen Quanteneffizienz von 27% für Spektroskopiemessungen eingesetzt, durch welche der Zustand des Ions bestimmt wird (siehe Kapitel 2.2.3).

5.2 Messungen am Spin - Qubit

Um CQED Experimente mit einzelnen Ionen durchführen zu können, ist es erforderlich, deren internen Zustand mit hoher Erfolgsrate zu präparieren und auszulesen, sowie beliebige Überlagerungszustände herstellen zu können. In den Begriffen der Quanteninformation entspricht dies der Kontrolle eines Qubits. Die beiden Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ werden in den Zeeman - Unterzuständen $m_j = -1/2$ und $m_j = +1/2$ des $4^2S_{1/2}$ - Niveaus kodiert. Sie sind aufgrund ihrer praktisch unendlich langen Lebensdauern hervorragend als solche geeignet. Die im folgenden beschriebenen Schritte setzen ein einzelnes Dopplergekühltes Ion voraus. Es sei an dieser Stelle ausdrücklich angemerkt, dass weitere Kühlverfahren, um das Ion in die Nähe des quantenmechanischen Grundzustands zu kühlen, bei den hier beschriebenen Experimenten nicht erforderlich sind. Weitere Details zu den durchgeführten Experimenten finden sich in [36].

5.2.1 Initialisierung

Befindet sich ein Dopplergekühltes Ion im $4^2S_{1/2}$ - Zustand, so ist der Zeeman - Unterzustand a priori unbekannt. Es ist also notwendig, das Ion in einen der beiden Zustände zu initialisieren. Eine naheliegende Methode ist, Licht bei 397 nm mit einer festen zirkularen Polarisierung einzustrahlen. Ist der Polarisationszustand $\sigma+$ ($\sigma-$) wird der Übergang nur dann getrieben, wenn sich das Ion in $|0\rangle$ ($|1\rangle$) befindet. Bei ausreichend langer Einstrahlzeit im Mikrosekundenbereich lässt sich so theoretisch eine Initialisierung mit hoher Erfolgsrate erzielen. In

⁸Andor Technology iXon DV860-BI

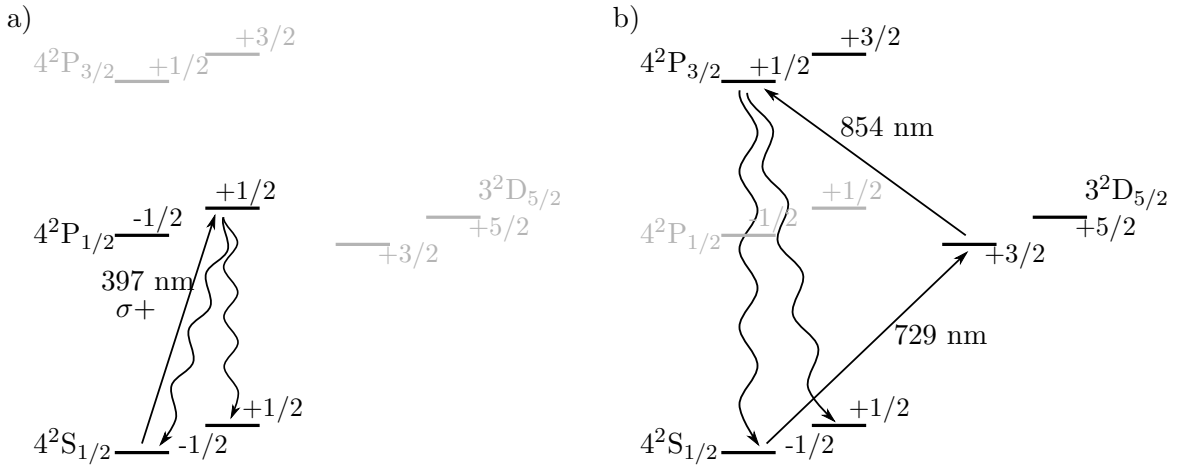


Abbildung 5.4: Optisches Pumpen in $|1\rangle$: a) mit $\sigma+$ -polarisiertem Licht bei 397 nm; b) mit Licht bei 729 nm und 854 nm;

der experimentellen Realisierung sind diesem Verfahren jedoch Grenzen gesetzt. Die Einstellung der genauen Polarisation des Lichtes ist nur bis zu einem gewissen Grad möglich, und Effekte wie beispielsweise Doppelbrechung des Lichts in den Fenstern zur Vakuumkammer oder auch die ungenaue Ausrichtung des Strahls zum Magnetfeld sind limitierende Faktoren.

Mit einer anderen Methode, dem optischen Pumpen über den $3^2\text{D}_{5/2}$ - Zustand, lassen sich im Experiment deutlich höhere Erfolgsraten erzielen. Hierbei wird die Population des Zustandes $4^2\text{S}_{1/2}, m_j = -1/2$ mit dem 729 nm Laser kohärent in den Zustand $3^2\text{D}_{5/2}, m_j = +3/2$ transferiert. Danach wird mit dem Rückpumplaser bei 854 nm der $3^2\text{D}_{5/2} - 4^2\text{P}_{3/2}$ Übergang getrieben, welcher dann in den $4^2\text{S}_{1/2}, m_j = +1/2$ oder $4^2\text{S}_{1/2}, m_j = -1/2$ Zustand zerfällt. Durch einige Wiederholungen dieser Prozedur wird somit der Zustand $|1\rangle$ initialisiert.

Eine unbekannte Größe stellt hier die Rabi-Frequenz Ω der Quadrupolübergangs dar. Sie hängt von absoluter Intensität des Lasers am Ort des Ions ab, und muss gemessen werden. Dies geschieht mit einem sogenannten Pulslängenscan, wie er auch beim später beschriebenen Treiben der Ramanübergänge verwendet wird.

Das Ion wird bei einem solchen Scan mit einem Puls der Länge τ beleuchtet. Dies bringt das Ion in einen Superpositionszustand $\alpha |S\rangle + \beta |D\rangle$ mit den unbekanntenen Koeffizienten α und β . Hinterher wird der Zustand ausgelesen. Durch mehrmaliges Wiederholen des Experiments, üblicherweise 100 mal, können statistisch α und β bestimmt werden. Dieses Vorgehen wird nun für

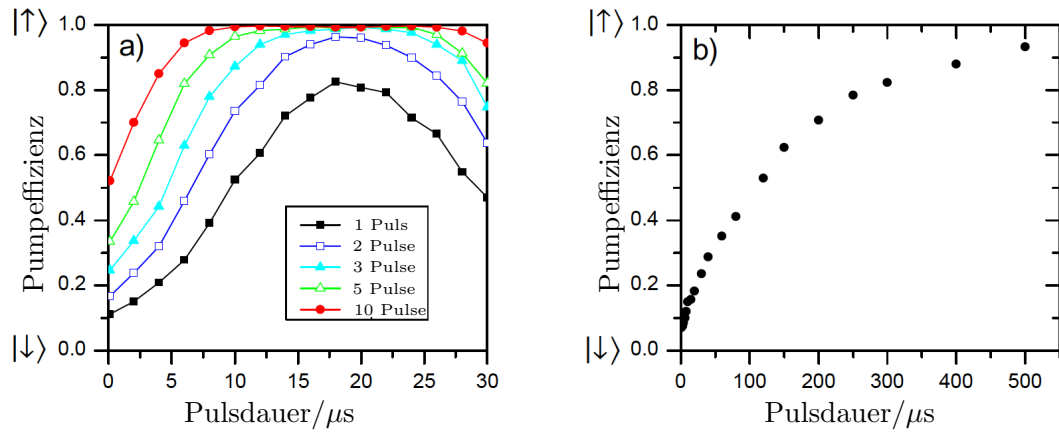


Abbildung 5.5: a) Pumpeffizienz als Funktion der Pulsdauer für unterschiedliche Pulsanzahlen; b) Pumpeffizienz bei kontinuierlichem 729 nm Laserfeld;

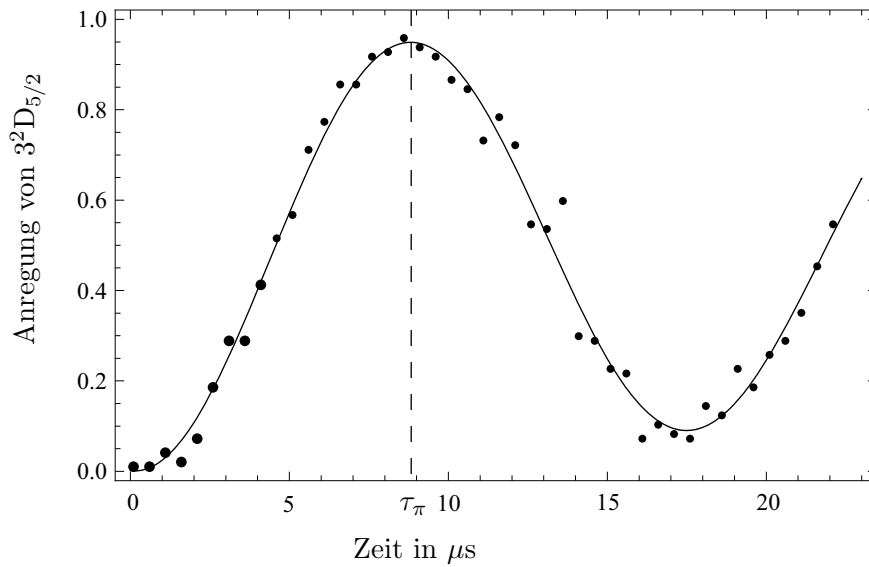


Abbildung 5.6: Pulslängenscan auf dem $4^2S_{1/2} - 3^2D_{5/2}$ -Übergang. Die Zeit τ_π beträgt 8,9 μs .

unterschiedliche Zeiten τ wiederholt. In Abb. 5.6 ist ein solcher Pulslängenscan zu sehen, aufgetragen sind die Anregungswahrscheinlichkeiten über die Anrengungszeit. Dekohärenzeffekte senken den Kontrast für längere Zeiten, was in diesem Kontext jedoch nicht von Bedeutung ist. Um möglichst effizient in den $3^2\text{D}_{5/2}$ - Zustand zu pumpen, muss nun die Einschaltdauer $\tau = \tau_\pi$ gewählt werden, bei welcher β möglichst groß ist. Im abgebildeten Beispiel beträgt τ_{π} $8,9 \mu\text{s}$. Um die begrenzte Effizienz dieses Übergangs zu kompensieren, ist es im Falle der Zustandsinitialisierung möglich den gesamten Pumpzyklus zu wiederholen. Die Effizienzen für unterschiedliche Wiederholungen der Pumpzyklus sind in Abb. (5.5) dargestellt. Mit zehn Pumpzyklen ist es so möglich, eine kombinierte Intialisierungs- und Ausleseeffizienz von $99,6 \%$ zu erzielen.

5.2.2 Auslesen

Das Auslesen des Spinzustands erfolgt mit dem sogenannten electron shelving. Dabei wird zuerst die Population des $4^2\text{S}_{1/2}$, $m_j = +1/2$ -Zustands mit dem Laser bei 729 nm in den, $m_j = +5/2$ transferiert. Nun erfolgt das Auslesen des $4^2\text{S}_{1/2}$ - Zustands mit der Fluoreszenzmethode aus Kapitel 2.2.3. Ein helles Ion korrespondiert dann mit $|0\rangle$, ein Dunkles mit $|1\rangle$.

Die Qualität dieser Ausleseoperation ist in erster Linie wieder durch die Effizienz des Quadrupolübergang $4^2\text{S}_{1/2} - 4^2\text{S}_{1/2}$ limitiert. Prinzipiell ist dieser Übergang analog zum obigen Fall mit einem π - Puls realisierbar. Folgende Faktoren verhindern aber eine perfekte Ausführung eines solchen.

- Fluktuationen in der Rabifrequenz Ω führen zu Fluktuationen in der Pulsfläche
- Die Frequenz des 729 nm Lasers kann trotz der Stabilisierung um einige KHz/h driften. Ist der Übergang zum Laserfeld nicht mehr Resonant, kann die Population aus dem $4^2\text{S}_{1/2}$, $m_j = +1/2$ - Zustand nicht vollständig in den $3^2\text{D}_{5/2}$ - Zustand übertragen werden.

Es gibt verschiedene Ansätze, um das electron shelving gegen diese Fehler robuster zu gestalten. In den hier durchgeführten Experimenten hat sich das Verfahren der rapid adiabatic passage (RAP) als am besten bewährt.

Rapid Adiabatic Passage

Um einen Populationstransfer von $|0\rangle$ nach $|1\rangle$ herbeizuführen, wird bei einem RAP - Puls die Frequenz $\nu(t)$ des Lasers zeitlich linear erhöht. $\nu(t)$ lautet dann:



Abbildung 5.7: Spur des Blochvektors bei einem Populationstransfer von $|0\rangle$ nach $|1\rangle$ mit einem RAP-Puls.

$$\nu(t) = \nu_r - \frac{\Delta\nu}{2} + \frac{2\Delta\nu}{T}t \quad (5.1)$$

Der Frequenzverlauf startet also $\Delta\nu/2$ unterhalb der Resonanzfrequenz ν_r und läuft während der Zeitspanne T bis zum Wert $\nu_r + \Delta\nu/2$. Die wie eine Analyse der Dynamik eines solchen Systems mit zeitlich veränderlicher Verstimmung zeigt [50], wird so wie bei einem π - Puls die Population von $|0\rangle$ nach $|1\rangle$ transferiert.

Mit dieser Methode ist ein Zustandstransfer von $4^2S_{1/2}, m_j = +1/2$ nach $3^2D_{5/2}, m_j = +5/2$ mit einer Erfolgsrate von 95% möglich (siehe Abb. 5.8 b)). Die übrige Population in $4^2S_{1/2}, m_j = +1/2$ wird nun mit einem zweiten RAP Puls nach $3^2D_{5/2}, m_j = +3/2$ transferiert. Die in Abb. 5.8 c) abgebildete kombinierte shelving- und Ausleseeffizienz beträgt 99,6 %, wie oben schon erwähnt. Ebenfalls in diesem Diagramm deutlich zu sehen ist die große Unempfindlichkeit der Effizienz gegen einen Frequenzdrift des Quadrupollasers. Als Vergleich dazu dient die Kurve a) in diesem Diagramm, welche die shelvingeffizienz eines gaußförmigen Pulses darstellt. Sie ist gegen kleine Frequenzdrifts sehr viel empfindlicher.

5.2.3 Qubit Rotationen auf dem Ramanübergang

Um die beiden Qubit - Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ zu koppeln, wird ein Raman - Übergang über einen offresonanten virtuellen Zustand in der Nähe des $4^2P_{1/2}$ getrieben. Die Dynamik eines solchen Übergangs kann wie die eines effektiven

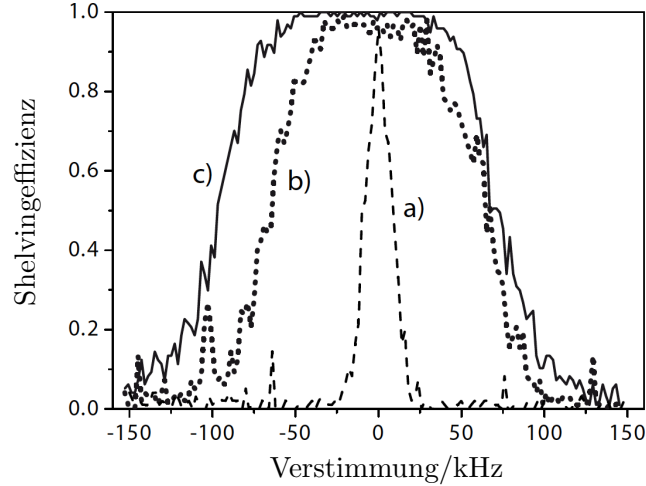


Abbildung 5.8: Effizienz des electron shelving als Funktion der Verstimmung des 729 nm Lasers zur Resonanz. a) Gaußpuls mit einer Pulsfläche von π ; b) einfacher RAP-Puls; c) doppelter RAP-Puls;

Zweiniveausystems beschrieben werden. Wie in Kapitel 2.4.2 vorgestellt, lautet die effektive Rabi-Frequenz $\Omega = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta}$, die Ω_i sind die jeweiligen Resonanten Rabi-Frequenzen der einzelnen Strahlen, Δ ist die Raman-Verstimmung.

Abhängig von der Ausrichtung der beiden Ramanstrahlen zueinander ist es möglich, den effektiven k-Vektor, und damit den Lamb-Dicke-Parameter η gemäß 2.25 zu variieren. In den hier beschriebenen Experimenten liefen die beiden Strahlen parallel zueinander. Daraus resultiert ein Lamb-Dicke-Parameter $\eta = 0$, da der effektive k-Vektor in dieser Anordnung verschwindet. Da im Folgenden ausschließlich Operationen an einem einzelnen Qubit von Interesse sind, und keine Zwei-Qubit-Gatter, ist dies von großem Vorteil, da somit die Bewegung des Ions nicht mit seinem elektronischen Zustand wechselwirkt. So wird die Hauptquelle für Dekohärenz in dem System ausgeschlossen.

Die Phasenkohärenz beider Strahlen ist deshalb sehr groß, weil sie beide von der selben Laserquelle erzeugt werden. Der Strahl wird in zwei Zweige aufgeteilt, und durch AOMs um die Zeemannaufspaltung des $4^2\text{S}_{1/2}$ - Zustands verstimmt. Für eine Qubitrotation wird nun folgendes Experiment durchgeführt: Nach dem Fangen und Dopplerkühlen eines Ions wird ein Pulslängenscan analog zu dem in Kapitel 5.2.1 durchgeführt, nur diesmal mit den beiden Ramanstrahlen. Initialisierung und Auslesen erfolgt wie oben beschrieben. Das Resultat eines solchen Experiments ist in Abb. 5.9 zu sehen. Der Kontrast der Rabioszillationen beträgt in diesem Bild 96%.

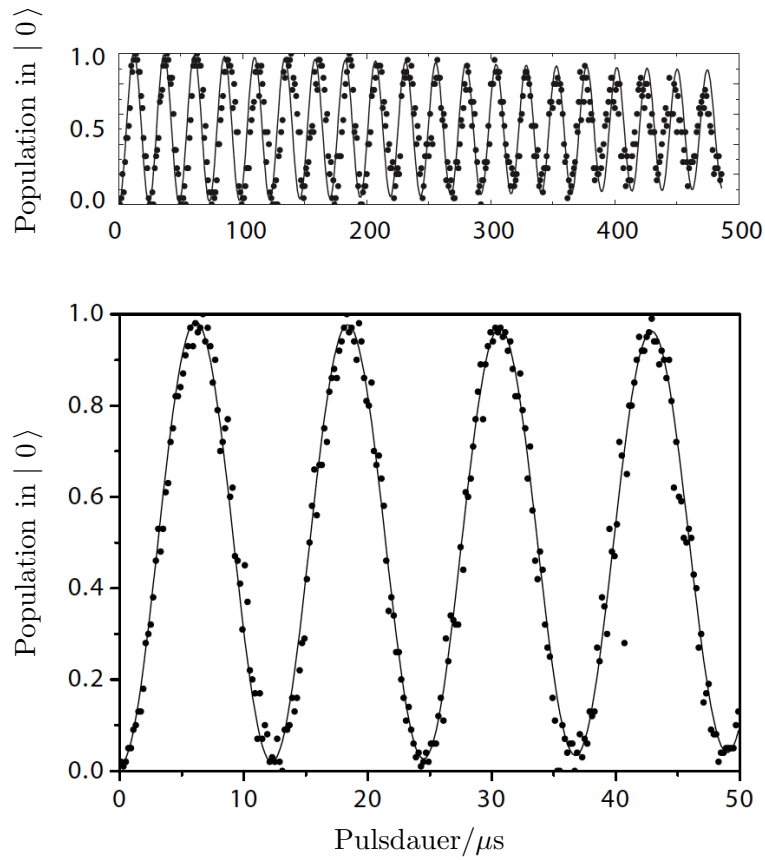


Abbildung 5.9: Rabi-Oszillationen zwischen den Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$, getrieben durch Raman-Übergänge.

5.3 Diskussion

Durch die obigen Experimente wurde die Möglichkeit aufgezeigt, ein einzelnes Qubit mit sehr hoher Erfolgsrate in einer Mikro-Ionenfalle zu initialisieren, eine beliebige Einzelqubitrotation ausführen sowie das Qubit auslesen zu können.

Die größte Dekohärenzquelle, nämlich der Einfluss des Bewegungszustandes des Ions auf seinen internen Zustand wurde durch die Wahl des Lamb-Dicke-Parameters $\eta = 0$ eliminiert. Dies wirft natürlich unmittelbar die Frage nach der verbleibenden, kleineren Dekohärenzquellen auf, welche für den abnehmenden Kontrast der Rabi-Oszillationen verantwortlich sind. Eine Fehlerquelle ist das Auftreten von off-resonanter Streuung von Photonen aus dem Ramanstrahl. Sie sinkt zwar mit größer werdendem Raman-Detuning Δ , ist aber immer messbar vorhanden und stellt durch eine de facto Messung am Zustand des Ions eine Dekohärenzquelle dar. Desweiteren ist die mechanische Stabilität der Strahlengänge des Ramanlichts begrenzt, was ein gewisses Phasenrauschen zwischen beiden Strahlen verursacht. Der Aufbau befindet sich auf einem luftgefederten optischen Tisch, und der Großteil des Weges der Ramanstrahlen ist mit einer Abdeckung gegen Luftströme versehen. Trotzdem sind Störungen dieser Art nicht auszuschließen.

6 Ausblick

Der erfolgreiche Abschluss der beschriebenen Experimente versetzt und nun in die Lage, ein kombiniertes Mikrofallen-Resonatorsystem zusammenzusetzen und erste Experimente damit durchzuführen. Wir planen, den Faserresonator mit Hilfe eines modifizierten Abstandshalters in der Falle zwischen den beiden Elektrodenschichten einzubauen, wobei eine Faser zum durchstimmen des Resonators durch einen Piezoaktuator bewegt werden kann. Nach dem Einbau in die Vakuukammer können nun erste Experimente zur Ion-Feld-Wechselwirkung durchgeführt werden.

Sind diese in erster Line technischen Hürden überwunden, ist unser nächstes Ziel das Erreichen der Starken Ion-Feld Kopplung, was die hohe Finesse des Resonators prinzipiell möglich macht. Ist dies erreicht, eröffnen sich zahlreiche Möglichkeiten für hochinteressante Experimente der Einzelionen-Resonator-QED. Beispielfür viele sei hier um der Kürze Willen nur eines erwähnt. In [44] wird ein Schema zur Erzeugung von Verschränkung durch Messung vorgeschlagen. Man bringt hierbei zwei (oder auch mehr) Ionen jeweils in einen Superpositionszustand. Nach einer Messung der Gesamtanregung des Systems könne diese in einen Bell-Zustand (oder einen entsprechenden Verschränkungszustand mit mehr Ionen, wie z.B. einen W-Zustand) überführt werden. Dieses Beispiel verdeutlicht, dass Experimente mit einzelnen Ionen und Resonatoren in Zukunft großes Potential haben.

Danksagung

Die Durchführung der in dieser Diplomarbeit beschriebenen Experimente wäre alleine ein Ding der Unmöglichkeit gewesen. Erst durch die tatkräftige Unterstützung einer Reihe von Leuten wurden die hier vorgestellten Resultate möglich.

Bei der Bearbeitung der Faseroberflächen konnte ich auf die Unterstützung einiger Experten auf diesem Gebiet zählen: Großen Dank schulde ich David Hunger, der mir gerade in der Anfangsphase immer Rede und Antwort stand, gerade, aber nicht ausschließlich bei technischen Fragen. Seine Erfahrung hat sehr dazu beigetragen, dass das Projekt zügig voranging und größere Fehlschläge vermieden wurden. Ebenso dankbar bin ich Christian Deutsch, der mich in die Kunst der Laserablation eingeführt und mich Tatkräftig bei der Bearbeitung und Charakterisierung der Faseroberflächen unterstützt hat. Und das zu einem Zeitpunkt, als der Abgabetermin für seine Diplomarbeit schon gefährlich nahe war. Auch bei Jakob Reichel möchte ich mich ganz herzlich für die vielen hilfreichen Tips die Beschichtung der Fasern betreffend bedanken, und dafür, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, seine Gruppe in Paris zu besuchen. Weiterer Dank geht an Alfred Plettl, der mir die Benutzung des Reinraums der Abteilung für Festkörperphysik ermöglicht hat, und mir mit seiner Erfahrung beim Transport 'sauberer' Gegenstände hilfreiche Tips geben konnte. Außerdem danke ich Christian Pfahler und Martin Keitsch für Ihre Hilfe bei den großen und kleinen Problemen der Reinraumarbeit. Für die Beschichtung der Fasern am LZH war Stefan Günster ein kompetenter und erfahrener Partner, der sich auch von den zahlreichen Sonderwünschen meinerseits nicht von diesem Auftrag abschrecken ließ.

Auch am Mikrofallenprojekt hatte ich das Glück Teil eines hervorragenden Teams sein zu dürfen. Ulrich Poschinger und Gerhard Huber waren für mich immer sehr kompetente Gesprächspartner und Ratgeber. Sie haben mich mit der Ulmer Mikrofalle vertraut gemacht und von ihrer langjährigen Erfahrung mit diesem Experiment konnte ich viel lernen. Aber auch die theoretischen Diskussionen mit ihnen haben mein Verständnis für Quantenmechanik und Ionenfallenphysik geschärft. Dies gilt ebenso für Frank Ziesel, der mich außerdem mit den Grundprinzipien der Potentialsimulation für Paulfallen vertraut gemacht hat. Auch meinem Mitdiplomanden Markus Deiß danke ich für seine Mithilfe

und Unterstützung bei den hier vorgestellten Messungen. All diese Leute haben wesentlich zu den hier vorgestellten Resultaten beigetragen.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Wolfgang Schnitzler. Er war immer zur Stelle, wenn ich eine helfende Hand oder Rat benötigte. Johannes Eble hat konnte mir häufig wertvolle Tips zu allem geben, was mit Lasern zu tun hatte. Von Stephan Schulz konnte ich viele Dinge das Design und die Herstellung von Ionenfallen betreffend lernen. Michael Hellwig stand mir bei zahlreichen Software- und Rechnerproblemen hilfreich zur Seite. Auch Michael Ferner danke ich für seine technische Unterstützung.

Auch den Mitarbeitern der Wissenschaftlichen Werkstatt möchte ich meinen Dank für die hervorragende Arbeit und ihre kompetente Beratung aussprechen.

Fürs Korrekturlesen danke ich Frank Ziesel, Ulrich Poschinger und Gerhard Huber. Meinen Eltern danke ich für ihr Vertrauen in meine Fähigkeiten und dafür, dass sie mir dieses Studium ermöglicht haben.

Ein ganz besonderer Dank gilt Kilian Singer. Seine physikalische Intuition sowie sein umfassender Überblick über das Fachgebiet haben mich bei vielen kleinen und großen Fragen auf die richtige Fährte geführt.

Den größten Dank von allen aber möchte ich meinen beiden Betreuern aussprechen. Prof. Matthias Freyberger war derjenige, der durch seine exzellente Vorlesung mein Interesse an der Quanteninformation geweckt hat. Prof. Ferdinand Schmidt-Kaler gab mir die Möglichkeit, in seiner Gruppe meine Diplomarbeit anfertigen zu können und konnte mich mit seinem Elan und Optimismus immer wieder aufs neue begeistern. Von seiner langen Erfahrung und umfassenden Expertise habe ich zu jedem Zeitpunkt meiner Arbeit sehr profitiert. Nicht zuletzt seine Begeisterungsfähigkeit hat dazu geführt, dass mir diese Arbeit trotz mancher Widrigkeiten immer auch Spaß gemacht hat.

Literaturverzeichnis

- [1] M. D. Barrett, J. Chaverini, T. Schaetz, J. Britton, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. Wineland. Deterministic quantum teleportation of atomic qubits. *Nature*, 429:737–739, 2004.
- [2] E.D. Black. An introduction to pound-drever-hall laser frequency stabilization. *Am. J. Phys.*, 69, 2001.
- [3] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt, 1995.
- [4] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55:48–51, Jul 1985.
- [5] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, and H. Mabuchi. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network. *Phy. Rev. Lett.*, 78, 1997.
- [6] Y. Colombe, T. Steinmetz, G. Dubois, F. Linke, D. Hunger, and J. Reichel. Strong atom-field coupling for Bose-Einstein condensates in an optical cavity on a chip. *Nature*, 450:272–277, 2007.
- [7] K. Creath. Phase measurement interferometry techniques. *Prog. Opt.*, 26:349–393, 1988.
- [8] Hans G. Dehmelt. Radiofrequency spectroscopy of stored ions, part i. *Adv. At. Mol. Phys.*, 3:53, 1967.
- [9] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer, 2000.
- [10] C. Deutsch. High finesse fibre Fabry-Perot resonators; production, characterization and applications. *Diplomarbeit, LMU München*, 2008.
- [11] D. Deutsch. Quantum theory, the church-turing principle and the universal quantum computer. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 400:97, 1985.
- [12] D.P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschr. Phys.*, 48:771, 2000.

- [13] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu. Laser manipulation of atomic beam velocities: Demonstration of stopped atoms and velocity reversal. *Phys. Rev. Lett.*, 54:996–999, Mar 1985.
- [14] R.P. Feynman. Simulating physics with computers. *Int. J. theor. Phys.*, 21:467, 1982.
- [15] P.K. Ghosh. *Ion Traps*. Clarendon Press, Oxford, 1995.
- [16] L.K. Grover. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Phys. Rev. Lett.*, 79:325, 1997.
- [17] S. Gulde, D. Rotter, P. Barton, F. Schmidt-Kaler, and W. Hogervorst R. Blatt. Simple and efficient photoionization loading of ions for precision ion-trapping experiments. *Appl. Phys. B*, 73:861–863, 2001.
- [18] S. Haroche and J.-M. Raimond. *Exploring the Quantum*. Oxford University Press, Oxford, 2006.
- [19] P. Herskind, A. Dantan, J. L. Soerensen M. B. Langkilde-Lauensen, A. Mortensen, and M. Drewsen. Loading of large ion coulomb crystals into a linear paul trap incorporating an optical cavity for cavity QED studies. *arXiv:0804.4589v1*, [quant-ph], 2008.
- [20] D. Hunger. Herstellung und Charakterisierung von Faserresonatoren hoher Finesse. *Diplomarbeit, LMU München*, 2005.
- [21] D. Hunger. persönliches Gespräch, 2009.
- [22] T. Hänsch and A. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.*, 13:68, 1975.
- [23] D.V.F. James. Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation. *Appl. Phys. B*, 66:181, 1998.
- [24] E. T. Jaynes and F. W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proc. IEEE*, 51:89, 1963.
- [25] W. B. Joyce and B. C. DeLoach. Alignment of gaussian beams. *Appl. Opt.*, 23:4187–4196, 1984.
- [26] M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange, and H. Walther. Long-term stability of continuous-wave emission from an ion-cavity system. *Eur. Phys. J. D*, 32, 2005.
- [27] H.J. Kimble. Structure and dynamics in cavity quantum electrodynamics. In P. R. Berman, editor, *Cavity Quantum Electrodynamics*, chapter 5, pages 203–266. Academic Press, London, 1994.

-
- [28] N. Kjaergaard, L. Hornekaer, A.M. Thommesen, Z. Videsen, and M. Drewsen. Isotope selective loading of an ion trap using resonance-enhanced two-photon ionization. *App. Phys. B*, 71:207, 2000.
- [29] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, 5:1550, 1966.
- [30] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D.J. Wineland. Quantum dynamics of single trapped ions. *Rev. Mod. Phys.*, 75:281–324, 2003.
- [31] D. Leibfried, B. DeMarco, V. Meyer, D. Lucas, M. Barrett, J. Britton, W. M. Itano, B. Jelenkovic, C. Langer, T. Rosenband, and D. Wineland. Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate. *Nature*, 422:412–415, 2003.
- [32] W.W. Macalpine and R.O. Schildknecht. Coaxial resonators with helical inner conductor. *Proc. of the IEEE*, 47:2099, 1959.
- [33] A. B. Mundt, A. Kreuther, C. Becher, D. Leibfried, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt. Coupling a single atomic quantum bit to a high finesse optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 2002.
- [34] S. Olmschenk, D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. Hayes, L.-M. Duan, and C. Monroe. Quantum Teleportation Between Distant Matter Qubits. *Science*, 323:486–489, 2009.
- [35] W. Paul, Q. Osberghaus, and E. Fischer. Ein Ionenkäfig. *Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen*, 415, 1958.
- [36] U. G. Poschinger, G. Huber, F. Ziesel, M. Deiß, m. Hettrich, S. A. Schulz, K. Singer, F. Schmidt-Kaler, G. Poulsen, M. Drewsen, and R. J. Hendricks. Coherent manipulation of a $^{40}\text{Ca}^+$ spin qubit in a micro ion trap. *arXiv:0902.2826v2*, [quant-ph], 2009.
- [37] John Prodan, Alan Migdall, William D. Phillips, Ivan So, Harold Metcalf, and Jean Dalibard. Stopping atoms with laser light. *Phys. Rev. Lett.*, 54:992–995, Mar 1985.
- [38] M. Riebe, H. Häffner, C.F. Roos, W. Hänsel, J. Benhelm, G.P.T. Lancaster, T.W. Körber, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, D.F.V. James, and R. Blatt. Deterministic quantum teleportation with atoms. *Nature*, 429:734, 2004.
- [39] C. Roos. Controlling the quantum state of trapped ions. *Dissertation, Universität Innsbruck*, 2000.
- [40] W.P. Schleich. *Quantum Optics in Phase Space*. Wiley-VCH, Berlin, 2001.

- [41] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G.P.T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C.F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt. Realization of the cirac-zoller controlled-not quantum gate. *Nature*, 422:408, 2003.
- [42] S. Schulz, U. Poschinger, K. Singer, and F. Schmidt-Kaler. Optimization of segmented linear paul traps and transport of stored particles. *Fortschr. Phys.*, 54:648, 2006.
- [43] 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. ed. S. Goldwasser, IEEE Press, Piscataway, NJ, 1994.
- [44] A. Soerensen and K. Molmer. Measurement induced entanglement and quantum computation with atoms in optical cavities. *Physical Review Letters*, 91:097905, 2003.
- [45] A. Steane. The ion trap quantum information processor. *Appl. Phys. B*, 64:632, 1997.
- [46] S. Stenholm. The semiclassical theory of laser cooling. *Rev. Mod. Phys.*, 58:699, 1986.
- [47] Stephan Schulz, Ulrich Poschinger, Frank Ziesel, Ferdinand Schmidt-Kaler . Sideband cooling and coherent dynamics in a microchip multi-segmented ion trap. *New J. Phys.*, 10:045007, 2008.
- [48] D.J. Wineland and H. Dehmelt. *Bull. Am. Soc.*, 20:637, 1975.
- [49] D.J. Wineland, C. Monroe, W.M. Itano, D. Leibfried, B.E. King, and D.M. Meekhof. Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, 103:259, 1998.
- [50] Chr. Wunderlich, Th. Hannemann, T. Koerber, H. Haeffner, Ch. Roos, W. Haensel, R. Blatt, and F. Schmidt-Kaler. Robust state preparation of a single trapped ion by adiabatic passage. *Journal of Modern Optics*, 54:1541, 2007.
- [51] F. Ziesel. Spektroskopie und Transport von Ionen in einer Mikrofalle. *Diplomarbeit, Univesität Ulm*, 2008.