

Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8
53115 Bonn

Ein Aufbau zur kohärenten Manipulation und zum zustandsabhängigen Transport einzelner Atome

von
Arne Härter

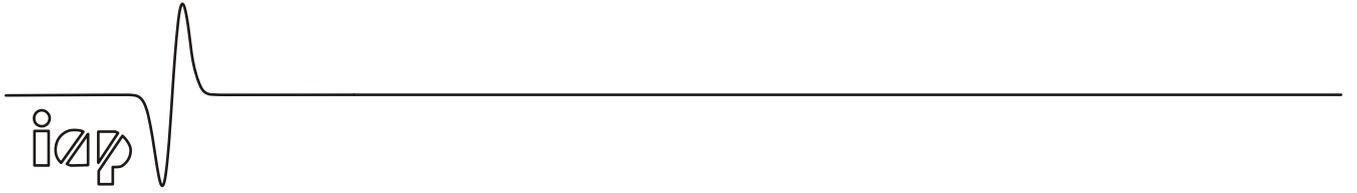
Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

November 2007

Referent: Prof. Dr. Dieter Meschede
Korreferent: Prof. Dr. Martin Weitz



Ein Aufbau zur kohärenten Manipulation und zum zustandsabhängigen Transport einzelner Atome

von
Arne Härter

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| Einleitung | 1 |
| 1 Grundlagen des Experiments | 3 |
| 1.1 Magnetooptische Falle | 3 |
| 1.1.1 Funktionsprinzip einer magnetooptischen Falle | 3 |
| 1.1.2 Eine magnetooptische Falle für (einzelne) Cäsium-Atome | 5 |
| 1.1.3 Optische Melasse | 7 |
| 1.2 Dipolfalle | 7 |
| 1.2.1 Die Dipolwechselwirkung | 7 |
| 1.2.2 AC Stark-Verschiebung | 8 |
| 1.2.3 Stehwellen-Dipolfalle in lin- ϑ -lin Konfiguration | 9 |
| 1.2.4 Ein zustandsabhängiges Dipolpotential | 11 |
| 2 Implementierung von Qubit-Operationen | 15 |
| 2.1 Initialisierung der Qubit-Zustände | 15 |
| 2.2 Kohärente Manipulationen der Qubit-Zustände | 15 |
| 2.2.1 Die optischen Blochgleichungen | 16 |
| 2.2.2 Die Mikrowellen-Anordnung | 19 |
| 3 Der zustandsabhängige Transport | 23 |
| 3.1 Polarisationsdrehung mit elektrooptischen Modulatoren | 23 |
| 3.1.1 Beschreibung mittels der Poincaré-Sphäre | 24 |
| 3.1.2 Beschreibung im Jones-Formalismus | 27 |
| 3.2 Berechnungen zum zustandsabhängigen Transport | 29 |
| 3.2.1 Verhalten des zustandsabhängigen Dipolpotentials während des Transports | 30 |
| 3.2.2 Störungstheoretische Herleitung der vibronischen Anregungswahrscheinlichkeiten | 32 |
| 3.2.3 Optimierung der Verschiebefunktion | 35 |
| 3.2.4 Vibronische Anregungen eines thermischen Zustands | 38 |
| 3.2.5 Einfluss der Anharmonizität der Dipolfalle | 40 |

| | |
|---|-----------|
| 4 Technische Umsetzung des Transports | 41 |
| 4.1 Interner Aufbau der EOMs | 41 |
| 4.2 Der $\lambda/4$ -EOM | 43 |
| 4.2.1 Umschaltvorgänge am $\lambda/4$ -EOM | 44 |
| 4.2.2 Aufnahme der Transferfunktion der EOMs | 48 |
| 4.3 Der Transport-EOM | 52 |
| 5 Experimentelle Umsetzung | 59 |
| 5.1 Aufbau des Experiments | 59 |
| 5.2 Experimente mit der Gesamtanordnung | 62 |
| 5.2.1 Atome in der magnetooptischen Falle | 63 |
| 5.2.2 Lebensdauern der Atome in der Stehwellen-Dipolfalle | 63 |
| 5.2.3 Implementierung eines zustandsabhängigen Nachweises und erste Anwendung einer Mikrowellen-Operation | 67 |
| Zusammenfassung und Ausblick | 71 |
| Literaturverzeichnis | 75 |

Einleitung

Von jeher hat die Physik neue Möglichkeiten der technischen Entwicklung eröffnet. Dabei war stets ein möglichst gutes Verständnis der grundlegenden Zusammenhänge Voraussetzung, um die physikalischen Phänomene anschließend kontrollieren und technisch optimal nutzen zu können. Mit der Entdeckung der Quantentheorie begann ein Prozess mit dem Ziel, eine solche Kontrolle über ausschließlich quantenmechanisch beschreibbare Objekte zu erlangen. Rasant beschleunigt wurde diese Entwicklung durch die mit den Methoden der Laserkühlung [1, 2, 3] erreichbaren niedrigen Temperaturen kalter atomarer Gase, welche seitdem einen Ausgangspunkt für die Konstruktion eines sogenannten Quantencomputers [4] darstellen.

Mithilfe von Quantenalgorithmen [5, 6] ermöglicht es ein solcher Computer, bestimmte Klassen von rechentechnischen Problemen in erheblich kürzerer Zeit zu lösen als ein klassischer Computer. Die Information wird dabei in der kohärenten Überlagerung quantenmechanischer Zustände, in diesem Zusammenhang auch als Quantenbit- oder Qubit-Zustände bezeichnet, gespeichert. Als Träger dieser Quanteninformation wurden verschiedene quantenmechanische Systeme vorgeschlagen, darunter Ionen [7, 8] und Photonen [9]. Letztere eignen sich hervorragend für die Übertragung von Informationen, können allerdings schlecht als Speicherbaustein eingesetzt werden. Gegenüber Ionen bieten neutrale Atome den Vorteil geringer Wechselwirkung mit ihrer Umgebung, was eine gute Skalierbarkeit daraus aufgebauter Systeme gewährleistet.

Große Systeme ultrakalter Atome stehen seit der technischen Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation atomarer Gase [10, 11] in vielen Laboren zur Verfügung. Eine notwendige Voraussetzung für einen Quantencomputer, die Erzeugung verschränkter Zustände, wurde in diesen Systemen mithilfe von optischen Gittern bereits erfüllt [12]. Es besteht dabei allerdings die Schwierigkeit, einzelne Atome unabhängig voneinander zu manipulieren. In den von uns geplanten Experimenten soll daher versucht werden, von der Kontrolle einzelner Atome [13, 14] ausgehend, Verschränkung in einem System mittlerer Größe zu realisieren. Dazu werden einzelne kalte Atome in einem eindimensionalen periodischen Potential, das von einem optischen Gitter gebildet wird, gefangen. Die von uns zur Codierung der Quanteninformation genutzten internen atomaren Zustände sind Hyperfein-Zustände des Grundzustands von Cäsium. Deren kohärente Manipulation kann mithilfe von Mikrowellenpulsen realisiert werden. Durch die Erzeugung eines zustandsabhängigen Potentials besteht in unserem Experiment die Möglichkeit, Atome oder verschiedene Teile einer einzigen atomaren Wellenfunktion in Abhängigkeit von ihrem internen Zustand im Gitter kontrolliert zu verschieben [15].

Die zustandsabhängige Verschiebung kann dabei mittels einer Anordnung aus zwei elektrooptischen Modulatoren erreicht werden.

Die möglichen Anwendungen der experimentellen Anordnung beinhalten das quantenmechanische Analogon zum *Random Walk*, den sogenannten Quanten-*Walk* [16, 17, 18], der mit einem einzelnen Atom durchgeführt wird. Der Quanten-*Walk* ermöglicht die Implementierung von Quantenalgorithmen, die bei der Durchsuchung von Gitterstrukturen eine quadratische Beschleunigung gegenüber klassischen Algorithmen bewirken. Zur Herstellung von verschränkten Zuständen können kontrollierte kalte Kollisionen [19] zwischen mehreren im Gitter gefangenen Atomen verwendet werden. Die dadurch realisierbaren sogenannten Cluster-Zustände bilden die Basis des Einweg-Quantencomputers [20], welcher eine Möglichkeit zur Realisierung eines universellen Quantencomputers darstellt.

Mein Beitrag zum Aufbau dieses Experiments besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen. Ich habe einerseits eine modulare Mikrowellen-Anordnung konzipiert und zusammengestellt, die die flexible Manipulation der atomaren Qubit-Zustände ermöglicht. Andererseits habe ich die für die zustandsabhängige Verschiebung benötigten elektrooptischen Modulatoren inklusive der Treiberverstärker charakterisiert und im Hinblick auf den Transportprozess optimiert. Diese Optimierung beinhaltet theoretische Berechnungen, aus denen die minimale für unsere Experimente nutzbare Transportdauer hervorgeht.

Kapitel 1

Grundlagen des Experiments

Der spinabhängige Transport von Cäsium-Atomen findet in einem Potential statt, das von einer Stehwellen-Dipolfalle gebildet wird. Die technisch erreichbare Tiefe dieses Potentials ist typischerweise auf Werte begrenzt, die Temperaturen von einigen mK entsprechen. Um Atome, die zunächst einer thermischen Geschwindigkeitsverteilung bei Raumtemperatur unterliegen, in einem solchen konservativen Potential fangen zu können, müssen diese abgebremst (gekühlt) werden, indem man mittels dissipativer Kräfte ihre kinetische Energie reduziert. Diese Kühlung der Atome geschieht in der magnetooptischen Falle (engl.: magneto-optical trap, MOT)[21].

1.1 Magnetooptische Falle

Die in der MOT wirkenden Kräfte beruhen auf der Streuung von Photonen an Atomen und der daraus resultierenden sogenannten Lichtdruckkraft [1]. Bei der Absorption eines Photons aus einem Laserstrahl wird der Photonimpuls auf das Atom übertragen. Die anschließende spontane Reemission des Photons erfolgt im Mittel isotrop und hat daher keine gerichtete Kraft zur Folge. Zur Erläuterung des Prinzips einer MOT genügt es zunächst, das Verhalten in einer Dimension zu betrachten.

1.1.1 Funktionsprinzip einer magnetooptischen Falle

Man betrachte zwei gegenläufige Laserstrahlen am Ort eines Atoms, deren Intensität klein gegenüber der Sättigungsintensität des betrachteten atomaren Übergangs ist. Die Absorption und spontane Reemission der Photonen aus beiden Laserstrahlen bewirkt eine resultierende Kraft auf das Atom, die sich schreiben lässt als [22]

$$\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_- \quad (1.1)$$

mit

$$\vec{F}_\pm = \pm \frac{\hbar \vec{k} \gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\Delta_\pm/\gamma)^2} \cdot \quad (1.2)$$

Hierbei ist \hbar das Plancksche Wirkungsquantum geteilt durch 2π , \vec{k} der Wellenvektor des Laserlichts, γ die Linienbreite des atomaren Übergangs und s_0 der Sättigungsparameter im Resonanzfall. Gegenüber der Übergangsfrequenz des freien Atoms sind die Laser um den Betrag Δ negativ- bzw. rotverstimmt, wobei Δ typischerweise einige Linienbreiten γ beträgt. Die effektive Verstimmung

$$\Delta_{\pm} = \Delta \mp \vec{k} \cdot \vec{v} \pm \mu' B / \hbar$$

hängt über den Doppler-Effekt von der Geschwindigkeit des Atoms \vec{v} sowie über die Zeeman-Verschiebung vom Betrag B des Magnetfelds am Ort des Atoms ab. Es wurde das effektive magnetische Moment $\mu' = (g_a m_a - g_g m_g) \mu_B$ des Übergangs benutzt, mit den Landé-Faktoren g_i , den magnetischen Quantenzahlen m und dem Bohrschen Magneton μ_B . Die Indizes g und a stehen für den Grund- bzw. den angeregten Zustand. Zur Veranschaulichung betrachte man einen Übergang mit Drehimpulsquantenzahlen $J_g = 0$ und $J_a = 1$. Die zugehörigen Energieniveaus in Anwesenheit eines Magnetfeldgradienten sind in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt.

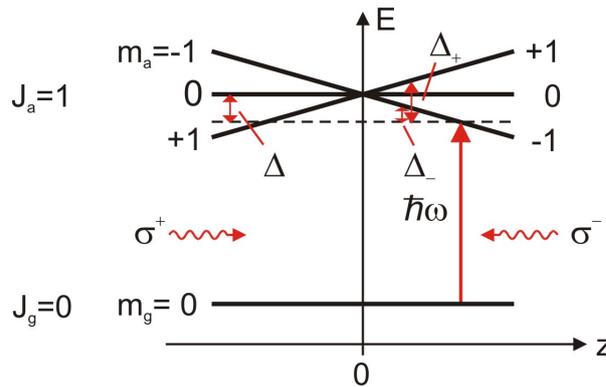


Abbildung 1.1: Vereinfachtes Niveau-System zur Veranschaulichung des Funktionsprinzips einer MOT. Aufgrund der magnetfeldbedingten Verschiebungen der Zeeman-Niveaus wird rechts vom Nullpunkt bevorzugt das von rechts eingestrahlte σ^- -polarisiertes Licht absorbiert, was zu einer resultierenden Kraft in Richtung des Fallenzentrums führt. Analoges gilt für die linke Seite der Abbildung und σ^+ -polarisiertes Licht.

Der Ort des Nulldurchgangs des Magnetfeldes definiert den Nullpunkt der Ortskoordinate. Strahlt man von rechts σ^- - und von links σ^+ -polarisiertes Licht ein¹, so wird rechts vom Nullpunkt der ($m_g = 0 \rightarrow m_a = -1$)-Übergang durch die Wirkung des Magnetfeldes näher zur Resonanz verschoben, während der ($m_g = 0 \rightarrow m_a = +1$)-Übergang weiter von der Resonanz entfernt wird. Folglich werden mehr Photonen aus dem von rechts kommenden Strahl absorbiert und anschließend durch spontanen Zerfall des angeregten Zustandes reemittiert. Über Gleichungen (1.1) und (1.2) ergibt sich somit eine ins Fallenzentrum gerichtete Kraft, die auf das Atom wirkt. In analoger Weise werden aufgrund der Dopplerverschiebung bevorzugt Photonen aus dem

¹Als σ^+ - (σ^- -) polarisiert wird dabei in dieser Arbeit Licht bezeichnet, das aufgrund der Richtung seiner zirkularen Polarisation in einem Atom an einen σ^+ - (σ^- -)Übergang koppelt.

entgegen der atomaren Bewegungsrichtung verlaufenden Laserstrahl gestreut, was die Geschwindigkeit der Atome reduziert und diese somit kühlt.

Entwickelt man Gleichung (1.1) unter der Annahme, dass sowohl die Doppler- als auch die Zeeman-Verschiebung klein gegenüber der Verstimmung des Lasers sind, erhält man eine Gleichung für die Kraft

$$\vec{F} = -\beta\vec{v} - \kappa\vec{r}, \quad (1.3)$$

die eine gedämpfte harmonische Schwingung des Atoms beschreibt. Dabei wurde die Dämpfungskonstante

$$\beta = -\frac{8\hbar k^2 \Delta s_0}{\gamma(1 + s_0 + (\frac{2\Delta}{\gamma})^2)}$$

und die Federkonstante

$$\kappa = \frac{\mu'}{\hbar k} \beta \cdot \frac{dB}{dz}$$

eingeführt. Über den Gradienten des Magnetfeldes $\frac{dB}{dz}$ in der Nähe des Nullpunktes kann die Größe der Federkonstanten κ eingestellt werden.

Das entwickelte Modell lässt sich auf eine dreidimensionale Anordnung mit drei Paaren von gegenläufigen Laserstrahlen und einem in alle Raumrichtungen linear ansteigenden magnetischen Quadrupolfeld erweitern. Die Größe des Volumens, in dem Atome in einer solchen Konfiguration gefangen werden können, lässt sich vor allem über den Magnetfeldgradienten $\frac{dB}{dz}$ sowie über die Verstimmung der Laser Δ einstellen. Während in das Fallenvolumen eintretende schnelle Atome in der MOT lediglich verlangsamt werden, die Falle aber wieder verlassen, werden langsamere Atome gefangen und abgekühlt, indem ihre kinetische Energie durch die Dämpfung der harmonischen Bewegung abgesenkt wird. Die erreichbaren Temperaturen liegen typischerweise in der Größenordnung des Doppler-Limits ($\hbar\gamma/2k_B \approx 125 \mu\text{K}$) und werden durch die Rückstoßenergie bei der Absorption und Emission einzelner Lichtquanten nach unten limitiert [22].

1.1.2 Eine magnetooptische Falle für (einzelne) Cäsium-Atome

Die bisherige Beschreibung wird im Folgenden auf die Implementierung einer MOT für Cäsium-Atome angewendet.

Aufgrund des nichtverschwindenden Kernspins von Cäsium muss der Gesamtdrehimpuls F betrachtet werden. Der benutzte atomare „Kühlübergang“ ist der Übergang vom ($F = 4$)-Niveau des $6^2S_{1/2}$ -Grundzustands zum ($F' = 5$)-Niveau des $6^2P_{3/2}$ -Zustands. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass die Atome aus dem ($F' = 5$)-Niveau aufgrund der Drehimpulsauswahlregeln für optische Übergänge nur ins ($F = 4$)-Niveau zurückrelaxieren können. Man spricht daher von einem geschlossenen Übergang. Es besteht allerdings aufgrund technischer Imperfektionen immer eine kleine Wahrscheinlichkeit für eine nichtresonante Anregung in das ($F' = 4$)-Niveau, von wo aus eine Relaxation ins ($F = 3$)-Niveau möglich ist. Zur Rückführung der Atome in

den Kühlzyklus wird ein weiterer Laser eingesetzt, der das ($F = 3$)-Niveau entvölkert und in das ($F' = 4$)-Niveau anregt (Rückpumplaser). Von dort können die Atome in das ($F = 4$)-Niveau zerfallen und wieder am Kühlprozess teilnehmen.

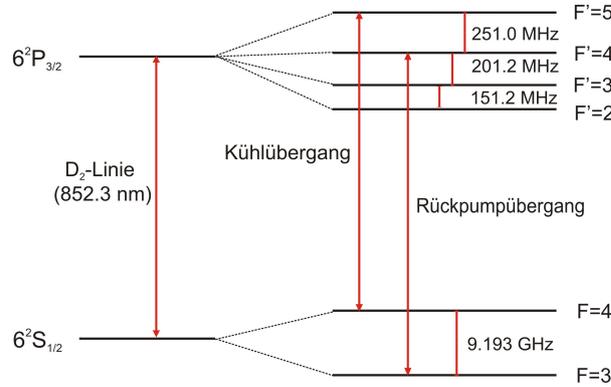


Abbildung 1.2: Hyperfeinstruktur der Cäsium D2-Linie. Zum Kühlen der Atome in der MOT wird der geschlossene Übergang ($F = 4 \rightarrow F' = 5$) genutzt. Wegen der nicht verschwindenden Wahrscheinlichkeit einer Population des ($F = 3$)-Niveaus wird der Rückpumplaser benötigt, der für eine Rückführung in den Kühlzyklus sorgt.

Das in Abbildung 1.1 gezeigte Energieschema der Zeeman-Niveaus ist für den „Kühlübergang“ in Cäsium nicht direkt anwendbar, da die komplexere Unterstruktur der Hyperfein-Zustände der Cs-Atome berücksichtigt werden muss. Für den räumlichen Einschluss der Atome durch die Ortsabhängigkeit der Zeeman-Verschiebung ist aber lediglich zu gewährleisten, dass mit steigendem Betrag des Magnetfeldes eine bevorzugte Absorption des in Richtung des Fallenzentrums eingestrahlten Lasers stattfindet. Der atomare Übergang, der an das Licht dieses Lasers koppelt, muss also näher an der Resonanz liegen, als der an den gegenlaufenden Laserstrahl koppelnde Übergang. Formal ausgedrückt bedeutet dies für den „Kühlübergang“ im Bereich mit positivem Magnetfeld (also für die Absorption von σ^- -polarisiertem Licht)

$$\{g_{(F'=5)}(m_F - 1) - g_{(F=4)}m_F\} \mu_B B < 0 .$$

Nach Einsetzen der Landé-Faktoren $g_{(F'=5)} = \frac{2}{5}$ und $g_{(F=4)} = \frac{1}{4}$ erhält man die Bedingung $m_F \leq 2$ für σ^- -polarisiertes und aus Symmetriegründen $m_F \geq -2$ für σ^+ -polarisiertes Licht. In beiden Fällen werden die Atome in Zustände gepumpt, für die der Kühlmechanismus greift. Trotz der komplizierteren Niveaustuktur von Cäsium ist also das Einfangen und die Kühlung der Atome in der MOT wie in Abschnitt 1.1.1 beschrieben möglich.

Für unsere Experimente ist es notwendig, einzelne Atome in der MOT fangen zu können. Dies kann vor allem mit dem aus einem hohen Magnetfeldgradienten $\frac{dB}{dz}$ resultierenden kleinen Fallenvolumen und einem niedrigen Cäsium-Partialdruck am Ort der MOT erreicht werden. Näheres zu der technischen Umsetzung findet sich in Kapitel 5.

1.1.3 Optische Melasse

Ohne einen Magnetfeldgradienten ergibt sich aus Gleichung (1.3) bei einer Beleuchtung der Atome mit den Laserstrahlen der MOT eine der atomaren Geschwindigkeit proportionale Kraft. Es kann in dieser Konfiguration eine Kühlung der Atome ohne einen räumlichen Einschluss erreicht werden. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von dem anschaulichen Begriff einer optischen Melasse.

1.2 Dipolfalle

Die Funktionsweise der MOT beruht auf der ständigen spontanen Streuung von Photonen. Bei diesen Streuprozessen geht die Information über die relative Phase der atomaren Wellenfunktion verloren, so dass eine Kontrolle des internen atomaren Zustands dort nicht zu erreichen ist. Für die kohärente Manipulation von Quantenbit-Zuständen ist eine Falle vonnöten, die die gefangenen Atome über längere Zeiten in einem wohldefinierten Zustand belässt. In einer Dipolfalle [23, 24] ist dies der Fall. Es können dort für die von uns gewählten Parameter Kohärenzzeiten im Bereich von Millisekunden erreicht werden [13, 25], was für unsere Experimente ausreichend ist.

1.2.1 Die Dipolwechselwirkung

Die in der Dipolfalle wirkenden Kräfte beruhen auf der Wechselwirkung des mit der Frequenz ω oszillierenden elektrischen Feldes eines Laserstrahls mit dem induzierten atomaren Dipolmoment. Das Dipol-Wechselwirkungspotential U_{dip} in einem klassischen Oszillator-Modell ist bei zeitlicher Mittelung über die schnell oszillierenden Terme und nach Durchführung der Drehwellennäherung [26]

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_{\text{at}}^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) . \quad (1.4)$$

Es hängt damit linear von der Intensität $I(\vec{r})$ des Lasers und der Linienbreite Γ des atomaren Übergangs ab. Die hier eingeführte Verstimmung $\Delta = \omega - \omega_{\text{at}}$ zwischen der Laserfrequenz und der atomaren Übergangsfrequenz ω_{at} erfüllt in unserem Experiment die für die Drehwellennäherung notwendige Bedingung $|\Delta| \ll \omega_{\text{at}}$, so dass obige Gleichung eine gute Beschreibung der Wechselwirkung zwischen dem Dipolfallenlicht und dem Atom liefert.

Man kann zwei Fälle der Wechselwirkung unterscheiden:

Ist der Laser gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmt ($\Delta < 0$), folgt aus (1.4) ein negatives Potential, d.h. das Atom spürt eine anziehende Kraft in Richtung der Intensitätsmaxima.

Bei Blauverstimmung ($\Delta > 0$) wird das Atom entsprechend vom Dipolpotential abgestoßen und bewegt sich zu Orten minimaler Intensität.

Die Wahrscheinlichkeit der Absorption und spontanen Reemission eines Photons des Dipolfallenlasers wird durch die Streurrate

$$\Gamma_{\text{streu}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_{\text{at}}^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\vec{r}) \quad (1.5)$$

bestimmt. In Bezug auf kohärente Manipulationen des Atoms in der Dipolfalle ist eine Minimierung dieser Größe erwünscht. In unseren Experimenten kann dies ausschließlich durch eine Reduzierung der Intensität I erreicht werden, da die Verstimmung Δ in der von uns genutzten speziellen Dipolfallenkonfiguration fest vorgegeben ist. Näheres hierzu findet sich in Abschnitt 1.2.4.

1.2.2 AC Stark-Verschiebung

Statt des Oszillator-Modells kann auch eine störungstheoretische Berechnung des Dipol-Wechselwirkungspotential durchgeführt werden. Für eine genauere Untersuchung in Bezug auf unser Experiment sei auf [25] verwiesen. Die Näherung eines Zwei-Niveau-Atoms liefert jedoch bereits qualitativ das wesentliche Resultat.

Berechnet man in zweiter Ordnung Störungstheorie die Verschiebung der Energieeigenwerte ϵ_i in einem Zwei-Niveau-Atom mit dem Dipol-Wechselwirkungsoperator, so erhält man

$$\Delta\epsilon_i = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_{\text{at}}^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) . \quad (1.6)$$

Das obere Vorzeichen steht für den Grundzustand, das untere für den angeregten Zustand. Im Falle einer rotverstimmtten Dipolfalle ($\Delta < 0$) wird die Energie des Grundzustands also abgesenkt, und zwar gerade um den Betrag des Resultats (1.4). Die Energie des angeregten Zustands wird entgegengesetzt verschoben. Unter der Annahme vernachlässigbarer Population des angeregten Zustands besteht aufgrund der Energieabsenkung des Grundzustands ein anziehendes Dipolpotential (Abbildung 1.3).

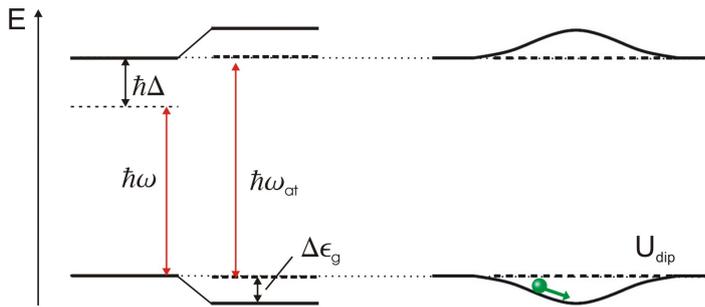


Abbildung 1.3: AC Stark-Verschiebung und Dipolpotential. Links ist die AC Stark-Verschiebung der Zustände eines Zwei-Niveau-Systems unter Einwirkung eines rotverstimmtten Lasers gezeigt. Rechts das daraus entstehende Dipolpotential für den Fall eines gaußförmigen Strahlprofils des Lasers. Das im Grundzustand befindliche Atom wird in Richtung des Intensitätsmaximums beschleunigt.

1.2.3 Stehwellen-Dipolfalle in lin- ϑ -lin Konfiguration

Mithilfe einer Dipolfalle lassen sich durch geeignete Formen der räumlichen Intensitätsverteilung unterschiedliche Potentialformen realisieren. Für unsere Experimente reflektieren wir den Strahl des Dipolfallenlasers in sich selbst zurück, so dass sich eine stehende Welle ausbildet. Daraus resultiert eine periodische Struktur des auch als eindimensionales optisches Gitter bezeichneten Potentials. Die Polarisation des rücklaufenden Strahls kann in unserer experimentellen Anordnung gegenüber der Polarisation des hinlaufenden Strahls gedreht werden. Beide Polarisationen sind dabei linear. Man spricht von einer lin- ϑ -lin Konfiguration.

Die Form des Dipolpotentials hängt von der räumlichen Intensitätsverteilung $I(\vec{r})$ des Dipolfallenlasers ab (vgl. Gleichung (1.4)). Für unsere Experimente nutzen wir einen fokussierten Strahl, der ein gaußförmiges Strahlprofil aufweist. Das elektrische Feld des entlang der z -Achse propagierenden Lichts lässt sich in der Nähe des Fokus in Zylinderkoordinaten $\vec{r} = (\rho, \varphi, z)$ darstellen als [27]

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right) \cos(\pm\omega t + kz) \cdot \vec{e}_\vartheta. \quad (1.7)$$

Mit $w(z)$ ist der Strahlradius bezeichnet. Die gesamte Form des Strahls wird bestimmt durch den kleinsten Strahlradius, die Strahltaile w_0 , sowie durch die Rayleigh-Länge z_0 . Diese gibt den Abstand zum Fokus an, nach welchem die Intensität des Strahls auf die Hälfte des Maximalwertes abgesunken ist. Das Vorzeichen vor dem Ausdruck ωt hängt von der Ausbreitungsrichtung der Welle ab. Die Gouy-Phase und der Einfluss der Krümmung der Wellenfronten auf die Phase der Welle wurden in dieser Betrachtung vernachlässigt.

Die Richtung der Polarisation des Strahls lässt sich über den Jones-Vektor

$$\vec{e}_\vartheta = \begin{pmatrix} \cos \vartheta \\ \sin \vartheta \end{pmatrix}$$

in die Beschreibung integrieren. Die beiden Komponenten des Vektors bezeichnen die Amplituden des elektrischen Feldvektors entlang zweier orthogonaler Raumrichtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts. Eine ausführliche Einführung in den Jones-Formalismus findet sich in Kapitel 3.

Vor dem rückreflektierenden Spiegel der Stehwellen-Dipolfalle befindet sich eine Anordnung, die eine Drehung der Polarisation des rücklaufenden Strahls bewirkt. Die genaue Funktionsweise der Anordnung wird ebenfalls in Kapitel 3 ausführlich erläutert. Die horizontale Polarisation des hinlaufenden Strahls fällt mit der x -Achse des Koordinatensystems zusammen, während die Polarisation des rücklaufenden Strahls mit dieser Achse den Winkel ϑ einschließt (siehe Abbildung 1.4).

Mit der zeitunabhängigen Amplitude $E_0(\vec{r})$ erhält man für den Vektor des elektrischen Feldes

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}_{\text{hor}}^{\text{hin}}(\vec{r}, t) + \vec{E}_\vartheta^{\text{rück}}(\vec{r}, t) \\ &= E_0(\vec{r}) \left(\cos(+\omega t + kz) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \cos(-\omega t + kz) \begin{pmatrix} \cos \vartheta \\ \sin \vartheta \end{pmatrix} \right). \end{aligned} \quad (1.8)$$

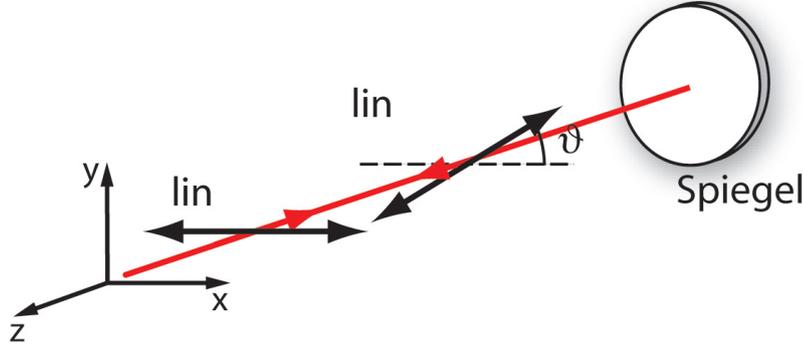


Abbildung 1.4: Lin- ϑ -lin Stehwellenkonfiguration. Die Polarisation des rücklaufenden Strahls wird mithilfe einer in Kapitel 3 beschriebenen Anordnung um einen Winkel ϑ gegenüber der horizontalen Polarisation des hinlaufenden Strahls gedreht.

Es ist zur Beschreibung unseres Experiments vorteilhaft, den Vektor des elektrischen Feldes (1.7) in eine σ^+ - und eine σ^- -polarisierte Komponente zu zerlegen

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{\sigma^+}(\vec{r}, t) + \vec{E}_{\sigma^-}(\vec{r}, t) . \quad (1.9)$$

Durch Gleichsetzen von (1.8) und (1.9) erhält man für die zirkularen Komponenten des Feldes

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\sigma^+}(\vec{r}, t) &= E_0(\vec{r}) \cos(kz - \vartheta/2) \begin{pmatrix} \cos(\omega t + \vartheta/2) \\ \sin(\omega t + \vartheta/2) \end{pmatrix} , \\ \vec{E}_{\sigma^-}(\vec{r}, t) &= E_0(\vec{r}) \cos(kz + \vartheta/2) \begin{pmatrix} \cos(\omega t - \vartheta/2) \\ -\sin(\omega t - \vartheta/2) \end{pmatrix} . \end{aligned} \quad (1.10)$$

Für die Tiefe der Dipolfalle ist die Lichtintensität

$$I(\vec{r}) = c\epsilon_0 \langle \vec{E}^2(\vec{r}, t) \rangle$$

am Ort des Atoms entscheidend. Die Klammern stehen hier für die zeitliche Mittelung des Quadrats des elektrischen Feldes. Mit (1.9) und (1.10) errechnet sich die Intensität zu

$$\begin{aligned} I(\vec{r}) &= c\epsilon_0 E_0^2(\vec{r}) (\cos^2(kz - \vartheta/2) + \cos^2(kz + \vartheta/2)) \\ &= I_{\sigma^+}(\vec{r}) + I_{\sigma^-}(\vec{r}) . \end{aligned} \quad (1.11)$$

Aufgrund der zeitlichen Mittelung in der Definition der Intensität ist die im zweiten Schritt explizit gemachte Aufteilung in eine σ^+ - und eine σ^- -Komponente möglich. Bei Variation des Winkels ϑ verschieben sich die Intensitätsverteilungen

$$\begin{aligned} I_{\sigma^+}(\vec{r}) &\propto \cos^2(kz - \vartheta/2) , \\ I_{\sigma^-}(\vec{r}) &\propto \cos^2(kz + \vartheta/2) \end{aligned}$$

in entgegengesetzte Richtungen entlang der z -Achse. Diese Verschiebung ist in Abbildung 1.5 für vier verschiedene Winkel gezeigt.

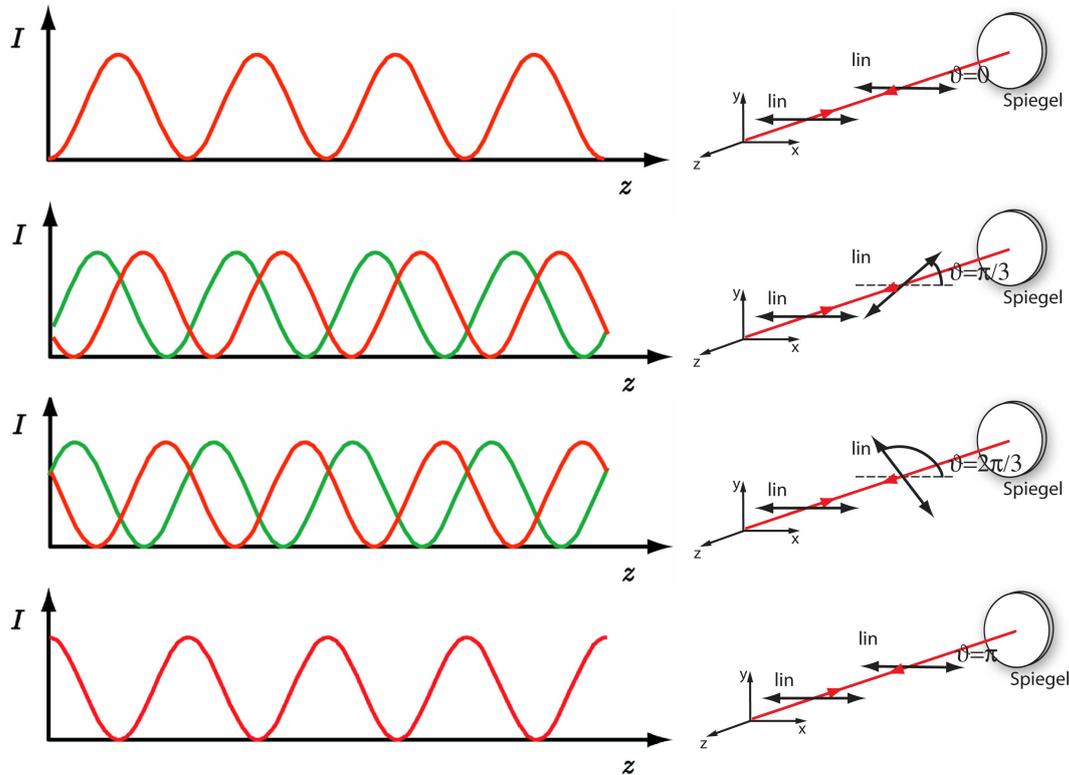


Abbildung 1.5: Verschiebung der σ^+ - und σ^- -Komponente der Stehwellendipolfalle bei Variation des Winkels ϑ der Polarisation des rücklaufenden Strahls. Nach einer Drehung um π hat eine relative Verschiebung um einen Potentialtopf stattgefunden und die Intensitätsverteilungen überlappen vollständig.

1.2.4 Ein zustandsabhängiges Dipolpotential

Die bisherige Beschreibung bezog sich ausschließlich auf die Intensitätsverteilungen des σ^+ - bzw. σ^- -polarisierten Lichts, welche sich kontrolliert gegeneinander verschieben lassen. Um allerdings die Kontrolle über die atomare Position zu gewinnen, muss die Kopplung dieses Lichts an das Atom miteinbezogen werden.

Die von uns als Träger der Quanteninformation genutzten atomaren Zustände werden als Quantenbit- oder kurz Qubit-Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ bezeichnet. Aufgrund ihrer Kopplungseigenschaften an zirkular polarisiertes Licht stellen sich dabei die äußersten Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur-Komponenten des elektronischen Grundzustands als günstige Wahl heraus

$$\begin{aligned} |0\rangle &:= |F = 3, m_F = -3\rangle, \\ |1\rangle &:= |F = 4, m_F = -4\rangle. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Die Qubit-Zustände lassen sich über Drehimpulskopplung in der Basis des Kerndrehimpulses I und des elektronischen Drehimpulses J ausdrücken. Diese Zerlegung ergibt

mithilfe der Clebsch-Gordon-Koeffizienten [28]

$$\begin{aligned}
 |0\rangle = |F = 3, m_F = -3\rangle &= \sqrt{\frac{1}{8}} |I = \frac{7}{2}, m_I = -\frac{5}{2}\rangle \otimes |J = \frac{1}{2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle \\
 &+ \sqrt{\frac{7}{8}} |I = \frac{7}{2}, m_I = -\frac{7}{2}\rangle \otimes |J = \frac{1}{2}, m_J = +\frac{1}{2}\rangle, \quad (1.13) \\
 |1\rangle = |F = 4, m_F = -4\rangle &= |I = \frac{7}{2}, m_I = -\frac{7}{2}\rangle \otimes |J = \frac{1}{2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle.
 \end{aligned}$$

Der Zustand $|1\rangle$ entspricht also genau dem Feinstruktur-Niveau $|J = \frac{1}{2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle$, während der Zustand $|0\rangle$ einen kleinen Beitrag dieses Zustands sowie einen größeren Beitrag des Zustands mit magnetischer Quantenzahl $m_J = +\frac{1}{2}$ enthält. Die Zerlegung in Gleichung (1.13) erleichtert die nun folgende Berechnung und Veranschaulichung des zustandsabhängigen Dipolpotentials.

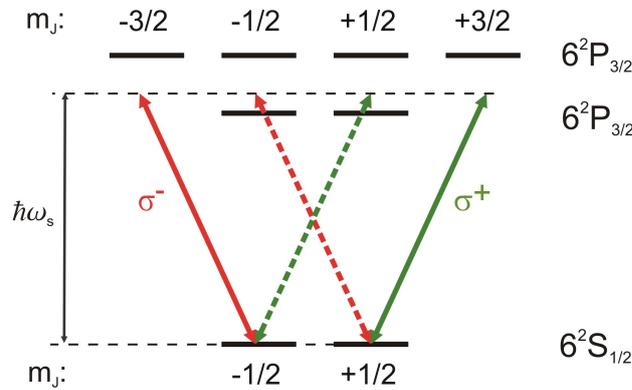


Abbildung 1.6: Vereinfachtes Schema der energetisch niedrigsten Niveaus von Cäsium. Die beiden Unterniveaus des Grundzustands koppeln an orthogonale Polarisationskomponenten des Dipolfallenlaserlichts, wenn dieses die systemspezifische Laserfrequenz ω_s hat.

In Abbildung 1.6 ist ein vereinfachtes Niveauschema von Cäsium gezeigt, bei dem auf die Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur verzichtet wurde. Die Pfeile deuten σ^- - bzw. σ^+ -polarisiertes Licht an, dessen Frequenz zwischen den Übergangsfrequenzen der D_1 - und der D_2 -Linie liegt. Für ein Atom im Zustand $|J = \frac{1}{2}, m_J = -\frac{1}{2}\rangle$ sind die Dipolpotentiale der beiden Polarisationskomponenten in Abbildung 1.7 gezeigt. Dieser Zustand erfährt ein anziehendes Dipolpotential durch σ^- -polarisiertes Licht, welches gegenüber der D_2 -Linie rotverstimmt ist (rote Kurve in Abbildung 1.7). Ein solches anziehendes Potential besteht auch im Falle von σ^+ -polarisiertem Licht. Allerdings kommt aufgrund der D_1 -Linie, gegenüber der das Licht blauverstimmt ist, ein abstoßendes Potential hinzu. Bei geeigneter Wahl der Wellenlänge heben sich diese beiden Beiträge gerade auf, so dass der Zustand keinen Einfluss des σ^+ -polarisierten Lichts spürt (Nulldurchgang der grünen Kurve in Abbildung 1.7). Aus Symmetriegründen gilt für ein Atom im Zustand $|J = \frac{1}{2}, m_J = +\frac{1}{2}\rangle$ die gleiche Argumentation bei Vertauschen der Rollen von σ^+ - und σ^- -polarisiertem Licht. Es gibt also eine

Wellenlänge für das Licht des Dipolfallenlasers, bei der die beiden Feinstrukturniveaus des Grundzustands von Cäsium an orthogonal zueinander polarisierte zirkuläre Komponenten des Lichts koppeln. Diese systemspezifische Wellenlänge wird mit λ_s bezeichnet.

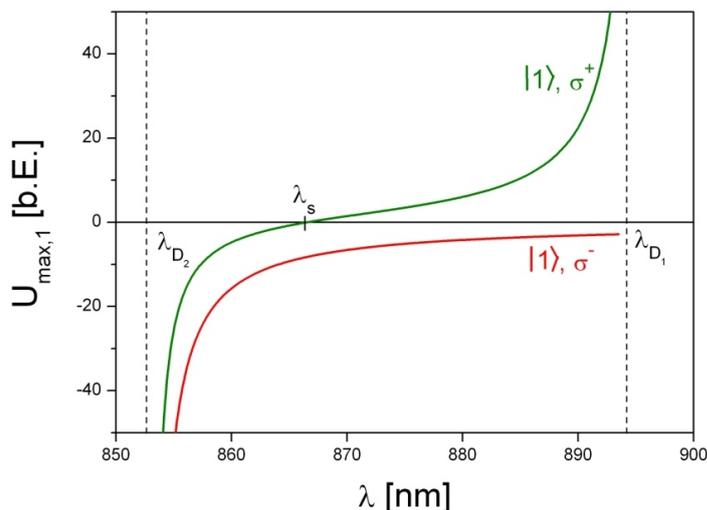


Abbildung 1.7: Darstellung des maximalen Dipolfallenpotentials $U_{\max,1}$ für ein Atom im Zustand $|1\rangle$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Gezeigt ist der Wellenlängenbereich zwischen der D_1 - und der D_2 -Linie. Das Potential ist für σ^+ - (grün) und σ^- -polarisiertes Licht (rot) aufgetragen. Für die systemspezifische Wellenlänge $\lambda_s = 866$ nm verschwindet der Beitrag des σ^+ -polarisierten Lichts.

Das am vereinfachten Niveauschema gewonnene Resultat kann auf die Hyperfein- und damit auf die Qubit-Zustände erweitert werden. Aus Gleichung (1.13) lässt sich schließen, dass ein Atom im Zustand $|1\rangle$ ausschließlich in σ^- -polarisiertem Licht gefangen wird, während ein Atom im Zustand $|0\rangle$ überwiegend durch die σ^+ -polarisierte und in geringerem Maße durch die σ^- -polarisierte Dipolfalle angezogen wird. Über die in Abschnitt 1.2.3 hergeleitete Zerlegung der Intensität des Dipolfallenlichts (1.11) sowie den Zusammenhang zwischen Intensität und Dipolpotential (1.4) ergeben sich die Dipolpotentiale U_{σ^+} sowie U_{σ^-} und man erhält

$$\begin{aligned} U_{|0\rangle}(\vec{r}) &= \frac{1}{8} U_{\sigma^-}(\vec{r}) + \frac{7}{8} U_{\sigma^+}(\vec{r}) \\ U_{|1\rangle}(\vec{r}) &= U_{\sigma^-}(\vec{r}) . \end{aligned} \quad (1.14)$$

Nur der erste Beitrag auf der rechten Seite der oberen Gleichung sorgt also für eine Abweichung der Form der zustandsabhängigen Dipolpotentiale von der Form der Intensitätsverteilungen der beiden Polarisationskomponenten des Dipolfallenlasers. Die Auswirkungen dieser Abweichung werden in Kapitel 3 in Bezug auf den zustandsabhängigen Transport näher untersucht.

Es gibt eine zweite systemspezifische Wellenlänge, bei der ein Atom im Zustand $|0\rangle$

ausschließlich in σ^- -polarisiertem Licht gefangen wird, während ein Atom im Zustand $|1\rangle$ Einflüsse beider Polarisationskomponenten spürt. Eine detaillierte Diskussion zu den Auswirkungen verschiedener Wahlen der Wellenlänge des Dipolfallenlasers findet sich in [25].

Durch geeignete Wahl der Wellenlänge des Dipolfallenlasers ist es also möglich, Cäsium-Atome in den von uns gewählten Qubit-Zuständen in einem zustandsabhängigen Potential zu fangen. Durch Drehung des Polarisationswinkels des rücklaufenden Strahls der Stehwellen-Dipolfalle ist eine zustandsabhängige Verschiebung der Atome erreichbar.

Kapitel 2

Implementierung von Qubit-Operationen

Die Verwendung von zwei festgelegten atomaren Energieniveaus als Qubits erfordert eine vollständige Kontrolle über die internen atomaren Zustände. In unserem Experiment bietet es sich an, diese Kontrolle sukzessiv in zwei aufeinander folgenden Schritten zu erlangen. Zunächst kann der Qubit-Zustand $|1\rangle$ mittels optischen Pumpens initialisiert werden. Die Präparation des Qubit-Zustands $|0\rangle$ oder einer beliebigen kohärenten Überlagerung von $|0\rangle$ und $|1\rangle$ ist anschließend mithilfe von Mikrowellenpulsen möglich.

2.1 Initialisierung der Qubit-Zustände

Um den Zustand $|1\rangle = |F = 4, m_F = -4\rangle$ zu besetzen, kann der Übergang ($F = 4 \rightarrow F' = 4$) mit σ^- -polarisiertem Licht getrieben werden. Dadurch werden bevorzugt Zeeman-Niveaus mit kleinen Werten der magnetischen Quantenzahl besetzt. Relaxiert das Atom während dieses Pumpprozesses in den äußersten Zeeman-Zustand $|F = 4, m_F = -4\rangle$, so kann es aufgrund der Drehimpulserhaltung keine weiteren Lichtquanten mit σ^- -Polarisation absorbieren und verbleibt im sogenannten Dunkelzustand. Der optische Pumpprozess ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Aufgrund einer möglichen Relaxation des Atoms in das ($F = 3$)-Niveau wird während des Pumpprozesses ein ebenfalls σ^- -polarisierter Rückpumplaser eingesetzt. Dieser entvölkert das ($F = 3$)-Niveau und führt das Atom in den Pumpzyklus zurück.

2.2 Kohärente Manipulationen der Qubit-Zustände

Kohärente Übergänge zwischen den Qubit-Zuständen können mithilfe von Mikrowellen induziert werden [29]. Anders als bei der Zustandspräparation mittels optischen Pumpens ist eine Kontrolle der Polarisation der Mikrowellenstrahlung dabei mit der von uns verwendeten Sendeantenne nicht möglich. Zur Adressierung des Übergangs zwischen den beiden Qubit-Zuständen muss aus diesem Grund die Aufspaltung der Über-

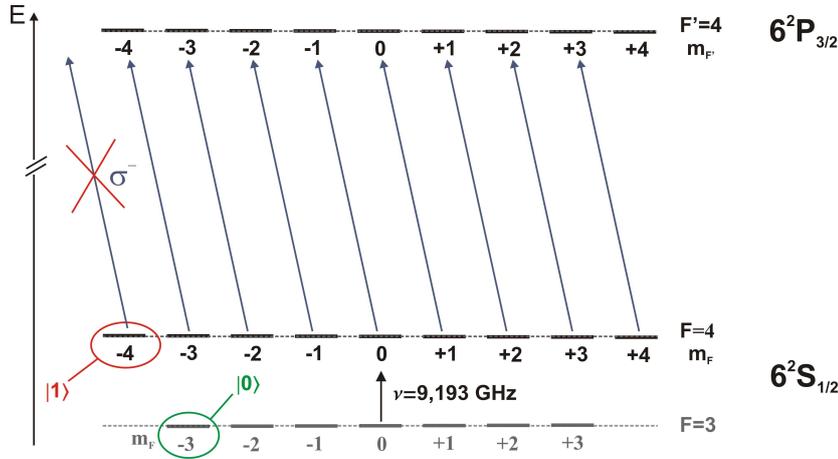


Abbildung 2.1: Vereinfachte Darstellung des zur Initialisierung des Qubit-Zustands $|1\rangle$ genutzten optischen Pumpens. Im Experiment wird ein Magnetfeld angelegt, welches die Quantisierungsachse festlegt und eine geringe Aufspaltung der Zeeman-Niveaus bewirkt. Der Zustand $|1\rangle$ stellt für σ^- -polarisiertes Licht einen Dunkelzustand dar.

gangsfrequenzen in einem externen Magnetfeld genutzt werden. Die Energiedifferenz zwischen den beiden Hyperfein-Grundzustandsniveaus $F = 3$ und $F = 4$ eines freien Cäsium-Atoms entspricht der Frequenz $\nu = 9,193$ GHz (vgl. Abbildung 2.2). Für typischerweise in unseren Experimenten erzeugte Feldstärken von einigen Gauß lässt sich die Verschiebung der Zeeman-Niveaus durch ein homogenes Magnetfeld mit dem Betrag B schreiben als

$$\Delta E = m_F g_F \mu_B B .$$

Mit $g_{F=3} = -1/4$ und $g_{F=4} = 1/4$ resultiert daraus eine Verschiebung der Übergangsfrequenz zwischen den Qubit-Zuständen gegenüber der des freien Atoms um einige Megahertz.

2.2.1 Die optischen Blochgleichungen

Aufgrund der Zeeman-Verschiebung der Übergangsfrequenzen und der daraus resultierenden Aufhebung der Entartung der Hyperfeinstruktur-Unterniveaus lassen sich die beiden Qubit-Zustände in guter Näherung als ein Zwei-Niveau-System behandeln. Dessen Wechselwirkung mit einem nahresonanten magnetischen Feld kann mithilfe der optischen Blochgleichungen [30] beschrieben werden. In einer Differentialgleichung zusammengefasst lauten diese

$$\dot{\vec{u}} = -\vec{\Omega} \times \vec{u} , \quad (2.1)$$

wobei $\vec{u} = (u, v, w)$ der sogenannte Blochvektor ist. Die Komponente w gibt hierbei die Differenz der Wahrscheinlichkeiten an, das Atom im energetisch höheren ($w = 1$) oder niedrigeren ($w = -1$) Zustand zu finden. Die Komponenten u und v bezeichnen zwei Anteile des induzierten magnetischen Dipolmoments, die eine relative Phasenbeziehung von 90° aufweisen. Die Oberfläche der Einheitskugel, in diesem Zusam-

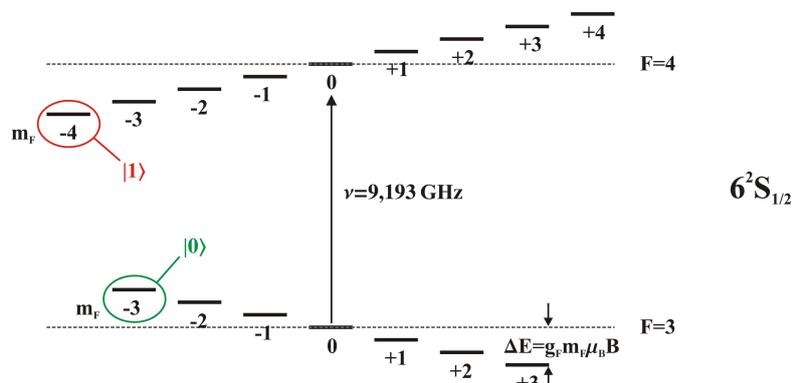


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Hyperfeinstruktur des $6^2S_{1/2}$ Grundzustands von Cäsium in Anwesenheit eines schwachen Magnetfeldes. Die Übergangsfrequenz zwischen den Energieniveaus des freien Atoms (gestrichelte Linien) ist mit ν bezeichnet. $|0\rangle$ und $|1\rangle$ sind die von uns genutzten Qubit-Zustände, deren Übergangsfrequenz gegenüber ν aufgrund der Zeeman-Verschiebung verringert ist.

menhang auch als Blochsphäre bezeichnet, beschreibt somit alle möglichen reinen Quantenzustände, die ein Zwei-Niveau-System annehmen kann. Die Projektion des Blochvektors auf die w -Achse gibt die Populationsdifferenz an, während die Phase in der Äquatorebene der quantenmechanischen Phasenbeziehung zwischen den beiden Zuständen entspricht. Kohärente Manipulationen des Systems können gemäß 2.1 durch Rotationen des Blochvektors auf der Sphäre beschrieben werden.

Im einfachen Fall eines resonanten Mikrowellenfeldes mit der Feldstärke B_0 lässt sich der Vektor $\vec{\Omega}$ schreiben als $\vec{\Omega}_0 = (\Omega, 0, 0)$. Die Rabi-Frequenz $\Omega = |\Theta_{|0\rangle|1\rangle} \cdot B_0 / \hbar$ hängt dabei vom Dipolmatrixelement $\Theta_{|0\rangle|1\rangle}$ des Übergangs ab. Der Blochvektor führt mit der Frequenz Ω sogenannte Rabi-Oszillationen um die durch den Vektor $\vec{\Omega}_0$ vorgegebene Achse aus. Im konkreten Fall der Initialisierung des Zustands $|1\rangle$ durch optisches Pumpen (vgl. Abschnitt 2.1) zeigt der Blochvektor \vec{u} auf den Nordpol der Sphäre ($w = 1$). Durch die Wechselwirkung mit dem resonanten Feld rotiert \vec{u} in der durch die v - und w -Achse aufgespannten Ebene. Erfüllen die Dauer τ des Feldimpulses und die zeitabhängige Rabi-Frequenz $\Omega(t)$ die Bedingung

$$\rho := \int_0^\tau \Omega(t') dt' = \pi,$$

führt der Blochvektor eine Rotation um den Winkel π aus und zeigt anschließend auf den Südpol der Sphäre ($w = -1$). Ein solcher π -Puls bewirkt die Invertierung der Population und somit die Besetzung des Zustands $|0\rangle$. Dies ist in Abbildung 2.3 (links) dargestellt. Ein $\pi/2$ -Puls ($\rho = \pi/2$) erzeugt hingegen eine Drehung des Blochvektors in die Äquatorebene der Sphäre ($w = 0$), was der Herstellung eines symmetrischen Überlagerungszustands

$$\chi_{\text{symm}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)$$

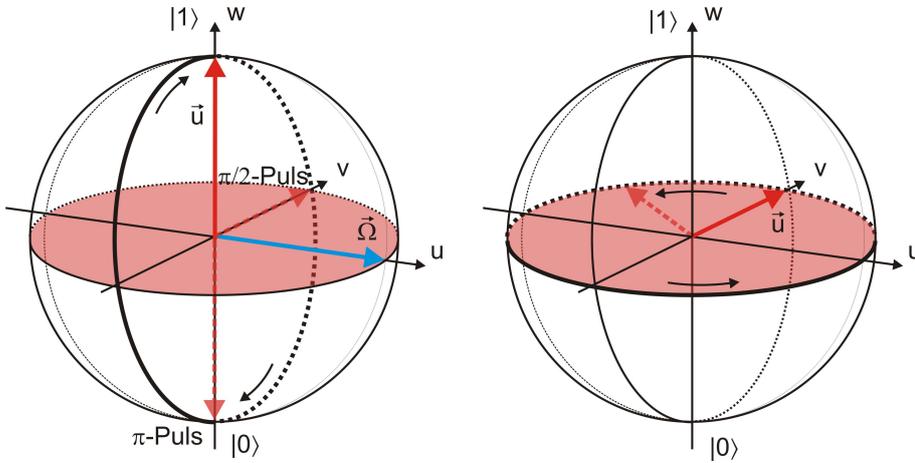


Abbildung 2.3: **Links:** Rotation des Blochvektors \vec{u} auf der Blochsphäre bei resonanter Einstrahlung von Mikrowellenpulsen. Ein π -Puls bewirkt die Invertierung der Populationen von Zustand $|1\rangle$ und $|0\rangle$, ein $\pi/2$ -Puls erzeugt eine Drehung des Blochvektors in die Äquatorebene der Sphäre. **Rechts:** Freie Präzession des Blochvektors mit der atomaren Übergangsfrequenz in der Äquatorebene.

entspricht. Ohne Einwirkung eines äußeren Feldes präzediert der entsprechende Blochvektor anschließend mit der Frequenz des atomaren Übergangs in der Äquatorebene (Abbildung 2.3 rechts).

Im allgemeinen Fall muss die Phasenbeziehung φ zwischen der atomaren Wellenfunktion und dem Mikrowellenfeld berücksichtigt werden. Auf der Blochsphäre kann die entsprechende Drehachse für ein resonantes Mikrowellenfeld dann durch den Vektor $\vec{\Omega} = (\Omega \cdot \cos \varphi, \Omega \cdot \sin \varphi, 0)$ beschrieben werden.

Bei der experimentellen Realisierung eines Quanten-*Walks* werden $\pi/2$ -Pulse zur Präparation eines Startzustands und für die Implementierung der sogenannten Hadamard-Operationen benötigt [17]. Das Atom wird zunächst mittels eines $\pi/2$ -Pulses in dem symmetrischen Überlagerungszustand χ_{symm} initialisiert. Für alle folgenden Operationen ist durch die Phase dieses Pulses eine Referenzphase definiert. Die Hadamard-Operation erfolgt nach einer zustandsabhängigen Aufspaltung der atomaren Wellenfunktion und lässt sich schreiben als

$$\begin{aligned} |0\rangle &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) \\ |1\rangle &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle) . \end{aligned} \quad (2.2)$$

Auf der Blochsphäre entspricht eine solche Operation der 90° -Rotation des Blochvektors um den Vektor $\vec{\Omega} = (0, \Omega, 0)$. Dies lässt sich durch einen $\pi/2$ -Puls mit einer Phasendifferenz $\varphi = \pi/2$ gegenüber der Referenzphase erreichen. Die Blochsphären-Darstellung der Qubit-Operationen während eines Quanten-*Walks* ist in Abbildung 2.4 gezeigt.

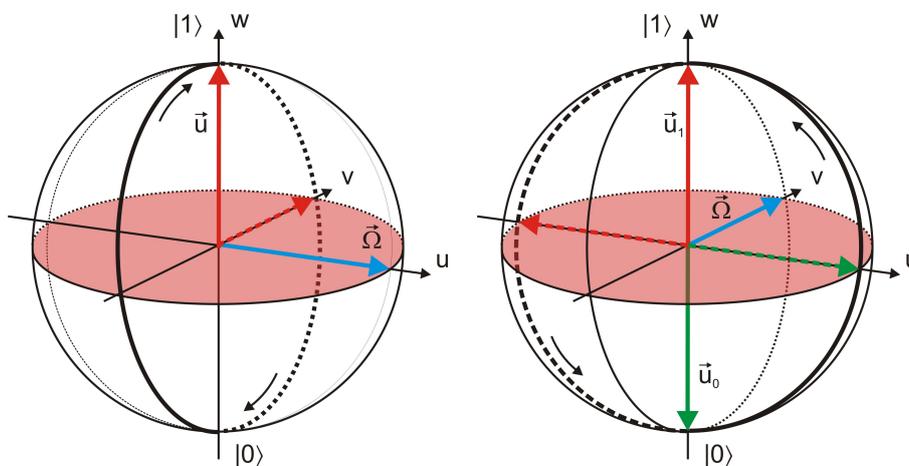


Abbildung 2.4: Darstellung der Qubit-Operationen während eines Quanten-Walks. **Links:** Bei der Präparation des Startzustands $1/\sqrt{2}(|0\rangle + i|1\rangle)$ durch einen $\pi/2$ -Puls wird die Referenzphase für die nachfolgenden Operationen definiert. **Rechts:** Die Hadamard-Operation kann durch einen $\pi/2$ -Puls mit einer Phasendifferenz von $\varphi = \pi/2$ gegenüber der Referenzphase implementiert werden. Der Vektor $\vec{\Omega}$ ist dabei im Vergleich mit der Präparation des Startzustands um 90° gedreht.

2.2.2 Die Mikrowellen-Anordnung

Die Übergangsfrequenz zwischen den beiden Qubit-Zuständen hängt von der Zeeman-Verschiebung ab und liegt für die in unseren Experimenten eingesetzten Magnetfeldstärken bei ca. 9,17 GHz. Zur kostengünstigen und flexiblen Erzeugung von Mikrowellen mit Frequenzen in diesem Bereich habe ich eine modulare Mikrowellen-Anordnung zusammengestellt. Diese ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt.

Es werden die Signale einer Festfrequenzquelle und eines Vektorgenerators gemischt. Als Festfrequenzquelle dient ein **PLDRO** (engl.: *phase-locked dielectric resonator oscillator*), der eine Frequenz f_{fest} von 9,04 GHz liefert. Der PLDRO (MITEQ, PLDRO-10-09040-3-15P) wird auf eine externe 10 MHz Referenzfrequenz eines Rubidium-Standards (Stanford Research Systems, PRS10) stabilisiert. Das Einseitenband-Phasenrauschen liegt bei Messung in einem Abstand von 1 kHz von der Trägerfrequenz unter -105 dBc/Hz.

Der **Vektorgenerator** (Agilent, E4432B) wird bei einer Frequenz f_{variabel} von ca. 130 MHz betrieben, ist ebenfalls auf die 10 MHz Referenzfrequenz stabilisiert und weist ein mit dem PLDRO vergleichbares Phasenrauschen auf. Der Generator erzeugt intern zwei Signale, die eine Phasendifferenz von 90° aufweisen. Durch geeignete interne Mischung dieser mit I bzw. Q bezeichneten Komponenten (engl.: *in-phase* und *quadrature*) ermöglicht der Generator die Kontrolle der Phase des Ausgangssignals mit einer Genauigkeit von $0,1^\circ$ (siehe Inset in Abbildung 2.5). Diese Kontrolle ist beispielsweise zur Realisierung der oben beschriebenen Qubit-Operationen während eines Quanten-Walks notwendig. Weiterhin verfügt der Vektorgenerator über einen internen Arbiträrgenerator mit einer Bandbreite von 40 MHz, welcher zur Amplituden-

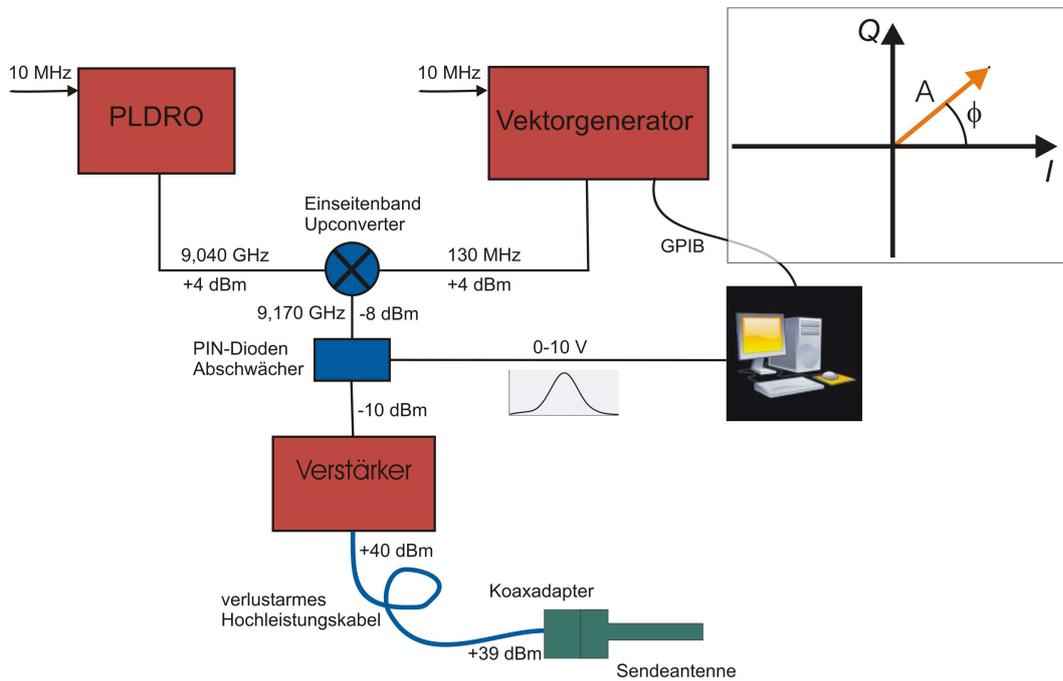


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der modularen Mikrowellen-Anordnung. Typische Leistungspegel an den verschiedenen Positionen der Anordnung sind aufgeführt. Die einzelnen Komponenten sind zur Minimierung von Verlusten und Signalverzerrungen direkt durch SMA-Verbindungsstücke oder mit kurzen Kabeln (ca. 10 cm) verbunden. **Inset:** Veranschaulichung der Funktionsweise eines Vektorgenerators. Über die Amplituden I und Q zweier um 90° phasenverschobener Signale lassen sich Amplitude A und Phase ϕ des Ausgangssignals einstellen.

modulation der I- und Q-Komponenten genutzt wird. Auf diese Weise kann das Ausgangssignal insbesondere so moduliert werden, dass bis zu 64 Frequenzen gleichzeitig generiert werden. Die auszugebende Leistung sowie die Phase sind für die verschiedenen Frequenzen separat einstellbar. Diese Multiton-Funktionalität ist für fortgeschrittene Anwendungen wichtig, in denen mehrere in verschiedenen Potentialtöpfen der Dipolfalle gefangene Atome unabhängig voneinander manipuliert werden sollen. Um ein räumlich selektives Adressieren zu ermöglichen, soll dabei ein Magnetfeld mit starkem Gradienten entlang der Dipolfallenachse angelegt werden. Wegen der Zeeman-Verschiebung hängt die Übergangsfrequenz zwischen den Qubit-Zuständen in einem solchen Gradientenfeld vom Ort des Atoms ab [29]. Durch Multiton-Erzeugung können Qubit-Manipulationen an verschiedenen Atomen bzw. verschiedenen Wellenpaketen eines delokalisierten Atoms gleichzeitig durchgeführt werden.

Die Mischung der Frequenzen erfolgt mittels eines **Einseitenband-Upconverters** (MITEQ, SSM0812LC2CDC). Dieser erzeugt das obere Seitenband mit der Frequenz $f_{\text{osb}} = f_{\text{fest}} + f_{\text{variabel}}$ bei gleichzeitiger Unterdrückung des unteren Seitenbandes um ca. 35 dB sowie der Trägerfrequenz f_{fest} um ca. 30 dB. Das Ausgangsspektrum nach dem *Upconverter* wurde mit einem Spektrumanalysator (Wandel & Goltermann, SNA-7A)

aufgezeichnet und ist in Abbildung 2.6 gezeigt. Die Unterdrückung der unerwünschten Frequenzkomponenten ist stark von den an den beiden Eingängen des *Upconverters* anliegenden Leistungspegeln abhängig. Das optimale Verhalten wird bei Einstellung der beiden zu mischenden Frequenzquellen auf Pegel von jeweils ca. 4 dBm erreicht.

Das Signal durchläuft nach dem *Upconverter* einen analogen **PIN Abschwächer** (MITEQ, MPAT-08001200-60-10). Dieser erlaubt aufgrund einer kurzen Anstiegszeit von 150 ns und einer maximalen Abschwächung von 63 dB große Flexibilität bei der Amplitudenmodulation der Signale. Die Abhängigkeit der Abschwächung von der angelegten Steuerspannung ist nicht linear. Sie wurde vermessen und muss bei der Pulsformung berücksichtigt werden. Der Vektorgenerator verfügt ebenfalls über die Option einer Amplitudenmodulation. Aufgrund der starken Abhängigkeit des Verhaltens des *Upconverters* von den Eingangspegeln ist es allerdings von Vorteil, die Ausgangsamplitude des Vektorgenerators konstant zu halten und die Amplitudenmodulation erst nach der Frequenzmischung durchzuführen.

Der **Verstärker** (MITEQ, AMF-6B-08500950-40-41P-TTL) erzeugt eine Verstärkung von ca. 50 dB und erreicht eine maximale Ausgangsleistung von ca. 41 dBm ($\approx 12,5$ W) bei einer Rauschzahl von 2,3 dB.

Aufgrund der aktiven Kühlung mittels eines Ventilators und der dadurch erzeugten Vibrationen wird der Verstärker auf einem Regal oberhalb des optischen Tisches platziert und mit einem 1,30 m langen **verlustarmen Hochleistungskabels** (Spectrum Elektrotechnik GmbH, 300-1300-11-11) mit dem Hohlleiter verbunden. Die Dämpfung des Kabels liegt bei 0,52 dB/m.

Als **Sendeantenne** wird aus praktischen Gründen ein einfacher rechteckiger Hohlleiter (FLANN, 15040) verwendet, der über einen Koaxialadapter (FLANN, 15094-SF40)

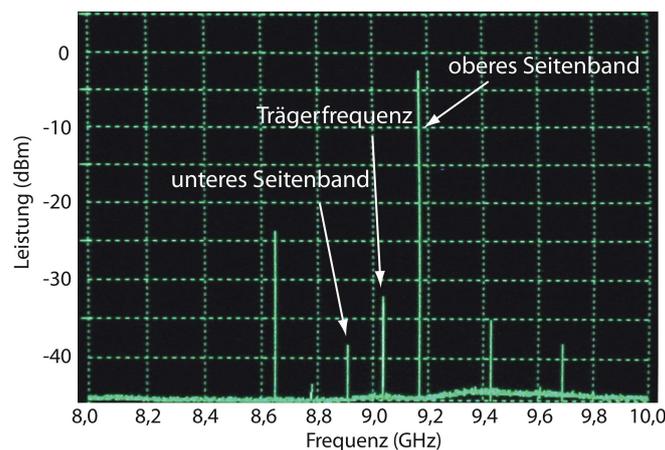


Abbildung 2.6: Spektrum der Ausgangsfrequenzen nach dem Einseitenband-*Upconverter*. Das untere Seitenband und die Trägerfrequenz des PLDRO sind gegenüber dem oberen Seitenband um ca. 35 dB bzw. ca. 30 dB unterdrückt. Die Frequenzkomponente $f = f_{\text{fest}} - 3f_{\text{variabel}}$ wird nur um ca. 20 dB unterdrückt. Sie ist allerdings sehr weit von der Resonanz entfernt, so dass kein signifikanter Einfluss dieser Frequenz zu erwarten ist.

mit dem Hochleistungskabel verbunden ist. Das offene Ende des Hohlleiters wird möglichst nah an der Glaszelle positioniert, so dass der Abstand zum Ort der Atome ca. 2 cm beträgt. Diese Positionierung gewährleistet dort trotz der wenig gerichteten Abstrahlung des Hohlleiters eine hohe Magnetfeldamplitude und somit eine möglichst große Rabi-Frequenz.

Kapitel 3

Der zustandsabhängige Transport

In den Abschnitten 1.2.3 und 1.2.4 wurde dargelegt, wie ein zustandsabhängiges Potential mithilfe einer Stehwelldipolfalle in lin- ϑ -lin Konfiguration prinzipiell realisiert werden kann. Es muss zur Durchführung unserer Experimente allerdings eine Möglichkeit gefunden werden, wie die Drehung der Polarisation des rücklaufenden Strahls technisch umgesetzt werden kann.

3.1 Polarisationsdrehung mit elektrooptischen Modulatoren

In Abbildung 3.1 ist die für die Polarisationsdrehung genutzte Anordnung schematisch dargestellt. Sie besteht aus zwei elektrooptischen Modulatoren (EOMs), die von dem Licht des Dipolfallenlasers aufgrund des retroreflektierenden Spiegels jeweils zweifach durchlaufen werden.

Die z -Achse wird hierbei durch die Dipolfallenachse festgelegt und verläuft in Richtung des rücklaufenden Strahls. Die an den EOMs eingezeichneten Achsen werden durch die Wirkung der EOMs auf polarisiertes Licht definiert. Ich gehe bei dieser Definition von an den EOMs anliegenden konstanten externen Spannungen aus¹. Die s -Achse des ersten EOMs bezeichnet die Polarisationsrichtung mit dem geringsten Brechungsindex im Kristall. Licht mit dieser Polarisation durchläuft den EOM also in der kürzesten Zeit. Die Achse wird deshalb auch schnelle Achse genannt. Auf orthogonal dazu (entlang der langsamen Achse) polarisiertes Licht wirkt der größte Brechungsindex im Kristall. Es wird folglich gegenüber dem entlang der s -Achse polarisierten Licht verzögert. Analog dazu sind die Achsen s' und l' des zweiten EOMs definiert.

Die s - und l -Achsen des ersten EOMs fallen mit den bereits in Abbildung 1.4 definierten Achsen der Polarisation des Dipolfallenlichts zusammen. Insbesondere stimmt die s -Achse mit der Richtung der horizontalen Polarisation überein. Die s' -Achse des zweiten EOMs schließt mit dieser Achse einen Winkel von 45° ein.

¹Ohne von außen angelegte Spannungen besitzen die in den EOMs genutzten Kristalle eine etwas andere Symmetrie, die sich in einer Rotation der Achsen niederschlägt.

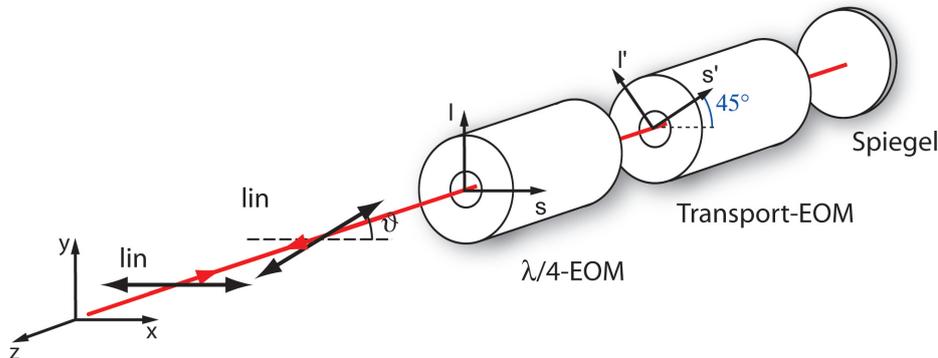


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Anordnung zur Polarisationsdrehung des rücklaufenden Strahls. Die beiden EOMs werden aufgrund des retroreflektierenden Spiegels jeweils zweifach durchlaufen.

Der erste EOM wird in genau zwei verschiedenen Einstellungen betrieben, in denen die Phasendifferenz zwischen Licht, das entlang der s -Achse bzw. entlang der l -Achse polarisiert ist, gerade $\pi/2$ bzw. $-\pi/2$ beträgt. Dies entspricht der Verzögerung einer Polarisationskomponente gegenüber der anderen um ein Viertel der Wellenlänge λ . Der EOM wird deshalb als $\lambda/4$ -EOM bezeichnet. Zwischen den Polarisationsrichtungen entlang der Koordinatenachsen s' und l' kann der zweite EOM beliebige Phasendifferenzen von $-\pi$ bis π erzeugen. Aus der im nächsten Abschnitt folgenden Beschreibung des Funktionsprinzips der Anordnung wird die Bezeichnung Transport-EOM verständlich.

3.1.1 Beschreibung mittels der Poincaré-Sphäre

Die Poincaré-Sphäre [31, 33] bietet eine hervorragende Möglichkeit, die Polarisation von Licht beim Durchgang durch optische Elemente anschaulich zu beschreiben.

Per Definition wird hierbei jedem Punkt P auf der Poincaré-Sphäre eine Polarisation eindeutig zugeordnet (Abbildung 3.2 links). Die Polarisation wird durch den Azimutwinkel α , der durch die große Halbachse der Polarisationsellipse und die x -Achse eingeschlossen wird, den Drehsinn (rechts oder links) sowie die Elliptizität $\tan |\beta| = b/a$ festgelegt. Dabei repräsentieren b und a die kleine und die große Halbachse der Polarisationsellipse. Auf der Sphäre werden die Polarisationen durch Punkte dargestellt, die durch die Winkel 2α und 2β eindeutig bestimmt sind. Linkszirkular polarisiertes Licht entspricht dem Nordpol der Sphäre, rechtszirkular polarisiertes Licht dem Südpol. Lineare Polarisationen liegen auf dem Äquator und positive Werte des Azimutwinkels 2α werden beim Blick von oben auf die Sphäre im Uhrzeigersinn von horizontaler zu vertikaler Polarisation gemessen. Punkte auf einem Längengrad der Sphäre kennzeichnen Polarisationen mit identischer Orientierung aber unterschiedlicher Elliptizität und unterschiedlichem Drehsinn, Punkte auf einem Breitengrad unterschiedliche Orientierung bei identischer Elliptizität und identischem Drehsinn. In Abbildung 3.2 links sind die Polarisationsellipsen entlang eines Längengrads und entlang eines Breiten-

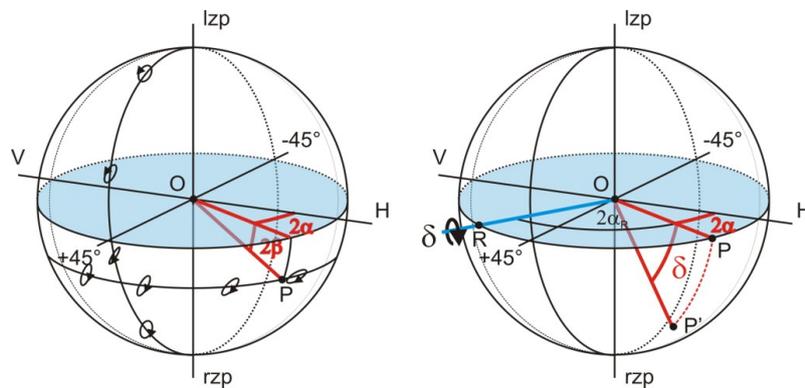


Abbildung 3.2: Darstellung von Polarisationen (links) und der Wirkung von Retardierern auf diese Polarisationen (rechts). Der Azimut 2α wird durch die Orientierung der Polarisation bzw. die Orientierung der schnellen Achse des Retardierers bestimmt. β gibt die Elliptizität und den Drehsinn der Polarisation an. Als Beispiel ist die Wirkung eines Retardierers gezeigt, dessen schnelle Achse gegenüber der Polarisation des Lichts um 45° gedreht ist und der eine Phasenverzögerung von δ bewirkt.

grads skizziert.

Nicht nur die Polarisation des Lichts, sondern auch die Wirkung optischer Verzögerungsplatten (sogenannte Retardierer) auf die Polarisation kann mithilfe der Sphäre dargestellt werden (siehe Abbildung 3.2 rechts). Ich beschränke mich hier auf lineare Retardierer, deren extremale Brechungsindizes auf linear polarisiertes Licht wirken. Die Wirkung des Retardierers hängt ab vom Betrag der maximal erzeugten Phasenverzögerung δ und vom Azimutwinkel seiner schnellen Achse α_R in Relation zum Azimut α der Polarisation. Lineare Retardierer können durch Punkte R auf dem Äquator mit dem Azimutwinkel $2\alpha_R$ dargestellt werden. Eine Polarisation sei durch den Punkt P auf der Sphäre gegeben. Der Vektor OP wird dann zur Beschreibung der Wirkung des Retardierers um den Winkel δ um die Achse OR gedreht. Die Drehung erfolgt im Uhrzeigersinn mit Blick entlang der Achse OR in Richtung des Koordinatenursprungs. Der Berührungspunkt P' des gedrehten Vektors mit der Sphäre repräsentiert nun die Polarisation des Lichts nach Durchgang durch den Retardierer.

Mit dem eingeführten Formalismus kann jetzt die Wirkung der Anordnung zur Polarisationsdrehung anschaulich beschrieben werden. Die drei wesentlichen Schritte sind in Abbildung 3.3 bildlich zusammengestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist der die Polarisation darstellende Punkt mit einem Pfeil gekennzeichnet. Ich gehe zunächst von konstanten Spannungen an beiden EOMs aus. Die durch die Spannung induzierte Phasendifferenz am Transport-EOM nenne ich im Vorgriff auf das Ergebnis bereits ϑ . Das einlaufende Licht ist horizontal polarisiert², so dass es beim Durchgang durch

²Im Experiment ist das Licht vertikal polarisiert. An den im Folgenden gewonnenen physikalischen Ergebnissen ändert dieser Umstand nichts, es muss lediglich eine Umbenennung der Achsen vorgenommen werden.

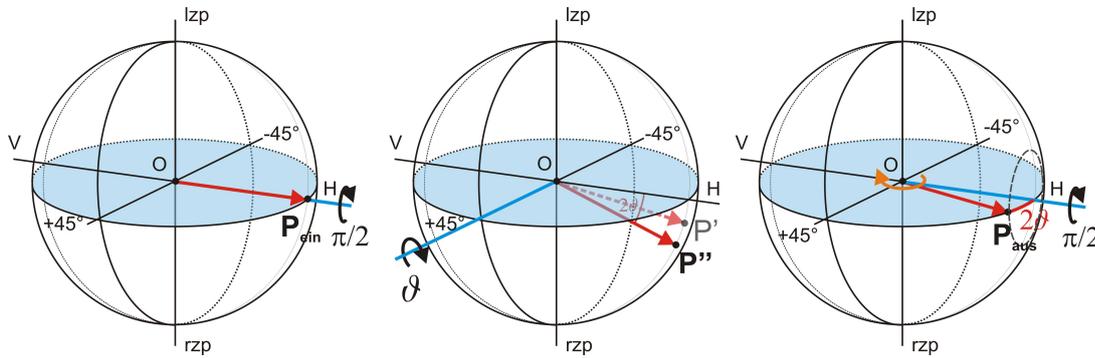


Abbildung 3.3: Die drei wesentlichen Schritte beim Durchlaufen der Anordnung zur Polarisationsdrehung. **Links:** Der $\lambda/4$ -EOM bewirkt keine Veränderung der einlaufenden Polarisation bzw. des Vektors OP_{ein} . **Mitte:** Der Transport-EOM dreht den Vektor OP_{ein} insgesamt um einen Winkel 2ϑ . **Rechts:** Der gedrehte Vektor wird von dem $\lambda/4$ -EOM in die Äquatorebene zurückrotiert. Die gesamte Anordnung bewirkt folglich eine Drehung der linearen Polarisation des rücklaufenden Lichts um den Winkel ϑ .

den $\lambda/4$ -EOM keine Änderung der Polarisation erfährt (Abbildung 3.3 links). Der Transport-EOM induziert aufgrund seiner gegenüber der x -Achse um 45° gedrehten schnellen Achse zunächst eine Rotation des Vektors OP_{ein} um den Winkel ϑ auf der Poincaré-Sphäre. Nach Rückreflexion des Lichts sowie erneutem Durchlauf durch den EOM resultiert insgesamt eine Rotation des Vektors um 2ϑ (Abbildung 3.3 Mitte). Der retroreflektierende Spiegel erzeugt dabei lediglich einen für die Polarisation irrelevanten globalen Phasensprung. Bei erneutem Durchgang durch den $\lambda/4$ -EOM wird der Vektor OP'' um 90° um die Achse OH rotiert und liegt somit wieder in der Äquatorebene (Abbildung 3.3 rechts). Man erhält also Licht, das nach dem Durchgang durch die gesamte Anordnung eine lineare, um den Winkel ϑ gedrehte Polarisation besitzt. Die Größe des Winkels hängt dabei ausschließlich von der am Transport-EOM eingestellten Phasendifferenz ab, so dass durch Erhöhen dieser Phasendifferenz eine kontinuierliche Rotation der Polarisation des rücklaufenden Lichts erreicht werden kann.

Die technischen Grenzen der am Transport-EOM einstellbaren Phasendifferenzen liegen bei $-\pi$ und π . Ein Durchfahren dieses gesamten Bereiches erlaubt also maximal ein zweifaches Durchlaufen der möglichen Orientierungen der Polarisation des rücklaufenden Lichts. Um eine prinzipiell unbegrenzte Drehung der Polarisation zu erreichen, muss zusätzlich die an dem $\lambda/4$ -EOM anliegende Spannung variiert werden. Zur Veranschaulichung eignet sich hierbei eine Konfiguration, in der die durch den Transport-EOM verursachte Phasendifferenz ϑ etwas kleiner als π ist (Abbildung 3.4).

Zunächst erzeuge der $\lambda/4$ -EOM eine Phasendifferenz des entlang der x -Achse polarisierten gegenüber dem entlang der y -Achse polarisierten Lichts von $\pi/2$. Die Polarisation des rücklaufenden Lichts wird wie beschrieben um den Winkel ϑ gedreht (Abbildung 3.4 links). Durch Umschalten des $\lambda/4$ -EOMs auf eine Phasendifferenz von

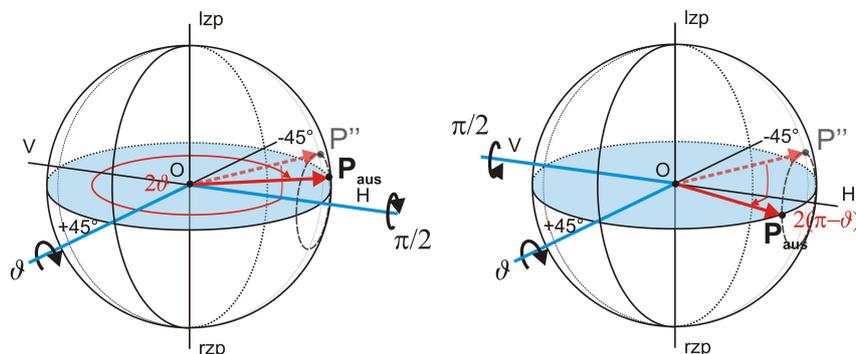


Abbildung 3.4: Veranschaulichung des Umschaltvorgangs am $\lambda/4$ -EOM. Die durch den Transport-EOM verursachte Phasendifferenz ist etwas kleiner als π . Je nach Einstellung des $\lambda/4$ -EOM wird der Vektor OP_{ein} um einen Winkel 2ϑ bzw. $2(\pi - \vartheta)$ gedreht.

$-\pi/2$ vertauschen die schnelle und die langsame Achse ihre Rollen. Dies sorgt bei der Propagation des rücklaufenden Strahls durch den $\lambda/4$ -EOM für eine im Vergleich zur vorhergehenden Einstellung entgegengesetzten Rotation des Vektors OP'' (Abbildung 3.4 rechts). Die resultierende Orientierung der Polarisation des rücklaufenden Lichts ist nun $(\pi - \vartheta)$, sie nimmt also bei abnehmender Phasendifferenz ϑ zu. Somit ist es möglich, trotz des begrenzten Bereichs der am Transport-EOM einstellbaren Phasendifferenzen eine unbegrenzte Drehung der Polarisation zu realisieren.

3.1.2 Beschreibung im Jones-Formalismus

Die Poincaré-Sphäre ist sehr hilfreich, um ein anschauliches Verständnis der Anordnung zur Polarisationsdrehung zu gewinnen. Sie eignet sich allerdings weniger gut für konkrete Berechnungen der resultierenden Polarisation. Zu diesem Zwecke greife ich auf den Jones-Formalismus [32, 33] zurück, in welchem Polarisationen durch zweikomponentige Vektoren (Jones-Vektoren) und optische Elemente durch 2×2 -Matrizen (Jones-Matrizen) dargestellt werden. Ich gebe eine kurze Einführung in den Jones-Formalismus und wende ihn anschließend auf die Anordnung zur Polarisationsdrehung an.

Die Komponenten des Jones-Vektors sind im allgemeinen komplexwertig und bezeichnen jeweils die Amplitude A und Phase ϕ des elektrischen Feldvektors entlang zweier orthogonaler Raumrichtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes. Ich wähle als orthogonale Richtungen die x - und y -Achse aus Abbildung 3.1. Vernachlässigt man die Zeitabhängigkeit des Lichtfeldes, ergibt sich für den allgemeinen Fall elliptischer Polarisation der Jones-Vektor

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} A_x e^{i\phi_x} \\ A_y e^{i\phi_y} \end{pmatrix}.$$

Linear polarisiertes Licht, bei dem die Felder entlang der x - und y -Achse entweder in Phase oder um 180° außer Phase schwingen, wird unter Vernachlässigung eines

globalen Phasenfaktors dargestellt durch

$$\vec{J}_{\text{lin}} = \begin{pmatrix} A_x \\ \pm A_y \end{pmatrix}.$$

Der in Abschnitt 3.1.1 definierte Winkel α lässt sich mittels der Beziehung $\alpha = \arctan(A_y/A_x)$ berechnen. Das horizontal polarisiert einlaufende Licht in unseren Experimenten wird durch den Jones-Vektor

$$\vec{J}_{\text{ein}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

beschrieben.

Lineare Retardierer werden durch den Azimutwinkel ihrer schnellen Achse α_R und die maximal zwischen zwei Polarisationsrichtungen erzeugte Phasendifferenz δ vollständig charakterisiert.

Unter Vernachlässigung einer globalen Phase erhält man die allgemeine Jones-Matrix eines linearen Retardierers

$$M_\delta(\alpha_R) = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\delta}{2} \cos^2 \alpha_R} + e^{-i\frac{\delta}{2} \sin^2 \alpha_R} & 2i \sin \alpha_R \cos \alpha_R \sin \frac{\delta}{2} \\ 2i \sin \alpha_R \cos \alpha_R \sin \frac{\delta}{2} & e^{-i\frac{\delta}{2} \cos^2 \alpha_R} + e^{i\frac{\delta}{2} \sin^2 \alpha_R} \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

Eine typische Schaltsequenz zur Polarisationsdrehung ist in Abbildung 3.5 graphisch dargestellt.

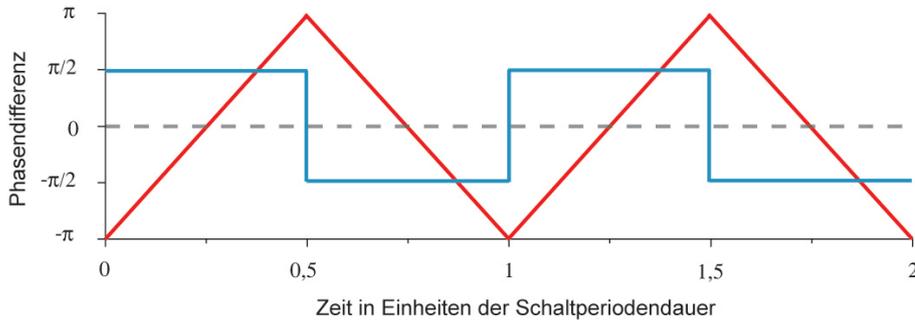


Abbildung 3.5: Maximale Phasendifferenzen am Transport-EOM (rot) und am $\lambda/4$ -EOM (blau) über zwei Schaltzyklen.

Der rote Graph zeigt die maximal zwischen zwei Polarisationsrichtungen erzeugbare Phasendifferenz am Transport-EOM, der blaue die entsprechende Phasendifferenz am $\lambda/4$ -EOM. Die Zeitachse ist in Einheiten der Schaltperiodenlänge unterteilt. Für die Jones-Matrizen des $\lambda/4$ -EOMs und des Transport-EOMs lässt sich (3.1) auf folgende einfache Formen bringen

$$M_{\lambda/4}(0^\circ) = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\delta}{2} \delta_{\lambda/4}(t)} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2} \delta_{\lambda/4}(t)} \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

$$M_\vartheta(45^\circ) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\vartheta(t)}{2} & i \sin \frac{\vartheta(t)}{2} \\ i \sin \frac{\vartheta(t)}{2} & \cos \frac{\vartheta(t)}{2} \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Die durch die EOMs erzeugten zeitabhängigen Phasendifferenzen aus Abbildung 3.5 lassen sich für die erste Schaltperiode formal schreiben als

$$\delta_{\lambda/4}(t) = \frac{\pi}{2} (\Theta(-t + \tau/2) - \Theta(t - \tau/2)) , \quad (3.4)$$

$$\vartheta(t) = \pi \left(\frac{t - \tau/4}{\tau/4} \Theta(-t + \tau/2) - \frac{t - 3\tau/4}{\tau/4} \Theta(t - \tau/2) \right) . \quad (3.5)$$

Die Schaltperiodendauer der EOMs ist mit τ bezeichnet und Θ stellt die Heaviside'sche Stufenfunktion dar, die für positive Argumente den Wert 1 annimmt und sonst Null ergibt.

Zur Berechnung der Polarisation des rücklaufenden Strahls nach Durchlaufen der Anordnung muss die Matrixmultiplikation

$$\vec{J}_{aus} = M_{\lambda/4}(0^\circ) \times M_{\vartheta}(45^\circ) \times M_{\vartheta}(45^\circ) \times M_{\lambda/4}(0^\circ) \times \vec{J}_{ein}$$

durchgeführt werden. Die Reflexion am Spiegel ist hier nicht berücksichtigt, da sie lediglich einen globalen Phasensprung von π erzeugt, der auf die Polarisation keinen Einfluss hat. Nach Einsetzen von (3.2)–(3.5) erhält man das Ergebnis

$$\vec{J}_{aus} = \begin{pmatrix} e^{i\delta_{\lambda/4}(t)} \cos \vartheta \\ i \sin \vartheta \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} A_x(t) \\ A_y(t) \end{pmatrix} .$$

Das rücklaufende Licht ist linear polarisiert und der Polarisationswinkel ϑ lässt sich aus den zeitabhängigen Amplituden $A_x(t)$ und $A_y(t)$ berechnen zu

$$\vartheta(t) = \arctan \frac{A_y(t)}{A_x(t)} .$$

Für die mit (3.4) und (3.5) formalisierten zeitabhängigen Phasendifferenzen folgt der Polarisationswinkel einem „Sägezahn“-förmigen Verlauf (siehe Abbildung 3.6), der aufgrund der Ununterscheidbarkeit der Winkel 0 und 2π einer kontinuierlichen Rotation in einer Drehrichtung äquivalent ist.

3.2 Berechnungen zum zustandsabhängigen Transport

Im vorangegangenen Abschnitt wurde erläutert, wie mithilfe von zwei EOMs eine kontrollierte Drehung der Polarisation des rücklaufenden Strahls der Stehwelldipolfalle erreicht werden kann. Aus dieser Drehung folgt eine relative Verschiebung der Dipolpotentiale für die Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ (Abschnitte 1.2.3 und 1.2.4). Im Folgenden soll geklärt werden, wie eine solche Verschiebung in Bezug auf vibronische Anregungen der Atome in der Dipolfalle optimiert werden kann.

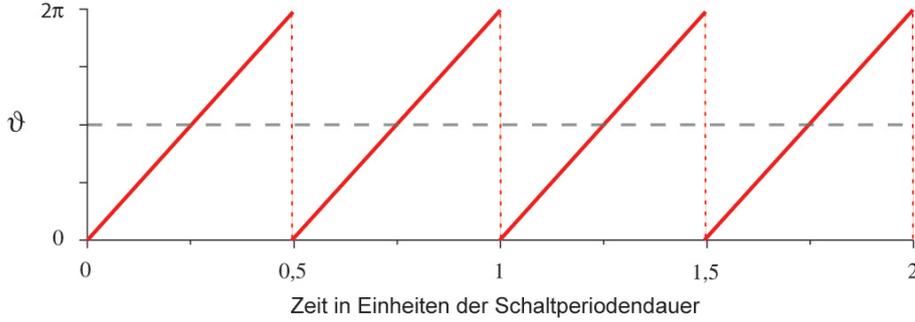


Abbildung 3.6: Verlauf des Polarisationswinkels ϑ des rücklaufenden Lichts über zwei EOM-Schaltzyklen für die mit (3.4) und (3.5) formalisierten und in Abbildung 3.5 graphisch dargestellten zeitabhängigen Phasendifferenzen. Der „Sägezahn“-förmige Verlauf ist einer kontinuierlichen Drehung des Winkels äquivalent.

3.2.1 Verhalten des zustandsabhängigen Dipolpotentials während des Transports

In Abschnitt 1.2.4 wurden folgende Gleichungen zur Zerlegung der auf die beiden Qubit-Zustände wirkenden Dipolpotentiale hergeleitet

$$\begin{aligned} U_{|0\rangle}(\vec{r}) &= \frac{1}{8} U_{\sigma^-}(\vec{r}) + \frac{7}{8} U_{\sigma^+}(\vec{r}) \\ U_{|1\rangle}(\vec{r}) &= U_{\sigma^-}(\vec{r}) . \end{aligned} \quad (3.6)$$

Bei einer relativen Verschiebung der σ^+ - und σ^- -polarisierten Stehwellen (siehe auch Abbildung 1.5) folgt das auf Zustand $|1\rangle$ wirkende Dipolpotential $U_{|1\rangle}(\vec{r})$ der Intensitätsverteilung des σ^- -polarisierten Lichts. Das auf Zustand $|0\rangle$ wirkende Potential $U_{|0\rangle}(\vec{r})$ folgt im Wesentlichen der Intensitätsverteilung des σ^+ -polarisierten Lichts, die Form des Potentials wird allerdings während des Verschiebevorgangs aufgrund der Beimischung der σ^- -polarisierten Komponente moduliert. Dieses Verhalten ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Bei vollständiger Überlappung der Intensitätsverteilungen der beiden Polarisationsbeiträge besteht in guter Näherung kein Unterschied zwischen den beiden auf die Qubit-Zustände wirkenden Dipolpotentiale $U_{|0\rangle}(\vec{r})$ und $U_{|1\rangle}(\vec{r})$. Bei einer relativen Verschiebung der Intensitätsverteilungen um einen halben Potentialtopf stimmt aber die Position des Intensitätsmaximums des σ^+ -polarisierten Lichts mit dem Intensitätsminimum des σ^- -polarisierten Lichts überein. In dieser Konfiguration spürt ein Atom im Zustand $|0\rangle$ folglich ein um 12,5% flacheres Potential als ein Atom im Zustand $|1\rangle$, auf das während des gesamten Transportprozesses ein gleich tiefes Potential wirkt. Die Variation der Potentialtiefe $U_{|0\rangle}(\vec{r})$ folgt einem $\sin^2 \vartheta$ -förmigen Verlauf.

In den von uns durchgeführten Experimenten ist die kinetische Energie des gefangenen Atoms sehr viel geringer als die maximale Potentialtiefe. Ein Entweichen eines Atoms im Zustand $|0\rangle$ aus dem Fallenvolumen während des Transportvorgangs ist

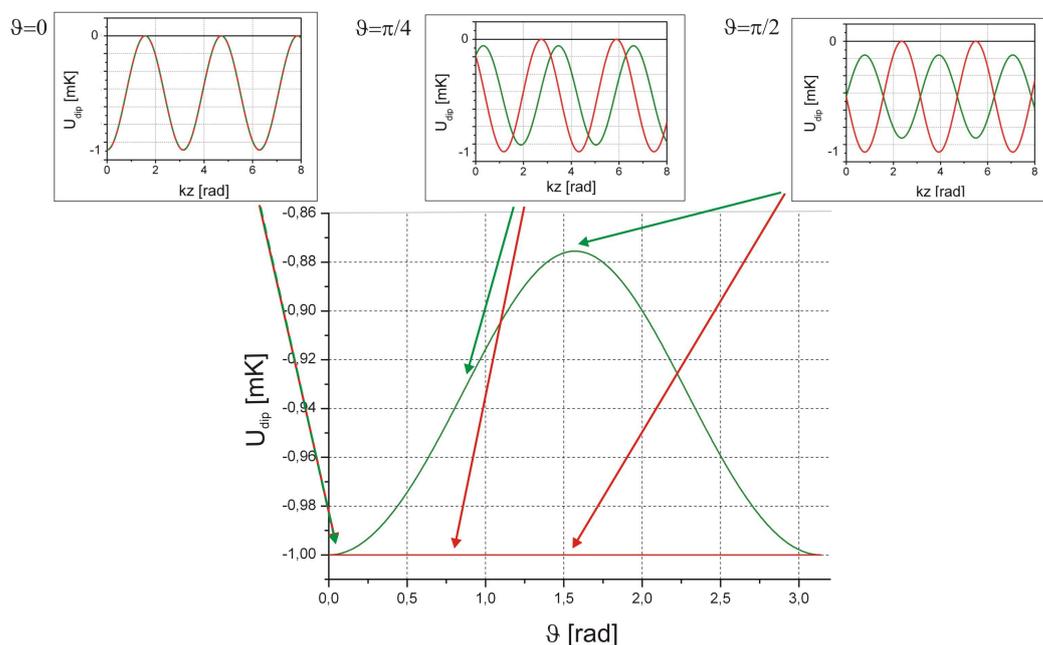


Abbildung 3.7: Entwicklung der auf die beiden Qubit-Zustände wirkenden Dipolpotentiale bei einer relativen Verschiebung der Intensitätsverteilungen der zwei Polarisationskomponenten der Stehwellenfalle. Die Verschiebung wird durch Variation des Polarisationswinkels ϑ des rücklaufenden Strahls erreicht. Für die systemspezifische Wellenlänge λ_s bleibt das Potential $U_{|1\rangle}(\vec{r})$ (rote Kurve) während des Transportprozesses konstant, während $U_{|0\rangle}(\vec{r})$ (grüne Kurve) um maximal 12,5% reduziert wird.

somit trotz der Reduzierung der Fallentiefe unwahrscheinlich. Es sind jedoch zwei Konsequenzen der Modulation des Potentials zu beachten. Zum einen werden die radiale und die axiale Oszillationsfrequenz des Atoms in der Falle [34]

$$\begin{aligned}\omega_{\text{rad}} &= \sqrt{\frac{4U_{|0\rangle}(\vec{r})}{m_{\text{Cs}}w_0^2}} \\ \omega_{\text{ax}} &= 2\pi\sqrt{\frac{2U_{|0\rangle}(\vec{r})}{m_{\text{Cs}}\lambda_s^2}}\end{aligned}\quad (3.7)$$

während des Transports um einige Prozentpunkte verringert. Eine detaillierte Berechnung der vibronischen Anregungen unter Einbeziehung der Modulation der axialen Oszillationsfrequenz findet sich in Abschnitt 3.2.3. Zum anderen erfährt das Atom während des Transportvorgangs eine geringere AC Stark-Verschiebung, was zu einer im Vergleich mit einem Atom im Zustand $|1\rangle$ unterschiedlichen Phasenentwicklung der atomaren Wellenfunktion führt. Der Einfluss auf die Phasenentwicklung ist prinzipiell bekannt und kann deshalb berechnet und kompensiert werden. Bei Experimenten, in denen eine Spin-Echo Sequenz [35] benutzt wird, ist eine solche Kompensation stets gewährleistet [36].

In Abbildung 3.8 ist ein eindimensionales Modell des Dipolpotentials für verschiedene Winkel ϑ schematisch gezeigt. Die energetisch niedrigsten sechs Vibrationsniveaus für ein harmonisch genähertes Potential sind angedeutet.

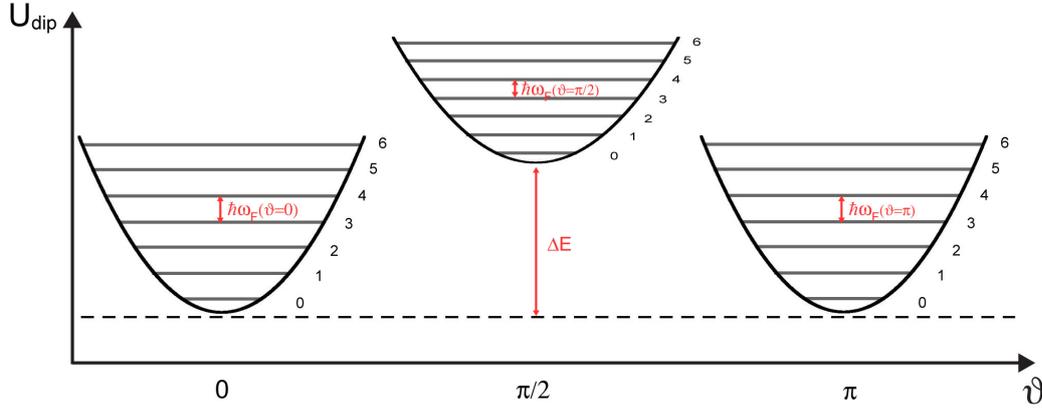


Abbildung 3.8: Schematische Abbildung des eindimensionalen harmonisch genäherten Dipolpotentials für Zustand $|0\rangle$ bei verschiedenen Polarisationswinkel ϑ . Die Niveaus sind energetisch äquidistant, die Übergangsfrequenz ω zwischen zwei Niveaus hängt allerdings von ϑ ab.

3.2.2 Störungstheoretische Herleitung der vibronischen Anregungswahrscheinlichkeiten

In unseren Experimenten werden Atome mit einer Temperatur von etwa $100\ \mu\text{K}$ aus der MOT in die Dipolfalle umgeladen. Bei typischen Dipolfallentiefen von etwa $1\ \text{mK}$ besetzen sie Vibrationsniveaus mit Quantenzahlen $\nu < 10$. Im Folgenden beschreibe ich einen Ansatz zur Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeit der Atome von einem Vibrationsniveau in benachbarte Niveaus in Folge einer vom Transport ausgehenden Störung. Eine solche vibronische Anregung bewirkt eine Änderung der atomaren Wellenfunktion. Bei der Realisierung eines Quanten-*Walks*, welcher auf Interferenzeffekten bei der Manipulation dieser Wellenfunktion beruht, führt die unkontrollierte Änderung der Wellenfunktion während eines Transportschrittes zu einer Veränderung der gemessenen räumlichen Wahrscheinlichkeitsverteilung. Eine Minimierung der vibronischen Anregungswahrscheinlichkeit beim Transport ist deshalb notwendig.

Das Problem kann eindimensional behandelt werden, da der Transport entlang der Dipolfallenachse verläuft und die räumlichen Achsen der Potentialtöpfe als annähernd entkoppelt betrachtet werden können. Es sind somit nur Anregungen der axialen Vibrationsniveaus zu erwarten. Um die Berechnungen zu vereinfachen, wird das Dipolpotential harmonisch genähert. Die Anharmonizitätseinflüsse des Potentials werden in Abschnitt 3.2.5 diskutiert. Bei der störungstheoretischen Behandlung des Problems orientiere ich mich an Referenz [37].

Die Energie des n -ten Niveaus E_n in einem eindimensionalen harmonischen Potential

und die dazugehörige Wellenfunktion $\Phi_n(z)$ lassen sich schreiben als

$$E_n = \hbar\omega_{\text{ax}} \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (3.8)$$

$$|\Phi_n(z)\rangle = \left(\frac{m_{\text{Cs}}\omega_{\text{ax}}}{\pi\hbar} \right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} e^{-\frac{1}{2} \frac{m_{\text{Cs}}\omega_{\text{ax}}}{\hbar} z^2} H_n \left(\sqrt{\frac{m_{\text{Cs}}\omega_{\text{ax}}}{\hbar}} z \right),$$

wobei ω_{ax} die axiale Oszillationsfrequenz des Atoms in der Falle (kurz: Fallenfrequenz) und H_n das n -te Hermite-Polynom bezeichnet. Während des Transports ändert sich die Position z der Falle. Der Verlauf dieser Verschiebung entlang der z -Achse wird durch die Funktion $s(t)$ beschrieben, wobei $s(0) = 0$ und $s(\tau) = 1$, falls τ die für einen Transportschritt benötigte Zeit ist. Für einen Transport um einen halben Potentialtopf, also um die Strecke $\lambda_s/4$, erhält man damit für die Wellenfunktion

$$|\Phi_n(z, t)\rangle = |\Phi_n(z \pm \frac{\lambda_s}{4} s(t))\rangle. \quad (3.9)$$

Das Vorzeichen im Argument der Funktion rechts hängt von der Transportrichtung ab und spielt für die Anregungswahrscheinlichkeiten keine Rolle.

Die Funktion aus Gleichung (3.9) ist eine Lösung der zeitunabhängigen Schrödingergleichung. Ihre Zeitentwicklung muss noch berücksichtigt werden. Eine allgemeine atomare Wellenfunktion $|\Psi(z, t)\rangle$ erhält man aus der Linearkombination der Basisfunktionen $|\Phi_n(z, t)\rangle$. Mit den Koeffizienten $c_k(t)$ ergibt sich somit

$$|\Psi(z, t)\rangle = \sum_k c_k(t) e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t E_k(t') dt'} |\Phi_k(z, t)\rangle.$$

Durch Einsetzen dieser Funktion in die zeitabhängige Schrödingergleichung erhält man

$$\begin{aligned} \widehat{H}|\Psi(z, t)\rangle &= i\hbar \partial_t |\Psi(z, t)\rangle \\ \sum_k c_k(t) e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t E_k(t') dt'} \underbrace{\widehat{H}|\Phi_k(z, t)\rangle}_{=E_k(t)|\Phi_k(z, t)\rangle} &= i\hbar \sum_k (\partial_t c_k(t)) e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t E_k(t') dt'} |\Phi_k(z, t)\rangle \\ &+ i\hbar \sum_k c_k(t) \left(-\frac{i}{\hbar} E_k(t) \right) e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t E_k(t') dt'} |\Phi_k(z, t)\rangle \\ &+ i\hbar \sum_k c_k(t) e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t E_k(t') dt'} (\partial_t |\Phi_k(z, t)\rangle). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Nach Einsetzen der Eigenwerte des Hamiltonoperators \widehat{H} hebt sich die linke Seite der Gleichung mit dem zweiten Term der Summe auf der rechten Seite weg. Projiziert man Gleichung (3.10) auf einen Endzustand $|\Phi_f(z, t)\rangle$, so erhält man für die Zeitableitung des zugehörigen Koeffizienten $c_f(t)$

$$\partial_t c_f(t) = - \sum_k c_k(t) e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t (E_k(t') - E_f(t')) dt'} \langle \Phi_f(z, t) | \partial_t |\Phi_k(z, t)\rangle.$$

Wählt man schließlich noch einen Anfangszustand $|\Phi_i(z, t)\rangle$ aus, ergibt sich

$$c_{i \rightarrow f}(t) = - \int_0^t e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^\tau (E_i(t'') - E_f(t'')) dt''} \langle \Phi_f(z, t') | \partial_{t'} | \Phi_i(z, t') \rangle dt' . \quad (3.11)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit von Zustand i nach Zustand f ist gegeben durch

$$P_{i \rightarrow f}(t) = |c_{i \rightarrow f}(t)|^2 .$$

Bei dieser Herleitung wird die Annahme gemacht, dass ein Übergang von Zustand i in den Zustand f über Zwischenzustände unwahrscheinlich ist und diese Möglichkeit vernachlässigt werden kann.

Als instruktiv erweist sich die Analyse einer linearen Verschiebefunktion $s(t) = t/\tau$ mit einer während des Transports unveränderten Fallenfrequenz ω_{ax} . Die Anregungswahrscheinlichkeiten können dann analytisch berechnet werden. Für die Anregung vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand in Abhängigkeit von der Dauer eines Transportschritts τ erhält man

$$P_{0 \rightarrow 1}(\tau) = \frac{m_{\text{Cs}} \lambda_s^2}{8 \hbar \omega_{\text{ax}}} \frac{\sin^2(\omega_{\text{ax}} \tau / 2)}{\tau^2} . \quad (3.12)$$

Ein Graph dieser Funktion ist in Abbildung 3.9 gezeigt, wobei ich von einer Dipolfallentiefe von 1 mK und einer daraus resultierenden Fallenfrequenz von $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \times 407$ kHz ausgehe. Die durchgeführten Berechnungen in erster Ordnung Störungstheorie liefern nur für kleine Störungen, also geringe Anregungswahrscheinlichkeiten, eine gute Approximation des Ergebnisses.

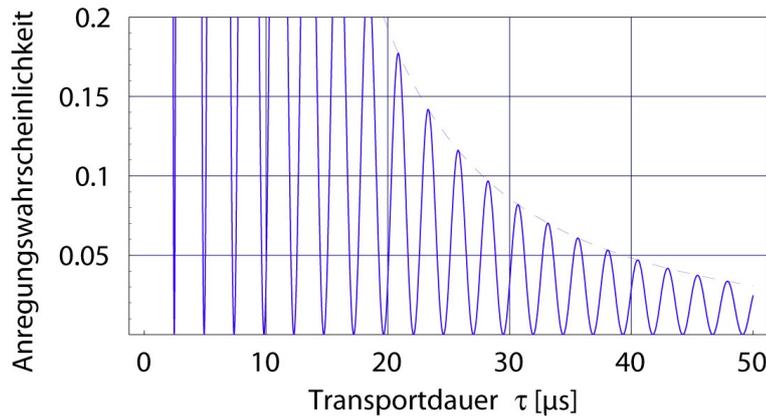


Abbildung 3.9: Darstellung der Anregungswahrscheinlichkeit $P_{0 \rightarrow 1}(\tau)$ aus Gleichung (3.12). Die Anregungswahrscheinlichkeit verschwindet, falls die Dauer des Transportschrittes einem ganzzahligen Vielfachen der Oszillationsperiodendauer $T_{\text{ax}} = 2\pi/\omega_{\text{ax}}$ entspricht. In der Nähe der Nullstellen weist die Funktion allerdings steile Flanken auf, so dass diese Minima experimentell schlecht nutzbar sind. Die Einhüllende der Funktion (gestrichelte Linie) fällt nur quadratisch mit τ ab.

Die erste Nullstelle der sinc^2 -förmigen Funktion befindet sich bei $\tau = 2\pi/\omega_{\text{ax}}$, so dass theoretisch ein anregungsfreier Transport in wenigen μs möglich ist. Der Verlauf der Funktion in der Nähe dieser Nullstelle ist allerdings sehr steil, so dass ein zuverlässiger und reproduzierbarer Transport auf diese Weise nicht praktikabel wäre. Die Einhüllende der Funktion (3.12) fällt nur quadratisch mit τ ab. Bei einer Transportdauer von $50 \mu\text{s}$ bestehen somit noch Maxima mit Anregungswahrscheinlichkeiten von einigen Prozent.

Die Abhängigkeit der Anregung von der Fallenfrequenz ω_{ax} lässt sich ebenfalls gut aus (3.12) ablesen. Zum einen wird die Funktion stärker moduliert, da stets im Abstand der Oszillationsperiodendauer Nullstellen zu finden sind. Zum anderen besteht eine Proportionalität der Anregungswahrscheinlichkeit zum Inversen der Fallenfrequenz. Höhere Frequenzen ermöglichen demnach schnelleren Transport bei gleicher Anregungswahrscheinlichkeit. Die Transportdauer muss jedoch stets in Relation zur atomaren Kohärenzzeit gesetzt werden, da diese die Zeit vorgibt, die für die Nutzung der Atome als Träger der Quanteninformation zur Verfügung steht. Die transversale Kohärenzzeit aufgrund von Strahlfluktuationen sowie die longitudinale Kohärenzzeit sind proportional zur Dipolfalltiefe [25], während die Fallenfrequenz proportional zu deren Wurzel ist (Gleichung (3.7)). Zur Erhöhung der Anzahl der möglichen Transportoperationen innerhalb der Kohärenzzeit ist folglich trotz der Verringerung der Fallenfrequenz eine Verringerung der Falltiefe sinnvoll. Ein zu starkes Absenken der Falltiefe ist allerdings von Nachteil, da auch Dekohärenzmechanismen auftreten, die nicht von der Laserleistung abhängen und somit unabhängig von der Falltiefe sind [25]. Am kritischsten sind dabei Fluktuationen des Magnetfeldes, da die Qubit-Zustände den magnetfeldsensitivsten Zeeman-Zuständen entsprechen. Zusätzlich fällt die Anharmonizität in flacheren Fallen stärker ins Gewicht, was einen anregungsfreien Transport erschwert (vgl. Abschnitt 3.2.5).

3.2.3 Optimierung der Verschiebefunktion

Die diskutierte lineare Verschiebefunktion ermöglicht die analytische Lösung des Integrals (3.11) und damit einen wichtigen Einblick in die Abhängigkeit der Anregungswahrscheinlichkeit von den Parametern τ und ω_{ax} . Aufgrund des relativ langsamen Abfalls der Einhüllenden der Funktion (3.12) und der Schwierigkeit, die Minima experimentell zu nutzen, erscheint diese Verschiebefunktion allerdings nicht optimal.

In Referenz [38] wird folgende Verschiebefunktion $s_n(t)$ vorgeschlagen:

$$s_n(t) = \frac{1}{2} \frac{\tanh\left(n \frac{2t-\tau}{\tau}\right) + \tanh(n)}{\tanh(n)} (\Theta(t) - \Theta(t - \tau)) + \Theta(t - \tau) \quad (3.13)$$

Die Stufenfunktion Θ dient der Einschränkung der Funktion auf den Zeitbereich 0 bis τ . Für die Optimierung der Verschiebung ist (3.13) vor allem wegen des Parameters n geeignet, über den die maximale Transportgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t = \tau/2$ sowie die Unstetigkeit in der Transportgeschwindigkeit am Anfang und am Ende des Transportprozesses eingestellt werden kann. Man kann somit durch Variation eines

Parameters kontinuierlich von einer linearen Rampenfunktion zu einer Stufenfunktion übergehen. Der Verlauf von (3.13) ist in Abbildung 3.10 für drei verschiedene Parameterwerte n dargestellt.

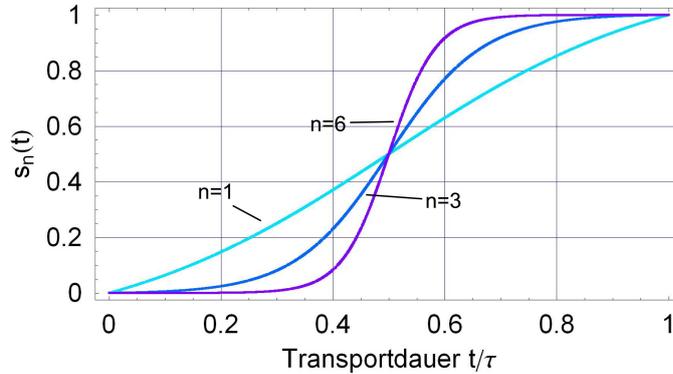


Abbildung 3.10: Die Verschiebefunktion (3.13) für die Parameterwerte $n = 1$, $n = 3$ und $n = 6$. Die Zeitachse ist auf die Dauer eines Transportschrittes τ normiert. Mit ansteigenden Werten für n wird die maximale Transportgeschwindigkeit $\dot{s}_n(t)$ bei $t = \tau/2$ erhöht, gleichzeitig nimmt die Unstetigkeit der Geschwindigkeit am Anfang und am Ende des Transportschrittes ab.

Im Folgenden berechne ich die Anregungswahrscheinlichkeiten für drei verschiedene Verschiebefunktionen gemäß Funktion (3.13). Die in dieser Arbeit präsentierten Berechnungen wurden für den Zustand $|0\rangle$ durchgeführt. Die Dipolfalle hat zu Beginn und Ende des Transportschrittes ihre maximale Tiefe 1 mK und wird, wie in Abschnitt 3.2.1 erläutert, während des Transports moduliert. Die Anregungswahrscheinlichkeiten für den Zustand $|1\rangle$ weichen nur leicht von den dargestellten Ergebnissen ab und sind geringer, da die Falltiefe für diesen Zustand während des gesamten Transportprozesses auf dem Maximalwert 1 mK bleibt.

Die Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeiten lässt sich nur numerisch bewältigen. Das Matrixelement aus (3.11) kann jedoch analytisch bestimmt werden zu

$$\langle \Phi_1(z, t) | \partial_t | \Phi_0(z, t) \rangle = \frac{\lambda_s}{4\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m_{Cs} \omega_{ax}(t)}{\hbar}} \cdot s'_n(t). \quad (3.14)$$

Dieses Ergebnis wird in Gleichung (3.11) eingesetzt und die Integration numerisch durchgeführt. Die resultierenden Anregungswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von τ für die Parameterwerte $n = 2$, $n = 2,5$ und $n = 3$ sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Im Vergleich zu der einfachen linearen Verschiebefunktion (Abbildung 3.9) wird mithilfe der Funktionen $s_n(t)$ bereits für deutlich kürzere Transportdauern eine niedrige und gegenüber experimentellen Unzulänglichkeiten robuste Anregungswahrscheinlichkeit erreicht. Mit größeren Werten von n werden die Oszillationen der Wahrscheinlichkeit stärker unterdrückt, gleichzeitig rückt die Position der ersten Nullstelle aber zu größeren Werten von τ . Es muss für die jeweilige Anwendung ein optimaler Wert

für n gefunden werden.

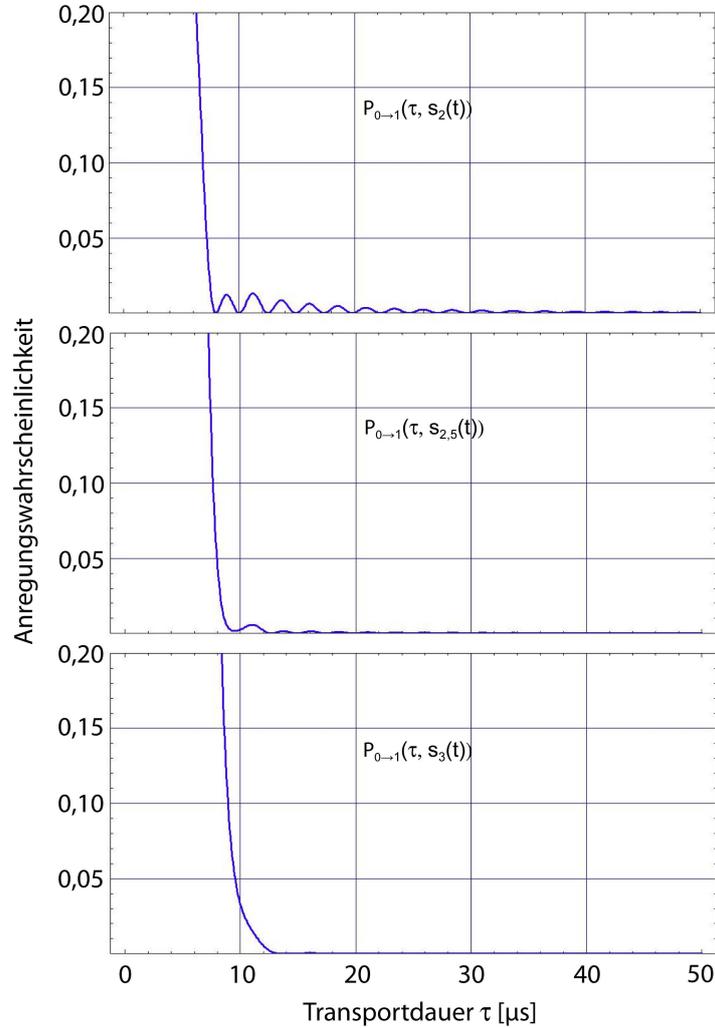


Abbildung 3.11: Anregungswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Dauer eines Transportschrittes τ . Gezeigt sind die numerisch berechneten Kurven für Funktionen $s_n(t)$ mit den Parameterwerten $n = 2$, $n = 2,5$ und $n = 3$. Für größere Werte von n werden die Oszillationen in der Anregungswahrscheinlichkeit stärker unterdrückt, die erste Nullstelle liegt allerdings bei größeren Werten von τ .

Aus Gleichung (3.11) kann auch die Wahrscheinlichkeit einer Anregung vom Grundzustand in den zweiten angeregten Vibrationszustand $P_{0 \rightarrow 2}(\tau)$ berechnet werden. Dieser Übergang ist nur für den Qubit-Zustand $|0\rangle$ aufgrund der beim Transport auftretenden zeitabhängigen Modulation der Fallenfrequenzen möglich. Allerdings ist $P_{0 \rightarrow 2}(\tau)$ wesentlich kleiner als die oben berechneten Wahrscheinlichkeiten und kann in Bezug auf unsere Experimente vernachlässigt werden.

3.2.4 Vibronische Anregungen eines thermischen Zustands

Die bisherigen Betrachtungen gingen von Übergängen aus dem vibronischen Grundzustand aus. In unseren Experimenten werden jedoch Atome mit einer Temperatur von etwa $100 \mu\text{K}$ in die Dipolfalle geladen. Sie befinden sich somit in einer quantenmechanischen Überlagerung aus vibronischen Zuständen und werden erst bei der Messung in einen dieser Zustände projiziert. Ich gehe zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit, das Atom in einem bestimmten Vibrationsniveau v zu finden, von der in Abbildung 3.12 dargestellten Verteilung aus. Mit dieser Verteilungsfunktion soll lediglich eine Abschätzung des Verhaltens eines thermischen Zustands durchgeführt werden, eine vollständig quantenmechanische Berechnung der Besetzungswahrscheinlichkeiten wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt. Die Temperatur von $100 \mu\text{K}$ entspricht in einer Falle mit einer Tiefe von 1 mK einem Vibrationsniveau zwischen $v = 4$ und $v = 5$. Der Erwartungswert der angenommenen Verteilungsfunktion wurde entsprechend gewählt.

Die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{v \rightarrow (v+1)}$ von einem Vibrationszustand v in den nächst höheren Zustand $v + 1$ lässt sich auf einfache Weise aus der in den Abschnitten 3.2.2 und 3.2.3 diskutierten Übergangswahrscheinlichkeit $P_{0 \rightarrow 1}$ errechnen. In der harmonischen Näherung des Dipolpotentials unterscheiden sich die Wahrscheinlichkeiten lediglich in dem Wert des Matrixelements (3.14), welcher proportional zu $\sqrt{v+1}$ ist. Es lässt sich somit die folgende einfache Beziehung ableiten:

$$P_{v \rightarrow (v+1)} = (v + 1) \cdot P_{0 \rightarrow 1} . \quad (3.15)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit ist symmetrisch bezüglich der Richtung des Übergangs, das bedeutet

$$P_{v \rightarrow (v+1)} = P_{(v+1) \rightarrow v} . \quad (3.16)$$

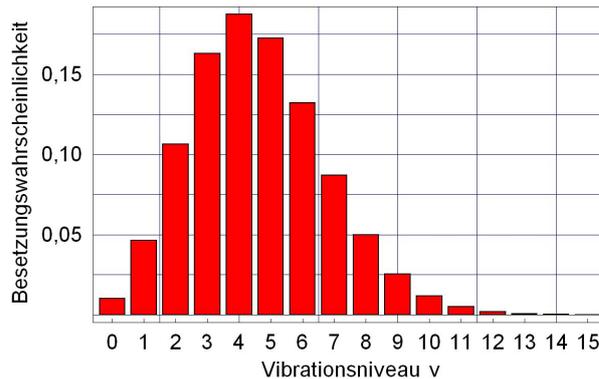


Abbildung 3.12: Darstellung einer möglichen Verteilungsfunktion $D(v, t_0)$ für die Wahrscheinlichkeit, das Atom in dem axialen Vibrationsniveau v zu finden. Der Erwartungswert liegt zwischen $v = 4$ und $v = 5$.

Das Atom unterliege zur Zeit t_0 der in Abbildung 3.12 dargestellten Verteilung $D(v, t_0)$. Betrachtet man nur Übergänge zwischen benachbarten Niveaus, ist die Wahrscheinlichkeit

lichkeit, das Atom nach einem Transportschritt der Dauer τ in einem Vibrationsniveau v zu finden gegeben durch

$$D(v, t_0 + \tau) = D(v, t_0) + P_{(v+1) \rightarrow v} \cdot D(v+1, t_0) + P_{(v-1) \rightarrow v} \cdot D(v-1, t_0) - P_{v \rightarrow (v+1)} \cdot D(v, t_0) - P_{v \rightarrow (v-1)} \cdot D(v, t_0). \quad (3.17)$$

Mithilfe der Gleichungen (3.15) und (3.16) lässt sich dieser Ausdruck etwas vereinfachen zu

$$D(v, t_0 + \tau) = D(v, t_0) + P_{0 \rightarrow 1} \cdot \{(v+1)D(v+1, t_0) + vD(v-1, t_0) - (2v+1)D(v, t_0)\}. \quad (3.18)$$

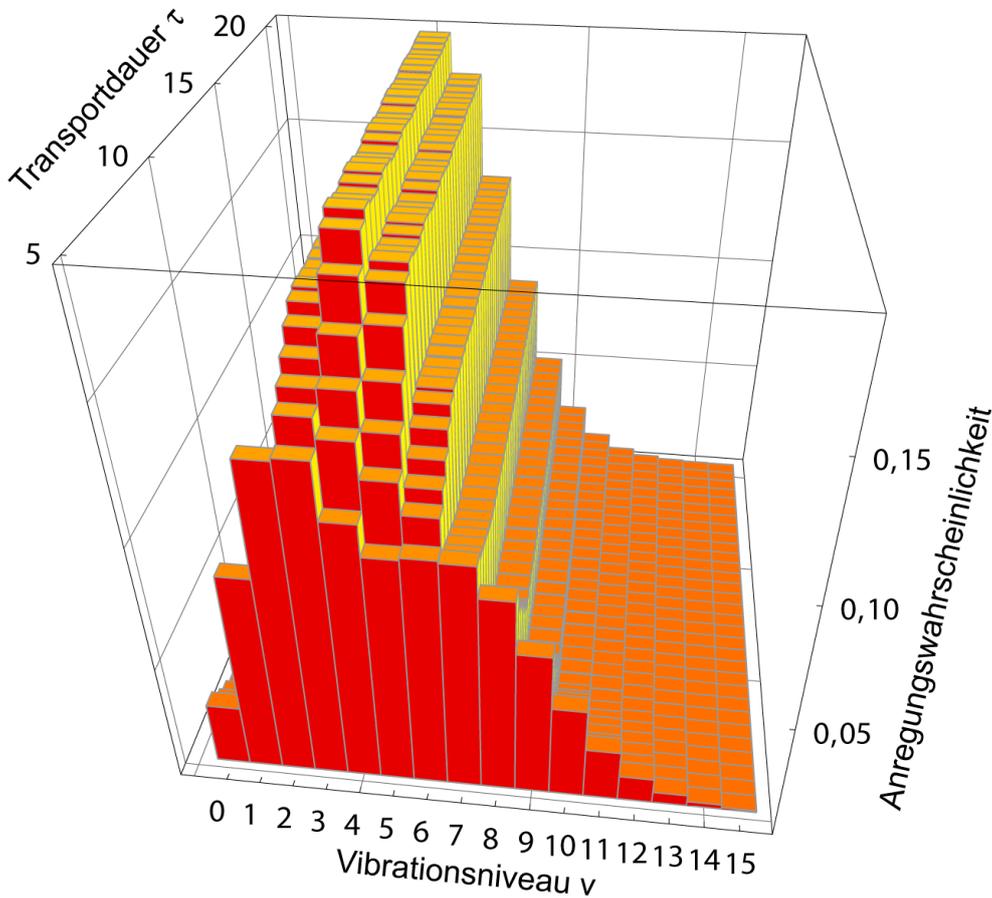


Abbildung 3.13: Darstellung der Verteilungsfunktion $D(v, t_0 + \tau)$ nach einem Transportschritt der Dauer τ . Für $\tau > 8 \mu\text{s}$ ergibt sich nur eine kleine Modulation der Verteilungsfunktion für die Werte von τ , bei denen die Anregungswahrscheinlichkeit $P_{0 \rightarrow 1}(\tau, s_2(t))$ Maxima besitzt (vergleiche Abbildung 3.11 oben).

Daraus berechne ich die Form der Verteilungsfunktion in Abhängigkeit von der Dauer τ des Transportschritts. Für die Verschiebefunktion $s_2(t)$ aus Abschnitt 3.2.3 ist

das Resultat in Abbildung 3.13 dargestellt. Die Zeitskala für τ beginnt bei 5 μs . Bei kürzeren Transportdauern ist die Anregungswahrscheinlichkeit sehr groß und die störungstheoretische Herleitung aus Abschnitt 3.2.2 ist nicht anwendbar. Während bei Transportdauern unter 8 μs ein deutliches „Zerfließen“ der Verteilung erfolgt, ist bei längeren Transportdauern lediglich eine leichte Modulation der Ausgangsfunktion in Abhängigkeit von τ erkennbar. Dieses Verhalten ist nach einem Vergleich mit Abbildung 3.11 auch zu erwarten.

3.2.5 Einfluss der Anharmonizität der Dipolfalle

Zur Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeiten beim Transport wurde von einem einzelnen harmonischen Oszillator-Potential ausgegangen. Die reale Form des Potentials in axialer Richtung folgt allerdings einem periodischen \cos^2 -förmigen Verlauf, wie aus Gleichungen (1.11) und (1.4) hervorgeht. Ich führe im Folgenden eine Abschätzung der Einflüsse dieser veränderten Potentialform durch.

Die in Abschnitt 3.2.2 genutzten Wellenfunktionen des harmonischen Oszillators müssen zur Berücksichtigung des anharmonischen Potentials durch Wannierfunktionen [39] ersetzt werden. Diese bilden eine Orthonormalbasis von Wellenfunktionen, die auf den einzelnen Gitterplätzen der Stehwellenfalle lokalisiert sind. Bezüglich der vibronischen Anregung beim Transport ist vor allem der Energieabstand zwischen benachbarten Vibrationsniveaus in der Falle sowie der Betrag der Matrixelemente (3.14) von Bedeutung.

Mithilfe von numerisch berechneten Wannierfunktionen [40] für eine Dipolfalle der Tiefe 1 mK und darin gefangenen Atomen mit einer Temperatur von 100 μK bestimme ich die Energieabstände zwischen aufeinander folgenden Niveaus. Da das Potential der Dipolfalle flacher ansteigt als das des harmonischen Oszillators, verringern sich die Energieabstände der Niveaus für größere Werte der Vibrationsquantenzahl v . Vergleicht man beispielsweise die Übergänge $v = 5 \rightarrow v = 6$ und $v = 0 \rightarrow v = 1$, so unterscheiden sich die jeweiligen Energieabstände aber lediglich um 3,6%. Ein Vergleich zwischen den Wellenfunktionen des harmonischen Oszillators (3.8) und den Wannierfunktionen ergibt maximale Abweichungen der Amplituden von unter 1%.

Beide genannten Auswirkungen der Abweichungen vom harmonischen Potential sind klein, so dass kein grundlegend unterschiedliches Verhalten aufgrund der veränderten Potentialform zu erwarten ist. Insbesondere gilt dies für die vibronische Anregungswahrscheinlichkeit während des Transports.

Die durchgeführten numerischen Berechnungen unter Verwendung der Transportfunktion $s_n(t)$ ergeben eine gegenüber der linearen Rampenfunktion erheblich reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit der Atome. Bei Nutzung von Parameterwerten zwischen $n = 2$ und $n = 3$ erscheint ein nahezu anregungsfreier Transport in ca. 10 μs realistisch, was einer Verbesserung um fast eine Größenordnung gegenüber der linearen Verschiebung darstellt.

Kapitel 4

Technische Umsetzung des Transports

Um die in Kapitel 3 vorgestellten Konzepte zum zustandsabhängigen Transport experimentell umsetzen zu können, muss die Transport-Anordnung unter Berücksichtigung der technischen Grenzen der einzelnen Komponenten optimiert werden. Dazu ist zunächst eine möglichst vollständige Charakterisierung der beiden EOMs inklusive der jeweiligen Treiberverstärker notwendig.

4.1 Interner Aufbau der EOMs

Um die Details der Funktionsweise der Transport-Anordnung zu verstehen, ist eine genaue Kenntnis des internen Aufbaus der EOMs unabdingbar.

Beide in diesem Experiment eingesetzten EOMs besitzen jeweils vier Kristalle, deren Längsachsen a entlang der Dipolfallenachse orientiert sind (Abbildung 4.1). Die Spannung wird transversal zur Längsachse angelegt (Transversal-Feld Modulator, TFM) und die insgesamt vom Licht durchlaufene Kristalllänge beträgt etwa 10 cm. Es handelt sich hierbei um Kristalle vom Typ KD_2PO_4 (KD*P). Dieser Kristalltyp besitzt bei der Wellenlänge λ_s eine vergleichsweise hohe Transmission von ca. 95 % bei der Propagation durch den gesamten EOM. Die benötigte $\lambda/2$ -Spannung liegt in der TFM-Konfiguration unter 800 V, was die Anforderungen an die Treiberverstärker reduziert. Die Achsen des fest mit dem Kristall verbundenen Koordinatensystems werden im Folgenden mit a , b und c bezeichnet.

Die Brechungsindizes von KD*P bei einem entlang der c -Achse angelegten elektrischen Feld E_c lauten

$$\begin{aligned}n_a &= n_o - \frac{1}{2}n_o^3r_{63}E_c \\n_b &= n_o + \frac{1}{2}n_o^3r_{63}E_c \\n_c &= n_e .\end{aligned}\tag{4.1}$$

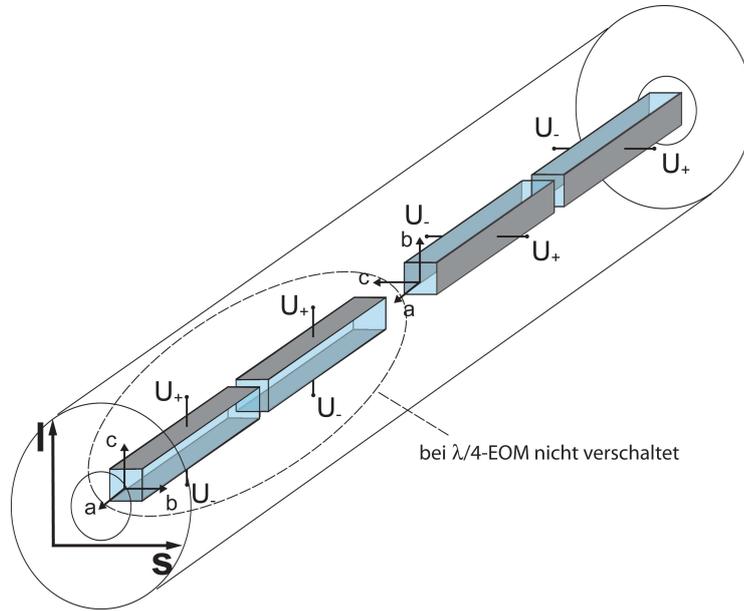


Abbildung 4.1: Interner Aufbau der EOMs, bestehend aus zwei Paaren von KD*P-Kristallen. Die Rotation des zweiten Kristallpaares gegenüber dem ersten um 90° bewirkt die Kompensation der natürlichen Doppelbrechung des Materials. Beim Transport-EOM sind die Kristalle wie gezeigt elektrisch verschaltet, beim $\lambda/4$ -EOM liegt am ersten Kristallpaar (gestrichelte Umrandung) keine Spannung an.

Hierbei bezeichnen n_o und n_e den ordentlichen bzw. den außerordentlichen Brechungsindex des Kristalls, n_a , n_b und n_c die Brechungsindizes für Licht mit Polarisierungen entlang der Kristallachsen und r_{63} den in dieser Konfiguration relevanten elektrooptischen Koeffizienten von KD*P. Der dritte und vierte Kristall der beiden EOMs sind gegenüber dem ersten und zweiten um 90° um die a -Achse gedreht, was eine Kompensation der natürlichen Doppelbrechung bewirkt. Bei verschwindendem von außen angelegtem elektrischem Feld erfährt sowohl das vertikal als auch das horizontal polarisierte Licht während der Propagation durch jeweils zwei Kristalle den Brechungsindex n_o bzw. n_e , so dass in diesem Fall keine Änderung der Polarisation zu erwarten ist. Erzeugt man nun in dem ersten Kristallpaar ein Feld parallel zur c -Achse, in dem zweiten Kristallpaar ein gleich starkes Feld antiparallel zur c -Achse, so entsteht bei der Propagation durch den gesamten EOM eine Phasenverzögerung des horizontal polarisierten Lichts gegenüber dem vertikal polarisierten von

$$\Gamma = \frac{2\pi L_{\text{ges}}}{\lambda} \cdot \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_c . \quad (4.2)$$

Mit L_{ges} ist die Gesamtlänge aller vier Kristalle bezeichnet. Das elektrische Feld wird transversal zur Propagationsrichtung des Lichts angelegt. Für die zur Felderzeugung notwendige Spannung U bei einem Abstand d der Elektroden gilt

$$U = E_c \cdot d . \quad (4.3)$$

Man erhält folglich einen linearen Zusammenhang zwischen der angelegten Spannung U und der dadurch erzeugten relativen Phasendifferenz Γ .

Die beschriebene Konfiguration ist für den Transport-EOM gültig. Beim $\lambda/4$ -EOM wird an das erste Kristallpaar keine Spannung angelegt, wodurch das horizontal polarisierte Licht bei diesem EOM keinerlei Einwirkung des elektrischen Feldes erfährt. In Abbildung 3.5 ist beispielhaft dargestellt, wie die Phasendifferenzen an den beiden EOMs bei der Realisierung des zustandsabhängigen Transports variiert werden können. Mithilfe von Gleichungen (4.2) und (4.3) lässt sich aus dem Verlauf der Phasendifferenzen direkt auf den Verlauf der anzulegenden Spannungen schließen. Dieser ist in Abbildung 4.2 gezeigt.

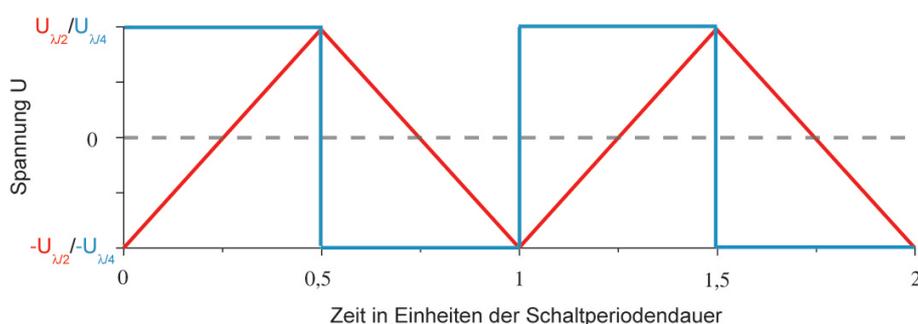


Abbildung 4.2: Verlauf der Spannungen an den beiden EOMs am Beispiel einer einfachen linearen Verschiebefunktion. Der rote Graph zeigt den Spannungsverlauf am Transport-EOM, der blaue den am $\lambda/4$ -EOM. Wegen der unterschiedlichen Verschaltung der Kristalle entspricht die $\lambda/2$ -Spannung am Transport-EOM gerade der $\lambda/4$ -Spannung am $\lambda/4$ -EOM.

Da beim $\lambda/4$ -EOM nur an ein Kristallpaar Spannung angelegt wird, liegt die $\lambda/4$ -Spannung im Vergleich zu einer Verschaltung aller Kristalle doppelt so hoch. Der Vorteil dieser Konfiguration liegt darin, dass horizontal polarisiertes Licht den EOM unabhängig von der dort anliegenden Spannung unverändert durchläuft. Die schnellen Umschaltvorgänge am $\lambda/4$ -EOM (siehe Abbildung 4.2) finden gerade zu den Zeitpunkten statt, wenn der Transport-EOM eine Phasendifferenz von π erzeugt. Bei diesen Einstellungen sind der hin- und der rücklaufende Strahl der Dipolfalle horizontal polarisiert (Abschnitt 3.1), die abrupten Änderungen der am $\lambda/4$ -EOM erzeugten Phasendifferenz wirken sich also nicht auf die Form oder die Position des Dipolpotentials aus. Dies ist wichtig, da ansonsten vibronische Anregungen des Atoms in der Falle zu erwarten sind. Der Umschaltvorgang am $\lambda/4$ -EOM muss abgeschlossen sein, bevor die Spannung am Transport-EOM wieder variiert werden kann.

4.2 Der $\lambda/4$ -EOM

Der $\lambda/4$ -EOM muss ein möglichst schnelles und exaktes Umschalten von einer $-\lambda/4$ - zu einer $+\lambda/4$ -Konfiguration gewährleisten. Während des Umschaltvorgangs durchläuft nur horizontal polarisiertes Licht den EOM. Wegen der speziellen Orientierung

der Kristallachsen (vgl. Abschnitt 4.1) wird das Dipolpotential daher durch den Umschaltvorgang nicht beeinflusst. Entscheidend für die Implementierung des zustandsabhängigen Transports ist die für den Umschaltvorgang benötigte Zeit und die während des Transportprozesses präzise Kontrolle der Phasendifferenz am EOM.

4.2.1 Umschaltvorgänge am $\lambda/4$ -EOM

Zum Umschalten des $\lambda/4$ -EOMs steht ein Puls-Verstärker des Herstellers Quantum Technology (Modell Starfire 3DM-PN-1.5kV-BIAS-DC) zur Verfügung. Es handelt sich um eine modifizierte Ausführung des Starfire Puls-Verstärkers, welche zwischen einem positiven und einem negativen Spannungsniveau umschalten und das jeweilige Niveau prinzipiell für unbegrenzt lange Zeiten halten kann. Die Werte des positiven und negativen Spannungsniveaus sind separat einstellbar und decken den Bereich von $\pm 100\text{ V}$ bis $\pm 750\text{ V}$ ab. Über ein kurzes Kabel (ca. 30 cm) wird der EOM (FastPulse Technology, Inc. Lasermetrics Division, Modell 3079-4FW(700-900)) angeschlossen. Bei Anschluss nur eines Kristallpaares beträgt die Kapazität des EOMs ca. 20 pF. Die Anstiegszeit des Puls-Verstärkers bei dieser Last liegt unter 50 ns.

Um das Gesamtsystem aus Puls-Verstärker und EOM zu charakterisieren, habe ich verschiedene Testmessungen durchgeführt. Die zur Messung der vom EOM erzeugten Phasendifferenz genutzte Anordnung ist in Abbildung 4.3 skizziert.

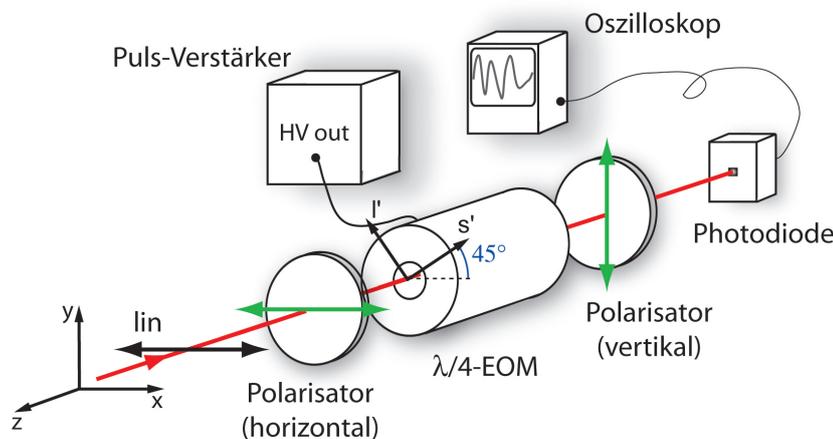


Abbildung 4.3: Zur Messung der vom EOM erzeugten Phasendifferenz wird eine Anordnung aus gekreuzten Polarisatoren und einer Photodiode verwendet. Die Ausgangsspannung (HV out) des Puls-Verstärkers wird zwischen der positiven und negativen $\lambda/4$ -Spannung umgeschaltet.

Mittels zweier gekreuzter Polarisatoren wird die durch den EOM erzeugte Änderung der Polarisation in eine Modulation der transmittierten Leistung umgewandelt. Der erste Polarisator transmittiert horizontal polarisiertes, der zweite vertikal polarisiertes Licht. Das maximale Auslöschungsverhältnis der Polarisatoren, also das Verhältnis

aus transmittierter und einlaufender Leistung, liegt bei $1 : 10^5$. Gegenüber der Polarisationsrichtung des einlaufenden Strahls ist die schnelle Achse des EOMs um 45° gedreht. Der $\lambda/4$ -EOM wird mittels des Puls-Verstärkers zwischen einer $-\lambda/4$ - und einer $+\lambda/4$ -Konfiguration umgeschaltet. Die transmittierte optische Leistung in Abhängigkeit von der am EOM anliegenden Spannung U ist in Abbildung 4.4 skizziert. Der \sin^2 -förmige Verlauf besitzt in der Nähe der $\lambda/4$ -Spannungen die größte Steigung. Der Verlauf der optischen Leistung in Abhängigkeit von der erzeugten Phasendifferenz (untere Zeile an der Abszisse des Graphen in Abbildung 4.4) ist ebenfalls \sin^2 -förmig. Kleine Schwankungen der Phasendifferenz bewirken also maximale Modulationen des detektierten Signals, wenn der Mittelwert der Phasendifferenz bei $\pm\pi/2$ liegt. Zudem ist die Abhängigkeit für kleine Abweichungen von diesen Werten annähernd linear.

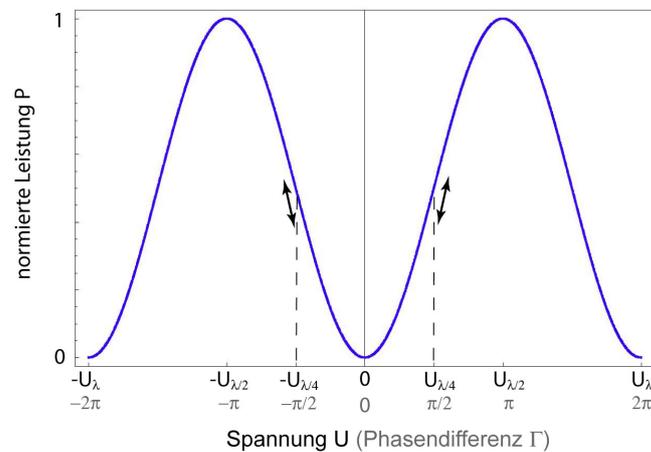


Abbildung 4.4: Verlauf der normierten transmittierten optischen Leistung in Abhängigkeit von der am EOM anliegenden Spannung U bzw. von der durch den EOM erzeugten Phasendifferenz (zweite Zeile an der Abszisse). Kleine Änderungen der Phasendifferenz erzeugen folglich in der Nähe der Werte $\pm\pi/2$ maximale Änderungen der detektierten Leistung. Die Abhängigkeit ist für kleine Abweichungen annähernd linear.

Die aufgenommenen Signale sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Die am EOM anliegende Spannung des Puls-Verstärkers (schwarze Kurve) wurde gleichzeitig mit dem optischen Signal der Photodiode (blaue Kurve) aufgezeichnet. Das Verhalten des optischen Signals ist für beide Richtungen des elektrischen Schaltvorgangs ähnlich. An dieser Stelle sei angemerkt, dass nur der für diese empfindliche Messung relevante Bereich des Photodiodensignals gezeigt ist (Skala auf der rechten Seite der Graphen), bei ausgeschalteter Spannung fällt das Signal auf ca. 0 V ab. Das detektierte Signal weist Oszillationen auf, die auf piezoelektrische Resonanzen im Kristall des EOMs zurückzuführen sind. Das Auftreten solcher Resonanzen ist für den Kristall KD*P typisch. Es ist eine leichte Drift des optischen Signals über einige 100 μs zu erkennen. Die Ursache dieser Drift ist uns nicht bekannt. In typischen für den Transport genutzten Schaltsequenzen ist das Verhalten auf diesen Zeitskalen allerdings nicht kritisch. Um das Verhalten des EOMs nach einem Umschaltvorgang besser quantifizieren zu

können, definiere ich die Anstiegszeit des EOMs als die nach einem elektrischen Schaltvorgang benötigte Zeit, um die der angelegten Spannung entsprechende Phasendifferenz Γ mit einer Genauigkeit von $\pm 10\%$ zu erreichen. Dies entspricht einer Genauigkeit von $\pm 15,7\%$ bei der entsprechenden optischen Leistung. Aus dem rechten Graphen in Abbildung 4.5 lässt sich demnach eine Anstiegszeit von etwa $1 \mu\text{s}$ ablesen. In dem für unsere Anwendungen wichtigen Zeitbereich bis etwa $30 \mu\text{s}$ nach Umschalten der Spannung liegt die Schwankungsbreite der Phasendifferenz Γ bei etwa $\pm 5\%$.

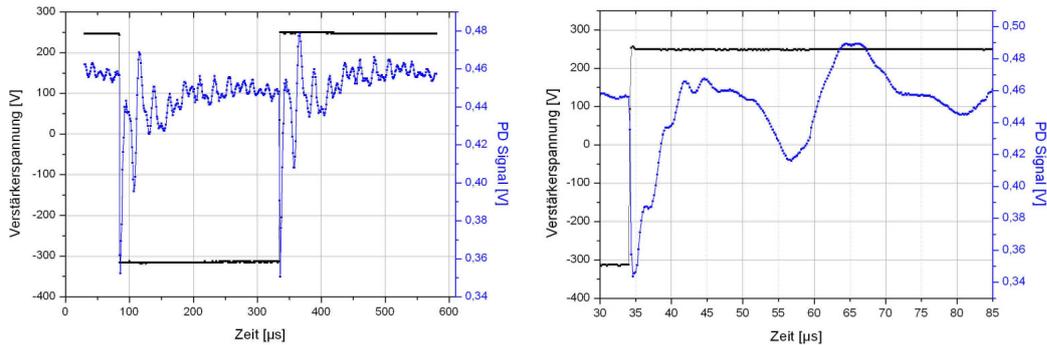


Abbildung 4.5: Verläufe der am EOM anliegenden Spannung (schwarze Kurven) und des mit der Photodiode aufgenommenen optischen Signals (blaue Kurven). Es wird mittels des Puls-Verstärkers zwischen einer $+\lambda/4$ - und einer $-\lambda/4$ -Konfiguration umgeschaltet. Die Beträge der dabei anzulegenden positiven bzw. negativen Spannungen sind aufgrund der nicht perfekten Kompensation der natürlichen Doppelbrechung der Kristalle leicht unterschiedlich. Die Schwankungen des optischen Signals sind auf piezoelektrische Resonanzen zurückzuführen. Im Graph rechts ist der für unsere Anwendungen wichtigste Zeitbereich vergrößert dargestellt. Die Schwankungen der vom EOM erzeugten Phasendifferenz liegen für diesen Bereich bei ca. $\pm 5\%$.

Die beschriebenen Ungenauigkeiten in der vom $\lambda/4$ -EOM induzierten Phasendifferenz haben Abweichungen der Polarisierung des rücklaufenden Strahls von der linearen und um den Winkel ϑ gedrehten Polarisierung zur Folge. Es lassen sich zwei Abweichungen von der gewünschten Polarisierung unterscheiden. Die Polarisierung ist leicht elliptisch und der Azimutwinkel α der großen Halbachse der Polarisationsellipse entspricht nicht exakt der am Transport-EOM erzeugten Phasendifferenz ϑ . In Bezug auf die Dipolpotentiale hat dies zwei Konsequenzen:

Fluktuationen der Position der Stehwellenfalle: Die zeitliche Variation des Azimutwinkels α bewirkt eine räumliche Fluktuation der Positionen der Potentialminima, in denen die Atome gefangen sind. Dieses „Wackeln“ der Falle kann eine Anregung der Atome in andere Vibrationsniveaus zur Folge haben. Die Fluktuationsfrequenzen sind allerdings deutlich geringer als typische axiale Oszillationsfrequenzen der Atome in der Falle, wodurch die Wahrscheinlichkeit einer

vibronischen Anregung reduziert wird. Eine genauere Aussage über die Fluktuationfrequenzen lässt sich aus der in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Aufnahme der Transferfunktion des EOMs gewinnen.

Fluktuationen der Fallentiefen: Durch die leichte Elliptizität der Polarisation des rücklaufenden Lichts entsteht eine Ungleichheit in der Tiefe der σ^+ - und der σ^- -polarisierten Komponenten der Stehwellenfalle. Somit erfahren Atome in Zustand $|0\rangle$ eine andere AC Stark-Verschiebung als Atome in Zustand $|1\rangle$. Daraus resultiert eine unterschiedliche Phasenentwicklung der beiden Wellenfunktionen. Durch eine genaue Analyse der in Abbildung 4.5 gezeigten Verläufe kann versucht werden, die Unterschiede in der Phasenentwicklung zu berechnen und zu kompensieren.

Aufgrund der geschilderten Schwierigkeiten mit piezoelektrischen Resonanzen wurde zu Testzwecken ein EOM des Herstellers Conoptics ausgeliehen (Modell 350-80 LA BK). Dieser basiert ebenfalls auf KD*P-Kristallen und ist intern ähnlich aufgebaut wie das Modell von Lasermetrics (siehe Abbildung 4.1). Durch ein vom Hersteller nicht näher beschriebenes Verfahren wird allerdings eine Dämpfung der Resonanzen erreicht.

Das Verhalten bei schnellen Umschaltvorgängen mithilfe des Puls-Verstärkers ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Bei der Aufnahme der Signale beider EOMs wurde insbesondere auf vergleichbare Messbedingungen geachtet. Ich habe die selbe experimentelle Anordnung benutzt und lediglich die vom Verstärker erzeugten Spannungsniveaus auf die $\lambda/4$ -Spannungen des Conoptics EOMs angepasst.

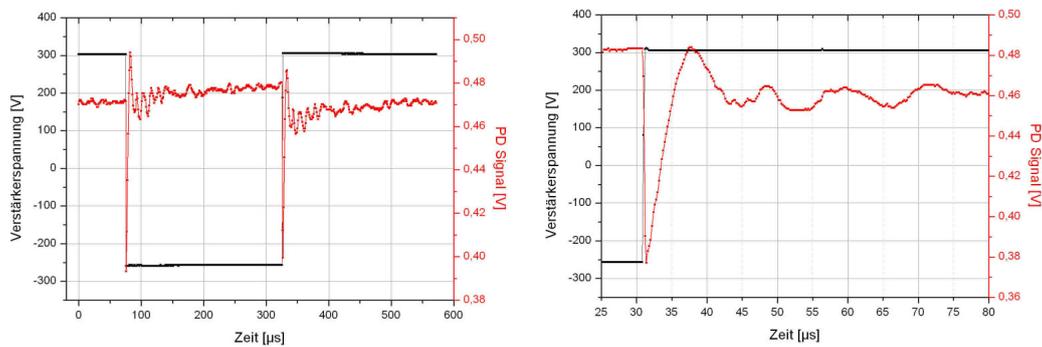


Abbildung 4.6: Verläufe der am Conoptics EOM anliegenden Spannung (schwarze Kurven) und des optischen Signals auf der Photodiode (rote Kurven). Die Schwankungen der vom EOM erzeugten Phasendifferenz liegen für den Zeitbereich bis $30\ \mu\text{s}$ nach Umschalten der Spannung bei ca. $\pm 3\%$.

Das Modell von Conoptics zeigt im Vergleich zum Lasermetrics EOM ein deutlich verbessertes Umschaltverhalten. Die Schwankungen der vom EOM erzeugten Pha-

sendifferenz liegen für den Zeitbereich bis 30 μs nach Umschalten der Spannung bei ca. $\pm 3\%$. Auf sehr kurzen Zeitskalen bis ca. 15 μs nach Umschalten der anliegenden Spannung ist allerdings ein „Überschwingen“ des optischen Signals zu erkennen. Der Conoptics EOM zeigt somit zumindest in diesem Bereich ein etwas instabileres Verhalten als der Lasermetrics EOM. In Abbildung 4.7 sind die optischen Signale beider EOMs im direkten Vergleich dargestellt.

Trotz des insgesamt besseren Verhaltens des Conoptics EOMs wird zunächst die Realisierung des zustandsabhängigen Transports mit dem vorhandenen Modell von Lasermetrics angestrebt.

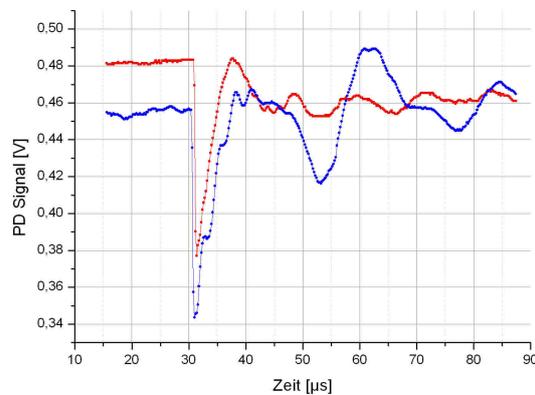


Abbildung 4.7: Direkter Vergleich der optischen Signale der EOMs von Lasermetrics (blaue Kurve) und Conoptics (rote Kurve) für den in Bezug auf den zustandsabhängigen Transport wichtigsten Zeitbereich.

4.2.2 Aufnahme der Transferfunktion der EOMs

Die Übertragungs- oder Transferfunktion gibt an, mit welchem Ausgangssignal ein lineares, zeitinvariantes System auf ein vorgegebenes Eingangssignal reagiert. Durch Kenntnis der Transferfunktion ist daher prinzipiell das gesamte Verhalten des Systems bekannt. Die in diesem Fall untersuchten Systeme sind die beiden im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten EOMs. Das Ziel der Untersuchung ist es, eine quantitative Aussage hinsichtlich der Reaktion beider EOMs auf schnelle Änderungen der angelegten Spannung gewinnen. Zunächst muss das Gesamtsystem aus einem Hochspannungsverstärker (Trek, Inc. PZD700-H-SHV-CE-EX MIS) und dem daran angeschlossenen EOM betrachtet werden. Die Transferfunktion wird mithilfe des Netzwerkanalysators (Hewlett-Packard 3589A) aufgenommen. In Abbildung 4.8 ist die Messanordnung skizziert.

Das vom Netzwerkanalysator gesendete Signal („Source“) wird an den Eingang des Hochspannungsverstärkers angeschlossen. Dessen Ausgang ist mit den Elektroden des EOMs verbunden. Die transmittierte Leistung wird mittels einer Photodiode detek-

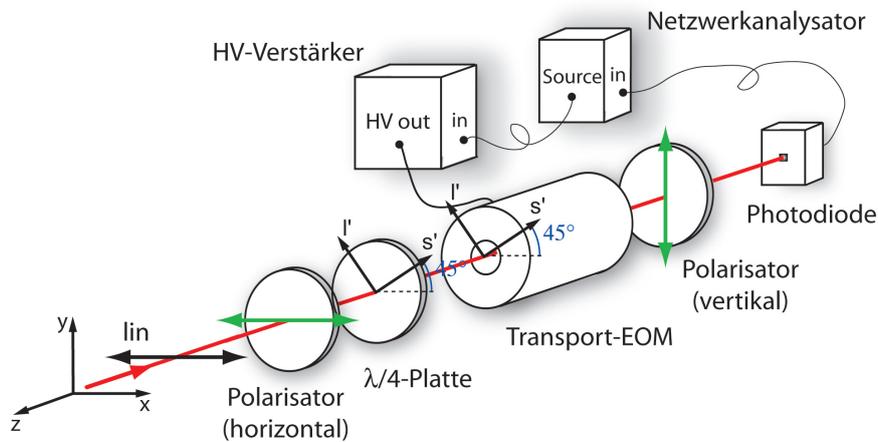


Abbildung 4.8: Anordnung zur Aufnahme der Transferfunktion des Gesamtsystems aus Verstärker und EOM. Der „Source“-Ausgang des Netzwerkanalysators wird an den Eingang („in“) des Hochspannungsverstärkers (HV-Verstärker) angeschlossen. Dessen Ausgang („HV out“) ist mit dem EOM verbunden. Das optische Signal wird mittels einer Photodiode detektiert, welche an den Eingang des Netzwerkanalysators angeschlossen ist. Durch die benutzte Messanordnung ist eine annähernd lineare Reaktion des Systems zu erwarten (vgl. Abbildung 4.9)

tiert, welche mit dem Eingang des Netzwerkanalysators verbunden ist. Da die Bandbreite der Photodiode im Bereich einiger MHz liegt, kann ihre Reaktion bei der folgenden Messung von Frequenzen bis maximal 300 kHz als frequenzunabhängig angenommen werden. Die transmittierte optische Leistung in Abhängigkeit von der am EOM anliegenden Spannung U ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Da der Netzwerkanalysator keine mit einem Offset versehene Wechselspannung liefern kann, wird die in Abbildung 4.8 gezeigte $\lambda/4$ -Platte verwendet. Durch ihre Wirkung auf die Polarisation wird der spannungsabhängige Verlauf der optischen Leistung verschoben und entspricht der roten Kurve aus Abbildung 4.9. Um eine möglichst lineare Reaktion des Systems zu erhalten, kann eine Wechselspannung mit kleiner Amplitude angelegt werden. Die Modulationsamplitude sollte dabei sehr viel kleiner als die $\lambda/2$ -Spannung sein. Zur Überprüfung der Linearität der Reaktion des Systems kann das Signal der Photodiode zusammen mit dem vom Netzwerkanalysator gesendeten Signal auf einem Oszilloskop beobachtet werden. Beide Signale sollten den gleichen Verlauf aufweisen.

Der Netzwerkanalysator wird im „Swept Network“-Modus betrieben und durchläuft einen Frequenzbereich von 100 Hz bis 300 kHz. Das Abtasten der Frequenzen erfolgt logarithmisch, so dass bei kleinen Frequenzen mehr Datenpunkte pro Frequenzeinheit zur Verfügung stehen. Die Dauer eines Durchlaufs wird auf zehn Sekunden eingestellt. Auf der Photodiode sind stets leichte Oszillationen des Signals mit einer Frequenz von 50 Hz zu beobachten. Um die Einflüsse dieser und anderer Störungen (z. B. Schwankungen der Laserstrahlposition) zu reduzieren, wird am Netzwerkanalysator über acht Spuren gemittelt.

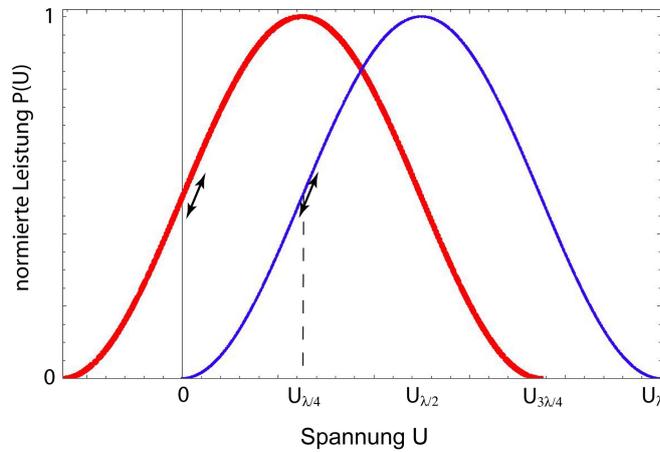


Abbildung 4.9: Verlauf der normierten transmittierten optischen Leistung in Abhängigkeit von der Spannung U . **Blaue Kurve:** Verlauf bei einer Anordnung gemäß Abbildung 4.8 ohne die dort gezeigte $\lambda/4$ -Platte. **Rote Kurve:** Verlauf mit $\lambda/4$ -Platte. Bei einer kleinen Modulation der Spannung (schwarze Pfeile) in der Nähe der größten Steigung der Funktion kann eine annähernd lineare Relation zwischen Leistung und Modulationsspannung erreicht werden.

Auf diese Weise habe ich den Betrag $A(\nu)$ und die Phase $\varphi(\nu)$ (rote bzw. dunkelrote Graphen, Abbildung 4.10, oben) der Transferfunktion $F_{\text{trans}}(\nu)$ für das Gesamtsystem aus Verstärker und Lasermetrics EOM aufgenommen. Zur besseren Interpretation dieser Graphen wurde die Transferfunktion des Verstärkers ebenfalls vermessen (blaue bzw. dunkelblaue Graphen, Abbildung 4.10, oben). Für diese Messung wird der Monitorausgang des Verstärkers direkt an den Eingang des Netzwerkanalysators angeschlossen. Der Monitorausgang liefert die um den Faktor 200 reduzierte Ausgangsspannung des Verstärkers. Der Ausgang des Verstärkers ist auch bei dieser Messung mit dem Lasermetrics EOM verbunden, um den Verstärker mit der gleichen Last wie bei der Aufnahme der Transferfunktion des Gesamtsystems zu betreiben.

In beiden Graphen des Gesamtsystems sind jeweils bei Frequenzen von etwa 45 kHz und 85 kHz auffällige Merkmale zu erkennen, die in den Vergleichskurven des Verstärkers nicht auftreten. Der Betrag der Transferfunktion fällt bei diesen Frequenzen stark ab, die Phase bildet lokale Minima aus. Dieses Verhalten ist auf die bereits erwähnten piezoelektrischen Resonanzen des im EOM verwendeten Kristalls KD*P zurückzuführen.

Zur genaueren Charakterisierung des EOMs wird die Transferfunktion des Gesamtsystems um den Einfluss des Verstärkers bereinigt, indem die Beträge der Transferfunktion durch die entsprechenden Werte des Verstärkers geteilt und die Phasen der Transferfunktion des Verstärkers von den entsprechenden Phasen des Gesamtsystems subtrahiert werden. Es ergeben sich die in Abbildung 4.10 unten gezeigten Graphen für den Betrag $A_{\text{EOM}}(\nu)$ und die Phase $\varphi_{\text{EOM}}(\nu)$ der so berechneten Transferfunktion des EOMs. Die bereits beschriebenen Resonanzfrequenzen sind noch deutlicher zu

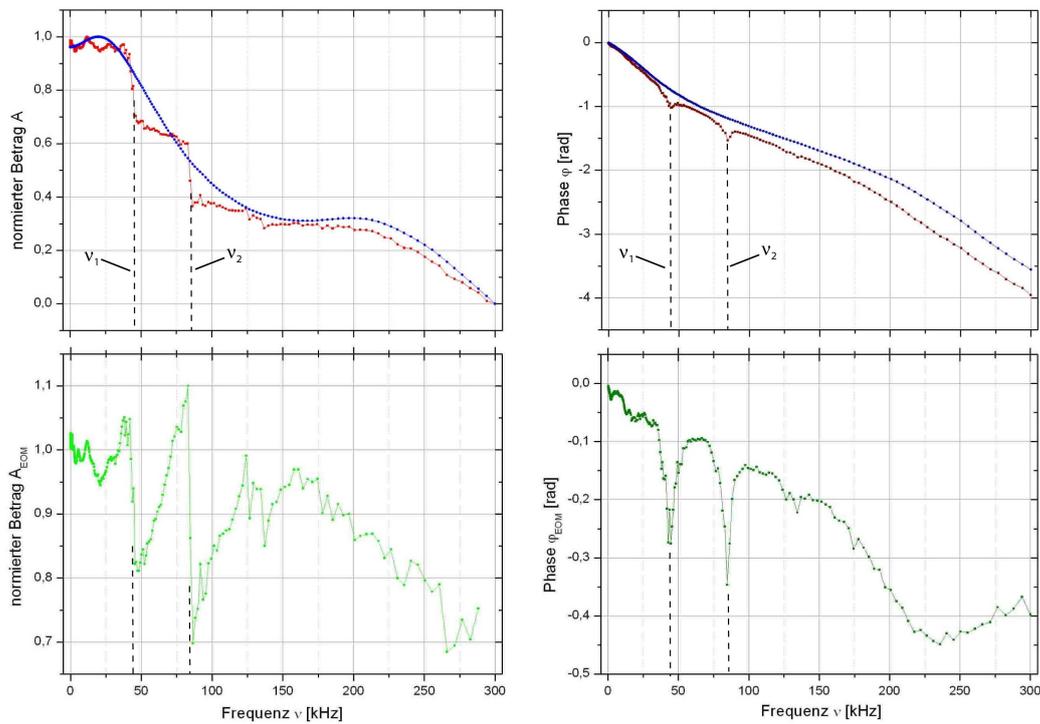


Abbildung 4.10: **Oben:** Frequenzgang des normierten Absolutbetrags $A(\nu)$ (links) und der Phase $\varphi(\nu)$ (rechts) der Transferfunktion des Systems aus Verstärker und Lasermetrics EOM (rote bzw. dunkelrote Kurve). Als Vergleich sind die Frequenzgänge des Verstärkers ebenfalls gezeigt (blaue bzw. dunkelblaue Kurve). Die Beträge wurden zur Normierung durch den jeweiligen Betrag bei $\nu = 100$ Hz geteilt. Bei den Frequenzen $\nu_1 \approx 45$ kHz und $\nu_2 \approx 85$ kHz (gestrichelte Linien) sind in beiden Graphen des Gesamtsystems auffällige Merkmale zu erkennen, die auf piezoelektrische Resonanzen zurückzuführen sind. **Unten:** Betrag $A_{\text{EOM}}(\nu)$ (grüne Kurve) und Phase $\varphi_{\text{EOM}}(\nu)$ (dunkelgrüne Kurve) der um den Einfluss des Verstärkers bereinigten Transferfunktion des EOMs.

erkennen. Außerdem ist abzulesen, dass der EOM Anregungsfrequenzen, die größer als ca. 150 kHz sind, nicht folgen kann, was sich in einem Abfall des Betrags und der Phase der Transferfunktion äußert.

Auf ganz analoge Weise wurde die Transferfunktion des Conoptics EOMs aufgenommen und um den Einfluss des Verstärkers bereinigt. Die resultierenden Graphen sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Die Resonanz bei ca. 45 kHz ist nicht mehr zu erkennen, die bei ca. 85 kHz ist stark gedämpft. Man beachte die im Vergleich zur Transferfunktion des Lasermetrics EOMs kleineren Skalen an den Ordinaten der Graphen. Insgesamt wird die durch Messungen mit dem Puls-Verstärker gewonnene Einschätzung der beiden EOMs bei Betrachtung der Transferfunktionen bestätigt.

Bei der Aufnahme der Transferfunktion entstehen Ungenauigkeiten vor allem durch

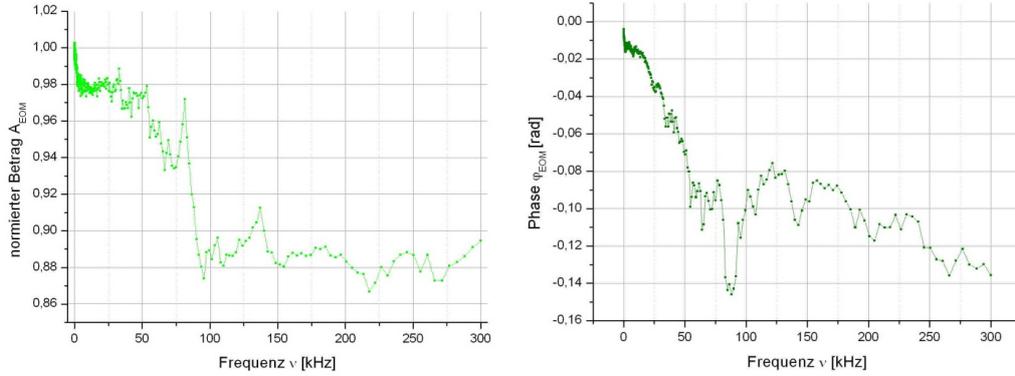


Abbildung 4.11: Betrag $A_{\text{EOM}}(\nu)$ (grüne Kurve) und Phase $\varphi_{\text{EOM}}(\nu)$ (dunkelgrüne Kurve) der um den Einfluss des Verstärkers bereinigten Transferfunktion des Conoptics EOMs.

die Schwankungen des Signals auf der Photodiode. Sie sind auf das Grundrauschen der Diode sowie auf Fluktuationen der Laserstrahlposition und der Laserintensität zurückzuführen. Durch die Mittelung des Signals wird der Einfluss dieser Störungen reduziert. Eine weitere Verbesserung des Messergebnisses kann möglicherweise durch die Erhöhung der am Netzwerkanalysator eingestellten Dauer eines Durchlaufs des Frequenzbereichs erreicht werden. Bei der benutzten Einstellung von 10 s stehen bei den kleinsten vermessenen Frequenzen nur wenige Schwingungen pro Messpunkt zur Verfügung.

4.3 Der Transport-EOM

Der Verlauf der Spannung am Transport-EOM bestimmt maßgeblich die für den zustandsabhängigen Transport genutzte Verschiebefunktion, welche die Wahrscheinlichkeit einer vibronischen Anregung des Atoms stark beeinflusst (vgl. Kapitel 3). Transportdauern von etwa $10 \mu\text{s}$ erscheinen bei geeigneter Wahl des Verschiebeweges und einer Falltiefe von 1 mK theoretisch erreichbar. Innerhalb der in unseren Experimenten erwarteten atomaren Kohärenzzeiten von einigen ms wären somit zahlreiche Transportoperationen möglich. Um dies jedoch auch technisch umzusetzen, muss die in Abschnitt 4.2 dargestellte Transferfunktion des Systems aus Verstärker und EOM in die Betrachtung integriert werden. Als Transport-EOM ist ein baugleiches Modell des bereits vorgestellten Lasermetrics EOMs vorgesehen (Modell 3079-4FW(700-900)). In Abbildung 4.12 ist der Verlauf der vom Transport-EOM zu erzeugenden Phasendifferenz gezeigt. In Abschnitt 3.2.3 wurden die Verschiebefunktionen $s_n(t)$ eingeführt. Ich wähle für die folgenden Untersuchungen und Berechnungen exemplarisch die Funk-

tion $s_3(t)$ mit einer Zeitkonstanten von $\tau = 10 \mu s$:

$$s_3(t) = \frac{1}{2} \frac{\tanh\left(3 \frac{2t-\tau}{\tau}\right) + \tanh(3)}{\tanh(3)} \Theta(t)\Theta(-t + \tau) + \frac{1}{2} \frac{-\tanh\left(3 \frac{2t-3\tau}{\tau}\right) + \tanh(3)}{\tanh(3)} \Theta(t - \tau)\Theta(-t + 2\tau) \quad (4.4)$$

Wird der $\lambda/4$ -EOM bei Erreichen der maximalen Phasendifferenz am Transport-EOM umgeschaltet (vergleiche Abbildung 3.5), so entspricht der gezeigte Verlauf einer Verschiebung des Atoms um zwei Potentialtöpfe innerhalb von $20 \mu s$.

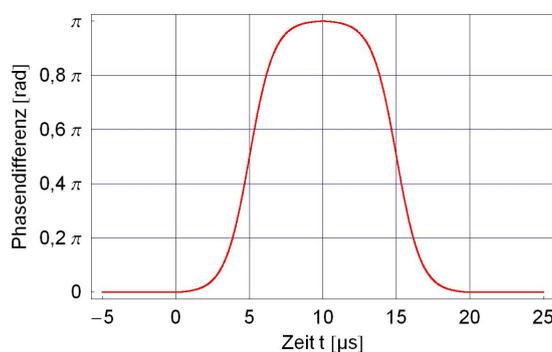


Abbildung 4.12: Verlauf der vom Transport-EOM zu erzeugenden Phasendifferenz für einen Transport um zwei Potentialtöpfe. Gezeigt ist der Verlauf für eine Verschiebefunktion $s_3(t)$ (vgl. Abschnitt 3.2.3) mit einer Zeitkonstanten von $\tau = 10 \mu s$.

Um die tatsächlich vom EOM verursachte Phasendifferenz zu messen, wird die in Abbildung 4.13 gezeigte Anordnung benutzt. Wie bei der Aufnahme der Transferfunktion in Abschnitt 4.2.2 wird durch eine kleine Modulationsspannung am EOM eine lineare Beziehung zwischen der verursachten Phasendifferenz und dem Photodiodensignal erreicht. Die gewünschte Signalform wird von einem Arbiträrgenerator erzeugt (Hewlett-Packard 33120A), welcher mit dem Eingang des Verstärkers verbunden ist. Das Photodiodensignal wird auf einem Oszilloskop aufgezeichnet.

Der Verlauf des optischen Signals und der Ausgangsspannung des Verstärkers bei einem Eingangspuls gemäß Funktion (4.4) ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Das am Arbiträrgenerator erzeugte Signal (rote Kurve) wird durch den Verstärker (schwarze Kurve) und den EOM (blaue Kurve) verzerrt. Aufgrund der begrenzten Bandbreite des Verstärkers ist der Anstieg und Abfall der Verstärkerspannung gegenüber dem Eingangssignal verzögert. Die Oszillationen des optischen Signals sind auf piezoelektrische Resonanzen zurückzuführen.

Die beobachteten Verzerrungen des Ausgangssignals $f_{\text{aus}}(t)$ lassen sich mathematisch durch eine Faltung des Eingangssignals $f_{\text{ein}}(t)$ mit der Transferfunktion $f_{\text{trans}}(t)$ ¹ des

¹Streng genommen handelt es sich hier um die Impulsantwortfunktion des Systems. Deren Fouriertransformierte ist die Transferfunktion. Zur übersichtlicheren Darstellung benutze ich trotzdem den gleichen Index bei der Benennung der Funktionen im Zeit- bzw. Fourierraum.

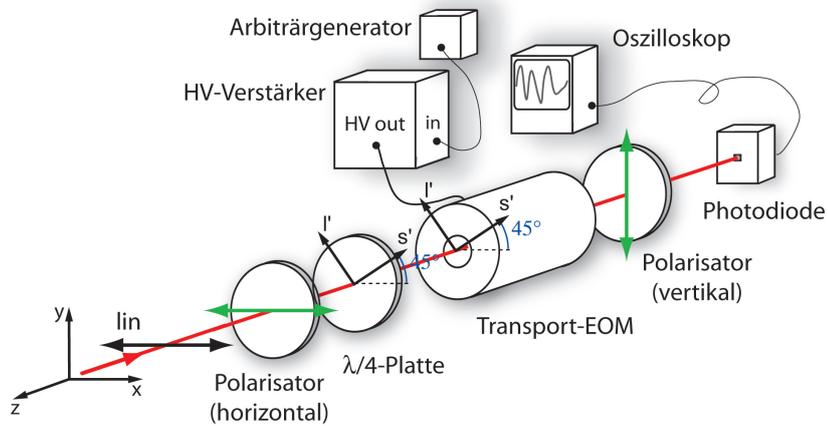


Abbildung 4.13: Anordnung zur Messung der vom EOM erzeugten Phasendifferenz für einen vom Arbiträrgenerator gesendeten Spannungspuls. Das Photodiodensignal wird auf einem Oszilloskop aufgezeichnet.

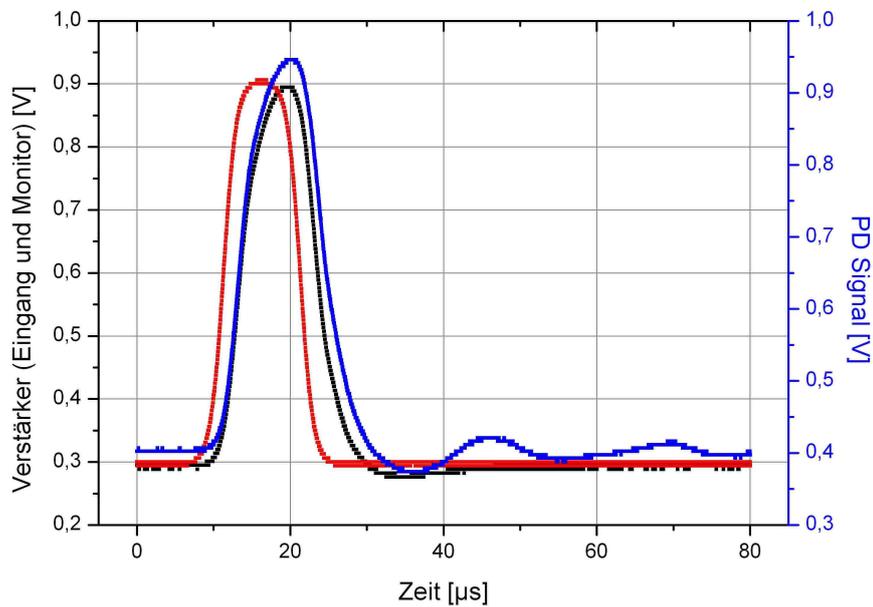


Abbildung 4.14: Ergebnis eines Eingangspulses (rote Kurve) gemäß Abbildung 4.12. Sowohl der Verstärker (Signal des Monitorausgangs, schwarze Kurve) als auch der EOM (Photodiodensignal, blaue Kurve) bewirken eine Verzerrung des Signals.

Systems aus Verstärker und EOM beschreiben

$$\begin{aligned} f_{\text{aus}}(t) &= (f_{\text{ein}} * f_{\text{trans}})(t) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\text{ein}}(t') \cdot f_{\text{trans}}(t - t') dt' . \end{aligned} \quad (4.5)$$

Um ein Ausgangssignal $f_{\text{aus}}^{\text{opt}}(t)$ zu erzeugen, welches der gewünschten Funktion (4.4) folgt, muss eine optimierte Eingangsfunktion $f_{\text{ein}}^{\text{opt}}(t)$ berechnet werden, die eine Vor-kompensation der verzerrenden Wirkung der experimentellen Anordnung gewährleistet.

$$f_{\text{aus}}^{\text{opt}}(t) = (f_{\text{ein}}^{\text{opt}} * f_{\text{trans}})(t) \quad (4.6)$$

Die Berechnung der Funktion $f_{\text{ein}}^{\text{opt}}(t)$ vereinfacht sich erheblich, wenn Gleichung (4.6) fouriertransformiert wird. Über den Faltungssatz erhält man

$$F_{\text{aus}}^{\text{opt}}(\nu) = F_{\text{ein}}^{\text{opt}}(\nu) \cdot F_{\text{trans}}(\nu) . \quad (4.7)$$

Die Funktionen $F(\nu)$ bezeichnen dabei die fouriertransformierten Funktionen $f(t)$. Aus Gleichung (4.7) ergibt sich für die optimierte Eingangsfunktion

$$F_{\text{ein}}^{\text{opt}}(\nu) = \frac{F_{\text{aus}}^{\text{opt}}(\nu)}{F_{\text{trans}}(\nu)} . \quad (4.8)$$

Aus den im Frequenzbereich bis 300 kHz gemessenen Transferfunktionswerten (vgl. Abschnitt 4.2.2) wird eine interpolierende Funktion $F_{\text{trans}}(\nu) = A(\nu) e^{i\varphi(\nu)}$ berechnet. Bei der Messung mithilfe des Netzwerkanalysators erhält man die Transferfunktion direkt im Frequenzraum. Eine stets fehlerbehaftete numerische Fouriertransformation der Funktion $f_{\text{trans}}(t)$ ist somit nicht notwendig. Die Funktion $F_{\text{aus}}^{\text{opt}}(\nu)$ kann mithilfe des Programms *Mathematica* durch analytische Fouriertransformation von Funktion (4.4) gefunden werden. Ein Graph des Absolutbetrags dieser Funktion ist in Abbildung 4.15 gezeigt.

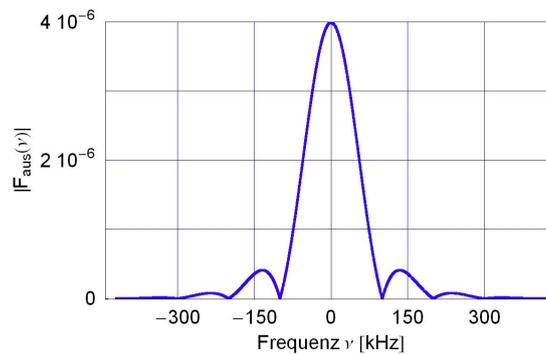


Abbildung 4.15: Absolutbetrag der fouriertransformierten Funktion $s_3(t)$. Für Frequenzen über 300 kHz sind die Funktionswerte sehr klein, so dass die Messung der Transferfunktion bis zu dieser Maximalfrequenz zur Durchführung der Berechnungen ausreicht.

Die Beiträge der Frequenzkomponenten über 300 kHz sind sehr klein, die Messung der Transferfunktion bis zu dieser Maximalfrequenz genügt also zur Durchführung der Berechnungen.

Die gesuchte Funktion $F_{\text{ein}}^{\text{opt}}(\nu)$ kann nun über Gleichung (4.8) berechnet werden. Damit ist die Lösung im Fourierraum gefunden, sie muss aber noch in den Zeitraum zurücktransformiert werden. Die Rücktransformation wird numerisch mithilfe einer schnellen Fouriertransformation (engl.: *fast Fourier transform*, FFT) in *Mathematica* durchgeführt. Die bei der FFT genutzten Algorithmen vereinfachen die Berechnung von diskreten Fourier-Transformationen stark, wodurch der Rechenaufwand sowie die in den Zwischenrechnungen entstehenden Rundungsfehler deutlich reduziert werden [41]. Um die Funktion $F_{\text{ein}}^{\text{opt}}(\nu)$ numerisch transformieren zu können, muss diese zunächst diskretisiert werden. Die Anzahl der dabei benutzten Stützstellen ist ein entscheidender Parameter, der über die Qualität der Transformation bestimmt. Der zweite wichtige Parameter ist die Maximalfrequenz, bis zu der die Funktion $F_{\text{ein}}^{\text{opt}}(\nu)$ vorliegt. Diese Frequenz ist proportional zur maximalen zeitlichen Auflösung der Funktion $f_{\text{ein}}^{\text{opt}}(t)$. In einem „zero-padding“ genannten Verfahren wird die in Abbildung 4.15 dargestellte Funktion auf eine Maximalfrequenz von ca. 10 MHz erweitert, indem für Frequenzen $\nu > 300$ kHz an allen Stützstellen Nullen eingefügt werden.

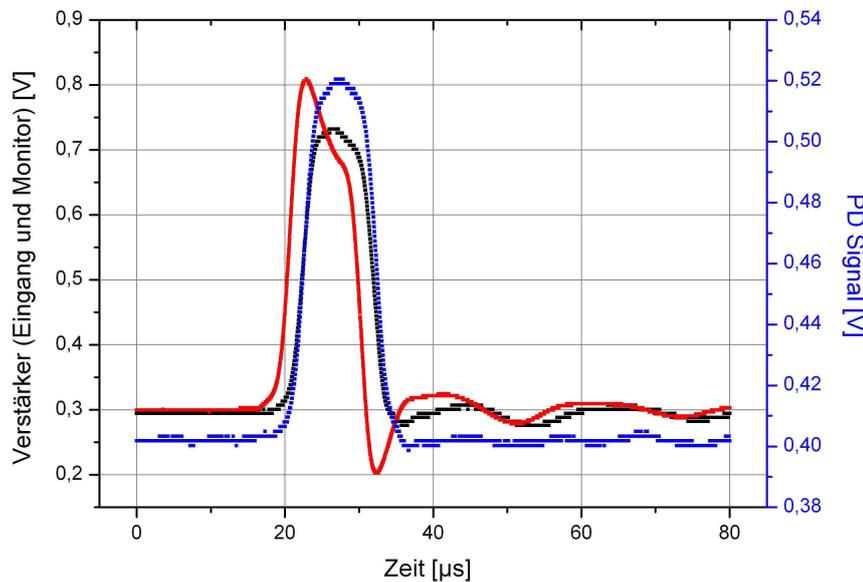


Abbildung 4.16: Monitorsignal des Verstärkers (schwarz) und optisches Signal der Photodiode (blau) für einen optimierten Eingangspuls $f_{\text{ein}}^{\text{opt}}(t)$ (rot). Das optische Signal entspricht bis auf kleine Abweichungen der gewünschten Pulsform.

Das Resultat $f_{\text{ein}}^{\text{opt}}(t)$ der Berechnungen ist in Abbildung 4.16 dargestellt (rote Kurve). Der Verlauf des optischen Signals (blaue Kurve) entspricht bis auf kleine Abweichungen der gewünschten Pulsform aus Abbildung 4.12. Insbesondere konnte die verzögerte

Reaktion des Verstärkers durch einen steileren Anstieg und ein „Überschwingen“ des Eingangssignals kompensiert werden. Die Amplitude der Oszillationen des optischen Signals im Anschluss an den Spannungspuls konnte mindestens um einen Faktor 5 reduziert werden und liegen somit in einer Größenordnung, die mit dem Rauschen der Photodiode vergleichbar ist. Bei der numerischen Berechnung von $f_{\text{ein}}^{\text{opt}}(t)$ über die inverse Fouriertransformation von $F_{\text{ein}}^{\text{opt}}(\nu)$ entstehen prinzipiell Ungenauigkeiten. Wegen Unzulänglichkeiten bei der Aufnahme der Transferfunktion (vgl. Abschnitt 4.2.2) ist die zu transformierende Funktion bereits fehlerbehaftet. Durch die Transformation werden diese Fehler vergrößert und sorgen für eine Verschlechterung des Resultats. Die gute Übereinstimmung des optimierten Ausgangspulses mit der angestrebten Pulsform deutet allerdings auf eine erfolgreiche Minimierung der Fehlerquellen hin.

Es bleibt festzuhalten, dass durch Vermessung der Transferfunktion eine gute Charakterisierung des Systems aus Verstärker und EOM erreicht werden konnte. In Bezug auf den Transport-EOM wurde es dadurch möglich, die Pulsformen so zu optimieren, dass keine Begrenzung der Transportgeschwindigkeit durch technische Gegebenheiten zu erwarten ist. Beim $\lambda/4$ -EOM ist eine solche Pulsformung mit dem momentan vorhandenen Puls-Verstärker nicht möglich. Eine Verbesserung des Umschaltverhaltens könnte durch die Nutzung eines anderen EOMs erzielt werden. Alternativ könnte in Kombination mit dem vorhandenen EOM ein anderer Treiberverstärker verwendet werden, welcher die Anwendung eines speziell für das schnelle Umschalten berechneten Pulses zulässt.

Kapitel 5

Experimentelle Umsetzung

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die Teilprojekte, auf denen der Schwerpunkt meiner Diplomarbeit lag, detailliert beschrieben. Diese stellen wichtige Beiträge zu der gesamten experimentellen Anordnung dar. Deren Grundversion ist seit einigen Wochen fertiggestellt und erste vorbereitende Messungen konnten daran bereits durchgeführt werden.

5.1 Aufbau des Experiments

In Abbildung 5.1 ist der experimentelle Aufbau des Experiments schematisch dargestellt. Die in Referenz [25] ausführlich vorgestellten Komponenten werden im Folgenden nur kurz beschrieben und der Schwerpunkt der Diskussion auf die weiteren Bauteile gelegt.

Dipolfalle: Als Dipolfallenlaser wird ein Titan:Saphir Laser bei der systemspezifischen Wellenlänge $\lambda_s \approx 866 \text{ nm}$ betrieben. Zum Schutz des Laserresonators vor dem retroreflektierten Strahl der Dipolfalle durchläuft der Laserstrahl einen optischen Isolator. Anschließend wird ein EOM durchlaufen, welcher in Kombination mit zwei Polarisatoren zur schnellen Modulation der Laserleistung am Ort der gefangenen Atome dient. Über ein Linsensystem wird der Strahl auf einen Durchmesser von etwa $17 \mu\text{m}$ fokussiert. Der Fokus liegt innerhalb einer Glaszelle, die Teil einer Ultra-Hoch-Vakuumkammer ist. Der Druck beträgt ca. 10^{-11} mbar , was eine gute Isolation der Atome von der Umgebung gewährleistet. Bei der maximalen Laserleistung von ca. 3 W liegt die Potentialtiefe der Dipolfalle bei ca. 12 mK , in unseren Experimenten werden allerdings typischerweise Fallentiefen von ca. 1 mK verwendet.

Magnetooptische Falle: Dem Fokus des Dipolfallenlasers ist die magnetooptische Falle (MOT) überlagert. Die für die MOT benötigten Laserstrahlen werden von

zwei Diodenlasern in Littrow-Konfiguration erzeugt, welche mittels Anordnungen zur Polarisationspektroskopie frequenzstabilisiert werden [42, 43]. Die Diodenlaser befinden sich auf einem separaten optischen Tisch. Von dort aus werden die Laserstrahlen durch polarisationserhaltende einmodige optische Fasern auf den Haupttisch geführt. Die Aufteilung der drei für die MOT benötigten Strahlen findet bereits vor der Einkopplung in die Fasern statt, so dass jeder der drei Strahlen in einer eigenen Faser geleitet wird und der für die Strahlaufteilung benötigte Platz auf dem Haupttisch eingespart werden konnte. Der Rückpumpplaser wird in die selbe Faser wie der vertikal verlaufende Kühlaserstrahl eingekoppelt.

Das Magnetfeld der MOT wird durch ein Spulenpaar erzeugt, welches Teil einer Spulenanordnung ist, die in der institutseigenen feinmechanischen Werkstatt speziell gefertigt wurde. Das wassergekühlte MOT-Spulenpaar wird in Anti-Helmholtz-Konfiguration betrieben und erzeugt so ein magnetisches Quadrupolfeld. Um wenige Atome fangen und effizient in die Dipolfalle umladen zu können, benötigen wir ein kleines Fallenvolumen, welches sich vor allem durch einen hohen Magnetfeldgradienten realisieren lässt (vgl. Abschnitt 1.1.2). Das MOT-Spulenpaar kann kurzzeitig Feldgradienten von 600 G/cm erzeugen. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente werden allerdings Gradienten zwischen 150 und 300 G/cm verwendet. Zum Umladen der Atome in die Dipolfalle muss das Magnetfeld abgeschaltet werden. Die daraus resultierende Änderung des Feldes induziert vor allem in dem aus Aluminium bestehenden Spulenhalter Wirbelströme. Diese bewirken Magnetfelder, die den Abschaltprozess verzögern und während des Abschaltens unkontrollierte Fluktuationen der Position der MOT verursachen können [34]. Der von uns entworfene Spulenhalter ist aus diesem Grund an mehreren Stellen geschlitzt. Dies bewirkt aufgrund der Verkleinerung der maximal von einem Kreisstrom einschließbaren Fläche eine erhebliche Reduzierung der Wirbelströme.

Mithilfe von drei Spulenpaaren in Helmholtz-Konfiguration kann eine Kompensation von magnetischen Streufeldern erreicht werden. Außerdem können homogene Magnetfelder angelegt werden, um eine Quantisierungsachse zu definieren und um die Größe der Aufspaltung der Zeeman-Niveaus einzustellen.

Abbildung und Nachweis des Fluoreszenzlichts: Mithilfe eines eigens zur aberrationsarmen Abbildung einzelner Atome entworfenen Objektivs [44] wird das Fluoreszenzlicht der Atome auf eine hochsensitive EMCCD Kamera (engl.: *electron-multiplying charge coupled device*) abgebildet. Mittels eines wellenlängenabhängigen Bandpassfilters vor der Kamera und speziell angepasster Kunststoff-Röhrchen, in denen die MOT-Laserstrahlen verlaufen und welche ungewollte Reflexe blockieren, kann die Streulichteinwirkung minimiert werden.

Optisches Pumpen: Der für das optische Pumpen notwendige Laserstrahl wird

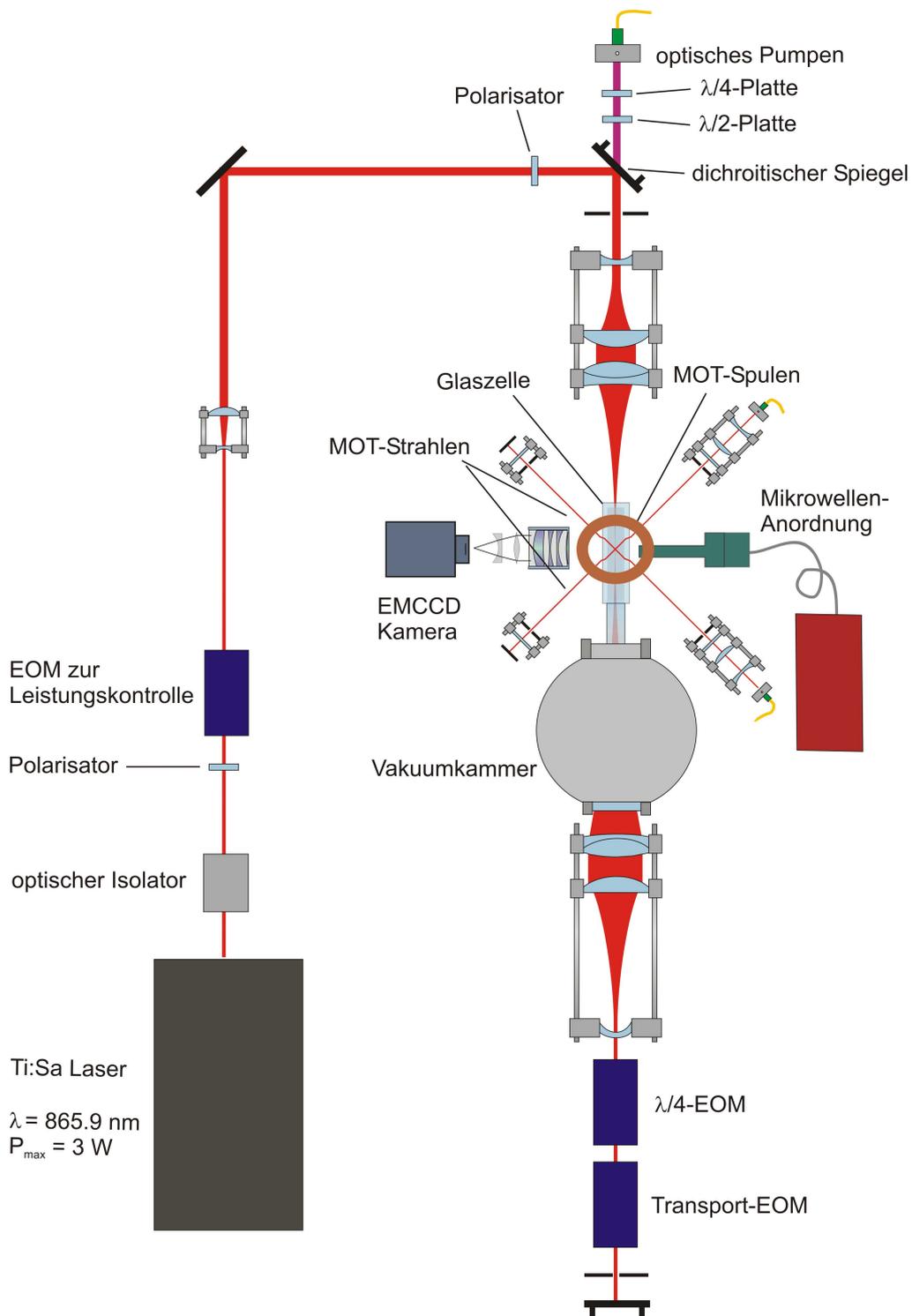


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Beschreibungen der einzelnen Komponenten finden sich im Text.

ebenfalls durch eine Faser auf den Haupttisch überführt. Die Faserauskoppelung befindet sich hinter einem dichroitischen Spiegel, welcher das Licht des Dipolfallenlasers reflektiert, aber eine nichtverschwindende Transmission für die Wellenlänge des zum optischen Pumpen benutzten Lasers aufweist. Somit ist eine Einstrahlung dieses Laserstrahls entlang der Dipolfallenachse möglich. Die Transmissionseigenschaften des Spiegels hängen stark von der Polarisierung ab. Das Licht wird deshalb vor dem Spiegel mittels einer $\lambda/4$ - und einer $\lambda/2$ -Platte so polarisiert, dass der transmittierte Anteil die für das optische Pumpen benötigte zirkuläre Polarisierung aufweist.

Während des optischen Pumpens muss ein Rückpumpelaser eingestrahlt werden, der das ($F = 3$)-Niveau entvölkert. Dieser wird in die gleiche Faser wie der für das optische Pumpen verwendete Laser eingekoppelt, so dass ein optimaler Überlapp der beiden Strahlen besteht.

Mikrowellen-Anordnung: Die in Kapitel 2 beschriebene Mikrowellen-Anordnung befindet sich auf einem Regal oberhalb des optischen Tisches. Über ein verlustarmes Kabel wird der Ausgang des Verstärkers mit dem Wellenleiter verbunden. Dessen offenes Ende kann direkt an der Glaszelle und damit in einem Abstand von etwa 2 cm vom Ort der Atome platziert werden.

Transport-Anordnung: Die beiden für den zustandsabhängigen Transport benötigten EOMs befinden sich vor dem retroreflektierenden Spiegel der Dipolfalle. Der Laserstrahl ist beim Durchlaufen der EOMs auf einen Durchmesser von $2w_0 \approx 1,5$ mm kollimiert, um die Verluste an den Aperturen der EOMs zu minimieren. Für die Positionierung der EOMs wurden spezielle Halter entworfen und in der feinmechanischen Werkstatt gefertigt. Diese ermöglichen über Mikrometerschrauben eine genaue Ausrichtung der Längsachsen der Kristalle auf die durch den Dipolfallenlaser vorgegebene z -Achse. Als empfindliches Justierkriterium hat sich dabei die Messung des Auslöschungsverhältnisses in einer Anordnung mit gekreuzten Polarisatoren erwiesen (vgl. Abschnitt 4.2). Wird die am EOM anliegende Spannung von 0 V bis zur $\lambda/2$ -Spannung moduliert, so kann die mit einer Photodiode aufgenommene transmittierte Leistung auf einem Oszilloskop beobachtet und auf ein möglichst großes Auslöschungsverhältnis hin optimiert werden.

5.2 Experimente mit der Gesamtanordnung

Die bisher durchgeführten und hier im Folgenden beschriebenen Experimente dienen zur Vorbereitung von fortgeschrittenen Anwendungen der experimentellen Anordnung. Hierbei wird deren generelle Funktionalität bzw. Stabilität überprüft und es werden Möglichkeiten zur Verbesserung des Zusammenwirkens der einzelnen Komponenten aufgezeigt.

5.2.1 Atome in der magneto-optischen Falle

Zum Fangen und Kühlen weniger Atome in der MOT werden nur geringe Laserleistungen benötigt. In unseren Experimenten nutzen wir typischerweise ca. $60 \mu\text{W}$ in jedem der horizontal verlaufenden in sich selbst zurückreflektierten Strahlen des Kühl lasers. Aufgrund des doppelt so starken Magnetfeldgradienten in vertikaler Richtung verwenden wir für den in dieser Richtung verlaufenden Laserstrahl ca. $120 \mu\text{W}$. Die benutzte Rückpumplaserleistung liegt bei ca. $10 \mu\text{W}$. Die Strahlradien am Ort der MOT betragen ca. 1 mm . In Abbildung 5.2 ist die Fluoreszenz der gefangenen Atome für vier verschiedene Magnetfeldgradienten gezeigt. Mit steigendem Gradienten wird das Fallenvolumen reduziert, so dass weniger Atome gefangen werden und die Fluoreszenz abnimmt.

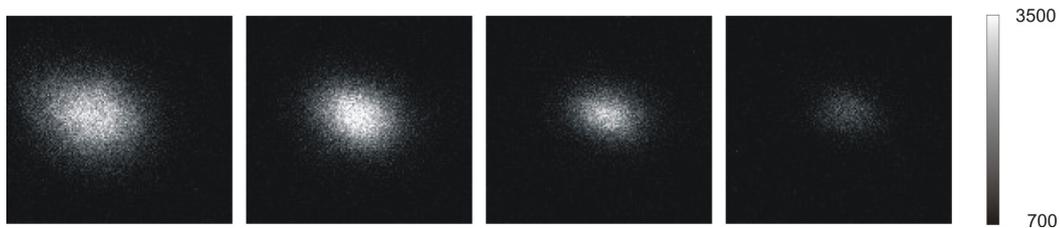


Abbildung 5.2: Fluoreszenzsignal der Atome in der MOT für Magnetfeldgradienten von 72 G/cm , 144 G/cm , 216 G/cm und 288 G/cm (von links nach rechts). Die Belichtungszeit der Kamera beträgt jeweils 500 ms . Rechts sind die Zählraten der Kamera und die entsprechenden Farbabstufungen dargestellt.

Bei hohen Feldgradienten sind diskrete Niveaus in der Gesamtzählrate eines Chip-Bereichs der Kamera zu erkennen, die der Fluoreszenz einer diskreten Anzahl an Atomen entsprechen. In Abbildung 5.3 ist die Zählrate über eine Dauer von 20 s gezeigt. Es sind Niveaus zu erkennen, die einem bis vier gefangenen Atomen entsprechen. Der Untergrund und leichte Fluktuationen in der Zählrate sind auf Streulicht sowie die Dunkelzählrate der Kamera zurückzuführen.

5.2.2 Lebensdauern der Atome in der Stehwellen-Dipolfalle

Die in der MOT gefangenen Atome können in die Stehwellen-Dipolfalle umgeladen werden, indem das magnetische Gradientenfeld abgeschaltet wird. Während des Umladevorgangs bleiben die Laserstrahlen der MOT eingeschaltet und bilden eine optische Melasse, in der die Atome ständig Photonen streuen. Der gesamte Umladeprozess kann somit anhand der atomaren Fluoreszenz beobachtet werden.

Die Messung der Lebensdauern der Atome in der Dipolfalle gibt wichtige Aufschlüsse über die Stabilität der Falle und über mögliche Heizeffekte sowie Verlustmechanismen [46].

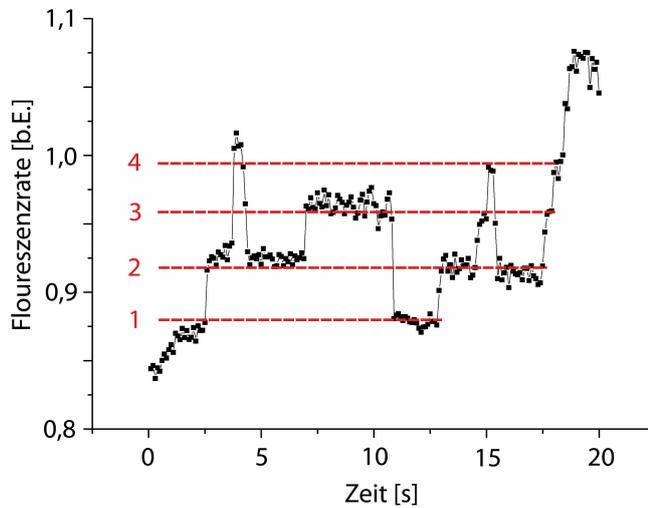


Abbildung 5.3: Gesamtzählrate eines Chip-Bereichs der Kamera für eine MOT mit einem Feldgradienten von 288 G/cm . Die diskreten Niveaus (rot gestrichelt) entsprechen ein bis vier gefangenen Atomen.

Lebensdauer bei Beleuchtung mit der optischen Melasse: Bei ständiger Beleuchtung mit der optischen Melasse können die Atome in der Dipolfalle kontinuierlich beobachtet und einzeln optisch aufgelöst werden. Eine Aufnahme von vier gefangenen Atomen ist in Abbildung 5.4 zu sehen.



Abbildung 5.4: Vier in der Dipolfalle gefangene Atome bei ständiger Beleuchtung durch die optische Melasse. Rechts sind die Zählraten der Kamera und die Farbabstufungen dargestellt. Die Belichtungszeit beträgt 500 ms .

Zur Abschätzung der Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle kann eine fortlaufende Serie solcher Bilder analysiert werden. Wir haben hierzu in drei Serien Atome aus der MOT in die Dipolfalle geladen, wobei die Anzahl der geladenen Atome zwischen 12 und 26 lag. Anschließend wurden 100 fortlaufende Bilder mit jeweils einer Sekunde Belichtungszeit aufgenommen und in jedem Bild die Atomzahl bestimmt. In Abbildung 5.5 ist exemplarisch ein auf diese Weise erhaltenes Balkendiagramm gezeigt, das die Atomzahl in Abhängigkeit von der Zeit darstellt. Die Leistung des Dipolfallenlasers wurde für diese Messungen auf ca. 500 mW eingestellt, was einer Falltiefe von ca. 2 mK entspricht. Die Temperatur der Atome bei Beleuchtung mit der optischen Melasse liegt bei ca. $100 \text{ }\mu\text{K}$, so dass diese in der Nähe der Potentialminima gefangen bleiben.

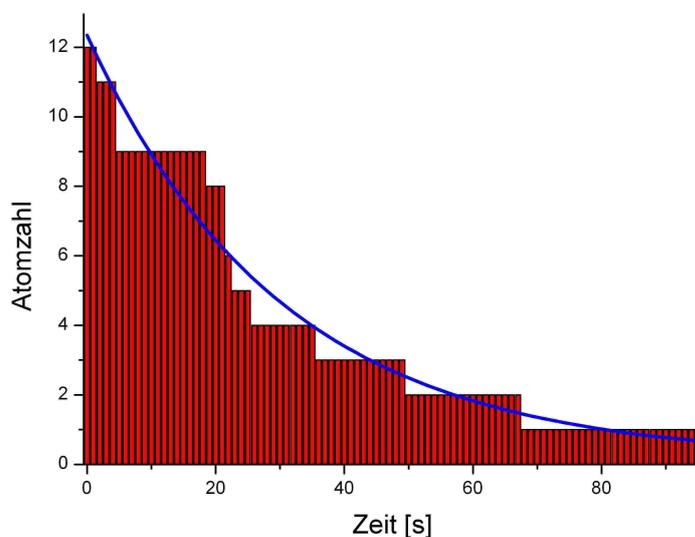


Abbildung 5.5: Zeitabhängige Anzahl der Atome in der Dipolfalle bei ständiger Beleuchtung mit der optischen Melasse. Die blaue Kurve entspricht einer Anpassungsfunktion der Form $f(t) = a + b \cdot e^{-t/\tau_{\text{hell}}}$.

Dem Verlauf ist eine Funktion der Form $f(t) = a + b \cdot e^{-t/\tau_{\text{hell}}}$ angepasst (blaue Kurve), wobei τ_{hell} die in diesem Fall gesuchte Lebensdauer der Atome bei ständiger Beleuchtung mit der optischen Melasse angibt. Aus drei solchen Messungen erhalten wir eine mittlere Lebensdauer

$$\tau_{\text{hell}} = 31 \pm 9 \text{ s} .$$

Dieser Wert lässt auf eine Begrenzung der Lebensdauer ausschließlich durch Stöße mit Atomen aus dem Hintergrundgas schließen [45, 46]. Solche Stöße stellen eine obere Grenze für die Lebensdauer dar. Die Stoßrate kann nur durch eine weitere Reduktion des in der Vakuumkammer herrschenden Drucks verringert werden.

Lebensdauer in der Dipolfalle: Bei der oben beschriebenen Bestimmung der Lebensdauer wurden die Atome mithilfe der optischen Melasse ständig gekühlt. Mögliche Heizeffekte in der Dipolfalle werden dadurch kompensiert. Zur Untersuchung solcher Effekte haben wir eine Messung der atomaren Lebensdauer ohne Bestrahlung durch die optische Melasse durchgeführt.

Hierbei wird zunächst eine variable Anzahl an Atomen in die Dipolfalle geladen und ein erstes Kamerabild aufgenommen. Anschließend werden alle MOT-Laserstrahlen ausgeschaltet, so dass die Atome allein in der Dipolfalle gefangen bleiben. Nach einer definierten Wartezeit werden die MOT-Laserstrahlen wieder angeschaltet und ein zweites Bild aufgenommen. Auf diese Weise haben wir für sieben verschiedene Wartezeiten jeweils 20 Paare von Bildern aufgenommen

und auf die Differenz der Atomzahlen zwischen erstem und zweitem Bild hin analysiert. Die erhaltenen Datenpunkte für die Atomzahl in Abhängigkeit von der Wartezeit sind in Abbildung 5.6 dargestellt.

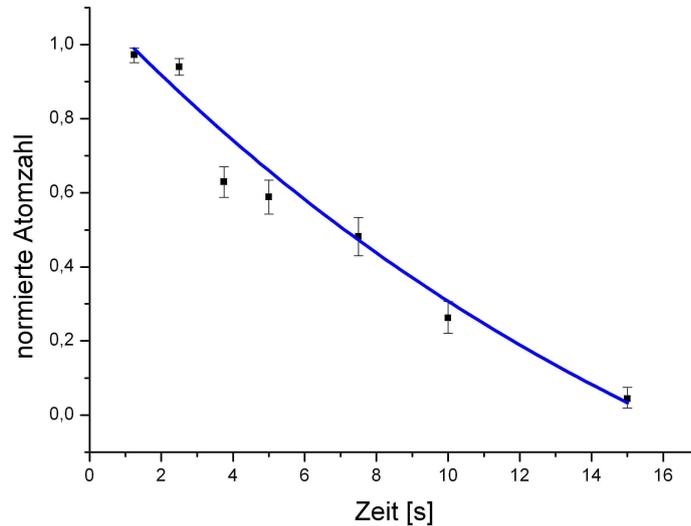


Abbildung 5.6: Zeitabhängige Anzahl der Atome in der Dipolfalle ohne Beleuchtung durch die optische Melasse. Die Atomzahlen wurden auf die Anzahl der geladenen Atome normiert. Die blaue Kurve entspricht einer Anpassungsfunktion der Form $f(t) = a + b \cdot e^{-t/\tau_{\text{dunkel}}}$.

Die Anpassungsfunktion folgt wiederum einer exponentiellen Zerfallskurve und wir erhalten für die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle den Wert

$$\tau_{\text{dunkel}} = 11,1 \pm 2,5 \text{ s} .$$

Die gegenüber der Messung mit eingeschalteter optischer Melasse deutlich kürzere Lebensdauer deutet auf das Vorhandensein von Heizmechanismen in der Dipolfalle hin. Eine mögliche Ursache ist das Phasenrauschen in dem die Leistung des Dipolfallenlasers kontrollierenden System aus Verstärker und EOM¹. Dieses bewirkt Fluktuationen der Tiefe der Dipolfalle, welche resonante oder parametrische Anregungen der Atome in der Falle verursachen können. Weitere mögliche Ursachen für die Aufheizung sind Intensitätsfluktuationen des Titan:Saphir Lasers sowie Fluktuationen der Laserstrahlposition. Zur Quantifizierung der verschiedenen Heizeffekte müssen weitere Untersuchungen durchgeführt werden.

¹Die beiden für den zustandsabhängigen Transport vorgesehenen EOMs wurden für diese Messung entfernt.

5.2.3 Implementierung eines zustandsabhängigen Nachweises und erste Anwendung einer Mikrowellen-Operation

Für die Realisierung der vorgesehenen kohärenten Transport- und Qubit-Operationen ist eine möglichst effiziente und zuverlässige Methode für den Nachweis des atomaren Zustands erforderlich. In einem ersten Schritt sollen die Hyperfein-Niveaus ohne Unterscheidung der Zeeman-Unterstruktur nachgewiesen werden. Wir nutzen hierzu einen Laserpuls, welcher Atome im Hyperfeinzustand ($F = 4$) aus der Dipolfalle entfernt, während Atome im Zustand ($F = 3$) in der Falle verbleiben.

Der Puls zum Herausschieben der Atome aus der Falle wird mit dem in vertikaler Richtung verlaufenden MOT-Strahl realisiert [29]. Dabei werden die anderen MOT-Strahlen sowie der Rückreflex entlang der vertikalen Richtung geblockt und der Kühllaser mittels eines akustooptischen Modulators (AOM) für ca. 800 μs eingeschaltet. Gleichzeitig verschiebt der AOM die Frequenz dieses Lasers nah zur Resonanz des Kühlübergangs ($F = 4 \rightarrow F' = 5$), so dass nur Atome im Zustand ($F = 4$) aufgrund der Lichtdruckkraft aus der Falle herausgeschoben werden.²

Die zur Überprüfung der Effizienz des Herausschiebepulses genutzte experimentelle Sequenz ist in Abbildung 5.7 graphisch dargestellt. Der Einfachheit halber wird die Dipolfalle in diesem Fall nicht geschaltet, sondern die Atome bei gleichzeitigem Betrieb von MOT und Dipolfalle eingefangen. Nach Abschalten des magnetischen Gradientenfeldes wird das erste Kamerabild aufgenommen. Wird anschließend der Kühllaser ca. 1 ms vor dem Rückpumpulaser ausgeschaltet, so entvölkert dieser das ($F = 3$)-Niveau und fast alle Atome befinden sich daraufhin im ($F = 4$)-Niveau. Bei Umkehrung der Schaltreihenfolge wird in analoger Weise das ($F = 3$)-Niveau mit großer Wahrscheinlichkeit besetzt. Vor der Anwendung des Herausschiebepulses wird die Tiefe der Dipolfalle mithilfe des in Abbildung 5.1 gezeigten EOMs von ca. 2 mK auf ca. 200 μK abgesenkt, was das Entfernen der Atome erleichtert. Nach dem Herausschiebepuls wird die Dipolfallentiefe wieder erhöht, die optische Melasse eingeschaltet und das zweite Bild aufgenommen.

Durch Auswertung von 50 Wiederholungen dieser Sequenz bestimmen wir die Effizienz des Herausschiebeprozesses. Von den in Zustand ($F = 4$) initialisierten Atomen werden ca. 96% herausgeschoben, von den in Zustand ($F = 3$) initialisierten Atomen verbleiben ca. 84% in der Falle.

Die Unsicherheit dieser Werte liegt bei ca. $\pm 2\%$ und ist vor allem auf die begrenzte Anzahl an ausgewerteten Bildern zurückzuführen. Außerdem sind zwei in benachbarten Potentialtöpfen gefangene Atome mit der verwendeten Abbildungsoptik nicht einzeln auflösbar, was eine leichte Unsicherheit bei der Bestimmung der Atomzahlen bewirkt. Die Auswertung wurde in diesem Fall manuell durchgeführt. Für die Analyse größerer Datenmengen muss eine computerbasierte Auswertungsroutine implementiert werden. Mithilfe des Herausschiebepulses ist somit eine Unterscheidung der beiden Zustände mit hoher Effizienz möglich. Zur Verbesserung des Ergebnisses muss das Zusammen-

²Die radiale Oszillationsfrequenz der Atome in der Falle liegt bei der während des Herausschiebepulses herrschenden Dipolfallenlaserleistung deutlich unter 1 kHz [25]. Somit kann die Möglichkeit eines „Herausheizens“ der Atome bei der verwendeten Pulsdauer ausgeschlossen werden.

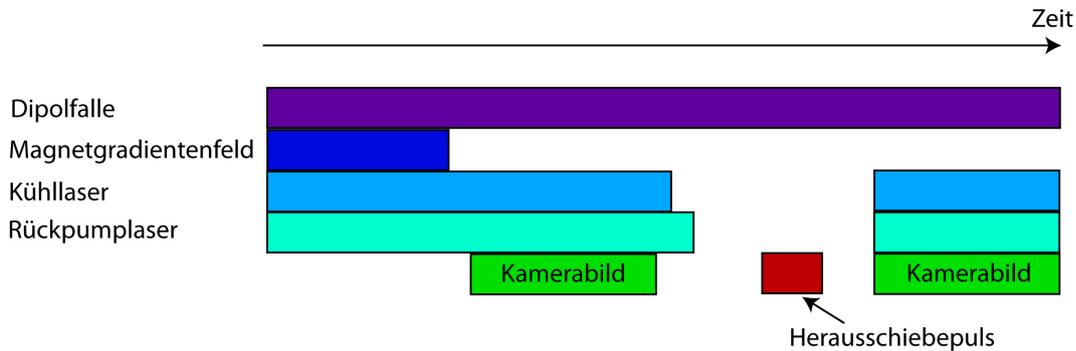


Abbildung 5.7: Darstellung einer Sequenz zur Überprüfung der Effizienz des Herausschiebepulses. In der gezeigten Sequenz werden die Atome mit großer Wahrscheinlichkeit in Zustand ($F = 4$) initialisiert und anschließend aus der Falle entfernt. Die Darstellung der Zeitdauern ist nicht maßstabsgetreu.

wirken zahlreicher Parameter optimiert werden. Bei den hier präsentierten Daten lag die Zeit zwischen der Präparation und der Detektion des atomaren Zustands bei ca. 2,5 ms. Dieser Wert ist durch die Öffnungs- und Schließzeiten der die Laser schaltenden Shutter und durch die für das Variieren der Fallentiefe benötigte Zeit nach unten begrenzt. Da die Streuraten der spontanen Ramanstreuung für die hier verwendeten Dipolfallentiefen im Bereich einiger 100 Hz liegen [25], ist ein signifikanter Einfluss dieses Dekohärenzmechanismus zu erwarten. Außerdem erscheint die eingestellte Dauer des Herausschiebepulses bei Vergleich mit theoretisch vorhergesagten Werten [47] als zu lang. Durch variieren der Leistung, Verstimmung und Dauer des Pulses bei gleichzeitiger Optimierung der Dipolfallentiefe während des Herausschiebevorgangs sollte die Effizienz dieser Nachweismethode auf mehr als 95 % erhöht werden können [29].

Zur Überprüfung der Funktionalität der Mikrowellen-Anordnung wurde ein erstes Experiment zur Manipulation des Hyperfeinzustands durchgeführt. Dazu wurden Atome wie oben beschrieben in die Dipolfalle geladen und in Zustand ($F = 4$) initialisiert. Anschließend wurde mithilfe eines Mikrowellenpulses eine adiabatische Passage [30, 48] durchgeführt. Ohne genaue Kenntnis der Übergangsfrequenz kann mit dieser Methode die Besetzung der atomaren Zustände mit hoher Effizienz invertiert werden. Zur Realisierung der adiabatischen Passage wird die Mikrowellenfrequenz mittels des Vektorgenerators von unterhalb der atomaren Übergangsfrequenz (ca. 9,193 GHz, vgl. Abschnitt 2.2) über diese hinweg verstimmt. Es wird dabei kein Magnetfeld angelegt, das eine Aufhebung der Entartung der Zeeman-Niveaus bewirken könnte. Die Dauer des Pulses beträgt 5 ms und die Frequenz überstreicht insgesamt einen Bereich von 10 MHz. Nach Durchführung der adiabatischen Passage verbleiben ca. 67 % der zunächst in Zustand ($F = 4$) initialisierten Atome in der Falle. Unter Berücksichtigung der Effizienz des Herausschiebepulses³ entspricht dies einem Populationstransfer in

³Die Effizienz des Herausschiebepulses weicht für diese Messung von dem oben bestimmten Wert ab, was auf etwas andere Parameterwerte und die wegen des Mikrowellenpulses längere Zeit zwischen

den Zustand ($F = 3$) mit einer Wahrscheinlichkeit von $98 \pm 3\%$.

Der sehr große Verstimmungsbereich der Mikrowellenstrahlung lässt keine Aussage über die genaue atomare Übergangsfrequenz in unserem System zu. Bei deutlicher Verkleinerung der Verstimmung unter 1 MHz war ein starker Rückgang der Effizienz des Populationstransfers zu verzeichnen. Mögliche Ursachen sind eine nicht optimal eingestellte Kompensation magnetischer Streufelder und Fluktuationen der am Ort der Atome herrschenden Magnetfelder. Außerdem ist zu beachten, dass bei Reduktion der Verstimmung auf Werte in der Größenordnung der Rabifrequenz bereits zu Beginn des Mikrowellenpulses eine nichtresonante Wechselwirkung mit dem Atom stattfindet. Dies vermindert die Effizienz der adiabatischen Passage. Wird nicht nur die Frequenz, sondern gleichzeitig auch die Amplitude der Mikrowellenstrahlung in geeigneter Weise moduliert, können der Verstimmungsbereich und die Dauer des Pulses ohne Verminderung der Effizienz reduziert werden [49].

Die beschriebenen Experimente geben einen Überblick über die verschiedenen Komponenten der experimentellen Anordnung und deren Zusammenwirken. Mit der MOT kann eine gewünschte Anzahl von Atomen zuverlässig gefangen, gekühlt und in die Stehwellen-Dipolfalle umgeladen werden. Deren Stabilität ist zum Speichern von Atomen ausreichend, eine genauere Charakterisierung in Bezug auf Heizmechanismen ist allerdings als Vorbereitung für die hochempfindlichen geplanten Anwendungen notwendig. Mithilfe des Herausschiebepulses konnten wir zeigen, dass wir Atome mit guter Effizienz in den Hyperfeinzuständen ($F = 4$) bzw. ($F = 3$) präparieren und nachweisen können. Es muss zur Verbesserung der Effizienz noch eine Feinabstimmung der verschiedenen dabei maßgeblichen Parameter vorgenommen werden. Die prinzipielle Wirksamkeit der Mikrowellen-Anordnung konnte durch die erfolgreiche Invertierung der atomaren Besetzung mithilfe einer adiabatischen Passage demonstriert werden.

Zustandspräparation und -detektion zurückzuführen ist.

Zusammenfassung und Ausblick

Ich habe mich im Rahmen dieser Arbeit mit zwei zentralen Komponenten eines Experiments zum zustandsabhängigen Transport einzelner Cäsium-Atome beschäftigt. In diesem Experiment wird mittels einer Stehwellen-Dipolfalle in lin- ϑ -lin Konfiguration und der Nutzung der systemspezifischen Wellenlänge λ_s ein zustandsabhängiges periodisches Potential erzeugt. Durch Drehung des Polarisationswinkels ϑ des rücklaufenden Strahls der Dipolfalle können die beiden an unterschiedliche Zustände koppelnden Komponenten des Potentials gegeneinander verschoben werden. Dies ermöglicht die zustandsabhängige Verschiebung von Atomen oder von verschiedenen Teilen einer einzigen atomaren Wellenfunktion. Die hierbei von uns genutzten atomaren Qubit-Zustände sind Zeeman-Untersubzustände der Hyperfeinstruktur des Grundzustands von Cäsium. Durch kohärente Manipulationen kann eine beliebige Überlagerung dieser Zustände hergestellt werden.

Charakterisierung und Optimierung der Transport-Anordnung

Zur Drehung der Polarisation des rücklaufenden Strahls der Dipolfalle nutzen wir eine aus zwei EOMs bestehende Anordnung. Die Untersuchung dieser Anordnung machte das nicht optimale Verhalten des $\lambda/4$ -EOMs bei schnellen Umschaltvorgängen deutlich. Durch die Aufnahme der Transferfunktion des Systems aus Hochspannungsverstärker und EOM konnte ich Resonanzen des Kristalls bei zwei Frequenzen als Hauptursache hierfür identifizieren. Gleichzeitig habe ich mit dieser Messung eine umfassende Charakterisierung des Systems vorgenommen und somit die Berechnung von optimierten Eingangssignalen zur Vorkompensation von technisch bedingten Verzerrungen ermöglicht. Für den derzeit in Kombination mit dem $\lambda/4$ -EOM verwendeten Puls-Verstärker ist eine solche Pulsformung allerdings nicht möglich. Als Verbesserungsmöglichkeiten konnte die Verwendung eines in Hinblick auf piezoelektrische Resonanzen optimierten EOMs sowie die Nutzung eines Hochspannungsverstärkers, der variable Eingangssignale erlaubt, aufgezeigt werden.

Für das System aus Verstärker und Transport-EOM habe ich die Wirksamkeit einer Methode zur Pulsformung demonstriert. Durch die Berechnung eines optimierten Eingangspulses erhält man einen Ausgangspuls, welcher eine sehr gute Übereinstimmung mit dem optimalen Verlauf zeigt. Es ist somit für unsere Experimente keine technische Begrenzung der Transportgeschwindigkeit zu erwarten. Die von mir durchgeführten analytischen und numerischen Berechnungen zu vibronischen Anregungswahrscheinlichkeiten während des Transportprozesses geben einen guten Einblick in

die dabei entscheidenden theoretischen Zusammenhänge. Die Nutzung einer optimierten Transportfunktion eröffnet die Möglichkeit eines im Vergleich zur Verwendung einer einfachen linearen Rampenfunktion um fast eine Größenordnung beschleunigten Transports.

Konzipierung und Implementierung einer Mikrowellen-Anordnung

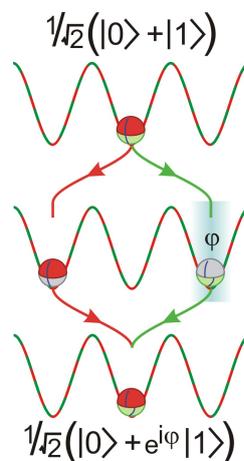
Die kohärente Manipulation der atomaren Qubit-Zustände kann mithilfe von Mikrowellenpulsen realisiert werden. Ich habe eine modulare Mikrowellen-Anordnung konzipiert und implementiert, welche die flexible Erzeugung solcher Pulse erlaubt. In Hinblick auf die anspruchsvollen und variablen möglichen Anwendungen der Anordnung wurde die Auswahl der Komponenten auf ein möglichst hohes Maß an Kontrolle über die Amplitude und die Phase der Mikrowellenstrahlung optimiert.

Vorbereitende Experimente mit der gesamten Anordnung

An der seit kurzem vollständigen experimentellen Gesamtanordnung konnten bereits einige Untersuchungen durchgeführt werden. Dabei wurden wichtige Erkenntnisse über die Stabilität und Leistungsfähigkeit des Systems gewonnen und erste Experimente zur atomaren Zustandspräparation und -detektion wurden analysiert. Es konnten zahlreiche Vorschläge zur besseren Abstimmung der verschiedenen Komponenten des Systems aufgeführt werden.

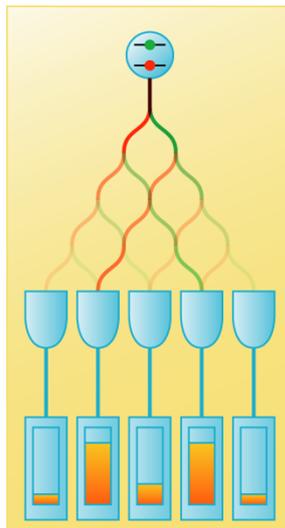
Die beschriebene experimentelle Anordnung erlaubt zahlreiche und variable Anwendungsmöglichkeiten.

Eine erste Anwendung wird die Realisierung eines **Ein-Atom-Interferometers** sein [50]. Dabei wird ein gefangenes Atom in einer Überlagerung der Qubit-Zustände präpariert und anschließend eine zustandsabhängige Transportoperation durchgeführt. Dies bewirkt eine räumliche Aufspaltung der atomaren Wellenfunktion und unterschiedliche Phasenentwicklungen der beiden räumlich getrennten Wellenpakete.



Führt man diese anschließend wieder zusammen, kann die Phasendifferenz φ durch eine Projektion auf die Population der Qubit-Zustände gemessen werden. Aus solchen interferometrischen Messungen kann eine genaue Kenntnis über die während des Transports auf die atomaren Wellenpakete wirkenden Potentiale erlangt werden.

Eine fortgeschrittenere Anwendung unserer experimentellen Anordnung stellt der ein-dimensionale **Quanten-Walk** dar [16, 17, 18]. Dabei wird die Wellenfunktion eines einzelnen Atoms durch aufeinander folgende Transport- und Qubit-Operationen über mehrere Potentialtöpfe der Dipolfalle delokalisiert. Durch eine anschließende Messung wird der Quantenzustand in einen der Potentialtöpfe projiziert, so dass man bei mehrmaliger Durchführung des Experiments eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Position des Atoms erhält. Die Varianz dieser Verteilung ist proportional zum Quadrat der Anzahl der durchgeführten Transportschritte. Im Vergleich zu einem klassischen *Random Walk* wächst die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Atoms somit quadratisch schneller, was mithilfe von geeigneten Quantenalgorithmen zu einer erheblichen Beschleunigung der Suche in ungeordneten Gitterstrukturen genutzt werden kann.



Literaturverzeichnis

- [1] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Optics Communications **13**, 68 (1975)
- [2] D.J. Wineland, W.M. Itano, *Laser Cooling of atoms*, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979)
- [3] P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould, H.J. Metcalf, *Observation of atoms cooled below the Doppler limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988)
- [4] R.P. Feynman, *Quantum mechanical computers*, Foundations of Physics **16**, 507 (1986)
- [5] P. Shor, *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*, SIAM J. Comput. **26**, 1484 (1997)
- [6] L. Grover, *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325 (1997)
- [7] S. Gulde, M. Riebe, G.P.T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Häffner, F. Schmidt-Kaler, I.L. Chuang und R. Blatt, *Implementing of the Deutsch-Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer*, Nature **421**, 48 (2003)
- [8] D. Kielpinski, V. Meyer, M.A. Rowe, C.A. Sackett, W.M. Itano, C. Monroe und D.J. Wineland, *A Decoherence-Free Quantum Memory Using Trapped Ions*, Science **291**, 1013 (2001)
- [9] N. Kiesel, C. Schmid, U. Weber, G. Tóth, O. Gühne, R. Ursin und H. Weinfurter, *Experimental Analysis of a Four-Qubit Photon Cluster State*, Phys. Rev. Lett. **95**, 210502 (2005)
- [10] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a dilute atomic vapor*, Science **269**, 198 (1995)
- [11] K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a gas of Sodium atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995)

- [12] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T.W. Hänsch und I. Bloch, *Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms*, Nature **425**, 937 (2003)
- [13] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, W. Rosenfeld, M. Khudaverdyan, V. Gomer, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede, *Coherence Properties and Quantum State Transportation in an Optical Conveyor Belt*, Phys. Rev. Lett. **91**, 213002 (2003)
- [14] Y. Miroshnychenko, W. Alt, I. Dotsenko, L. Förster, M. Khudaverdyan, D. Meschede, D. Schrader, A. Rauschenbeutel, *An atom-sorting machine*, Nature **442**, 151 (2006)
- [15] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T.W. Hänsch, and I. Bloch, *Coherent Transport of Neutral Atoms in Spin-Dependent Optical Lattice Potentials*, Phys. Rev. Lett. **91**, 010407 (2003)
- [16] Y. Aharanov, L. Davidovich und N. Zagury, *Quantum random walks*, Phys. Rev. A **48**, 1687 (1993)
- [17] W. Dür, R. Raussendorf, V. M. Kendon, and H.-J. Briegel, *Quantum walks in optical lattices*, Phys. Rev. A **66**, 052319 (2002)
- [18] J. Kempe, *Quantum random walks: an introductory overview*, Contemp. Phys. **44**, 307 (2003)
- [19] D. Jaksch, H.-J. Briegel, J.I. Cirac, C.W. Gardiner und P. Zoller, *Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999)
- [20] R. Raussendorf und H.J. Briegel, *A One-Way Quantum Computer*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5188 (2001)
- [21] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D.E. Pritchard, *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1995)
- [22] H.J. Metcalf und P. van der Straaten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York (1999)
- [23] A. Ashkin, *Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **24**, 156 (1970)
- [24] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, *Experimental observation of optically trapped atoms*, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986)
- [25] D. Döring, *Ein Experiment zum zustandsabhängigen Transport einzelner Atome*, Diplomarbeit, Universität Bonn (2007)
- [26] R. Grimm, M. Weidemüller und Y.B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000)

- [27] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, Teubner, Wiesbaden, 2. Auflage (2005)
- [28] F.Schwabl, *Quantenmechanik*, Springer, Berlin, 6. Auflage (2002)
- [29] D. Schrader, *A neutral atom quantum register*, Doktorarbeit, Universität Bonn (2004)
- [30] L. Allen und J.H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Dover, New York (1987)
- [31] H. Poincaré, *Théorie Mathématique de la Lumière II*, Georges Carré (ed.), Paris, 275, (1892)
- [32] R. Clark Jones, *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems*, J. Opt. Soc. Am. **31**, 488, (1941)
- [33] D. Kliger, J. Lewis und C. Randall, *Polarized Light in Optics and Spectroscopy*, Academic Press, San Diego, (1990)
- [34] S. Kuhr, *A controlled quantum system of individual neutral atoms*, Doktorarbeit, Universität Bonn, (2003)
- [35] E.L. Hahn, *Spin-Echoes*, Phys. Rev. Lett. **80**, 580 (1950)
- [36] O. Mandel, *Entanglement with quantum gates in an optical lattice*, Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (2005)
- [37] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff, T.W. Hänsch, *Trapped-atom interferometer in a magnetic microtrap*, Phys. Rev. A **64**, 063607-6 (2001)
- [38] D. Hucul, M. Yeo, W.K. Hensinger, J. Rabchuk, S. Olmschenk, C. Monroe, *On the Transport of Atomic Ions in Linear and Multidimensional Ion Trap Arrays*, arXiv:quant-ph/0702175, (2007)
- [39] G.H. Wannier *Wave Functions and effective Hamiltonian for Bloch electrons in an electric field*, Phys. Rev. **117**, 432 (1960)
- [40] M. Greiner, *Ultracold quantum gases in three-dimensional optical lattice potentials*, Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München (2003)
- [41] E.O. Brigham, *The fast Fourier transform*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, (1974)
- [42] C. Wieman and T. W. Hänsch, *Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **36**, 1170 (1976)
- [43] C. P. Pearman, C. S. Adams, S. G. Cox, P. F. Griffin, D. A. Smith, and I. G. Hughes, *Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking*, J. Phys. B **35**, 5141 (2002)

- [44] W. Alt, *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*, *Optik* **113**, 142 (2002)
- [45] D. Haubrich, H. Schadwinkel, F. Strauch, B. Ueberholz, R. Wynands, and D. Meschede, *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, *Europhys. Lett.* **34**, 663 (1996)
- [46] W. Alt, *Optical control of single neutral atoms*, Doktorarbeit, Universität Bonn (2004)
- [47] D. Suter, *The physics of Laser-Atom Interaction*, Cambridge University Press, Cambridge (1997)
- [48] M. Khudaverdyan, *Addressing of individual atoms in an optical dipole trap*, Diplomarbeit, Universität Bonn (2003)
- [49] S. Guerin, S. Thomas and H. Jauslin, *Optimization of population transfer by adiabatic passage*, *Phys. Rev. A* **65**, 023409 (2002)
- [50] A.I. Sidorov, B.J. Dalton, S.M. Whitlock und F. Scharnberg, *Asymmetric double-well potential for single-atom interferometry*, *Phys. Rev. A* **74**, 023612 (2006)

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei all denen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Prof. Meschede möchte ich für die Möglichkeit danken, an der Entstehung eines so spannenden Experiments mitzuwirken. Die Arbeit in produktiver und gleichzeitig entspannter Atmosphäre habe ich als sehr motivierend und inspirierend empfunden.

Prof. Weitz danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Bei meinen beiden Doktoranden **Michał Karski** und **Leonid Förster** bedanke ich mich für ihren außergewöhnlichen Einsatz und die tolle Unterstützung während des letzten Jahres. Leonids Ausdauer im Labor, sein großes experimentelles Geschick und seine immer ruhige Hand haben mich immer wieder erstaunt. Michał danke ich besonders für die konzeptionellen und theoretischen Diskussionen sowie seine vielen Ideen zur Verbesserung des Experiments. Meinem Junior-Diplomanden **Florian Grenz** möchte ich für die immer gute Stimmung und die Zusammenarbeit in Labor und Büro danken, meinem Senior-Diplomanden **Daniel Döring** für die wichtigen grundlegenden theoretischen und praktischen Arbeiten, die mir einiges erleichtert haben. I want to thank **Jai Min Choi** who joined our team during the critical phase of my thesis and immediately was a great help in the lab.

Unseren beiden PostDocs **Artur Widera** und **Wolfgang Alt** danke ich dafür, dass sie auf fast alle meine Fragen eine Antwort hatten und sich immer die Zeit nahmen, mir diese auch verständlich zu erklären. Vor allem für die Analysen der Resultate diverser selbstgebauter (erfolgloser) Notch-Filter für unseren Pulser möchte ich Wolfgang danken. Artur konnte uns mit seiner Erfahrung, seinen vielen Ideen und seinem unbändigen Optimismus immer wieder weiterhelfen und neu motivieren.

Für die Hilfe bei der Vorbereitung meines Diplomkolloquiums danke ich **Johannes, Micha, Ariane** und **Tine**. Tine möchte ich auch für die viele Geduld und das Verständnis in den letzten Monaten danken.

Den fleißigen und konstruktiven Korrekturlesern **Michał, Leonid, Artur, Wolfgang** und **Johannes** gilt mein spezieller Dank.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern, **Ulrike** und **Peter**, bedanken. Ihrer bedingungslosen Unterstützung in jeder Hinsicht konnte ich mir immer sicher sein. Damit haben sie mir viel ermöglicht.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. M. Weitz