

Lichtgebundene Atome:
Manipulation kalter Atome
in mesoskopischen optischen Gittern



Rainer Scheunemann

Lichtgebundene Atome:
Manipulation kalter Atome
in mesoskopischen optischen Gittern



Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
Hans-Kopfermann-Str. 1
D-85748 Garching, Bundesrepublik Deutschland

Rainer Scheunemann

Zusammenfassung

Interferierende Laserstrahlen können ein periodisches Potential für Atome induzieren, das es erlaubt, ultrakalte Neutralatome in geordneten Strukturen zu fangen. Diese Ensemble lichtgebundener Atome werden als *optische Gitter* bezeichnet. Liegt die Frequenz der verwendeten Lichtfelder sehr weit unterhalb der nächstgelegenen atomaren Resonanz, so entstehen quasi-statische Mikrofallen. Sie eignen sich durch ihre nahezu vollkommene Dissipationsfreiheit aufgrund der zu vernachlässigenden spontanen Photonenstreuung sehr gut zur Speicherung und Manipulation von kalten Atomen.

In dieser Arbeit wird über Experimente zur kontrollierten Manipulation derartiger lichtgebundener Atome berichtet. Mit dem Licht eines CO₂-Lasers der Wellenlänge 10.6 μm wird eine intensive Stehwelle erzeugt, in der kalte Rubidiumatome in mesoskopischen Dipolfallen mit einem Gitterabstand von 5.3 μm und bei Lebensdauern von über drei Sekunden gespeichert werden.

Im ersten Teil der Arbeit werden die Eigenschaften der gespeicherten Atome charakterisiert. Es zeigt sich, daß die atomare Temperatur empfindlich von der Fallenlaserintensität abhängt. Für niedrige Intensitäten werden atomare Temperaturen von 21 μK bei Dichten oberhalb 10^{13} Atome/cm³ beobachtet. Unter alleinigen Verwendung der Laserkühlung wird damit eine atomare Phasenraumdicke von 1/300 erreicht, was nur drei Größenordnungen unterhalb des Übergangs zur Bose-Einstein-Kondensation liegt. Bei höheren Intensitäten des Fallenlasers steigt die Temperatur im Gitter auf 140 μK an, welches in etwa der Doppler-Temperatur des Rubidiumatoms entspricht. Dies wird auf die große differentielle Lichtverschiebung der Atomzustände durch den Fallenlaser zurückgeführt, die die Effizienz der Subdoppler-Kühlmechanismen verringert. Durch das Erreichen hoher Vibrationsfrequenzen sowohl in radialer als auch in axialer Richtung wird erstmals ein dissipationsfreies, eindimensionales Gitter realisiert, indem der Lamb-Dicke-Bereich in allen drei Raumrichtungen erreicht wird. Dies ist die Grundlage für ein angestrebtes Kühlen der Atome in den Grundzustand des Gitters mit Hilfe des Raman-Seitenband-Verfahrens.

Im Rahmen der Arbeit gelingt es weiterhin, Atome in einzelnen Gitterplätzen mit einem Abstand von 5.3 μm in einer Fluoreszenzabbildung optisch aufzulösen. Dies bedeutet den direkten Nachweis der Lokalisierung der in einer Stehwelle gebundenen Atome, so daß lokale Aspekte dieses optischen Gitters untersucht werden können. Gleichzeitig erlaubt ein konfokales Mikroskop, Atome in einzelnen Gitterplätzen mit Hilfe fokussierter, resonanter Lichtpulse selektiv anzusprechen. Dies eröffnet im Prinzip die Möglichkeit der Präparation und des Auslesens von Zuständen einzelner Atome, wie sie für eine Realisierung quantenlogischer Experimente in optischen Gittern erforderlich ist.

In weiteren Experimenten werden gepulste Raman-Übergänge an kalten Rubidiumatomen untersucht, die in der CO₂-Laser Dipolfalle gefangen sind. Dabei können Mehrphotonen-Übergänge zwischen zwei Zeeman-Grundzustandsniveaus beobachtet werden, sofern die Differenzfrequenz der beiden Raman-Laserstrahlen einer Subharmonischen der Frequenz des Zweiphotonenübergangs entspricht. Man kann diese Resonanzen als Mehrphotonen-

Ramanübergänge interpretieren, bei denen n Photonenpaare beteiligt sind. Dabei zeigte sich sowohl experimentell als auch theoretisch, daß die Linienbreiten der höheren Subharmonischen deutlich unterhalb der durch die Ramanpulslänge gegebenen Fourier-Breite liegen. Man findet weiter, daß das genaue Skalieren der Linienbreiten mit der beteiligten Photonenzahl von der verwendeten Form der Pulseinhüllenden abhängt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Optische Dipolfallen und optische Gitter	5
2.1	Potential und Streurate	6
2.2	Fallengeometrie	9
2.3	Oszillationsfrequenzen	11
3	Experimenteller Aufbau	13
3.1	Vakuumapparatur	13
3.2	Magneto-optische Falle	15
3.2.1	Laserkühlen und das Prinzip der MOT	15
3.2.2	Diodenlaser und optischer Aufbau	17
3.2.3	Rubidium-Dispenser als Atomquelle	19
3.2.4	Magnetfeldspulen	20
3.3	CO ₂ -Laser	21
3.4	Steuerung des Experiments	21
4	Charakterisierung des CO₂-Laser-Gitters	23
4.1	Atomzahl	23
4.2	Messung der Oszillationsfrequenzen	25
4.3	Temperatur der Atome	27
4.4	Dichte und Lebensdauer der Atome	28
4.5	Phasenraumdichte	28
5	Auflösen und Adressieren von Atomen in einzelnen Gitterplätzen	31
5.1	Experimenteller Aufbau	32
5.2	Auflösen einzelner Gitterplätze	34
5.3	Selektive Manipulation von Atomen in einzelnen Gitterplätzen	37
6	Mehrphotonen-Ramanübergänge	41
6.1	Theorie	42
6.1.1	Stimulierte Ramanübergänge	42
6.1.2	Mehrphotonen-Übergänge	44
6.1.3	Linienbreite und Pulsdauer	45
6.2	Experimenteller Aufbau	47

6.2.1	Präparation der Atome	48
6.2.2	Ramanstrahlen	49
6.2.3	Beobachtung der Ramanübergänge	50
6.3	Subharmonische der Ramanübergänge	51
6.4	Linienbreiten	53
7	Ausblick	57
7.1	Raman-Seitenband-Kühlen	57
7.2	Quantenlogische Experimente in optischen Gittern	60
A	Mikrowellenspektroskopie	65
A.1	Experimenteller Aufbau	65
A.2	Spektren	66
B	Daten zum Rubidiumatom	68
C	Abdruck einer Publikation	70
	Literaturverzeichnis	75

Kapitel 1

Einleitung

Die Fähigkeit, Atome mit Hilfe von Laserlicht zu kühlen, zu fangen und zu manipulieren, hat in den letzten zwei Jahrzehnten weite Gebiete der Atomphysik revolutioniert. Atomare Gase lassen sich heute routinemäßig bis herab zu Temperaturen im Mikrokkelvin-Bereich kühlen und bei Dichten von mehr als 10^{11} Atomen pro cm^3 über mehrere Sekunden oder sogar Minuten in verschiedensten Fallentypen speichern [1]. Dies eröffnet neue Anwendungsmöglichkeiten für Präzisionsmessungen, bei denen die Atome in einer nahezu störungsfreien Umgebung mit langen Wechselwirkungszeiten zur Verfügung stehen. Beispiele für solche Anwendungen lasergekühlter Atome finden sich in der Entwicklung neuer Atomuhren in atomaren Springbrunnen [2], der höchstauflösenden Spektroskopie an Atomen [3], sowie verbesserter optischer Frequenzstandards, die auf in Paul-Fallen gefangenen und gekühlten Einzelionen beruhen [4]. Mit lasergekühlten Atomen können auch genaue atominterferometrische Messungen von Naturkonstanten durchgeführt werden, wie z.B. der Feinstrukturkonstante α durch eine Messung des Photonenrückstoß h/m [5] oder der Erdbeschleunigung g [6].

Zur Kühlung atomarer Gase sind verschiedene Methoden entwickelt worden. Mit Hilfe der Doppler-Kühlung [7] lassen sich Atome von einigen hundert Grad Kelvin bis auf Temperaturen im Millikelvin-Bereich abkühlen. Mit dem Polarisationsgradienten-Kühlverfahren [8, 9] erreicht man typischerweise sogar Temperaturen im μK -Bereich. Laserkühlmethoden, die die Atome bei noch tieferen Temperaturen unterhalb der Rückstoßenergie im nK-Bereich präparieren, beruhen auf optischen Übergängen, die extrem geschwindigkeitsabhängig sind, wie z.B. Dunkelzuständen (VSCPT) [10] oder Ramanübergängen zwischen Grundzustandsniveaus [11].

Bei vielen Anwendungen kalter Atome ist man an der Erzeugung von atomaren Ensembles mit hoher Phasenraumdichte interessiert. Mittels Laserkühlung kann die Phasenraumdichte der Atome zwar signifikant erhöht werden, bislang gelingt es lediglich mit evaporativer Kühlung in Magnetfallen eine Phasenraumdichte der Größenordnung eins zu erreichen. Hier ist der mittlere Abstand der kalten Atome vergleichbar mit deren thermischen deBroglie-Wellenlänge und kollektive Quanteneffekte spielen eine Rolle. Durch evaporatives Kühlen konnte so der Phasenübergang zur Bose-Einstein Kondensation [12] sowie die Fermi-Entartung [13] beobachtet werden. Man ist aber weiter an rein optischen Kühlmethoden interessiert, da sich diese auf viel kürzeren Zeitskalen realisieren lassen,

sowie a priori nicht mit einem atomaren Verlustmechanismus verbunden sein müssen. Haupthindernis zum Erreichen der Quantenentartung sind dabei dichte-limitierende Prozesse, wie die Reabsorption von Fluoreszenzphotonen und Kollisionen angeregter Atome. Ein prinzipieller Nachteil der Magnetfallen besteht darin, daß in ihnen nur bestimmte Spinzustände gefangen werden können. Zudem spielen die Streueigenschaften dieser Zustände aufgrund der thermalisierenden Stöße der Atome während des Verdampfungs-Kühlens eine essentielle Rolle. Dies hat z.B. bisher die Bose-Kondensation des Cäsiumatoms verhindert.

Eine Alternative zu den Magnetfallen stellen optische Dipolfallen dar. Ihr Bindungsmechanismus beruht auf der Wechselwirkung des induzierten atomaren Dipolmoments mit dem Lichtfeld, was eine Energieverschiebung der atomaren Zustände bewirkt. Ist diese Lichtverschiebung geeignet räumlich moduliert, wie dies in einem fokussierten Laserstrahl der Fall ist, dessen Licht gegenüber der atomaren Resonanz rot verstimmt ist, so entstehen optische Potentiale, in denen kalte Atome im makroskopischen Fallen gebunden werden können. Interferierende Laserstrahlen erzeugen dagegen eine Reihe von mikroskopischen Fallen, die in periodischen Strukturen mit dem Abstand der halben optischen Wellenlänge angeordnet sind und eine starke Bindung der Atome ermöglichen. Diese Anordnung wird als *optisches Gitter* [14] bezeichnet. Die charakteristischen Eigenschaften dieser optischen Gitter können durch Wahl der Lichtfeldgeometrie, der Polarisation, sowie der Frequenz des Lichts vielfältig verändert werden. Ebenso erlaubt die Verwendung von Lichtfeldern, zusätzlich statische elektrische und magnetische Felder anzulegen.

In nahresonanten optischen Gittern, bei denen die Frequenz der verwendeten Lichtfelder nahe bei einer atomaren Resonanz liegt, kühlt ein Sisyphusmechanismus die Atome effizient in die Intensitätsmaxima der Laserstehwellen. Die Wechselwirkung mit dem Fallenlichtfeld begrenzt jedoch die Kohärenzzeiten der gefangenen Atome auf wenige Mikrosekunden und beschränkt die erzielbaren atomaren Dichten. So sind in nahresonanten Gittern nur wenige Prozent der Gitterplätze mit einzelnen Atomen besetzt. Die spontane Streuung von Photonen des Fallenlichtfelds läßt sich durch die Wahl einer größeren Verstimmung zur atomaren Resonanz stark reduzieren. Solche weitverstimmtten optischen Gitter bieten nahezu dissipationsfreie, defektfreie periodische Potentiale für kalte Atome. Daher können optische Gitter als ein Modellsystem für viele Effekte der Festkörperphysik dienen. Dies ermöglichte die Beobachtung langgesuchter Quanteneffekten in optischen Gittern, wie z.B. die Beobachtung von Bloch-Oszillationen sowie des Wannier-Stark-Effekts [53], bei denen eine konstante Beschleunigung der gefangenen Atome nicht, wie man naiverweise erwarten würde, zu einer gleichmässigen, sondern zu einer oszillierenden Bewegung der Atome im Gitter führt.

Eine besonders vielversprechende Realisierung einer dissipationsfreien Dipolfalle ist die *quasi-statische Falle* (QUEST) [15, 16]. Durch die Verwendung des infraroten Lichts eines CO₂-Lasers bei einer Wellenlänge von 10.6 μm ist die Verstimmung gegenüber atomaren Resonanzen so groß, daß das Lichtfeld als ein quasi-statisches elektrisches Feld angesehen werden kann, welches die Atome polarisiert. Diese Falle kann gleichzeitig alle internen Zustände eines Atoms, als auch verschiedene Atomsorten und sogar Moleküle fangen. Dies ermöglicht die Untersuchung von Streuprozessen zwischen verschiedenen

Zuständen und auch zwischen verschiedenen Atomsorten. Aufgrund der extremen Verstimmung beträgt die Streurate bei diesen quasi-statischen Fallen nur wenige Photonen pro Atom pro Stunde.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit einem quasi-statischen, optischen Gitter, das auf einer Stehwelle des von einem CO₂-Laser emittierten Lichts bei 10.6 μm basiert. Die räumliche Periode des Gitters liegt mit 5.3 μm um mehr als eine Größenordnung über der von nahresonanten optischen Gittern. Aufgrund der vergleichsweise großen Einheitszelle könnte man in einem zukünftigen dreidimensionalen Aufbau mehr als ein Atom pro Gitterplatz fangen, so daß eine Kühlung in den Grundzustand die Beobachtung quantenstatistischer Effekte erlauben würde. Trotz dieser großen Einheitszelle bewirkt die Dipolkraft ein steiles Fallenpotential, bei der die atomare Bewegung auf diskrete, quantisierte Vibrationsmoden eingeschränkt ist. Sind die Fallen so steil, daß der Abstand der Vibrationsniveaus $\hbar\omega_{\text{vib}}$ sehr viel größer als die Energie des Photonen-Rückstoßes ist, so wird der *Lamb-Dicke Bereich* erreicht, in dem alternative Kühlmethoden wie das von Ionenfallen bekannte Raman-Seitenband-Kühlen [82] möglich werden. In näher verstimmtten optischen Gittern gelang mit diesem Verfahren bereits die Kühlung in den Grundzustand [84, 85].

Einzelne Atome im absoluten Grundzustand einer dreidimensionalen Falle sind eine Herausforderung, da sie zum einen das Erreichen der fundamentalen Kühlgrenze eines gebundenen Atoms bedeuten und nahe an das Ideal eines isolierten neutralen Teilchens in Ruhe herankommen. Zum anderen ist eine Kühlung in den Bewegungsgrundzustand die Voraussetzung für weitergehende Experimente, die die Präparation, die Manipulation und auch die Messung von quantenmechanischen Zuständen erlauben. In einer Serie von Experimenten gelang es Wineland und Mitarbeitern, einzelne gefangene Ionen in Fock-, kohärenten und gequetschten Zuständen zu präparieren [17], diese Zustände zu kontrollieren [18] und sogar die Realisierung quantenlogischer Operationen zu demonstrieren [95]. Neutrale Atome in optischen Gittern sind vielversprechende System, um ebenfalls fundamentale Fragen zur Quantenzustandspräparation, kohärenten Zustandsmanipulation sowie zur Dekohärenz von makroskopischen Überlagerungszuständen zu untersuchen [52].

Kürzlich ist vorgeschlagen worden, daß einzelne Atome im Grundzustand benachbarter Gitterplätze eines optischen Gitters zur Implementierung von quantenlogischen Operationen benutzt werden können [57, 58, 59]. Ein Vorteil dieser Realisierungen liegt darin, daß in weitverstimmtten optischen Gittern neutrale Atome nur sehr schwach an die Umgebung koppeln, so daß die Dekohärenzrate sehr gering gehalten werden kann. Gleichzeitig besteht durch die regelmäßige Anordnung der Atome im Gitter die Möglichkeit, quantenlogische Operationen parallel und gleichzeitig an sehr vielen Atomen durchzuführen. Daher stehen hier sehr effektive Schemata zur Verfügung, den störenden Einfluß der Dekohärenz durch Quanten-Fehlerkorrekturen [60] und Fehler-tolerante Algorithmen [61] weiter zu vermindern. Eine weitere Voraussetzung zur Realisierung quantenlogischer Gatter ist die Fähigkeit, einzelne Atome selektiv auflösen und adressieren zu können. Bislang wurde die atomare Lokalisierung in optischen Gittern ausschließlich mit indirekten Methoden untersucht, wie z.B. der stimulierten Raman-Spektroskopie [54] oder der Bragg-Streuung [55]. In konventionellen optischen Gittern, bei denen die Gitterperiode in der Größenordnung der halben Wellenlänge des atomaren Übergangs liegt, ist ein direktes Auflösen von Ato-

men in einzelnen Gitterplätzen nur sehr schwer zu erreichen.

Im Rahmen dieser Arbeit gelingt es zum ersten Mal, die Fluoreszenz von Rubidiumatomen, die in den Gitterplätzen eines eindimensionalen, mesoskopischen optischen Gitters gefangen sind, mittels eines optischen Mikroskops aufzulösen. Das Gitter wird durch eine fokussierte infrarote Stehwelle eines CO_2 -Lasers realisiert, so daß die Gitterperiode von $5.3 \mu\text{m}$ mehr als siebenmal so groß ist wie die Absorptions-Wellenlänge der Rubidiumatome. In jedem Gitterplatz sind typischerweise 500 Atome gefangen. Mittels eines konfokalen Mikroskops gelingt es gleichzeitig, in einzelnen Gitterplätzen gefangene Atome zu manipulieren, indem sie mit resonanten Lichtpulsen beleuchtet werden. Dies zeigt, daß in diesem mesoskopischen CO_2 -Laser Gitter im Prinzip die experimentellen Möglichkeiten gegeben sind, die zum lokalen Präparieren und Auslesen von Zuständen in quantenlogischen Experimenten erforderlich sind.

Der zweite Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt in der Manipulation von in einer Laufwelle des CO_2 -Lasers gefangenen Atomen mittels Raman-Übergängen. Motiviert wurde diese Arbeit als Vorbereitung des Grundzustandskühlens mittels der Raman-Seitenband-Methode. Es werden zwischen zwei Zeeman-Grundzustandsniveaus der gefangenen Rubidiumatome Mehrphotonen-Ramanübergänge beobachtet, bei denen bei moderaten Laserleistungen von wenigen hundert Milliwatt bis zu 50 Photonen beteiligt sind. Die Mehrphotonen-Resonanzen werden bei Subharmonischen der Übergangsfrequenz beobachtet, die für den Zweiphotonen-Ramanübergang benötigt wird. Der besonders interessante Aspekt hierbei ist die Beobachtung, daß die Breiten dieser Resonanzen für höhere Ordnungen immer kleiner werden. Es kann gezeigt werden, daß die Linienbreiten der Vielphotonenübergängen für endliche Wechselwirkungszeiten deutlich unterhalb der Fourier-Breite der optischen Lichtpulse liegen.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt. In **Kapitel 2** werden die Eigenschaften von sehr weit verstimmtten Dipolfallen und optischen Gittern beschrieben. Es werden die relevanten Ausdrücke für die Potentiale, die Streurrate, sowie die Oszillationsfrequenzen der gefangenen Atome abgeleitet. In **Kapitel 3** wird der experimentelle Aufbau der verwendeten Apparatur geschildert. **Kapitel 4** enthält eine Charakterisierung des eindimensionalen CO_2 -Laser Gitters. Es werden Anzahl, Speicherzeit, Vibrationsfrequenzen, Dichte, Temperatur und Phasenraumdichte der gefangenen Rubidiumatome bestimmt. **Kapitel 5** befaßt sich mit dem optischen Auflösen der atomaren Fluoreszenz in einzelnen Gitterplätzen. Es werden Möglichkeiten und Grenzen des optischen Aufbaus beschrieben, bevor dann die selektive Adressierung von Atomen in einzelnen Gitterplätzen durch einen fokussierten Lichtstrahl demonstriert wird. **Kapitel 6** wendet sich dann Experimenten zur Mehrphotonen-Ramanspektroskopie zu. Zunächst wird ein einfaches theoretisches Modell der Übergänge entwickelt: Nach einer Beschreibung des experimentellen Aufbaus, werden typische experimentelle Ramanspektren gezeigt, wobei die Linienbreiten der Resonanzen genauer untersucht werden. Im ersten Teil des Ausblicks (**Kapitel 7**) wird auf das Raman-Seitenband-Kühlen als nächsten beabsichtigten Schritt zum Grundzustandskühlen eingegangen. Der zweite Teil schließt mit einer genaueren Beschreibung der möglichen Realisierung quantenlogischer Gatter in einem CO_2 -Laser optischen Gitter.

Kapitel 2

Optische Dipolfallen und optische Gitter

Optische Dipolfallen und optische Gitter beruhen auf der Wechselwirkung des induzierten atomaren Dipolmoments mit einem Lichtfeld [19, 20]. Im Vergleich zu anderen Neutralatomfallen, wie Strahlungsdruckfallen [21, 22] oder Magnetfallen [23] bieten Dipolfallen zwar geringere Fallentiefen im Submillikelvin-Bereich. Ein wesentlicher Vorteil ist aber ihre größere Variabilität. So können beispielsweise, je nach Verstimmung und Polarisierung des Fallenlichtfelds, zustandsunabhängige [16] oder auch spinabhängige [24] Fallen realisiert werden. Wird eine große Verstimmung des Lichtfelds gegenüber den atomaren Resonanzen gewählt, so ist die Photonenstreurrate sehr gering und das Fallenpotential nahezu dissipationsfrei. Aufgrund der äußerst geringen spontanen Streuraten und der damit verbundenen langen Kohärenzzeiten, können in weitverstimmtten Dipolfallen und optischen Gittern Experimente mit kalten Grundzustandsatomen über Zeitskalen von mehreren Sekunden durchgeführt werden. Gleichzeitig ist die Realisierung einer Vielzahl von verschiedenen Fallengeometrien möglich, von sehr anisotropen, makroskopischen Fallen bis zur regelmäßigen Anordnung von Mikrofallen in optischen Gittern. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten CO_2 -Laserfallen besitzen gleichzeitig die Eigenschaft, durch die extreme Verstimmung des Lichtfelds von den atomaren Übergängen alle internen Zustände verschiedenster Atome unabhängig von deren spezifischen atomaren Resonanzen und sogar Moleküle [25] zu fangen. Die spontane Photonenstreuung in diesen quasi-statischen Fallen ist so gering, daß sie keine Rolle spielt. Es werden damit Lebensdauern bis zu 300 s möglich [26].

In diesem theoretischen Kapitel werden die charakteristischen Eigenschaften sehr weitverstimmtter Dipolfallen bzw. optischer Gitter beschrieben. Es werden, ausgehend vom einfachen Modell eines Atoms als klassischer Oszillator, allgemeine Ausdrücke für das Dipolpotential und die Streurrate abgeleitet. Diese werden dann für den Fall des fokussierten, gaußförmigen Laserstrahls bzw. der Stehwelle konkretisiert. Die im optischen Gitter erreichbaren Vibrationsfrequenzen zeigen, daß das Lamb-Dicke-Regime in dieser Realisierung in allen drei Raumrichtungen erreicht werden kann.

2.1 Potential und Streurate

Im Folgenden werden das Potential und die Photonen-Streurate für Atome in Dipolfallen hergeleitet, wobei sich die Ableitung stark an der Referenz [27] orientiert. Dabei erlaubt der betrachtete Fall der weitverstimten Dipolfalle, Sättigungseffekte zu vernachlässigen und damit klassische Modelle zu verwenden. Das Atom wird als einfacher Oszillator betrachtet, der einem klassischen Lichtfeld ausgesetzt ist. Es zeigt sich, daß die Dipolkraft aus dem dispersiven Anteil der Wechselwirkung des induzierten atomaren Dipolmoments mit dem elektrischen Feld resultiert. Da es sich um eine konservative Kraft handelt, kann sie benutzt werden, um Atome in Potentialminima zu binden. Der absorbtive Anteil der Wechselwirkung bestimmt die Streurate von Fallenlicht-Photonen durch die gefangenen Atome. Dies ist ein wichtiger Aspekt optischer Dipolfallen, da dadurch die Lebensdauer und Kohärenzzeit der gefangenen Atome begrenzt ist. Der Schwerpunkt der Herleitung liegt auf den im Rahmen der Arbeit realisierten quasi-statischen Fallen, nämlich der CO₂-Laser-Dipolfalle bzw. der CO₂-Laser-Stehwelle.

Wechselwirkung

Wird ein Atom einem Lichtfeld ausgesetzt, so induziert das elektrische Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + k.k.$ ein atomares Dipolmoment $\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{p}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + k.k.$ mit

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}) = \alpha(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}). \quad (2.1)$$

Dabei ist α der komplexe Polarisierbarkeitstensor, der von der Frequenz des Lichtfelds ω abhängt. Das Potential des induzierten Dipolmoments im Feld $\mathbf{E}$ ist gegeben durch [28]

$$V_{Dipol} = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{p} \cdot \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon c} \text{Re}(\alpha)I(\mathbf{r}). \quad (2.2)$$

Hier bedeuten die eckigen Klammern das Zeitmittel über die schnell oszillierenden Terme und $I = 2\epsilon_0 c |\mathbf{E}|^2$ die Intensität des Lichtfelds. Der Faktor 1/2 geht ein, da es sich um ein induziertes und nicht um ein permanentes Dipolmoment handelt. Die mittlere Leistung P_{abs} , die der Dipol vom elektromagnetischen Feld absorbiert und wieder abstrahlt, kann geschrieben werden als

$$P_{abs} = \langle \dot{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha)I(\mathbf{r}). \quad (2.3)$$

Interpretiert man die absorbierte Leistung als Absorption und Emission von Photonen der Energie $\hbar\omega$, so kann die entsprechende Streurate auch geschrieben werden als

$$\Gamma_{streu} = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{\text{Im}(\alpha)I(\mathbf{r})}{\hbar\epsilon_0 c}. \quad (2.4)$$

Damit sind sowohl das Potential, als auch die Streurate auf die räumlich variierende Intensität I und die komplexe Polarisierbarkeit α zurückgeführt, die nun im folgenden abgeleitet werden soll.

Atomare Polarisierbarkeit

Um die Polarisierbarkeit α eines Zweiniveau-Atoms im Lichtfeld zu berechnen, sei das Elektron eines solchen Atoms vereinfacht als klassischer getriebener und gedämpfter Oszillator im Lorentz-Modell beschrieben. Die eindimensionalen Bewegungsgleichung des gebundenen Elektrons mit der optischen Eigenfrequenz ω_0 unter Einfluß eines sich zeitlich ändernden elektrischen Feldes $E(t)$ der Frequenz ω ist gegeben durch

$$\ddot{x} + \Gamma_\omega \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{eE(t)}{m_e}. \quad (2.5)$$

Es sei nun die klassische Dämpfungsrate $\Gamma_\omega = e^2\omega^2/(6\pi\epsilon_0 m_e c^3)$, die sich aus dem Energieverlust durch die elektromagnetische Abstrahlung ergibt, durch die Dämpfung bei der atomaren Resonanz $\Gamma = (\omega_0/\omega)^2 \Gamma_\omega$ ersetzt. Man erhält so aus Gl. 2.5 mit dem Dipolmoment $p(t) = ex(t) = \alpha E(t)$ durch einfache Integration die frequenzabhängige Polarisierbarkeit [29]

$$\alpha_{kl}(\omega) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma(\omega^3/\omega_0^2)}. \quad (2.6)$$

Es zeigt sich, daß man mit einer semiklassischen Ableitung, bei der das Atom quantenmechanisch behandelt wird, jedoch Sättigungseffekte vernachlässigt werden, auf das selbe Endresultat kommt, wie bei der obigen Herleitung. Physikalisch gibt der Imaginärteil der Polarisierbarkeit die Absorption an, bestimmt also die Streurate, während der Realteil die Energieverschiebung des Atoms im Lichtfeld bewirkt, welche dann ein Einfangen kalter Atome erlaubt.

Dipolpotential und Streurate

Im Grenzwert großer Verstimmung und vernachlässigbarer Sättigung kann aus dem obigen Ausdruck 2.6 für die Polarisierbarkeit folgende Gleichungen für das Potential und die Streurate abgeleitet werden [27]:

$$\begin{aligned} V_{Dipol}(\mathbf{r}) &= -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \\ \Gamma_{streu}(\mathbf{r}) &= \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (2.7)$$

In der Praxis sind zwei Grenzfälle von besonderem Interesse. Liegt die Laserfrequenz relativ nahe bei der atomaren Resonanz, so kann jeweils der zweite Term in Gl. 2.7 vernachlässigt werden („Drehwellennäherung“: $|\Delta| = |\omega - \omega_0| \ll \omega_0$). Die allgemeinen Ausdrücke vereinfachen sich für diese *nahresonanten* Dipolfallen zu

$$V_{Dipol}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) \quad \text{und} \quad \Gamma_{streu} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (2.8)$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich sofort zwei charakteristische Eigenschaften von Dipolfallen ableiten. Unterhalb einer atomaren Resonanz ($\Delta < 0$, „rot“ verstimmt) erfährt das

Atom eine attraktive Kraft hin zu den Intensitätsmaxima des Laserfelds, während oberhalb der Resonanz ($\Delta > 0$, „blau“ verstimmt) die Wechselwirkung repulsiv ist und das Atom aus dem Lichtfeld gedrängt wird. Außerdem erkennt man, daß das Dipolpotential für nahresonante Dipolfallen mit I/Δ skaliert, während die Streurrate proportional zu I/Δ^2 ist. Um niedrige Streuraten bei ausreichenden Fallentiefen zu erreichen, werden Dipolfallen daher typischerweise bei hohen Intensitäten und weiter Verstimmung betrieben.

Ist die Frequenz des Fallenlichts sehr viel kleiner als die Resonanzfrequenz des Atoms („quasi-statische Approximation“: $\omega \ll \omega_0$), können die Gleichungen 2.7 geschrieben werden als

$$V_{Dipol}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\omega_0} I(\mathbf{r}) = -\frac{\alpha_s}{\epsilon_0 c} I(\mathbf{r}) \text{ und } \Gamma_{streu} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0}\right)^2 I(\mathbf{r}), \quad (2.9)$$

wobei die dynamische Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ aus 2.6 in ihren statischen Wert α_s übergeht. Eine wichtige Eigenschaft dieser *quasi-statischen* Dipolfallen ist das nahezu vollständige Fehlen von Dissipationsvorgängen. Diese Fallen haben in guter Näherung ein rein konservatives Potential. Heizprozesse durch spontan gestreute Photonen des Fallenfelds, die in nahresonanten optischen Fallen neben Stößen den dominierenden Verlustmechanismus darstellen, sind aufgrund des Faktor $(\omega/\omega_0)^3$ extrem klein. In der realisierten CO_2 -Dipolfalle, bei der z.B. 40 W Laserleistung auf $35 \mu\text{m}$ fokussiert werden, wird pro Atom spontan nur ein Photon in 430 s gestreut. Die Rate für inelastische Streuprozesse, im wesentlichen Ramanstreuung zwischen Hyperfeinniveaus, ist um einen zusätzlichen Faktor $1/\Delta^2$ [27] unterdrückt, da sich im Falle einer Verstimmung, die größer als die Feinstrukturaufspaltung ist, in Alkaliatomen die Streuamplituden der $D1$ - und $D2$ -Linien nahezu aufheben.

Vielniveau-Atome und die Rolle der Polarisation

Die meisten Experimente zum Laserkühlen werden aufgrund der einfachen Verfügbarkeit der benötigten Laserquellen mit Alkali-Atomen durchgeführt, die i.a. keine einfachen Zwei-niveau-Atome sind. Es zeigt sich aber, daß die Ergebnisse des vorigen Abschnitts für die vorliegenden Experimente auch weiter gültig bleiben. Die Substruktur führt nur zu kleinen Korrekturen, die nun für quasi-statische Dipolfallen abgeschätzt werden sollen. Insbesondere soll interessieren, inwieweit für das Fallenpotential die Polarisation des Lichtfelds eine Rolle spielt und ob neben der skalaren auch die Vektor- bzw. Tensorpolarisierbarkeit von Bedeutung ist.

In niedrigster Ordnung Störungstheorie erhält man folgenden Ausdruck für die Energieverschiebung des Grundzustands durch das Fallenlichtfeld [30]

$$\begin{aligned} V_{Dipol}(F, m_F) &= \frac{|\langle F' | d \cdot E | F \rangle|^2}{4\hbar} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) \\ &= -\frac{|\langle e | d | g \rangle|^2}{4\hbar} \sum_{F'} \left(\frac{c_{F',F}}{\omega_{F'} - \omega} + \frac{c_{F',F}}{\omega_{F'} + \omega} \right) |E|^2. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Diese Lichtverschiebung wird auch dynamische Stark-Verschiebung genannt. Hier beschreiben die Koeffizienten $c_{F',F}$ die Kopplung zwischen den verschiedenen Unterniveaus

in Grundzustand F und angeregten Zustand F' , und $|\langle e | d | g \rangle|^2$ ist das reduzierte Dipol-Matrixelement. Für den Fall, daß die Verstimmung Δ sehr viel größer als die Feinstrukturaufspaltung Δ_{FS} ist, kann man zeigen [27], daß sich die Abhängigkeit des Grundzustandsverschiebung von der Polarisation $\mathcal{P}$ und den magnetischen Unterniveaus m_F schreiben läßt als

$$V_{Dipol}(m_F) \approx -\frac{\alpha_s}{2} \left(1 + \frac{1}{3} \mathcal{P} g_F m_F \frac{\Delta_{FS}}{\omega_0} \right) |E|^2, \quad (2.11)$$

wobei g_F den Landé-Faktor darstellt. Dabei gilt $\mathcal{P} = 0, \pm 1$ für linear bzw. zirkular polarisiertes Licht. Die Potentiale für die verschiedenen Grundzustände sind also nicht völlig unabhängig von der verwendeten Polarisation des Fallenlasers. Die Korrektur für zirkular polarisiertes Licht ist in unserem Fall aber sehr gering ($\Delta_{FS}/\omega_0 \approx 0.6\%$). Im Experiment wird zudem nur lineare Polarisation verwendet, so daß die Lichtverschiebung für alle Unterzustände gleich groß ist.

Allgemein kann man die Polarisierbarkeit α in ihren skalaren, vektoriellen und tensoriellen Anteil aufspalten

$$\alpha = \alpha_{skalar} + \alpha_{vektor} + \alpha_{tensor}, \quad (2.12)$$

wobei der skalare Term unabhängig von der magnetische Quantenzahl m ist, der zweite Term linear mit m skaliert und die Tensorpolarisierbarkeit proportional m^2 ist. Der vektorielle Term entspricht dem zweiten Term in Gl. 2.11. Im statischen Fall und für lineare Polarisation verschwindet dieser Term und man erhält als nächsten Korrekturfaktor

$$\alpha_s(m_F) = \alpha_{skalar} + \alpha_{tensor} \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)}. \quad (2.13)$$

Da die Tensorpolarisierbarkeit α_{tensor} für den Rubidium-Grundzustand $5S_{1/2}$ um sieben Größenordnungen kleiner als die statische skalare Polarisierbarkeit α_{skalar} ist, kann sie völlig vernachlässigt werden kann. Die Werte der skalaren und der tensoriellen Polarisierbarkeit für die einzelnen Rubidiumzustände finden sich im Anhang B.

2.2 Fallengeometrie: CO_2 -Laser Dipolfalle und optisches Gitter

Die konzeptionell einfachste Realisierung einer Dipolfalle ist ein rot verstimmter, fokussierter Laserstrahl mit linearer Polarisation [31]. Das Potential läßt sich für einen Gaußschen Strahl mit Radius s_0 , der in z -Richtung propagiert, nach Gl. 2.9 schreiben als

$$V_{Dipol}(r, z) = -V_{max} \frac{1}{1 + (z/z_0)^2} \exp \left(-\frac{2r^2}{s_0^2} \frac{1}{1 + (z/z_0)^2} \right), \quad (2.14)$$

wobei $V_{max} = \alpha_s P / \pi c \epsilon_0 s_0^2$ die Potentialtiefe im Fallenminimum angibt, das sich bei $r = z = 0$ befindet. Die Rayleighlänge ist durch $z_0 = \pi s_0^2 / \lambda$ gegeben. Die Polarisierbarkeit ist, wie in Kap. 2.1. ausgeführt, abhängig vom atomaren Zustand. Für Licht bei der Wellenlänge $10.6 \mu\text{m}$ werden jedoch alle Hyperfein- und Zeeman-Zustände von Alkaliatomen

gebunden.

Wird der CO₂-Laserstrahl in sich selbst zurückreflektiert, so wird eine Stehwelle realisiert und es bildet sich eine Kette von Mikrofallen mit dem Abstand der halben Wellenlänge λ des Fallenlasers. Das Potential ist hier gegeben durch

$$V_{\text{Gitter}}(r, z) = -4V_{\text{max}} \frac{1}{1 + (z/z_0)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{s_0^2} \frac{1}{1 + (z/z_0)^2}\right) \cos(2\pi z/\lambda)^2. \quad (2.15)$$

Diese Anordnung wird in Analogie zu nahresonanten Lichtfeldern als ein eindimensionales *optisches Gitter* bezeichnet. Der Abstand beträgt für die CO₂-Laser-Stehwelle $\lambda_{\text{CO}_2}/2 = 5.3 \mu\text{m}$ und ist damit so groß, daß unter üblichen Bedingungen Transportphänomene zwischen verschiedenen Gitterplätzen, wie Tunneln etc, völlig zu vernachlässigen sind. Bei einem auf $35 \mu\text{m}$ fokussierten CO₂-Laserstrahl der Leistung 40 W erhält man in der Dipolfalle eine maximale Potentialtiefe von $V_{\text{max}}/k_B = 500 \mu\text{K}$, während das Gitter

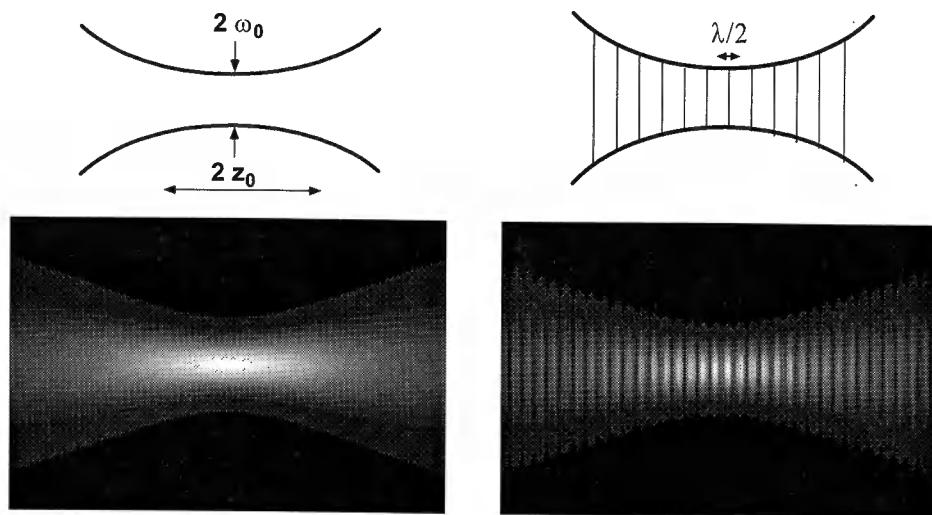


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Dipolfalle und des optischen Gitters, zusammen mit der jeweiligen berechneten Intensitätsverteilung des Lichtfelds.

bei den selben Parametern um einen Faktor vier tiefere Potentialtöpfe besitzt. Bei einer horizontalen Anordnung des Laserstrahls übersteigt die attraktive Dipolkraft die ebenfalls auf die Atome wirkende Gravitation $F_{\text{grav}} = -mg$ im Fallenzentrum bei weitem. Beide Falleengeometrien sind schematisch in Abb. 2.1 dargestellt.

Differentielle Lichtverschiebung

Die statische Polarisierbarkeit bewirkt sowohl für Grund- als auch angeregte Zustände in Rubidium attraktive Potentiale. Die Tiefe des Potentials unterscheidet sich für Atome im Grundzustand $5S_{1/2}$ von denen im angeregten Zustand $5P_{3/2}$ um nahezu einen Faktor 3. Dies führt dazu, daß die gefangenen Atome in der Dipolfalle oder im Gitter an

verschiedenen Stellen unterschiedliche Verstimmungen bezüglich des nahresonant eingestrahlten Laserlichts erfahren. Dieser Unterschied beläuft sich im Fallenzentrum auf bis zu 268 MHz, entsprechend 45 Linienbreiten (für $P = 40 \text{ W}$, $s_0 = 35 \mu\text{m}$). Dies führt unter anderem zum Versagen von Subdoppler-Kühlmechanismen bei Atomen, die in sehr tiefen Gitterpotentialen gefangen sind. Eine genauere Beschreibung dieses Verhaltens ist in Abschnitt 4.3 zu finden. Ebenso müssen die unterschiedlichen Resonanzbedingungen bei der Belichtung der gefangenen Atome beachtet werden. Atome, die sich in den tiefsten Potentialminima befinden, streuen kaum Fluoreszenz-Photonen wenn das Belichtungslicht resonant bezüglich nichtgefangener Atome ist.

2.3 Oszillationsfrequenzen

Im Fallenzentrum kann das Mikrofallenpotential näherungsweise als harmonisch betrachtet werden, sofern die Ausdehnung der atomaren Wolke in der Falle klein genug ist. Eine Entwicklung von Gl. 2.14 um $r = 0$ und $z = 0$ ergibt für die Dipolfalle die beiden charakteristischen Vibrationsfrequenzen

$$\omega_r^{\text{Dipol}} = \sqrt{\frac{4\alpha_s P}{\pi c \epsilon_0 m s_0^4}} \quad \text{und} \quad \omega_z^{\text{Dipol}} = \sqrt{\frac{2\alpha_s P \lambda^2}{\pi^3 c \epsilon_0 m s_0^6}}, \quad (2.16)$$

wobei ω_r der langsameren Bewegung der Atome entlang der Strahlaxis und ω_z der schnelleren transversalen Schwingungsmoden entspricht. Für das Gitter erhält man dagegen

$$\omega_r^{\text{Gitter}} = \sqrt{\frac{16\alpha_s P}{\pi c \epsilon_0 m s_0^4}} \quad \text{und} \quad \omega_z^{\text{Gitter}} = \sqrt{\frac{32\alpha_s P \pi}{c \epsilon_0 m s_0^2 \lambda^2}}. \quad (2.17)$$

Mit 40 W Laserleistung, die auf einen Strahlradius von $35 \mu\text{m}$ fokussiert werden, berechnet man für das Zentrum des Gitters eine Oszillationsfrequenzen von $\omega_r^{\text{max}} = 2\pi \cdot 7.0 \text{ kHz}$ in radialer und $\omega_z^{\text{max}} = 2\pi \cdot 102 \text{ kHz}$ in longitudinaler Richtung. Mit diesen Parametern erwartet man, daß für dieses eindimensionale Gitter in allen drei Raumrichtungen der Lamb-Dicke-Bereich [32] erreicht wird. Dabei wird die Energiedifferenz zwischen zwei Vibrationsniveaus $E_{\text{vib}} = \hbar \omega_{\text{vib}}$ größer als die Rückstoßenergie $E_{\text{rec}} = \hbar^2 k^2 / 2m = \hbar \omega_{\text{rec}}$, die das Atom durch Emission oder Absorption eines Photons erhält. Sie beträgt für Rubidium $\omega_{\text{rec}} = 2\pi \cdot 3.8 \text{ kHz}$. Für ein solchermaßen stark gebundenes Atom wird der Rückstoß nach einer spontanen Emission auf das Gesamtsystem Gitter und Atom übertragen. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung zum Kühlen in den Grundzustand mittels des Raman-Seitenband-Verfahrens (siehe Kap. 7). Zur späteren Verwendung sei hier noch der Lamb-Dicke-Parameter $\eta := k \cdot x = \sqrt{E_{\text{rec}}/E_{\text{vib}}}$ angegeben, der die Lokalisierung x eines atomaren Wellenpakets im Potentialtopf der Ausdehnung $2\pi/k$ beschreibt.

Verteilung der Oszillationsfrequenzen

Durch die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendete starke Fokussierung des Laserstrahls sind die Intensitäten und damit auch Oszillationsfrequenzen in verschiedenen Gitterplätzen sehr unterschiedlich. Nimmt man eine einfache gaußförmige Gesamtverteilung der Atome entlang der Gitterachse an, so ergibt ein Modell, welches nur die

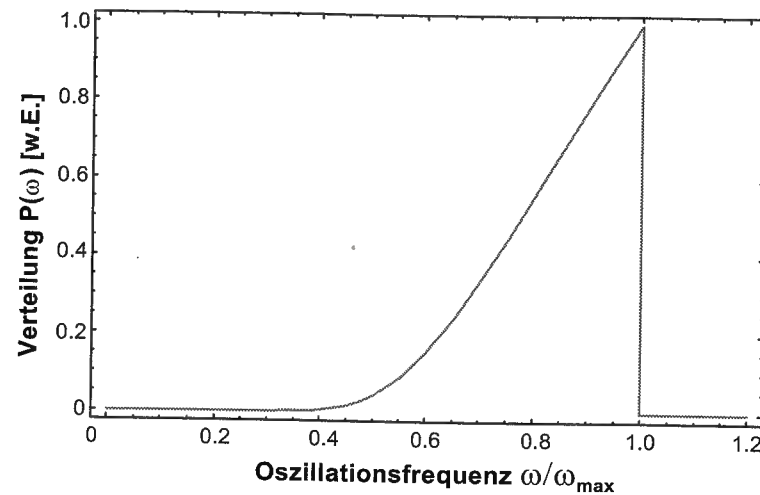


Abbildung 2.2: Verteilung der normierten Oszillationsfrequenzen ω_r im Gitter für eine CO_2 -Laserleistung von $P = 40 \text{ W}$ und einem Strahlradius von $s_0 = 35 \mu\text{m}$ bei einer Besetzung von 100 Gitterplätzen mit gaußförmiger atomaren Gesamtverteilung entlang der Gitterachse.

Verminderung der Potentialtopf-Tiefe entlang der Strahlachse berücksichtigt, eine stark asymmetrische Verteilung der Oszillationsfrequenzen. In Abb. 2.2 ist diese Verteilung für radiale Oszillationsfrequenzen $\omega_r^{\text{Gitter}}(z_j) = \sqrt{4V_{\text{Gitter}}(z_j)/m}$ aufgetragen, wobei die Frequenzen auf die maximale Oszillationsfrequenz ω_{max} normiert wurden. Mit den vorigen Beispielparametern ($P=40 \text{ W}$, $s_0 = 35 \mu\text{m}$), sowie einer angenommenen atomaren Dichteverteilung, die sich über 100 Gitterplätze erstreckt und typisch für das Experiment ist, wird man eine Verteilung von Oszillationsfrequenzen finden, die bis zu 25% von der Maximalfrequenz abweicht. Dies kann z.B. beim Raman-Seitenbandkühlen, zu lokal stark unterschiedlichen Parametern führen. Es erscheint sinnvoll, bei Experimenten zur Laserkühlung die Parameter insbesondere für den zumeist benötigten zentralen Bereich des Gitters zu optimieren, für den die Verteilung der Vibrationsfrequenzen vergleichsweise homogen ist.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel beinhaltet den allgemeinen Aufbau und Ablauf des Experiments, sowie er als gemeinsame Grundlage für die Untersuchungen der weiteren Kapitel verwendet wird. Details, die nur für einzelne Experimente benötigt werden, finden sich dagegen in den entsprechenden Kapiteln. Der erste Abschnitt (Kap. 3.1) beschreibt kurz die Vakuumapparatur. Die Veränderungen konzentrierten sich hauptsächlich auf einen verbesserten optischen Zugang sowie ein verbessertes Vakuumsystem. Anschließend befaßt sich Kap. 3.2 mit der magneto-optischen Falle (MOT), die als Quelle für kalte Rubidiumatome zum Laden des CO_2 -Lasergitters dient. Es wird kurz auf die Funktionsweise der MOT eingegangen und die beteiligten Kühlmechanismen geschildert. Der benötigte optische Aufbau des Experiments wird beschrieben, bevor ausführlicher auf eine neue Rubidiumquelle - die Dispenser - eingegangen wird. Das Kapitel endet mit der experimentellen Realisierung der Dipolfalle bzw. des optischen Gitters (Kap. 3.3), sowie einer Beschreibung des zeitlichen Ablauf des Ladevorgangs (Kap. 3.4), der für alle weiteren Experimente identischen ist.

3.1 Vakuumapparatur

Der Aufbau der Vakuumapparatur ist in Abb. 3.1 zu sehen. Die Kammer ermöglicht die Speicherung von ultrakalten Atomen im Stehwellenfeld des CO_2 -Laserstrahls in einer UHV-Umgebung. Sie bietet einen maximalen optischen Zugang zu den Mikrofallen, um vielfältige Möglichkeiten der Präparation und Manipulation der gefangenen Atome zu erlauben. Die Hauptkammer, die weitgehend mit der in Susanne Frießels Dissertation [33] beschriebenen identisch ist, befindet sich nun besser zugänglich oberhalb einer an den optischen Tisch befestigten Platte. Die gesamte Pumpenkammer wurde neu konzipiert und unterhalb der Platte angeordnet.

Die Hauptkammer, die aus Edelstahl gefertigt wurde, hat die Grundform einer Kugel mit 162 mm Außendurchmesser, und ist mit einem Flansch (CF63) mit der Pumpenkammer verbunden. In der horizontalen Ebene befinden sich vier große Öffnungen im Abstand von 7.5 cm zum Kugelzentrum. Zwei gegenüberliegende enthalten die Justierhalterung der ZnSe-Linsen und -Fenster zur Realisierung der CO_2 -Laser-Stehwelle (eine genaue Konstruktionsbeschreibung findet man in [33]). Die beiden anderen wurden mit

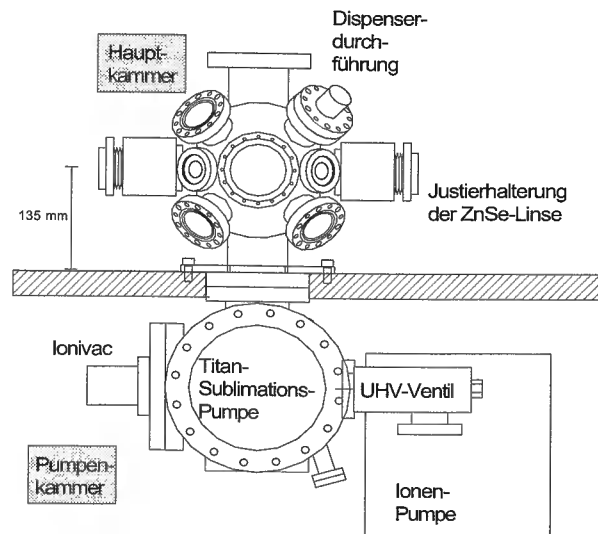


Abbildung 3.1: Technische Zeichnung der Vakuumapparatur

großen Beobachtungsfenstern (antireflex-beschichtet, Durchmesser 7 cm) versehen. Sie ermöglichen einen optischen Zugang zum optischen Gitter unter einem rechten Winkel und dem recht großen Raumwinkel von $\Omega/2\pi = 8\%$. Jeweils unter 45° dazu sind vier NW20 Flansche mit ebenfalls antireflex-beschichteten Fenstern für die horizontalen Lichtstrahlen der MOT angebracht. Der Pumpenkammer gegenüber befindet sich ebenfalls ein Flansch (CF63) mit Fenster, in der der vertikale MOT-Strahl eingekoppelt wird. Zusätzlich besitzt die Kammer noch 8 Flansche (CF38), die in Tetraederkonfiguration angeordnet sind. Dies erlaubt die spätere Realisierung eines dreidimensionalen optischen Gitters mit vier Laserstrahlwellen. An einem dieser Flansche befindet sich die elektrische Durchführung für die Dispenser, die als Quelle für Rubidiumatome dienen. Die restlichen sind mit antireflex-beschichteten Fenstern versehen.

Die Pumpenkammer besteht aus einem VA-Rohr mit 154 mm Durchmesser und 286 mm Länge, deren eine Seite durch eine Platte UHV-dicht verschweißt ist und an deren andere Seite ein Flansch (CF100) zur Befestigung der Titansublimations-Pumpe angebracht ist. Zwei gegenüberliegende Flansche (CF63) stellen zum einen die Verbindung zur Hauptkammer her, zum anderen ist ein antireflex-beschichtetes Fenster für die vertikalen Laserstrahlen der MOT daran befestigt. An weiteren Flanschen sind eine Ionengetterpumpe (VTS, 25 l/s), ein Vakuummessgerät (Ionivac), sowie ein UHV-Ventil zum Leerpumpen der Apparatur angebracht. Zusätzlich ist im Innern der Pumpenkammer eine Blende befestigt, die das untere Fenster vor direkter Bedampfung mit Titan durch die Sublimationspumpe schützt.

Nach Ausheizen der Apparatur wird nach einmaligen wöchentlichem Verdampfen der Titansublimations-Pumpe ein Druck von unter $1 \cdot 10^{-9}$ mbar erreicht, der hauptsächlich

durch den kontinuierlichen Betrieb der Rubidiumquelle beschränkt ist.

3.2 Magneto-optische Falle

Da die Dipolfallen eine Potentialhöhe von lediglich etwa einem mK besitzt, können mit dieser Falle nicht direkt thermische Atome aus dem Hintergrundgasdruck gefangen werden. Als Quelle für kalte Atome dient deshalb, wie in vielen Experimenten zum Laserkühlen, die magneto-optische Falle (MOT). Sie wird im folgenden kurz beschrieben.

3.2.1 Laserkühlen und das Prinzip der MOT

In einer MOT werden Atome gleichzeitig gekühlt und in einem kleinen Volumen gesammelt. Die Arbeitsweise der Falle beruht auf einer Verbindung von geschwindigkeitsabhängigen Kraft mit einer ortsabhängigen magneto-optischen Kraft.

Doppler-Kühlen

Ein Atom, das nahresonanten Lichtfeldern ausgesetzt ist, erfährt durch diese eine spontane Kraft (*Strahlungsdruck*) [34], die maximal wird, wenn das Lichtfeld resonant im Ruhesystem des Atoms ist. Die Geschwindigkeitsabhängigkeit dieser Kraft kann zum Kühlen verwendet werden [7]. Ordnet man drei Paare von entgegenlaufenden Laserstrahlen jeweils orthogonal an und wählt die Verstimmung so, daß ihre Frequenz unterhalb der atomaren Resonanz liegt, so streut das Atom aufgrund des Doppler-Effekts bevorzugt Photonen aus dem der Bewegungsrichtung entgegengesetzten Strahl. Das Atom wird dadurch abgebremst [35]. Diese geschwindigkeitsabhängige Reibungskraft wird auch *optische Melasse* genannt. Die durch das Dopplerkühlen erreichbaren Temperaturen kann man abschätzen, indem man das Gleichgewicht zwischen dem Kühlprozeß und dem Heizprozeß aufgrund der spontan gestreuten Photonen in einem einfachen Zweiniveau-System bestimmt. Es ergibt sich die sogenannte Doppler-Temperatur [36] mit Γ als natürliche Linienbreite der atomaren Resonanz

$$k_B T_D = \hbar \Gamma / 2, \quad (3.1)$$

welche für Rubidium $140 \mu\text{K}$ beträgt. Die Strahlungsdruckkraft kühlt die Atome, kann sie aber nicht auf einen räumlichen, festen Bereich begrenzen. Dies gelingt in der magneto-optischen Falle (MOT), bei der sich sechs orthogonale Laserstrahlen im Nullpunkt eines magnetischen Quadrupolfeldes treffen. Das Prinzip der MOT kann am besten am eindimensionalen Beispiel eines $J_g = 0$ nach $J_e = 1$ Übergangs verdeutlicht werden (siehe Abb. 3.2). In einer MOT sind alle Laserstrahlen üblicherweise zirkular polarisiert, wobei die beiden gegeneinander laufenden Strahlen jeweils σ^+ - und σ^- -polarisiert sind. Das angelegte magnetische Quadrupolfeld erzeugt eine räumlich variierende Zeeman-Verschiebung des angeregten Zustands J_e , die wiederum eine Änderung der atomaren Resonanzfrequenz bewirkt. Das führt bei geeigneter Wahl der Polarisation dazu, daß sich ein aus dem Zentrum der MOT bewegendes Atom näher in Resonanz mit dem entgegenlaufenden Lichtstrahl gerät. Es erfährt einen verstärkten Strahlungsdruck in Richtung des

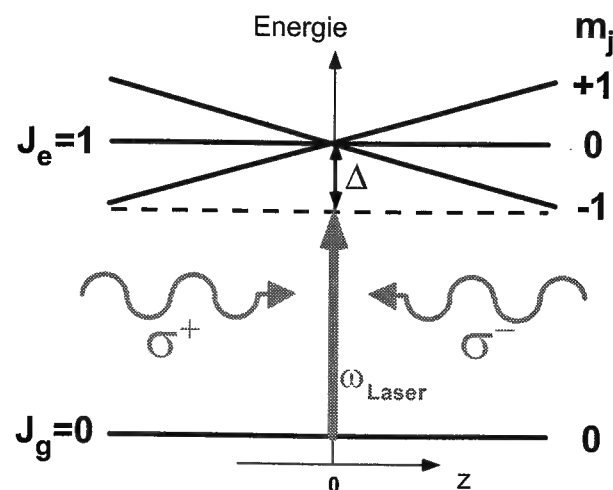


Abbildung 3.2: Funktionsprinzip einer magneto-optischen Falle in einer Dimension am Beispiel eines $J_g = 0$ nach $J_e = 1$ Übergangs.

Fallenmitte und damit eine rücktreibende Kraft.

Sub-Doppler-Kühlen

Zur allgemeinen Überraschung konnten experimentell in optischen Melassen wesentlich tiefere Temperaturen als die Doppler-Temperatur nachgewiesen werden [8]. Es zeigte sich bald, daß zur Erklärung das einfache Zweiniveau-System nicht mehr ausreicht, sondern die Unterstruktur der atomaren Zeeman-Niveaus mitberücksichtigt werden muß [9]. Im Stehwellenfeld zweier orthogonal linear polarisierter Lichtstrahlen entsteht eine sich lokal ändernde optische Polarisation (*Polarisationsgradient*), die wiederum durch die unterschiedliche Lichtverschiebung zu einem sinusförmigen, periodischen Potential für die Atome führt. Dieses Potential unterscheidet sich für die verschiedenen Zustände. Ein Atom, das sich im Potentialminimum eines Zustands befindet und den nächsten Potentialberg hinaufläuft, verliert an kinetischer Energie. Erreicht es das Potentialmaximum, so wird es optisch bevorzugt in das Potentialminimum eines anderen Zustands gepumpt, von wo es einen erneuten Aufstieg beginnen kann (sog. *Sisyphus-Effekt*). In jedem Zyklus verliert das Atom Energie, bis es schließlich in einem Potentialtal gebunden bleibt. Die erreichbaren Temperaturen sind von der Größenordnung der Potentialtiefen des Stehwellenfelds. Es können Temperaturen um $10 T_{rec}$ erreicht werden, wobei die sogenannte Rückstoßtemperatur T_{rec} gegeben ist durch

$$k_B T_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{m}. \quad (3.2)$$

Sie beträgt für Rubidium $T_{rec} = 0.37 \mu\text{K}$. Polarisationsgradienten-Kühlen kann sowohl bei Verstimmungen des Laserstehwellenfelds unterhalb (*rote Melassen*) [35], als auch oberhalb (*blaue Melassen*) [37] der atomaren Resonanz realisiert werden.

Man erreicht in einer magneto-optischen Falle für Rubidium typische Temperaturen von einigen $10 \mu\text{K}$, was um eine Größenordnung unterhalb der Doppler-Temperatur liegt. Die experimentellen erreichbaren Dichten liegen im Bereich von $10^{10} \text{Atome/cm}^3$, und sind hauptsächlich durch Hyperfeinzustand-ändernde Stöße [38] und lichtinduzierte Verluste [39] beschränkt.

3.2.2 Diodenlaser und optischer Aufbau

Da das in den Experimenten verwendeten Element ^{87}Rb (und ebenso ^{85}Rb) zwei Hyperfein-Grundzustände besitzt, werden zwei verschiedene Frequenzen zum Betrieb der magneto-optischen Falle benötigt. Zum Kühlen und Fangen wird ein Laser benutzt, der um zwei bis drei Linienbreiten Γ unterhalb der Resonanzfrequenz des $F = 2 \rightarrow F' = 3$ Übergangs verstimmt ist. Atome, die nicht-resonant in den Zustand $F' = 2$ angeregt werden, können in den anderen Hyperfein-Grundzustand $F = 1$ zerfallen. Sie werden durch einen Rückpumpulaser, der resonant mit dem $F = 1 \rightarrow F' = 2$ Übergang ist, in den Kühlzyklus zurückgebracht. Die nahresonanten Lichtfelder zum Betrieb der magneto-optischen Falle werden durch gitterstabilisierte Diodenlaser erzeugt, die sich als einfache und verlässliche Hilfsmittel in Laserkühl-Experimenten bewährt haben. Die verwendeten Dioden (Hitachi 7851G) liefern in diesem gitterstabilisierten Aufbau bis zu 25 mW Leistung bei der Wellenlänge der Rubidium D_2 -Linie nahe 780 nm. Sie sind bei geeigneter Abstimmung ohne Modensprünge über einen Bereich von bis zu 2 GHz durchstimmbar und besitzen eine Linienbreite unter einem MHz. Eine detaillierte Beschreibung dieses Systems findet sich z.B. in der Referenz [40].

In Abb. 3.3 ist der optische Aufbau des Experiments schematisch dargestellt. Zur Entkoppelung der Diodenlaser von Rückreflexen passieren die Lichtstrahlen zunächst einen optischen Isolator (Gsänger DL100). Die Elliptizität des Strahls wird darauf durch ein anamorphes Prismenpaar kompensiert. Ein Strahlteiler spaltet einige Prozent des Lichts für die Frequenzstabilisierung der Laser in einer Sättigungsspektroskopie ab. Im Falle des Rückpumpulasers passiert das restliche Licht dann einen akusto-optischen Modulator (AOM) (IntraAction, Treiberfrequenz 40 MHz). Der Modulator dient einerseits zur Regelung der Intensität, andererseits ermöglicht er auch ein schnelles Schalten des Lichtfelds. Die erste Beugungsordnung wird durch ein Teleskop aufgeweitet ($f_1 = 30 \text{ mm}$, $f_2 = 500 \text{ mm}$), in dessen Fokus sich zur Filterung des Strahls eine Lochblende mit $50 \mu\text{m}$ Durchmesser befindet. Vor der Lochblende dient der Schaltkontakt eines elektrischen Relais als optischer Schalter, der im geschlossenen Zustand weniger als 50 nW Lichtleistung passieren läßt. Nach dem Teleskop hat der Strahl ein nahezu gaußförmiges Strahlprofil mit einem Durchmesser von 16 mm und eine Leistung um die 6 mW.

Da für den Kühlübergang eine höhere Leistung benötigt wird, ist hier die Verwendung einer verstärkenden Diodenlaserstufe erforderlich. Etwa 3 mW Lichtleistung eines gitterstabilisierten Diodenlasers wird über einen weiteren optischen Isolator und ein anamorphes Prismenpaar in eine freilaufende Diode (TUI DL 7140) eingekoppelt. Durch geeignete Wahl von Strom- und Temperatureinstellung kann der zweite Diodenlaser dazu gezwungen werden, auf der Wellenlänge des injizierenden Lasers zu emittieren. Der aus dem

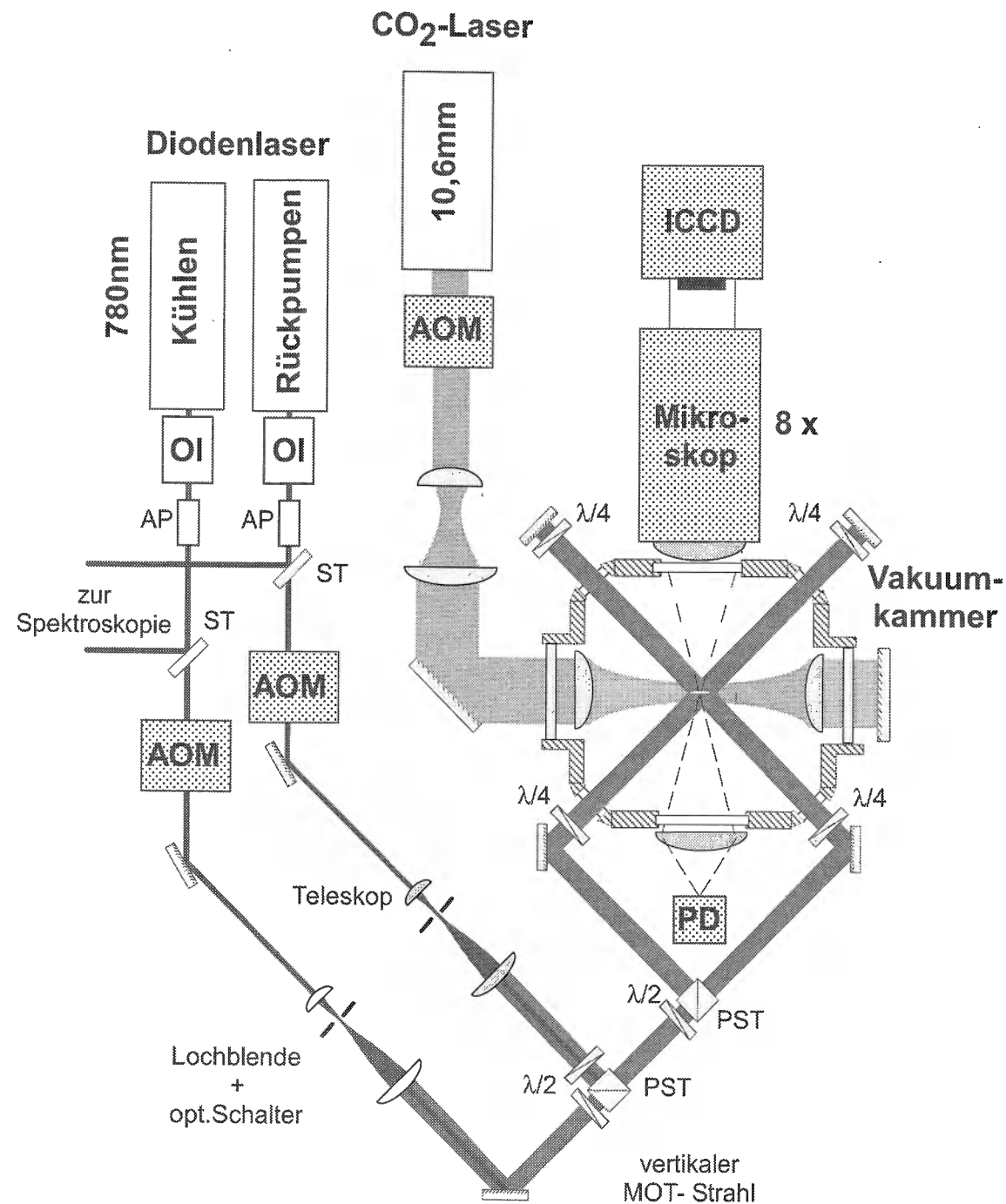


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus. Das Verstärkungssystem des Kühllasers ist nicht eingezeichnet. OI: Optischer Isolator, AP: Anamorphes Prismenpaar, ST: Strahlteiler, PST: Polarisierender Strahlteiler, AOM: Akusto-optische Modulatoren, $\lambda/2, \lambda/4$: entsprechende Wellenplatten, PD: Photodiode, ICCD: Bildverstärkende CCD-Kamera.

Verstärker ausgekoppelte Lichtstrahl passiert erst einen AOM und wird dann in einem zweiten Teleskop auf einen Strahldurchmesser von 18 mm aufgeweitet. Die Leistung des Lichtstrahls beträgt hier 32 mW.

Die beiden Strahlen werden auf zwei polarisierenden Strahlteilern erst vereint, dann in drei Strahlen aufgeteilt und geeignet zirkular polarisiert auf orthogonalen Achsen in die Vakuumkammer geschickt, wobei die Leistung der Kühllicht-Strahlen in den drei Armen durch zwei $\lambda/2$ -Platten abgeglichen werden kann. Mit einer weiteren $\lambda/4$ -Platte und einem Rückspiegel wird in jedem der drei Kühllicht-Strahlen eine gegenläufige Welle erzeugt, deren Polarisation entgegengesetzt zirkular ist.

3.2.3 Rubidium-Dispenser als Atomquelle

Es sei hier eine Methode vorgestellt, bei der Alkaliatom-Dispenser als kompakte Atomquelle zum Laden einer magneto-optischen Falle verwendet werden [43].

Die maximale Zahl N der Atome, die in einer MOT gefangen werden können, ist durch den Quotienten der Laderate R zur Verlustrate γ gegeben, wobei sich der zeitliche Verlauf der Atomzahl

$$N(t) = \frac{R}{\gamma}(1 - e^{-\gamma t}) \quad (3.3)$$

als Lösung einer einfachen Ratengleichung ergibt [38]. Die Laderate $R \approx n d^2 v_c^4 / u^3$ hängt von der Flußdichte von Atomen ab, die sich unterhalb der kritischen Einfanggeschwindigkeit v_c der MOT befinden. Hier bezeichnet n die Dichte der zu fangenden Atome, d den Laserstrahldurchmesser, und $u = \sqrt{2k_B T / m}$ die mittlere thermische Geschwindigkeit von Atomen der Temperatur T . Um die Laderate bei konstantem Strahldurchmesser zu optimieren, erweist es sich als nützlich, die Atomquelle so nah wie möglich bei der magneto-optischen Falle zu platzieren, so daß ein großer Raumwinkel den relativ kleinen Anteil langsamer Atome kompensiert. Unter der Voraussetzung, daß die Verlustrate γ durch Stöße mit den Rubidiumatomen gegeben ist (d.h. daß der Partialdruck anderer Gase vernachlässigt werden kann), ist die Zahl der gefangenen Atome N_{tot} unabhängig von der Flußdichte der thermischen Atome. Ein hoher Fluß erlaubt es aber, das Experiment aufgrund der kürzeren Ladezeiten bei kurzen Zykluszeiten zu betreiben.

Die Dispenser bestehen aus einer Mischung aus Alkalimetall-Chromat (hier RbCr) und einem Reduzierungsmittel, die sich (siehe Abb. 3.4, linker Ausschnitt) in einem trapezförmigen Edelstahlröhrchen befinden. Erhitzt man die Dispenser durch Anlegen eines kontinuierlichen oder auch gepulsten Stroms, so setzt schlagartig eine Redoxreaktion ab einer Temperatur von einigen hundert Grad ein, und Rubidiumatome werden durch einen schmalen Schlitz an der Vorderseite des Behälters freigesetzt. Bei Raumtemperatur verschließt ein dünner Draht die Öffnung vollständig. Im Experiment wurden drei Dispenser im Abstand von 35 mm vom Fallenzentrum in die Vakuumapparatur eingebaut und jeweils beide Enden durch Kupferdrähte mit einer 6-fach Vakuum-Stromdurchführung verbunden. Sie wurden gegen Ende des Ausheizens der Apparatur gleichzeitig für mehrere Stunden bei jeweils 2A betrieben, um die Dispenser zunächst ausgasen zu lassen. Zum Laden der MOT wird im Experiment jeweils nur ein einzelner Dispenser verwendet. In Abb. 3.4 sind

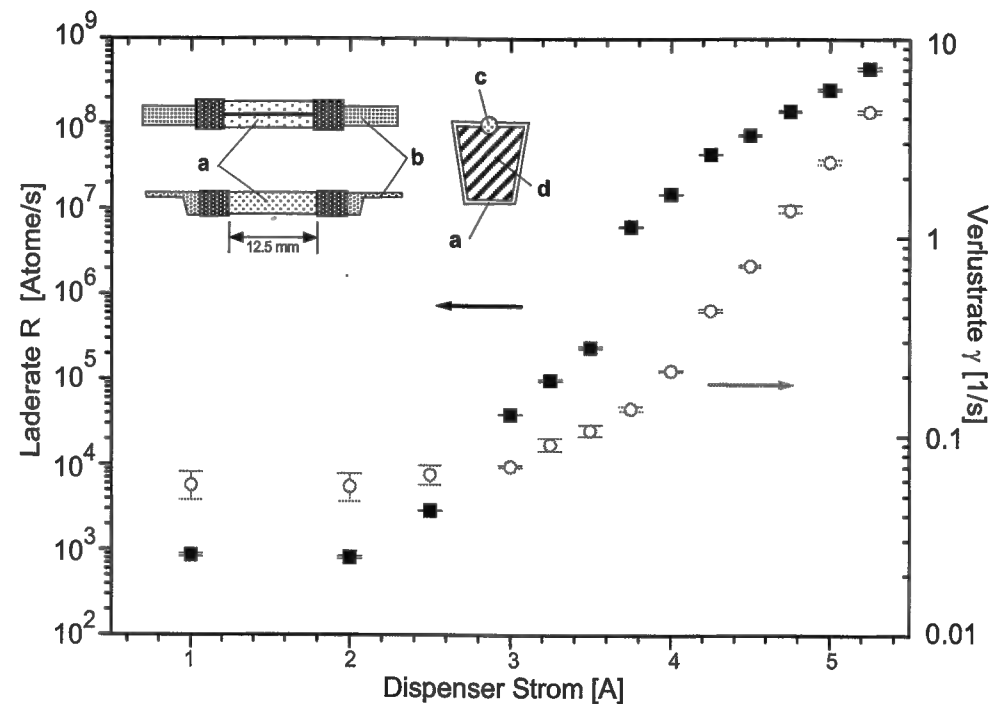


Abbildung 3.4: Laderaten (schwarze Quadrate) und Verlustraten (offene Kreise) einer magneto-optischen Falle, die als Quelle thermische Rubidiumatome eines bei verschiedenen Strömen betriebenen Dispensers benutzt. Der Ausschnitt zeigt den Aufbau des Dispensers: Edelstahlröhrchen (a) mit Anschlußklammern (b). Die Öffnung wird bei Raumtemperatur durch einen dünnen Draht (c) verschlossen, der das im Inneren befindliche Rubidiumchromat (d) vor Verunreinigungen schützt.

Lade- und Verlustraten einer magneto-optischen Falle dargestellt, die mit einem Dispenser bei verschiedenen konstanten Strömen betrieben wurde. Die dargestellten Werte wurden durch Anpassen von Gl. 3.3 an den gemessenen zeitlichen Ladeverlauf der MOT ermittelt. Man erkennt, daß ab Strömen von 2.5 A die Evaporation einsetzt und ab Strömen von 5 A die Lebensdauern unter 1 s absinken. Als Kompromiß zwischen hoher Laderate und langer Lebensdauer wird der Dispenser typischerweise bei einer Stromstärke von 4.0 A betrieben. Es ergibt sich so eine Lebensdauer von über 3 s, wobei typischerweise mit einer Zykluszeit von 2.5 s gearbeitet wird.

3.2.4 Magnetfeldspulen

Das für den Betrieb der MOT notwendige magnetische Quadrupolfeld wird durch zwei außerhalb des Vakuums liegende, wassergekühlte Spulen (300 Windungen, Durchmesser 9 cm) erzeugt, die entlang der vertikalen Achse der Hauptkammer jeweils 8 cm vom Fallenzentrum angebracht sind. Bei typischen Strömen von 3.5 A erzeugen sie im Zentrum Feldgradienten um 2.9 G/cm/A. Die Abklingzeit des Quadrupol-Magnetfeldes beträgt

- vermutlich bedingt durch induzierte Ströme in der Vakuumkammer - über 100 ms¹. Zur Kompensation des Erdmagnetfelds, sowie zum Anlegen eines homogenen Bias-Felds werden drei Paare von Helmholtzspulen (50 Wicklungen, Durchmesser 10 cm, 11 cm, 12 cm) verwendet, deren Achsen aufeinander senkrecht stehen. Durch eine schaltbare, bipolare Stromquelle können Magnetfelder bis $B_{bias} = 500$ mG zeitlich variabel angelegt werden, um die Felder für verschiedene Phasen des Experiments zu optimieren.

3.3 CO₂-Laser

Der im Experiment verwendete CO₂-Laser (Modell PX5000G, UltralaserTech) besteht aus einem gefalteten Resonator der Länge 290 cm, in dessen beiden Armen sich jeweils zwei abgeschlossene Gasentladungsröhren befinden. Sie sind mit ZnSe-Brewsterfenstern versehen, um die Laseraktivität auf eine lineare Polarisierung einzuschränken. Der Laser kann durch ein Gitter, das das eine Ende des Resonators bildet, auf verschiedene Linien zwischen 9.2 - 10.9 μm durchgestimmt werden, wobei auf der stärksten Linie (P20, I-Zweig) bis zu 55 W Leistung zur Verfügung stehen. Eine Feinabstimmung der Laserfrequenz erfolgt durch Variation der Resonatorlänge mittels des teilreflektierenden Auskoppelspiegels, der sich auf einem Piezokristall befindet.

Der CO₂-Laserstrahl passiert zuerst einen akusto-optischen Modulator (Weiss und Schulz, Treiberfrequenz 40 MHz), der ein schnelles Schalten und Modulieren der Laserintensität erlaubt. Er besitzt eine Beugungseffizienz von über 90%. Die Ablenkung des in die erste Ordnung gebeugten Strahls wird durch ein zusätzlich eingefügtes Prisma kompensiert. Nach dem Passieren des AOM wird auf einer Strahlüberlagerungsplatte der ersten Beugungsordnung des CO₂-Laserstrahls ein Helium-Neon-Laser überlagert, um eine einfachere und ungefährlichere Justage des weiteren Strahlengangs zu ermöglichen. Die Strahlüberlagerungsplatte transmittiert Licht der Wellenlänge 10.6 μm und reflektiert Licht bei 632 nm. Für einige der Messungen wird der Strahl dann in einem Teleskop (zwei plankonkave Linsen der Brennweiten $f_1 = 100$ mm und $f_2 = 254$ mm) auf einen Durchmesser von 20 mm aufgeweitet. In der Vakuumkammer fokussiert eine ZnSe-Linse ($f=38.1$ mm) den CO₂-Laserstrahl auf einen Radius von typischerweise 35 μm. Eine zweite ZnSe-Linse macht den Strahl danach wieder parallel. Beide Linsen können jeweils durch drei Mikrometerschrauben justiert werden, die sich außerhalb der Kammer befinden. Der Strahl wird über zwei Spiegel in sich selber zurückreflektiert und erzeugt eine optische Stehwelle - ein eindimensionales optisches Gitter. Wird der zurücklaufende Strahl dagegen blockiert, so kann eine einfache Dipolfalle realisiert werden.

3.4 Steuerung des Experiments

Das zeitliche Ablauf des Experiment wird durch eine Vielzahl von Pulsgeneratoren und Funktionsgeneratoren gesteuert. Ein Zyklus dauert typischerweise 2.5 s und besteht aus vier Phasen (siehe Abb. 3.5). In der ersten Phase, der zwei Sekunden dauernden MOT-

¹Gemessen wurde dies mit Hilfe der im Anhang A beschriebenen Mikrowellenspektroskopie.

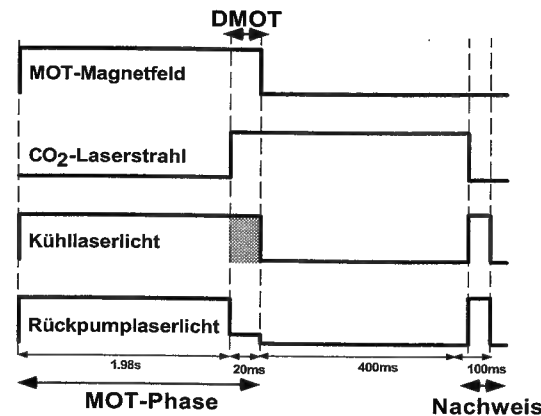


Abbildung 3.5: Zeitlicher Ablauf des Experiments.

Phase, werden in der magneto-optischen Falle bis zu $5 \cdot 10^7$ Rubidiumatome bei einer Temperatur um $30 \mu\text{K}$ gesammelt. Es schließt sich für 20 ms eine zusätzliche Kühl- und Komprimierphase an („DMOT“). Während dieser Zeit wird der CO_2 -Laserstrahl eingeschaltet, wobei der Fokus dieser infraroten Welle räumlich mit der MOT überlagert ist. Die Verstimmung des Kühllasers wird für diese Phase auf $\Delta = -13\Gamma$ erhöht und gleichzeitig die Intensität des Rückpump-Laserlichts auf 10% des ursprünglichen Werts reduziert. Dies dient dazu, einerseits die Atome durch blauverstimmtes Melassekühlen [44] in das CO_2 -Laser-Gitter hineinzukühlen, andererseits wird so das zeitliche Analogon einer dunklen MOT realisiert, bei der die Atome in das untere Hyperfeinzustands-Niveau gepumpt werden [45]. Da Verluste durch Hyperfeinzustands-ändernde Stöße [38] so verringert werden, ergibt sich eine höhere atomare Dichte. Nach Ausschalten des magnetischen Quadrupolfelds und Unterbrechen der resonanten Lichtfelder mit Hilfe der AOM und der mechanischen Schalter sind die kalten Atome im Gitter gefangen. Am Ende der Gitterphase werden in der Nachweisphase die Lichtfelder der MOT wieder eingeschaltet. Die Fluoreszenz der gefangenen Atomen wird mit einer kalibriert Photodiode sowie gleichzeitig mit einer verstärkenden CCD-Kamera (ICCD, Princeton Instruments) aufgenommen und mit einem Computerprogramm ausgelesen und bearbeitet.

Kapitel 4

Charakterisierung des CO_2 -Laser-Gitters

In diesem Kapitel werden Messungen etlicher Eigenschaften des CO_2 -Laser Gitters beschrieben, wie Zahl der gefangenen Atome, deren Speicherzeit, Ausdehnung, Dichte, Temperatur, sowie die Vibrationsfrequenzen der in den Fallen gefangenen Atome. Dies erlaubt dann eine Bestimmung der atomaren Phasenraumdicke. Es ergibt sich, daß in sehr steilen und tiefen Fallen nicht automatisch die höchste Phasenraumdicke erreicht wird.

4.1 Atomzahl

Die Zahl der in der magneto-optischen Falle oder dem optischen Gitter gefangenen Atome kann aus einer Messung des emittierten Fluoreszenzlichts bestimmt werden. Dabei fokussiert eine Sammellinse das gestreute Licht aus einem Raumwinkel von 8% auf den Detektor. Die Absolutzahl der Atome ergibt sich in einem einfachen Zweiniveau-Modell als

$$P = N_{\text{tot}} \frac{\Omega}{2\pi} \frac{\Gamma \pi \hbar c}{\lambda} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4(\Delta/\Gamma)^2}, \quad (4.1)$$

wobei P die Leistung ist, die von N_{tot} Atomen in den Raumwinkel $\Omega/2\pi$ gestreut wird. Δ bezeichnet die Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanz mit der Lebensdauer Γ und I/I_{sat} ist das Verhältnis der Gesamtintensität zur Sättigungsintensität des Übergangs. Um den Einfluß von Streulicht zu eliminieren, wird die Messung einmal mit und einmal ohne Atome in der Falle durchgeführt, und das Differenzsignal ausgewertet. In Abb. 4.1(a) ist die gemessene Zahl der im Gitter gefangenen Atome als Funktion der Laserleistung P dargestellt (schwarze Quadrate). Mit zunehmender Laserleistung erhöht sich mit der Potentialtiefe und dem Modenvolumen auch der Empfangsbereich der Dipolfallen und damit die Zahl der gefangenen Atome. Die beobachtete Transfereffizienz von der magneto-optischen Falle in das Gitter beträgt bis zu 9%.

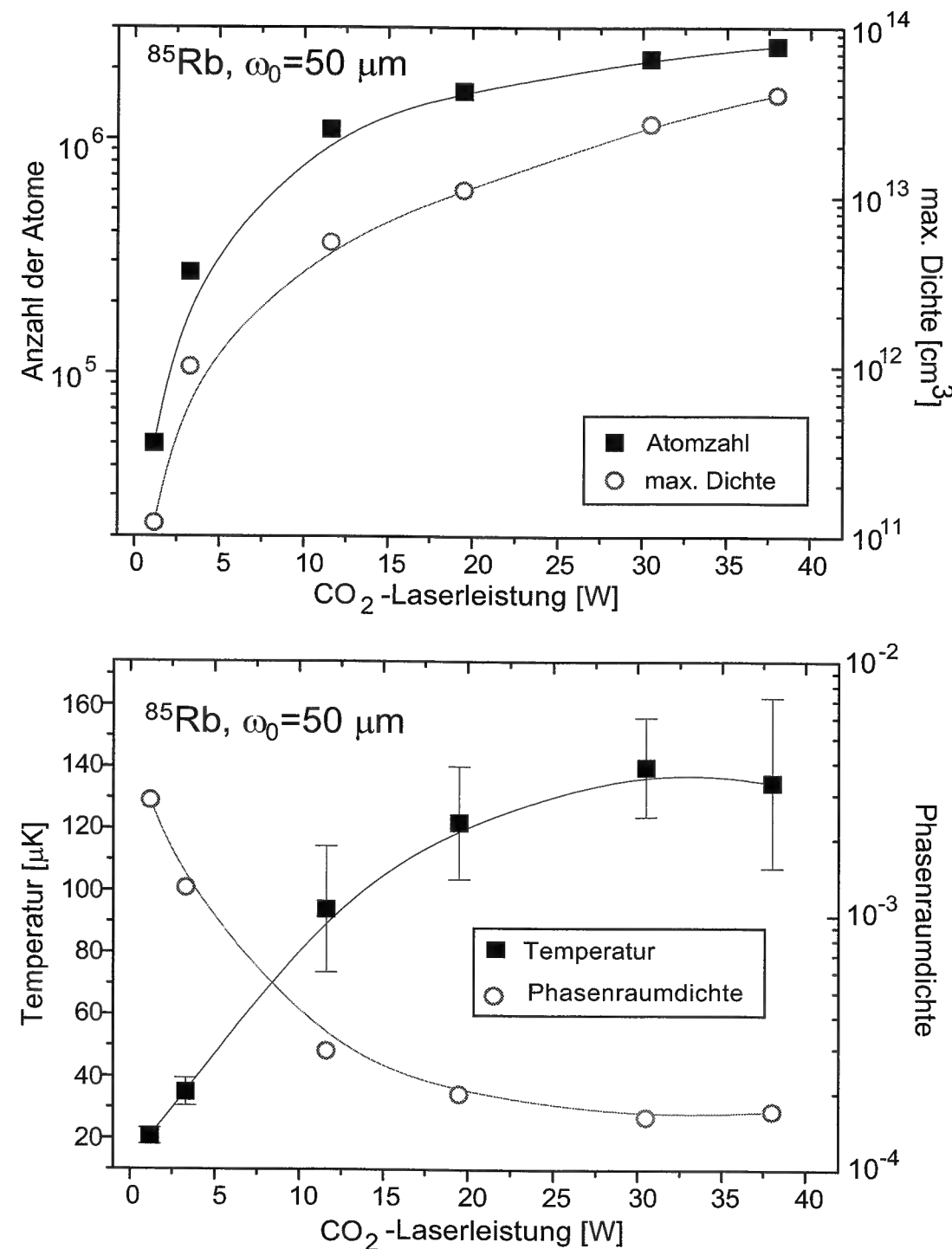


Abbildung 4.1: (a) Zahl der gefangenen Atome N_{tot} und deren Dichte n_{max} , sowie (b) Temperatur T und Phasenraumdichte η als Funktion des CO₂-Laserleistung.

4.2 Messung der Oszillationsfrequenzen

Ein Hauptaspekt optischer Gitter ist die starke Lokalisierung der Atome in Mikrofallen, die sich über einen Bereich der halben Wellenlänge des Fallenlaserlichts erstrecken. Eine indirekte Möglichkeit die Lokalisierung nachzuweisen, besteht in der Messung der Vibrationsfrequenzen der Atome im Fallenpotential. Die Vibrationsfrequenzen lassen sich durch Anregung parametrischer Oszillationen [46] bestimmen.

Theorie

Die Anregung der Atome in einem eindimensionalen harmonischen Potential durch Modulation der Potentialtiefe läßt sich durch folgende Bewegungsgleichung beschreiben

$$\ddot{x}(t) + \omega_0^2 (1 + A \cos(\omega t)) x(t) = 0. \quad (4.2)$$

Da die Differentialgleichung invariant unter der Transformation $t \rightarrow t + \tau$ ist, kann man zeigen, daß zwei unabhängigen Lösungen $x_1(t) = a^{t/\tau} \alpha_1(t)$ und $x_2(t) = a^{-t/\tau} \alpha_2(t)$ existieren. Dabei ist a eine reelle Konstante und α_1 und α_2 sind periodische Funktionen in τ . Eine dieser Lösungen steigt exponentiell mit der Zeit an: eine noch so kleine anfängliche Verschiebung von der Ruhelage führt zu einer sich vergrößernden Auslenkung, wenn die Anregung mit der doppelten Resonanzfrequenz ω_0 erfolgt [47]. Man nennt diesen Vorgang *parametrische Resonanz*. Das Resonanzphänomen tritt auch dann auf, wenn im System Reibung vorhanden ist. In diesem Fall muß die Amplitude A der Anregung aber einen gewissen Schwellenwert überschreiten.

Ergebnisse

Nach dem Laden des Gitters wird die Intensität des CO₂-Lasers mit Hilfe des akustooptischen Modulators mit einer 30%-gen Amplitude sinusförmig moduliert. Für alle Anregungsfrequenzen ist dabei die Zahl der Zyklen gleich. Die Atome erfahren genau dann eine signifikante parametrische Anregung, wenn die Modulationsfrequenz der zweifachen Oszillationsfrequenz der Atome im Gitter entspricht. Sie werden aus dem Gitter hinausgeholt und es kann ein Verlust von Atomen beobachtet werden. Nach der Modulation wird zu einer festen Zeit (500 ms nach Ende der MOT-Phase) die Zahl der im Gitter verbliebenen Atome bestimmt, indem die MOT-Strahlen wieder eingeschaltet werden, und das Fluoreszenzsignal der Atome aufgenommen wird. Durch die starke Fokussierung des CO₂-Laserstrahls (siehe Abschnitt 2.3 und die Skizze in Abb. 4.2) wird eine Verteilung von verschiedenen Oszillationsfrequenzen beobachtet, die eine genaue Bestimmung der maximalen Vibrationsfrequenzen erschwert. Um selektiv die Fallenfrequenzen im Zentrum des Gitters zu ermitteln, wurde mit Hilfe der ICCD-Kamera nur lokal die Fluoreszenz aufgenommen, die von Atomen aus diesem Bereich des Gitters stammt. Ein typisches Vibrationsspektrum ist in Abb. 4.2 dargestellt, wobei die Anregungsfrequenz logarithmisch gegen die gemessene Fluoreszenz der nach der Modulation im Gitter verbliebenen Atome aufgetragen ist. Man erkennt eine Resonanzen bei $2\omega_r = 2\pi \cdot 8.4(9)$ kHz, die der doppelten radialen Frequenz einer Schwingung orthogonal zur Strahlachse entspricht und eine zweite Resonanz bei $2\omega_z = 2\pi \cdot 108(10)$ kHz, die der doppelten longitudinalen Vibrationsfrequenz entspricht. Bei den verwendeten Parametern von $P = 14$ W

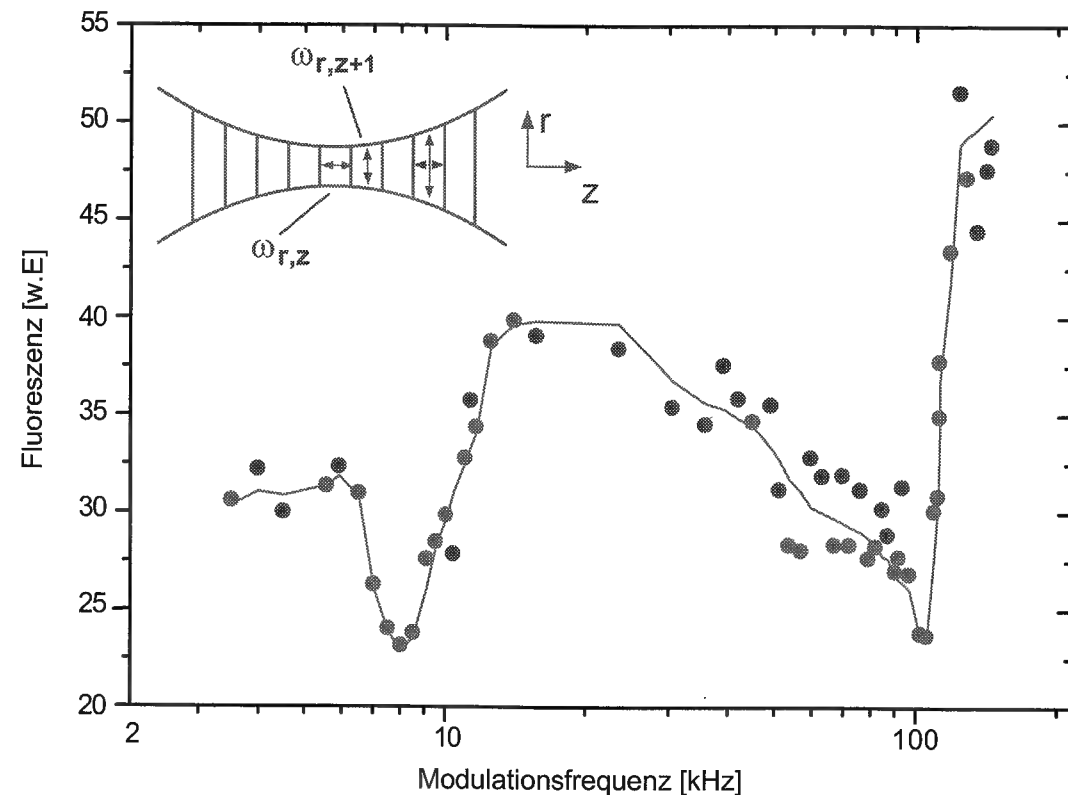


Abbildung 4.2: Vibrationsspektren des optischen Gitters. Aufgetragen ist die Zahl der über ihrer Fluoreszenz nachgewiesenen Atome, die sich nach der Modulation des Potentials mit einer bestimmten Anregungsfrequenz noch im Gitter befinden. Die Skizze zeigt schematisch die charakteristischen Vibrationsfrequenzen ω_r und ω_z .

Laserleistung fokussiert auf $s_0 = 35 \mu\text{m}$ würde man nach den Gln. 2.17 Resonanzen bei $2\omega_r = 2\pi \cdot 8.3 \text{ kHz}$ und $2\omega_z = 2\pi \cdot 121 \text{ kHz}$ erwarten, was im Rahmen der Fehlergrenzen in etwa mit dem Experiment übereinstimmt. Die stark asymmetrische Form der Resonanzen ist zum einen auf die lokalen Unterschiede in den Potentialtiefen zurückzuführen, da sich die lokale Integration der Fluoreszenz immer noch über einen Bereich von rund 40 Gitterplätzen hinweg erstreckt. Zum anderen spielen bei starker Modulation auch anharmonische Terme des Potentials eine Rolle, die ebenfalls eine parametrische Anregung bei niedrigeren Vibrationsfrequenzen ermöglichen.

Der Lamb-Dicke Bereich, der einer Oszillationsfrequenz größer der Rückstoßenergie $\omega_{rec} = 2\pi \cdot 3.8 \text{ kHz}$ entspricht, ist damit für dieses eindimensionale Gitter in allen drei Raumrichtungen erfüllt. Dieser Punkt ist für die alternative Verwendung zusätzlicher Kühlverfahren, wie dem Raman-Seitenbandkühlen von Bedeutung.

4.3 Temperatur der Atome

Die Temperatur T der Atome im Gitter wird mit Hilfe der Flugzeitmethode (TOF) bestimmt. Nach Laden des Gitters läßt man die Atome für 200 ms thermalisieren und schaltet dann den CO₂-Lichtstrahl innerhalb einer Zeit von $0.5 \mu\text{s}$ aus. Eine weitere Kühlung der Atome durch ein adiabatisches Absenken des Potentials ist damit vernachlässigbar. Die Atome können nach dem Abschalten frei expandieren. Nach einer gewissen Verzögerungszeit t zwischen 0 ms und 7 ms werden die MOT-Strahlen für eine Zeit von $200 \mu\text{s}$ angeschaltet und die Fluoreszenz der Atome mit der ICCD-Kamera aufgenommen. Die Ausdehnung der Wolke für verschiedene Zeiten wird an die Funktion

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + (k_B T/m)t^2} \quad (4.3)$$

angepaßt [48]. Dabei ist σ_0 die Ausdehnung der Atomwolke zum Zeitpunkt des Ausschaltens, k_B die Boltzmann-Konstante und m die Masse des Rubidiumatoms. In Abb. 4.1(b) ist die gemessene transversale Temperatur der im Gitter gefangenen Atome als Funktion der CO₂-Laserleistung aufgetragen (schwarze Quadrate). Man erkennt, daß für niedrige Leistungen die Temperatur von $21(1) \mu\text{K}$ den in optischen Melassen erreichbaren Werten entspricht, während für hohe Leistungen des CO₂-Lasers die Temperatur stark ansteigt und sich auf den Wert von $140(8) \mu\text{K}$ einpendelt. Dies entspricht recht genau der Doppler-Temperatur des Rubidiumatoms.

Es wird angenommen, daß sich die Temperaturabhängigkeit der gefangenen Atome im Gitter auf die unterschiedliche Lichtverschiebung des Grund- und des angeregten Zustands im CO₂-Laserfeld zurückführen läßt [49]. Wie bereits in Kap. 2.2 geschildert, ist die dynamische Stark-Verschiebung des angeregten $5P_{3/2}$ -Zustands mehr als doppelt so groß wie die des $5S_{1/2}$ -Zustands. Für die verwendete maximale Intensität ($P=38 \text{ W}$) erreicht die Differenz der Lichtverschiebung der beiden Zustände im Fallenzentrum Werte von 268 MHz oder entsprechend 45 Linienbreiten. Ist die effektive Verstimmung, d.h. die Differenz der Lichtverschiebungen der beiden Zustände, immer negativ (niedrige Laserintensität), so erfahren die Atome im Fallenzentrum eine hohe Viskosität, werden in der Falle gekühlt und schließlich gefangen. Ist andererseits die Lichtverschiebung so hoch (große Laserintensität), daß die effektive Verstimmung das Vorzeichen wechselt und die Atome blau verstimmtes Kühlaserlicht sehen, so werden sie im Fallenzentrum aufgeheizt und die Ladeeffizienz vermindert sich. Es ist nicht möglich, den Kühlaser auf dem Übergang $F=3$ nach $F'=4$ beliebig weit rot zu verstimmen, da zum einen das $F'=3$ Hyperfeinniveaus dann resonant wird. Zum anderen verschwindet dann auch das Reservoir kalter Atome, da die magneto-optische Falle bei extremer Verstimmung nicht mehr funktionstüchtig ist.

Das Versagen von Sub-Doppler-Kühlmechanismen zeigt sich auch in der Beobachtung, daß für niedrige Laserleistungen die Temperatur als Funktion der Verstimmung leicht oberhalb des $F=3$ nach $F'=3$ Übergangs ein Minimum aufweist, was als Auftreten einer Art blauen Melassekühlens interpretiert werden kann [44]. Bei höheren Intensitäten tritt dieses Verhalten nicht mehr auf. Vereinfacht kann man sagen, daß die Hyperfeinstruktur des angeregten Zustands für hohe Laserleistungen nicht mehr aufgelöst wird. Dies reduziert die Effizienz des Polarisationsgradienten-Kühlens, für das optische Pumpvorgänge zwischen den atomaren Niveaus von großer Bedeutung sind.

Die reduzierte Kühl- und auch Ladeeffizienz für höhere Laserintensitäten spiegelt sich ebenso in der Beobachtung wieder, daß für hohe Intensitäten deutlich weniger Atome ins Zentrum der Falle geladen werden können. Auch werden entlang des Gitters lokal unterschiedliche Temperaturen gemessen, wobei die in Abb. 4.1(b) wiedergegebenen Temperaturen immer den maximalen im Fallenzentrum entsprechen.

4.4 Dichte und Lebensdauer der Atome

Die Größe der atomaren Wolke in den einzelnen Gitterplätzen läßt sich anhand des Virialsatzes $\langle x_i \rangle = \sqrt{k_B T / m \omega_i^2}$ aus der Temperatur T und der Oszillationsfrequenz ω_i abschätzen. Für die Parameter des Fallenstrahls ($P = 30$ W und $s_0 = 50$ μm) und einer angenommenen Temperatur von 50 μK beträgt die theoretische radiale bzw. longitudinale Ausdehnung nur $\langle r \rangle_{\text{theo}} = 7.5$ μm bzw. $\langle z \rangle_{\text{theo}} = 0.36$ μm . Zumindest die longitudinale Ausdehnung wäre mittels optischer Mikroskopie nur schwer aufzulösen, so daß die Verwendung des Virialsatzes sinnvoller erscheint als eine direkte Messung. Die sehr viel größere Gesamtausdehnung des Gitters in Richtung der Strahlachse läßt sich dagegen sehr wohl mit dem optischen Abbildungssystem ermitteln. Zur Dichtebestimmung wurde die Fluoreszenz daher nicht nur mit der Photodiode aufgenommen, sondern zusätzlich auch über das Mikroskop auf die ICCD-Kamera abgebildet (für die verwendete Belichtungszeit von 200 μs kann die Expansion der Wolke vernachlässigt werden). Durch Anpassen der Gesamtausdehnung des Gitters an eine Gaußfunktion in longitudinaler Richtung wird zuerst die Anzahl N der Atome pro Gitterplatz bestimmt. Daraus erhält man mit den gemessenen Werten für die Oszillationsfrequenzen und der Temperatur die maximale Dichte $n_{\text{max}} = N / (2\sqrt{2}\pi^{3/3} \langle r \rangle^2 \langle z \rangle)$. Sie ist in Abb. 4.1(a) wiederum als Funktion der Laserintensität des CO₂-Lasers aufgetragen (offene Kreise). Bei sehr steilen Potentialen werden maximale Dichten bis zu $n_{\text{max}} = (3 \pm 2) \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ erreicht. Dies liegt um zwei Größenordnungen über den erreichbaren Dichten in einer dunklen magneto-optischen Falle [45]. Pumpt man die Atome nach dem Laden in den oberen Hyperfeinzustand um, so beobachtet man starke Verluste aufgrund von Stößen [38]. Bei binären Kollisionen kann ein Stoßpartner einen Übergang vom oberen in den unteren Hyperfeinzustand machen. Die dabei frei werdende Energie der Hyperfeinaufspaltung führt zum sofortigen Verlust beider beteiligter Atome. Im absoluten Grundzustand - dem unteren Hyperfeinniveau - beträgt die Lebensdauer dagegen 3.5(2) s, und ist wohl hauptsächlich durch den Rubidium-Hintergrundgasdruck der kontinuierlich betriebenen Dispenser beschränkt.

4.5 Phasenraumdichte

Die thermische deBroglie-Wellenlänge, die die Ausdehnung der atomaren Materiewellen beschreibt, ist gegeben durch $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2 / (mk_B T)}$. Ist diese Ausdehnung vergleichbar mit dem mittleren Abstand der Atome, d.h. ist die Phasenraumdichte

$$\eta = \lambda_{dB}^3 n_{\text{max}} \approx 1, \quad (4.4)$$

so tritt der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat ein, in der der Grundzustand des Systems makroskopisch besetzt ist. Im optischen Gitter sind die Atome stark lokalisiert, so daß sich die kritische Temperatur T_c bei der die Kondensation in den Grundzustand eintritt gegenüber dem Fall der freien Atome substantiell erhöht [50]

$$k_B T_c \approx 0.94 \hbar \sqrt{\omega_r^2 \omega_z} N^{1/3}. \quad (4.5)$$

Bei 500 pro Gitterplatz gefangenen Atomen und den typischen Laserparametern (Leistung $P = 40$ W und Fokusbereich $s_0 = 35$ μm) beträgt die kritische Temperatur nur noch $T_c = 6$ μK .

Die im Experiment erreichten Phasenraumdichten, die aus den oben ermittelten Werten für die Temperatur und der Dichte bestimmt wurden, sind in der Abb. 4.1(b) dargestellt (offene Kreise). Dabei muß genau genommen noch durch die Anzahl der magnetischen Unterniveaus geteilt werden, über die sich die Population verteilt. Durch optisches Pumpen kann aber effizient ein Transfer in ein Zeeman-Unterniveau erreicht werden (siehe z.B. Abb. 6.4). Die maximal erzielbare Phasenraumdichte von $\eta = 1/300$ liegt um drei Größenordnungen über den in der magneto-optischen Falle erreichbaren Werten, und nur drei Größenordnungen von der Kondensation entfernt. Sie wird bei einer CO₂-Laserleistung von $P = 1.2$ W erreicht. Für höhere Laserintensitäten nimmt zwar die Zahl und die Dichte der Atome im Gitter zu. Da jedoch die Temperatur hier sehr stark ansteigt, sinkt der Wert der Phasenraumdichte um mehr als eine Größenordnung ab.

Ein Grund für die abnehmende Phasenraumdichte könnte darin bestehen, daß sich bei einer hohen Zahl von Atomen pro Gitterplatz die Wahrscheinlichkeit einer Reabsorption der Fluoreszenzphotonen drastisch erhöht, was zu einem zusätzlichen Heizprozeß führt. Lichtabsorption wird allgemein als das Haupthindernis beim Erreichen sehr kalter und dichter gefangener Atome durch Laserkühlen betrachtet [51] und zum Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation wurde deshalb auch auf evaporative und sympathetische Kühlmethoden zurückgegriffen.

Dies zeigt deutlich, daß im Hinblick auf eine makroskopische Besetzung des Grundzustands im Gitter eine alternative Kühlung der Atome unabdingbar ist. Eine aussichtsreiche Methode mit rein optischen Methoden die Bose-Einstein-Kondensation zu erreichen, besteht im Raman-Seitenbandkühlen, das ausführlicher im Ausblick beschrieben wird. Die ersten Schritte in dieser Richtung wird mit der Realisierung von Doppler-sensitiven Ramanübergängen in Kapitel 6.2.2 beschrieben.

Kapitel 5

Auflösen und Adressieren von Atomen in einzelnen Gitterplätzen

Lokalisierte Wellenpakete, die in den konservativen Mikrofallen eines optischen Gitters oszillieren, sind vielversprechende Systeme, um fundamentale Fragen zur Quantenzustandspräparation, kohärenten Zustandsmanipulation sowie zur Dekohärenz von makroskopischen Überlagerungszuständen zu untersuchen [52]. Bislang wurde die atomare Lokalisierung in optischen Gittern ausschließlich mit indirekten Methoden untersucht, wie z.B. der stimulierten Raman-Spektroskopie [54] oder der Bragg-Streuung [55]. In nahresonanten optischen Gittern, bei denen die Gitterperiode in der Größenordnung der halben Wellenlänge des atomaren Übergangs liegt, ist ein direktes Auflösen von Atomen in einzelnen Gitterplätzen nur sehr schwer zu erreichen, während dies für das CO₂-Laser-Gitter mit seinem großen Gitterabstand von 5.3 μm in dieser Arbeit erstmals gelungen ist [56]. Damit steht eine alternative, direkte Methode für Untersuchungen zur Verfügung, mit der vor allem lokale und nicht nur globale Aspekte betrachtet werden können. Zur Beobachtung von Transportphänomenen [53] wie z.B. dem Tunneln von Atomen zwischen benachbarten Gitterplätzen oder zur Untersuchungen von Fragen aus der Festkörperphysik, die in nahresonanten Gittern durchgeführt werden können, eignet sich das CO₂-Laser-Gitter weniger. Hier überlappen sich die atomaren Wellenfunktionen benachbarter Gitterplätze aufgrund des großen Gitterabstands praktisch nicht und können damit kaum wechselwirken.

Insbesondere wird die Fähigkeit, Atome in einzelnen Gitterplätzen aufzulösen und sogar einzel anzusprechen zu können, angesichts kürzlich erschienener Veröffentlichungen [57, 58, 59] wichtig. In ihnen wird vorgeschlagen, zwischen einzelnen Atomen, deren internen Zuständen ein „Quantenbit“ zugeordnet wird und die sich im Grundzustand benachbarter Gitterplätze befinden, quantenlogische Operationen („Quantengatter“) auszuführen. Ein Vorteil dieser Systeme liegt darin, daß in weitverstimmten optischen Gittern neutrale Atome nur sehr schwach an die Umgebung koppeln, so daß die Dekohärenzrate sehr gering gehalten werden kann. Gleichzeitig stehen durch die Möglichkeit, Operationen parallel an sehr vielen Quantenbits auszuführen, sehr effektive Schemata zur Verfügung, die Dekohärenz durch Quanten-Fehlerkorrekturen [60] und Fehler-tolerante-Berechnungen [61] weiter zu vermindern. Die Präparation und das Auslesen einzelner Quantenbits erfor-

dert jedoch die Möglichkeit, die Atome individuell durch eine geeignete Folge von Lichtpulsen anzusprechen. Erste Schritte zur Adressierung einzelner Atome gelingen ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit [56]. Eine detailliertere Beschreibung der physikalischen Realisierung eines Quantengatters in optischen Gittern findet sich im Ausblick (Kap.7).

Bisher gelang es in anderen Experimenten nur, weit größere Gitterstrukturen aufzulösen. Durch Abbilden eines Phasengitters mit Hilfe eines YAG-Lasers wurden kalte Cäsiumatome in einem zweidimensionalen hexagonalen Gitter der Periode von $29\text{ }\mu\text{m}$ gefangen und durch eine Absorptionsabbildung sichtbar gemacht [63]. Ebenso wurde die Superperiode eines bichromatischen dreidimensionalen Gitters mit einem Gitterabstand von $21\text{ }\mu\text{m}$ aufgelöst, das aus der Schwebungsfrequenz zweier Lichtwellen mit leicht unterschiedlicher Wellenlänge entsteht [64].

Das Kapitel gliedert sich, wie folgt. Zuerst wird der experimentelle Aufbau für die weiteren Experimente dargestellt, wobei der Schwerpunkt auf der Beschreibung des Abbildungssystems liegt. Im nächsten Abschnitt 5.2 wird das optische Auflösen von Atomen in einzelnen Gitterplätzen beschrieben. Aus dem in den Aufnahmen beobachteten Kontrast wird das Auflösungsvermögen des Abbildungssystems abgeschätzt, sowie eine Methode der Temperaturmessung vorgestellt, die auf dem Zerfall des Kontrastes bei freier Expansion der gefangenen Atome beruht. Das Adressieren der Atome in einzelnen Gitterplätze durch einen fokussierten Lichtstrahl steht im Zentrum des Abschnitts 5.3.

5.1 Experimenteller Aufbau

Die Präparation der kalten Atome im optischen Gitter sowie deren Charakterisierung ist bereits in den Kapiteln 3 und 4 beschrieben worden. Hier soll das optische Abbildungssystem vorgestellt werden, das es ermöglicht, Atome in einzelnen Gitterplätzen aufzulösen und in gezielter Weise zu manipulieren. Da im Hinblick auf weiter Experimente in Richtung Quantencomputer ein Einzelatommachweis angestrebt wird, wurde von uns von Anfang an die sensitivere Fluoreszenzabbildung gegenüber der in anderen Experimenten verwendeten Absorptionsabbildung vorgezogen. Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abb. 5.1 dargestellt. Zentraler Bestandteil des Abbildungssystems ist ein Mikroskop (Questar, QM100 long distance microscope), welches sich 10 cm von der Falle entfernt außerhalb des Vakuumsystems befindet und die Fluoreszenz der gefangenen Atome auf eine verstärkende CCD-Kamera abbildet (ICCD-Kamera, Princeton Instruments). Mit diesem Mikroskop, dessen Konstruktion in Abb. 5.1 angedeutet ist, erreicht man eine achtfache Vergrößerung des Bildes. Dies ist aber zum Auflösen von Strukturen der Größenordnung $5\text{ }\mu\text{m}$ aufgrund des beschränkten Auflösungsvermögens der ICCD-Kamera noch nicht ausreichend. Die ICCD-Kamera enthält einen Bildverstärker, bestehend aus einer Photokathode, einer Vielkanalplatte (MCP), sowie einem Phosphorschirm. Die Photoelektronen der Photokathode werden in der Vielkanalplatte bis zu einem Faktor 150 verstärkt und auf den Phosphorschirm abgebildet. Die entstehenden Photonen werden über ein Lichtfaserbündel auf den gekühlten CCD-Chip geführt. Diese Konstruktion, die die Sensitivität der Kamera enorm erhöht, beschränkt aber gleichzeitig deren Auflösung trotz

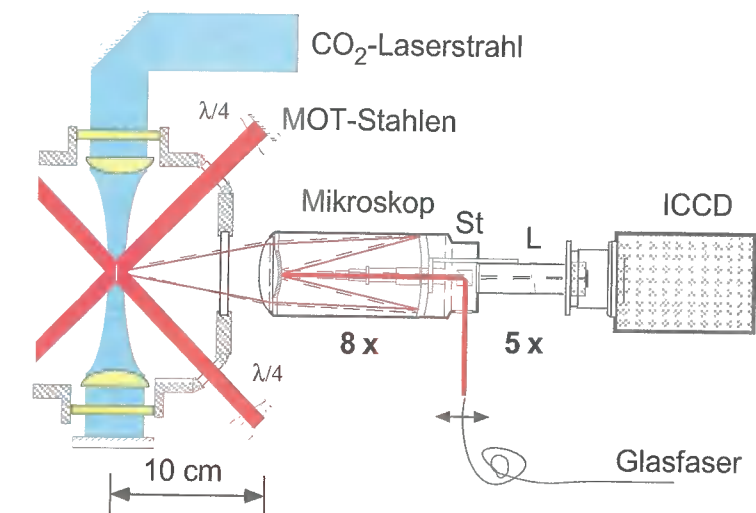


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus (St: Strahlteilerplatte, L: Linse)

der Pixelgröße des Chips von $22.4\text{ }\mu\text{m}$ auf $80\text{ }\mu\text{m}$ [66]. Aus diesem Grund wurde nach dem Mikroskop eine bikonkave Linse ($f = -50\text{ mm}$) eingefügt, die sich 6 cm vor den Bildverstärker befindet. Diese Linse vergrößert das Bild um einen weiteren Faktor 5. Mit dieser insgesamt 40-fachen Vergrößerung kann ein Bildausschnitt von $346\text{ }\mu\text{m} \times 230\text{ }\mu\text{m}$ abgebildet werden. Die Kamera erlaubt somit ein prinzipielles Auflösungsvermögen bis auf etwa $2\text{ }\mu\text{m}$. Eine weitere Begrenzung stellt aber sicher das Mikroskop dar, das für sichtbare Wellenlängen konzipiert ist. Die Quanteneffizienz des gesamten optischen Systems setzt sich aus der Detektionseffizienz der ICCD-Kamera ($\eta_{kam} \approx 20\%$), dem Raumwinkel des Mikroskops ($\eta_{sol} \approx 2\%$) und Verlusten im Mikroskop ($\eta_{trans} \approx 75\%$) zusammen und beträgt theoretisch $\eta_{ges} = 3 \cdot 10^{-3}$. Die mit dem Abbildungssystem beobachtete Zahl von Fluoreszenz-Photonen liegt etwa eine Faktor 6 unter dieser Abschätzung.

Im Mikroskop befindet sich eine klappbare Strahlteilerplatte, die es erlaubt, resonantes Licht über eine Glasfaser in den Aufbau einzukoppeln und auf einen kleinen Bereich des optischen Gitters abzubilden. Da der optische Zugang zu diesem Ausgang des konfokalen Mikroskops eingeschränkt ist (Durchmesser der Öffnung 2 cm , Abstand des Bildes vom Strahlteiler 11 cm), ist der minimal erreichbare Fokusbereich, der auf das Gitter abgebildet werden kann, auf $70\text{ }\mu\text{m}$ limitiert. An der Stelle des optischen Gitters erwartet man deshalb eine minimale Fokusgröße von $9\text{ }\mu\text{m}$. In die Faser wird über einen akusto-optischen Modulator das Licht eines zusätzlichen Diodenlasers eingekoppelt, der auf den Übergang $F=3$ nach $F'=4$ stabilisiert ist. Am Ausgang der Faser steht eine Leistung von 3 mW zur Verfügung. Die Position des Faserendes und damit auch die Position des Laserfokus im optischen Gitter lässt sich über einen dreiaxigen Verschiebetisch gezielt verändern. Damit stehen zwei Belichtungsverfahren zur Verfügung. Mit den MOT-Laserstrahlen sind

Gesamtaufnahmen des Gitters möglich, während das Licht aus der Glasfaser eine lokale Beleuchtung der Atome im Gitter erlaubt ist.

5.2 Auflösen einzelner Gitterplätze

Um das optische Gitter abzubilden, wurde die Leistung des CO₂-Laser auf $P = 4$ W reduziert, was zu tieferen Temperaturen führt. Das Gitter wird wie in Kap. 3.4 beschrieben mit kalten ⁸⁵Rb-Atomen geladen. Nach einer Wartezeit von 100 ms, während der die Atome thermalisieren, wird der CO₂-Fallenlaserstrahl ausgeschaltet, die MOT-Laserstrahlen zur globalen Belichtung für eine Zeit von 20 μ s angepulst und die Fluoreszenz der Atome mit der ICCD-Kamera aufgenommen. Dabei ist der Kühllaser resonant mit dem zyklischen Übergang $F=3$ nach $F'=4$ und es wird neben dem Kühllicht auch das Licht des Rückpumpasers eingestrahlt. Abb. 5.2(a) zeigt das Bild von 50 aufsummierten Aufnahmen, wobei das Untergrundsignal aufgrund der Dunkelstromzählrate des CCD-Chips und des Streulichts schon abgezogen wurde. Der CO₂-Laserstrahl verläuft in der Abbildung horizontal. Man erkennt, daß die Atome in pfannkuchenartig geformten Mikrofallen lokalisiert sind, die sich mit einer Periode von 5.3 μ m wiederholen. Aus der gleichzeitigen Aufnahme des Fluoreszenzsignals mit der Photodiode erhält man die Gesamtzahl der gefangenen Atome. Damit kann man ermitteln, daß sich in jeder Mikrofalle bis zu 500 Atome befinden. In Abb. 5.2(b) ist zusätzlich ein Querschnitt entlang der Gitterachse des linken Bildes gezeigt.

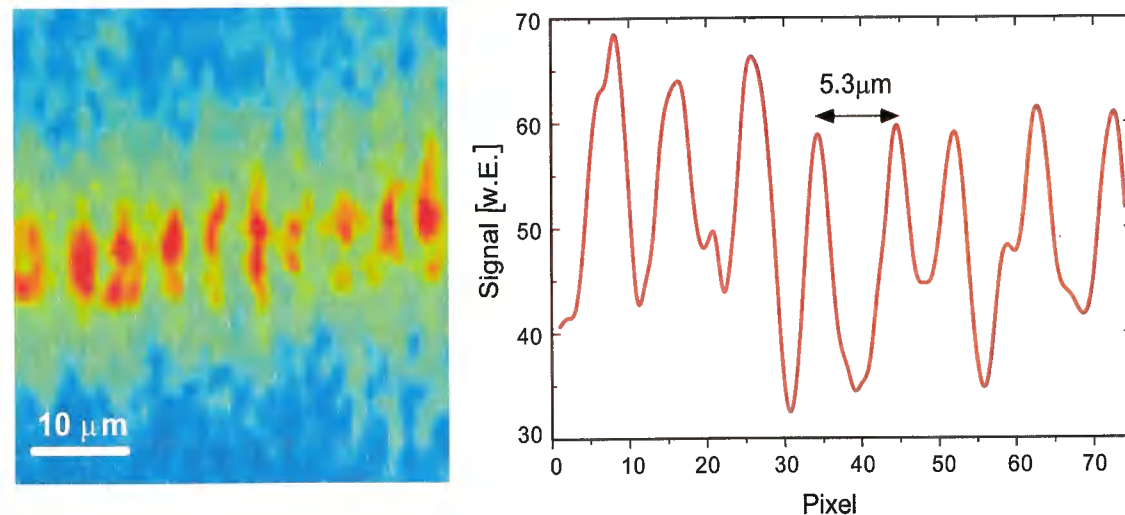


Abbildung 5.2: (a) Fluoreszenzbild der im eindimensionalen Gitter gefangenen Rubidiumatome. Die Periode des Stehwellenfeldes beträgt 5.3 μ m; der CO₂-Laserstrahl ist horizontal orientiert. (b) Querschnitt des linken Bildes, normiert auf die halbe durchschnittliche Signalthöhe.

Auflösungsvermögen

Aus der Auswertung von Abb. 5.2(b) erhält man einen Kontrast von $C = 32(5)\%$, wobei dieser definiert wurde als $C = (I_{Max} - I_{Min}) / (I_{Max} + I_{Min})$. Die Abweichung vom erwarteten Kontrast von 100% hat zwei Gründe. Zum einen ist der reduzierte Wert auf ein begrenztes Auflösungsvermögen des Abbildungssystems zurückzuführen. Weiterhin spielt auch die Expansion der Atome nach dem Ausschalten der Falle eine Rolle, was im nächsten Abschnitt genauer untersucht werden soll. Um das Auflösungsvermögen des optischen Gesamtsystems zu bestimmen, sei die folgende einfache Abschätzung gemacht. Aus den gemessenen Vibrationsfrequenzen und der Temperatur der Atome ($T=52$ μ K für diese Aufnahmen) kann man mit Hilfe des Virialsatzes $k_B T / 2 = m \omega_i^2 \sigma_i^2 / 2$ die Ausdehnung der Atomwolke im näherungsweise harmonischen Fallenpotential berechnen. Die so abgeleitete radiale Breite $\sigma_r^{theo} = 5.2$ μ m stimmt mit der gemessenen Halbwertsbreite von $\sigma_r^{exp} = 6.8(7)$ μ m im Rahmen der Fehlergrenzen mäßig gut überein, wobei eine gaußförmige Dichteverteilung in der Mikrofalle angenommen wurde. Die berechnete axiale Breite der Atomwolke $\sigma_z^{theo} = 0.4$ μ m würde zu einem Kontrast von 100% in Abb. 5.2(b) führen, da die Breite viel kleiner als die Gitterperiodizität ist. Nimmt man an, daß der beobachtete verminderte Kontrast hauptsächlich von der endlichen Auflösung des Abbildungssystems herrührt¹, so kann man das theoretisch zu erwartende Fluoreszenzbild mit einer Gaußschen Verbreiterung falten, die einer endlichen Auflösung entspricht. Paßt man dieses einfache Modell numerisch an den Querschnitt in Abb. 5.2 (b) an, so ergibt sich ein räumliches Auflösungsvermögen² des Abbildungssystems von $\sigma_{res} = 1.9(3)$ μ m, was gut mit den Abschätzungen in Abschnitt 5.1 übereinstimmt.

Zerfall des Kontrasts

Prinzipiell kann die thermische Expansion der Atome ebenso zu einer Minderung des beobachteten Kontrasts führen, da die Gitterperiodizität sehr klein ist. Die thermische Ausdehnung der Atome nach Abschalten des Fallenpotentials begrenzt die Zeit, die für eine Belichtung der Atomwolke zu Verfügung steht. Abb. 5.3(a) zeigt eine Simulation der atomaren Dichteverteilung entlang der axialen Fallenachse für verschiedene Expansionszeiten: $t=0, 10, 20, 30$ μ s nach Ausschalten des Fallenlasers. Es wurde eine anfänglich gaußförmige Dichteverteilung der Atome angenommen, die die oben angegebene Breite $2\sigma_z^{theo}$ besitzt. Die zeitliche Entwicklung der Dichteverteilung ergibt sich aus

$$\rho(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{((x - n\lambda_{CO_2}/2)^2)}{2(\sigma_z^{theo} + (k_B T/m)t^2)} \right) / \sqrt{\sigma_z^{theo} + (k_B T/m)t^2}. \quad (5.1)$$

Aus Abb. 5.3(a) erkennt man, daß der Kontrast nach 30 μ s bereits so stark abgefallen ist, daß experimentell bei einer solch langen integrierenden Belichtung keine Periodizität mehr zu erkennen wäre. Im Experiment wird deshalb als Aufnahmezeit 20 μ s gewählt.

¹Was aufgrund der vergleichsweise kurzen Belichtungszeit gerechtfertigt ist.

²Als Maß des Auflösungsvermögens wird dabei die halbe Halbwertsbreite σ_{res} der zur Faltung benutzten Gaußfunktion benutzt.

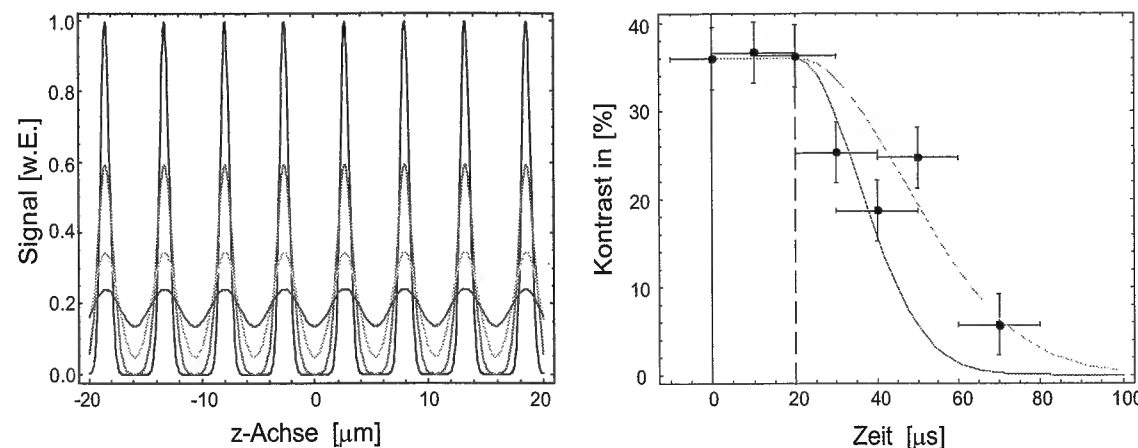


Abbildung 5.3: Zerfall des Kontrastes: (a) Simulation der Expansion der Dichteverteilung für Atome der Temperatur $T=30\text{ }\mu\text{K}$. Die Kurven zeigen jeweils den Zeitpunkt $t=0, 10, 20, 30\text{ }\mu\text{s}$ nach Ausschalten des Gitters (von oben nach unten). (b) Experimentell beobachteter Zerfall des Kontrastes nach Ausschalten des Gitters. Die Punkte sind die gemessenen Kontrastwerte bei Belichtung zur Zeit t . Die eingezeichneten Kurven wurden für unterschiedliche atomare Temperaturen berechnet. Für die linke Kurve wurde eine atomare Temperatur von $T=30\text{ }\mu\text{K}$ angenommen, für die rechte $T=10\text{ }\mu\text{K}$.

Der Zerfall des Kontrastes kann auch experimentell beobachtet werden. Abb. 5.3(b) zeigt den gemessenen Kontrast der Fluoreszenzbilder, die zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach dem Ausschalten des Gitters aufgenommen wurden und aus denen der Kontrast ermittelt wurde³ (Punkte). Die Belichtungszeit betrug für alle diese Messungen $20\text{ }\mu\text{s}$. Um eine Abschätzung der Temperatur der gefangenen Atome in z-Richtung zu erlauben, sind in Abb. 5.3(b) die simulierten zeitlichen Entwicklungen des Kontrastes eingezeichnet, die einer Temperatur der Atome von $T=30\text{ }\mu\text{K}$ (links) und $T=10\text{ }\mu\text{K}$ (rechts) entsprechen. Die Tatsache, daß der Kontrastabfall erst ab einer Zeit von $20\text{ }\mu\text{s}$ auftritt, ist vermutlich auf ein verzögertes Abschalten des Gitterlasers zurückzuführen, die durch die Radiofrequenzsteuerung des AOM-Treibers verursacht wird.

Prinzipiell läßt sich die Temperatur der Atome damit auch über den Zerfall des Kontrastes bestimmen. Genauere und auch experimentell schnellere Messungen sind aber mit der Flugzeitmethode (Kap. 4.3), die aber in z-Richtung keine lokalen Temperaturmessungen erlauben, oder mit den im nächsten Kapitel beschriebenen Doppler-sensitiven Ramanübergängen möglich.

³Dabei wurden nicht die simulierten Dichteverteilungen aus Gl. 5.3(a) angepaßt, sondern jeweils die Amplitude der Fourierkomponente bei der Gitterperiode als Maß des Kontrastes genommen.

5.3 Selektive Manipulation von Atomen in einzelnen Gitterplätzen

Gelingt es mit einem Abbildungssystem, das optische Gitter aufzulösen, so sollte es auch möglich sein, durch „Umkehrung des Strahlengangs“ ähnlich kleine Strukturen auf das ursprüngliche Gitter abzubilden. In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie mit Hilfe eines Aufbaus, der weitgehend einem konfokalen Mikroskops entspricht, Atome in einzelnen Gitterplätzen selektiv mit resonanten Lichtpulsen beleuchtet wird.

Das Laden der Atome, sowie die globale Belichtung der gefangenen Atome geschieht wie im vorigen Abschnitt beschrieben. Abb. 5.4(a) zeigt zunächst ein Bild des Gitters ohne Manipulationen, das durch Beleuchten der gefangenen Atome mit den MOT-Strahlen aufgenommen wurde. Für diese Messung blieb - im Gegensatz zu den in Kap. 5.2 beschriebenen - der CO_2 -Fallenlaser während der gesamten Aufnahme eingeschaltet, welches nun Belichtungszeiten bis zu $100\text{ }\mu\text{s}$ erlaubt. Um die Zahl der gestreuten Photonen zu maximieren, wird die Frequenz des Kühllasers so gewählt, daß Licht resonant mit dem $F=3$ nach $F'=4$ Übergang der gefangenen Atome ist. Dieser Übergang ist durch die Lichtverschiebung um einige Linienbreiten gegenüber freien Atomen verschoben. Abb. 5.4(b) zeigt dagegen ein Bild des Gitters nach lokaler Belichtung: Resonantes Licht mit einer Leistung um $10\text{ }\mu\text{W}$ wird durch die optische Faser geschickt und durch das konfokale Mikroskop auf einen einzelnen Gitterplatz fokussiert. Gleichzeitig wird die gesamte atomare Wolke mit Licht des MOT-Rückpump lasers beleuchtet. Im Bild sind Atome zu sehen, die in einem einzelnen Gitterplatz lokalisiert sind, während die Fluoreszenz von Atomen benachbarter Gitterplätze um einen Faktor $2.3(2)$ unterdrückt ist. Um festzustellen, inwieweit sich die nächsten Gitterplätze durch den fokussierten Laserstrahl entfernen lassen, wurde folgendes Experiment durchgeführt. Nach dem Laden der Atome in die Falle, wird ein $10\text{ }\mu\text{s}$ kurzer Lichtpuls durch die Faser geschickt, der dieselbe Frequenz aber eine 20-fach höhere Intensität wie in der vorigen Realisierung hat. Wiederum wurde zusätzlich Rückpumplicht durch die MOT-Strahlen eingestrahlt. Abb. 5.4(c) zeigt die Atome im Gitter nach einem solchen Lichtpuls, wobei für diese Aufnahme die gesamte Atomwolke mittels der MOT-Strahlen auf dem zyklischen Übergang beleuchtet wird. Die Atome eines einzelnen Gitterplatzes werden fast völlig entfernt, während die benachbarten Plätze weit weniger beeinflusst werden. Aus dem Anpassen einer Gaußfunktion erhält man einen $1/e$ -Durchmesser des Fokus von $9.0(2)\text{ }\mu\text{m}$. Dies ist größer als die Periodizität des Gitters, stimmt aber mit der Abschätzung in Abschnitt 5.1 überein. Die Atome müssen einem relativ intensiven Lichtpuls ausgesetzt werden, um auch stark gebundene Atome aus dem Gitterplatz zu entfernen. Die Atome in benachbarten Gitterplätzen, die weniger stark gefangen sind, können daher leicht vom Ausläufer des abgebildeten Fokus aus ihrer Mikrofalle entfernt werden. In einer zukünftigen Anwendung des Adressierungslasers für die Präparation von Quantenbits bzw. Ein-Quantenbit-Operationen (siehe Kap. 7.2) sind sehr viel geringere Intensitäten nötig, so daß die störende Wechselwirkung des Lichtfelds mit benachbarten Gitterplätzen deutlich geringer ausfallen sollte.

Indem die Position der optischen Faser entlang der axialen Richtung des Gitters durch eine Mikrometerschraube variiert wird, gelingt es innerhalb unseres Bildausschnitts von

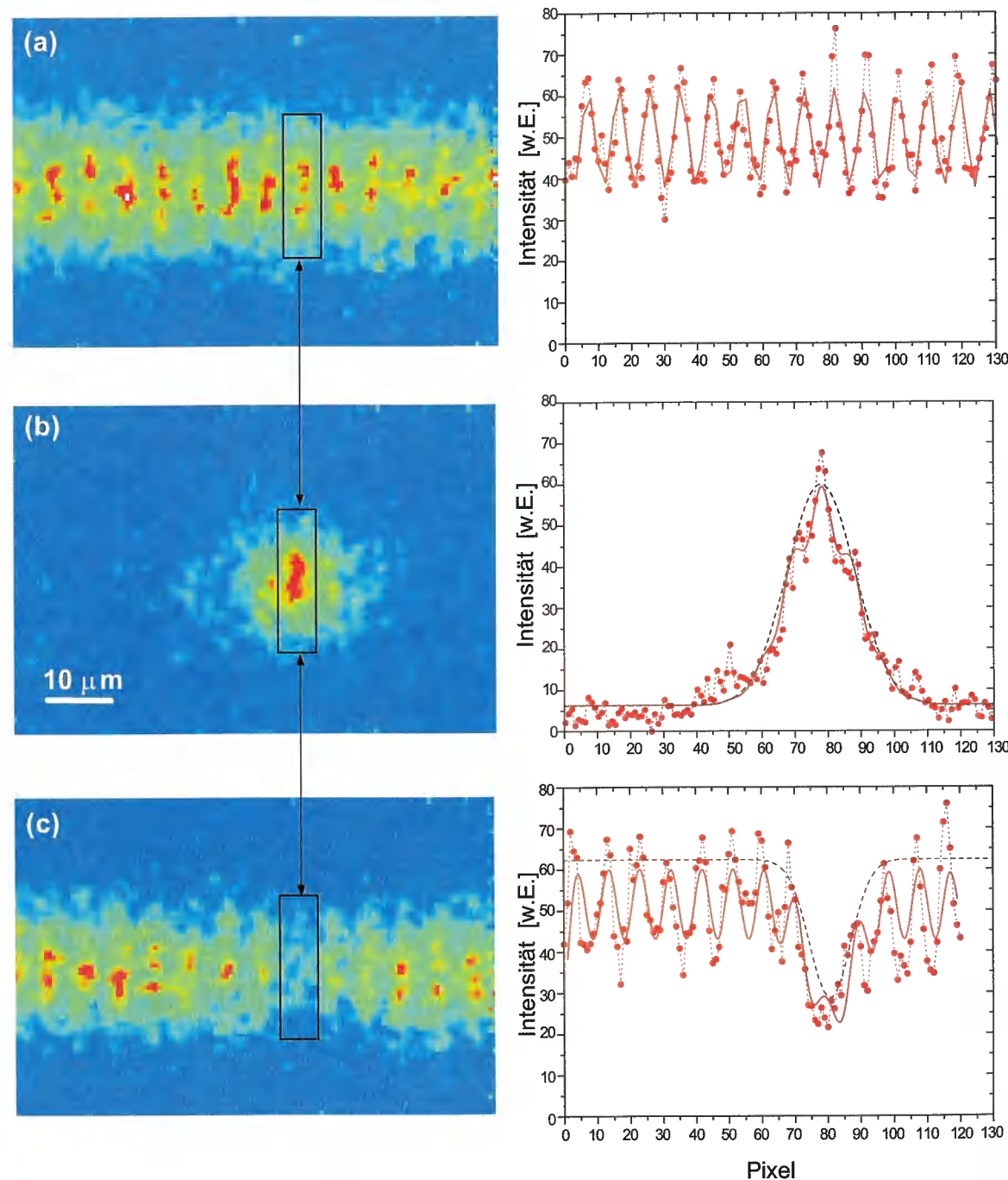


Abbildung 5.4: Fluoreszenzbilder des Gitters mit den entsprechenden longitudinalen Querschnitten. (a) Ohne Manipulation der Atome. (b) Nur die Atome eines Gitterplatzes wurden mit resonantem Licht beleuchtet. (c) Gitter nach Entfernen der Atome eines Gitterplatzes.

ungefähr 60 Mikrofallen verschiedene einzelne Gitterplätze zu adressieren.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals die Lokalisierung von Atomen im Stehwellenfeld einer Lichtwelle mittels direkter Beobachtung nachgewiesen werden. Es gelang, Atomwolken in einzelnen Mikrofallen eines CO_2 -Laser-Gitters aufzulösen und diese durch resonante Lichtpulse zu adressieren und zu manipulieren.

Für weitere Arbeiten wäre ein Nachweis einzelner Atome in den Gitterplätzen nötig. Hierzu wäre allerdings ein verbessertes optisches Abbildungssystem erforderlich. Durch Konstruktion eines geeigneten Objektivs, das einen größeren Raumwinkel abdeckt und für die Wellenlänge der Fluoreszenz der Rubidiumatome bei 780 nm optimiert ist, läßt sich die Quanteneffizienz sicherlich um einen Faktor 5 steigern. Zum anderen wäre sicherlich eine Erhöhung der Selektivität wünschenswert. Hierzu wäre ein Mikroskop notwendig, das eine höhere Vergrößerung aufweist (z.B. 100x) und für die Fluoreszenz-Wellenlänge der Rubidiumatome bei 780 nm optimiert ist. Auch sollte dann eine Anordnung des Strahlteiler des konfokalen Mikroskops kurz vor der ICCD-Kamera gelingen, die keine Begrenzung der Auflösung durch Aperturen aufweist.

Die erforderlichen nächsten Schritte in Richtung Quantencomputer sind das Kühlen einzelner Atome in den Grundzustand einer Mikrofalle. Ein aktives Reduzieren der Atomzahl auf ein einzelnes Atom pro Gitterplatz könnte durch eine ortsselektive Detektion sowie einer selektive Beleuchtung, die Verluste induziert, erreicht werden. Die Zahl einzelner Atome konnten bereits in Experimenten aus dem Fluoreszenzniveau exakt bestimmt werden [65]. In weitergehenden Experimenten, die nicht auf Einzelatome in den Gitterplätzen angewiesen sind, könnten z.B. Superpositionszustände und deren Kohärenz mit Lichtpulsen in einer zeitlichen Ramsey-Anordnung untersucht werden.

Kapitel 6

Mehrphotonen-Ramanübergänge

In einem atomaren System, das intensiven Lichtfeldern ausgesetzt ist, können Mehrphotonen-Übergänge stattfinden [67]. Ist das Licht in Resonanz mit dem entsprechenden Einzelübergängen, so erfolgt der Transfer vom Anfangszustand über einen oder mehrere Zwischenzustände zum Endzustand sequentiell, d.h. der Absorption des ersten Photons folgt die des zweiten und so weiter. Ist das Lichtfeld jedoch bezüglich der Übergänge zu möglichen Zwischenzuständen verstimmt, während aber gleichzeitig die Resonanzbedingung insgesamt zwischen Anfangs- und Endzustand erfüllt bleibt, so werden die Photonen simultan absorbiert. Mathematisch kann man dann alle Zwischenzustände adiabatisch eliminieren und das System auf ein effektives Zweiniveau-System reduzieren, wobei die virtuellen Zwischenniveaus und die Verstimmung nur in die Übergangswahrscheinlichkeit eingehen. Dieser nichtresonante Fall wird gewöhnlich als Multiphotonen-Spektroskopie bezeichnet und ist sowohl im Radiowellenbereich [68, 69] als auch für optische Wellenlängen [70] bekannt. Experimentelle Realisierungen beinhalten z.B. die Doppler-freie Zweiphotonen-Spektroskopie, die Raman-Spektroskopie und das Entstehen von Dopplerson-Resonanzen [67, 71]. Vielphotonen Ramanübergänge sind experimentell in N -Wellenmischung in Flammen [72, 73] und auch bei der Ramanspektroskopie in optischen Gittern [74, 75] beobachtet worden.

In diesem Kapitel sollen gepulste Multiphotonen-Ramanübergänge beschrieben werden, die an kalten, in der CO_2 -Laser Dipolfalle gefangenen Rubidiumatomen durchgeführt werden [76]. Dabei werden Übergänge zwischen zwei Zeeman-Grundzustandsniveaus beobachtet, bei denen bei moderaten Laserleistungen von wenigen hundert Milliwatt bis zu 50 Photonen beteiligt sind. Die Multiphotonen-Resonanzen werden bei Subharmonischen der Laserdifferenzfrequenz beobachtet, die für den Zweiphotonen-Ramanübergang benötigt wird. Untersucht man die Linienbreiten der Vielphotonenübergänge für endliche Wechselwirkungszeiten, so kann im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden, daß die Breiten der Subharmonischen deutlich unterhalb des Fourier-Breite der Pulseinhüllenden liegen. Diese Linienverschmälerung läßt sich dadurch erklären, daß die Photonen gleichzeitig absorbiert und emittiert werden. Die Heisenbergsche Unschärferelation zwischen Energie und Zeit muß daher für den Vielphotonenzustand als ganzes und nicht nur für die Pulseinhüllende an sich betrachtet werden, und ist damit also nicht verletzt.

Im theoretischen Teil dieses Kapitels werden zuerst gepulste Doppler-abhängige und Doppler-unabhängige Ramanübergänge in einem Dreineau-System ausführlich beschrieben, bevor dann ein einfaches störungstheoretisches Modell für das Auftreten der Vielphotonen-Ramanübergänge hergeleitet wird. Es folgt die Ableitung der Linienbreiten der Subharmonischen für eine Reihe von verschiedenen Pulsformen. Der experimentelle Teil beschreibt die Präparation der Atome, die Ramanübergänge, sowie anschließend deren Detektion. Die Ergebnisse der Experimente, insbesondere die gemessenen Linienbreiten der Subharmonischen, werden zum Schluß dargestellt und interpretiert.

6.1 Theorie

6.1.1 Stimulierte Ramanübergänge

Zuerst sollen einige Eigenschaften der Doppler-freien und Doppler-abhängigen Zweiphotonen-Ramanübergänge betrachtet werden [77]. Der Hamiltonoperator für das Dreineau-System, das in Abb. 6.1 schematisch dargestellt ist, lautet

$$H = \hbar\omega_1^A |1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2^A |2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_i^A |i\rangle\langle i| + \mathcal{V}. \quad (6.1)$$

Dabei bezeichnet $\mathcal{V}$ die Wechselwirkung des Atoms mit dem Laserfeld und die $\hbar\omega_j^A$ stellen die internen Energien der einzelnen Zustände $|j\rangle$ dar. In der Dipol-Näherung ist die

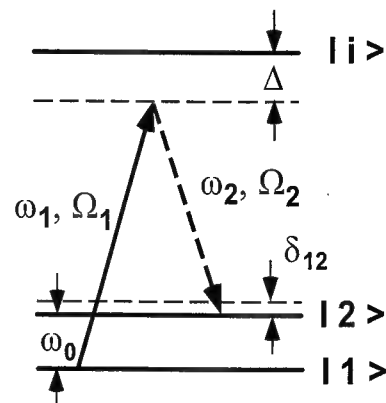


Abbildung 6.1: Energiediagramm für stimulierte Ramanübergänge zwischen zwei Grundzustandsniveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ und einem Zwischenniveau $|i\rangle$.

Wechselwirkung durch $\mathcal{V} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$ gegeben, wobei die Raman-Lichtfelder als

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 = E_1 \mathbf{e}_1 \cos(\mathbf{k}_1 \mathbf{x} - \omega_1 t) + E_2 \mathbf{e}_2 \cos(\mathbf{k}_2 \mathbf{x} - \omega_2 t) \quad (6.2)$$

geschrieben werden können. Hierbei bezeichnet $\mathbf{e}_j$ die Polarisation, ω_j die Frequenz und $\mathbf{k}_j$ den Wellenvektor der entsprechenden Komponente des Ramanlichtfelds.

6.1. THEORIE

Entwickelt man nun im Wechselwirkungsbild in Impulseigenzuständen der freien Atome, so werden Lösungen der Schrödinger-Gleichung der Form

$$|\psi(t)\rangle = \int d\mathbf{p} \sum_{j=1,2,i} a_{j,\mathbf{p}}(t) e^{-i(\omega_j^A + \mathbf{p}^2/2m)t} |j, \mathbf{p}\rangle \quad (6.3)$$

gesucht. Hierbei beschreibt $|j, \mathbf{p}\rangle$ ein Atom im internen Zustand $|j\rangle$ mit Impuls $\mathbf{p}$. Für einen bestimmten Impuls reduziert sich die Schrödingergleichung in der Drehwellennäherung ($\omega_1, \omega_2 \sim \omega_i^A$) auf folgendes gekoppeltes Gleichungssystem für die zeitabhängigen Koeffizienten $a_{j,\mathbf{p}}$:

$$\begin{aligned} \dot{a}_{1,\mathbf{p}} &= \frac{i}{2} e^{i\Delta_1 t} \Omega_{1i}^* a_{i,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_1}, \\ \dot{a}_{i,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_1} &= \frac{i}{2} e^{-i\Delta_1 t} \Omega_{i1} a_{1,\mathbf{p}} + \frac{i}{2} e^{-i\Delta_2 t} \Omega_{i2} a_{2,\mathbf{p}+\hbar(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)}, \\ \dot{a}_{2,\mathbf{p}+\hbar(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)} &= \frac{i}{2} e^{i\Delta_2 t} \Omega_{2i}^* a_{i,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_1}. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Dabei wird die Rabi-Frequenz $\Omega_{k,j} = \langle k | \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_j | j \rangle / \hbar$ und die relative Verstimmung der einzelnen Ramanstrahlen $\Delta_j = (\omega_j^A - \omega_i^A - \omega_j) + \mathbf{p}_j^2/2m - \mathbf{p}_i^2/2m$ ($j = 1, 2$) zu den einzelnen atomaren Übergängen eingeführt. Dem Zustand $|i\rangle$ wird der Impuls $\mathbf{p}$ und der Rückstoß $\hbar\mathbf{k}_1$ zugeordnet, dem Zustand $|2\rangle$ nach Absorption und stimulierter Emission der Impuls $\mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$. Wir nehmen an, daß die Verstimmung Δ ausreichend groß ist, so daß spontane Emission vernachlässigt werden kann.

Adiabatische Elimination des Zwischenniveaus $|i\rangle$ führt dann auf die bekannten Gleichungen für ein Zweineau-System unter Einfluß eines Lichtfelds

$$\begin{aligned} \dot{a}_{1,\mathbf{p}} &\approx -\frac{i}{2} \Omega_{ac,1} a_{1,\mathbf{p}} - \frac{i}{2} e^{i\delta_{12} t} \Omega_{Ram} a_{2,\mathbf{p}+\hbar(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)} \\ \dot{a}_{2,\mathbf{p}+\hbar(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)} &\approx -\frac{i}{2} e^{-i\delta_{12} t} \Omega_{Ram}^* a_{1,\mathbf{p}} - \frac{i}{2} \Omega_{ac,2} a_{2,\mathbf{p}+\hbar(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)}, \end{aligned} \quad (6.5)$$

mit der effektiven Rabi-Frequenz $\Omega_{Ram} = \Omega_{2i}^* \Omega_{i1} / (2\Delta)$. Die Lichtfelder bewirken weiterhin eine Verschiebung der Energieniveaus der beiden Grundzustände, die durch $\Omega_{ac,j} = |\Omega_{ji}^*|^2 / (2\Delta)$ gegeben ist, und *Lichtverschiebung* oder auch *dynamische Stark-Verschiebung* genannt wird. Die effektive Verstimmung von der Raman-Resonanzfrequenz

$$\delta_{12} = (\omega_1 - \omega_2 - \omega_0) + (\mathbf{v} \cdot (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)^2/2m) \quad (6.6)$$

hängt von der Geschwindigkeit der Atome und der Differenz der Wellenvektoren der beiden Raman-Strahlen ab.

In der Praxis sind zwei verschiedene Fälle von Bedeutung. Für kopropagierende Strahlen, d.h. für $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$, ist keine Geschwindigkeitsabhängigkeit vorhanden. Es finden Ramanübergänge statt, wenn die Differenzfrequenz der beiden Ramanstrahlen gleich der Energiedifferenz der beiden lichtverschobenen Grundzustandsniveaus ist. Ohne Berücksichtigung von Sättigungseffekten ist die beobachtete Breite der Resonanz von der Pulslänge der Ramanpulse bestimmt. Sind die Raman-Laserstrahlen jedoch gegenläufig, d.h.

$\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$, so wird die Resonanzfrequenz für den Ramanübergang Doppler-abhängig. Variiert man die Differenzfrequenz der Ramanstrahlen, so werden nur Atome einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse adressiert, die durch den Dopplereffekt in Resonanz geraten. Die atomare Geschwindigkeitsverteilung spiegelt sich damit direkt im Ramanspektrum wider. Dies ermöglicht eine sehr genaue Bestimmung der Temperatur von kalten Atomen, besonders dann wenn bei sehr kalten Temperaturen die Flugzeitmethode (siehe Kap. 4.3) aufgrund der langen Expansionszeiten nicht mehr praktikabel ist.

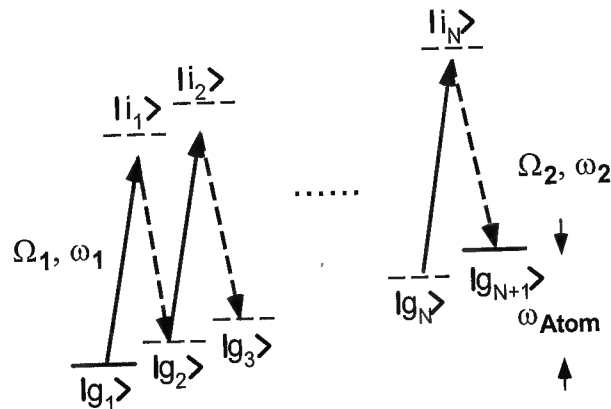


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der $2N$ -Photonen-Ramanübergänge mit den realen Anfangs- und Endzuständen $|g_1\rangle$ und $|g_{N+1}\rangle$, sowie den im theoretischen Modell benutzten Zwischenzuständen.

6.1.2 Mehrphotonen-Übergänge

Es soll nun ein einfaches Modell für Vielphotonen-Ramanübergänge vorgestellt werden, das qualitativ das Auftreten von Subharmonischen erklärt und insbesondere auch Aussagen über die Linienbreiten der beobachteten Resonanzen macht. Wir beschränken uns auf einen direkten Transfer über eine Reihe von Zwischenzuständen, wobei nur Prozesse in niedrigster Ordnung Störungstheorie betrachtet und auch alle Effekte der Lichtverschiebung außer acht gelassen werden. Das Energieschema ist in Abb. 6.2 zu sehen. Analog zur Herleitung für das reine Dreiniveau-System im vorigen Abschnitt lassen sich wieder im Wechselwirkungsbild Bewegungsgleichungen für die Populationen $a_j = \langle g_j | \psi \rangle$ der einzelnen Niveaus $|g_j\rangle$ aufstellen. Da nur Doppler-freie Ramanübergänge betrachtet werden sollen, beschränken wir uns hier auf die internen Zustände. Man erhält

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= \frac{i}{2} e^{i\Delta_{1,i_1}t} \Omega_{1,i_1}^* a_{i_1} \\ \dot{a}_{i_1} &= \frac{i}{2} e^{-i\Delta_{1,i_1}t} \Omega_{i_1,1}^* a_1 + \frac{i}{2} e^{-i\Delta_{2,i_1}t} \Omega_{i_1,2}^* a_2 \\ \dot{a}_2 &= \frac{i}{2} e^{i\Delta_{2,i_1}t} \Omega_{2,i_1}^* a_{i_1} + \frac{i}{2} e^{i\Delta_{2,i_2}t} \Omega_{2,i_2}^* a_{i_2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{a}_{i_2} &= \frac{i}{2} e^{-i\Delta_{2,i_2}t} \Omega_{i_2,2}^* a_2 + \frac{i}{2} e^{-i\Delta_{3,i_2}t} \Omega_{i_2,3}^* a_3 \\ &\vdots \\ \dot{a}_{N+1} &= \frac{i}{2} e^{i\Delta_{N+1,i_{N-1}}t} \Omega_{N+1,i_{N-1}}^* a_{i_{N-1}}, \end{aligned} \quad (6.7)$$

wobei $\Delta_{i,j} = \omega - \omega_{i,j}^A$ die Verstimmung zwischen den Niveaus i und j und ω die Differenzfrequenz der beiden Raman-Lichtfelder bezeichnet.

In einem ersten Schritt eliminieren wir adiabatisch die Zwischen-niveaus $|i_j\rangle$ und vernachlässigen im folgenden auch alle Terme, die lediglich eine Lichtverschiebung der Zustände bewirken. In einem zweiten Schritt wird nur der direkte Transfer vom Anfangszustand $|g_1\rangle$ über die Zwischen-niveaus $|g_j\rangle$ zum Endzustand $|g_{N+1}\rangle$ betrachtet. Man erhält dann aus den Gleichungen 6.7 folgendes vereinfachtes Gleichungssystem für die Amplituden a_j ($1 < j \leq N+1$)

$$\dot{a}_j(t) = -\frac{i}{2} \Omega_{Ram,j}(t) e^{i\Delta_j t} a_{j-1}(t), \quad (6.8)$$

mit der Zweiphotonen-Rabifrequenz $\Omega_{Ram,j} = |\Omega_{j,i_j}^* \Omega_{i_j,j-1}|^2 / 4\Delta_j$ und der Differenzfrequenz $\Delta_j = \omega_1 - \omega_2 - \omega_{j,j-1}^{Atom}$ zwischen den Zuständen j und $j-1$.

In einer erneuten Elimination der Zwischenzustände durch Integration der einzelnen Gleichungen reduziert sich das Differentialgleichungssystem schließlich auf das effektive Zwei-niveau-System

$$\dot{a}_{N+1}(t) = -\frac{i}{2} \Omega_{eff}(t) e^{i(N\omega - \omega_{Atom})t} a_1(t). \quad (6.9)$$

Die effektive $2N$ -Photonen-Rabifrequenz ist gegeben durch

$$\Omega_{eff}(t) = \Omega_{Ram,1}(t) \cdots \Omega_{Ram,N-1}(t) / (2^N \Delta_1 \cdots \Delta_{N-1}), \quad (6.10)$$

was sich auch näherungsweise schreiben läßt als $\Omega_{eff} \sim (\Omega_{Ram}(t))^N / \omega_{Atom}^{N-1}$. Die Resonanzbedingung für einen Ramanübergang ist nun genau dann erfüllt, wenn die Energiedifferenz der beiden Grundzustandsniveaus ein ganzzahliges Vielfaches der Differenzfrequenz der beiden Ramanstrahlen ω ist, d.h. wenn gilt $N\omega = \omega_{Atom}$.

6.1.3 Linienbreite und Pulsdauer

Es ist sowohl aus der Radiofrequenz- als auch der optischen Spektroskopie bekannt, daß eine endliche Wechselwirkungszeit $\Delta\tau$ eines Atoms mit dem Strahlungsfeld zu einer gewissen minimalen Linienbreite führt. Wenn andere Verbreiterungsmechanismen vernachlässigt werden können, ist für einen Einphotonen-Übergang die Linienbreite $\Delta\nu$ eines atomaren Übergangs durch die Fourierbreite des anregenden Pulses bestimmt. Diese fundamentale Beziehung wird auch das *Pulsdauer-Bandbreiteprodukt* genannt und ist durch die Relation $\Delta\nu \cdot \Delta\tau \sim 1$ gegeben. Die Heisenbergsche Unbestimmtheitsrelation fordert prinzipiell nun auch bei einem Mehrphotonenprozeß, daß die Energiedifferenz zwischen zwei Niveaus in

der Zeit $\Delta\tau$ mit der Genauigkeit $1/\Delta\tau$ bestimmt werden kann. Dies würde aber im betrachteten Fall der Mehrphotonen-Ramanübergänge zu einer Breite der subharmonischen Resonanzen von $1/N\Delta\tau$ führen, was unter der Fourierbreite der Pulseinhüllenden läge. Im folgenden sollen nun die Linienbreiten für gepulste Vielphotonen-Ramanübergänge aus dem im vorigen Abschnitt vorgestellten Modell abgeleitet und das Pulsdauer-Bandbreiteprodukt für verschiedene Pulseinhüllende bestimmt werden. Es wird sich zeigen, daß die Linienbreiten der Subharmonischen tatsächlich schärfer als die Fundamentale sein können, und daß das genau Skalieren der Linienbreite mit der Photonenzahl von der verwendeten Pulsform abhängt.

Unter der Annahme, daß der Ramanübergang nicht gesättigt wird (d.h. $a_1 \approx 1$ und $a_{N+1} \ll 1$ in Gl. 6.9), kann die Wahrscheinlichkeit, daß sich das Atom nach dem Puls im Endzustand $|g_{N+1}\rangle$ befindet, in erster Ordnung Störungstheorie geschrieben werden als

$$P_N(\omega) = |a_{N+1}(t \rightarrow \infty)|^2 \approx \left| \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \Omega_{eff}(t') e^{i(N\omega - \omega_{atom})t'} \right|^2. \quad (6.11)$$

Die Linienform ist also durch die Fourier-Transformation der Pulsform der effektiven Rabi-Frequenz gegeben, welche aber für einen $2N$ -Photonen-Ramanübergang der N -ten Potenz der Pulseinhüllenden entspricht. Anschließend muß die Linienbreite noch durch einen Faktor N dividiert werden.

Am einfachsten läßt sich das Phänomen der Linienverschmälerung für Mehrphotonenübergänge am Beispiel eines Rechteckpulses verstehen. Die Anregungswahrscheinlichkeit ergibt sich für diese Einhüllende nach Gl. 6.11 als die bekannte sinc-Funktion $P_N(\omega) = \sin^2[(N\omega - \omega_{atom})\Delta\tau/2] / [N\omega - \omega_{atom}]^2$. Die Halbwertsbreite (FWHM) der N -ten Multiphotonen-Resonanz ist damit durch $\Delta\omega = 2\pi/N\Delta\tau$ gegeben. Sie werden also für höhere Ordnungen immer schmaler. Für einen Gaußpuls läßt sich die Fourier-

	Pulseinhüllende $I(t)$	Linienform $S_N(\nu)$	$\Delta\nu_{1/2} \cdot \Delta\tau_{1/2}$
Gauß	$\exp(-2 \ln 2 t^2 / \tau^2)$	$\exp(-\pi^2 N \tau^2 \nu^2 / \ln 2)$	$\frac{2\sqrt{2} \ln 2}{\pi\sqrt{N}}$
Blackman	$0.42 + 0.5 \cos(2\pi(t - \tau)/\tau) + 0.08 \cos(4\pi(t - \tau)/\tau)$	(numerisch)	$\frac{0.943(1)}{N^{0.534(4)}}$
Rechteck	$\begin{cases} 1 & \text{für } t - \tau/2 \leq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$	$\frac{\sin(\pi N \tau \nu)^2}{(\pi N \nu)^2}$	$\frac{0.885892}{N} \sim \frac{1}{N}$
Hyper. Sekans	$\text{sech}(t/\tau)^2$	$\frac{\Gamma[N(1 - I\tau 2\pi\nu)] \Gamma[N(1 + I\tau 2\pi\nu)]}{\Gamma(2N)}$	$\frac{0.79745(1)}{N^{0.4226(1)}}$

Tabelle 6.1: Pulseinhüllende, Linienformen und Pulsdauer-Bandbreitenprodukte bei Vielphotonen-Ramanübergängen der Ordnung N und für einige typische Pulsformen.

Transformation ebenfalls analytisch durchführen und man findet, daß die Linienbreiten der Subharmonischen mit $1/\sqrt{N}$ skalieren ($\Delta\nu_{1/2} \cdot \Delta\tau_{1/2} = 2 \ln 2 / (\pi/\sqrt{N})$). Für einen Puls mit Blackmanform ist Gl. 6.11 nur numerisch zu lösen und das Pulsdauer-Bandbreiteprodukt ist gegeben durch $\Delta\nu_{1/2} \cdot \Delta\tau_{1/2} = 0.943(1)/N^{0.534(4)}$. Die Angaben zur expliziten Form der Pulseinhüllenden, die Linienform des $2N$ -Photonen-Ramanübergangs, sowie das jeweilige Pulsdauer-Bandbreiteprodukt für Gauß-, Blackman-, Rechteck- und Sekanspulse finden sich zusammengefaßt in Tabelle 6.1 wieder. Im gepulsten Fall kann mit allen der gezeigten Pulsformen einen Linienbreite der Subharmonischen beobachtet werden, die unterhalb der Fourier-Breite der zum Treiben der Übergänge verwendeten Lichtpulse liegt. Es sei noch erwähnt, daß bei einer kontinuierlichen Multiphotonen-Anregung ebenfalls eine Linienverschmälerung beobachtet werden kann. Diese Situation unterscheidet sich aber fundamental von der hier betrachteten, gepulsten Anregung und läßt sich intuitiv einfach dadurch erklären, daß um eine Linie mit einer endlichen Lebensdauer Γ mit N Photonen abzutasten, die einzelne Photonenenergie nur um ein $1/N$ der Linienbreite geändert werden muß.

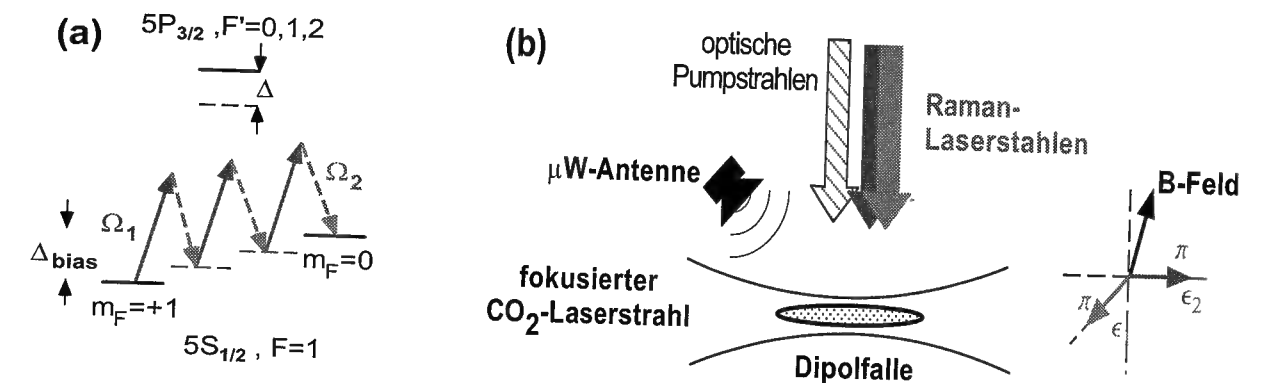


Abbildung 6.3: (a) Schema der relevanten ^{87}Rb -Zustände. Es ist die Energieerhaltung für einen Ramanübergang zwischen zwei Zeeman-Unterzuständen des Hyperfeingrundzustandes $F=1$ dargestellt, bei dem drei Photonenpaare beteiligt sind. (b) Schema des experimentellen Aufbaus. Die kleine Zeichnung zeigt die Richtung der Polarisation der Raman-Lichtstrahlen sowie des Magnetfelds.

6.2 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Untersuchung der Vielphotonen-Ramanübergänge ist weitgehend mit dem in Kap. 3 beschriebenen identisch und ist schematisch in Abb. 6.3(b) dargestellt. Zusätzlich zu den Lichtfeldern, die für die Manipulation der Atome benötigt werden, wurde die Möglichkeit implementiert, mit Mikrowellenpulsen Übergänge zwischen den Grundzustandsniveaus zu induzieren¹. Der Verlauf des Experiments gliedert sich dabei

¹Die genaue Beschreibung des Mikrowellenaufbaus findet sich im Anhang A.

in drei Abschnitte: Die Lade- und Präparationsphase, die Raman-Pulse und die anschließende Detektion.

6.2.1 Präparation der Atome

Mit einer laufenden Lichtwelle bei $10.6 \mu\text{m}$, die auf einen Strahldurchmesser von $50 \mu\text{m}$ fokussiert ist, wird eine Dipolfalle für Rubidiumatome realisiert. Eine diesem Fokus überlagerte magneto-optische Falle dient als Quelle für kalte Rubidiumatome, die in der Ladephase (siehe Kap. 3.4) in die Dipolfalle transferiert werden. Während der letzten 5 ms dieser Ladephase wird der Rückpumplaser ausgeschaltet, um die Atome optisch in den unteren Hyperfeinzustand $F=1$ zu pumpen. Nach Abschalten aller resonanten Lichtfelder und des magnetischen Quadrupolfelds der MOT bilden die Atome in der Falle eine zigarrenförmige Wolke mit einer axialen Ausdehnung von ungefähr $200 \mu\text{m}$ und einem Durchmesser von $18 \mu\text{m}$. Typischerweise werden 10^6 Rubidiumatome mit einer Temperatur um $80 \mu\text{K}$ gefangen. Nach der MOT-Phase wird über drei Paare von Helmholtz-Spulen, die eine Kontrolle des magnetischen Feldes am Ort der Dipolfalle bis zu Werten von 2 mG erlauben, ein magnetische Feld Δ_{bias} von typischerweise 100 mG angelegt. Dies führt zu einer energetischen Aufspaltung der Zeeman-Niveaus. Die Absolutwerte der Zeeman-Aufspaltung Δ_{bias} können dabei sehr exakt ($< 50 \text{ Hz}$) mittels der Mikrowellenspektroskopie bestimmt werden. Die gefangenen Atome werden dann

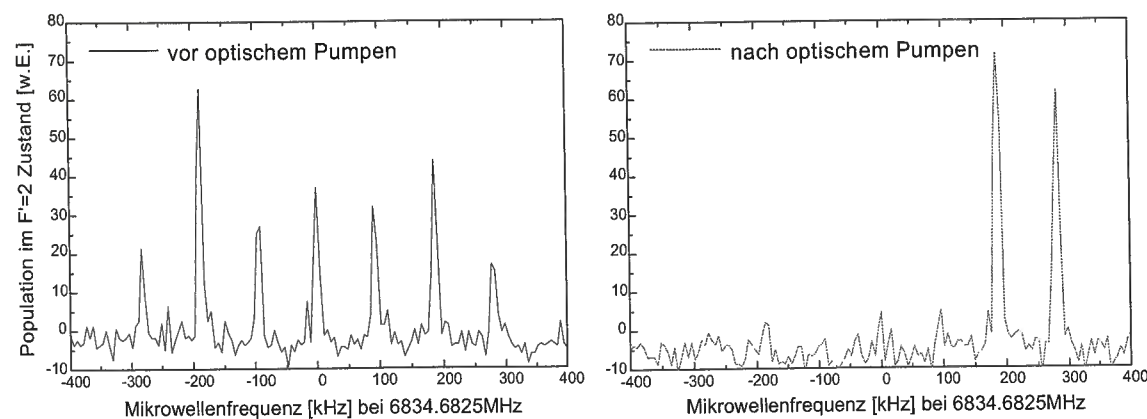


Abbildung 6.4: Zustandsselektive Detektion: Populationen in den verschiedenen Zeeman-Niveaus vor und nach der Präparation. Fast alle Atome befinden sich nach dem optische Pump-puls im Zustand $F=1, m_F=+1$.

mit Hilfe eines zusätzlichen σ^+ -polarisierten Lichtpulses, der resonant mit dem $F=1$ nach $F'=1$ Übergang ist, optisch in den Zustand $F=1, m_F=+1$ gepumpt. Atome, die nicht-resonant in den oberen Hyperfeinzustand angeregt werden, werden durch ein zusätzliches zum Übergang $F=2$ nach $F'=1$ resonantes Lichtfeld nach $F=1$ zurücktransferiert. Abb. 6.4 zeigt zwei Mikrowellenspektren des Rubidium-Hyperfein-Übergangs mit angelegtem

Magnetfeld, wobei das linke Spektrum vor und das rechte nach dem optischen Pump-puls aufgenommen wurde. Aus den Spektren lassen sich die Besetzungen der einzelnen Zeeman-Niveaus des $F=1$ Hyperfein-Grundzustands ablesen. Während zuerst alle drei Zeemanzustände besetzt sind², befinden sich nach dem Puls über 90% der Atome im äußersten Zeemanzustand, ohne daß ein signifikanter Verlust oder ein Aufheizen der Atome zu beobachten war.

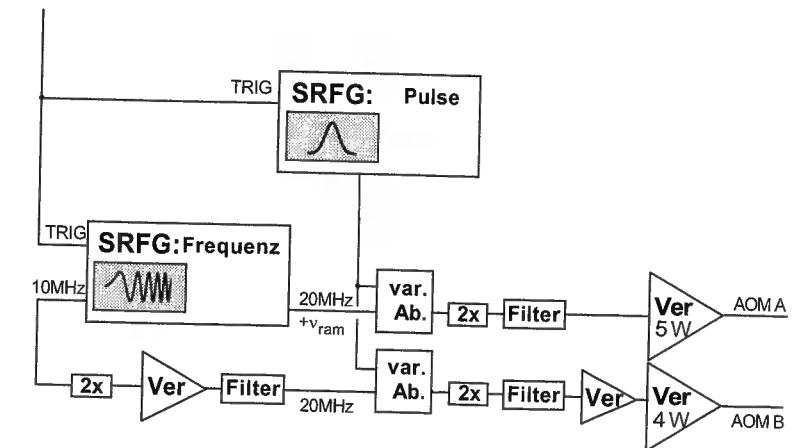


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung der Radiofrequenzschaltung zur Ansteuerung der Raman-Lichtpulse (SRFG: Funktionsgenerator, var.Ab.: variabler Abschwächer, Ver.: rf-Verstärker, 2x: Frequenzverdoppler).

6.2.2 Ramanstrahlen

Das Licht für die Ramanstrahlen nahe der Rubidium D_2 -Linie bei 780 nm wird durch einen Titan-Saphir-Laser (MBR-110, Microlase) erzeugt, der von einem Festkörperlaser (Compass Verdi, Coherent) gepumpt wird. Da mit einer Laserverstimmung um 23 GHz von der Rubidiumresonanz gearbeitet wird und nur die Differenzfrequenz der Ramanstrahlen im Experiment von Bedeutung ist, ist es nicht nötig, die Frequenz des Titan-Saphir-Lasers auf einen atomaren Rubidiumübergang zu stabilisieren. Das Licht wird durch einen Polarisationsstrahlteilerwürfel (PST) in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, die jeweils einen akusto-optischen Modulator (AOM) passieren. Die zum Ansteuern der akusto-optischen Modulatoren notwendigen Radiofrequenzen werden mit dem in Abb. 6.5 schematisch wiedergegebenen Aufbau erzeugt. Wesentlicher Bestandteil dieses Aufbaus sind zwei programmierbare Funktionsgeneratoren (SRS345). Die Festfrequenz (10 MHz) des Referenzgangs des einen Generators wird zweimal verdoppelt, gefiltert und dann über eine

²Bei einem Übergang von einem Zustand mit Gesamtdrehimpuls F in einen Zustand mit Gesamtdrehimpuls $F+1$ gibt es $3(2F+1)$ mögliche Resonanzen. Da die zwei Hyperfeinzustände den gleichen g -Faktor mit verschiedenen Vorzeichen haben, unterscheiden sich davon aber nur $4F+3$, hier für $F=1$ also 7 dieser Übergänge. Weitere Details sind im Anhang A zu finden.

mehrstufige Verstärkerkette dem ersten AOM zugeführt. Der variable Frequenzausgang (0–30 MHz) des gleichen Funktionsgenerators liefert hierzu phasenkohärent Radiofrequenzen, die verdoppelt, gefiltert und verstärkt werden und auf den zweiten AOM gegeben werden. In beiden Fällen kann die Radiofrequenzleistung über variable Abschwächer geregelt werden, die von einem zweiten Funktionsgenerator kontrolliert werden. Der Aufbau erlaubt es, die Differenzfrequenz der beiden Ramanstrahlen genauer als ein Hertz einzustellen, und gleichzeitig beliebige Pulsformen und Pulsdauern ($\Delta\tau > 10 \mu\text{s}$) zu generieren. Nach den Modulatoren werden die beiden Raman-Strahlen wieder mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel vereinigt, in einem Teleskop aufgeweitet und von oben in die Vakuumkammer unter einem kleinen Winkel zur Richtung des Magnetfelds eingestrahlt. Die beiden optischen Raman-Strahlen haben eine typische Gesamtleistung von 180 mW, einen Strahldurchmesser von 4 mm und besitzen orthogonale, lineare Polarisationen.

6.2.3 Beobachtung der Ramanübergänge

Mittels der optischen Raman-Strahlen werden Übergänge von Zustand $F=1$, $m_F = +1$ in das benachbarte Zeeman-Niveau $m_F = 0$ induziert. Wird mit kollinearen Lichtstrahlen gearbeitet, so erfolgen die Übergänge Doppler-frei, d.h. die atomare Bewegung führt zu keiner Frequenzverschiebung des Übergangs. Das Niveauschema für Rubidium ist mit den relevanten magnetischen Unterebenen und zusammen mit einem Ramanübergang, bei dem drei Paare von Photonen beteiligt sind, in Abb. 6.3(a) gezeigt. Auf Grund der gegenüber der Laserstrahlachse verkippten Magnetfeldrichtung sehen die Atome in beiden Frequenzkomponenten nicht nur orthogonal lineare, sondern auch orthogonale zirkuläre Polarisierungen, so daß für einen Zweiphotonen-Ramanübergang jeweils ein π und σ^- polarisiertes Photon beteiligt sind. Eine experimentelle Realisierung eines Zweiphotonen-Übergangs in den $m_F = -1$ Zustand unter Beteiligung von zwei zirkular polarisierten Photonen ist nicht möglich, da sich die entsprechenden Anregungsamplituden destruktiv überlagern. Die Zahl der Atome im Zustand $F=1$, $m_F = 0$ nach dem Ramanpuls wird detektiert, indem die Atome zuerst durch einen Mikrowellenpuls selektiv in das $F=2$, $m_F = 0$ Niveau transferiert werden. Dann wird die Atomwolke durch einen Lichtpuls beleuchtet, der resonant zum zyklischen Übergang $F=2$ nach $F'=3$ der D_2 -Linie ist, und die resultierende Fluoreszenz wird mit einer Photodiode aufgenommen. Ein typisches Spektrum eines solchen Doppler-freien Ramanübergangs ist in Abb. 6.6(a) zu sehen, in der die Zahl der in $F=2$ detektierten Atome als Funktion der Ramanlaser-Differenzfrequenz aufgetragen ist. Die Zeeman-Verschiebung der beiden Unterebenen beträgt dabei $\Delta_{bias} = 227 \text{ kHz}$. Die Linienbreite von 3.5 kHz ist durch die Pulsdauer von $\Delta\tau = 308 \mu\text{s}$ bestimmt. Im Vergleich dazu zeigt Abb. 6.6(b) das viel breitere Spektrum eines Doppler-sensitiven Ramanübergangs, für den die beiden Raman-Strahlen in einem Winkel von 45° zueinander eingestrahlt wurden. Dieser Aufbau kann für genaue Temperaturmessungen oder zur Realisierung einer sehr effektiven Kühlmethode, dem sogenannten Raman-Seitenbandkühlen, verwendet werden. Die beiden kleinen Diagramme zeigen jeweils die zur Beobachtung der Raman-Übergänge verwendeten Anregungsgeometrien.

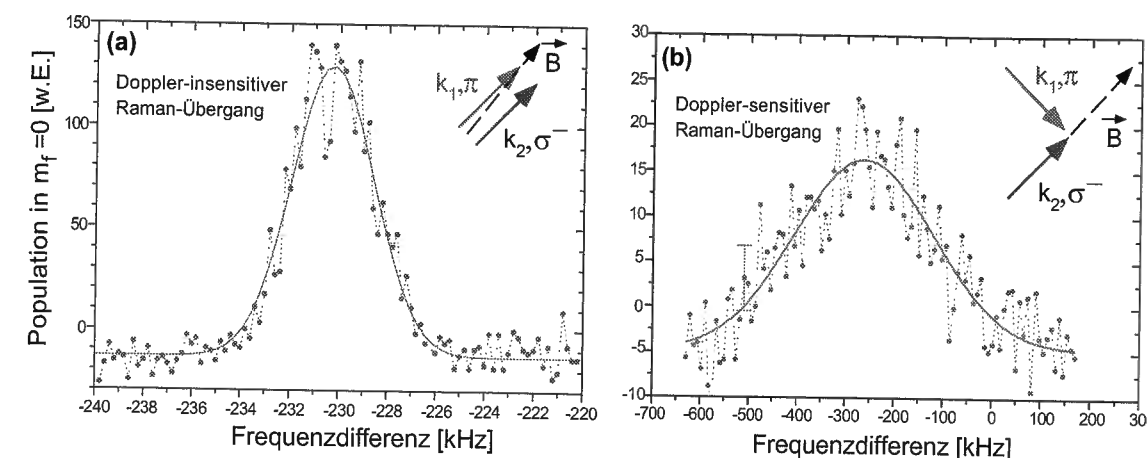


Abbildung 6.6: Beispiele für eine Doppler-freie (a) und Doppler-sensitive (b) Realisierung eines Ramanübergangs. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Frequenzachsen. Die Ausschnitte skizzieren jeweils die Wellenvektoren und Polarisationen der beiden beteiligten Lichtfelder, sowie die Richtung des angelegten Magnetfelds. Die Temperatur, die sich aus der Geschwindigkeitsverteilung in (b) ableiten läßt, ergibt $T = 76(9) \mu\text{K}$. Im vorgestellten Experiment zu Vielphotonen-Ramanübergängen wird die in (a) dargestellte Konfiguration verwendet.

6.3 Subharmonische der Ramanübergänge

In Abb. 6.7 sind typische Doppler-freie Ramanspektren über einen größeren Frequenzbereich für verschiedene Werte des magnetischen Feldes aufgetragen. Die Absolutwerte der Zeeman-Aufspaltung werden dabei mit Hilfe der Mikrowellenspektroskopie aus magnetfeld-sensitiven Übergängen bestimmt. Betrachten wir zuerst Abb. 6.7 (a). Wie erwartet findet man eine Ramanresonanz, wenn die Differenzfrequenz δ_{Ram} nahe dem Betrag des Magnetfeldes $\Delta_{bias} = 77 \text{ kHz}$ liegt. Die durch die Ramanstrahlen bedingte Lichtverschiebung verschiebt die Resonanz dabei um einige kHz auf 69 kHz. Zusätzlich kann man weitere Resonanzen mit abnehmender Linienbreite und Amplitude beobachten, und zwar bei $\delta_{Ram} = 34 \text{ kHz}$, 23 kHz und 17 kHz . Ähnliche Spektren erhält man, wenn die Rolle der zwei Ramanstrahlen vertauscht werden, d.h. für Differenzfrequenzen $\delta_{Ram} = -69 \text{ kHz}$, -34 kHz , etc. Dies kann durch die leicht unterschiedliche Richtung von Wellenvektor und Magnetfeld erklärt werden, durch die in beiden Ramanstrahlen sowohl lineare als auch zirkuläre optische Polarisation enthalten sind. Die Subharmonischen der Raman-Resonanzen werden auf Vielphotonen-Ramanübergänge zwischen den Zeeman-niveaus des Grundzustandes $F=1$ zurückgeführt, bei denen N Photonenpaare beteiligt sind. Schematisch ist dies in Abb. 6.3(a) für $N=3$ dargestellt, wobei das Diagramm die Rolle der Polarisation nicht berücksichtigt und nur die Energieerhaltung beim Transfer zeigt. Vernachlässigt man die Lichtverschiebung, so kann genau dann ein Übergang stattfinden, wenn ein Vielfaches der Differenzfrequenz der Raman-Lichtfelder mit der Zeeman-Verschiebung der Unterebenen übereinstimmt, d.h. wenn $N\delta_{Ram} = \Delta_{bias}$ gilt, wobei N

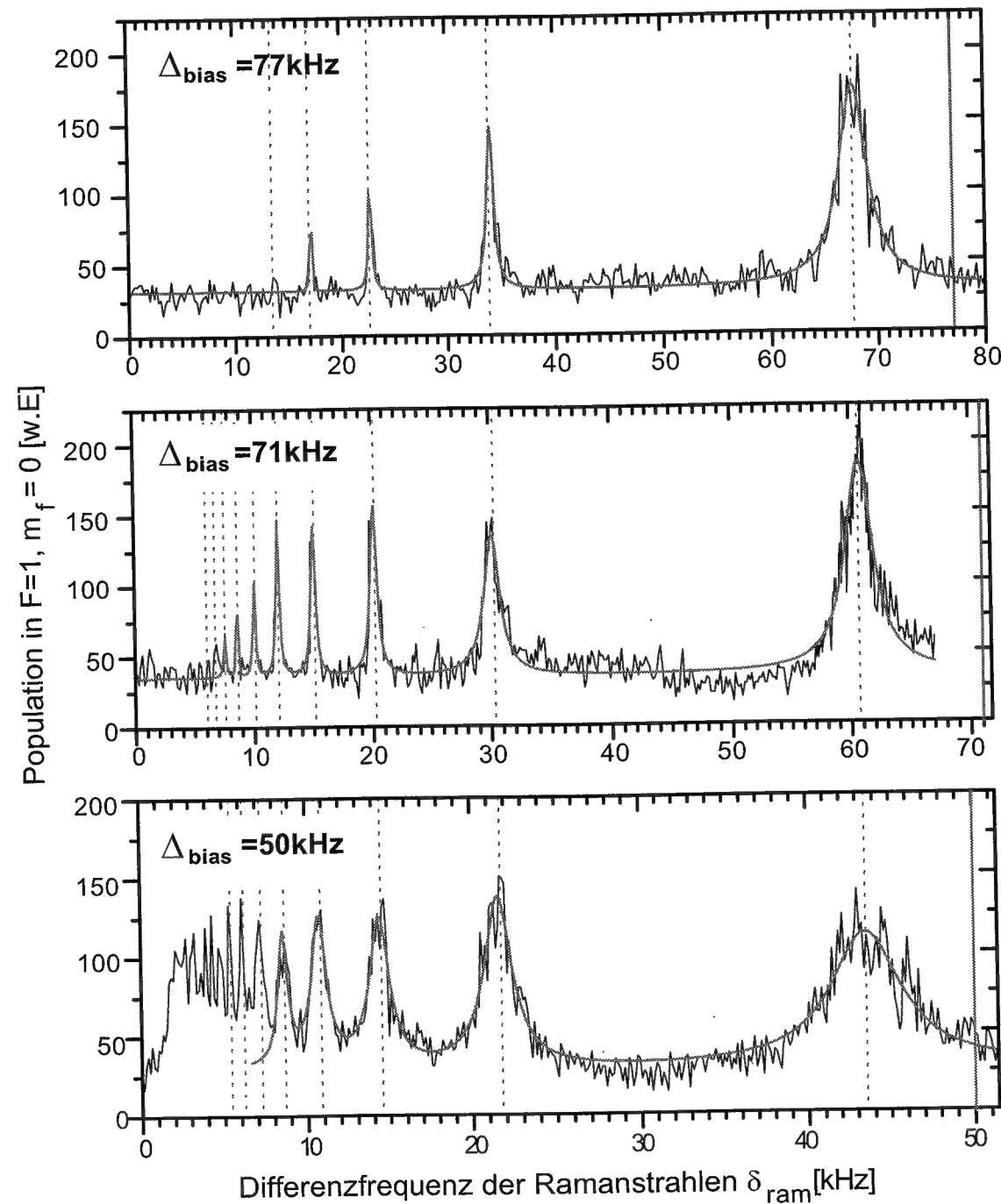


Abbildung 6.7: Multiphotonen-Ramanspektren für verschiedene Absolutwerte des angelegten Magnetfeldes. Abgebildet ist die Population des $F=1, m_F=0$ Zustands nach dem Ramanpuls als Funktion der Differenzfrequenz zwischen den zwei Ramanstrahlen. Die Länge des Rechteckpulses beträgt jeweils $500 \mu\text{s}$.

eine ganze Zahl ist. Berücksichtigt man die Lichtverschiebung, so stimmen die Resonanzfrequenzen innerhalb von 60 Hz mit den beobachteten Werten überein. Die Lage der Subharmonischen ist in Abb. 6.7 durch gepunktete, senkrechte Linien gekennzeichnet, die mit Hilfe der Mikrowellenspektroskopie gemessene Zeeman-Aufspaltung durch eine durchgezogene Linie.

Wird das magnetische Feld verkleinert, d.h. vermindert man die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand des Ramanübergangs, so steigt die Zahl der beobachteten Resonanzen stark an, wie in Abb. 6.7 (b) und (c) zu sehen ist. Dies ergibt sich ebenfalls aus der oben vorgestellten Theorie, da die effektive Rabi-Frequenz in Gl. 6.10 mit $1/\Delta_{\text{bias}}^{N-1}$ skaliert. Bei sehr niedrigem Magnetfeld wird der Abstand zwischen den hohen Subharmonischen kleiner als die Fourierbreite des Pulses und die Resonanzen beginnen zu überlappen. Aus dem Abfall des Signals bei 2 kHz in Abb. 6.7(c) kann man abschätzen, daß mindestens 25 Resonanzen vorhanden sein müssen, d.h. es sind Ramanübergänge möglich, bei denen 50 Photonen beteiligt sind.

6.4 Linienbreiten

Im folgenden sollen nun die immer kleiner werdenden Linienbreiten der höheren Vielphotonen-Ramanübergängen genauer untersucht werden. Dafür wurden Spektren für verschiedene Pulsdauern und Pulsformen aufgenommen, z.B. für Rechteck und Blackman-Pulse. Um eine Linienverbreiterung durch Sättigung der Ramanübergänge auszuschließen, wurde dabei die optische Leistung der Ramanlaserstrahlen soweit reduziert, daß die beobachteten Breiten alleine auf die endlichen Pulszeiten zurückzuführen sind. Eine solche Verbreiterung tritt bei zu hoher Sättigung des Übergangs auf, und ist z.B. in Abb. 6.7(c) für die Zweiphotonen-Resonanz bei 44 kHz deutlich zu erkennen. Für die Auswertung wurden nur die Subharmonischen der Ordnungen 2 bis 10 analysiert. In Abb. 6.8 sind exemplarisch die gemessenen Halbwertsbreiten $\Delta\nu_{1/2}$ der Vielphotonen-Ramanübergänge für verschiedene Pulslängen $\Delta\tau_{1/2}$ bei konstantem Magnetfeld ($\Delta_{\text{bias}} = 50 \text{ kHz}$) dargestellt. Dabei sind der Übersichtlichkeit halber nur die geraden Subharmonischen aufgeführt, die Resonanzen von ungerader Ordnung sind aber in den Spektren ebenso vorhanden. Die Pulseinhüllende hatte für diese Messungen die Form eines Blackman-Pulses, dessen Fourierbreite als durchgezogene Linie eingezeichnet ist. Man erkennt deutlich, daß die Breiten der Vielphotonen-Linien beträchtlich unterhalb dieser Grenze liegen. Die Halbwertsbreiten einer festen Subharmonischen wurden numerisch an die Funktion

$$\Delta\nu_{1/2} \cdot \Delta\tau_{1/2} = \frac{c}{N\alpha} \quad (6.12)$$

angepaßt. Dies erlaubt, die Abhängigkeit des Pulsdauer-Bandbreiteprodukts von der Ordnung der Subharmonischen und der jeweiligen Pulsform zu untersuchen. Die Ergebnisse sind als gestrichelte Linien in Abb. 6.8 zu sehen. Für Blackman-Pulse findet man, daß das obige Produkt mit $1/N^{0.74(3)}$ skaliert. Dies stimmt nicht sehr gut mit der in Abschnitt 6.1.3 numerisch abgeleiteten Abhängigkeit $1/N^{0.534(4)}$ der Linienbreiten überein. Dies läßt sich aber vermutlich darauf zurückführen, daß die Pulseinhüllende nicht eine perfekte Blackman-Form hatte.

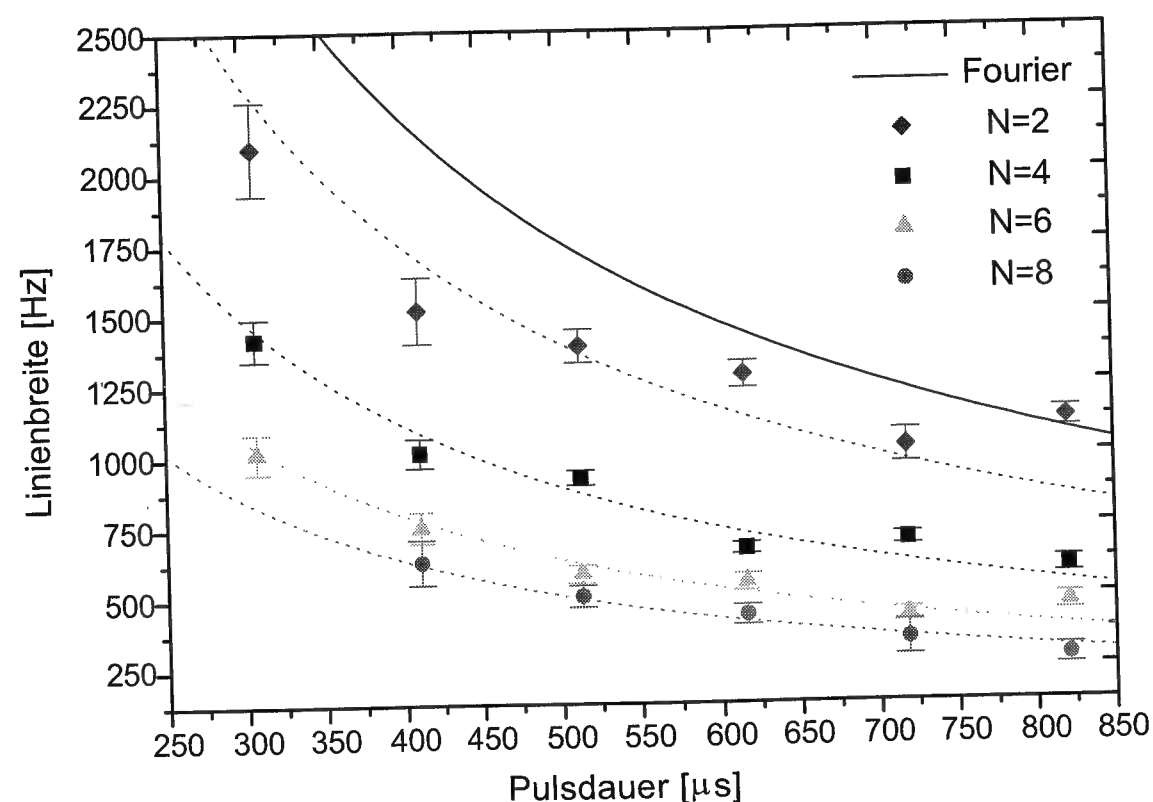


Abbildung 6.8: Gemessenen Linienbreiten $\Delta\nu_{1/2}$ der geraden Raman-Subharmonischen als Funktion der Pulsdauer $\Delta\tau_{1/2}$ für Pulse mit Blackman-Einhüllender. In den Spektren wurden auch ungerade Subharmonische beobachtet, die aber der Übersichtlichkeit halber hier nicht mit eingezeichnet wurden.

Um die Unterschiede der Linienschmälerung der verschiedenen Pulsformen zu untersuchen, wurde als weiteres Beispiel die Abhängigkeit des Pulsdauer-Bandbreiteprodukts für Pulse mit Rechteckform untersucht. Man findet eine gute Übereinstimmung zwischen dem experimentellen Skalieren der Linienbreiten mit $1/N^{1.02(3)}$ und dem theoretisch gefundenen $1/N$ -Verhalten.

Die Messungen mit gepulsten Raman-Strahlen an den kalten gefangenen Rubidium-Atomen können wie folgt zusammengefasst werden. Resonanzen werden nicht nur bei der Differenzfrequenz der beiden Laserstrahlen beobachtet, die bei einem Zweiphotonen-Ramanübergang zu erwarten ist, sondern auch bei Subharmonischen dieser Frequenz. Diese letzteren Resonanzen werden als Mehrphotonen-Ramanübergänge zwischen zwei Zeeman-Grundzustandsniveaus gedeutet. Es zeigt sich, daß ein einfaches störungstheoretisches Modell, welches auf der Annahme der simultanen Absorption aller Photonen beruht, ihr Auftreten qualitativ richtig beschreiben kann. Gleichzeitig kann sowohl experimentell demonstriert als auch aus dem theoretischen Modell abgeleitet werden, daß

die Linienbreite der höheren Subharmonischen deutlich unterhalb der Fourierbreite der treibenden Lichtpulse liegt. Das genaue Skalieren der Linienbreite mit der beteiligten Photonenzahl hängt dabei auch von der verwendeten Pulseinhüllenden ab.

Doppler-sensitive Ramanübergänge können beispielsweise zur mechanischen Manipulation von Atomen in Interferometern eingesetzt [79]. Die Möglichkeit durch Mehrphotonen-Ramanübergängen einen großen Impuls zu übertragen, würde die Realisierung von Atominterferometern mit großer räumlicher Aufspaltung der einzelnen Pfade und damit einer höheren Sensitivität erlauben. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit könnte in einer Art optischem Rastermikroskop liegen [80], in der die hohe Nichtlinearität solcher Übergänge für ein erhöhtes Auflösungsvermögen benutzt werden könnte.

Kapitel 7

Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit gelang die erstmalige Auflösung und Adressierung einzelner Gitterplätze eines aus zwei gegenläufigen Lichtstrahlen gebildeten Gitters. Weiterhin wurden gepulste Mehrphotonen-Übergänge beobachtet, deren Linienbreiten unterhalb der Fourier-Breite der anregenden Lichtpulse liegt.

Mit den kalten Atomen im CO_2 -Laser optischen Gitter lassen sich zukünftig mit den realisierten Manipulationsmöglichkeiten viele interessante Fragestellungen angehen, die insbesondere im Bereich der Quantenzustandskontrolle, Quanteninformationsverarbeitung sowie der Quantenstatistik liegen. Das Ziel dieses Ausblicks ist es, zum einen nächste experimentelle Schritte zu schildern, die vor allem das weitere Kühlen der Atome mit Hilfe des Raman-Seitenband-Kühlverfahrens betreffen. Hier sind die Vorarbeiten so weit gediehen, daß erste experimentellen Ergebnisse in Kürze zu erwarten sind. Zum anderen sollen im zweiten Abschnitt Vorschläge zur Realisierung quantenlogischer Experimente an kalten Atomen im optischen Gitter beschrieben werden.

7.1 Raman-Seitenband-Kühlen

Um eine rasche Dekohärenz zu verhindern, ist es in den meisten Vorschlägen zur Realisierung quantenlogischer Experimente erforderlich, einzelne Atome in den Grundzustand der Mikrofallen zu kühlen. Dies sollte sich mittels des Raman-Seitenband-Kühltechnik [81] erreichen lassen. So gelang es experimentell, mit dreidimensionalen Raman-Seitenband-Kühlung ein Ion in den absoluten Grundzustand einer Ionenfalle zu kühlen [82]. In Dipolfallen wurden durch eindimensionales Raman-Seitenband-Kühlen [84, 85] ebenfalls sehr tiefe Temperaturen und hohe Phasenraumdichten erreicht. In diesem Abschnitt soll dieses Verfahren für den eindimensionalen Fall detaillierter erklärt werden, sowie die Möglichkeit einer Implementierung dieser Technik im CO_2 -Lasergitter diskutiert werden.

Der Grenzfall der starken Bindung eines gefangenen Atoms wird in einer Falle erreicht, wenn die Linienbreite der atomaren Resonanz Γ sehr viel kleiner als die charakteristische Vibrationsfrequenz ω_{osz} des gebundenen Atoms wird. Das Anregungsspektrum eines Atoms besteht dann aus einem Träger bei der Resonanzfrequenz ω_0 und diskreten Seitenbändern bei $\omega_0 \pm n\omega_{\text{osz}}$ mit $n = 1, 2, \dots$, die jeweils die Linienbreite Γ besitzen [32]. Dieser Grenzfall läßt sich bei natürlichen Übergängen nur bei Verwendung von metastabilen Ni-

veaus erreichen, da typische Vibrationsfrequenzen in optischen Gittern 200 kHz nicht überschreiten. Eine Möglichkeit besteht aber in der Verwendung von stimulierten Ramanübergängen zwischen Hyperfein-Grundzustandsniveaus oder Zeeman-Unterniveaus. Gepulste Ramanübergänge bieten den Vorteil, daß einerseits die effektive Linienbreite experimentell durch die Pulslänge und die Laserverstimmung eingestellt werden kann, und andererseits die Differenzfrequenz der beiden Ramanstrahlen auch sehr genau kontrollierbar ist (siehe Kap. 6).

Das Raman-Seitenband-Kühlen erfolgt mit einer Serie von stimulierten Ramanübergängen und anschließenden Rückpumpimpulsen, die exemplarisch in Abb. 7.1 dargestellt

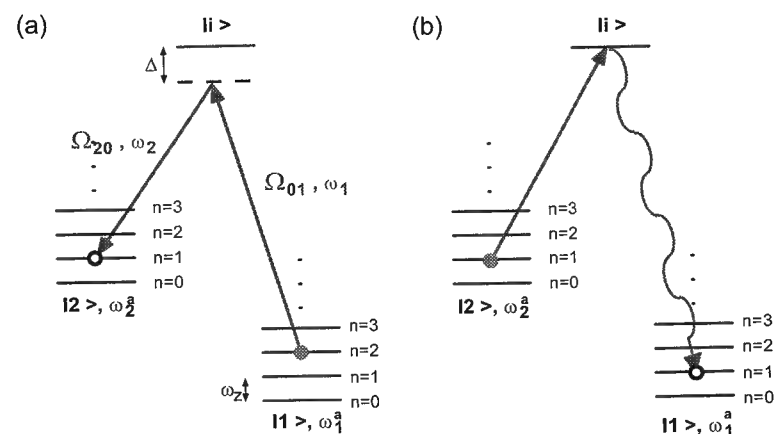


Abbildung 7.1: Raman-Seitenband-Kühlen: (a) Stimulierter Raman-Übergang auf dem ersten roten Schwingungsseitenband $\delta_{ram} = \omega_1^a - \omega_2^a - \omega_z$ resultiert in einem Übergang von $|1, n\rangle$ nach $|2, n-1\rangle$. (b) Rückpumpimpuls in den elektronischen Ausgangszustand. Für kleine Werte des Lamb-Dicke-Parameters η verändert sich bei der spontanen Emission von $|i\rangle$ nach $|1\rangle$ die Schwingungsquantenzahl n nicht, so daß dem Atom nach dem gesamten Zyklus ein Schwingungsquant $\hbar\omega_z$ entzogen wurde.

sind. In einem ersten Schritt (a) wird die Differenzfrequenz δ_{ram} der beiden Ramanstrahlen auf das erste rote Seitenband des Ramanübergangs $|1\rangle$ nach $|2\rangle$ abgestimmt, d.h. $\delta_{ram} = (\omega_1^a - \omega_2^a) - \omega_z$. Falls sich das Atom im Lamb-Dicke-Regime befindet (d.h. es gilt $\eta = \Delta k \cdot x \ll 1$, wobei Δk die Differenz der Wellenvektoren der beiden Ramanstrahlen und x die Ausdehnung der atomaren Wellenfunktion ist), so finden bevorzugt Übergänge von $|1, n\rangle$ nach $|2, n-1\rangle$ statt. Dem Atom wird auf diese Weise ein Schwingungsquant entzogen. Es bleibt noch die Aufgabe, das Atom wieder in den Ausgangszustand zurückzupumpen. Der zweite Schritt (b) besteht daher in der resonanten Anregung des Zwischenzustands $|i\rangle$, der durch spontane Emission in den Zustand $|1\rangle$ zerfällt. Im Lamb-Dicke-Bereich wird sich die Schwingungsquantenzahl dadurch nicht verändern, so daß sich nach dem gesamten Zyklus die mittlere Vibrationsanregung $\langle n \rangle$ um eins erniedrigt hat. Durch mehrmaliges Anwenden dieser Pulssequenzen kann das Atom in den Grundzustand des optischen Gitterplatzes gebracht werden, der nicht mehr an die Raman-Lichtfelder

koppelt. Die theoretische Endtemperatur beim Raman-Seitenbandkühlen wird durch zwei Heizprozesse limitiert. Nichtresonante Ramanübergänge bzw. Anregungen des Rückpumpimpulses grenzen die erreichbare mittlere Besetzungszahl auf $\langle n \rangle_{ram} \approx (\Omega_{ram}/\omega_z)^2$ bzw. $\langle n \rangle_{pump} \approx (\Omega_{ram}/\Delta)\eta\Gamma\tau_{ram}$ [82] ein.

Theoretisch läßt sich der Ramanprozeß ganz analog zu Kap. 6.1.1 durch Amplitudengleichungen beschreiben. Setzt man die Wellenfunktion des Systems als

$$|\psi\rangle = \sum_n \sum_{j=1,2,i} a_n(t) \exp(-i\omega_{n,j}t) |n, j\rangle \quad (7.1)$$

an, wobei j die elektronischen Zustände und n die Vibrationsniveaus bezeichnen, so führt die adiabatische Elimination des Zwischenzustands $|i\rangle$ auf ein effektives Zweiniveausystem zwischen den Populationen in den Zuständen $a_{n,1}$ und $a_{m,2}$. Die effektive Rabi-Frequenz ist dabei gegeben durch

$$\Omega_{m,n} = \frac{\Omega_{2,i}^* \Omega_{i,1}}{2\Delta} \langle m | e^{i\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} | n \rangle. \quad (7.2)$$

Da die Vibrationswellenfunktionen zueinander orthogonal sind, kann ein Übergang zwischen verschiedenen Vibrationsniveaus nur in einer Doppler-sensitiven Anordnung der Ramanstrahlen gelingen ($\Delta \mathbf{k} \neq 0$). Die Stärke des m -ten Seitenbands läßt sich durch Besselfunktionen ausdrücken [83]

$$|\langle n - |m| | \exp(i\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) | n \rangle|^2 \approx |i|^{|m|} J_{|m|}(2\sqrt{n} \Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})|^2. \quad (7.3)$$

In Experiment besitzen die im Gitter gefangenen Atome bei den Parametern $P=32$ W und $s_0 = 35 \mu\text{m}$ eine maximale axiale Oszillationsfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 92$ kHz, so daß der Lamb-Dicke-Parameter $\eta_0 = \sqrt{E_{rec}/\hbar\omega_z} = 0.178$ beträgt. Bei einer Temperatur von $T = 40 \mu\text{K}$ sind jeweils die untersten 25 Vibrationsniveaus der einzelnen Gitterplätze besetzt. Der Lamb-Dicke-Parameter erhöht sich damit für die obersten Niveaus auf $\eta = \sqrt{25} \eta_0$. Dies führt dazu, daß nicht nur jeweils ein rotes ($m = -1$) und blaues ($m = +1$) Seitenband im Ramanspektrum auftreten, sondern auch Seitenbänder höherer Ordnung beobachtet werden. Man erwartet mindestens jeweils drei rote und blaue Seitenbänder, deren Frequenzen sich jeweils um ω_z unterscheiden. Das Auftreten von vielen Seitenbändern wird beim Rückpumpimpuls zu einer Verteilung in andere als die angestrebten Vibrationsniveaus führen, nämlich durch Übergänge $|1, n\rangle$ nach $|1, n \pm m\rangle$ mit $m = 1, 2, \dots, \mathcal{O}(\eta^2)$. Dieser Heizmechanismus wird die effektive Kühlung des Atoms in den Grundzustand verzögern. Wie G. Morigi *et al.* [86] theoretisch zeigen konnten, sollte aber auch im Bereich $\eta \approx 1$ die Grundzustandskühlung möglich sein. Andere Ansätze wären, die Raman-Übergänge auf höhere Seitenbänder abzustimmen, oder vor der Kühlung nur die am stärksten gebundenen Atome zu selektieren.

Eine andere Möglichkeit der Grundzustandskühlung besteht in der vor kurzem vorgeschlagenen alternativen Technik zur Seitenband-Kühlung, die auf der Verwendung elektromagnetisch induzierter Transparenz beruht [87] und im Vergleich zur Raman-Kühlung eine schnellere Kühlung relativ heißer Atome erlaubt.

7.2 Quantenlogische Experimente in optischen Gittern

Die Verbindung von Quantenmechanik und Informationstheorie geht auf Arbeiten von Feynman [88] und insbesondere Deutsch [89] zurück. Während ein klassischer Computer auf den Gesetzen der klassischen Physik beruht, arbeitet ein Quantencomputer nach den Gesetzen der Quantenmechanik [90]. In einem Quantencomputer kann der Ausgangszustand eine Superposition von vielen Werten sein, die in einem einzigen Rechenschritt in einen Überlagerungszustand aller Endzustände überführt wird. Bis zum Jahr 1994 war der Quantencomputer nur von akademischem Interesse, da keine Algorithmen bekannt waren, die die Vorteile dieses Parallelismus zur Lösung praktischer Probleme ausnutzen. Von Shor [91] wurde erstmals ein Algorithmus gefunden, der die Faktorisierung großer Zahlen mit einem Quantencomputer effizienter ermöglicht, als es ein klassischer Computer erlaubt. Das Problem, sehr große Zahlen in ihre Primfaktoren zu zerlegen, ist grundlegender Bestandteil moderner Verschlüsselungssystemen. Weitere Algorithmen wie das schnelle Durchsuchen einer Datenmenge [92] folgten.

Die fundamentale Einheit eines klassischen Computers ist das Bit, das die Werte 0 und 1 annehmen kann. Im Zentrum des Quantencomputers steht dagegen das Quantenbit (Qubit), das sich als Überlagerung zweier orthonormalen Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ mit den komplexen Koeffizienten c_0 und c_1 darstellen läßt

$$|q\rangle = c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle. \quad (7.4)$$

Während ein Register k aus n klassischen Bits nun 2^n verschiedenen Werte annehmen kann ($k = 00 \dots 0$ bis $k = 11 \dots 1$), kann ein Quantenregister $|q\rangle$ aus n Qubits eine Superposition von allen 2^n Werten enthalten ($|q\rangle = \sum_{j=00\dots 0}^{11\dots 1} c_j |j\rangle$ mit $\sum_j |c_j|^2 = 1$). Die Dimension dieses Raums wächst exponentiell, im Gegensatz zum linearen Anwachsen des klassischen Registers.

Es konnte theoretisch gezeigt werden [93], daß für Quantencomputer genau wie auch für klassische Computer Ein- und Zwei-Qubit-Operationen ausreichen, um jede beliebige Rechnung durchzuführen. Das einfachste realisierbare Zwei-Qubit-Gatter ist das kontrollierte Nicht-Gatter (CNOT), das das erste Qubit (Eingabe-Bit) invertiert, falls das zweite (Kontroll-Bit) im Zustand $|1\rangle$ ist, und sonst unverändert läßt. Das zweite Qubit wird selbst nicht verändert. Das CNOT-Gatter führt eine Superposition von Zuständen des Kontroll-Qubits in einen verschränkten Zustand über

$$|0\rangle_1 (a |0\rangle_2 + b |1\rangle_2) \xrightarrow{\text{CNOT}} a |0\rangle_1 |0\rangle_2 + b |1\rangle_1 |1\rangle_2. \quad (7.5)$$

Der Endzustand ist verschränkt, da er sich nicht als Produkt der Einzelzustände von Teilchen 1 und 2 schreiben läßt.

Für eine konkrete Realisierung eines Quantencomputers müssen mindestens folgende Voraussetzungen erfüllt sein [90]: Man benötigt wohldefinierte Qubit-Zustände, eine zuverlässige Zustandspräparation, lange Kohärenzzeiten, effektive Quantengatter-Operationen, sowie eine effiziente Zustandsdetektion. Insbesondere sollte das System auch

erweiterbar auf viele Quantenbits sein. Im einem der ersten Vorschläge zur physikalischen Implementierung eines solchen Quantencomputers wird das Quantenbit in Hyperfeinzuständen einzelner Ionen gespeichert, die in einer Ionenfallen gefangen sind [94]. Die Kopplung der einzelnen Quantenbit-Ionen geschieht dabei über Phononen, die durch die Coulomb-Wechselwirkung der Ionen vermittelt werden. Wineland und Mitarbeitern [95] gelang nach diesem Vorschlag die Demonstration eines bedingten Nicht-Gatters mit einem gespeicherten Ion. Eine Realisierung einfacher Quantengatter gelangen auch mit Atomen in hochreflektierenden optischen Resonatoren [96]. In Kernspinresonanzexperimenten an Molekülen wurden bereits einfache Quantenalgorithmen realisiert und sogar erste Fehler-Korrektur-Verfahren demonstriert [97]. Obwohl die prinzipielle Realisierbarkeit von Quantengattern damit gezeigt wurde, erscheint die Erweiterung der vorgestellten Systeme auf viele verschränkte Quantenbits schwierig.

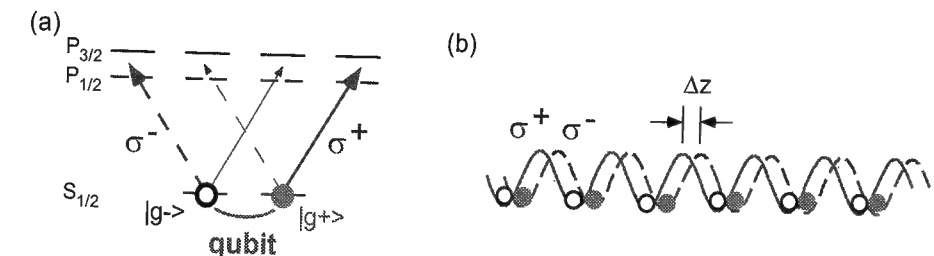


Abbildung 7.2: (a) Feinstruktur der D1- und D2-Linien von Rubidium: Ein Quantenbit kann in einem solchen System als kohärente Überlagerung zweier Grundzustands-Zeeman-Niveaus gespeichert werden. (b) Die zustandsselektiven Potentiale werden durch zwei zirkular polarisierte Stehwellen realisiert, die sich um Δz gegeneinander verschieben lassen.

Verschränkung von Atomen in optischen Gittern

Kürzlich schlugen verschiedene Gruppen vor, Quantenbits in internen Zuständen einzelner, ultrakalter Atome zu speichern, die sich im Grundzustand eines optischen Gitters befinden. Die Fallenpotentiale des optischen Gitters müssen abhängig vom atomaren Zustand der gefangenen Atome sein. Eine Verschränkung von Atomen kann dann nach zustandsselektivem Zusammenbringen durch eine lokale Wechselwirkung erfolgen, die über kohärente Stöße [58], eine nahresonante Dipol-Dipol Wechselwirkung [57] oder über den Austausch von Photonen [59] realisiert werden kann. Die ersten beiden Vorschläge eignen sich besonders dazu, in optischen Gittern sehr direkt Fehlerkorrektur-Schemata zu implementieren. Diese sind allgemein in Quantencomputern nötig, um Rechenfehler aufgrund von unvermeidbaren Dekohärenzeffekten zu verhindern. In der von Steane als auch von Shor [60, 61] vorgeschlagenen Methode wird das zu zu schützende Qubits zunächst mit mehreren anderen Qubits verschränkt. Die folgenden Rechen-Operationen müssen dann parallel am gesamten Registerblock ausgeführt werden, wofür sich das optische Gitter besonders eignet. Ist nach der Rechnung eines der Qubits korrumpiert, so ist durch die Redundanz eine Korrektur mittels der Ersatz-Qubits möglich, ohne daß das Quantenbit

explizit gelesen werden muß.

Da die Verstimmung des Lichts des CO_2 -Lasers sehr viel größer als die Feinstruktur des Rubidiumatoms ist, erfahren alle Grundzustandsniveaus das gleiche Fallenpotential (siehe Kap. 2.1). Ein zustandsabhängiges Potential kann jedoch mit einem zusätzlichen Lichtfeld erreicht werden, dessen Verstimmung in der Größenordnung der Feinstrukturaufspaltung liegt. Die Verstimmung ist dann immer noch sehr viel größer als die Hyperfeinstruktur des Rubidiumatoms und die $D1$ - und die $D2$ -Linien können vereinfacht als Übergänge zwischen einem Grundzustand des Rubidiumatoms mit Drehimpuls $J = 1/2$ und den angeregten Zuständen $J' = 1/2$ sowie $J' = 3/2$ angesehen werden. Die beiden Grundzustände $|J = 1/2, m_J = \pm 1/2\rangle := |g_{\pm}\rangle$ stellen so die beiden Basiszustände des Qubits dar. Abb. 7.2(a) zeigt dieses Schema. Das Fallenpotential hängt über die unterschiedliche Lichtverschiebung sowohl von der Polarisation des nahresonanten Lichtfelds als auch vom internen atomaren Zustand ab. Wie Abb. 7.2(b) zeigt, wird der $|g_+\rangle$ -Zustand in σ^+ -polarisierten Lichtfeldern gefangen, der $|g_-\rangle$ -Zustand dagegen in σ^- -polarisierten. Die

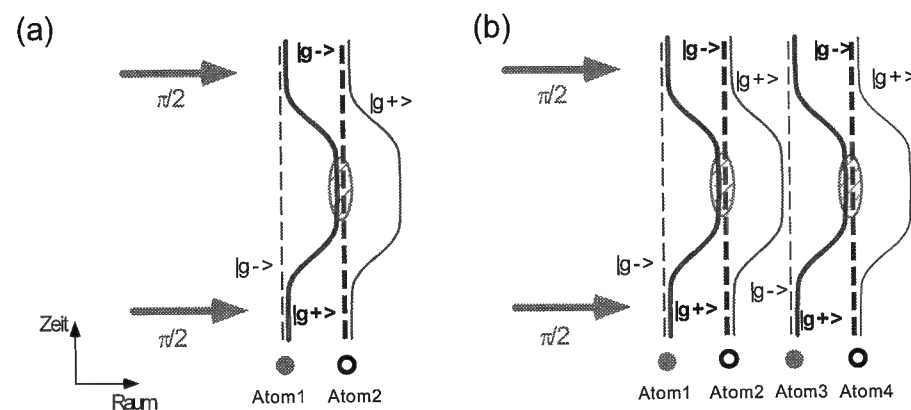


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung der Realisierung des Quantengatters in optischen Gittern. (a) Verschränkung von zwei Atomen. In der schraffiert dargestellten Wechselwirkungszone erfolgt eine Phasenverschiebung durch kohärente Stöße. (b) Verschränkung von mehreren Atomen ist ebenfalls möglich.

Zustände können also durch zwei räumlich überlagerte, aber unterschiedlich zirkular polarisierte Stehwellen unabhängig voneinander verschoben werden.

In Abb. 7.3 ist die Realisierung des Quantengatters für zwei Atome im Gitter dargestellt. In jedem Atom sei ein Quantenbit als kohärente Überlagerung der beiden Zustände $|g_+\rangle$ und $|g_-\rangle$ gespeichert und beide Stehwellen haben anfangs ihr Minimum an gleicher Stelle ($\Delta z = 0$). Es wird nun zunächst ein $\pi/2$ -Puls als erster Teil einer Ramsey-Sequenz eingestrahlt. Dann wird die σ^+ -polarisierte Stehwelle um eine Gitterperiode nach rechts verschoben, so daß in einer lokalen Wechselwirkung - z.B. einem elastischen Stoß - der sich im Zustand $|g_+\rangle$ befindliche Anteil des ersten Atoms mit dem in $|g_-\rangle$ befindlichen Anteil des anderen Atoms interagieren kann. Sobald die durch den Stoß akkumulierte Phase den

Wert π erreicht, wird die σ^+ -Stehwelle wieder zurückgeschoben und ein zweiter $\pi/2$ -Puls liest die erfahrene Phasenverschiebung aus. Damit ist ein CNOT-Phasengatter realisiert [58], da eine Invertierung der Phasen nur erfolgt, wenn sich das erste Atom im Zustand $|g_+\rangle$ und das zweite Atom im Zustand $|g_-\rangle$ befindet. Wird die Operation nicht an zwei, sondern an einer Kette von mehreren Atomen durchgeführt, so werden alle diese Atome in einem einzigen Rechenschritt verschränkt, was in Abb. 7.3(b) für vier Atome dargestellt ist.

Spezielle Aspekte

Zur Realisierung des beschriebenen Quantengatters sind relativ nahresonante zusätzliche Lichtfelder nötig, die unweigerlich eine gewisse Dekohärenz aufgrund der spontanen Photonen-Streureate mit sich bringen. Die Speicherung der Quantenbit-Atome soll deshalb im CO_2 -Laser-Gitter erfolgen, während die Verschränkung durch das eindimensionale, nahresonante Gitter geschieht. Ein kontrollierter Transfer zwischen den Gittern kann erfolgen, wenn die Wellenlänge des CO_2 -Lasers genau einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge des Manipulationslasers beträgt, d.h. $\lambda_{\text{CO}_2} = n \cdot \lambda_{\text{opt}}$. Dann kann nach Aus-



Abbildung 7.4: Kontrollierter Transfer vom CO_2 -Laser-Gitter (links) in das nahresonanten Manipulationsgitter (rechts).

schalten der gegenläufigen Welle des CO_2 -Laser-Gitters und gleichzeitigem Einschalten eines auf der selben Achse verlaufenden nahresonanten Gitters z.B. jeder 13 Gitterplatz des Manipulationsgitters besetzt werden. Der transversale Einschluß geschieht weiter durch die CO_2 -Laser-Laufwelle. Die Fähigkeit, die Qubits in den einzelnen Gitterplätzen aufzulösen und zu adressieren, bleibt dadurch erhalten.

Anhang A

Mikrowellenspektroskopie

Mit Mikrowellen können Übergänge zwischen den Hyperfein-Grundzuständen von Alkaliatomen induziert werden. Wird ein kleines Magnetfeld angelegt, so erlaubt die Mikrowellenspektroskopie die Selektion einzelner Zeeman-Niveaus der Grundzustände. Die Hyperfein-Aufspaltung liegt im Gigahertzbereich, z.B. für Natrium bei 1.7 GHz oder für Cäsium bei 9.2 GHz. Im folgenden werden einige wichtige Aspekte der Mikrowellenspektroskopie zusammengefaßt (siehe auch [98]).

A.1 Experimenteller Aufbau

Mittels eines Mikrowellengenerators (HP83623A) wird eine Frequenz im Bereich von 6 GHz erzeugt, die dann mit einer außerhalb des Vakuums befindlichen Antenne durch ein Vakuumfenster auf die atomare Wolke eingestrahlt wird. Es wird eine selbstgebaute Helix-Mikrowellenantenne verwendet. Helix-Antennen zeichnen sich durch die stark entlang ihrer Symmetrieachse orientierte Abstrahlungscharakteristik, die relativ große Bandbreite, eine befriedigende Verstärkung, sowie durch die zirkulare Polarisation der Mikrowellenstrahlung aus [99, 100]. Die verwendete Mikrowellenantenne zur Emission bei 6.8 GHz ist schematisch in Abb. A.1 dargestellt. Sie besteht aus einem zylinderförmigen Resonator aus Kupferblech (Dicke 2 mm) mit einem Radius von $r = 34$ mm und einer Höhe von $h = 16$ mm. Symmetrisch daran ist die wie eine Helix geformte Antenne aus 1.5 mm dickem Kup-

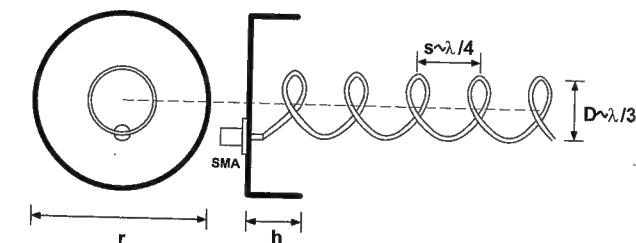


Abbildung A.1: Schematische Zeichnung der Mikrowellenantenne.

ferdraht befestigt, die einen Durchmesser von $D=15$ mm und einen Abstand von Windung

zu Windung von $s=11$ mm besitzt. Eine geeignete Skalierung dieser Größen erlaubt auch, Antennen für andere Frequenzen zu bauen. Die Antenne ist an einen SMA-Stecker gelötet, der direkt in den Resonator geschraubt und optional über einen Verstärker (MITEQ AMF-4B) mit dem Mikrowellengenerator verbunden wird. Bei einem einfachen Experiment, in dem die abgestrahlte Leistung der Antenne mit einem SMA-Kabel aufgenommen und mit einem Frequenzanalysator gemessen wurde, zeigte sich die Helix-Antenne der einfachen Dipol-Antenne im Wirkungsgrad deutlich überlegen.

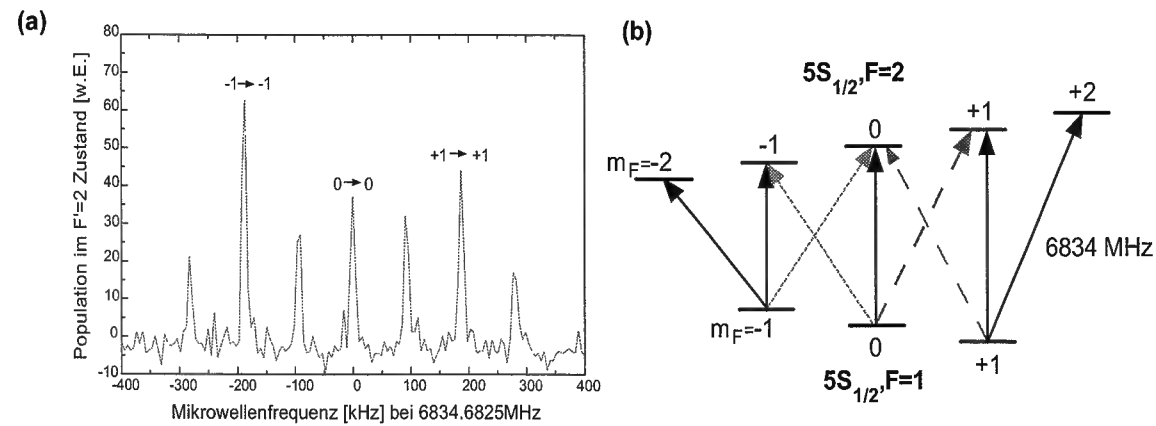


Abbildung A.2: (a) Mikrowellenspektrum für Übergänge zwischen den Hyperfein-Grundzuständen $F=1$ und $F=2$ in ^{87}Rb . (b) Niveauschema mit möglichen Übergängen zwischen den verschiedenen Zeeman-Niveaus. Die gestrichelt (gepunktet) eingezeichneten Resonanzen treten jeweils bei der gleichen Übergangsfrequenzen auf.

A.2 Spektren

Die Mikrowellenspektren werden folgendermaßen aufgenommen: Zuerst werden die Rubidiumatome gekühlt und gefangen, in die Dipolfalle transferiert und im Grundzustand $F=1$ präpariert. Durch Anlegen eines Magnetfelds, das typischerweise einige hundert mG beträgt, wird die Entartung der Zeeman-Niveaus aufgehoben. Die Zeeman-Verschiebung ist gegeben durch

$$\Delta E_B = mg\mu_0|\mathbf{B}|, \quad (\text{A.1})$$

wobei g den Landéfaktor (für ^{87}Rb $g=2$) und μ_0 das magnetische Moment bezeichnet. Hierbei ist m gegeben durch [101]

$$m = m_F[F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)]/[2F(F+1)]. \quad (\text{A.2})$$

Für ^{87}Rb erhält man eine Aufspaltung von $\Delta E_F = m_F\mu_0 B/2 \approx 1.476 \text{ MHz/G} \cdot m_F \cdot B$. In Abb. A.2(b) sind die verschobenen Zeeman-Niveaus zusammen mit den möglichen magnetischen Dipol-Übergängen dargestellt. Die gestrichelt (gepunktet) dargestellten Übergänge haben jeweils die gleiche Energiedifferenz, so daß insgesamt nicht neun sondern

nur sieben Resonanzen mit unterschiedlichen Frequenzen zu erwarten sind. Im Experiment werden die Atome nach der Präparation einem kurzen Mikrowellenpuls ausgesetzt, der einen Transfer zwischen Zeeman-Unterniveaus der beiden Hyperfeinzustände bewirkt, wenn die Mikrowellenfrequenz der Zeeman-Verschiebung entspricht. Ein typisches Spektrum des Absolutbetrags¹ des angelegten Magnetfeldes bis zu einer Genauigkeit von 2 mG. Zum anderen kann auch die Population der einzelnen Unterniveaus aus der Höhe der Resonanzen bestimmt werden. In Abb. A.3 ist die Zahl der mittels der Mikrowelle in den oberen Hyperfeinzustand übertragenen Atome als Funktion der Mikrowellen-Leistung dargestellt. Es werden hier Rabi-Oszillationen beobachtet, wobei bis zu sechs vollständige Oszillationen der Besetzung zu sehen sind. Dies zeigt, daß der Austausch der Populationen kohärent erfolgt.

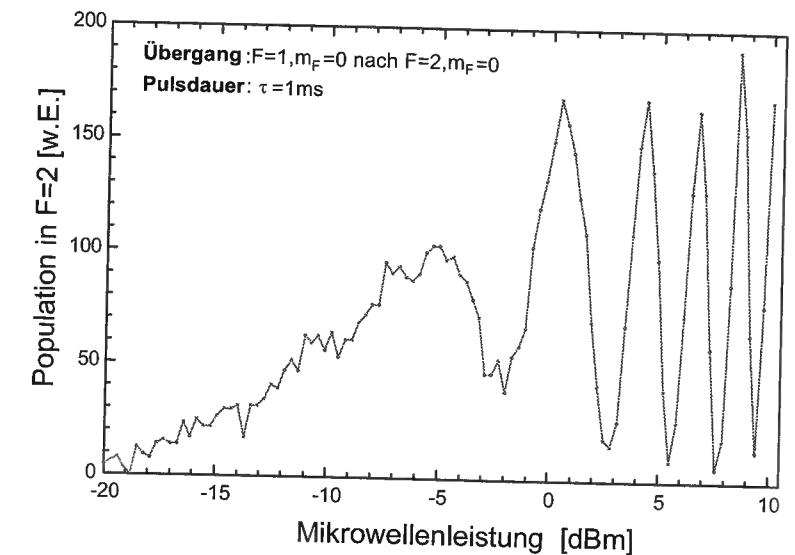


Abbildung A.3: Effektivität des Transfers: Population im Zustand $F=2$ als Funktion der Mikrowellenleistung und bei fester Pulslänge.

¹Ein definiertes Magnetfeld in einer vorgegebenen Richtung kann kontrolliert erzeugt werden, indem zuerst das Magnetfeld an der Stelle der Dipolfalle zu Null geregelt wird ($|\mathbf{B}| \approx 0$), und dann der Strom eines Paares der Kompensationsspulen auf den gewünschten Wert verändert wird. Die Abweichung der Richtung des B-Feldes von der Sollrichtung beträgt typischerweise 5° .

Anhang B

Daten zum Rubidiumatom

In diesem Anhang sind einige wichtige Daten der beiden stabilen Rubidiumisotope zusammengestellt [102].

	⁸⁵ Rb	⁸⁷ Rb
natürlicher Isotopen-Anteil	72.17%	27.83%
Kernspin I	5/2	3/2
Masse	84.9118 u	86.9092 u
Wellenlänge der D ₁ -Linie	λ=794.979 nm im Vakuum	
Lebensdauer 5P _{1/2}	τ=28.5 ns	
Wellenlänge der D ₂ -Linie	λ=780.241 nm im Vakuum	
Lebensdauer 5P _{3/2}	τ=26.5 ns	
Doppler-Temperatur	T _D =140 μK	
Rückstoßtemperatur	T _r =0.37 μK	
Sättigungsintensität (D2-Linie)	1.653 mW/cm ²	

Polarisierbarkeit

Die statische Polarisierbarkeit ist nach Gl. 2.13 gegeben durch

$$\alpha = \alpha_{\text{skalar}} + \alpha_{\text{tensor}} \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)}. \quad (\text{B.1})$$

Die folgende Tabelle gibt die Werte der skalaren Polarisierbarkeit α_s und der Tensorpolarisierbarkeit α_t für die verschiedenen relevanten Zustände des Rubidiumatoms an [103],

Zustand	5S _{1/2}	5P _{1/2}	5P _{3/2} , m _J = ±1/2	5P _{3/2} , m _J = ±3/2
α _{skalar}	5.26	12.9	12.0	16.8
α _{tensor}	-1.5 · 10 ⁻⁷	~ 10 ⁻⁵	-2.51	-2.51

wobei die Werte in Einheiten von 10⁻³⁹ Cm²/V angegeben sind. Die Umrechnung von anderen Einheiten erfolgt durch

$$\alpha [\text{Cm}^2/\text{V}] = 4\pi\epsilon_0 10^{-6} \alpha [\text{cm}^3] = h \cdot 10^{-4} \alpha [\text{MHz} \cdot \text{cm}^2/\text{kV}^2]. \quad (\text{B.2})$$

Termschema und Linienstärken

Linienstärken und Hyperfeinintervalle der beiden Rubidiumisotope ⁸⁵Rb und ⁸⁷Rb sind in der Abbildung B.1 dargestellt. Die Hyperfeinintervalle wurden der Referenz [104] entnommen. Die Linienstärke eines Dipolübergangs ist durch das Betragsquadrat des reduzierten Dipolmatrixelements gegeben

$$S(J_e, I, F_e; J_g, I, F_g) := |\langle J_e, I, F_e | \mathbf{d} | J_g, I, F_g \rangle|^2. \quad (\text{B.3})$$

Dabei bezeichnen $J_{e,g}$ den elektronischen Gesamtdrehimpuls, I den Kernspin und $F_{e,g}$ den gekoppelten Gesamtdrehimpuls von J und I . Die Linienstärken wurden jeweils für die D1- und D2-Linien auf 100 normiert.

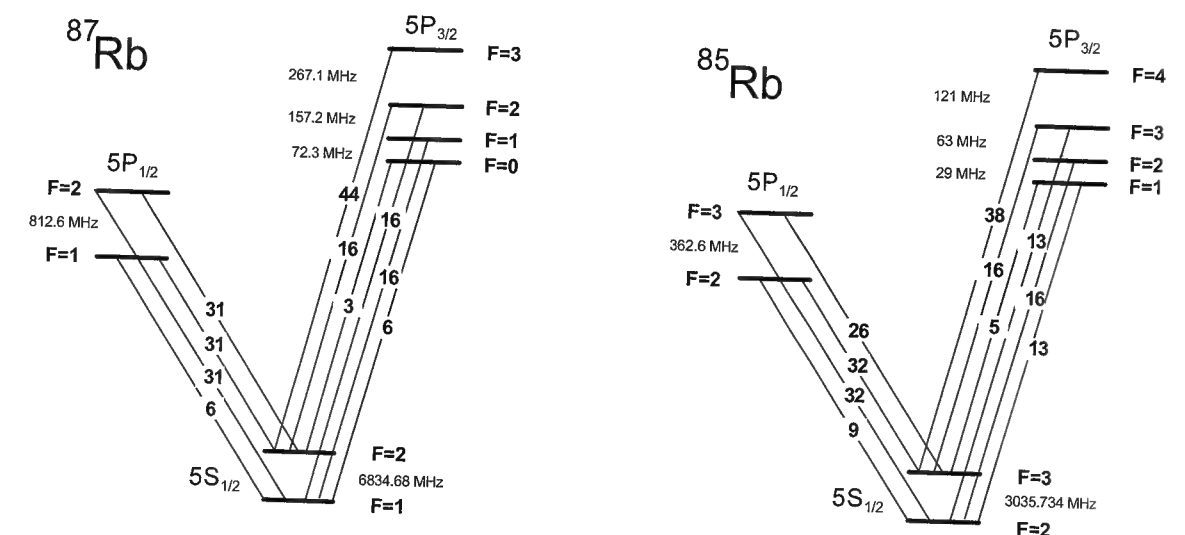


Abbildung B.1: Linienstärken und Hyperfeinintervalle der beiden Rubidiumisotope.

Resolving and addressing atoms in individual sites of a CO₂-laser optical latticeR. Scheunemann,¹ F. S. Cataliotti,^{1,*} T. W. Hänsch,^{1,2} and M. Weitz^{1,2}¹Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Strasse 1, 85748 Garching, Germany²Sektion Physik der Universität München, Schellingsstrasse 4, 80799 München, Germany

(Received 31 May 2000; published 11 October 2000)

We report on the microscopic imaging of individual sites of an optical lattice with a period of 5.3 μm created by a retroreflected, focused CO₂-laser beam. In this one-dimensional lattice, the Lamb-Dicke limit is fulfilled in all three spatial dimensions. Single lattice sites have been individually addressed with a focused near-resonant laser beam. Because of the negligible decoherence rate from spontaneous photon scattering such a lattice holds intriguing prospects for the realization of fault-tolerant quantum logic gates.

PACS number(s): 42.50.Vk, 03.67.Lx, 32.80.Pj

Cold atoms can be trapped by dipole forces in the periodic potential created by interfering laser beams, thus creating an optical lattice [1]. Such systems have attracted considerable interest due to the possibility of a simple and flexible manipulation of their solid-state-like periodic potential. Optical lattices have been used as model systems in studies of quantum-dynamical effects like quantum chaos [2] and quantum transport [3]. Moreover, in optical lattices the Lamb-Dicke regime is readily reached, where the spacing of vibrational levels exceeds the photon recoil energy. This suggests that the trapped atoms could be cooled to the vibrational ground state by sideband cooling, as demonstrated in pioneering experiments with single ions in Paul traps [4]. With neutral atoms, sideband cooling to the ground state of a three-dimensional optical lattice has recently been achieved [5]. Atoms in the ground state of an optical lattice could provide an intriguing system to explore quantum state control [6]. Recently, it has been pointed out that optical lattices would provide an attractive physical system for performing quantum logic experiments [7–10]. In far-detuned lattices neutral atoms couple only very weakly to the environment, so that the decoherence rate can be kept small. Most importantly, very efficient schemes for quantum error corrections [11] and fault-tolerant computing [12] can be straightforwardly implemented due to the inherent possibility of parallel operation [13]. On the other hand, the possibility of selectively addressing and manipulating single qubits is central to the operation of quantum logic systems. This is difficult to achieve in conventional optical lattices, where the spatial period is of the order of half the wavelength of an atomic absorption line. Traditionally, optical lattices have therefore been investigated by monitoring their (quantized) vibrational frequencies [1]. A periodic trapping potential for atoms with large trapping site spacing can, for example, be created by optical imaging of mechanical microstructures, as, e.g., a grating, which allows for the resolving of individual lattice sites [14].

In this Rapid Communication, we report on the optical imaging of rubidium atoms trapped in an extremely far-detuned optical lattice formed by an infrared standing wave

near $\lambda_{\text{trap}} = 10.6 \mu\text{m}$. The use of this midinfrared trapping radiation with a wavelength of more than an order of magnitude above that of the lowest absorption line of the rubidium atom allows the generation of a “mesoscopic lattice” in a standing light wave, where the lattice spacing $\lambda_{\text{trap}}/2$ is directly related to the well-controlled frequency of light. Moreover, extremely long atomic coherence times are expected in this lattice, as required for experiments studying quantum entanglement and quantum logic. The fluorescence emitted by rubidium atoms trapped in individual sites has been imaged by an optical microscope, yielding direct evidence for the lattice structure. To our knowledge, this represents the first observation of individual lattice sites with periodicity near half the trapping wavelength. Furthermore, we have been able to manipulate atoms confined in the single lattice sites by illuminating them with a pulse of resonant light. Preparation and readout of individual qubits should hence be possible in this kind of optical lattice.

As in other optical dipole force traps [15], the trapping potential in optical lattices is based on the interaction of an induced atomic dipole moment with an off-resonant laser field. When the laser frequency is tuned to the red side of an atomic transition, the atoms are attracted towards the maximum field intensity and the trapping potential is given by $U = -\frac{1}{2}\alpha|\mathbf{E}|^2$. Here α is the atomic polarizability and $|\mathbf{E}|$ is the amplitude of the light field. Since the frequency of the trapping laser in our experiment is much smaller than that of the lowest atomic dipole transition in rubidium, the polarization α can be approximated by its static value, and spontaneous scattering is largely suppressed [16]. For our experimental parameters, the expected time to spontaneously scatter a photon is above 600 s. As in our earlier work [7], we use a retroreflected focused CO₂-laser beam near 10.6 μm to realize a midinfrared lattice. The atoms are polarization gradient cooled into pancake shaped microtraps spaced by 5.3 μm . This one-dimensional (1D) arrangement minimizes the heating rate due to reabsorption of fluorescence photons from neighboring lattice sites. With proper focusing of the trapping light, the transverse atomic confinement can be made sufficiently large that the Lamb-Dicke limit $\sqrt{\omega_{\text{rec}}/\omega_{\text{osc}}} < 1$ is not only fulfilled along the lattice axis, but also in all other spatial dimensions. This is an important prerequisite for future three-dimensional sideband cooling of the trapped atoms [4].

*On leave from Dipartimento di Fisica, Università di Firenze, Largo E. Fermi 2, I-50125 Firenze, Italy.

Anhang C

Abdruck einer Publikation

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit sind folgende Veröffentlichungen entstanden:

Laser cooling in a CO₂-laser optical lattice, S. Friebe, R. Scheunemann, J. Walz, T.W. Hänsch, M. Weitz, Appl. Phys. B, **67**, 699 (1998).

Resolving and Addressing Atoms in Individual Sites of a CO₂-Laser Optical Lattice, R. Scheunemann, F.S. Cataliotti, T.W. Hänsch, and M. Weitz, Phys. Rev. A, 051801(R) (2000).

An optical lattice with single lattice site optical control for quantum engineering, R. Scheunemann, F.S. Cataliotti, T.W. Hänsch, and M. Weitz, J. Opt. B **2**, 1 (2000).

Super resolution of pulsed multi-photon Raman transitions, F.S. Cataliotti, R. Scheunemann, T.W. Hänsch, and M. Weitz, zur Veröffentlichung eingebracht, Sept. 2000.

In diesem Anhang ist der in Physical Review A, Rapid Communications veröffentlichte Artikel wiedergegeben.

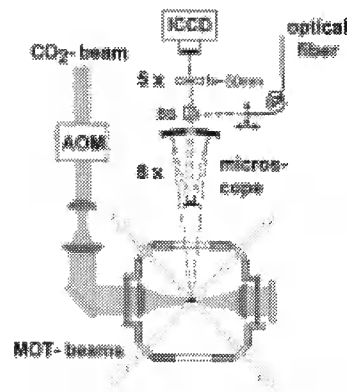


FIG. 1. Schematic of the experimental apparatus.

Our experimental setup shown in Fig. 1 is similar to that described previously [7,17]. The vacuum system has been improved to achieve better optical access to the trap region and longer lifetimes. The 1D optical lattice is created by a single-mode CO₂ laser generating an output power of up to 50 W near 10.6 μm . Its infrared beam passes through an acousto-optic modulator (AOM), which is used both for optical isolation and to control the beam intensity. Two adjustable ZnSe lenses inside the vacuum chamber and a retro-reflecting mirror are used to form a standing wave with a beam waist of typically 35 μm . With an input power of 14 W at this beam waist the calculated trap depth [7] is $U_0/h=43.5$ MHz, which corresponds to a temperature of 2.1 mK. The optical lattice is loaded by means of a magneto-optical trap (MOT) that collects and precools ⁸⁵Rb atoms.

The trapped atoms have been imaged with a Questar long-distance microscope QM100 placed 10 cm away from the trap center outside the vacuum system onto an intensified charge-coupled-device (ICCD) camera. To image individual lattice sites, we have inserted an additional biconcave lens of $f=-50$ mm focal length between microscope and camera, which results in an enlargement of the original image by an additional factor of 5. With this total magnification of 40 the rescaled pixel size is 0.6 μm . For some of the measurements, light from an additional laser tuned to the $5S_{1/2}$, $F=3$ to $5P_{3/2}$, $F'=4$ cycling transition has been sent through the core of an optical fiber and is imaged via a beam splitter through the microscope onto the sample. The optical setup here represents that of a confocal microscope, and allows the illumination of only a small area of the trap region.

In a typical experimental run, we collect about 5×10^7 ⁸⁵Rb atoms during a MOT loading period of 3 s. The atoms are then compressed for 20 ms in a temporal dark MOT realized by detuning the cooling laser 13 linewidths to the red side of the cooling transition and by simultaneously reducing the repumping laser intensity by a factor of 10. During this phase the CO₂-laser beam, with its focus superimposed on the MOT region, is activated. At the end of the dark MOT phase, all resonant beams are extinguished and the magnetic field is switched off. The number of atoms that remain trapped in the optical lattice, as well as their spatial extension, are measured by pulsing on the MOT beams and

imaging the fluorescence onto both a calibrated photodiode and the ICCD camera. Typically, we load around 1×10^6 ⁸⁵Rb atoms into the lattice, distributed over roughly 100 lattice sites. We have observed a lifetime of 3.4 s, limited by collisions with the thermal rubidium background gas.

The vibrational frequencies have been measured by parametrically exciting the atoms as described previously [7]. Briefly, the CO₂-laser beam intensity is periodically modulated by the AOM, leading to significant vibrational excitation and subsequent trap loss if the modulation frequency equals twice a trap vibrational frequency. With the typical parameters of 14 W and 35 μm , we measure oscillation frequencies in the central trap region of $\nu_z=54(5)$ kHz in the axial and $\nu_r=4.2(5)$ kHz in the radial direction. The Lamb-Dicke limit, corresponding to an oscillation frequency above $\nu_{\text{rec}}=3.8$ kHz, is therefore fulfilled in all three spatial dimensions. We have determined the temperature of the atoms by switching off the trapping potential and observing the ballistic expansion of the cloud, with the CCD camera using a magnification of only a factor of 8. We measure a temperature of 70 μK for ⁸⁵Rb at the quoted trap depth, almost a factor 5 above the results of our previous works [7,17] taken with lower trapping beam intensities. When decreasing the CO₂-laser intensity, the measured temperature reduces to 10 μK and the atomic phase-space density $n\lambda_{dB}^3$ reaches its maximum value, being as high as 1/300. On the other hand, when increasing the trapping beam laser power the atomic temperature rises to values approaching the Doppler temperature limit of 140 μK . We attribute this effect to the fact that upper and lower electronic states are ac Stark shifted by different amounts in the presence of the CO₂ laser field. The static polarizability of the upper state is about a factor of 2.5 above that of the ground state. For larger laser power, the differential ac Stark shift becomes comparable to the ⁸⁵Rb upper state hyperfine splitting and the efficiency of sub-Doppler laser cooling is strongly reduced. Therefore the best starting point for Raman-sideband cooling would be to first load the lattice at low power to achieve high phase-space densities, and subsequently ramp up the potentials adiabatically to maximize the vibrational trap frequencies.

After optimization of the trap parameters as described, we proceeded to image the optical lattice. For these experiments, the power of the CO₂-laser beam was reduced to 4 W to achieve lower temperatures. After loading the lattice and holding the atoms for 100 ms, the CO₂-laser beam was shut off to avoid a position-dependent ac Stark shift, and the MOT lasers were pulsed on for 20 μs while accumulating the atomic fluorescence with the ICCD camera. We have chosen the detuning of the cooling laser to be resonant with the cycling transition and also added repumping light. Figure 2(A) shows the image of 50 accumulated recordings after subtracting a constant background due to spurious scattered light and dark counts. The atoms are localized in periodically spaced pancakelike microtraps of 5.3- μm period, each of these sites now containing roughly 4×10^3 atoms. From Fig. 2(B) showing a cross section of the lattice image we can evaluate a contrast defined as $C=(I_{\text{max}}-I_{\text{min}})/(I_{\text{max}}+I_{\text{min}})$ of 32(5)%, which gives a quantitative measure for the resolving of the lattice. From the measured vibrational

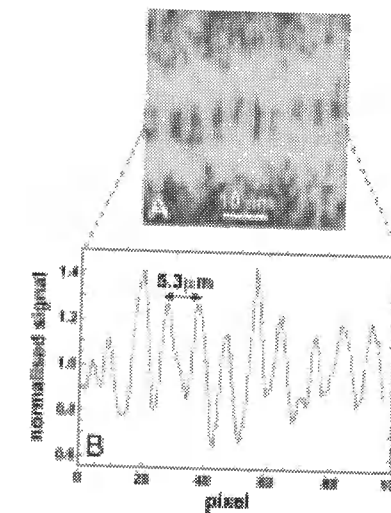


FIG. 2. (Color) (A) Image of rubidium atoms trapped in a one-dimensional optical lattice with a period of 5.3 μm . The axis of the infrared CO₂-laser beam is oriented horizontally. (B) Cross section of this image obtained by integrating the measured atomic fluorescence perpendicular to the trapping beam axis.

frequencies and the atomic temperature ($T=52$ μK for this data set), we can estimate the actual size of the atomic microclouds when assuming $k_B T/2 = 2 \pi^2 m v_i^2 \sigma_i^2$ for atoms in a harmonic potential. The calculated radial width $\sigma_r^{\text{theo}}=5.2$ μm of the atomic distribution is in reasonable agreement with the measured value of $\sigma_r=6.8(7)$ μm half-width at half maximum, which was obtained assuming a Gaussian atomic density distribution in the trap. The calculated axial width of the microclouds is $\sigma_z^{\text{theo}}=0.4$ μm , which is far less than the lattice spacing (5.3 μm) and would result in an expected contrast of 100% for the lattice cross section. We attribute the measured contrast to being mainly limited by the finite resolution of our imaging system. We have modeled the image by convoluting the expected picture with a Gaussian broadening of variable width. From a fit of this simple model to the cross section of Fig. 2(B), we derive an estimated spatial resolution of 1.9 μm for our imaging system. The measurements show that it is possible to distinguish atoms in neighboring lattice sites and thus read out the information of individual quantum bits stored in the antinodes of this 1D optical lattice.

Figure 3(A) shows the image of the lattice illuminated by the MOT beams, similar to that already described. The CO₂ trapping laser was left on during the entire cycle. This allowed illumination times as long as 100 μs . In the absence of the trapping field, the contrast of the images vanishes within 30 μs , due to the thermal expansion of the cloud. The MOT cooling beams were resonant with the $5S_{1/2}$, $F=3$ to $5P_{3/2}$, $F'=4$ cycling transition at the bottom of the central potential wells to account for the ac Stark shift. Figure 3(B) depicts an image taken by illuminating a single trapping site for a period of 100 μs with around 10 μW of light resonant with the cycling transition at the bottom of the trap through the fiber

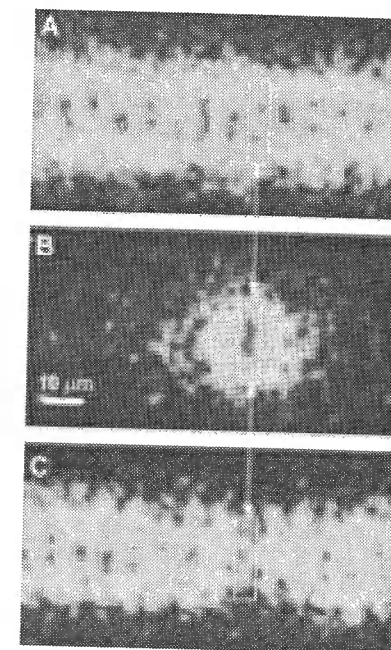


FIG. 3. (Color) Images of the lattice after the following manipulations: (A) no manipulation of the atoms in the microtraps; (B) only atoms from a single lattice site illuminated during the exposure with a focused laser beam; (C) after removing atoms in one lattice site before the exposure.

and by the MOT repumping beams. The exposure shows atoms localized in one distinct potential, with the neighboring lattice sites suppressed by a factor of approximately 2.3. Note that the rest of the lattice is still filled, but is not visible here. This shows that, in principle, it is possible to address single qubits in an optical lattice. In order to investigate whether the neighboring wells were being perturbed by the focused laser beam, the following procedure was used. After loading the atoms into the trap, we applied a 10- μs -long pulse of light through the fiber with the same frequency, but with 20 times higher intensity. Again the MOT repumping beams were used to provide the necessary repumping light. Figure 3(C) depicts the image of the lattice after interaction with such a pulse using the MOT beams for exposure of the picture. The population of a single lattice site has been almost completely removed, while atoms in the neighboring sites are affected much less by the optical pulse. By varying the position of the optical fiber along the axial direction of the lattice we could address different lattice sites within our optical field of view, which comprises around 50 lattice sites. While at present we used an imaging system optimized for the visible spectral region, the optical resolution could be further improved with a system optimized for the atomic fluorescence wavelength of 780 nm for the rubidium D2 line. Alternatively, one could use shorter wavelength transitions for the fluorescence imaging, e.g., the $5S-6P$ line of the rubidium atom near 420 nm.

In the future, we wish to explore the possibility of performing quantum logic operations with this far-detuned op-

tical lattice. To avoid rapid decoherence, the atoms must be cooled to the vibrational ground state of the lattice, which should be possible with sideband cooling techniques [4,5]. Note that, while in dense atomic samples the efficiency of laser cooling is usually limited by reabsorption of fluorescence photons, for quantum logic experiments the cooling of a single atom per lattice site into the ground state is sufficient (and required for the proposals considered up to now). The detection of single, trapped atoms requires efficient fluorescence detection and has been achieved in several laboratories [18].

A coupling of atoms in different lattice sites should be possible, e.g., by dipole-dipole interactions [8], controlled cold collisions [9], or high finesse optical cavities [10,7]. The former two are local interactions, and a coupling can be achieved with a state-dependent lattice geometry that requires additional closer-resonant optical manipulation beams with detuning comparable to the atomic fine structure, i.e., tuned between the $P_{1/2}$ and $P_{3/2}$ levels. It has been pointed out that fault-tolerant quantum logic operation can be realized in optical lattices, as a shift operation on a lattice plane can lead to the simultaneous entanglement of many atoms by, e.g., cold collisions, thus allowing for a considerable redundancy in the operations [13]. The CO_2 -laser lattice allows a very controlled loading of the near-resonant manipulation lattice, while the possibility of spatially resolving the individual qubits can be maintained. Let us assume that a stand-

ing wave of the near-resonant beams is oriented along the same axis as the midinfrared wave generated by the CO_2 laser, and the CO_2 -laser wavelength is chosen such that it equals an integer multiple of the near-resonant light, e.g., $\lambda_{\text{CO}_2} = 13\lambda_{\text{opt}}$ for the rubidium atom. After preparing the qubits in the CO_2 -laser lattice, the retroreflected $10.6\text{-}\mu\text{m}$ beam is extinguished and the closer-resonant light activated, while the atoms still hold against gravity with the traveling-wave CO_2 -laser beam. The atoms are then transferred into the near-resonant standing wave, with precisely every 13th trapping site occupied by an atom. The described scheme should enable the realization of entangled two- and more particle quantum states with the possibility of addressing individual atoms. The realization of highly parallel quantum gates in an optical lattice would represent an important step towards a fault-tolerant quantum computer.

To conclude, we have optically resolved an optical lattice based on the radiation of a CO_2 laser operating near $10.6\text{ }\mu\text{m}$. This type of optical lattice has exciting prospects for quantum logic experiments. In addition our 1D geometry minimizes reabsorption of spontaneously emitted photons. This could allow for the possibility of reaching Bose-Einstein condensation by optical cooling alone.

This work is supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft and within an EC Science contract.

- [1] P. S. Jessen and I. H. Deutsch, *Adv. At., Mol., Opt. Phys.* **37**, 95 (1996), and references therein.
- [2] J. C. Robinson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3963 (1995); F. L. More *et al.*, *ibid.* **73**, 2974 (1994).
- [3] M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, and Ch. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4508 (1996); S. Wilkinson, C. Bharucha, K. Madison, Q. Niu, and M. Raizen, *ibid.* **76**, 4512 (1996).
- [4] F. Diedrich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 403 (1989).
- [5] S. Hamann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4149 (1998); H. Perrin *et al.*, *Europhys. Lett.* **42**, 395 (1998); A. Kerman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 439 (2000).
- [6] See, e.g., *J. Mod. Opt.* **44**, 2021 (1997), special issue on quantum state preparation and measurement; I. Deutsch and P. Jessen, *Phys. Rev. A* **57**, 1972 (1998).
- [7] S. Friebe, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **57**, R20 (1998).
- [8] G. Brennen, C. Caves, P. Jessen, and I. Deutsch, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1060 (1999).
- [9] D. Jaksch, H.-J. Briegel, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1975 (1999).
- [10] A. Hemmerich, *Phys. Rev. A* **60**, 943 (1999).
- [11] See, e.g., A. M. Steane, *Rep. Prog. Phys.* **61**, 117 (1998).
- [12] P. W. Shor, *Phys. Rev. A* **52**, R2493 (1995); A. Steane, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **452**, 2551 (1996).
- [13] H.-J. Briegel, T. Calarco, D. Jaksch, I. Cirac, and P. Zoller, *J. Mod. Opt.* **47**, 415 (2000).
- [14] D. Boiron *et al.*, *Phys. Rev. A* **57**, R4106 (1998).
- [15] See, e.g., R. Grimm, M. Weidenmüller, and Y. Ovchinnikov, *Adv. At., Mol., Opt. Phys.* **42**, 95 (2000).
- [16] T. Takekoshi and R. J. Knize, *Opt. Lett.* **21**, 77 (1996); K. O'Hara *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4204 (1999).
- [17] S. Friebe, R. Scheunemann, J. Walz, T. W. Hänsch, and M. Weitz, *Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem.* **67**, 699 (1998).
- [18] Z. Hu and H. J. Kimble, *Opt. Lett.* **19**, 1888 (1994); F. Ruschewitz *et al.*, *Europhys. Lett.* **34**, 651 (1996); D. Haubrich *et al.*, *ibid.* **34**, 663 (1996).

Literaturverzeichnis

- [1] Siehe, z.B. C. Adams and E. Riis, *Laser cooling and Trapping of Neutral Atoms*, *Prog. Quantum Electron.* **21**, 1 (1997).
- [2] Siehe z.B. G. Santarelli *et al.*, *Quantum projection noise in an atomic fountain: a high stability cesium frequency standard*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4619 (1999).
- [3] R. Rafac, B. Young, J. Beall, W. Itano, D. Wineland, and J. Bergquist, *Sub-Decahertz ultraviolet spectroscopy of $^{199}\text{Hg}^+$* , *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2462 (2000).
- [4] J. Bergquist (Ed.), *Symposium on Frequency Standards and Metrology*, World Scientific, Singapore (1996).
- [5] D. Weiss, *A precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry*, Dissertation, Stanford University (1993).
- [6] A. Peters, K. Chung and S. Chu, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*, *Nature* **400**, 849 (2000).
- [7] T.W. Hänsch and A.I. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975).
- [8] P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould, and H.J. Metcalf, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
- [9] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [10] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, *Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping*, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
- [11] M. Kasevich and S. Chu, *Laser Cooling Below a Photon Recoil with Three Level Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1714 (1992).
- [12] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wiemann and E. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995); K. Davis, M. Mewes, M. Andrews, N. Van Druten, D. Kurn and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995); C. Bradley, C. Sacket and R. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 985 (1997); D. Fried, T. Killian, D. Landhuis, S. Moss, D. Kleppner, and T. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).

- [13] B. DeMarco and D. Jin, *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*, Science **285**, 1703 (1999).
- [14] P. Jessen and I. Deutsch, *Optical Lattices*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 95 (1996).
- [15] T. Takekoshi, J.R. Yeh, and R.J. Knize, *Quasi-electrostatic trap for neutral atoms*, Opt. Commun. **114**, 421 (1995).
- [16] T. Takekoshi, J.R. Yeh, and R.J. Knize, *CO₂ laser trap for cesium atoms*, Opt. Lett. **21**, 77 (1996).
- [17] F. Dietrich, J. Bergquist, W. Itano, and D. Wineland, Phys. Rev. Lett. **62**, 403 (1989); C. Monroe, D. Meekhof, S. Jefferts, B. King, W. Itano, and D. Wineland, *ibid* **75**, 4011 (1995).
- [18] D. Meekhof, C. Monroe, B. King, W. Itano and D. Wineland, Phys. Rev. Lett. **76**, 1796 (1996); C. Monroe, D. Meekhof, B. King and D. Wineland, Science **272**, 1131 (1996).
- [19] A. Ashkin, *Acceleration and trapping of particles by radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **24**, 156 (1970).
- [20] V.S. Letokhov, *Narrowing of the Doppler width in a standing light wave*, JETP Lett. **7**, 272 (1968).
- [21] D. Pritchard, E. Raab, V. Bagnato, C. Wieman, and N. Watts, *Light traps using Spontaneous Forces*, Phys. Rev. Lett. **57**, 310 (1986).
- [22] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Prichard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [23] A. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergemann, and H. Metcalf, *First observation of magnetically trapped neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).
- [24] K. Corwin, S. Kuppens, D. Cho, and C. Wieman, *Spin-Polarized Atoms in a Circular Polarized Optical Dipole Trap*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1311 (1999); M. Zielonkowski, I. Manek, U. Moslener, P. Rosenbusch, and R. Grimm, *Manipulation of spin-polarized atoms in an optical dipole trap*, Europhys. Lett. **44**, 700 (1998).
- [25] T. Takekoshi, B. Patterson, and R. Knize, *Observation of Optically Trapped Cold Cesium Molecules*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5105 (1998).
- [26] K. O'Hara, S. Granada, M. Gehm, T. Savard, S. Bali, C. Freed, and J. Thomas, *Ultrastable CO₂ Laser Trapping of Lithium Fermions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4204 (1999).
- [27] R. Grimm, M. Weidenmüller, and Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).

- [28] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York (1962).
- [29] R. Loudon, *The quantum theory of light*, Oxford University press, Oxford (1983).
- [30] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon-Interactions*, Wiley, New York (1992).
- [31] S. Chu, J. Bjorkholm, A. Askin, and A. Cable, *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).
- [32] R. Dicke, *The effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines*, Phys. Rev. **89**, 472 (1953).
- [33] S. Friebe, *Mikrofallen aus Licht zur Speicherung kalter Atome*, Dissertation LMU (1998), veröffentlicht als MPQ-Report 236.
- [34] A. Ashkin, *Trapping of atoms by resonance radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **40**, 729 (1978).
- [35] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, and A. Askin, *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonant Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- [36] D. Wineland and W. Itano, *Laser cooling of atoms*, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979).
- [37] D. Boiron, C. Triche, D. Meacher, P. Verkerk, and G. Grynberg, *Three-dimensional cooling of cesium atoms in four-beam gray optical molasses*, Phys. Rev. A **52**, R3425 (1995); A. Hemmerich, M. Weidenmüller, T. Esslinger, C. Zimmermann, and T.W. Hänsch, *Trapping Atoms in a Dark Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **75**, 37 (1995).
- [38] M. Prentiss, A. Cable, J.E. Bjorkholm, and S. Chu, E. Raab and D. Pritchard, *Atomic-density-dependent losses in an optical trap*, Opt. Lett. **13**, 452 (1988).
- [39] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, *Collective Behaviour of Optically Trapped Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990).
- [40] L. Ricci, M. Weidenmüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T.W. Hänsch, *A compact grating stabilized diode laser system for atomic physics*, Opt. Comm. **117**, 541 (1995).
- [41] W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall, and M. Zhu, *Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal*, Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985); W. Phillips and H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- [42] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wieman, *Very Cold Trapped Atoms in a Vapour Cell*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).

- [43] J. Fortagh, A. Grossmann, T.W. Hänsch, and C. Zimmermann, *Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source*, J. Appl. Phys. **84**, 6499 (1998).
- [44] S. Friebe, R. Scheunemann, J. Walz, M. Weitz, and T.W. Hänsch, *Laser cooling in a CO₂-laser optical lattice*, Appl. Phys. B **67**, 699 (1999).
- [45] W. Ketterle, K.B. Davis, M. Joffe, A. Martin, and D. Pritchard, *High Densities of Cold Atoms in Dark Spontaneous-Force Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1993).
- [46] S. Friebe, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz, and T.W. Hänsch, *CO₂- Laser Optical Lattice with Cold Rubidium Atoms*, Phys. Rev. A **57**, R20 (1998).
- [47] L. Landau und L. Lifschitz, *Mechanik*, Akademie-Verlag, Berlin (1964).
- [48] D. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. Ungar, and S. Chu, *Optical molasses and multilevel atoms: experiment*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2072 (1998).
- [49] R. Scheunemann, F.S. Cataliotti, T.W. Hänsch, and M. Weitz, *An optical lattice with single lattice site optical control for quantum engineering*, J. Opt. B **2**, 1 (2000).
- [50] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. Pitaevskii, and S. Stringari, *Theory of trapped Bose-condensed gases*, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
- [51] Y. Castin, J. Cirac, and M. Lewenstein, *Reabsorption of Light by Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5305 (1998).
- [52] Siehe z.B. *Special Issue on Quantum State Preparation and Measurement*, J. Mod. Opt. **44**, 2021 (1997); I. Deutsch and P. Jessen, *Quantum state control in optical lattices*, Phys. Rev. A **57**, 1972 (1998).
- [53] M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, and C. Salomon, *Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508 (1996); S. Wilkinson, C. Bharucha, K. Madison, Q. Niu, and M. Raizen, *Observation of Atomic Wannier-Stark Ladders in an Accelerating Optical Potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4212 (1996).
- [54] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J. Courtois, and C. Salomon, *Quantized Motion of Cold Cesium Atoms in Two- and Three-Dimensional Optical Potentials*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2249 (1993).
- [55] M. Weidenmüller, A. Hemmerich, A. Görlitz, T. Esslinger, and T.W. Hänsch, *Bragg Diffraction in an Atomic Lattice bound by Light*, Phys. Rev. Lett. **72**, 4583 (1995).
- [56] R. Scheunemann, F.S. Cataliotti, T.W. Hänsch, and M. Weitz, *Resolving and Addressing Atoms in Individual Sites of a CO₂-Laser Optical Lattice*, Phys. Rev. A, 051801(R) (2000).

- [57] G. Brennen, C. Caves, P. Jessen, and I. Deutsch, *Quantum Logic Gates in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1060 (1999).
- [58] D. Jaksch, H.-J. Briegel, J.I. Cirac, C.W. Gardiner, and P. Zoller, *Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999).
- [59] A. Hemmerich, *Quantum entanglement in dilute optical lattices*, Phys. Rev. A **60**, 943 (1999).
- [60] Siehe z.B. A.M. Steane, *Quantum Computing*, Rep. Prog. Phys. **61**, 117 (1998).
- [61] P.W. Shor, *Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory*, Phys. Rev. A **52**, R2493 (1995); A. Steane, *Multiple-particle interference and quantum error correction*, Proc. Roy. Soc. A **452**, 2551 (1996).
- [62] H.-J. Briegel, T. Calarco, D. Jaksch, I. Cirac, and P. Zoller, *Entangling neutral atoms for quantum information processing*, J. Mod. Opt. **47**, 415 (2000).
- [63] D. Boiron *et al.*, *Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps*, Phys. Rev. A **57**, R4106 (1998).
- [64] A. Görlitz, *From monochromatic optical lattices to bichromatic superlattices*, Dissertation, LMU München (1998).
- [65] Z. Hu and H.J. Kimble, *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*, Opt. Lett. **19**, 1888 (1994); D. Haubrich *et al.*, *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, Europhys. Lett. **34**, 663 (1996); D. Frese, B. Überholz, S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, V. Gomez, and D. Meschede, *Single atoms in an Optical Dipole Trap: Towards a Deterministic Source of Cold Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3777 (2000).
- [66] Spezifikation in ICCD-Kamera Beiheft, Princeton Instruments.
- [67] V.S. Letokhov and V.P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer Verlag, Berlin (1977).
- [68] J.H. Shirley, *Solution of the Schrödinger Equation with a Hamiltonian Periodic in Time*, Phys. Rev. **138**, B979 (1965).
- [69] C. Cohen-Tannoudji, *Cargèse Lectures in Physics*, Vol.2, ed. M. Levy, Gordon and Breach, (1968); S. Stenholm, *Saturation effects in RF spectroscopy*, J. Phys. B **5**, 878 (1972); *ibid* **6**, 1097 (1973).
- [70] W. Kaiser and C.G.B. Garret, *Two-Photon Excitation in CaF₂ : Eu²⁺*, Phys. Rev. Lett. **7**, 229 (1961).
- [71] E. Kyrölä and S. Stenholm, *Velocity tuned resonances as multi-Doppler processes*, Opt. Commun. **22**, 123 (1977), und Referenzen darin.

- [72] R. Trebino and L. Rahn, *Subharmonic resonances on higher-order collision-enhanced wave mixing in a sodium-seeded flame*, Opt. Lett. **12**, 912 (1987).
- [73] G.S. Agarwal, *Subharmonic Raman effect in nonlinear mixing*, Opt. Lett. **13**, 482 (1988).
- [74] A. Hemmerich, C. Zimmermann, and T.W. Hänsch, *Multiphoton Transitions in a Spin-Polarized 3D Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **72**, 625 (1994).
- [75] H. Wallis, *Multiphoton Raman resonances in three-level Λ atoms in two bichromatic fields*, Phys. Rev. A **52**, 1441 (1995).
- [76] F.S. Cataliotti, R. Scheunemann, T.W. Hänsch, and M. Weitz, *Super resolution of pulsed multi-photon Raman transitions*, zur Veröffentlichung eingereicht
- [77] M. Kasevich and S. Chu, *Measurement of the Gravitational Acceleration of an Atom with a Light-Pulse Atom Interferometer*, Appl. Phys. B, **54**, 321 (1992).
- [78] Siehe z.B. Kap.18 in H. Metcalf and P. Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York (1999).
- [79] Siehe z.B. P. Berman (Hrsg.), *Atom Interferometry*, Academic Press, London (1997).
- [80] Siehe z.B. Anwendungen der Zwei-Photonen Rastermikroskopie in der Biologie.
- [81] D. Wineland and H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- [82] C. Monroe, D. Meekhof, B. King, S. Jefferts, W. Itano, D. Wineland, and P. Gould, *Resolved-sideband Raman cooling of a bound atom to the 3D zero-point energy*, Phys. Rev. Lett. **62**, 403 (1989).
- [83] W. Itano and D. Wineland, *Laser cooling*, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979).
- [84] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule, and C. Salomon, *Sideband cooling of neutral atoms in a far detuned optical lattice*, Europhys. Lett. **42**, 395 (1998).
- [85] S. Hamann, D. Haycock, G. Klose, P. Pax, I. Deutsch, and P. Jessen, *Resolved-Sideband Raman Cooling of an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4149 (1998); A. Kerman, V. Vuletic, C. Chin, and S. Chu, *Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phasespace Density*, Phys. Rev. Lett. **84**, 439 (2000).
- [86] G. Morigi, J. Cirac, M. Lewenstein, and P. Zoller, *Ground-state laser cooling beyond the Lamb-Dicke-limit*, Europhys. Lett. **39**, 13 (1997).
- [87] G. Morigi, J. Eschner, and C. Keitel, *Groundstate Laser Cooling using Electromagnetically Induced Transparency*, Phys. Rev. Lett. **85**, 4458 (2000).
- [88] R. Feynman, *Quantum Mechanical Computers*, Found. Phys. **16**, 507 (1986).

- [89] D. Deutsch, *Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer*, Proc. R. Soc. A **400**, 97 (1985); *ibid.*, *Quantum computational networks*, **425**, 93 (1989).
- [90] Siehe C. Bennet and D. DiVincenzo, *Quantum information and computation*, Nature **404**, 247 (2000).
- [91] P. Shor, in *Proceedings of the 35. Annual Symposium on the Foundations of Computer Science*, S. Goldwasser (Hrsg.), (1994).
- [92] L. Grover, *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325 (1997).
- [93] A. Barenco, *A universal two-bit gate for quantum computation*, Proc. Phys. Soc. London, Ser. A., **449**, 679 (1995); T. Sleator and H. Weinfurter, *Realizable Universal Quantum Logic Gates*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4087 (1995).
- [94] I. Cirac and P. Zoller, *Quantum computation with cold trapped ions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4091 (1995).
- [95] C. Monroe, D. Meekhof, B. King, W. Itano, and D. Wineland, *Demonstration of a fundamental quantum gate*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4714 (1995).
- [96] Q. Turchette, C. Hood, W. Lange, H. Mabushi, and H. Kimble, *Measurement of Conditional Phase shifts for Quantum Logic*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4710 (1995).
- [97] N. Gershenfeld and I. Chuang, *Bulk spin-resonance quantum computation*, Science **275**, 350 (1997); I. Chuang *et al.*, *Experimental realization of a quantum algorithm*, Nature **393**, 143 (1998); D. Cory *et al.*, *Experimental Quantum Error Correction*, quant-ph 9802018 (1998).
- [98] C.H. Townes and A.L. Schawlow, *Microwave spectroscopy*, Dover, New York (1975).
- [99] B. Atkins, *Helical Antenna Design*, aus *The ARRL UHF/Microwave experimenter's Manual*, American Radio Relay League, Newington, USA (1990).
- [100] H.E. King and J.L. Wong, *Helical Antennas* aus J.D. Kraus, *Antennas*, McGraw-Hill, New York (1950).
- [101] H. Bethe and E. Salpeter, *Quantum mechanics of one and two-electron atoms*, Plenum Publishing Corporation, New York (1977).
- [102] A. Radzig and B. Smirnov, *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*, Springer Series in Chemical Physics, Vol.31, Springer, Berlin (1985).
- [103] R. Schmieder, A. Lurio, and W. Happner, *Quadratic Stark Effekt in the $^2P_{3/2}$ States of the Alkali Atoms*, Phys. Rev. A **3**, 1209 (1971).
P. Miller and B. Bederson, *Atomic and Molecular Polarizations: A Review of Recent Advances*, Adv. At. Mol. Phys. **13**, 1 (1977); *ibid* **25**, 37 (1989).

- [104] E. Arimondo, M. Inguscio and P. Violino, *Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms*, Rev. Mod. Phys. **49**, 2263 (1977).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zuerst bei Professor Theodor Hänsch bedanken, der mir als experimentell wenig erfahrenem Theoretiker trotzdem die Möglichkeit gegeben hat, in seiner Gruppe an einem hoch interessanten Experiment zu arbeiten. Er ermöglichte ein freies und selbständiges Arbeiten in einer stimulierenden Arbeitsgruppe.

Mein besonderer Dank gilt der Betreuung durch Martin Weitz. Sein „*Und, was gibt es neues*“ zeigte auch in Situationen, wo absolut nichts Neues zu berichten gab, daß er immer interessiert und um Hilfestellung bemüht war. Er war jederzeit bereit, sich meinen Fragen und Problemen sofort mit vollem Eifer zu widmen und fand faszinierenderweise immer klärende und verständliche Antworten, sowie Vorschläge für das weitere Vorgehen „... vom Gefühl her würde ich

Susanne Friebe sei herzlich für die Einführung in das Experimentieren mit Lasern und kalten Atomen, sowie für den guten Ausgangspunkt für meine eigenen Arbeiten am Experiment gedankt. Die Zusammenarbeit mit ihr in den zwei Jahren hat mir großen Spaß gemacht. Francesco Cataliotti seien für zwei arbeitsreiche und auch produktive gemeinsame Jahre am Experiment gedankt. Das Experimentieren und das Diskutieren mit ihm - nicht nur über physikalische Themen - war immer abwechslungsreich und auch lehrreich. Mit Giovanni Cennini wird die italienische Tradition am Experiment weiter fortgesetzt. Er trug in den letzten Monaten dazu bei, manche Gedanken und Ideen klar und deutlich in Worte zu fassen. Leider haben sich meine Italienisch-Kenntnisse nicht so fortentwickelt wie seine Deutsch-Kenntnisse.

Mit Michael Mei verbanden mich nicht nur die drei gemeinsamen engen Jahre in unsere Einmann-Büro mit Diskussionen, „Kämpfen“ um den Rechner und die Stühle, sondern auch viele Aktivitäten außerhalb der Physik. Vielleicht erreichen wir den ersten Platz beim Fußballturnier endlich im nächsten Jahr! Für das Gruppenklima unentbehrlich, hat es Jörg Reichert leider nicht geschafft, mir alle Nahmen der um München liegenden Alpengipfel beizubringen, aber trotzdem verdanke ich ihm viele Expeditionen in die Berge oder auch in die Galerie der Nationaloper. Auch den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Ronald Holzwart, Anette Pahl, Mark Fischer, Sebastian Fray, Markus Niering und den anderen sei für das angenehme Klima und die offene Arbeitsatmosphäre gedankt.

Bedanken möchte ich mich auch bei Kjelt Eikema, Jochen Walz vom MPQ sowie Axel Görlitz, Jacob Reichel, Imanuel Bloch aus der Stadt für die Antworten auf meine vielen Fragen und gemeinsame Diskussionen der letzten Jahre.

Den Technikern Wolfgang Simon und Charlie Linner danke ich für die stete Bereitschaft zur Lösung der diversen anfallenden technischen Probleme. Ebenso verstand es Helmut Brückner uns mit unzähligen elektronischen Schaltboxen zu versorgen, und auch die noch zum Leben und Funktionieren zu bringen, die in Eigenarbeit von mir selbst erdacht und

erbaut wurden. Auch den Sekretärinnen Rosemarie Lechner und Gabi Gschwendtner sei für ihre große Hilfe bei organisatorischen Problemen gedankt.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei meinen Eltern und meiner Familie, die mich immer unterstützt und ermuntert haben.

Dezember 2000



