

Mikrofallen aus Licht
zur Speicherung kalter Atome

Susanne Friebe



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

Mikrofallen aus Licht
zur Speicherung kalter Atome

Susanne Friebe

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird von der Speicherung kalter Atome in Mikrofallen aus Licht berichtet. Die Fallen werden durch ein eindimensionales Gitter quasi-elektrostatischer Dipolfallen für Rubidium-Atome realisiert. Damit werden erstmals dissipationsfreie optische Dipolfallen demonstriert, in denen das Lamb-Dicke-Regime erreicht wird.

Durch eine gegenüber der atomaren Resonanz fern verstimnte ($\frac{\omega_{\text{Laser}}}{\omega_{\text{Atom}}} < 1/10$) stehende Lichtwelle wird ein für die Atome näherungsweise elektrostatisches periodisches Potential erzeugt. In diesem Potential binden Dipolkräfte die Atome unabhängig von ihrem Spinzustand. Es entsteht ein Gitter mikroskopischer Dipolfallen im Abstand der fünffachen resonanten Wellenlänge.

Diese Fallen zeichnen sich insbesondere durch lange Speicherzeiten und hohe Vibrationsfrequenzen aus. Die Dissipationsfreiheit wird durch die extreme Verstimmung des Lasers, die zu einer vernachlässigbaren Streurate für spontane Photonen führt, erreicht. Die hohen Vibrationsfrequenzen in den tiefen mikroskopischen Potentialtöpfen ermöglichen eine schnelle adiabatische Modulation des Potentials, sowie die rückstoßfreie Photonenstreuung.

Das Gitter mikroskopischer Dipolfallen wird durch eine fokussierte CO₂-Laser-Stehwelle ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) realisiert. Bei einer Laserleistung von 5 W fokussiert auf $50 \mu\text{m}$ wird eine Potentialtiefe von $360 \mu\text{K}$ erreicht. Mit einer magnetooptischen Falle werden kalte Atome präpariert und in das Gitter geladen. Dabei wird die Phasenraumdicke gegenüber der magnetooptischen Falle um drei Größenordnungen erhöht: in ca. 25 Mikrofallen werden 10^5 Atome bei einer Temperatur von $20 \mu\text{K}$ gespeichert. Bei hohen Dichten von 10^{13} cm^{-3} wird eine Stoßrate von 9 s^{-1} erreicht. Die Speicherzeit ist nur durch den Hintergrundgasdruck begrenzt und beträgt 1,8 Sekunden.

Zum Nachweis des Gitters werden die Atome durch Modulation der Potentialtiefe parametrisch zu Schwingungen angeregt und ihre Vibrationsfrequenzen gemessen. Die hohe Vibrationsfrequenz von 16 kHz entlang der Stehwellenachse zeigt die starke Lokalisierung der Atome in den mikroskopischen Fallen im Lamb-Dicke-Regime. Dies ist die Grundlage für ein mögliches optisches Kühlen in den Vibrationsgrundzustand.

Aufgrund der erreichten Dichten scheint in einem auf drei Dimensionen erweiterten Gitter dieser Art eine Population von circa 20 Atomen pro Gitterplatz realisierbar. Die Möglichkeit, in diesen Mikrofallen durch Anwendung rein optischer Kühlmethoden in den Vibrationsgrundzustand zu kühlen, ist eine aussichtsreiche Perspektive, um in das quantenstatistische Regime vorzustoßen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Eigenschaften quasi-statischer Dipolfallen	5
2.1	Dipolpotential	5
2.2	Dissipationsfreiheit	12
2.3	Wechselwirkung mit nahresonanten Lichtfeldern	15
3	Experimenteller Aufbau	19
3.1	Vakuumkammer	20
3.2	Diodenlaser	22
3.3	CO ₂ -Laser	24
3.4	Detektion	26
3.5	Magnetooptische Falle	27
4	CO₂-Laser-Dipolfallen	33
4.1	Realisation der Dipolfallen	33
4.2	Charakterisierung der Fallen	36
4.3	Parametrische Resonanzen	39
4.4	Phasenraumdichte	43
5	Ausblick	55
A	Rubidium-Daten	57
B	Kühlen von Atomen mit Laserlicht	59
C	Zinkselenid-Optik	62
D	Gravitationskorrektur	65
E	CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms	67
	Literaturverzeichnis	71

1 Einleitung

Die Erfindung des Lasers, einer Quelle kohärenter Lichtwellen, in den Jahren 1958–60 hat die Atomphysik revolutioniert. Heute arbeiten die Atomphysiker an der Realisation einer Quelle kohärenter Materiewellen in der Hoffnung, eine ähnliche Revolution anzustoßen.

In den dazwischenliegenden Jahren atomphysikalischer Forschung wurden die Techniken des Kühlens von Atomen mit Laserlicht entwickelt, die dieses Forschungsziel in Reichweite kommen lassen und 1997 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden. Stufen dieser Entwicklung sind nach dem ersten Vorschlag zur Kühlung eines atomaren Gases von Hänsch und Schawlow [Hän75] der Einfang in dreidimensionalen Fallen [Chu86, Raa87, Ses88] und das Erreichen immer neuer Tieftemperaturrekorde [Let88, Asp88, Kas91]. Mit den Techniken der Laserkühlung ist es möglich, Atome routinemäßig bei Dichten von 10^{11} cm^{-3} auf Temperaturen im Mikrokkelvin-Bereich abzukühlen und in verschiedenen Fallentypen zu speichern. Anwendungen ultrakalter gespeicherter Atome liegen zum Beispiel in der höchstauflösenden Spektroskopie [Ber95], in der Verbesserung von Zeit- und Frequenzstandards [Ber95] und in der Suche nach permanenten elektrischen Dipolmomenten [Wei97].

Im Anschluß daran galt das Interesse verstärkt der Erzeugung hoher Phasenraumdichten. Wird dabei der mittlere Abstand bosonischer Atome vergleichbar mit ihrer thermischen deBroglie-Wellenlänge, so tritt der Phasenübergang zum Bose-Einstein Kondensat [Gri95] auf. Dieser wurde in Magnetfallen an spinpolarisierten atomaren Gasen erstmals 1995 beobachtet [And95, Dav95b]. Damit sind erstmalig Experimente zur Quantenstatistik an einem schwach wechselwirkenden System von Teilchen mit langer Kohärenzzeit möglich geworden.

Bose-Einstein-Kondensation konnte bis auf eine Ausnahme [Sta98] nur in Magnetfallen beobachtet werden, da nur darin aufgrund der Dissipationsfreiheit die für das Verdampfungskühlen nötigen Speicherzeiten erreicht werden. Für Verdampfungskühlen besonders geeignet sind Fallen mit steilen Magnetfeldgradienten. Zu deren Erzeugung sind technisch große elektrische Spulen nötig, alternativ dazu können Permanentmagneten [Bra95] verwendet werden, die den Nachteil haben, daß sie nicht ausgeschaltet werden können. Inzwischen ist es gelungen, steile Gradienten durch Miniaturisierung von Magnetfallen zu erzeugen [Vul98].

Eine Alternative zu Magnetfallen sind optische Dipolfallen (Lichtfelder). Sie haben den Vorteil, daß sie Atome unabhängig von ihrem Spinzustand speichern können. Die mit den nahresonanten Lichtfeldern verbundene Dissipation stellt allerdings ein Problem dar.

Diese Arbeit befaßt sich mit dissipationsfreien optischen Dipolfallen zur

Speicherung von Rubidium-Atomen. Durch eine stehende infrarote Lichtwelle wird ein eindimensionales Gitter mikroskopischer quasi-elektrostatischer Dipolfallen erzeugt. Die besonderen Eigenschaften dieses neuen Fallentyps sind steile Potentialtöpfe und damit so hohe Vibrationsfrequenzen, daß das Lamb-Dicke-Regime erreicht wird, sowie lange Kohärenz- und Speicherzeiten.

Optische Dipolfallen [Chu86] basieren auf der Wechselwirkung des induzierten atomaren elektrischen Dipolmoments mit einem Lichtfeld. Sie können durch einen einzigen fokussierten Laserstrahl realisiert werden und bieten (verglichen mit Magnetfallen) eine bessere räumliche und zeitliche Kontrolle des Fallenpotentials sowie steile Potentialtöpfe. Die Wechselwirkung mit einem räumlich in der Intensität variierenden Lichtfeld, z. B. einem fokussierten Laserstrahl, führt zu einer ortsabhängigen Energieverschiebung der atomaren Zustände und damit zu einem optisch induzierten Potential. Elektrische Dipolkräfte binden die Atome im Minimum dieses Potentials.

Durch Interferenz von Laserstrahlen können viele mikroskopische Dipolfallen in räumlich periodischer Anordnung erzeugt werden. Diese Anordnungen werden als *optische Gitter* [Hem93, Gry93] bezeichnet. Sie zeichnen sich durch steilere Gradienten des Potentials und damit stärkere Bindungskräfte aus, als sie durch Fokussierung eines einzelnen Strahls erzielt werden können. Der Abstand benachbarter Potentialtöpfe im Gitter entspricht der halben optischen Wellenlänge.

Abbildung 1.1 gibt einen Überblick über verschiedene Klassen von optischen Dipolfallen. In nahresonanten optischen Gittern koppeln die Zeemanunterzustände des Atoms verschieden stark an das Gitter-Lichtfeld mit Polarisationsgradienten. Dies führt zu einem Sisyphus-Kühlmechanismus, durch den ca. 10% [Gör98] der Atome in den Grundzustand des optischen Potentials gekühlt werden. Nachteile der nahresonanten Kopplung der Atome an das Lichtfeld sind die durch die hohe Photonenstreurate kurze Kohärenzzeit der Atome und die durch lichtinduzierte Verluste limitierte Dichte, so daß nur einige Prozent der Gitterplätze mit Atomen besetzt sind. Quantenstatistische Effekte sind erst bei deutlich höheren Besetzungsdichten zu erwarten. Präzisionsmessungen sind erst bei längeren Kohärenzzeiten möglich. Bei einer Besetzungsdichte von mehr als einem Atom pro Gitterplatz könnte man die Grenze zum entarteten Regime erreichen. Es ist daher notwendig, die spontane Streuung von Photonen zu unterdrücken.

Eine Idee bestand in der Realisierung dunkler optischer Gitter [Hem95], die die lichtinduzierten Verluste durch Speicherung der Atome in Dunkelzuständen reduzieren sollten. Dabei wurde jedoch keine Erhöhung der Dichte erreicht.

Ein weiterer Ansatz auf dem Weg zu höheren Besetzungsdichten ist die Realisierung fernverstimmter Dipolfallen [Mil93, Ada95] und fernverstim-

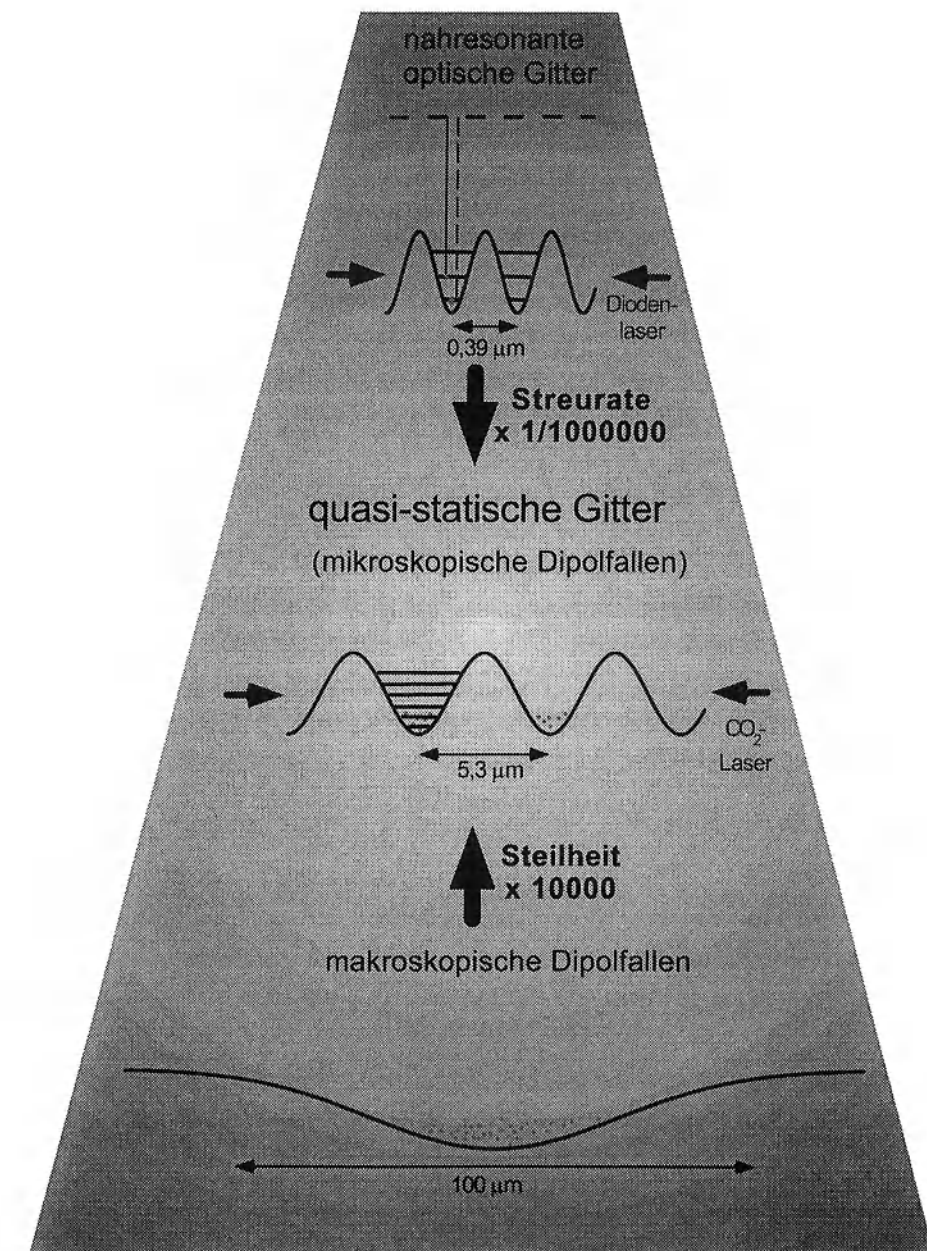


Abbildung 1.1: Optische Dipolfallen

ter optischer Gitter [And96]. Durch eine große Verstimmung des Lasers gegenüber der atomaren Resonanz erreicht man eine Reduktion der spontanen Photonenstreurate. Die Potentialtiefe kann dabei durch Erhöhung der Lichtintensität konstant gehalten werden. Bei einem Verhältnis von atomarer Übergangsfrequenz zur Laserfrequenz von $\omega_{\text{Atom}}/\omega_{\text{Laser}} \approx 1,05$, entspre-

chend Verstimmungen von einigen nm, konnte die Streurate auf einige ms^{-1} reduziert werden. Die damit erhaltenen Speicherzeiten reichen nicht aus, um mit den bisher bekannten Kühlmechanismen den Phasenübergang zum Bose-Kondensat zu erreichen.

Eine Möglichkeit, in optischen Fallen in das Regime hoher Dichten und langer Kohärenzzeiten vorzustoßen, besteht in dem hier vorgestellten *quasi-elektrostatischen Gitter*, für das gilt: $\omega_{\text{Atom}}/\omega_{\text{Laser}} > 10$. Ein solches Gitter kann für Atome mit Resonanzfrequenzen im Sichtbaren durch eine Stehwelle im Infraroten realisiert werden [Tak95]. Das Lichtfeld ist so weit verstimmt, daß es für die Atome statisch erscheint. Ein Wechselfeld langer Wellenlänge ermöglicht es also, ladungsfreie quasi-elektrostatische Potentialminima im freien Raum zu erzeugen. Dies ist mit statischen Feldern nicht möglich (div $E = 0$, Earnshaw-Theorem).

Quasi-elektrostatische Gitter zeichnen sich durch eine vernachlässigbare Streurate, eine große Gitterkonstante und steile Potentialtöpfe aus. Sie können durch eine auf $50 \mu\text{m}$ fokussierte CO_2 -Laser-Stehwelle mit einer Leistung von 5 W realisiert werden. Die durchschnittliche Zeit, ein Photon zu streuen, beträgt 20 Minuten. Die Gitterkonstante ist mit $5,3 \mu\text{m}$ mit sichtbarem Licht auflösbar, die Potentialtöpfe sind mit Vibrationsfrequenzen $\omega_{\text{vib}} > \omega_{\text{rec}}$ so steil, daß das Lamb-Dicke-Regime, d.h. der Rückstoß eines Photons auf ein Atom wird auf das System Atom + Lichtfeld übertragen, erreicht wird. Die hohen Vibrationsfrequenzen ermöglichen die schnelle adiabatische Manipulation der Atome. Zudem sind in diesen extrem weit verstimmten Fallen zumindest die ersten angeregten Zustände gebunden, und zwar teilweise stärker als die Grundzustände.

Inhalt der Arbeit Die besonderen Eigenschaften dieser Fallen werden im nächsten Kapitel ausführlich vorgestellt. In Kapitel 3 ist der experimentelle Aufbau beschrieben. Kapitel 4 enthält die experimentelle Realisierung des Gitters mikroskopischer Dipolfallen, die experimentelle Bestimmung der Speicherzeit, Energieverteilung, Dichte, Temperatur und Stoßrate der gespeicherten Atome. Der Ausblick gibt Hinweise auf zukünftige mögliche Experimente und Anwendungen der Falle.

2 Eigenschaften quasi-statischer Dipolfallen

Dieses theoretische Kapitel beschreibt das Potential, Verlustfreiheit und Kühlprozesse bei der Speicherung von Atomen in quasi-elektrostatischen Dipolfallen. Das Potential zeichnet sich durch Steilheit aus und dadurch, daß auch der angeregte Zustand gebunden wird. Die Verlustfreiheit ist eine Folge der durch die extreme Verstimmung gegenüber der Resonanz vernachlässigbaren spontanen Photonenstreurate. Kühlprozesse durch zusätzlich eingestrahlt Licht sollten aufgrund einer ortsabhängigen Verstimmung durch das Fallenpotential für blauverstimmtes Licht besser funktionieren, für rotverstimmte Kühlprozesse ist der Einfluß des Fallenpotentials gering.

Zunächst wird das Potential einer makroskopischen und eines Gitters mikroskopischer CO_2 -Laser-Dipolfallen abgeleitet. Durch die durch Interferenz hervorgerufene räumliche Intensitätsmodulation bietet das Gitter um mehrere Größenordnungen steilere Potentialtöpfe und damit eine stärkere Bindung. Die in der harmonischen Näherung des Potentials bestimmten Vibrationsfrequenzen zeigen, daß in den mikroskopischen Fallen das Lamb-Dicke-Regime erreicht werden kann. Aus der Abschätzung möglicher Verlustprozesse resultiert die Dissipationsfreiheit der Falle und damit lange Speicherzeiten. Die bei der Anwendung von optischen Kühlmethoden in CO_2 -Laser-Dipolfallen auftretenden Besonderheiten werden diskutiert.

2.1 Dipolpotential

Die Dipolkraft resultiert aus der Wechselwirkung eines induzierten atomaren Dipolmoments mit dem elektrischen Feld. Sie kann genutzt werden, um Atome in Potentialen zu binden. Die Stärke der Wechselwirkung des induzierten atomaren Dipols hängt von der Intensität und der Frequenz des eingestrahlt Lichtfeldes ab. Letztere bestimmt die Phasenlage zwischen induziertem Dipol und Feld und damit Anziehung oder Abstoßung.

Die Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld wird im Hamiltonoperator durch den Term

$$H_{WW} = -\vec{d} \cdot \vec{E}$$

beschrieben, wobei $\vec{d}$ den elektrischen Dipoloperator und $\vec{E}$ das elektrische Feld bezeichnet. Sie führt zu einer Energieverschiebung der atomaren Zustände. Die Größe dieser Stark-Verschiebung kann mit Störungstheorie berechnet werden. Die Korrektur erster Ordnung verschwindet aufgrund der ungeraden Parität des Dipoloperators, in zweiter Ordnung ergibt sich die Energieverschiebung zu:

$$V_{gg}(r) = -\frac{1}{2} \alpha_{gg}(\omega_L) |E(r)|^2,$$

wobei E die Amplitude des elektrischen Feldes bezeichnet und

$$\alpha_{gg}(\omega_L) = \frac{e^2}{m_e^2} \sum_e \frac{f_{eg}}{\omega_{eg}^2 - \omega_L^2}$$

die atomare Polarisierbarkeit für den Grundzustand. Die Oszillatorstärken f_{eg} beschreiben die Kopplung der atomaren Energiezustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$, ω_{eg} ist die der Energiedifferenz dieser Zustände entsprechende Frequenz, ω_L die Frequenz des Lichtfeldes. e bezeichnet die Ladung, m_e die Masse des Elektrons. In der Praxis sind zwei Näherungen relevant:

Für die quasi-statischen Dipolfallen wird der statische Grenzfall $\omega_L \rightarrow 0$ betrachtet. Die Polarisierbarkeit kann durch ihren statischen Wert $\alpha_s = \alpha_{gg}(\omega_L=0)$ genähert werden. Variiert die Intensität I räumlich, so entsteht das ortsabhängige Potential:

$$V(r) = -\frac{\alpha_s}{2c\epsilon_0} I(r).$$

Als Resultat der Kopplung *aller* Zustände durch das extrem fernverstimmtte Lichtfeld, ist die Polarisierbarkeit sowohl für die Grundzustände als auch für die angeregten Zustände positiv. Alle Zustände werden daher gebunden im Gegensatz zu nahresonanten Dipolfallen. (Die Werte von α_s für die verschiedenen Zustände sind im Anhang tabelliert.)

Für die nahresonanten Fallen und für das lichtinduzierte Potential beim Sisyphuskühlen ergibt sich mit $\omega_L \rightarrow \omega_A$, ($\Delta \gg \Gamma$) das Potential:

$$V(r) = \frac{\hbar \Gamma^2}{8 \Delta} \frac{I(r)}{I_{sat}}.$$

Dabei bezeichnet Γ die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs, $\Delta = \omega_L - \omega_A$ die Verstimmung von der Resonanz, I die Laserintensität und I_{sat} die Sättigungsintensität des atomaren Übergangs. In solchen optischen Dipolpotentialen bzw. -fallen werden die Atome durch Dipolkräfte in das Maximum der Feldintensität gezogen, falls die Laserfrequenz gegenüber dem atomaren Übergang zu niedrigerer Frequenz (rot) verstimmt ist.

Quasi-elektrostatische Dipolfallen Mit einem fokussierten extrem fern rot verstimmten Laserstrahl kann eine quasi-statische Dipolfalle realisiert werden. Die Frequenz eines CO₂-Lasers ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$) ist eine Größenordnung kleiner als die Übergangsfrequenzen typischer laserkühlbarer Atome und daher gut geeignet.

Das Potential für eine solche quasi-statische Dipolfalle ist für einen Gaußschen Strahl gegeben durch

$$V(r, z) = -V_{max} \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right),$$

wobei $w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$ den ortsabhängigen Strahlradius bezeichnet und $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ die Rayleighlänge. Die Potentialtiefe

$$V_{max} = \frac{\alpha_s P}{c\epsilon_0 \pi w_0^2}$$

ist proportional zur Laserintensität $I = \frac{2P}{\pi w_0^2}$. Dabei bezeichnet P die Leistung der CO₂-Laser-Laufwelle. Das Potential ist über die Polarisierbarkeit α_s zwar vom Zustand des Atoms abhängig, jedoch für alle hier relevanten Zustände bindend.

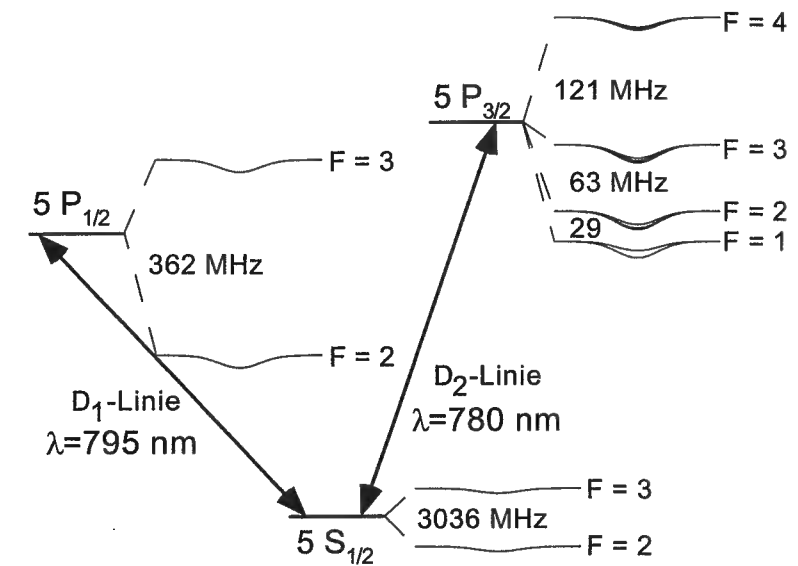


Abbildung 2.2: Termschema des ⁸⁵Rb-Atoms mit den durch die Kopplung an das Lichtfeld verschobenen Energieniveaus. Die Verschiebung der angeregten Zustände ist maßstabsgetreu dargestellt. Die Größe der Aufspaltung der Zeemanunter-niveaus des 5P_{3/2}-Zustandes durch die Tensorpolarisierbarkeit beträgt bis zu 30 % der Stark-Verschiebung durch die skalare Polarisierbarkeit.

Abbildung 2.2 zeigt das Termschema des Rb-Atoms mit den durch die Kopplung an das Lichtfeld des CO₂-Lasers verschobenen Energieniveaus. Beide Hyperfeinkomponenten des Grundzustandes sind gleich stark gebunden,

die angeregten Zustände sind stärker gebunden als die Grundzustände. Für den $5P_{3/2}$ -Zustand spalten die Zeemanunterzustände durch die unterschiedliche Tensorpolarisierbarkeit (siehe Anhang A) auf. Die Größe der Aufspaltung beträgt bis zu 30 % der Stark-Verschiebung durch die skalare Polarisierbarkeit. Das Potential für die Unterzustände des $5S_{1/2}$ - und des $5P_{1/2}$ -Zustands ist auf 1 ppm gleich. Die durch die Niveauverschiebung der angeregten Zustände hervorgerufenen Besonderheiten werden in Kapitel 2.3. diskutiert.

Durch Rückreflexion des CO_2 -Laserstrahls zu einer Stehwelle läßt sich eine Kette mikroskopischer Dipolfallen im Abstand von $5,3 \mu\text{m}$ realisieren. Diese Anordnung ist den bei nahresonanten Feldern *1 D optische Gitter* genannten Konfigurationen ähnlich. Im Gegensatz dazu sind die Atome hier, da die Heizprozesse durch Rückstöße der spontan gestreuten Photonen aus dem nahresonanten Lichtfeld nicht auftreten und das Dipolpotential tiefer ist, auch in transversaler Richtung gebunden. Das Potential dieses quasi-elektrostatischen optischen Gitters ist durch:

$$V(r, z) = 4V_{\max} \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp\left(-2\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \cos^2(2\pi z/\lambda)$$

gegeben, wobei $V_{\max}$ wie oben definiert ist und λ die Laserwellenlänge bezeichnet. Das periodische Potential dieses Dipolfallengitters ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Deutlich erkennt man die mikroskopischen Töpfe, die sich entlang der Stehwellenachse ausbilden. Dieses Gitter hat den Vorteil, daß es bei gleicher Laufwellenintensität einen Faktor 4 tiefere und um einen Faktor $4\pi^2 z_R^2/\lambda^2 \gg 1$ steilere Potentialtöpfe als die makroskopische Dipolfalle bietet. Maßgeblich für die Steilheit des Potentials ist die Federkonstante der rücktreibenden Kraft $\kappa = \partial^2 V/\partial z^2$.

Mit 5 W Laserleistung fokussiert auf $w_0 = 50 \mu\text{m}$ erhält man für Rubidium-Atome eine Potentialtiefe der mikroskopischen Dipolfallen von $4V_{\max}/k_B = 360 \mu\text{K}$, d.h. diese Fallen bieten die Möglichkeit zur Speicherung lasergekühlter Atome. Zum Vergleich sind die Potentialtiefen, Dopplergrenztemperaturen und das Gravitationspotential auch für andere laserkühlbare Alkali-Atome in Tabelle 2.1 angegeben.

Zusätzlich zur Dipolkraft wirkt die Gravitation auf die Atome. Diese können nur gespeichert werden, wenn das Dipolpotential den Einfluß der Gravitation überwiegt. Das Gravitationspotential ist für den Fall, daß die Ausbreitungsrichtung z des Strahls horizontal verläuft, durch $V_g = mgx$ gegeben, wobei x eine der transversalen Richtungen bezeichnet. Die Überlagerung mit dem Fallenpotential ergibt eine verringerte Potentialtiefe. Ist die Falle tief im Vergleich zum Gravitationspotential bei der Auslenkung $x = \frac{w_0}{2} \exp(\frac{1}{2})$, d.h. $V_{\max} \gg mg \frac{w_0}{2} \exp(\frac{1}{2})$, so ist der Einfluß der Gravitation marginal. Für

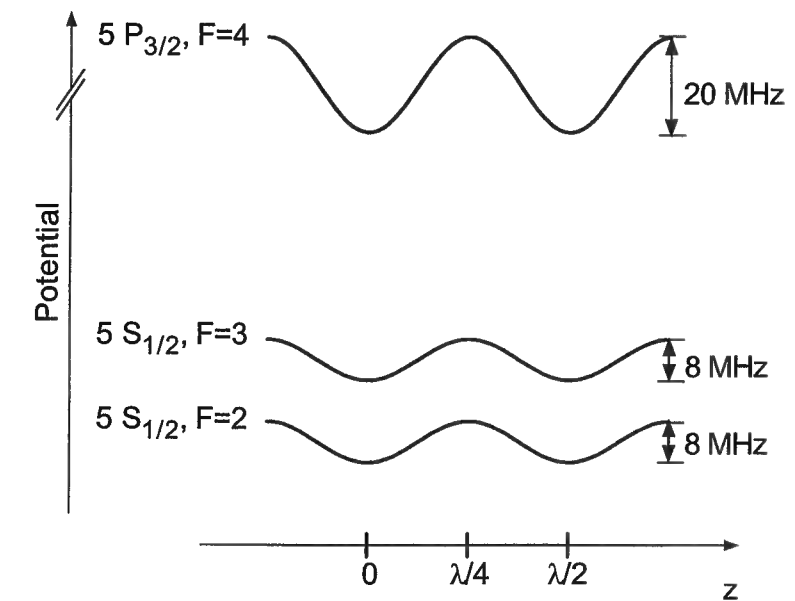


Abbildung 2.3: Potential der Hyperfeingrundzustandsniveaus $5 S_{1/2}$ ($F=2,3$) und des $5 P_{3/2}$ ($F=4$) angeregten Zustands des Rubidium-Atoms im Dipolfallengitter entlang der Achse der Stehwelle. Die Werte für die Potentialtiefe sind für einen 5 W CO_2 -Laserstrahl, fokussiert auf $w_0 = 50 \mu\text{m}$ gegeben; zur Berechnung des Potentials des angeregten Zustandes ist nur die skalare Polarisierbarkeit berücksichtigt.

Atom	Li	Na	K	Rb	Cs
$V_{\max}/k_B [\mu\text{K}]$	190	180	330	360	460
$V_g/k_B [\mu\text{K}]$	0,3	1,2	4,0	4,1	6,4
$T_{\text{doppler}} [\mu\text{K}]$	130	220	150	140	120

Tabelle 2.1: Potentialtiefe des Gitters für verschiedene Alkali-Atome erreichbar mit 5 W Laserleistung, fokussiert auf $w_0 = 50 \mu\text{m}$. Zusätzlich ist die Dopplergrenztemperatur und die Gravitation $V_g = mgx$ bei $x = \frac{w_0}{2} \exp(\frac{1}{2})$ angegeben. Die Werte sind mit Daten aus [Crc90] berechnet.

die oben angegebenen Beispielparameter beträgt das Gravitationspotential 1 % der reinen Dipolfallentiefe. Die Korrektur der Potentialtiefe für geringe Laserleistungen befindet sich im Anhang D.

Harmonische Näherung des Fallenpotentials Im Zentrum der Falle kann das Potential durch ein harmonisches Oszillatorpotential genähert werden. Für die makroskopische Dipolfalle gilt für $r/w_0 \ll 1$ bzw. $z/z_R \ll 1$:

$$V(r, z) = V_{max} - \frac{1}{2}m\omega_r^2 r^2 - \frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2 + \mathcal{O}(r^2 z^2, r^4, z^4)$$

mit den Vibrationsfrequenzen

$$\omega_r = \frac{2}{w_0} \sqrt{\frac{V_{max}}{m}}, \quad \omega_z = \frac{2}{z_R} \sqrt{\frac{V_{max}}{m}}$$

der Atome in der Falle. Die Vibrationsfrequenzen skalieren mit der Wurzel der Potentialtiefe, der Strahlradius bzw. die Rayleighlänge geht linear ein. Die verschiedenen Schwingungsmoden ω_r in transversaler und ω_z in longitudinaler Richtung sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

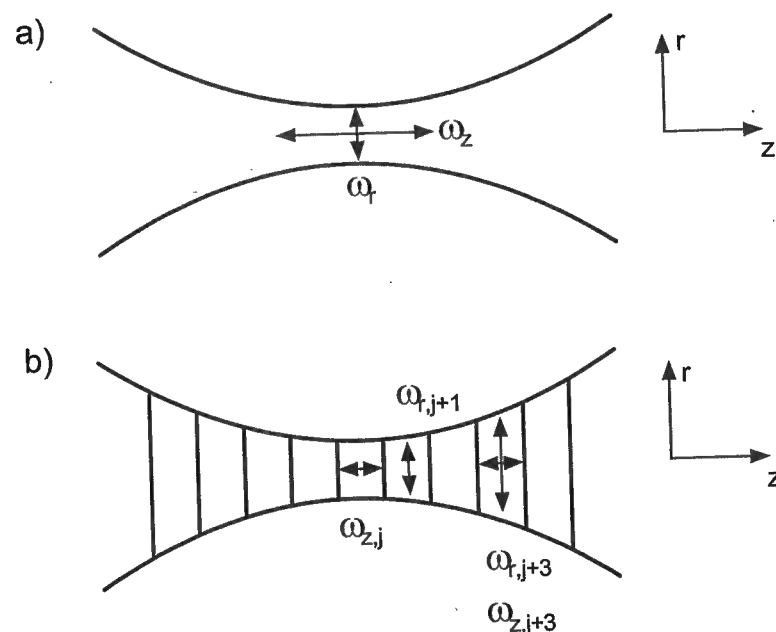


Abbildung 2.4: Skizze der verschiedenen Schwingungsmoden der Atome in (a) der makroskopischen Dipolfalle und (b) im Gitter mikroskopischer Dipolfallen (nicht maßstabsgetreu).

Bei kleinen Auslenkungen ($r/w_0 < 0,3$, $z/z_R < 0,3$) sind die Terme 4. Ordnung der Entwicklung des Potentials mindestens eine Größenordnung kleiner als die harmonischen Terme. Sie beschreiben die Kopplung zwischen transversaler und longitudinaler Richtung und Anharmonizitäten. Für die

Kopplungsterme erhält man $V_{rz} = -8V_{max} \frac{r^2 z^2}{w_0^2 z_R^2}$ (in niedrigster Ordnung) und für die anharmonischen Terme $V_{an} = 2V_{max} \frac{z^4}{z_R^4} + 4V_{max} \frac{r^4}{w_0^4}$.

Für das Gitter mikroskopischer Fallen erhält man analog die Vibrationsfrequenzen:

$$\omega_{r,j}(z) = \frac{4}{w_j(z)} \sqrt{\frac{V_{max}}{m}}, \quad \omega_{z,j}(z) = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{w_0}{w_j(z)} \sqrt{\frac{V_{max}}{m}},$$

wobei $w_j(z)$ der Strahlradius im Zentrum der jeweiligen Mikrofalle ist. Die Schwingungsmoden im Gitter sind in Abbildung 2.4 b) dargestellt. Die Vibrationsfrequenzen $\omega_{z,j}$ in Richtung der Stehwellenachse werden nun nicht mehr durch die Rayleigh-Länge, sondern durch die Wellenlänge des Strahls bestimmt, d.h. man gewinnt in longitudinaler Richtung einen Faktor

$$\frac{\kappa_z^{git}}{\kappa_z^{dip}} = \left(\frac{\omega_z^{git}}{\omega_z^{dip}} \right)^2 = 620^2$$

in der Steilheit des Potentials. Durch den sich räumlich ändernden Strahlradius sind die Vibrationsfrequenzen in den mikroskopischen Fallen leicht unterschiedlich. Im Experiment werden jedoch typischerweise nur die mittleren 50 Fallen geladen, woraus eine Abweichung von der Maximalfrequenz $\omega_{max} = \omega(z=0)$ von wenigen Prozent resultiert.

Mit 5 W Laserleistung fokussiert auf $w_0 = 50 \mu\text{m}$ erhält man für das Gitter im Zentrum Schwingungsfrequenzen von $\omega_r = 2\pi \cdot 1,2 \text{ kHz}$ und $\omega_z = 2\pi \cdot 25 \text{ kHz}$. In Tabelle 2.2 sind die Vibrationsfrequenzen für verschiedene Alkali-Atome im Vergleich für die Dipolfalle und für das Gitter, sowie die der Rückstoßenergie eines Photons entsprechende Frequenz angegeben.

Im Gitter mikroskopischer Fallen wird das Lamb-Dicke-Regime erreicht. Die Energieabstände der Vibrationsniveaus in longitudinaler Richtung $\Delta E = \hbar\omega_z$ sind größer als die Rückstoßenergie $E_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \hbar\omega_{rec}$, d.h. die Energie, die durch den Rückstoß eines Photons auf ein Atom übertragen wird. Sie beträgt für Rubidium $\omega_{rec} = 2\pi \cdot 4 \text{ kHz}$. Daher werden die Photonenrückstöße nach der spontanen Emission eines Photons auf das Gesamtsystem Atom+Gitter übertragen. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung, um optisch in den Vibrationsgrundzustand des Gitters kühlen zu können.

2.2 Dissipationsfreiheit

Ein Vorteil von CO₂-Laser-Dipolfallen ist ihre Dissipationsfreiheit. Der in nahresonanten Fallen dominante Verlustmechanismus, Heizprozesse durch spontane Streuung von Photonen aus dem Fallenlaserstrahl tritt nicht auf;

Atom	Li	Na	K	Rb	Cs
$\omega_r^{dip}/(2\pi)$	2100 Hz	1200 Hz	850 Hz	600 Hz	500 Hz
$\omega_z^{dip}/(2\pi)$	140 Hz	80 Hz	57 Hz	40 Hz	35 Hz
$\omega_r^{git}/(2\pi)$	4,2 kHz	2,3 kHz	1,7 kHz	1,2 kHz	1 kHz
$\omega_z^{git}/(2\pi)$	87 kHz	50 kHz	36 kHz	25 kHz	22 kHz
$\omega_{rec}/(2\pi)$	60 kHz	24 kHz	8 kHz	4 kHz	2 kHz

Tabelle 2.2: Vibrationsfrequenzen für verschiedene Alkali-Atome in der Dipolfalle und im Gitter, erreichbar mit 5 W Laserleistung, fokussiert auf $w_0 = 50\mu\text{m}$. Zusätzlich ist die der Rückstoßenergie eines Photons entsprechende Frequenz angegeben.

weitere mögliche Verlustprozesse, Stöße zwischen gefangenen Atomen und Stöße mit dem Hintergrundgas sowie Heizprozesse durch mechanische Vibrationen können unterdrückt werden.

Im folgenden werden die Streurrate für spontane Streuung von Photonen, die Stoßraten der Atome und der Einfluß technischer Faktoren wie Amplitudenrauschen des Lasers und Vibrationen der Spiegel abgeschätzt.

Streuraten Die spontane Streurrate ist aufgrund der extrem weiten Verstimmung des Lasers gegenüber dem atomaren Übergang sehr klein. Sie ist das Produkt aus dem Photonenfluß $N = I_0/(\hbar\omega)$ und dem Streuquerschnitt [Coh92] $\sigma = \frac{8\pi r_0^2 m^2}{3e^4} |\alpha_{eg}|^2 \omega^4$:

$$\Gamma_s = \sigma I_0/(\hbar\omega).$$

Dabei bezeichnet $I_0 = 2P/(\pi w_0^2)$ die Laserintensität und α_{eg} den Polarisierbarkeitstensor, die Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten aller möglichen Übergänge. Diese Summe kann wegen der extremen Laserverstimmung genähert werden. Dies ergibt den von der Verstimmung unabhängigen Ausdruck, der als Rayleigh-Streuformel bekannt ist:

$$\Gamma_s = \frac{8\pi r_0^2 I \omega^3}{3\hbar} \left\{ \sum_e \frac{f_{eg}}{\omega_{eg}^2} \right\}^2 = \frac{16r_0^2 P}{3\hbar w_0^2} \left(\frac{m_e \alpha_s}{e^2} \right)^2 \omega^3,$$

in der r_0 den klassischen Radius, m_e die Masse und e die Ladung des Elektrons bezeichnen. f_{eg} ist die Oszillatorstärke des Übergangs von $|g\rangle$ nach $|e\rangle$. Die Streurrate hängt von der Frequenz in der dritten Potenz ab, d.h. durch

die extreme Verstimmung des CO₂-Lasers wird die Streuung von Photonen im Vergleich zu nahresonantem Licht

$$\Gamma_p = \frac{I_0}{2I_{sat}} \frac{\Gamma}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2},$$

selbst im Fall großer Verstimmungen $\Delta \gg \Gamma$ um drei Größenordnungen reduziert. Dabei bezeichnet Δ die Verstimmung gegenüber der Resonanz und Γ deren Breite. Für die Beispielparameter 5 W Laserleistung fokussiert auf 50 μm erhält man die Streuung eines spontanen Photons innerhalb von 20 Minuten.

Die Streurrate für inelastische Streuprozesse (Ramanstreuung) kann durch [Tak95]

$$\Gamma_{Raman} = \frac{8}{9} \left(\frac{\Delta_{fs} \omega_L}{\omega_A^2} \right)^2 \Gamma_{Rayleigh}$$

abgeschätzt werden, wobei Δ_{fs} die Feinstrukturaufspaltung $\Delta_{fs} = 7,26 \cdot 10^{12}$ Hz bezeichnet. Sie ist um sechs Größenordnungen kleiner als die Rayleigh-streurate.

Stoßraten In der Dipolfalle sind folgende Stoßprozesse der Atome, die zu Verlusten führen, möglich: Stöße mit dem Hintergrundgas, Zweikörperstöße und Dreikörperstöße. Diese Verlustprozesse können bis auf Dreikörperstöße durch technische Maßnahmen unterdrückt werden.

Stöße mit schnellen Atomen aus dem Hintergrundgas sind abhängig von der Qualität des Vakuums. Die Stoßrate Γ_c ist gegeben durch $\Gamma_c = n\sigma v$, wobei σ den elastischen Stoßquerschnitt bezeichnet und n die Dichte des Rb-Hintergrundgases ist. Inelastische Stöße zweier gefangener Atome untereinander führen zum Verlust der Atome, wenn die Hyperfeinenergie freigesetzt wird. Sie treten nur bei hohen Dichten auf und können durch optisches Pumpen der Atome in das untere Hyperfeingrundzustandsniveau unterdrückt werden. Ein Verlust durch Molekülbildung bei Zweikörperstößen zwischen Grundzustandsatomen ist aufgrund von Energie- und Impulserhaltung nicht möglich. Bei extrem hohen Dichten werden Verluste durch Bildung von Dimeren in Dreikörperstößen beobachtet [Bur97]. Dieser Prozess führt durch die Freisetzung der Bindungsenergie zum Verlust aller drei beteiligten Atome.

Die zeitliche Änderung der Atomzahl in der Falle wird durch folgende Differentialgleichung beschrieben [Bur97]:

$$\frac{dN}{dt} = - \sum_{m=1}^3 K_m \int_V n^m(x, t) d^3x.$$

Die Konstanten K_i sind die Verlustraten der Atome bei den jeweiligen Stoßprozessen. Stöße von mehr als drei Teilchen sind bei geringen Dichten sehr unwahrscheinlich. $K_1 = \Gamma_c$ ist die Verlustrate durch Stöße mit dem Hintergrundgas, K_2 durch inelastische Zweikörperstöße der gefangenen Atome untereinander und K_3 durch Dreikörperstöße. (Zahlenwerte für Rubidium befinden sich im Anhang A.) Für die Dreikörperstöße gilt: $\frac{dN}{dt} = -K_3 n^2 N$ mit $K_3 = 2,2 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ [Bur97, Boe96a], d.h. sie spielen bei Dichten von $n = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ keine Rolle, bei Dichten von $n = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ beträgt die Verlustrate $0,022 \text{ s}^{-1}$, bei Dichten von $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ $0,45 \text{ s}^{-1}$.

Einfluß technischer Faktoren In diesem Abschnitt wird der Einfluß von mechanischen Vibrationen der Spiegel und Amplitudenrauschen des Lasers auf die gespeicherten Atome abgeschätzt. Beide Einflüsse regen die Atome zu erzwungenen Schwingungen an, die im Fall der Anregung bei der Resonanzfrequenz ω_0 zu Heizraten führen. Diese können jedoch durch eine aktive Stabilisierung der Strahlage bzw. der Laserintensität reduziert werden.

Im Fall der Anregung durch mechanische Vibrationen der Spiegel $\Delta x(t)$ ist das Fallenpotential gegeben durch: $V(x, t) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 (r - \Delta x(t))^2$, wobei ω_0 die Fallenfrequenz bezeichnet. Bei Anregung mit der Oszillationsfrequenz der Atome wächst deren Schwingungsamplitude linear mit der Zeit [Lan64]. Die Zeit T_x , in der sich die Energie der Atome verdoppelt, ist gegeben durch [Sav97]:

$$\frac{1}{T_x(\text{sec})} = \pi^2 \nu_0^2 \frac{S_x(\nu_0)}{\langle x^2 \rangle},$$

wobei $S_x(\nu_0)$ das Leistungsfrequenzspektrum der Fluktuationen des Fallenpotentials ist, für das $\int_0^\infty S_x(\nu) d\nu = \Delta x^2$ gilt. $\nu_0 = 2\pi\omega_0$ bezeichnet die Fallenfrequenz und $\sqrt{\langle x^2 \rangle}$ die quadratisch gemittelte Anfangsamplitude der Atome in μm . Um eine Zeit $T_x > 60 \text{ s}$ zu realisieren, benötigt man bei einer mittleren Anfangsamplitude der Teilchen von $\sqrt{\langle x^2 \rangle} = 5 \mu\text{m}$ in einer Falle mit einer Oszillationsfrequenz von 1 kHz bei Annahme einer Bandbreite des Rauschspektrums von 40 kHz eine Vibrationsamplitude von $\Delta x < 0,04 \mu\text{m}$. Diese kann durch eine Strahlagenstabilisierung erreicht werden.

Das Amplitudenrauschen des Lasers entspricht einer Modulation der Potentialtiefe: $V(x, t) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 (1 + \frac{\Delta V_{\text{max}}(t)}{V_{\text{max}}}) x^2$. Im Fall der Anregung mit der doppelten Oszillationsfrequenz der Atome $2\omega_0$ wächst deren Amplitude exponentiell mit der Zeit. Die mittlere Energie der Atome wächst um den Faktor e in der Zeit T_I [Sav97]:

$$\frac{1}{T_I(\text{sec})} = \pi^2 \nu_0^2 S_I(2\nu_0).$$

Dabei bezeichnet $S_I(\nu)$ das Leistungsspektrum des relativen Rauschens der Laserintensität, für das gilt $\int_0^\infty S_I(\nu) d\nu = (\frac{\Delta I}{I})^2$, wobei $\frac{\Delta I}{I}$ die mittlere Intensitätsfluktuation ist. Zur Realisierung einer Falle, in der die für die Heizrate charakteristische Zeit $T_I > 60 \text{ s}$ ist, benötigt man bei einer Oszillationsfrequenz der Atome von 1 kHz und der Annahme einer Bandbreite des Rauschspektrums von 40 kHz einen Laser, dessen Amplitudenrauschen $\frac{\Delta I}{I}$ kleiner als $0,8 \%$ ist. Die Stabilisierung der Intensität von CO_2 -Lasern durch eine aktive Regelung (mit einem „noise eater“) stellt selbst bei um eine Größenordnung restriktiveren Forderungen kein Problem dar [Wei98].

2.3 Wechselwirkung mit nahresonanten Lichtfeldern

Dieser Abschnitt untersucht den Einfluß des Dipolpotentials auf das Kühlen der Atome durch zusätzlich eingestrahlt nahresonante Lichtfelder.

Die konservative Dipolkraft ermöglicht nur die Speicherung der Atome in der Dipolfalle. Höhere Phasenraumichten werden durch das Kühlen der Atome erreicht. Durch zusätzlich eingestrahlt nahresonantes Licht kann Energie durch Strahlungsdruck- und durch Sisypheuskühlen dissipiert werden. Dabei spielt die Verstimmung gegen die atomare Resonanz und die Intensität der nahresonanten Felder eine zentrale Rolle. Sie bestimmen die Streurate und zusätzliche Dipolkräfte, von denen die Effizienz der Kühlmechanismen abhängt. Im folgenden werden die bei der Anwendung der bekannten Kühlmechanismen¹ in der CO_2 -Laser-Dipolfalle auftretenden Besonderheiten vorgestellt.

Kombination nahresonanter Lichtfelder mit der Dipolfalle Die Verstimmung eines nahresonanten Lichtfeldes ist im System des gespeicherten Atoms ortsabhängig. Dadurch werden Pumpraten und induzierte optische Potentiale ortsabhängig, so daß insbesondere Kühlmechanismen, die auf blau verstimmt Lichtfeldern basieren, besser funktionieren sollten.

Für die nahresonanten Prozesse kann die Wechselwirkung mit dem CO_2 -Laser als äußeres konservatives Potential beschrieben werden. Dieses Potential ist für Grund- und angeregten Zustand aufgrund der unterschiedlichen Polarisierbarkeit verschieden. Die Verstimmung eines nahresonanten Lichtfeldes gegen die Resonanz ist dann:

$$\Delta(z) = \Delta_0 - \frac{(1 - \frac{\alpha_e}{\alpha_g})}{\hbar} V_g(z).$$

In dieser Gleichung bezeichnet Δ_0 die Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanz eines freien Atoms: $\Delta_0 = \omega_{\text{Laser}} - \omega_{\text{Atom}}$, V_g das Potential des

¹Die Kühlmechanismen werden im Anhang B ausführlicher erklärt.

atomaren Grundzustands und $\frac{\alpha_e}{\alpha_g}$ das Verhältnis der Polarisierbarkeiten von Grund- und angeregtem Zustand. Für ein Atom in der Falle sind die Niveaus so verschoben, daß nahresonantes Licht im Vergleich zum freien Atom kurzweiliger (tiefer ins Blaue verstimmt) erscheint.

Die Anregungsrate

$$\Gamma_p \propto \frac{\Gamma}{1 + 4(\Delta(z)/\Gamma)^2}$$

hängt von der Verstimmung ab. Im Zentrum der mikroskopischen Dipolfallen mit 5 W Laserleistung und einem Fokus von 50 μm wird die Pumprate resonanter Laserstrahlen um einen Faktor 17 verringert.

Rot verstimmt, nahresonante Laserstrahlen erscheinen zur Resonanz hin verschoben. Für obige Beispielparameter wird die Pumprate bei einer Verstimmung von $\Delta_0 = 5\Gamma$ im Zentrum der Falle auf das 2,7-fache erhöht.

Einfluß auf Kühlen mit blau verstimmt Melassen Die Veränderung der Anregungsrate in der Dipolfalle ist günstig für Kühlen mit blau verstimmt Melassen.

In blau verstimmt Melassen [Boi95] wird die kinetische Energie der Atome bei der Bewegung in lichtinduzierten Potentialen in potentielle Energie umgewandelt und durch anschließende Streuung eines Photons dissipiert (Sisyphusmechanismus). Bei der Streuung wird das Atom optisch in geschwindigkeitsabhängige vom Licht entkoppelte Zustände (Dunkelzustände) gepumpt. Für langsame Atome resultiert daher eine reduzierte Streurrate. Sie werden in den Dunkelzuständen angesammelt.

Die Dunkelzustände in der Dipolfalle sind vom nahresonanten Lichtfeld entkoppelt, werden aber im Dipolpotential gebunden. Die Laserverstimmung wird so verschoben, daß man im Zentrum der Falle niedrigere lichtinduzierte Potentiale und eine geringere Streurrate erhält. Diese Eigenschaften sollten das Erreichen geringerer Temperaturen und höherer Dichten favorisieren.

Einfluß auf Sisyphuskühlen Bei großen Verstimmungen ist der Einfluß auf die Effizienz des Sisyphuskühlens gering.

Der Sisyphusmechanismus, bei dem sich das Atom in lichtinduzierten Potentialen bewegt und kinetische Energie in potentielle Energie umwandelt, die durch optisches Pumpen in den jeweils anderen Zeemanunterzustand dissipiert wird, wird durch das quasi-elektrostatische Potential nicht zerstört, da alle Zeemanunterzustände gleich verschoben werden. Der Einfluß des Dipolpotentials auf durch nahresonante Lichtfelder induzierte Potentiale, Anregungsraten und die damit erreichbare Endtemperatur skaliert mit der ortsabhängigen Änderung der Verstimmung $\delta_E(z) = \Delta(z) - \Delta_0$. Die

Tiefe der lichtinduzierten Potentialtöpfe wird im Zentrum der Falle größer ($\propto \delta_E/\Delta < 20\%$), die Streurrate höher ($\propto 2\delta_E/\Delta \approx 30\%$). Dies führt zu einer um einen Faktor δ_E/Δ höheren Endtemperatur, d.h. bei großen Verstimmungen ist der Einfluß gering. Die angegebenen Prozentzahlen beziehen sich auf eine maximale Änderung der Verstimmung im Zentrum der Falle von $\delta_E^{max} = \delta_E(0) = 2\Gamma$, erreichbar in einer auf 50 μm fokussierten Stehwelle mit 5 W Laserleistung, und eine Verstimmung der nahresonanten Strahlen von $\Delta = 13\Gamma$.

Einfluß auf Dopplerkühlen Dopplerkühlen spielt im Dipolpotential eine untergeordnete Rolle.

Durch wiederholte Absorptions- und Spontanemissionsprozesse wird kinetische Energie $E \propto \hbar\Delta$ dissipiert. Der Reibungskoeffizient dieser Strahlungsdruckkraft ist daher proportional zur Laserverstimmung. Im Zentrum der Dipolfalle wird er $\propto \delta_E$ reduziert, d.h. im Fall kleiner Laserverstimmungen (d.h. $\Delta < \delta_E$) findet keine Kühlung mehr statt. Der Ladeprozess der Dipolfalle findet jedoch bei erheblich höheren Verstimmungen von $\Delta = 13\Gamma$ statt, das entspricht (bei 5 W Laserleistung fokussiert auf 50 μm) einer Verringerung des Reibungskoeffizienten um 15%. Zudem ist im Fall großer Verstimmungen ohnehin der Sisyphuskühlmechanismus dominant. Die dabei erreichten Reibungskoeffizienten können bis zu zwei Größenordnungen größer als beim Dopplerkühlen sein. Für sie gelten die oben diskutierten Änderungen.

3 Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau des Experiments. Es besteht aus einer magnetooptischen Falle als Quelle kalter Rubidium-Atome hoher Dichte und einem ihr überlagerten, fokussierten CO_2 -Laserstrahl, der das Dipolpotential bereitstellt, in das die Atome transferiert, und in dem sie gespeichert werden.

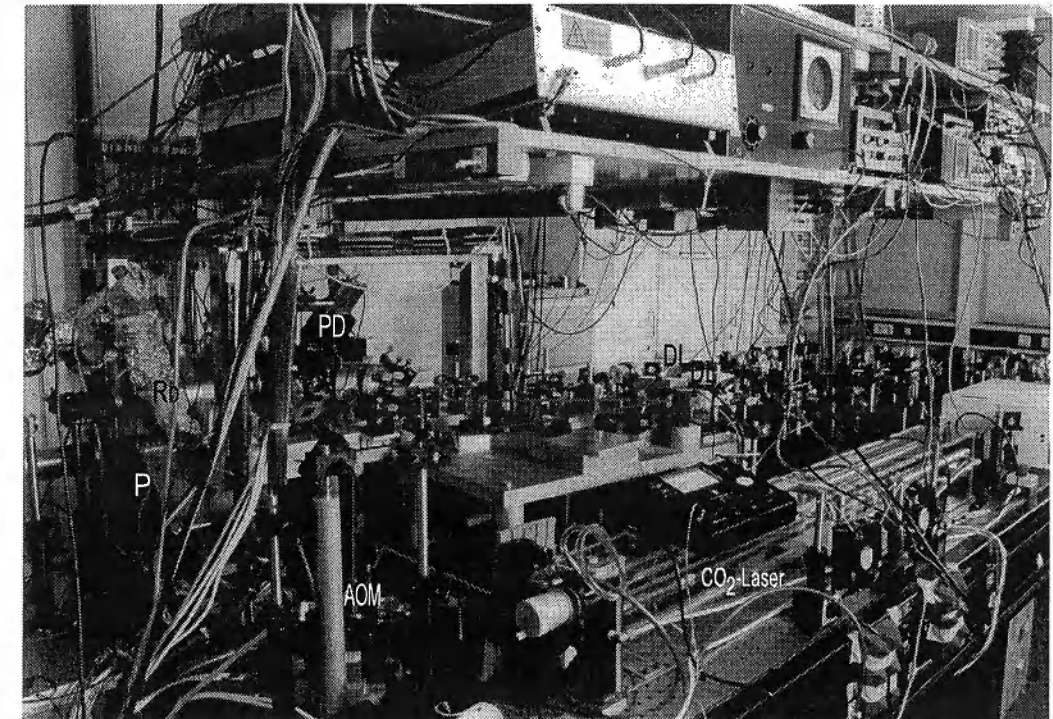


Abbildung 3.1: Photo des Experiments

Abbildung 3.1 zeigt ein Photo des experimentellen Aufbaus. Innerhalb des quaderförmigen Gerüsts links vom Zentrum ist die Vakuumkammer zu erkennen. Im Vordergrund befindet sich der CO_2 -Laser und die Optik, mit der sein Strahl in die Kammer gelenkt wird. Im Hintergrund sind zwei Gehäuse von Diodenlasern sowie die dazugehörige Optik zu erkennen, durch die die nahresonanten Lichtfelder bereitgestellt werden.

Im folgenden Abschnitt 3.1. wird die Vakuumkammer beschrieben und anschließend (Abschnitt 3.2.) die als nahresonante Laserquellen mit schmaler Linienbreite dienenden gitterstabilisierten Diodenlaser. Mit dem Einmoden- CO_2 -Laser zur Erzeugung des Dipolpotentials befaßt sich Abschnitt 3.3. Die Detektion der Atome erfolgt über ihre Fluoreszenz (Abschnitt 3.4.). Die Funktionsweise der magnetooptischen Falle, die Atome bei Zimmertemperatur aus dem Hintergrundgas sammelt und auf Temperaturen von einigen

Mikrokelvin abkühlt, wird in Abschnitt 3.5. vorgestellt. Die mit ihr gefangenen, kalten Atome werden durch Messungen der Dichte und Temperatur charakterisiert, die ebenfalls in diesem Abschnitt beschrieben werden.

3.1 Vakuumkammer

Die Vakuumkammer erfüllt folgende Anforderungen: sie ermöglicht die Speicherung von Atomen in einem infraroten optischen Gitter, realisierbar durch Interferenz von fokussierten CO₂-Laserstrahlen; sie erlaubt die Beobachtung der gespeicherten Atome unter großem Raumwinkel und den Betrieb einer magnetooptischen Falle zur Präparation der kalten Atome.

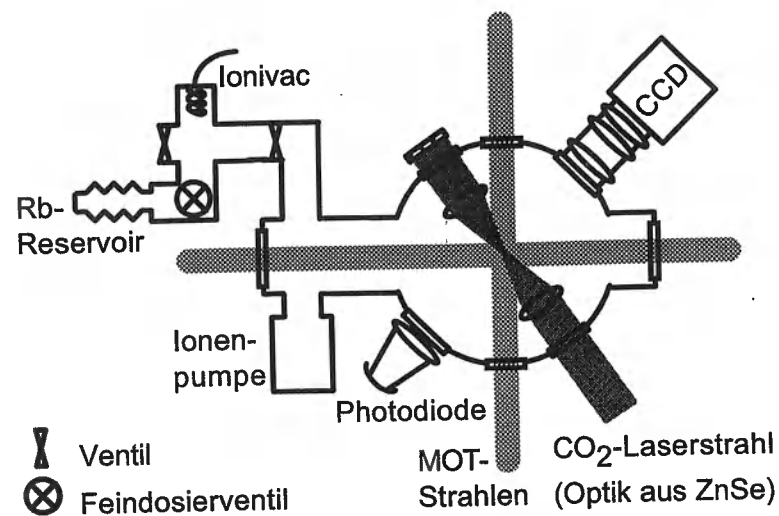


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Aufbaus. Photodiode und CCD-Kamera sind der Übersichtlichkeit halber in einem Winkel von 45 Grad zu ihrer tatsächlichen Position dargestellt.

Abbildung 3.2 zeigt schematisch die Vakuumkammer. Sie hat die Form einer Kugel mit einem Durchmesser von 16 cm, die durch ein Kreuzstück verlängert ist, an dem sich eine 25 l/s Ionenpumpe befindet. Sie erzeugt einen Druck von $p = 8 \cdot 10^{-9}$ mbar. Ihr gegenüber ist hinter einem Ventil an einem weiteren Kreuzstück ein Vakuummeßgerät (Ionivac) angeschlossen, das den Rubidium-Dampfdruck mißt, und ein Ventil nach außen, das den Anschluß einer Turbopumpe ermöglicht. Gegenüber dem Anschluß für die Turbopumpe befindet sich der Zugang zu einem beheizbaren Rubidium-Vorrat, dessen Zufluß durch ein Feindosierventil gesteuert werden kann. Die beiden Schließventile erlauben das Wechseln des Rubidium-Vorrats, ohne die Kammer zu belüften.

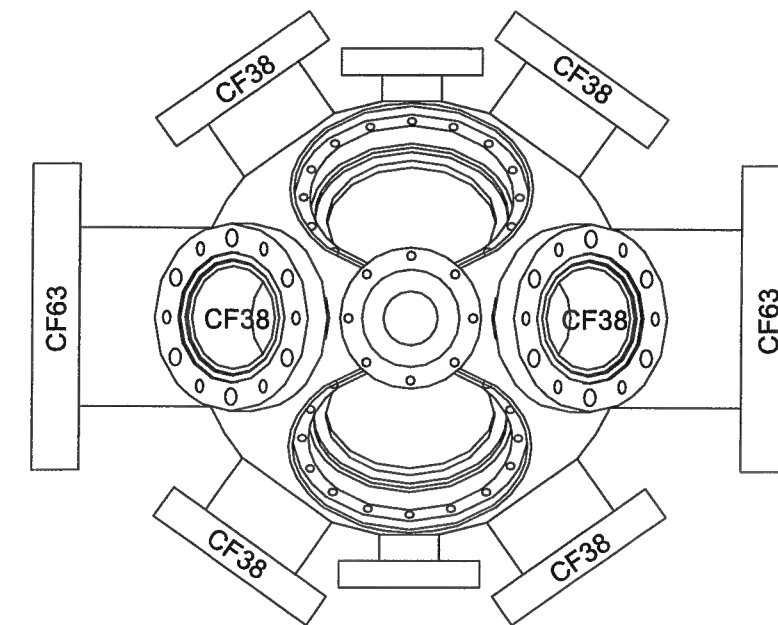


Abbildung 3.3: Technische Zeichnung der Hauptkammer

Die Hauptkammer (Abbildung 3.3) hat sechs Flansche (2 CF63, 4 NW20) mit antireflex-beschichteten Fenstern für die Lichtstrahlen der magnetooptischen Falle in drei zueinander orthogonalen Richtungen. Unter 45° dazu befinden sich vier große Beobachtungsfenster (Durchmesser: 7 cm, Dicke: 1 cm, antireflex-beschichtet), die den optischen Zugang unter einem Raumwinkel von 8% zulassen. Alle Fenster sind mit Helicoflex-Dichtungen gedichtet. Zusätzlich sind je 4 Flansche (CF38) in zwei zueinander orthogonalen Ebenen, deren Schnittgerade die Achse zum Kreuzstück ist, im Winkel von jeweils 35° zu dieser Achse angebracht. Die Flansche sind so angeordnet, daß Strahlen, die mittig durch das Zentrum gehen in Tetraederwinkeln aufeinandertreffen. Dies ermöglicht die Realisation eines dreidimensionalen optischen Gitters durch Interferenz von vier Laser-Laufwellen [Pets94]. An zwei gegenüberliegenden dieser Flansche ist jeweils ein Membranfaltenbalg (CF38, 60-85 mm) befestigt (Abbildung 3.4), an dem ein Helicoflex-gedichtetes ZnSe-Fenster (Durchmesser 3 cm, Dicke 0,6 cm, antireflex-beschichtet, Coherent 333-084-01) angebracht ist. Drei Mikrometerschrauben erlauben die Justage des Membranbalges, an dem über ein Rohrstück im Vakuum eine Linse (Durchmesser 28 mm, Coherent 333-868-01) für den CO₂-Laserstrahl mit einer Brennweite von 38,1 mm befestigt ist. Die Kammer ist aus Edelstahl gefertigt und wurde von Jochen Walz konstruiert.

Zur Erzeugung des magnetischen Quadrupolfeldes für die magnetoopti-

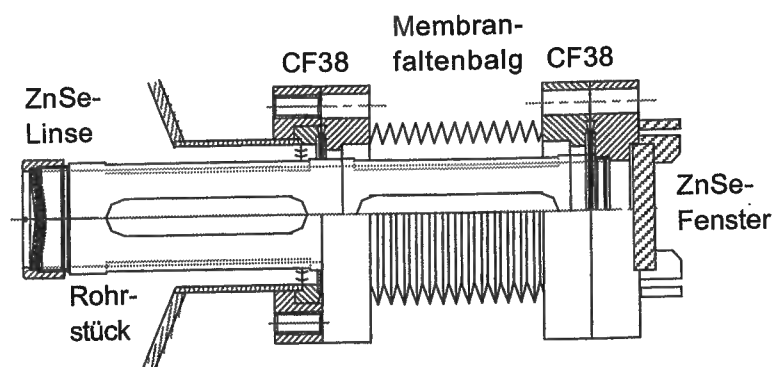


Abbildung 3.4: Justierhalterung für die ZnSe-Linse

sche Falle sind zwei Magnetspulen von 9 cm Durchmesser mit 300 Windungen an der Hauptachse außerhalb der Kammer 8 cm symmetrisch vom Fallenzentrum entfernt angebracht. Sie erzeugen im Zentrum der Kammer Feldgradienten von $2,9 \text{ G}/(\text{cm A})$.

Zusätzlich sind in allen drei Raumrichtungen quadratische Spulenpaare (mittlere Kantenlänge: $\bar{d} = 60 \text{ cm}$) im Abstand von 60 cm zur Kompensation des Erdmagnetfeldes sowie magnetischer Streufelder angebracht.

3.2 Diodenlaser

Die nahresonanten Lichtfelder werden von gitterstabilisierten Diodenlasern [Ric95] erzeugt. Ihr Aufbau (Abbildung 3.5) wird im folgenden beschrieben. Sie erfüllen die Anforderungen einer schmalen Linienbreite, Durchstimmbarkeit, Stabilisierbarkeit und genügend Leistung.

Das spektral breite und stark divergent austretende Licht einer Laserdiode (L) (HL7851G von Hitachi, $P = 50 \text{ mW}$) wird durch einen Kollimator zu einem nahezu parallelen elliptischen Strahl gebündelt. Es trifft in einer Entfernung von 19 mm auf ein Gitter (G) (1800 Linien pro mm), dessen 1. Beugungsordnung in die Laserdiode zurückreflektiert wird. Das Gitter bildet mit der Rückseite der Laserdiode einen Resonator mit dem Gitter als frequenzselektivem Element. Mit einem Piezokristall (P) wird die Länge des Resonators sowie der Anstellwinkel des Gitters und damit die Frequenz abgestimmt. Durch den Reflex 0. Ordnung wird der Strahl ausgekoppelt. Er hat eine Leistung von $P = 23 \text{ mW}$ und eine Linienbreite unter 1 MHz.

Strahlengang Um die Störung der Diodenlaser durch Rückreflexe zu vermeiden, passiert der Strahl zunächst einen optischen Isolator (Gsänger, Typ FR 789 TS, 60 dB Abschwächung). Im Anschluß korrigiert ein anamorphes

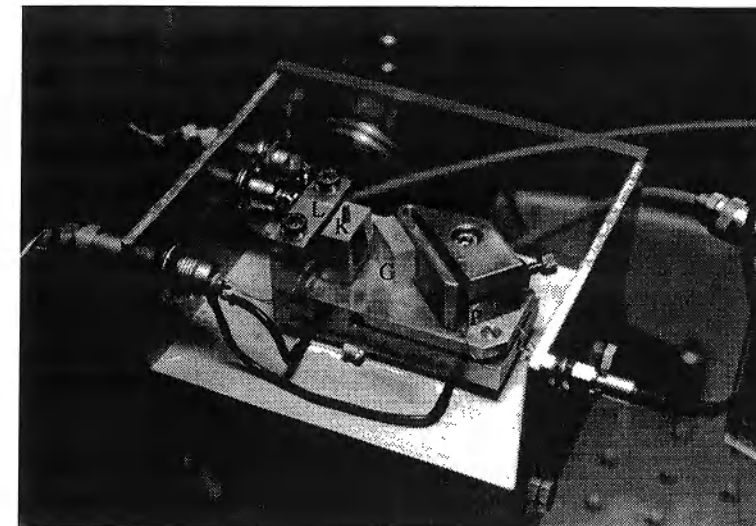


Abbildung 3.5: Gitterstabilisierter Diodenlaser. Das Photo ist [San93] entnommen.

Prismenpaar das elliptische Strahlprofil. Der daraus austretende Strahl ist weitgehend rund, die Intensitätsverteilung entspricht jedoch keiner Gaußmode. Der Gaußsche Anteil wird unter Verlust von 50% Leistung durch eine im Fokus einer Linse mit 50 mm Brennweite befindliche, $20 \mu\text{m}$ große Lochblende räumlich herausgefiltert. Der so erzeugte nutzbare Strahl hat eine Leistung von 8 mW. Zum Betrieb der magneto-optischen Falle wird er auf einen Strahldurchmesser von 15 mm aufgeweitet. Der zweckentfremdete Schaltkontakt eines elektrischen Relais vor der Lochblende des Raumfilters dient als optischer Schalter. Im geschlossenen Zustand wird eine Restlichtleistung von $P_{\min} < 20 \text{ nW}$ transmittiert, entsprechend einer Dämpfung von 60 dB. Die Strahlen zweier für die magneto-optische Falle benötigter Diodenlaser dieser Art werden in einem Polarisationsstrahlteilerwürfel überlagert.

Stabilisierung Zum Betreiben der magneto-optischen Falle für das Isotop $^{85}\text{Rubidium}$ (Termschema siehe Kapitel 2) werden zwei Laser auf der D_2 -Linie mit $\lambda = 780 \text{ nm}$ eingesetzt: ein sogenannter Kühllaser und ein Rückpumplaser. Als Frequenzreferenz dient jeweils dopplerfreie Spektroskopie an Rubidiumdampfzellen aus Glas. Für den Kühllaser wird eine Polarisations-spektroskopie verwendet, mit deren Hilfe der Laser durch eine Regelelektronik auf eine Frequenz einige Linienbreiten unterhalb der Resonanz des Kühlübergangs stabilisiert wird. Der Rückpumplaser wird auf das Signal einer Sättigungsspektroskopie stabilisiert. Um die Frequenz genau auf die Resonanz einstellen zu können, wird das Sättigungsspektrum mit Hilfe eines Magnetfeldes ver-

zerzt.

Um Anzahl und Dichte der Atome in der magnetooptischen Falle zu optimieren, ist es nötig, die Verstimmung des Kühllasers nach dem Ladevorgang kurzzeitig ändern zu können. Eine elektronische Schaltung trennt den Regelkreis und addiert einen einstellbaren Strom zum Strom der Laserdiode. Dies ermöglicht eine zusätzliche Änderung der Verstimmung von bis zu $\pm 20 \Gamma$.

3.3 CO₂-Laser

Im folgenden wird der Aufbau des CO₂-Lasers und der speziellen Optik für infrarote Strahlung beschrieben. Der CO₂-Laser (gebaut von Ken Evenson, JILA) zeichnet sich dadurch aus, daß er auf einer einzigen Linie emittiert.

Um ein genügend tiefes Dipolpotential für lasergekühlte Atome bereitzustellen, wird der CO₂-Laserstrahl auf $50 \mu\text{m}$ fokussiert. Die Technik, die die Überlagerung dieses scharf lokalisierten Fokus mit den in der magneto-optischen Falle gefangenen, kalten Atomen ermöglicht, wird am Ende dieses Kapitels beschrieben.

CO₂-Laser-Parameter Der im Experiment verwendete CO₂-Laser wird von einem Gasgemisch (15% N₂, 15% CO₂, 70% He) durchflossen und hat eine maximale Leistung von 18 W. Als Besonderheit enthält er ein Gitter als linienselektives Element, mit dem eine einzige Linie ausgewählt werden kann.

Der Resonator des CO₂-Lasers hat eine Länge von $L = 1,5 \text{ m}$ (Abbildung 3.6 enthält eine Skizze). Er wird am einen Ende durch einen gekrümmten Spiegel ($R = 10 \text{ m}$) abgeschlossen, an der anderen Seite befindet sich ein Gitter als wellenlängenselektives Element, dessen Reflex 0. Ordnung den Strahl auskoppelt. Der Reflex erster Ordnung wird in den Resonator zurückreflektiert. Mit einer kalibrierten Mikrometerschraube, die den Winkel des Gitters bestimmt, kann eine Linie selektiert werden. Die Länge des Resonators wird über einen Piezokristall, auf dem der Endspiegel sitzt, abgestimmt. Dieser Resonator ist äquivalent zu einem konfokalen Resonator mit zwei gleichen Spiegeln mit den Radien: $R' = L' = 2\sqrt{RL - L^2}$. Mit den oben angegebenen Maßen ergibt sich ein Strahlradius von $w_0 = \sqrt{\lambda L'/(2\pi)} = 3,5 \text{ mm}$. Das entspricht einer Rayleigh-Länge von $z_R = 3,57 \text{ m}$ und einem Öffnungswinkel $\theta = 1 \text{ mrad}$, d.h. verglichen mit sichtbaren Laserstrahlen divergiert der Strahl aufgrund der großen Wellenlänge stark. Für den gleichen Strahlradius erhält man bei einer Wellenlänge von 632 nm einen Öffnungswinkel von $0,06 \text{ mrad}$.

CO₂-Laser-Optik Da Glas Licht der Wellenlänge $10,6 \mu\text{m}$ absorbiert, wird zur Strahlführung des CO₂-Laserstrahls spezielle Optik verwendet. Besonders geeignet sind optische Elemente aus Germanium und aus Zink-Selenid, wobei letzteres den Vorteil hat, daß es auch sichtbares Licht transmittiert (technische Daten zu ZnSe befinden sich im Anhang C). Mit Strahlüberlagerungsplatten, die Licht der Wellenlänge $10,6 \mu\text{m}$ transmittieren und Licht der Wellenlänge 632 nm reflektieren, kann ein HeNe-Laserstrahl überlagert werden, der die Justage des Strahlengangs ermöglicht.

Ein akustooptischer Modulator (AOM) erlaubt das Schalten und die Modulation der Intensität des CO₂-Laserstrahls. Er besteht aus einem Germanium-Kristall, an den 100 W Radiofrequenzleistung mit einer Frequenz von 40 MHz angelegt werden. In dem verwendeten AOM befindet sich ein Prisma, so daß der gebeugte Strahl der ersten Ordnung nicht abgelenkt wird.

Strahlengang und Justage Abbildung 3.6 zeigt den Strahlengang des CO₂-Laserstrahls und zusätzlicher überlagerter nahresonanter Strahlen, die seinen Strahlengang sichtbar werden lassen und die Justage ermöglichen. Zur Realisation einer einfachen Dipolfalle wird der fokussierte CO₂-Laserstrahl als Laufwelle der atomaren Wolke in der magnetooptischen Falle überlagert. Zur Erzeugung der Stehwelle für das optische Gitter wird der Strahl in sich zurückreflektiert und passiert eine Blende vor der Kammer. Im folgenden wird die Technik beschrieben, mit der der Fokus des CO₂-Laserstrahls der atomaren Wolke überlagert wird.

Der Strahl wird mit den im Vakuum angebrachten Linsen auf $w_0 = 50 \mu\text{m}$ fokussiert. Zum Laden der Dipolfalle ist es essentiell, daß sich der Fokus im Zentrum der von der magnetooptischen Falle präparierten Wolke (Durchmesser $500 \mu\text{m}$) kalter Atome befindet.

Um den CO₂-Laserstrahl relativ zu den gefangenen Atomen in der magnetooptischen Falle justieren zu können, wird ihm ein auf den Rubidium-Übergang abgestimmter resonanter Laserstrahl überlagert (siehe Abbildung 3.6).

Aufgrund der um eine Größenordnung unterschiedlichen Wellenlänge, hat die ZnSe-Linse für die beiden Strahlen verschiedene Brennweiten: $f=35 \text{ mm}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$, $f=38 \text{ mm}$ bei $\lambda=10,6 \mu\text{m}$. Zur Überlagerung der Foci der beiden Strahlen, wird der Strahlengang zusätzlich außerhalb der Kammer aufgebaut und die Position des Fokus des resonanten Strahls durch die Linse L1 angeglichen. Gelingt es nun mit dem resonanten Strahl die Atome aus dem Zentrum der magnetooptischen Falle durch Strahlungsdruck „wegzublasen“, so ist sichergestellt, daß der Fokus des CO₂-Laserstrahls der magnetooptischen Falle überlagert ist. Er kann nun zur Op-

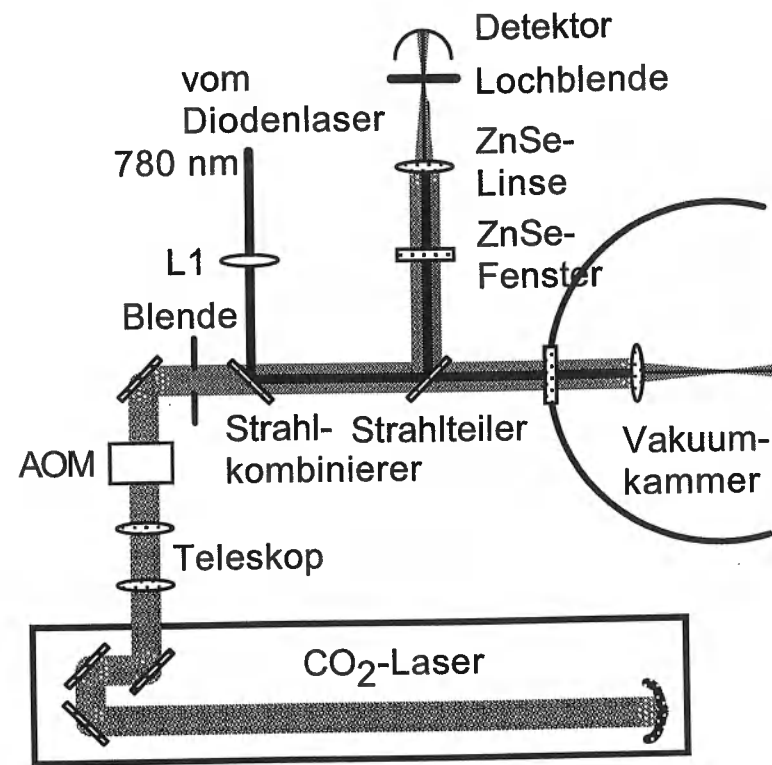


Abbildung 3.6: Strahlengang des CO₂-Laserstrahls; dem CO₂-Laserstrahl wird ein mit den Rubidiumatomen resonanter Laserstrahl überlagert. Der Fokus dieses Strahls wird durch die Linse L1 ($f=900$ mm) mit dem des CO₂-Laserstrahls zur Deckung gebracht. Dazu wird der Strahlengang zusätzlich außerhalb der Kammer aufgebaut und hinter einer sich im Fokus der ZnSe-Linse ($f=38$ mm) befindlichen Lochblende die transmittierte Leistung beider Strahlen maximiert.

timierung der Justage sichtbar gemacht werden: der resonante Strahl wird blockiert; durch Vergrößerung der Verstimmung der Kühlaserstrahlen der magnetooptischen Falle wird die Fluoreszenz der gefangenen Atome abgeschwächt. Da die Atome im infraroten Strahl durch die Stark-Verschiebung zur Resonanz hin verschoben werden und stärker fluoreszieren, tritt der CO₂-Laserstrahl als heller Strich innerhalb der Wolke hervor (Abbildung 3.7).

3.4 Detektion

Mehrere unabhängige Beobachtungssysteme, dienen dazu, Dichte und Temperatur der Atome zu bestimmen. Sie ermöglichen die Aufnahme von Bildern (wie z.B. Abbildung 3.7), aus denen die räumliche Verteilung der Atome an-

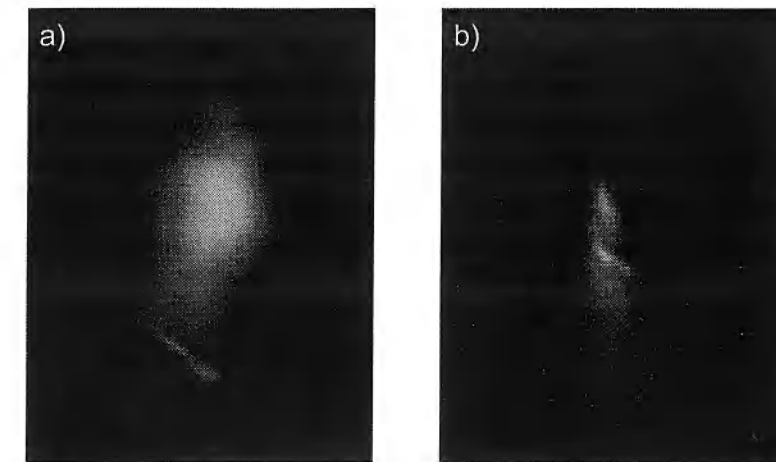


Abbildung 3.7: Justage des CO₂-Laserstrahls. Die Fluoreszenzintensität der Atome in der magnetooptischen Falle wird durch Vergrößerung der Verstimmung der Kühlaserstrahlen abgeschwächt, der CO₂-Laserstrahl wird als heller Strich sichtbar. (a) Strahl neben der atomaren Wolke in der magnetooptischen Falle, (b) Strahl innerhalb der atomaren Wolke

hand ihres Fluoreszenzlichtes gewonnen werden kann.

Zur Beobachtung der Verteilung der Atome dient eine lichtempfindliche CCD-Kamera (Empfindlichkeit 0,06 Lux). Die Fluoreszenz der atomaren Wolke wird um einen Faktor zwei vergrößert auf den Chip abgebildet. Die jeweils über einen Zeitraum von 20 ms integrierten Bilder werden mit einem Videorecorder aufgezeichnet und anschließend im Computer digitalisiert. Die Auflösung dieser Abbildung durch die Qualität der verwendeten Linse auf $7 \mu\text{m}$ begrenzt.

Die Anzahl der gefangenen Atome wird aus dem Fluoreszenzsignal einer kalibrierten Photodiode gewonnen. Sie ist an einem der Beobachtungsfenster montiert und sammelt die Fluoreszenz der Atome aus einem Volumen $V=(3 \text{ mm})^3$ in einem Raumwinkel von 8%.

Für die Messungen von Dichte und Temperatur wird die Verteilung der Atome zusätzlich mit einer Kamera mit Bildverstärker beobachtet. Sie ermöglicht die Auslösung der Bildaufnahme durch ein externes Triggersignal. Aufgrund der hohen Empfindlichkeit ist die Realisierung extrem kurzer Belichtungszeiten möglich. Die Auflösung der verwendeten Beobachtungsoptik ist ebenfalls durch die Qualität der verwendeten Linse auf $10 \mu\text{m}$ begrenzt.

3.5 Magnetooptische Falle

Die magnetooptische Falle (MOT) [Raa87] dient als Quelle kalter Atome. Sie sammelt 10^6 Atome bei Zimmertemperatur ($T = 300$ K) aus dem Hintergrundgas in einer kleinen Wolke (Durchmesser $300 \mu\text{m}$) und kühlt sie in Bruchteilen einer Sekunde auf eine Temperatur von $34 \mu\text{K}$ ab. Durch eine Abschattungstechnik wird die Dichte erhöht und die Temperatur auf $24 \mu\text{K}$ erniedrigt.

Im folgenden wird die Funktionsweise der magnetooptischen Falle vorgestellt und ihre Optimierung diskutiert. Die charakteristischen Daten der für das Experiment optimierten magnetooptischen Falle werden in einem eigenen Abschnitt (3.5.2.) präsentiert.

3.5.1 Prinzip

Die Funktionsweise der magnetooptischen Falle basiert auf der Kombination einer geschwindigkeitsabhängigen Strahlungsdruckkraft mit einer ortsabhängigen magnetooptischen Kraft.

Drei jeweils zueinander senkrechte Paare gegenläufiger Laserstrahlen kreuzen sich im Nullpunkt eines magnetischen Quadrupolfeldes. Die Verstimmung der Strahlen gegenüber der Resonanz ist so gewählt, daß ein Atom durch den Dopplereffekt vorwiegend Photonen aus dem seiner Bewegungsrichtung entgegenlaufenden Strahl streut und dadurch abgebremst wird. Zusätzlich zu dieser geschwindigkeitsabhängigen Reibungskraft erfährt ein Atom, das sich außerhalb des Zentrums der Falle befindet, eine rückstellende Kraft: durch das nach außen linear ansteigende Magnetfeld werden die Zeemanniveaus der Atome ortsabhängig unterschiedlich verschoben. Die Polarisierung der Lichtstrahlen ist so gewählt, daß ein Atom jeweils optisch in das Zeemanunterniveau gepumpt wird, das mit dem zum Zentrum gerichteten Strahl stärker wechselwirkt, folglich mehr Photonen aus dieser Richtung streut, und somit eine rücktreibende Kraft $F = -\kappa z$ zum Zentrum hin erfährt. Die Federkonstante κ hängt [Raa87] vom Gradienten des Magnetfeldes dB/dx ab: $\kappa = \frac{\alpha}{\hbar k} \cdot 1,4 \frac{\text{MHz}}{\text{G}} \frac{dB}{dx}$, wobei $k = 2\pi/\lambda$ der Wellenvektor des Lichtfeldes und α der Reibungskoeffizient für Dopplerkühlen (siehe Anhang A) ist.

Für das Laden der CO_2 -Laser-Dipolfalle ist es günstig, mit der magnetooptischen Falle möglichst viele Atome in einem kleinen Volumen zu fangen. Die Zahl der gefangenen Atome hängt von den Verlusten, der Fallentiefe und dem räumlichen Einfangbereich ab. Sie ist im stationären Zustand durch ein Gleichgewicht zwischen Laderate R_f und Verlustrate $\gamma = 1/\tau$ gegeben: $N = R_f/\gamma$.

Laderate Der räumliche Einfangbereich wird durch die Strahldurchmesser vorgegeben. Die Tiefe der magnetooptischen Falle V_{MOT} kann über die innerhalb des Fallenvolumens durch Dopplerkühlen noch abbremsbare (kritische) Geschwindigkeit v_c definiert werden: $V_{\text{MOT}} = \frac{mv_c^2}{2}$. Sie hängt bei gegebenem Strahldurchmesser und gegebener Laserleistung vom Magnetfeldgradienten und von der Verstimmung ab. Typische Fallentiefen sind $V_{\text{MOT}}/k_B = 0,4$ K [Raa87]. Die Laderate, d.h. die Rate, mit der Atome, die eine Geschwindigkeit kleiner als die kritische Geschwindigkeit haben, in das Fallenvolumen V eintreten, ist gegeben durch: $R_f = \frac{n_{\text{Rb}} V^{2/3} v_c^4}{2v_{\text{rms}}^3}$ [Mon90]. Dabei bezeichnet n_{Rb} die Rubidium-Gasdichte und v_{rms} die mittlere Geschwindigkeit der Atome bei Zimmertemperatur.

Verlustmechanismen In der magnetooptischen Falle gibt es zwei wesentliche Verlustmechanismen: Stöße mit Hintergrundgasatomen und lichtinduzierte Verluste.

Bei geringen Dichten limitieren Stöße mit dem Hintergrundgas die Lebensdauer der magnetooptischen Falle $\tau = 1/\gamma_c$. Die Stoßrate γ_c ist gegeben durch $\gamma_c = n_{\text{Rb}} \sigma_{\text{el}} v_{\text{rms}}$. Dabei bezeichnet σ_{el} den elastischen Streuquerschnitt. Er wird mit $\sigma_{\text{el}} = 4\pi r^2$ berechnet, wobei für r die mittlere Reichweite des Van-der-Waals-Potentials von $r \approx 1$ nm [Ada95] angenommen wird. Als für die Experimente typisches Beispiel ergibt sich für Rubidium bei Zimmertemperatur ($T=300$ K) und einen Hintergrundgasdruck von $p = 10^{-8}$ mbar eine Dichte von $n_{\text{Rb}} = 2,4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ und eine mittlere Geschwindigkeit der Atome von 298 m/s . Die durch den Hintergrundgasdruck begrenzte Lebensdauer ist dann $1,1$ Sekunden.

Bei hohen Dichten treten aufgrund der starken Kopplung der Atome an das nahresonante Lichtfeld zwei weitere dominante Verlustmechanismen auf [Ses89]: Heizprozesse durch wiederholte Absorption gestreuter Photonen und Stöße der gefangenen Atome untereinander. Insbesondere ist der Stoßquerschnitt zwischen angeregten Atomen mit Atomen im Grundzustand gegenüber dem von Grundzustandsatomen um vier Größenordnungen erhöht. Diese Stöße führen zur Bildung von instabilen angeregten Molekülen, die in den anderen angeregten Feinstrukturzustand ($5P_{1/2}$) zerfallen können, wobei $\Delta E_{fs} \gg V_{\text{MOT}}$ frei wird, so daß die Atome die Falle verlassen. Diese beiden Prozesse limitieren die maximal erreichbare Dichte zu $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ [Mon90, Wal90].

Optimierung für hohe Phasenraumdichten Es gibt zwei Methoden, die dichtelimitierenden Prozesse in der magnetooptischen Falle zu unterdrücken: die „dunkle magnetooptische Falle“ [Ket93] und die „weit verstimm-

te magnetooptische Falle“ [Pet94]. Beide Methoden werden im Experiment kombiniert. Kernidee ist es, die Kopplung an das nahresonante Lichtfeld zu reduzieren, ohne die Anzahl der gefangenen Atome zu verringern.

Für Atome mit Hyperfeinstruktur läßt sich der Zerfall in die vom Kühllaser nicht angeregte zweite Hyperfeinkomponente des Grundzustands ausnutzen. Sie wird im normalen MOT-Betrieb durch einen Rückpumpplaser wieder entleert. Bei der dunklen magnetooptischen Falle wird die Intensität des Rückpumplasers räumlich im Zentrum verringert bzw. zeitlich nach der MOT-Ladephase abgeschwächt. Die Atome werden dann optisch in das andere Hyperfeinniveau des Grundzustands gepumpt und so vom nahresonanten Feld des Kühllasers entkoppelt. Dies führt zu einer Reduktion der oben beschriebenen lichtinduzierten Verluste, so daß Dichten von bis zu 10^{12} cm^{-3} erreicht werden können [Ket93].

Bei der weit verstimmtten magnetooptischen Falle wird nach der Ladephase die Verstimmung des Kühllasers erhöht. So wird die Kopplung an das Kühllaserfeld reduziert mit dem zusätzlichen Vorteil, daß im Fallenzentrum das Sisyphuskühlen (siehe Anhang) optimiert wird und tiefere Temperaturen erreicht werden.

3.5.2 Betrieb und Daten der im Experiment verwendeten MOT

Dieses Kapitel beschreibt die für die Experimente verwendete magnetooptische Falle. Sie stellt nach einer Einfangphase von 3 Sekunden eine Wolke von 10^6 kalten Atomen mit einer Dichte von 10^{10} cm^{-3} bereit. In der Folge werden die technischen Daten der verwendeten magnetooptischen Falle angegeben und die Erzeugung der Wolke kalter Atome, die in zwei Phasen abläuft, detailliert beschrieben.

Technische Daten Zum Betreiben einer magnetooptischen Falle für Rubidium (Termschema siehe Kapitel 2) werden zwei Laser benötigt. Ein gegenüber der Resonanz rot verstimmtter Kühllaser operiert auf einem geschlossenen Übergang ($5S_{1/2}(F=3)$ nach $5P_{3/2}(F=4)$ der Rb-D₂-Linie bei 780 nm). Mit geringer Rate (einen Faktor $(\Delta E_{hfs}/(\hbar\Gamma))^2 \approx 400$ unterdrückt (ΔE_{hfs} ist die Hyperfeinstrukturaufspaltung des angeregten Zustands, Γ die natürliche Linienbreite)) werden Atome in den $5P_{3/2}(F=3)$ Zustand angeregt, aus dem sie in die andere Hyperfeinkomponente des Grundzustands $5S_{1/2}(F=2)$ zerfallen können. Ein Rückpumpplaser, resonant mit dem $5S_{1/2}(F=2)$ nach $5P_{3/2}(F=3)$ Übergang, pumpt diese Atome wieder in den fast geschlossenen Zyklus zurück. Ohne Rückpumpplaser werden die Atome optisch in den niedrigeren Hyperfeinzustand gepumpt und koppeln nicht mehr an das Kühllaserlicht.

Die magnetooptische Falle wird mit einer Kühllaserintensität von $2,1 \text{ mW/cm}^2$ pro Strahl, vier Linienbreiten rotverstimmt zur Resonanz, betrieben. Die Intensität des Rückpumpstrahls beträgt 1 mW/cm^2 und wird in der Kompressionsphase durch einen akustooptischen Modulator auf 10 % abgeschwächt. Die Strahlen haben jeweils einen Durchmesser von 13 mm. Der Magnetfeldgradient beträgt 20 G/cm . Mit diesen Kenndaten erhält man eine Fallentiefe von $0,5 \text{ K}$. Der Geschwindigkeitseinfangbereich ist $v_c = 10 \text{ m/s}$.

Einfangphase Durch Heizen des Rubidium-Reservoirs auf 160° C wird der Rubidium-Dampfdruck in der Kammer erhöht. Die magnetooptische Falle fängt Atome des Isotops ^{85}Rb aus dem langsamen Teil der Maxwellverteilung ($v < v_c$) ein und kühlt sie auf eine mittlere Geschwindigkeit von einigen cm/s . Die Ladezeit beträgt $2,7_{(0,1)}$ Sekunden, das entspricht der durch den Hintergrundgasdruck $p = 8_{(3)} \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ begrenzten berechneten Lebensdauer.

Kühl- und Kompressionsphase Die Leistung des Rückpumplasers wird auf $0,4 \text{ mW}$ abgeschwächt, die Verstimmung auf $\Delta = 13\Gamma$ erhöht. Damit wird die Dichte erhöht und die Temperatur durch Sisyphuskühlen auf $T=24 \mu\text{K}$ erniedrigt.

Messung der Anzahl und Dichte der Atome $2_{(3)} \cdot 10^6$ Atome werden bei einer Dichte von $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ in der magnetooptischen Falle gefangen. Die absolute Atomzahl in der magnetooptischen Falle wird aus einer Fluoreszenzmessung mit einer kalibrierten Photodiode bestimmt. Mit der Annahme eines Zwei-Niveau-Modells [Lin92] erhält man die Anzahl der gefangenen Atome zu:

$$N = P_\Omega \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)^{-1} \frac{\lambda}{\pi \hbar c \Gamma} \frac{1 + I/I_{\text{sat}} + 4(\Delta/\Gamma)^2}{I/I_{\text{sat}}}.$$

P_Ω ist die in den Raumwinkel $\Omega/(4\pi)$ gestreute Leistung, λ die Wellenlänge und Γ die Linienbreite des atomaren Übergangs. Δ bezeichnet die Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanzfrequenz. I/I_{sat} ist das Verhältnis der Laserintensität aller sechs Strahlen und der Sättigungsintensität des atomaren Übergangs. Die Größe der atomaren Wolke wird aus den digitalisierten Bildern der CCD-Kamera bestimmt.

Temperaturmessung Die Temperatur der Atome in der (normalen) magnetooptischen Falle wird durch Bestimmung des Anteils der Atome im Detektionsvolumen der Photodiode nach einer gegebenen Expansionszeit (relea-

se & recapture [Chu85]) gemessen. Nach dem Laden werden die Laserstrahlen

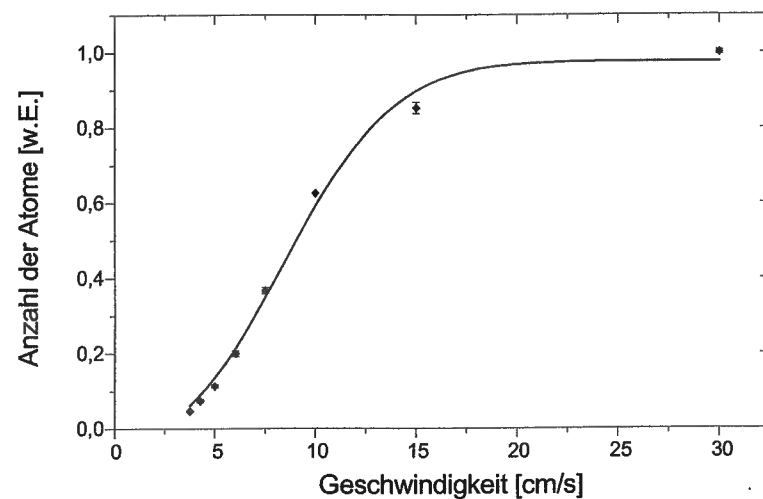


Abbildung 3.8: Temperaturmessung der Atome in der magnetooptischen Falle durch Bestimmung des Anteils der Atome im Detektionsvolumen der Photodiode nach einer gegebenen Expansionszeit (release & recapture). Die Anzahl der Atome ist in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit dargestellt. Die durchgezogene Kurve ist eine angepaßte Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung entsprechend einer Temperatur von $34_{(2)} \mu\text{K}$.

und das Magnetfeld abgeschaltet. Die Atome expandieren frei während einer variablen Dunkelzeit. Die Laserstrahlen werden wieder eingeschaltet und aus der Fluoreszenz die Zahl der im Detektionsvolumen der Photodiode verbliebenen Atome bestimmt. Die Anpassung einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung an die Meßpunkte (Abbildung 3.8) ergibt eine Temperatur von $34_{(2)} \mu\text{K}$.

4 Eine makroskopische und viele mikroskopische Dipolfallen

Dieses Kapitel beschreibt Experimente zur Speicherung von Rubidium-Atomen in quasi-elektrostatischen Dipolfallen.

In den Experimenten werden lange Speicherzeiten erreicht. Dabei oszillieren die Atome in den Mikrofallen mit hohen Vibrationsfrequenzen. Diese zeigen die starke Bindung im Lamb-Dicke-Regime. Durch einen geeigneten Ladeprozess wird eine Phasenraumdickeerhöhung von drei Größenordnungen gegenüber der magnetooptischen Falle erreicht. Bei diesen hohen Dichten wird die Erzeugung von Stößen als Ausgangsbasis für evaporatives Kühlen beobachtet.

Die Dipolfallen werden aus der im letzten Kapitel beschriebenen magnetooptischen Falle als Quelle kalter Atome geladen. Durch Manipulation der Potentialtiefe und anschließende Fluoreszenzdetektion werden die charakteristischen Größen der Fallen gemessen. Es zeigt sich, daß die Atome ohne Heizprozesse von der magnetooptischen Falle in die Dipolfalle transferiert werden können. Die Vibrationsfrequenzen der gespeicherten Atome werden durch Anregung parametrischer Resonanzen gemessen. Mit einer ICCD-Kamera wird die räumliche Verteilung der Atome aufgenommen und daraus ihre Dichte, sowie ihre Temperatur bestimmt.

Zunächst wird das Laden der Falle und die anschließende Detektion der gespeicherten Atome beschrieben. Im Anschluß werden Experimente vorgestellt, mit denen die charakteristischen Größen der in den Dipolfallen gespeicherten Atome, Anzahl, Speicherzeit und Energieverteilung gemessen werden. Es folgt die Darstellung des zentralen Experiments dieser Arbeit, des Nachweises der erstmaligen Speicherung von Atomen in einem Gitter mikroskopischer CO_2 -Laser-Dipolfallen durch Anregung parametrischer Resonanzen. Zusätzliche Messungen der Dichte und Temperatur ergeben eine Erhöhung der Phasenraumdicke um drei Größenordnungen. Die Stoßrate wird im Hinblick auf evaporatives Kühlen in der Dipolfalle gemessen und für das Gitter berechnet.

4.1 Realisation der Dipolfallen

Dieses Kapitel beschreibt, wie die Atome in die Dipolfallen geladen und anschließend detektiert werden. Die Atome werden aus der magnetooptischen Falle (siehe Kapitel 3.5) in die Dipolfalle geladen, in der Dipolfalle gespeichert und anschließend anhand ihrer Fluoreszenz nachgewiesen. Die Bestimmung ihrer Anzahl und Energieverteilung, sowie der Speicherzeit wird im sich an-

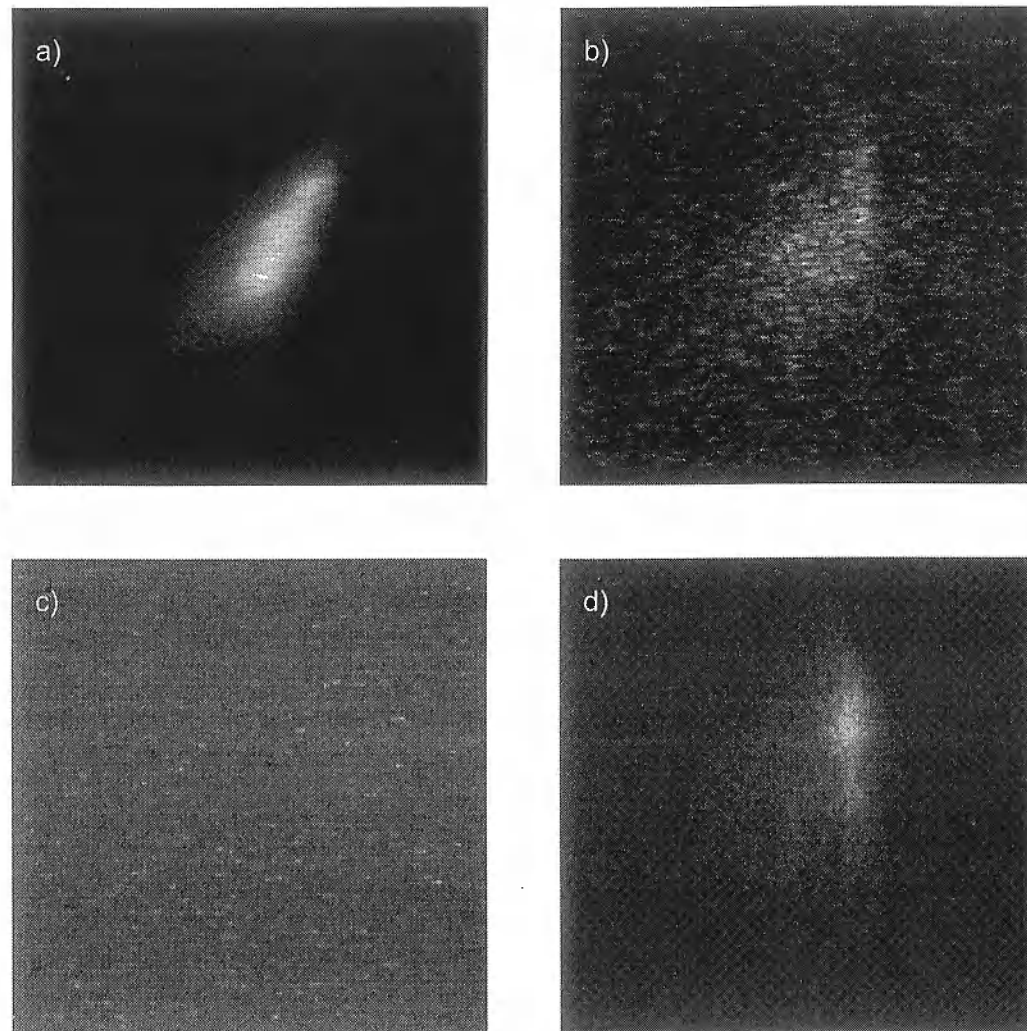


Abbildung 4.1: ICCD-Bilder vom Laden der Dipolfallen: (a) MOT-Ladephase, (b) Kombination aus weit verstimmtter dunkler magnetooptischer und elektrooptischer Falle, (c) Gitterphase nach Abschalten der nahresonanten Lichtstrahlen, (d) Nachweis der im Gitter gespeicherten Atome. Die Bilder wurden jeweils 5 ms lang belichtet.

schließenden Kapitel 4.2 beschrieben.

Der Lademechanismus der Dipolfallen läuft in drei Phasen ab (Abbildung 4.1): dem Laden der magnetooptischen Falle aus dem Hintergrundgas (3 s), dem Laden der elektrooptischen Falle (Als elektrooptische Falle wird die Kombination rot verstimmtter Kühlaserstrahlen mit einem elektrischen Dipolpotential bezeichnet. Eine genauere Analyse findet sich in Abschnitt 4.4.3.) aus der magnetooptischen Falle (30 ms), der Dipolfalle ohne nahres-

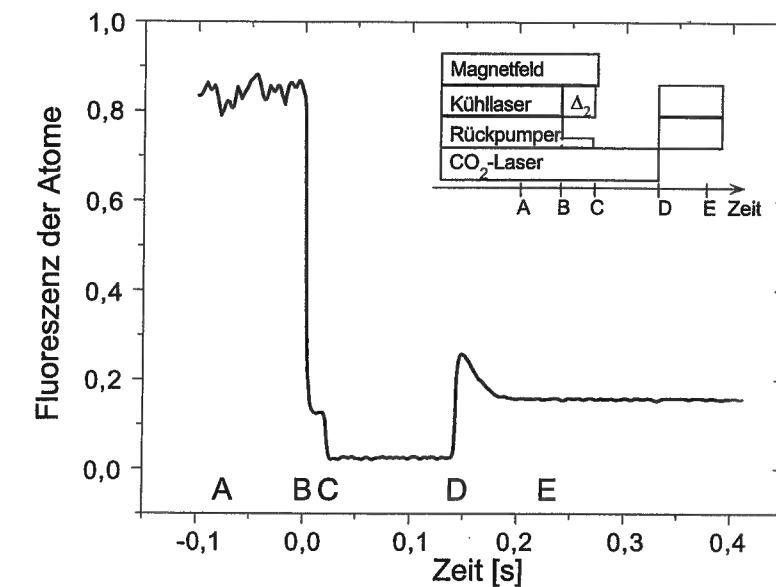


Abbildung 4.2: Fluoreszenzsignal der Atome während des Ladevorgangs: 1. Phase (AB): magnetooptische Falle, 2. Phase (BC): dunkle weitverstimmtte MOT, 3. Phase (CD): Gitterphase, 4. Phase (DE): Nachweis durch Beleuchtung mit den MOT-Laserstrahlen.

onante Felder.

Die magnetooptische Falle fängt und kühlt Rubidiumatome aus dem Hintergrundgas ($p = 8 \cdot 10^{-9}$ mbar) (Abbildung 4.1(a), $2 \cdot 10^6$ Atome, $T = 34 \mu\text{K}$). Während dieser 3 s langen Einfangphase ist der CO₂-Laser der MOT überlagert. Da der angeregte Zustand der Atome, die sich im Feld des CO₂-Laserstrahls befinden, eine größere Lichtverschiebung als der Grundzustand erfährt (siehe Kapitel 2), sind diese Atome mit den Kühlaserstrahlen in Resonanz. Aufgrund des geringen Volumens wird der Ladevorgang der magnetooptischen Falle nicht gestört, im Zentrum ist jedoch keine Kühlung möglich. Um auch diese Atome zu kühlen und höhere Dichten zu erreichen, wird die Verstimmung des Kühlasers (durch einen zusätzlichen Strom auf die Laserdiode) für 30 ms zu größerer Verstimmung ($\Delta = 13\Gamma$) verschoben und gleichzeitig die Intensität des Rückpumpasers (durch einen akustooptischen Modulator) auf 10% des ursprünglichen Wertes reduziert. Dadurch ergibt sich sowohl eine dunkle weit verstimmtte magnetooptische Falle als auch eine elektrooptische Falle in deren Zentrum ($B = 0$). Zum Übergang von der EOT zur Dipolfalle werden die Laserstrahlen unterbrochen, und das Magnetfeld wird ausgeschaltet. Die Atome sind anschließend in den Dipolfallen gefangen (und daher nicht sichtbar (Abbildung 4.1(c)). Nach einer Dunkelzeit von 150

ms werden die MOT-Strahlen wieder eingeschaltet (Abbildung 4.1(d): In den Dipolfallen gefangene Atome) und die gefangenen Atome anhand ihrer Fluoreszenz nachgewiesen. Abbildung 4.2 zeigt das Fluoreszenzsignal der Atome während dieses Vorgangs.

4.2 Charakterisierung der Fallen

In diesem Kapitel wird die Messung der charakteristischen Daten der Fallen: Atomzahl, Speicherzeit und Energieverteilung der Atome beschrieben.

4.2.1 Atomzahl und Speicherzeit

Mit dem im letzten Abschnitt beschriebenen Ladeprozess werden im Experiment $3 \cdot 10^5$ Atome in die Dipolfallen geladen. Die Speicherzeit wird aus der Abnahme der Atomzahl mit der Zeit bestimmt. Sie ist im Gegensatz zu nahresonanten Fallen, die durch Streuprozesse von Photonen limitiert sind, nur durch den Hintergrundgasdruck begrenzt.

Die Anzahl der in den Dipolfallen gespeicherten Atome wird aus dem Fluoreszenzsignal (Abbildung 4.2: Differenz zwischen den Zeitpunkten D und E) (wie im Kapitel 3.5) bestimmt. Abbildung 4.3 zeigt eine Messung der Anzahl der Atome in den Dipolfallen in Abhängigkeit der Speicherzeit. Aus

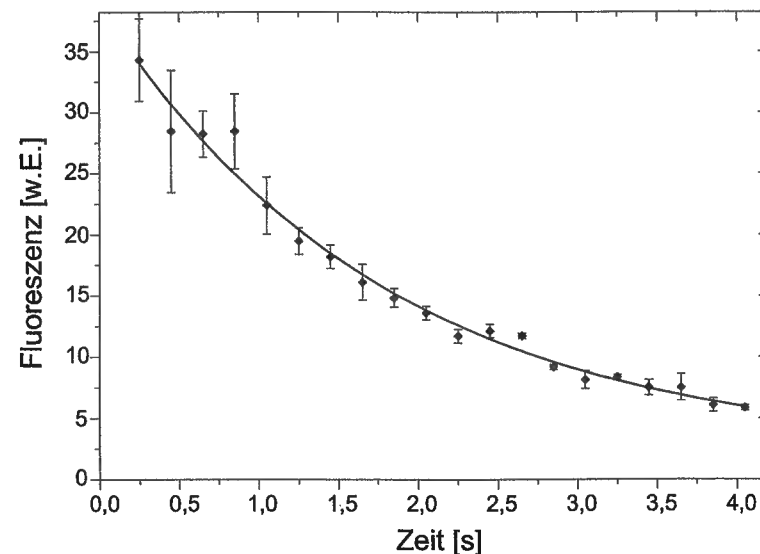


Abbildung 4.3: Lebensdauer der Atome in den Dipolfallen. Die Anpassung einer exponentiellen Zerfallskurve ergibt eine Speicherzeit von $1,8_{(0,2)}$ Sekunden bei einem Druck von $p=10^{-8}$ mbar.

der numerischen Anpassung einer exponentiellen Zerfallskurve erhält man

eine Lebensdauer der Falle von $1,8_{(0,2)}$ s. Diese Lebensdauer stimmt mit der durch den Hintergrundgasdruck $p = 1_{(3)} \cdot 10^{-8}$ mbar begrenzten überein.

4.2.2 Energieverteilung der Atome

Dieses Kapitel beschreibt die Messung der Energieverteilung der in der Dipolfalle gespeicherten Atome. Daraus wird die Temperatur der Atome zu $T=7_{(2)}\mu\text{K}$ bestimmt, die deutlich unter der MOT-Temperatur liegt. Durch den Transferprozess über die elektrooptische Falle in die Dipolfalle werden die Atome nicht geheizt, sondern mehr als einen Faktor 2 kälter. Dadurch wird eine Größenordnung in der Phasenraumdicke gegenüber der magneto-optischen Falle gewonnen.

Zunächst wird die Methode des Potentialabsenkens zur Messung der Energieverteilung beschrieben. Das dieser Methode zugrundeliegende theoretische Modell wird vorgestellt. Zum Schluß wird eine anfängliche Evaporation und Thermalisierung der Atome als möglicher Prozess angegeben, der die erreichten tiefen Temperaturen erklärt.

Methode des Potentialabsenkens Erniedrigt man die Fallentiefe, so können Atome, deren Energie höher als diese ist, die Falle verlassen und werden nicht mehr detektiert, d.h. durch sukzessives Absenken des Potentials und anschließende Detektion der Fluoreszenz der Atome kann die integrierte Energieverteilung der gespeicherten Atome gemessen werden.

Die Dipolfallen werden wie in Kapitel 4.1. beschrieben geladen. Nach 100 ms wird die CO₂-Laser-Intensität mit dem akustooptischen Modulator nichtadiabatisch heruntergeschaltet. Atome, deren Gesamtenergie nach dem Absenken größer als die neue Potentialtiefe ist, verlassen die Falle. Nach einer Wartezeit werden die MOT-Strahlen wieder eingeschaltet, um die in der Falle verbliebenen Atome zu detektieren. Die Wartezeit wird 200 ms gewählt, damit sogar sehr kalte Atome ($v > 1,25v_{rec}$) das Detektionsvolumen (Durchmesser: 3 mm) verlassen können. Durch dieses Vorgehen wird die Anzahl N der Atome gemessen, deren Gesamtenergie nach dem Absenken E_{ges}^{neu} kleiner als die neue Potentialtiefe V_{max}^{neu} ist. Die Gesamtenergie vor dem Absenken des Potentials E_{ges} wird berechnet. Der Einfluß der Gravitation wird durch eine numerische Korrektur der Energieachse berücksichtigt (siehe Anhang D).

Modell für die Energieverteilung Die Gesamtenergie der Atome in einer harmonischen Falle setzt sich im Mittel zu gleichen Teilen aus kinetischer und potentieller Energie zusammen: $E_{ges} = \frac{1}{2}\bar{E}_{pot} + \frac{1}{2}\bar{E}_{kin}$. Beim nichtadiabatischen Absenken des Potentials wird die potentielle Energie E_{pot} der Atome auf $E_{pot}^{neu} = \frac{V_{max}^{neu}}{V_{max}} E_{pot}$ reduziert, ihre kinetische Energie E_{kin} ändert sich nicht.

Damit erhält man die Gesamtenergie der Atome vor dem Schaltprozess zu $E_{ges} = 2V_{max}^{neu}/(1 + \frac{V_{max}^{neu}}{V_{max}})$. Die Energieverteilung der gespeicherten Atome hängt von ihrer Dichte ab. Im folgenden werden daher die zu erwartenden Verteilungen sowohl für niedrige als auch für hohe Dichten angegeben.

Bei niedrigen Dichten sind Stöße der Atome vernachlässigbar. Daher entspricht ihre Energieverteilung der der magnetooptischen Falle, für die eine Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung angenommen wird. Mit der Substitution $v = \sqrt{\frac{2E_{kin}}{m}}$ erhält man:

$$dN(E_{kin}) = N \left(\frac{1}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \frac{8\pi}{\sqrt{2}} \sqrt{E_{kin}} \exp\left(-\frac{E_{kin}}{k_B T}\right) dE_{kin}.$$

Die numerische Anpassung an die Messung gibt die Temperatur der Atome.

Bei hohen Dichten stellt sich nach 5 Stößen [Sno89] im Potential ein thermodynamisches Gleichgewicht ein. Für diesen Fall haben die Atome die Energieverteilung eines harmonischen Oszillators. Die Dichte der Zustände ist durch $D(E) = \frac{(2m)^{3/2}}{\hbar^3 (2\pi)^2} \int_{V(E)} \sqrt{E - V(r)} d^3r$ gegeben. Die Anzahl der Atome, deren Gesamtenergie $E_{ges} = E_{kin} + E_{pot} < \epsilon k_B T$ ist, berechnet sich [Dav95a] zu:

$$N(\epsilon) = N_0 \left(1 - \frac{2 + 2\epsilon + \epsilon^2}{2 \exp(\epsilon)} \right).$$

Die Anpassung beider Verteilungen ergibt mit einer Genauigkeit von 10 % übereinstimmende Temperaturen. Im Fall hoher Dichten können jedoch niedrigere Temperaturen erreicht werden, da hier die Atome durch Stöße thermalisieren können.

Ergebnis Abbildung 4.4 zeigt eine gemessene Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle. Dargestellt ist die Anzahl der Atome, deren Gesamtenergie nach dem Absenken des Potentials kleiner als die neue Potentialtiefe ist. Die Energieachse ist in Einheiten der maximalen Potentialtiefe $V_{max} = 93_{(10)} \mu K$ gegeben. Die Atome sind jeweils in den unteren Vibrationszuständen gebunden. Die durchgezogene Kurve ist eine angepaßte harmonische Oszillatorverteilung entsprechend einer Temperatur der Atome von $T = 7_{(2)} \mu K$. Ein Vergleich mit der Energieverteilung der Atome in der weit verstimmtten dunklen magnetooptischen Falle (gestrichelte Kurve, Messung siehe Kapitel 4.4.3) zeigt, daß die Atome durch den Transferprozess in die Dipolfalle kälter werden. Ein möglicher Prozess, der ein Abkühlen der Atome in der richtigen Größenordnung bewirkt, ist die Evaporation von Atomen mit $E_{ges} > V_{max}$ beim Laden und das anschließende Thermalisieren der Atome durch Stöße. Die Temperatur der Atome in der weit verstimmtten magnetooptischen Falle beträgt $24_{(4)} \mu K$. Werden die MOT-Strahlen ausgeschaltet, so verbleiben

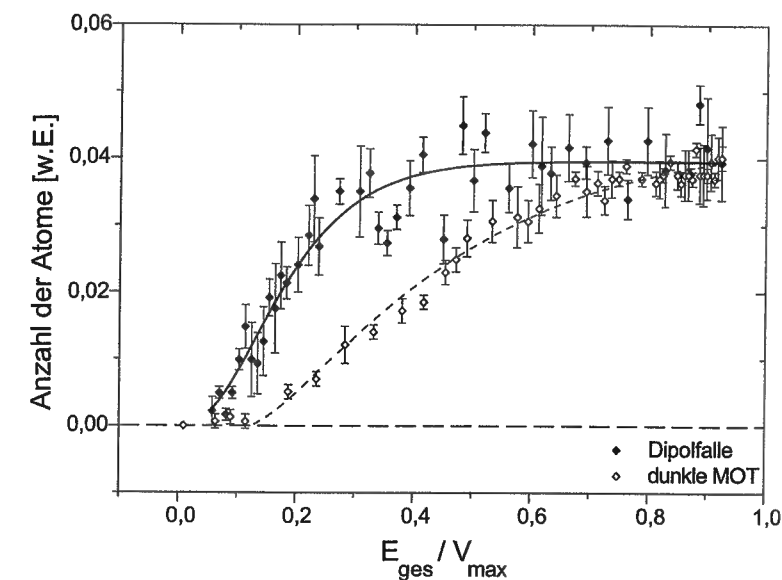


Abbildung 4.4: Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle, gemessen mit der Methode des Potentialabsenkens bei hoher Dichte. Die durchgezogene Kurve ist eine angepaßte harmonische Oszillatorverteilung. Sie ergibt eine Temperatur der Atome von $T = 7_{(2)} \mu K$. Die gestrichelte Kurve zeigt zum Vergleich die Energieverteilung der Atome in der weit verstimmtten dunklen magnetooptischen Falle, die einer Temperatur von $T = 24_{(4)} \mu K$ entspricht.

die Atome im Dipolpotential, deren Gesamtenergie kleiner als die Potentialtiefe, in diesem Fall $V_{max} = 93_{(10)} \mu K$ ist, d.h. im Moment des Abschaltens werden aus der Energieverteilung Atome mit $T > 93 \mu K$ entfernt. Durch Stöße thermalisieren die Atome zu einer tieferen Temperatur. Die Potentialtiefe $V_{max} = 93_{(10)} \mu K = \eta k_B T$ entspricht einem Abschneideparameter beim evaporativen Kühlen von $\eta = 4,0_{(0,9)}$. Damit wird mit einem analytischen Modell [Dav95a] eine neue Temperatur von $T = 17_{(4)} \mu K$ berechnet, die in der Größenordnung der beobachteten liegt. Genaueren Aufschluß kann ein weiteres Experiment geben, bei dem die Abhängigkeit der Temperatur der Atome von der Potentialtiefe untersucht wird.

4.3 Parametrische Resonanzen

Mit diesem Experiment wird erstmals ein Gitter mikroskopischer CO₂-Laser-Dipolfallen realisiert und die stärkere Lokalisierung ($\Delta x < 1 \mu m$) der Atome darin nachgewiesen. Das Gitter bietet im Vergleich zur Dipolfalle ein um einen Faktor 340² steileres Potential in longitudinaler Richtung. Mit Vibrationsfrequenzen oberhalb 10 kHz wird darin das Lamb-Dicke-Regime erreicht.

Dies eröffnet die Möglichkeit, Kühlmechanismen, die bisher nur in Ionenfallen möglich waren, z.B. Raman-Seitenband-Kühlen [Win92, Per98], für neutrale Atome anzuwenden.

Zum Nachweis des Gitters mikroskopischer Dipolfallen werden Vibrationspektren der gespeicherten Atome aufgenommen. Ein harmonischer Oszillator kann durch Modulation der Federkonstanten zu erzwungenen Schwingungen angeregt werden. Entspricht die Anregungsfrequenz der doppelten Schwingungsfrequenz des Oszillators, können parametrische Resonanzen angeregt werden. Dieses Phänomen kann ausgenutzt werden, um die Vibrationsfrequenzen der Atome in den Fallen zu messen.

Der Modulation der Federkonstanten entspricht eine Modulation der Intensität des CO₂-Lasers und damit eine Modulation der Potentialtiefe. Die Atome werden zu erzwungenen Schwingungen in der Falle angeregt. In Resonanz nimmt die kinetische Energie der Atome solange zu, bis sie die Fallen verlassen können. Mißt man die Anzahl der Atome in den Fallen in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz, so erhält man Vibrationsspektren, aus denen sich die Schwingungsfrequenzen als Resonanzen ablesen lassen.

Theorie Die Anregung erzwungener Schwingungen durch Modulation der Potentialtiefe wird in der harmonischen Näherung des Potentials durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 \left(1 + \frac{\Delta V_{max}}{V_{max}} \cos \omega t\right) x = 0$$

mit $x = r/w_0$ bzw. $x = z/z_R$. Lösungen dieser Gleichung haben die Form $x_1(t) = \mu e^{t/\tau} \Pi_1(t)$ und $x_2(t) = \mu e^{-t/\tau} \Pi_2(t)$, wobei Π_i Funktionen mit der Periode $T = 2\pi/\omega$ sind [Lan64]. Bei Anregung mit Frequenzen im Intervall $\omega \in 2\omega_0 \pm \frac{\Delta V_{max}}{2V_{max}}\omega_0$ können parametrische Resonanzen auftreten. Die Amplitude der Schwingung wächst exponentiell mit der Zeit: $a = a_0 e^{s_{par} t}$ mit $s_{par}^2 = \frac{1}{4} \left(\left(\frac{\Delta V_{max}}{V_{max}} \frac{\omega_0}{2} \right)^2 - (\omega - \omega_0)^2 \right)$. Auch bei subharmonischen Frequenzen $\frac{2\omega}{n}$ (n ganzzahlig) können Resonanzen angeregt werden. Ihre Amplitude wächst proportional zu $s_{par} \frac{\Delta V_{max}}{2V_{max}}$. Bei höheren Amplituden gewinnen Anharmonizitäten im Potential zunehmend Einfluß. Die Verschiebung der Resonanzfrequenz zu niedrigeren Werten kann nach Berücksichtigung von Termen bis zur 4. Ordnung in x in Abhängigkeit von der Oszillationsamplitude a zu $\omega_{anh} = \omega_0 \left(1 - \frac{3}{4} (a/w_0)^2\right)$ berechnet werden.

Experiment Zunächst werden die Atome wie in Kapitel 4.1 beschrieben in die Dipolfalle bzw. das Gitter geladen. Nach 30 ms wird die Intensität des CO₂-Lasers (und damit die Potentialtiefe) sinusförmig um etwa 30% moduliert. Trifft die Anregungsfrequenz eine Resonanz, so werden die Atome

aus dem Gitter geheizt. Nach einer Zeit von $T = 600$ ms werden die MOT-Strahlen eingeschaltet und das Fluoreszenzsignal der im Gitter verbliebenen Atome aufgenommen.

Spektren Vibrationsspektren der Atome sind in Abbildung 4.5 dargestellt.

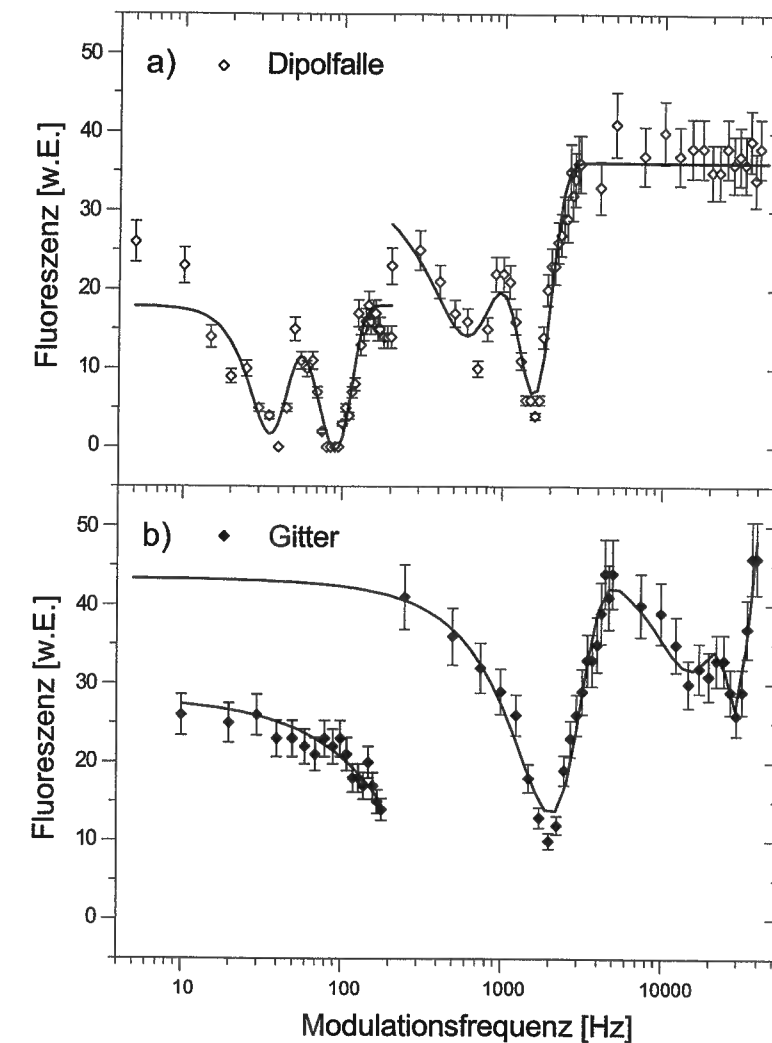


Abbildung 4.5: Spektren der parametrischen Vibrationsanregung der gespeicherten Atome, (a) in der makroskopischen Dipolfalle, (b) im Gitter mikroskopischer Dipolfallen; Aufgetragen ist die Fluoreszenz der Atome, die nach Modulation des Potentials in den Fallen verblieben sind, in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz. Die Potentialtiefe wurde für Frequenzen oberhalb 100 Hz für eine Zeit von 600 ms, höchstens jedoch 1000 Zyklen um 30% moduliert, unterhalb 100 Hz für höchstens 50 Zyklen um 100 %.

Die Fluoreszenz der nach der Modulation im Gitter verbliebenen Atome ist in Abhängigkeit des Logarithmus der Anregungsfrequenz aufgetragen.

Für beide Spektren wurde die Potentialtiefe für 600 ms, maximal jedoch für 1000 Perioden um 30% moduliert. Um innerhalb der Speicherzeit auch die Resonanzen unterhalb 100 Hz aufzulösen, wurde in diesem Bereich die Potentialtiefe um 100% moduliert und die Anzahl der Perioden auf maximal 50 reduziert.

Die obere Kurve zeigt das Vibrationsspektrum der makroskopischen Dipolfalle. Es werden vier Resonanzen beobachtet. Die Resonanz bei 1.6 kHz entspricht dem Doppelten der radialen Schwingungsfrequenz ω_r , die Resonanz bei 91 Hz entspricht dem Doppelten der longitudinalen Schwingungsfrequenz ω_z . Zu jeder Resonanz wird eine Subharmonische beobachtet. Oberhalb von 2 kHz werden keine Resonanzen beobachtet. Die gemessenen Resonanzfrequenzen stimmen mit den für die im Experiment verwendeten Parameter von 5,4_(0,4) Watt Laserleistung und einen Strahlradius von 50₍₅₎ μ m theoretisch erwarteten überein.

Die untere Kurve zeigt das Vibrationsspektrum des Gitters mikroskopischer Dipolfallen. Man erkennt eine parametrische Resonanz bei 2 kHz, die der doppelten radialen Schwingungsfrequenz ω_r entspricht. Neu sind im Vergleich zur makroskopischen Falle die Resonanzen oberhalb 2 kHz, bei 31 kHz und bei 15,5 kHz. Sie entsprechen der doppelten longitudinalen Schwingungsfrequenz ω_z und ihrer Subharmonischen. Sie zeigen die (im Vergleich zur makroskopischen Falle) stärkere Lokalisierung der Atome im Gitter mikroskopischer Dipolfallen.

Die Breite der Resonanzen wird durch Anharmonizitäten des Potentials bestimmt. Diese haben zur Folge, daß die Resonanzen bei Oszillationsamplituden a der Atome oberhalb $a=0,3 w_0$ auch bei niedrigeren Frequenzen angeregt werden. Die Breite der Resonanzen kann unter Berücksichtigung der Verschiebung zu niedrigeren Frequenzen in Abhängigkeit von der Oszillationsamplitude durch $\Delta\omega \approx \omega_0(\frac{\Delta V_{max}}{V_{max}} + \frac{3a^2}{4w_0^2})$ abgeschätzt werden. Der Einfluß der Anharmonizitäten auf Lage und Breite der Resonanz wird durch ein weiteres Experiment gezeigt: durch Modulation und anschließendes Absenken des Potentials auf $0,1 \cdot V_{max}$ tragen nur Atome mit einer finalen Oszillationsamplitude $r/w_0 < 0,3$, d.h. Atome im harmonischen Teil des Potentials, zum Signal bei. Abbildung 4.6 zeigt eine Resonanz aus einem derart aufgenommenen Spektrum (durchgezogene Kurve). Sie ist im Vergleich zur durch Modulation ohne anschließendes Potentialabsenken gemessenen Resonanz (gestrichelte Kurve) 10 % schmäler und zu höheren Frequenzen hin verschoben.

Die Amplitude der Resonanzen ist proportional zur Zahl der aus den Fal-

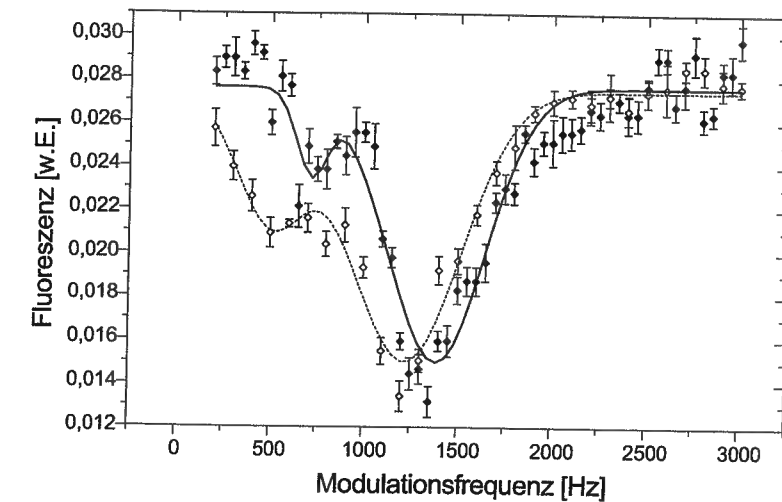


Abbildung 4.6: Verschiebung der Resonanz durch Anharmonizitäten des Potentials: Die durchgezogene Kurve zeigt die radiale Resonanz aus einem Vibrationsspektrum der Dipolfalle, aufgenommen durch Modulation und anschließendes Absenken des Potentials, d.h. mit reduziertem Einfluß der Anharmonizitäten. Die gestrichelte Kurve zeigt dieselbe Resonanz, aufgenommen durch Modulation des Potentials ohne anschließendes Absenken, d.h. mit vollem Einfluß der Anharmonizitäten.

len herausgeheizten Atome. Sie ist für die Subharmonischen geringer, da der Anregungsmechanismus weniger effizient als bei den parametrischen Resonanzen ist (siehe oben). In Resonanz ist die Energiezunahme der Atome in den Fällen durch $e^{2s_{par}t}$, mit $s_{par} = \frac{\Delta V_{max}\omega_0}{4V_{max}}$ gegeben. Der Exponent s_{par} ist das Produkt aus Modulationstiefe und Resonanzfrequenz. Bei durch die Speicherzeit der Falle vorgegebener Wechselwirkungszeit können die Resonanzen bei niedrigen Frequenzen nur mit einer größeren Modulationsamplitude beobachtet werden. Daher wurde im Bereich unterhalb 100 Hz die Potentialtiefe 100% moduliert. Auch außerhalb der Resonanz werden die Atome durch die Modulation des Potentials geheizt, und zwar proportional zur Anzahl der Schwingungsperioden der Modulation. Pro Modulationsperiode der Anregung mit Amplitude $\frac{\Delta V_{max}}{V_{max}}$ wird ein bestimmter Energiebetrag auf die Atome übertragen. Die Anzahl der Perioden wird bei fester Anregungszeit für höhere Anregungsfrequenzen höher. Das erklärt den linearen Abfall des Fluoreszenzsignals, der in Abbildung 4.5 b) im Bereich unterhalb 100 Hz beobachtet wird. Die Abweichung der radialen Vibrationsfrequenz des Gitters vom Doppelten der Dipolfalle geht auf den nicht vollständig zurückreflektierten Strahl und leicht unterschiedliche Fokusgröße zurück.

4.4 Phasenraumdichte

In diesem Kapitel wird durch Messungen der Dichte und Temperatur der Atome festgestellt, wie nah das Experiment am Phasenübergang zur Bose-Einstein-Kondensation ist.

Bezogen auf die Temperatur fehlt eine Größenordnung, um die Übergangstemperatur T_c zu überschreiten. Nicht genutzt sind bisher der Einsatz von Kühlen mit blauverstimmten Molassen und evaporativem Kühlen. Grundlage für evaporatives Kühlen sind Stöße, die Stoßrate beträgt 3 s^{-1} . Sie würde bei um eine Größenordnung längeren Speicherzeiten, die durch Verbesserung des Vakuumsystems hergestellt werden können, ausreichen, um den Phasenübergang zu erreichen.

Zunächst wird die Temperatur durch eine Flugzeitmethode bestimmt. Die Dichte wird gemessen, und die dichteerhöhenden Prozesse werden mit einem Modell beschrieben. Die Phasenraumdichte wird berechnet. Eine Messung der Temperatur in Abhängigkeit der Kühllaserverstimmung zeigt Hinweise auf Dunkelzustandskühlen in blau verstimmten Molassen. Nach der Messung der Stoßrate werden Folgerungen für das evaporative Kühlen gezogen.

4.4.1 Temperatur

Wird die Ausdehnung der Wellenfunktion der Atome gleich ihrem mittleren Abstand, d.h.

$$n\lambda_{dB}^3 = n\left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}\right)^{3/2} \approx 1,$$

so tritt der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat ein. Im Gegensatz zum freien Gas hängt das Volumen eines in einer Falle gespeicherten Gases von der Temperatur ab. Für eine harmonische Falle

$$U(z, \rho) = \epsilon_1 \left(\frac{z}{a}\right)^2 + \epsilon_2 \left(\frac{\rho}{b}\right)^2$$

ist der Zusammenhang durch den Virialsatz: $\frac{1}{2}m\omega^2 x^2 = \frac{1}{2}k_B T$ gegeben. Die kritische Temperatur für den Übergang in das quantenstatistische Regime hängt bei fester Atomzahl N von der Steilheit des Potentials $(\frac{\epsilon_1}{a^2})(\frac{\epsilon_2}{b^2})^2$ ab [Bag87]:

$$T_C = \left(\frac{Nh^3}{1,202\pi^3 k_B^3 (2m)^{3/2}}\right)^{1/3} \left(\frac{\epsilon_1}{a^2}\right)^{1/6} \left(\frac{\epsilon_2}{b^2}\right)^{1/3}$$

mit $a = z_R, b = w_0, \epsilon_1 = \epsilon_2 = 2V_{max}$ für die Dipolfalle und $a = \lambda/(2\pi), b = w_0, \epsilon_1 = \epsilon_2 = 4V_{max}$ für das Gitter.

Mit $V_{max}/k_B = 90\mu\text{K}$ und $w_0 = 50\mu\text{m}$ und $3 \cdot 10^5$ Atomen in der Dipolfalle erhält man eine kritische Temperatur von $T_c = 0,7\mu\text{K}$. Mit 4000 Atomen pro

Mikrofalle des Gitters und der in den Experimenten erreichten Potentialtiefe von $226 \mu\text{K}$ erhält man eine kritische Temperatur von $T_c = 1,4\mu\text{K}$.

Die Temperatur der Atome in den Dipolfallen wird mit einer Flugzeitmethode gemessen. Nach dem Ausschalten des Dipolpotentials wird die freie Expansion der atomaren Wolke beobachtet. Aus der Größe der Wolke zu verschiedenen Zeiten $x(t)$ kann durch die numerische Anpassung von [Wei89]:

$$x(t) = \sqrt{x(0)^2 + (k_B T/m)t^2}$$

die Geschwindigkeit und damit die Temperatur der Atome bestimmt werden. Abbildung 4.7 zeigt eine typische Messung. Die volle Halbwertsbreite eines

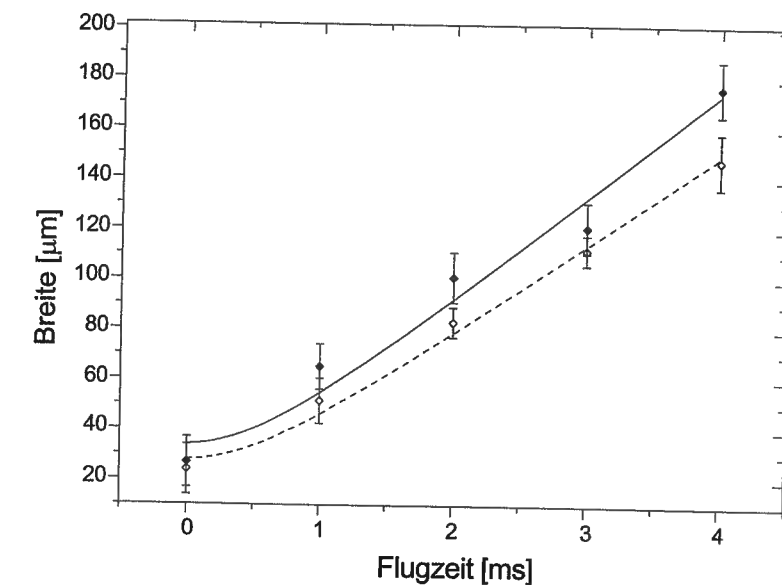


Abbildung 4.7: Flugzeitmessung der Temperatur der Atome im Gitter (durchgezogene Kurve), in der Dipolfalle (gestrichelte Kurve) die Größe der atomaren Wolke ist in Abhängigkeit von der Flugzeit dargestellt. Die Anpassung der theoretischen Kurve ergibt $T = 19\mu\text{K}$ für das Gitter und $T = 14\mu\text{K}$ für die Dipolfalle.

an die transversale Richtung der Verteilung der Atome angepassten Gaußprofils ist in Abhängigkeit der Expansionszeit aufgetragen. Die Anpassung der theoretischen Kurve ergibt eine Temperatur von $T = 19_{(4)}\mu\text{K}$ für das Gitter und $T = 14_{(3)}\mu\text{K}$ für die Dipolfalle. Die angegebenen Fehler gehen auf die systematische Unsicherheit der Breitenskala in Abbildung 4.7 zurück. Die Temperatur im Gitter ist gegenüber der Dipolfalle erhöht. Ursache ist die (durch die größere Lichtverschiebung) geringere Verstimmung der Laser, die höhere Endtemperaturen hervorruft.

Die Bilder wurden jeweils 200 μs belichtet, um lichtinduzierte Veränderungen der Verteilung auszuschließen. Die Genauigkeit der Methode ist durch die Genauigkeit der Bestimmung der Ausdehnung der atomaren Wolke limitiert. Da die Größe der Falle zur Zeit $t=0$ klein ist im Vergleich zur anschließenden transversalen Ausdehnung bei der Expansion, ist der Fehler bei der Anpassung der theoretischen Kurve gering. Aus dieser Überlegung erhält man bei Anwendung dieser Methode für die magneto-optische Falle größere Fehler. Systematische Fehler treten dadurch auf, daß die mit einer Genauigkeit von $\pm 20\%$ kalibrierte Vergrößerung der Abbildungsoptik linear eingeht. $x(0)$ ist durch die Auflösung der verwendeten Abbildungsoptik limitiert.

4.4.2 Dichte

Die Dichte in den Dipolfallen ist gegenüber der magneto-optischen Falle um mehr als zwei Größenordnungen erhöht. Sie wird aus Anzahl und räumlicher Verteilung der Atome bestimmt. Die Dichte der Atome ist gegeben durch

$$n(x, y, z) = \frac{N_{\text{tot}}}{w_x w_y w_z (\frac{\pi}{2})^{3/2}} \exp\left(-2\left(\frac{x^2}{w_x^2} + \frac{y^2}{w_y^2} + \frac{z^2}{w_z^2}\right)\right).$$

w_i ist dabei die volle Halbwertsbreite eines an die Verteilung der Atome angepaßten Gauß-profils. Der Maximalwert der Dichte ist:

$$n_{\text{peak}} = n(0, 0, 0) = \frac{N_{\text{tot}}}{w_x w_y w_z (\frac{\pi}{2})^{3/2}}.$$

Die Größe der Falle wird aus mit der ICCD-Kamera aufgenommenen Bildern bestimmt. Es wird eine maximale Dichte von $n_{\text{peak}} = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ für die Dipolfalle erreicht.

In das Gitter werden $N=1 \cdot 10^5$ Atome geladen, die Länge des Gitters beträgt $l_z = 133 \mu\text{m}$, d.h. ca. 25 Mikrofallen sind mit je 4000 Atomen besetzt. Das Volumen einer Gitterzelle läßt sich aus der Temperatur und den Vibrationsfrequenzen mit Hilfe des Virialsatzes berechnen. Damit erhält man für die Größe:

$$w_x/2 = \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega_r^2}}.$$

Mit $T_{\text{min}} = 15 \mu\text{K}$, $\omega_r = 2 \pi \cdot 660 \text{ Hz}$, $\omega_z = 2 \pi \cdot 15 \text{ kHz}$ erhält man $w_x/2 = 6 \mu\text{m}$ und $w_z/2 = 0,4 \mu\text{m}$ und damit eine maximale Dichte von

$$n_{\text{peak}} = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

Bei derart hohen Dichten treten Dreikörperstöße als Verlustmechanismus auf. Die Verlustrate durch Dreikörperstöße wächst proportional zum Quadrat der

Dichte n . Diese skaliert bei fester Atomzahl im harmonischen Potential

$$n \propto \frac{1}{T^{3/2}}.$$

Damit erhält man für die Verlustrate durch Dreikörperstöße:

$$\frac{\dot{N}}{N} \propto K_3 \cdot T^{-3}.$$

Bei einer weiteren Reduktion der Temperatur um eine Größenordnung wächst die Verlustrate um drei Größenordnungen auf 270 s^{-1} . Die Kühlung der Atome ohne allzu große Verluste muß innerhalb von 4 ms erfolgen. Dazu eignen sich insbesondere rein optische Kühlmethoden (siehe Ausblick). Alternativ kann das Isotop ^{87}Rb verwendet werden, das um einen Faktor 5 kleinere Verlustraten aufweist [Boe96a]. Die Prozesse, die das Erreichen dieser ausgesprochen hohen Dichten ermöglichen, werden im nächsten Kapitel diskutiert.

4.4.3 Elektrooptische Falle

In diesem Kapitel wird die elektrooptische Falle als theoretisches Modell für den Ladevorgang der Dipolfalle präsentiert. Sie beschreibt den Transferprozess und motiviert die erreichte Dichteerhöhung.

Durch die Kombination der weitverstimten Lichtstrahlen mit dem elektrischen Potential des CO₂-Laserstrahls entsteht eine *elektrooptische Falle* (EOT). Sie wird im Zentrum der MOT ($B \approx 0$) während der Phase der weitverstimten dunklen magneto-optischen Falle realisiert. Die Lichtfelder mit Polarisationsgradienten üben über den bekannten Sisyphusmechanismus eine geschwindigkeitsabhängige Reibungskraft $F = -\alpha v$ auf die Atome aus. Die Magnetfelder der magneto-optischen Falle im Volumen des CO₂-Laserstrahls sind kleiner als 100 mG und spielen für den Kühlprozess keine Rolle. Durch das elektrische Potential erfahren die Atome eine zusätzliche Rückstellkraft $F = -\kappa x$, deren Federkonstante κ bei den verwendeten experimentellen Parametern einen Faktor zwei größer ist als die der magneto-optischen Falle. Werden die nahresonanten Lichtstrahlen ausgeschaltet, so verbleiben die Atome in der Falle, deren Gesamtenergie kleiner als die Potentialtiefe ist, d.h. für die gilt: $E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}}(r) < V_{\text{max}}$.

Der Anteil der am Ort r in die Falle geladenen Atome dN/dr ist durch das Integral über die Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung bis zur durch die potentielle Energie $E_{\text{pot}}(r)$ korrigierten Fallentiefe $V_{\text{max}} - E_{\text{pot}}(r)$ gegeben. Die Gesamtzahl ergibt sich aus einem Integral über das Fallenvolumen V :

$$N = \int_V \int_0^{V_{\text{max}} - E_{\text{pot}}(r)} \frac{N}{V} \left(\frac{1}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \frac{8\pi}{\sqrt{2}} \sqrt{E_{\text{kin}}} \exp\left(-\frac{E_{\text{kin}}}{k_B T}\right) dE_{\text{kin}} dV.$$

Das analytisch nicht lösbare Volumenintegral wird wie folgt genähert: Die ortsabhängige potentielle Energie $V(r)$ der Atome wird durch ihre mittlere potentielle Energie $\bar{E}_{pot}$ im Dipolpotential ersetzt, das Volumenintegral entfällt, und die Energieverteilung wird nur bis zu $V_{max} - \bar{E}_{pot}$ integriert:

$$N = \int_0^{V_{max} - \bar{E}_{pot}} N \left(\frac{1}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \frac{8\pi}{\sqrt{2}} \sqrt{E_{kin}} \exp\left(-\frac{E_{kin}}{k_B T}\right) dE_{kin}.$$

Abbildung 4.8 zeigt eine Messung der Anzahl der in die Dipolfalle geladenen Atome in Abhängigkeit der korrigierten Potentialtiefe. Die angepaßte Kurve entspricht der obigen integrierten Maxwell-Verteilung für eine Temperatur von $24_{(4)}\mu\text{K}$, die mit den aus einer Flugzeitmessung gewonnenen Werten ($21_{(9)}\mu\text{K}$) übereinstimmt.

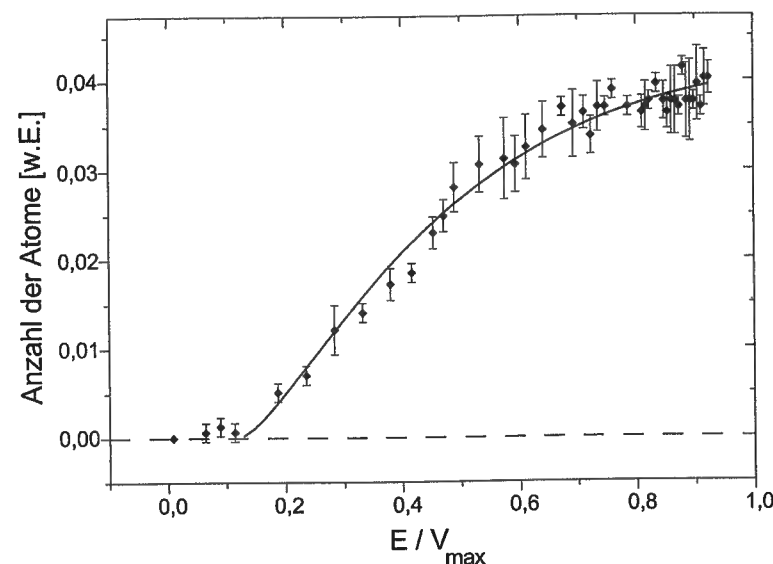


Abbildung 4.8: Laden der Dipolfallen: Anzahl der Atome in Abhängigkeit von der Potentialtiefe für das adiabatische Laden. Die durchgezogene Kurve ist eine angepaßte integrierte Maxwell-Verteilung mit den oben angegebenen Grenzen.

Der Ortseinfangbereich der elektrooptischen Falle ist durch den Strahldurchmesser ($w_0 = 50\mu\text{m}$) gegeben. Zusätzlich zu den Atomen, die sich ohnehin im Fallenvolumen befinden, können Atome mit einer Geschwindigkeit ($v < v_c$) eingefangen werden, die durch den Sisyphuskühlmechanismus auf der Strecke von $2w_0$ auf Null abgebremst werden können ($v_c = \sqrt{\frac{4w_0\Delta E}{m\tau_p}} \approx 45\text{ cm/s}$). Solche kalten Atome werden von der magneto-optischen Falle ($v = 10v_{rec} < v_c$) im Einfangbereich der elektrooptischen Falle bereitgestellt und können innerhalb des Dipolpotentials abgebremst werden.

Da der Sisyphusmechanismus auf der Wechselwirkung der Atome mit nahresonantem Licht basiert, sind dieselben Dichtebegrenzungen wie in der dunklen magneto-optischen Falle zu erwarten. Vorteile der elektrooptischen Falle gegenüber der MOT sind jedoch die weitere Reduktion der Pumprate des Rückpumpasers durch die Starkverschiebung im Zentrum der elektrooptischen Falle um einen Faktor 17 sowie die höhere Federkonstante der rücktreibenden Kraft. Sie ermöglichen das Erreichen höherer Dichten. Im Fall hoher Stoßraten findet zudem nach dem Abschalten der nahresonanten Lichtstrahlen eine Thermalisierung der gespeicherten Atome zu niedrigeren Temperaturen statt (Kapitel 4.2.2).

Eine makroskopische elektrooptische Falle mit einem auf 1 cm vergrößerten Einfangbereich würde es ermöglichen, viele Atome völlig ohne Magnetfelder einzufangen und zu speichern. Sie kann mit einem CO₂-Laserstrahl mit einer Leistung von 10 kW und einem Strahldurchmesser von 1 cm kombiniert mit drei Paaren orthogonaler nahresonanten Lichtstrahlen realisiert werden.

4.4.4 Berechnung der Phasenraumdichte

Die deBroglie-Wellenlänge für in der Dipolfalle gespeicherte Atome mit $T_{min} = 7\mu\text{K}$ beträgt $\lambda_{dB} = 68\text{ nm}$. Mit den oben angegebenen Dichten erhält man eine Phasenraumdichte von

$$n\lambda_{dB}^3 = 1/1000.$$

Für das Gitter erhält man mit $T_{min} = 15\mu\text{K}$, $\lambda_{dB} = 47\text{ nm}$. Das ergibt eine Phasenraumdichte von

$$n\lambda_{dB}^3 = 1/300.$$

Da die Atome auf die verschiedenen Zeeman-Unterniveaus des $F=2$ Hyperfeingrundzustandes verteilt sind, muß dieser Wert noch durch die Zahl der besetzten Zustände geteilt werden. Durch optisches Pumpen können die Atome jedoch in ein einziges Unterniveau transferiert werden. Die erreichte Phasenraumdichte ist mit anderen Experimenten zur optischen Kühlung in Dipolfallen [Lee96, Boi98], die jedoch aufwendigere Techniken der Laserkühlung verwenden, vergleichbar.

Die Phasenraumdichte im harmonischen Potential skaliert

$$\propto N \frac{\epsilon_2}{b^2} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{a^2}} T^{-3}.$$

Auf dem Weg zum Phasenübergang zur Bose-Einstein-Kondensation werden durch die magneto-optische Falle 19 Größenordnungen in der Phasenraumdichte gewonnen, weitere drei Größenordnungen werden durch den Transfer

in das Gitter mikroskopischer Dipolfallen erreicht. Es fehlen nur noch drei Größenordnungen, entsprechend einer Größenordnung in der Temperatur, um in das quantenstatistische Regime vorzustößen. Dies kann durch eine Kombination aus Kühlen mit blau verstimmtten Molassen und anschließend dem evaporativen Kühlen erreicht werden. Notwendige Voraussetzung ist die Verbesserung des Vakuums.

4.4.5 Kühlen mit blau verstimmtten Molassen

Die Endtemperatur der Atome wird in Abhängigkeit von der Verstimmung der Kühltaser gegenüber der Resonanz untersucht. Das Ergebnis zeigt Anzeichen von Dunkelzustandskühlen in blau verstimmtten Molassen.

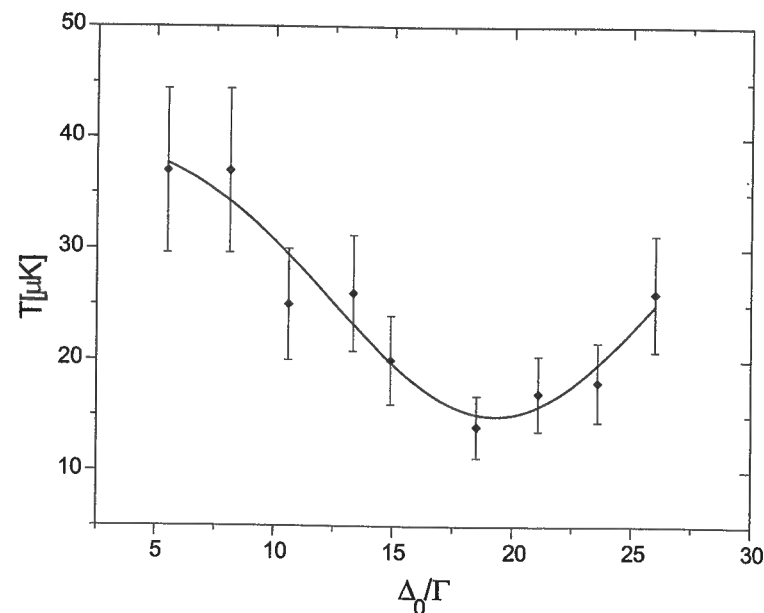


Abbildung 4.9: Temperatur des Gitters mikroskopischer Dipolfallen in Abhängigkeit der Kühltaserverstimmung gemessen mit der Flugzeitmethode. Die durchgezogene Kurve dient der Verdeutlichung der Tendenz.

Abbildung 4.9 zeigt die mit der Flugzeitmethode gemessene Temperatur der Atome im Gitter in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühltasers während der Ladephase. Die Temperatur erreicht ein Minimum ($T_{git} = 15 \mu K$) bei einer Verstimmung des Kühltasers von $\Delta_0 \approx 18\Gamma$, d.h. für den Fall, daß der Kühltaser blau verstimmt bis resonant mit dem $5S_{1/2}(F=3)$ nach $5P_{3/2}(F=3)$ Übergang ist. Dies wird als deutlicher Hinweis auf Dunkelzustandskühlen in blau verstimmtten Molassen verstanden.

Ein ($F=3$) nach ($F'=3$) Übergang hat in einem resonanten $\sigma^+\sigma^-$ -polarisierten Lichtfeld einen geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand. Befindet sich das Atom in einem an das blau verstimmtte Lichtfeld koppelnden Zustand, so wandelt es durch seine Bewegung in den lichtinduzierten Potentialen kinetische in potentielle Energie um, bis es in den vom Lichtfeld entkoppelten Dunkelzustand umgepumpt wird. Abhängig von seiner Geschwindigkeit wechselt es durch einen nichtadiabatischen Übergang wieder in den koppelnden Zustand und wiederholt diesen Kühlzyklus. In blau verstimmtten Molassen [Boi95] werden limitiert durch Streumagnetfelder geringere Temperaturen sowie höhere Dichten als mit Sisypusmechanismen in rot verstimmtten Molassen erreicht. Dies wird in zukünftigen Experimenten, die den für diesen Kühlprozess günstigeren Übergang: $2S_{1/2}(F=2)$ nach $2P_{1/2}(F=2)$ der D_1 -Linie verwenden, sowie durch eine bessere Kompensation der Streumagnetfelder angestrebt.

4.4.6 Stöße in der Dipolfalle

In diesem Kapitel wird die Stoßrate der Atome in der Dipolfalle gemessen. Stöße bilden die Basis für evaporatives Kühlen, der zur Erzeugung eines Kondensats bisher einzigen erfolgreich angewandten Kühlmethode.

Es stellt sich heraus, daß eine um einen Faktor 10 erhöhte Stoßrate bei einer Reduktion der Atomzahl auf 1/1000 ausreichen würde, um den Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat zu erreichen. Die hohen Vibrationsfrequenzen im Gitter, die die adiabatische Rekompensation in kurzer Zeit ermöglichen, sowie das Fehlen lichtinduzierter Verlustprozesse sind Vorteile gegenüber nahresonanten Dipolfallen, die das Erzielen hoher Phasenraumdichten durch evaporatives Kühlen aussichtsreich machen.

Zur Bestimmung der Stoßrate wird die atomare Wolke in der Dipolfalle ausgelenkt und deren anschließende Oszillation beobachtet. Die Relaxationszeit entspricht der Kohärenzzeit der atomaren Bewegung. Sie wird durch Anharmonizitäten, spontane Streuung von Photonen und Stöße der Atome limitiert. Anharmonizitäten spielen bei kleiner Auslenkung keine Rolle, spontane Photonenstreuung findet nicht ($\Gamma_s = 0.05 \text{ min}^{-1}$) statt, d.h. obige Methode ermöglicht direkten Zugang zu den Stoßraten in den Fallen.

Die Auslenkung wird erreicht, indem die magnetooptische Falle durch eine gezielte Dejustage $110_{(20)} \mu m$ (d.h. $z/z_R = 0,15$) vom Zentrum der Dipolfalle entfernt geladen wird. Die MOT-Strahlen und das Magnetfeld werden ausgeschaltet. Alle 2 ms wird nun mit der ICCD-Kamera ein Bild von der Verteilung der Atome aufgenommen (Belichtungszeit $T=200 \mu s$, Mittelung über 5 Bilder). Abbildung 4.10 zeigt typische Schnitte durch die oszillierende Verteilung, und zwar das Laden (Abbildung 4.10 a), $t = 0 \text{ s}$) und die Wolke

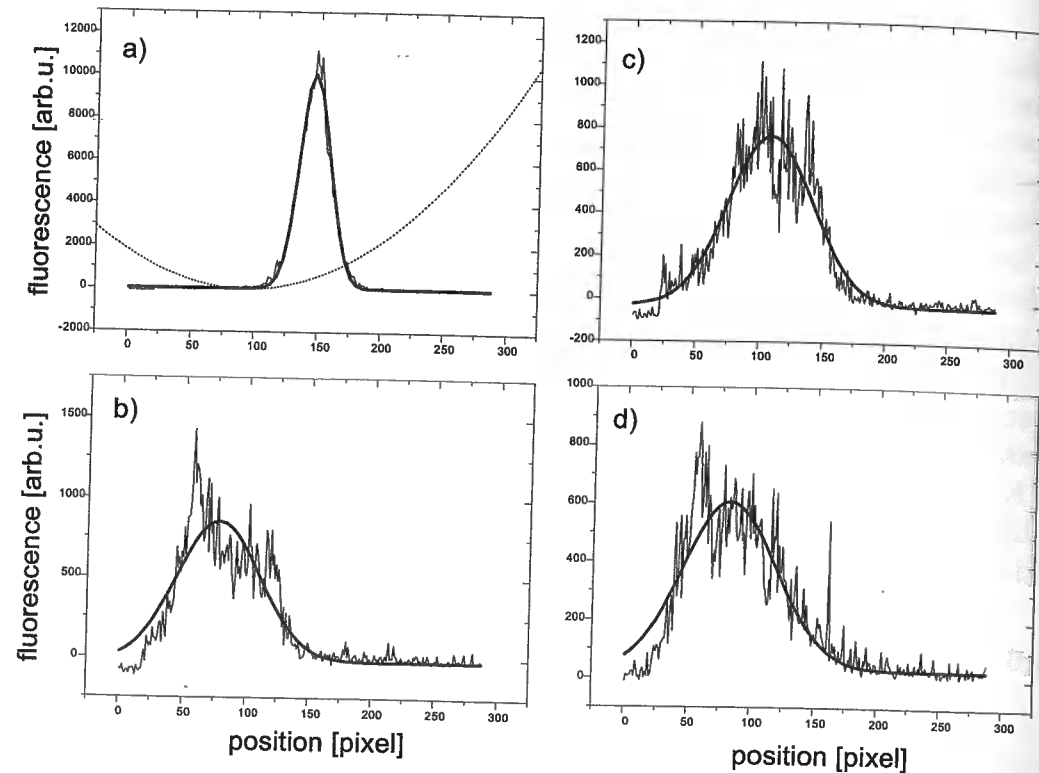


Abbildung 4.10: Oszillation der Atome in der Dipolfalle: die Dipolfalle wird $111 \mu\text{m}$ vom Zentrum entfernt geladen. Die anschließende Oszillation der Atome in der Falle wird beobachtet, indem die Verteilung zu verschiedenen Zeitpunkten für $200 \mu\text{s}$ belichtet wird. Die Verteilung ist gezeigt: (a) beim Laden, (b) nach 22 ms, (c) nach 46 ms, (d) nach 68 ms.

an den jeweiligen Umkehrpunkten nach 22, 46 und 68 ms, entsprechend einer Oszillationsfrequenz von 20 Hz (Dieses Experiment wurde im Vergleich zu Kapitel 4.3. mit geringerer CO₂-Laserleistung durchgeführt). Aus dem Schnitt durch die Verteilung wird jeweils der Schwerpunkt der Wolke durch Anpassen einer bestmöglichen Gaußkurve bestimmt.

In Abbildung 4.11 ist die Position des Schwerpunkts der Verteilung in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Man erkennt eine leicht gedämpfte, sinusförmige Oszillation. Die Relaxationszeit wird aus der numerischen Anpassung von $\propto \exp(-t/\tau_r) \sin(\omega t)$ zu $\tau_r = 0,3_{(0,2)} \text{ s}$, entsprechend einer Stoßrate von $\Gamma_c = 3 \text{ s}^{-1}$, bestimmt. Diese Stoßrate stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit der aus der Dichte und Temperatur berechneten $\Gamma_c = n\sigma v$ überein. Die hohl eingezeichneten Meßpunkte wurden, da sie noch von der Verteilung der Atome in der magnetooptischen Falle bestimmt sind, nicht berücksichtigt. Eine zukünftige Messung über mehrere Perioden der Oszillation sollte den

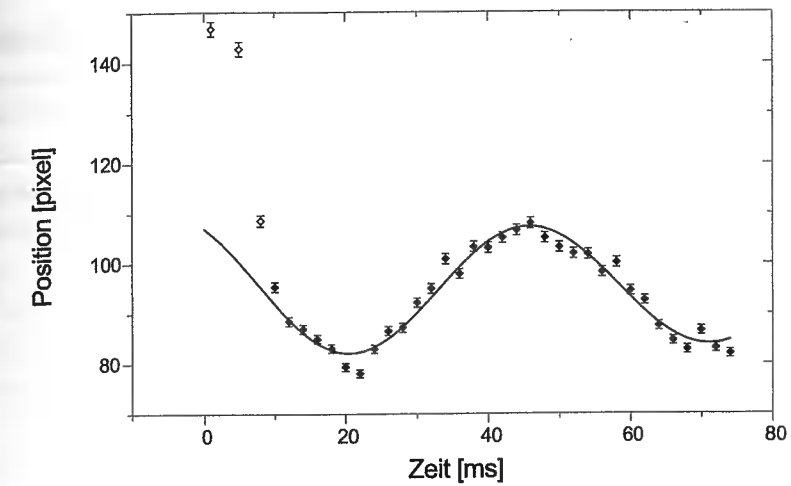


Abbildung 4.11: Oszillation der Atome in der Dipolfalle: dargestellt ist die Position des Schwerpunktes der oszillierenden Wolke zu verschiedenen Zeitpunkten. Die durchgezogene Kurve ist eine angepaßte gedämpfte Sinuskurve, aus der man eine Stoßrate von 3 s^{-1} erhält. Die ersten drei Meßpunkte (hohl dargestellt) sind durch die Verteilung der Atome in der magnetooptischen Falle bestimmt und werden nicht berücksichtigt.

Meßfehler reduzieren. Zudem soll dann das Isotop ^{87}Rb verwendet werden, da es einen wesentlich günstigeren Streuquerschnitt (siehe Anhang) hat. Für das Gitter erhält man bei Annahme fünffacher Dichte und einer um einen Faktor 2 höheren Temperatur, eine um einen Faktor $\sqrt{10}$ erhöhte Stoßrate von $\Gamma_c = 9 \text{ s}^{-1}$.

Mit einem einfachen Modell [Dav95a] läßt sich die für evaporatives Kühlen bis zur Kondensation notwendige Stoßrate abschätzen. Ein Evaporationszyklus besteht aus dem durch adiabatisches Absenken des Potentials auf $V_{max} = \eta k_B T$ induzierten Verlust von Teilchen mit $E > V_{max}$, adiabatischer Kompression² zum Erhalt der Stoßrate und der Rethermalisierung der Atome durch ca. 5 Stöße. Optimiert wird dieser Prozess durch geeignete Wahl des Abschneideparameters η . Mit $\eta=3,5$ gewinnt man pro Zyklus einen Faktor 1,46 in der Phasenraumdichte und verliert 32% der Atome. Nach 18 Zyklen wird eine Zunahme der Phasenraumdichte um einen Faktor 900 erreicht, die Teilchenzahl wird dabei auf $1/1000$ reduziert. Die für diesen Kühlprozess benötigte Zeit kann durch $T_{cool} = N_{cycles} \cdot (5 \cdot \tau_c + \tau_{Schalt})$ abgeschätzt wer-

²Das adiabatische Absenken und Anheben des Potentials ist nötig, um durch das Schalten induzierte Heizprozesse auszuschließen. Schnelles adiabatisches Absenken und Anheben des Potentials ist nur im Gitter möglich, da hier durch die hohen Vibrationsfrequenzen Schaltzeiten $< 10 \text{ ms}$ realisiert werden können

den, wobei $\tau_c = 1/\Gamma_c$ die Stoßzeit und τ_{Schalt} die Zeit zum adiabatischen Absenken und Anheben des Potentials bezeichnet. Pro Fallenlebensdauer werden zum evaporativen Kühlen bis zur Kondensation also 100 Stöße benötigt, entsprechend einer Stoßrate $\gamma_c = 50\text{s}^{-1}$.

Diese Ergebnisse sind äußerst motivierend, um in Zukunft durch evaporatives Kühlen in den Dipolfallen die Phasenraumdicke weiter zu steigern.

5 Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein neuer Fallentyp, ein Gitter quasi-statischer Mikrofallen, realisiert und seine Eigenschaften untersucht. Es vereint die Vorteile von Magnetfallen mit denen nahresonanter optischer Gitter: kalte Atome werden unabhängig von ihrem Spinzustand in einem konservativen Potential gebunden.

Die Fallen zeichnen sich durch lange Kohärenz- und Speicherzeiten sowie steile Potentialtöpfe aus. Mit Vibrationsfrequenzen oberhalb 10 kHz wird in dissipationsfreien optischen Dipolfallen erstmals das Lamb-Dicke-Regime erreicht. Die demonstrierten Techniken erlauben es, deutlich höhere Dichten als in der magneto-optischen Falle einzustellen. Die Mikrofallen sind aufgrund der großen Gitterkonstante von $5\text{ }\mu\text{m}$ mit sichtbarem Licht optisch auflösbar.

Aufgrund dieser besonderen Eigenschaften lassen sich die Fallen für eine Reihe neuer Experimente mit kalten Atomen einsetzen: Sie eignen sich zur simultanen Speicherung verschiedener Atomsorten. Bei hohen Dichten können Stöße sowie sympathetisches Kühlen untersucht und die Atome evaporativ gekühlt werden. Bei niedrigen Dichten eignet sich das Gitter zum Studium von Diffusionsprozessen der Atome zwischen den Mikrofallen, und - aufgrund der langen kohärenten Speicherzeit - für Experimente mit verschränkten Quantenzuständen sowie für Ramsey-Experimente zur Messung der Verschiebung von Magnetresonanzen durch statische elektrische Felder auf der Suche nach permanenten elektrischen Dipolmomenten.

Das Gitter bietet eine gute Ausgangsbasis, um in das quantenstatistische Regime vorzustößen. Zum evaporativen Kühlen - der zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten bisher einzigen erfolgreich angewandten Methode - werden hohe Stoßraten sowie ein Evaporationsmechanismus benötigt. Die hohen Vibrationsfrequenzen ermöglichen das schnelle adiabatische Absenken zur Evaporation der Atome sowie die anschließende Rekompensation. Die gemessenen Stoßraten sind bei einer Verbesserung des Vakuums bereits ausreichend.

Als schnellere Kühlverfahren, um die Grenze des quantenstatistischen Regimes zu erreichen, bieten sich in diesen Fallen optische Kühlmethoden an, und zwar das Kühlen mit blau verstimmten Melassen und Raman-Seitenband-Kühlen.

Mit Kühlmechanismen, die auf blau verstimmten Melassen basieren, wurden in Dipolfallen recht hohe Phasenraumdichten erzielt [Boi98]. Die erreichbaren Temperaturen liegen nahe an der für unser Gitter berechneten kritischen Temperatur für den Phasenübergang. Die Kombination des Kühlens mit blau verstimmten Melassen mit anschließendem evaporativen Kühlen

sollte ausreichen, um den Phasenübergang zu erreichen.

Ein sehr aussichtsreicher Ansatz, mit rein optischen Methoden die Bose-Einstein-Kondensation zu erreichen, besteht darin, die Atome durch Raman-Seitenbandkühlen in den Vibrationsgrundzustand zu pumpen. In einem dreidimensionalen Gitter von Dipolfallen, das durch Interferenz von vier CO₂-Laser-Laufwellen realisiert werden kann, lassen sich aufgelöste Vibrations-Seitenbänder, d.h. daß die Linienbreite des verwendeten Übergangs schmaler als der Energieabstand der Vibrationsniveaus ist, durch Ramanübergänge zwischen den gleich stark gebundenen Grundzustandsniveaus realisieren. Diese ermöglichen es, das von den Ionenfallen bekannte Seitenbandkühlverfahren, das die Ionen in den Vibrationsgrundzustand der Falle kühlt, im Gitter anzuwenden. Bei der mit den demonstrierten Techniken zu erwartenden Population von ca. 20 Atomen pro Gitterplatz kann so eine makroskopische Besetzung des Grundzustands und damit der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat erreicht werden. Aus ihm können im gepulsten Betrieb kohärente Materiewellen durch Abschalten des Potentials ausgekoppelt werden.

Die Realisation einer kontinuierlichen Quelle kohärenter Materiewellen (Boser) ist in Reichweite. Das Auslösen einer Revolution wird möglicherweise von der Entwicklung leistungsstarker Pump-Boser abhängen, so wie die weite Verbreitung von Lasern erst durch den Einsatz geeigneter Pumpquellen möglich wurde. Die Verfügbarkeit kompakter, leistungsstarker Festkörperlaser liegt im Einsatz von Diodenlaser-Arrays als Pump-Laser begründet. Die Grundlagen für ein Boser-Array zum Einsatz als Pump-Boser sind mit dem Gitter mikroskopischer Dipolfallen gelegt.

A Rubidium-Daten

In diesem Abschnitt sind für das Experiment relevante Daten von Rubidium zusammengestellt.

	⁸⁵ Rb	⁸⁷ Rb
natürlicher Anteil	72,17%	27,83 %
Kernspin I	5/2	3/2
Masse	84,9118 u	86,9092 u
Radius $\langle r \rangle$	5,632 a_0	
Wellenlänge D_1 -Linie	$\lambda = 794.979$ nm im Vakuum	
Wellenlänge D_2 -Linie	$\lambda = 780.241$ nm im Vakuum	
Lebensdauer $5P_{1/2}$	$\tau = 28,5$ ns	
Lebensdauer $5P_{3/2}$	$\tau = 26,5$ ns	
Sättigungsintensität I_{sat}	1,654 mW/cm ²	

Tabelle A.1: Rubidium-Daten. Quelle: [Rad85]

Polarisierbarkeit Das Stark-Shift-Potential ist gegeben durch [Sch71]:

$$\Delta E(m) = -1/2\alpha(m)|E|^2$$

mit der Polarisierbarkeit

$$\alpha(m) = \alpha_0 + \alpha_2 \frac{3m^2 - F(F+1)}{F(2F-1)}.$$

Die Tensorpolarisierbarkeit setzt sich zusammen aus der Polarisierbarkeit α_0 , die aus der Dipolwechselwirkung des magnetischen Kerndipolmomentes mit dem magnetischen Moment der Hülle resultiert, und der Tensorpolarisierbarkeit α_2 , die die Quadrupolwechselwirkung beschreibt. Letztere hängt vom Gradienten des Feldes der Hülle am Ort des Kerns ab, der für symmetrische Wellenfunktionen gering ist. Daher ist die Tensorpolarisierbarkeit für die Grundzustände sehr gering.

Tabelle A.2 gibt Werte an, die [Crc90, Sch71, Nie96, Gou69, Mar66] entnommen sind. Die Umrechnung in SI-Einheiten erfolgt durch:

$$\alpha[\text{C m}^2/\text{V}] = 4\pi\epsilon_0 10^{-6} \alpha[\text{cm}^3],$$

$$\alpha[\text{C m}^2/\text{V}] = h \cdot 10^{-4} \cdot \alpha[\text{MHz cm}^2/\text{kV}^2].$$

Zustand	5 $S_{1/2}$	5 $P_{1/2}$	5 $P_{3/2\pm 1/2}$	5 $P_{3/2\pm 3/2}$
α_0	5,26	12,9	12,0	16,8
α_2	$-1,5 \cdot 10^{-7}$	-1	-2,51	-2,51

Tabelle A.2: Polarisierbarkeit für die verschiedenen Zustände des Rubidium-Atoms in $[10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}]$. (Quelle: [Crc90, Sch71, Nie96, Gou69, Mar66])

Stoßraten Die Atomzahl in der Falle wird durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$\frac{dN}{dt} = - \sum_{m=1}^3 K_m \int_V n^m(x, t) d^3x.$$

Die folgende Tabelle A.3 stellt die zur Zeit aktuellen Werte der Verlustkonstanten K_i zusammen.

	^{85}Rb	^{87}Rb
Streulänge a [Gar95, Boe96b]	$-500a_0 < a < -300a_0$	$85a_0 < a < 140a_0$
$\sigma(T = 10\mu\text{K})$	$8\pi a^2$	
K_1	$\sigma n v$	
$K_2(I=10 \text{ mW/cm}^2)$ [Wal92] ²	$3,4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$
K_2^{hfs} [Wal92] ³	$2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$
K_3 [Bur97, Boe96a] ⁴	$2,2_{(0,9)} \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6\text{s}^{-1}$	$4,3_{(1,8)} \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6\text{s}^{-1}$

Tabelle A.3: Rubidium-Stoßraten

¹Dieser Wert ist um 5 Größenordnungen kleiner als α_0 [Bon93]

²Lichtinduzierte Zweikörperstöße

³Den Hyperfeinzustand ändernde Stöße

⁴Aufgrund der größeren Streulänge von ^{85}Rb sind die Verlustraten einen Faktor 5 höher als für ^{87}Rb [Boe96a].

B Kühlen von Atomen mit Laserlicht

An dieser Stelle sollen die Grundlagen des Kühlens von Atomen mit Laserlicht (eine gute Einführung gibt [Ada97]), insbesondere der für die Experimente relevanten Mechanismen Dopplerkühlen und Sisyphuskühlen erklärt werden.

Strahlungsdruck Zunächst wird ein Atom in einem resonanten Lichtfeld betrachtet. Es treten Prozesse induzierter Absorption von Photonen aus dem gerichteten Lichtstrahl gefolgt von spontaner Emission verteilt über alle Raumrichtungen auf. Bei jedem induzierten Absorptionsprozess wird der Rückstoß $\hbar k$ eines Photons auf das Atom übertragen, es resultiert die Strahlungsdruckkraft: $F = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{\hbar k}{\tau/f}$, wobei f den Anteil der Zeit beschreibt, den das Atom im angeregten Zustand verbringt, also maximal $f=1/2$.

Dopplerkühlen Betrachtet wird ein Zwei-Niveau-Atom im Feld eines rot verstimmten Lasers. Im System des sich dem Laserstrahl entgegenbewegenden Atoms wird die Laserfrequenz durch den Dopplereffekt näher zur atomaren Resonanz verschoben. Bewegt sich das Atom in Richtung des Laserstrahls, so wird dieser Effekt umgekehrt, die Verstimmung des Lasers erscheint größer. Folglich streut das Atom vorwiegend Photonen aus dem ihm entgegen gerichteten Laserstrahl und wird durch Strahlungsdruck abgebremst. Die Kühlkraft ist proportional zur Geschwindigkeit: $F = -\alpha v$ mit

$$\alpha = -4\hbar k^2 I / I_{sat} \frac{2\Delta/\Gamma}{(4\Delta^2/\Gamma^2 + 1 + 2I/I_{sat})^2},$$

wobei $I_{sat} = \frac{2\pi\hbar c}{3\lambda^3\tau}$ die Sättigungsintensität des atomaren Übergangs bezeichnet, Δ die Laserverstimmung und Γ die Linienbreite des atomaren Übergangs. Die Bewegung des Atoms wird durch eine abgebremste Bewegung in Flugrichtung und einer zusätzlichen Diffusion (verursacht durch die Rückstöße der spontan emittierten Photonen,) beschrieben. Die minimale Temperatur wird erreicht, wenn sich die Kühlprozesse durch die Reibungskraft und die Heizprozesse durch Diffusion im Gleichgewicht befinden:

$$T_{min} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}.$$

Die Dopplertemperatur beträgt für Rubidium $140 \mu\text{K}$.

Lichtinduziertes Potential Betrachtet wird die Wechselwirkung eines Atoms mit einem nahresonanten Lichtfeld. Die Stärke der Kopplung der atomaren Niveaus an das Lichtfeld wird durch die Rabi-Frequenz $\Omega = \frac{2\langle e|\vec{d}\cdot\vec{E}|g\rangle}{\hbar}$

charakterisiert. Sie hängt von der Verstimmung und der Polarisation des Lichtfeldes ab. Die Kopplung der Niveaus durch das Lichtfeld führt im Falle roter Verstimmung gegenüber der Resonanz zu einer Abstoßung der Niveaus. Bei geringer Sättigung kann der angeregte Zustand adiabatisch eliminiert werden. Die Verschiebung der atomaren Energieniveaus des Grundzustands ist für $\Delta \gg \Gamma$ durch

$$\Delta E = \frac{\hbar \Gamma^2 I}{8 \Delta I_{sat}}$$

gegeben. Die Sättigungsintensität I_{sat} hängt von der Polarisation des Lasers und von der atomaren Struktur ab. Typische Potentialtiefen liegen mit einer Verstimmung von 10 Linienbreiten und bei Sättigungsintensität bei 75 kHz.

Sisyphuskühlen Betrachtet wird ein Mehrniveaumatom in einer stehenden Lichtwelle mit Polarisationsgradienten (Abbildung B.1). Die polarisations-

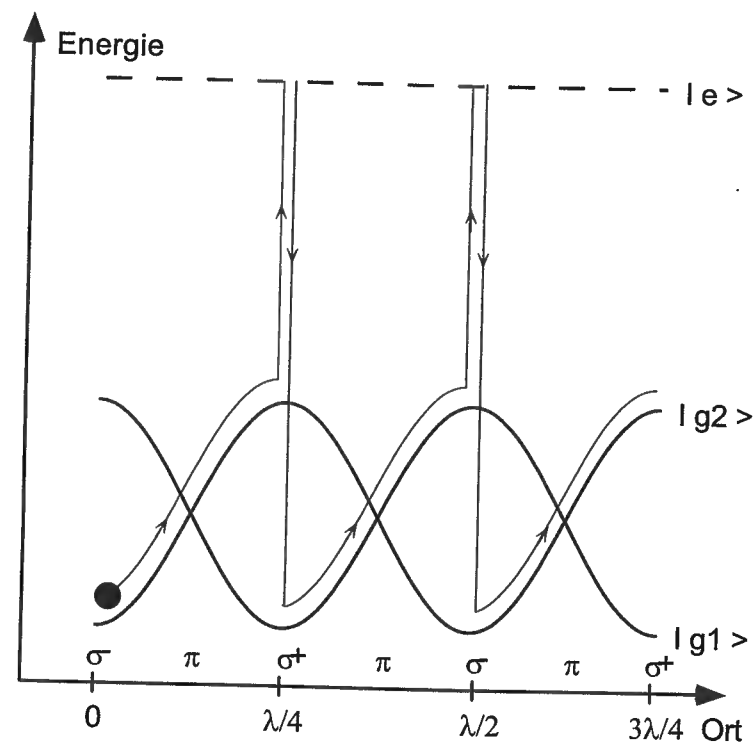


Abbildung B.1: Sisyphuskühlmechanismus

abhängige Kopplungsstärke der Zeemanunterniveaus des Grundzustands an den angeregten Zustand führt zu einer unterschiedlichen räumlichen Modulation der Lichtverschiebung für die beiden Zustände mit der Periode der optischen Wellenlänge. Die Rate, mit der das Atom durch Absorptions- und

Spontanemissionszyklen in den jeweils anderen Grundzustand gepumpt wird ($\Gamma_p = 1/\tau_p$), ist im Maximum des Potentials am größten:

$$\Gamma_p = \frac{\Gamma^3 I}{8 \Delta^2 I_{sat}}$$

Dabei bezeichnet Γ die Linienbreite, Δ die Laserverstimmung und I_{sat} die Sättigungsintensität. Bewegt sich ein Atom im Potentialminimum startend mit einer Geschwindigkeit v , so folgt es dem Potential in diesem Zustand adiabatisch und wandelt kinetische (äußere) Energie in potentielle (innere) Energie um. In der Nähe des Maximums dieses Potentials wird die potentielle Energie durch optisches Pumpen dissipiert, indem das Atom in das andere Lichtpotential wechselt. Mit jedem Zyklus verliert das Atom kinetische Energie von der Größenordnung der Potentialtiefe, bis die kinetische Energie kleiner als die Potentialtiefe ist und das Atom in dem Potential gebunden ist. Die pro Zeit dissipierte Energie kann durch $\Delta E/\tau_p$ abgeschätzt werden. Für eine $\sigma^+\sigma^-$ -polarisierte Stehwelle ergibt sich eine effektive Reibungskraft $F = -\alpha v$ mit [Let89]

$$\alpha = -\frac{24}{17} \hbar k^2 \frac{\Delta/\Gamma}{4\Delta^2/\Gamma^2 + 1}$$

Dieser Reibungskoeffizient kann mehr als eine Größenordnung größer als der beim Dopplerkühlen sein. Die Endtemperatur ist von der Größenordnung der Potentialtiefe. Untere Temperaturgrenze ist das Rückstoßlimit, das für Rubidium bei $T_{rec} = \hbar^2 k^2 / (mk_B) = 340$ nK liegt.

C Zinkselenid-Optik

Zinkselenid zeichnet sich dadurch aus, daß es sowohl sichtbares als auch infrarotes Licht transmittiert. Abbildung C.1 zeigt das Transmissionsspektrum von ZnSe.

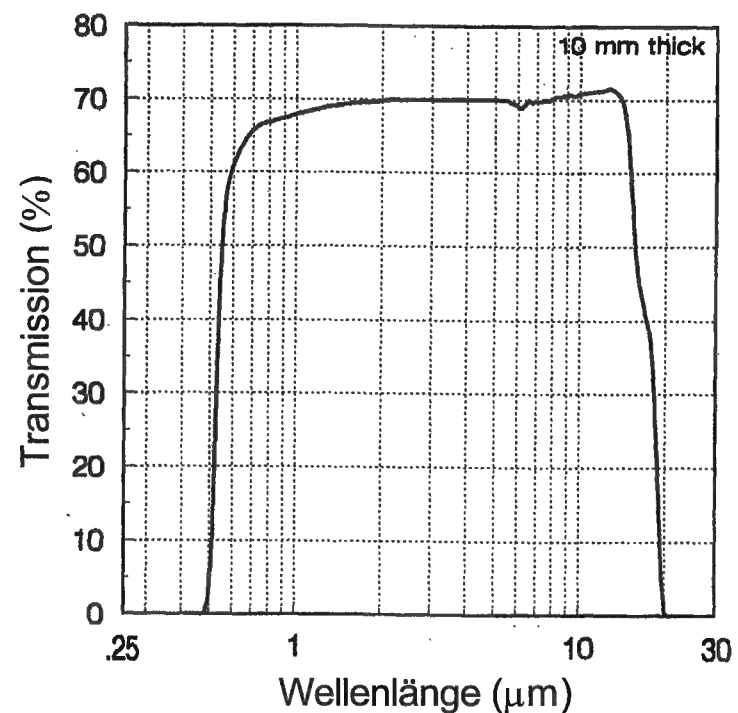


Abbildung C.1: Transmissionsspektrum von ZnSe [IIV97]

Der Brechungsindex n hängt von der Wellenlänge ab. Die Werte für die im Experiment verwendeten Wellenlängen sind in Tabelle C.1 angegeben.

λ	10,6 μm	780 nm	632 nm
n	2,40272	2,5295	2,5994

Tabelle C.1: Brechungsindex

Die Brennweite einer ZnSe-Linse läßt sich durch: $f(n) = \frac{R}{n-1}$ abschätzen. Tabelle C.2 gibt die unterschiedlichen Brennweiten der im Vakuum eingebauten Linse für die verschiedenen verwendeten Wellenlängen an.

λ	10,6 μm	780 nm	632 nm
f	38 mm	35 mm	33,3 mm

Tabelle C.2: Brennweite der Linse

Auch die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten von ZnSe hängen stark von der Wellenlänge und der Polarisation des einfallenden Lichts ab. Unter Benutzung der Fresnelschen Formeln erhält man für einen Einfallswinkel von 45 Grad die in Tabelle C.3 angegebenen Werte. Unbeschichtetes ZnSe

λ	$R_{\perp}$	$R_{\parallel}$	$T_{\perp}$	$T_{\parallel}$
10,6 μm	0,28	0,08	0,72	0,92
632 nm	0,31	0,10	0,69	0,90
780 nm	0,30	0,09	0,70	0,90

Tabelle C.3: Reflexions- und Transmissionskoeffizienten

hat einen hohen Reflexionskoeffizienten von bis zu 30%, d.h. unbeschichtete ZnSe-Fenster können als Strahlteiler verwendet werden. Für eine Wellenlänge von 10,6 μm antireflex-beschichtete Fenster eignen sich als Strahlüberlagerer für sichtbares Licht mit infrarotem Licht (Abbildung C.2). Beim Passieren

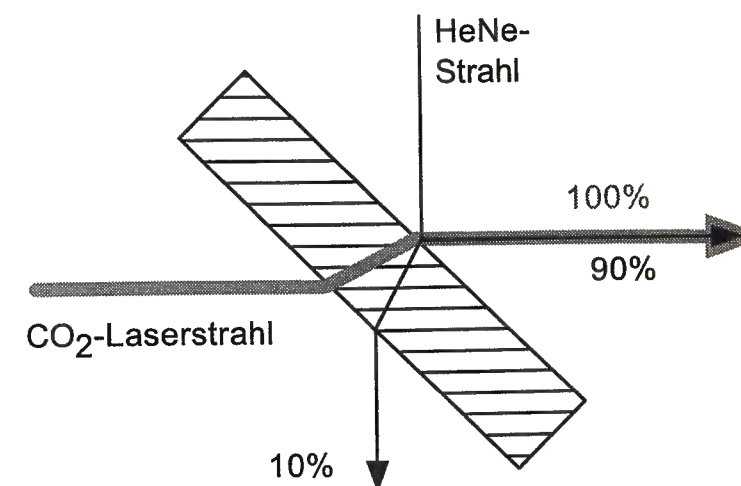


Abbildung C.2: Strahlüberlagerer

eines 5 mm dicken ZnSe-Plättchens unter einem Einfallswinkel von 45 Grad erfahren die Strahlen eine Verschiebung 2,45 mm (infraroter Strahl) bzw. 2,5 mm (sichtbarer Strahl).

D Gravitationskorrektur

Auf ein Atom in der Dipolfalle wirken die Dipolkraft und die Gravitation. Das Potential (Abbildung D.1) ist gegeben durch:

$$V(x) = V_{max} \exp\left(-2\frac{x^2}{w_0^2}\right) - mgx.$$

V_{max} bezeichnet die Tiefe des Dipolpotentials. Sie wird durch die Gravitation auf V_{max}^{neu} verringert (siehe Abbildung D.1) mit $V_{max}^{neu} = V(r_0)$, wobei r_0 den Ort des Maximums bezeichnet. Für die Lage r_0 des Maximums gilt:

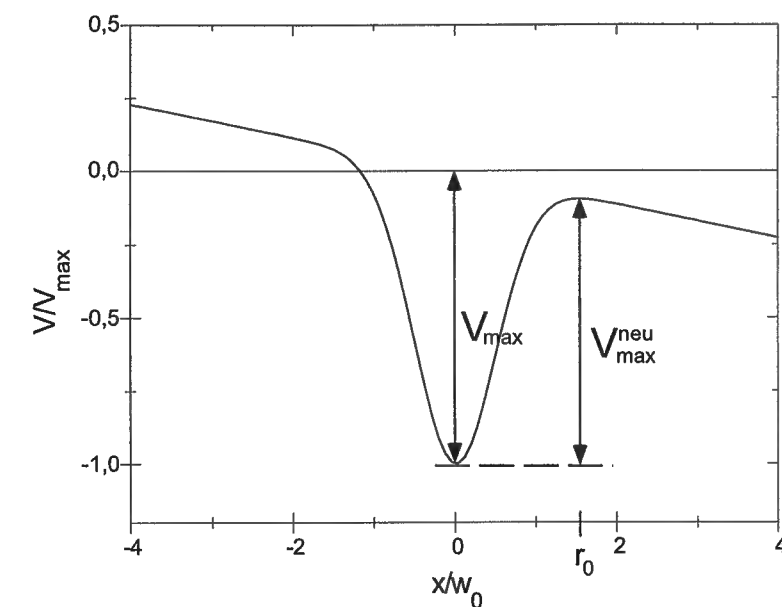


Abbildung D.1: Potential

$$\frac{dV}{dx}(x = r_0) = 0 \quad , \quad \frac{4V_{max}r_0}{w_0^2 gm} \exp\left(-2\frac{r_0^2}{w_0^2}\right) - 1 = 0 \quad .$$

r_0 wird numerisch bestimmt. Damit ergibt sich die neue Potentialtiefe:

$$V_{max}^{neu} := V_{max} - V(r_0).$$

Sie ist in Abbildung D.2 in Abhängigkeit der reinen Dipolpotentialtiefe V_{max} dargestellt. Im Fall $V_{max}^{neu} \geq 0$ können keine Atome gefangen werden. Die Dipolpotentialtiefe, für die $V_{max}^{neu} = 0$ gilt, lässt sich analytisch berechnen. Im

Fall $V_{max}^{neu} = 0$ hat $V(x)$ kein Maximum mehr, sondern einen Wendepunkt. Dieser lässt sich wie folgt bestimmen: aus

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0, \quad \frac{4V_{max}}{w_0^2 gm} \exp\left(-2\frac{x^2}{w_0^2}\right)\left(1 - 4\frac{x^2}{w_0^2}\right) = 0$$

folgt

$$r_0 = w_0/2.$$

Damit erhält man die minimale Tiefe des Dipolpotentials, unterhalb der keine Speicherung von Atomen mehr möglich ist, zu:

$$V_{min} = mg\frac{w_0}{2} \exp\left(\frac{1}{2}\right) = 4,1\mu\text{K}$$

mit $w_0 = 50\mu\text{m}$.

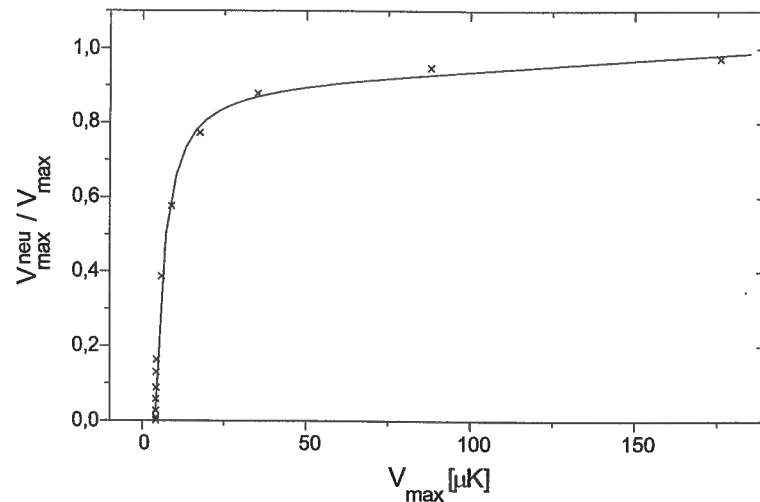


Abbildung D.2: Korrektur der Potentialtiefe. Dargestellt ist die tatsächliche Potentialtiefe V_{max}^{neu} in Abhängigkeit der Tiefe V_{max} , die sich ohne Berücksichtigung der Gravitation ergibt.

CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms

S. Friebe, C. D'Andrea,* J. Walz, M. Weitz, and T. W. Hänsch

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Strasse 1, 85748 Garching, Germany

(Received 8 August 1997)

Laser-cooled rubidium atoms have been trapped in a nondissipative optical lattice with a large lattice constant. The lattice potential is generated by the ac Stark shift in an infrared standing wave near $10.6\mu\text{m}$. The atoms are confined in steep potential wells with a periodicity of several micrometers. By modulating the potential depth we parametrically excite the atoms and measure their vibrational frequencies. [S1050-2947(98)50901-8]

PACS number(s): 32.80.Pj, 42.50.Vk, 03.75.-b

In optical lattices [1] electric-dipole forces associated with the ac Stark effect confine cold atoms to arrays of microscopic potential wells formed by interfering laser beams. In a reversal of familiar roles, matter waves are thus oscillating in cavities made of light. The lattice potential can be controlled by modulating the intensity, phase, or polarization of the laser beams, as exploited in recent studies of quantum chaos [2], Bloch oscillations [3], Wannier-Stark ladders [4], atom tunneling [5], or the parametric excitation of atomic wave-packet oscillations [6]. Lattices with near-resonant trapping fields readily reach the Lamb-Dicke regime where the spacing of vibrational levels exceeds the photon recoil energy. Here, laser cooling alone can accumulate a large fraction of the atoms in the lowest vibrational state, since the accessible phase space is much restricted by the trapping potentials. If an average population of more than one atom per lattice site could be realized, the quantum degenerate regime could be reached by purely optical methods, without the need for evaporative cooling, which has been a key for the Bose-Einstein condensation of ultracold alkali-metal atoms [7]. Unfortunately, the atom density in optical lattices has so far been limited to about 10^{11} atoms/cm³ by radiative repulsion and light-assisted collisions so that at most a few percent of the lattice sites are occupied. Moreover, the damping of the atomic motion by spontaneous scattering forces leads to considerable quantum decoherence. One approach to circumvent these problems employs dark optical lattices [8] where the scattering rate is reduced by optically pumping the atoms into dark states. Alternatively, optical lattices with a far-detuned trapping field have been demonstrated [9] that are reaching spontaneous photon scattering times in the millisecond range at detunings of a few nanometers.

In this Rapid Communication we report on the trapping of rubidium atoms in an extremely far detuned optical lattice using an infrared standing wave near $10.6\mu\text{m}$. The expected average time for an atom to spontaneously scatter a photon is 20 min. Hence the atoms are confined in a highly conservative potential. Furthermore, the lattice constant is more than an order of magnitude larger than that of near-resonant optical lattices. Due to the large volume, each unit cell contains a much larger atomic population. In addition, the laser-

induced fluorescence of the atoms in each individual lattice site could be spatially resolved with a suitable microscope.

A one-dimensional (1D) infrared optical lattice can be realized by retroreflecting a focused CO₂-laser beam. For a waist size of the focus of $50\mu\text{m}$ and 5-W power from the CO₂ laser, the ac Stark shift of the atomic energy levels due to the lattice laser is $2\pi \times 8$ MHz at the site of an antinode. This corresponds to a potential depth of $360\mu\text{K}$ and is at least ten times larger than the kinetic energy of the laser-cooled atoms. Hence, the dipole force provides a strong spatial confinement of the atoms. We have measured the atomic vibrational frequencies of both an infrared optical lattice and a simple dipole trap (realized by a focused traveling beam) by modulating the potential depth and thus parametrically exciting atomic vibrations. We observe for the lattice geometry a drastically increased oscillation frequency along the beam axis caused by the stronger axial confinement of the atoms in the intensity maxima.

In optical dipole traps atoms are attracted towards the maximum of the field intensity, if the laser frequency is tuned to the lower frequency (red) side of an atomic transition. The trapping potential for atoms is given by the ac Stark shift $V = -(1/2)\alpha|E|^2$, where E is the electric-field amplitude and α denotes the atomic polarizability. For a CO₂-laser dipole trap [10] the atomic polarizability can be approximated by its static value α_s . Since this quantity is positive for both the ground and the excited state, the potential is confining for atoms in both levels, unlike in the case of conventional dipole traps [11], where the ground state is trapped in a region of high intensity, while the excited state is repelled.

Now consider a 1D dipole force lattice realized by a CO₂-laser standing wave along the z axis. The Stark-shift potential is given by

$$V(r,z) = 4V_{max} \exp[-2r^2/w(z)^2] \cos^2(2\pi z/\lambda),$$

with $V_{max} = \alpha_s P / [c\epsilon_0 \pi w(z)^2]$, where P denotes the optical power and $w(z)$ the beam radius. The potential, as depicted in Fig. 1, has a periodicity of $5.3\mu\text{m}$. The excited state is more tightly bound than the ground state. The atoms are trapped at the antinodes of the standing wave. At each antinode the potential can be approximated by a harmonic-oscillator potential $V_j(r,z) = (m/2)\omega_{j,r}^2 r^2 + (m/2)\omega_{j,z}^2 z^2$. The different vibrational modes are depicted in Fig. 2. The vibra-

*Present address: LENS, Largo E. Fermi 2, Florence, Italy.

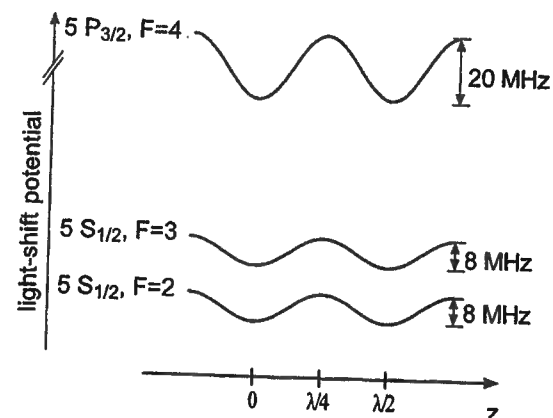


FIG. 1. Light-shift potential of the two hyperfine ground-state levels $5S_{1/2}$ ($F=2,3$) and the $5P_{3/2}$ ($F=4$) excited state in a standing wave near $10.6 \mu\text{m}$. The values for the potential depth are given for a $w_0=50 \mu\text{m}$ focus of a 5-W CO₂-laser beam using the scalar polarizability. Note that the atomic transition frequencies of the atoms trapped at the antinodes of the light field are shifted to lower frequencies, since the excited state is trapped more strongly than the ground state.

tional frequencies are given by $\omega_{jr} = \omega_r^{\text{max}} \sqrt{1 - 4(z_j/z_R)^2}$ with $\omega_r^{\text{max}} = \sqrt{16\alpha_s P / (c\epsilon_0 m \pi)} / w_0^2$ in the transverse direction and $\omega_{jz} = \omega_z^{\text{max}} \sqrt{1 - 2(z_j/z_R)^2}$ with $\omega_z^{\text{max}} = \sqrt{32\pi\alpha_s P / (c\epsilon_0 m)} / (w_0 \lambda)$ in the longitudinal direction. For rubidium atoms in a 5-W CO₂-laser standing wave focused to a waist radius of $50 \mu\text{m}$, the expected vibrational frequencies in the center of the lattice are 1.2 kHz transversely and 25 kHz longitudinally.

In our experiment we capture laser-cooled rubidium atoms from a magneto-optic trap (MOT) [12]. A scheme of the setup is shown in Fig. 3. The cooling and repumping beams at 780 nm are provided by grating stabilized diode lasers. For the dipole trap and optical lattice, we use a single-mode CO₂ laser with a power of 10 W. The CO₂-laser beam enters the vacuum chamber through a ZnSe window and is focused by an adjustable ZnSe lens ($f=38 \text{ mm}$) inside the chamber. The focus ($w_0=50 \mu\text{m}$) overlaps with the trapped atoms in the MOT. The focus of the back reflected beam is adjusted with

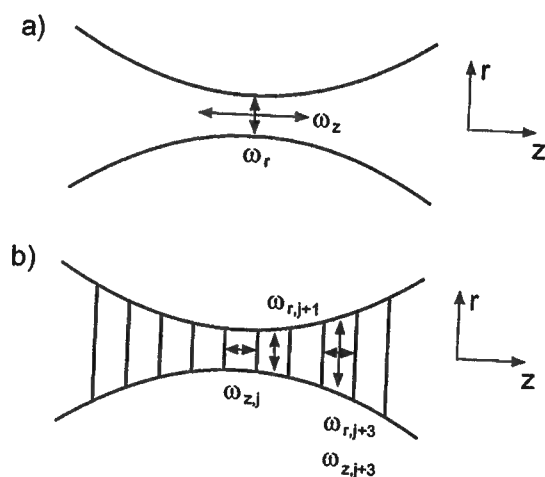


FIG. 2. Sketch of the different vibrational modes of (a) the dipole trap and (b) the lattice. (Not to scale.)

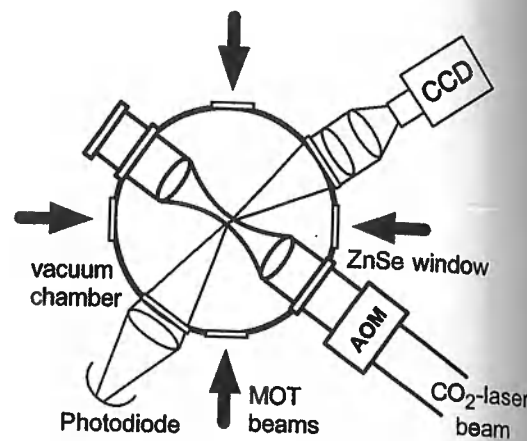


FIG. 3. Schematic of the experimental apparatus.

a second ZnSe lens. The power in the infrared beam can be controlled by an acousto-optic modulator (AOM). The AOM also provides optical isolation of the CO₂ laser from the retroreflected beam. By blocking the retroreflected beam, an ordinary dipole trap can be realized. Fluorescence from the atoms excited with the diode laser field is observed with a photodiode. A charge-coupled-device camera is used to monitor the spatial distribution of the atoms. This is convenient for the alignment of the overlap of the infrared beams with the MOT.

The experiment proceeds in three steps: the lattice is loaded from the MOT, the atoms are then manipulated by modulating the lattice field, and finally the number of atoms that remain in the lattice is probed. We first load atoms from the rubidium vapor pressure (typically 8×10^{-9} mbar) into a MOT for a period of 3 s. In this way a cold sample of atoms (0.3 mm diameter, 10^6 atoms) is prepared. To load the atoms from the MOT into the lattice, the CO₂-laser standing wave remains on during the MOT loading time. As the excited state exhibits a stronger Stark shift than the ground state, the atoms located near the intensity maxima of the $10.6\text{-}\mu\text{m}$ standing wave are almost resonant with the MOT beams. To provide red-detuned cooling beams even for atoms located within the CO₂-laser waist, we shift the frequency of the MOT beams for a period of 30 ms to a value of seven linewidths below the unperturbed atomic resonance. Then the MOT beams and the magnetic field are turned off, leaving only the CO₂-laser standing wave present. By this time the atoms are confined in the optical lattice provided by the CO₂-laser standing wave.

During the second phase of the experiment we manipulate the trapped atoms in the lattice. The intensity of the infrared beam and thus the potential depth are modulated by 30% with a sinusoidal burst signal so that the atoms are forced to oscillate in the wells. If the modulation frequency equals twice the vibrational frequency of the lattice ($\omega_{\text{mod}} = 2\omega_{\text{lattice}}$) atoms are parametrically excited. Also at subharmonic frequencies ($\omega_{\text{mod}} = 2\omega_{\text{lattice}}/n$, where n is integer) parametric resonances can be excited [13]. On resonance the kinetic energy of the atoms increases exponentially with time, and atoms are heated out of the lattice. After a delay time both the cooling and repumping beams are turned on again to probe the fluorescence of the trapped atoms. The fluorescence of the atoms remaining in the lattice after the

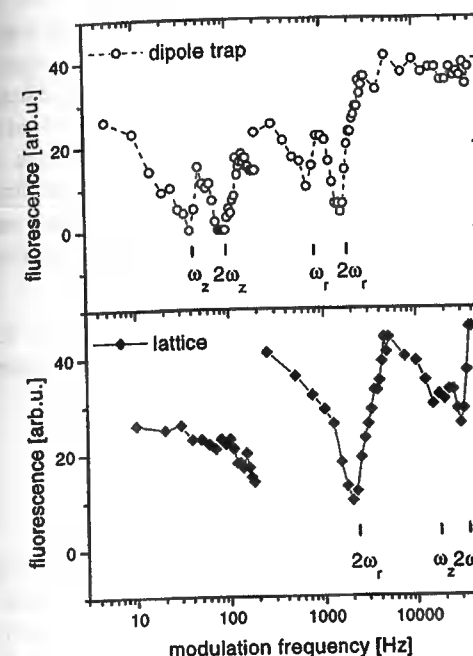


FIG. 4. Experimental spectrum of the vibrational frequencies of atoms in a $10.6\text{-}\mu\text{m}$ optical lattice, and a simple dipole trap. The solid curve shows the fluorescence of the atoms in the lattice after the modulation of the potential depth as a function of the modulation frequency. The hollow circles depict the same measurement taken for a simple dipole trap.

modulation is measured as a function of the modulation frequency for a fixed trapping time of $T=600 \text{ ms}$. The number of atoms is determined from the fluorescence intensity, taking into account the probe intensity, detuning, geometry, and detection efficiency. We also have blocked the retroreflected beam to realize a dipole trap, and measured the vibrational frequencies by parametrically exciting the atoms in this trap.

Typically 10^4 atoms are trapped in the lattice at the same average density as that of the MOT. The lifetime of the atoms in the lattice is 1.7 s, which is only limited by collisions with background gas atoms. We have measured the energy distribution of the trapped atoms by lowering the potential depth nonadiabatically to a variable value and detecting the number of atoms that remain trapped. From this measurement we estimate a temperature of $18 \mu\text{K}$ for the atoms in the dipole trap.

Vibrational excitation spectra of trapped atoms are presented in Fig. 4. The fluorescence of the atoms after the modulation of the potential depth is shown as a function of the modulation frequency. The vibrational spectrum of a 1D infrared optical lattice is shown by the solid curve. One recognizes parametric resonances at 2 kHz and at 32 kHz. They correspond to twice the radial vibrational frequency ω_r , and twice the longitudinal vibrational frequency ω_z , respectively. Note that one also observes a resonance corresponding to the subharmonic at 16 kHz. The expected subharmonic at 1 kHz is not observed. The dashed curve is obtained for a CO₂-laser dipole trap realized by blocking the back reflected beam. In this spectrum four resonances are observed. The resonance at 1.6 kHz corresponds to twice the radial frequency ω_r , the resonance at 80 Hz to twice the longitudinal frequency ω_z . In this spectrum both subhar-

monics are resolved. For the dipole trap we do not observe any vibrational structure above 2 kHz. For both spectra the potential depth has been modulated by 30% with one burst of 1000 cycles. To resolve the resonances below 100 Hz, the modulation depth was set to 100% and the number of cycles reduced to 50.

The vibrational spectra reveal that the atoms in the dipole trap oscillate around the center of the trap at $z=0$ and $r=0$ with a single frequency per mode. Approximating the potential of the dipole trap by a harmonic-oscillator potential, one obtains vibrational frequencies of 600 Hz transversally and 40 Hz longitudinally. These calculated frequencies are in fair agreement with the measured frequencies in the spectrum.

The vibrational resonances for the optical lattice appear broadened since we are observing approximately 140 miniature dipole traps. The atoms in the j th trap oscillate around the position $z_j = j\lambda/2$, where now the lattice sites have different vibrational frequencies due to the z -dependent radius of the beam (see Fig. 2). As the width of these multiple resonances is larger than their spacing, they cannot be resolved. The observed resonance is now expected at a weighted average oscillation frequency of the individual microtraps. The contribution of the atoms oscillating in the outer wells shifts this mean oscillation frequency to a value lower than the maximum. The resonances are located at $c_z \omega_z^{\text{max}}$ and $c_r \omega_r^{\text{max}}$, where $c_z, c_r < 1$ depend both on the spatial extension and the atomic distribution in the lattice. A much more detailed study of these trap frequencies will be possible, when vibrational frequencies of individual (or small groups of) trap sites can be measured, which should be possible using an improved imaging system that allows spatial resolving of the fluorescence emitted from atoms in individual trap sites. In our present experiments we do not spatially resolve the fluorescence broadening of the oscillation frequencies of the lattice, the amplitudes of the resonances in the vibrational spectrum of the lattice are below that of the dipole trap and their widths are slightly larger.

In conclusion, we have demonstrated a 1D infrared optical lattice at $10.6 \mu\text{m}$ and measured its vibrational frequencies. This type of optical lattice can be extended to two and three dimensions. Its unique properties are the negligible spontaneous scattering rate, a long storage time, and steep potential wells. The spatial period of the lattice is an order of magnitude larger than that of conventional near-resonant optical lattices. This leads to intriguing future perspectives. As discussed above, it should be possible to spatially resolve the fluorescence emitted from the atoms in each individual lattice site, which also allows a very direct study of transport phenomena, tunneling, and diffusion between the lattice sites. Moreover, the realization of a three-dimensional optical lattice with an average population of more than one atom per lattice site seems feasible, even at only moderate average atomic densities. By crossing four traveling focused CO₂-laser beams, one can create a three-dimensional optical lattice that should trap 20 atoms per lattice cell at the average atomic density of an ordinary magneto-optical trap. The lattice potential of the microtraps should be even steeper than in the one-dimensional case demonstrated here, yielding vibrational frequencies above 10 kHz and possibly up to 100

kHz with higher laser powers. Novel cooling mechanisms can be envisioned, since the electronically excited state is more tightly bound than the equally bound ground states. These are unique conditions for the prospect of observing quantum degeneracy of atoms purely using laser cooling.

An alternative perspective of this work might be the realization of quantum logic gates. Long coherence times are expected, because of the low scattering rate. When filling the lattice with one atom per lattice site, a quantum bit (qubit) could be stored in each atom (e.g., in two Zeeman ground-state levels) and individually addressed with focused laser beams. The atoms could communicate via a single quantized mode of a high-finesse optical cavity [14]. Advantages of

this scheme versus, e.g., work on linear ion traps include the possibility of realizing a two-dimensional array of qubits in an optical lattice. Further, note that the distance between neighboring atoms is extremely well controlled here, since it precisely equals half the trapping wavelength. By choosing the trapping wavelength to be an integer multiple of that of the cavity photons, all atoms could be placed precisely at the antinodes of the cavity, resulting in an equal coupling for all atoms to the cavity field.

We wish to thank S. Chu, S. van Enk, A. Görlitz, A. Hemmerich, W. Lange, and V. Vuletic for stimulating discussions.

- [1] Recent work is reviewed in A. Hemmerich *et al.*, in *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi," Course CXXXI, 1995, Varenna, Italy*, edited by R. Bonifacio, W. Barletta, and A. Aspect (North-Holland, Amsterdam, 1996).
- [2] J.C. Robinson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3963 (1995).
- [3] M. Ben Dahan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508 (1996).
- [4] S.R. Wilkinson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4512 (1996).
- [5] Qian Niu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4504 (1996).
- [6] A. Görlitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2096 (1997); G. Raithel *et al.*, *ibid.* **78**, 630 (1997); P. Rudy, R. Eijnisman, and N.P. Bigelow, *ibid.* **78**, 4906 (1997).
- [7] M.H. Anderson *et al.*, Science **269**, 198 (1995); K. B. Davis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [8] A. Hemmerich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 37 (1995).
- [9] B.P. Anderson *et al.*, Phys. Rev. A **53**, R3727 (1996); T. Müller-Seidnitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1038 (1997); D.C. Haycock *et al.*, Phys. Rev. A **55**, R3991 (1997).
- [10] T. Takekoshi, J.R. Yeh, and R.J. Knize, Opt. Commun. **114**, 421 (1995); T. Takekoshi and R.J. Knize, Opt. Lett. **21**, 77 (1996).
- [11] S. Chu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986); C.S. Adams *et al.*, *ibid.* **74**, 3577 (1995); A. Kuhn *et al.*, in *OSA Trends in Optics and Photonics Vol. 7, Ultracold Atoms and BEC*, edited by Keith Burnett (Optical Society of America, Washington, DC, 1996).
- [12] E.L. Raab *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [13] L.D. Landau and E.M. Lifschitz, *Mechanik* (Akademie-Verlag, Berlin, 1964).
- [14] T. Pellizzari *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3788 (1995).

Literatur

- [Ada95] C.S. Adams, H.J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, and S. Chu Phys. Rev. Lett. **74**, 3577 (1995).
- [Ada97] C.S. Adams and E. Riis, *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, Prog. Quantum Electron. **21**, 1-79 (1997).
- [And95] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Mathews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell, Science **269**, 198 (1995).
- [And96] B.P. Anderson, T.L. Gustavson, and M.A. Kasevich Phys. Rev. A **53**, R3727 (1996); D.C. Haycock, S.E. Hamann, G. Klose, and P.S. Jessen Phys. Rev. A **55**, R3991 (1997); T. Müller-Seidnitz, M. Hartl, B. Brezger, H. Hänsel, C. Keller, A. Schnetz, R.J.C. Spreeuw, T. Pfau, and J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **78**, 1038 (1997).
- [Asp88] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste und C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).
- [Bag87] V. Bagnato, D. Pritchard, and D. Kleppner Phys. Rev. A **35**, 4354 (1987).
- [Ber95] *Symposium on Frequency Standards and Metrology* Ed. J.C. Bergquist, World Scientific, Singapore 1996.
- [Boe96a] H.M.J.M. Boesten, A.J. Moerdijk, and B.J. Verhaar, Phys. Rev. A **54**, R29 (1996).
- [Boe96b] H.M.J.M. Boesten, C.C. Tsai, B.J. Verhaar, and D.J. Heinzen, Phys. Rev. Lett. **77**, 5194 (1996).
- [Boi95] D. Boiron, C. Triché, D.R. Meacher, P. Verkerk, and G. Grynberg, Phys. Rev. A **52**, R3425 (1995).
- [Boi98] D. Boiron, A. Michaud, J.M. Fournier, L. Simard, M. Sprenger, G. Grynberg, and C. Salomon, eingereicht bei Phys. Rev. Lett.
- [Bon93] I.V. Bondarev and S.A. Kuten, Opt. Spectrosc. **75**, 3 (1993).
- [Bra95] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, and R.G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [Bur97] E.A. Burt, R.W. Ghrist, C.J. Myatt, M.J. Holland, E.A. Cornell, and C.E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **79**, 337 (1997).

- [Chu85] S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin, Phys.Rev.Lett. **55**, 48 (1985)
- [Chu86] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable Phys. Rev. Lett.**57**, 314 (1986).
- [Coh92] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions*, John Wiley & Sons (1992).
- [Crc90] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, Ed. D.R. Lide, Chemical Rubber Publishing Company Press (1990).
- [Dav95a] K.B. Davis, M.-O. Mewes, W. Ketterle, App.Phys.B, **60**, 155 (1995).
- [Dav95b] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett.**75**, 3969 (1995).
- [Gar95] J.R. Gardner, R.A. Cline, J.D. Miller, D.J. Heinzen, H.M.J.M. Boesten, and B.J. Verhaar, Phys. Rev. Lett.**74**, 3764 (1995).
- [Gör98] Axel Görlitz, persönliche Mitteilung.
- [Gou69] H. Gould, E. Lipworth, and M. C. Weisskopf, Phys. Rev. **188**, 24 (1966).
- [Gri95] A. Griffin, D.W. Snoke, and S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [Gry93] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, C. Salomon, Phys. Rev. Lett.**70**, 2249 (1993).
- [Hän75] T.W. Hänsch und A.L. Schawlow Optics, Comm. **13**, 68 (1975)
- [Hem93] A. Hemmerich and T.W. Hänsch, Phys. Rev. Lett.**70**, 410 (1993); A. Hemmerich, C. Zimmermann, and T.W. Hänsch, Europhys. Lett. **22**, 89 (1993);
- [Hem95] A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger, C. Zimmermann, and T. Hänsch Phys. Rev. Lett.**75**,37 (1995).
- [IIV97] II-VI, Optics Catalogue (1997).
- [Kas91] M. Kasevich, D.S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi und S. Chu, Phys.Rev.Lett. **66**, 2297 (1991).

- [Ket93] W. Ketterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, A. Martin, and D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett.**70**, 2253 (1993); M.H. Anderson, W. Petrich, J.R.Ensher, and E.A. Cornell, Phys. Rev. A**50**, R3597 (1994); C.G. Townsend, N.H. Edwards, K.P. Zetie, C.J. Cooper, J. Rink, and C.J. Foot, Phys. Rev. A**53**, 1702 (1996).
- [Lan64] L.D. Landau und E.M. Lifschitz, *Mechanik* (Akademie-Verlag, Berlin, 1964).
- [Lee96] H.J. Lee, C.S. Adams, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. Lett.**76**, 2658 (1996)
- [Let88] P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould und H.J. Metcalf, Phys.Rev.Lett. **61**, 169 (1988).
- [Let89] P. D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R. N. Watts, C.I. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1989).
- [Lin92] K. Lindquist, M. Stephens, and C. Wieman, Phys. Rev. A**46**, 4082 (1992).
- [Mar66] R. Marrus, D. McColm, and J. Yellin, Phys. Rev. **147**, 55 (1966).
- [Mil93] J.D. Miller, R.A. Cline, and D.J. Heinzen, Phys. Rev. A**47**, R4567 (1993).
- [Mon90] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett.**65**, 1571 (1990).
- [Nie96] M. Niering, Diplomarbeit, LMU (1996), unveröffentlicht.
- [Per98] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule, and C. Salomon, eingereicht bei Europhys. Lett.
- [Pet94] W. Petrich, M.H. Anderson, J.R. Ensher, and E.A. Cornell, J. Opt. Soc. Am B **11**, 1332 (1994)
- [Pets94] K.I. Petsas, A.B. Coates, and G. Grynberg, Phys. Rev. A**50**, 5173 (1994).
- [Raa87] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett.**59**, 2631 (1987).
- [Rad85] A. A. Radzig und B. M. Smirnov, *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*, Springer Series in Chemical Physics, Vol.31, Springer, Berlin (1985).

- [Ric95] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T.W. Hänsch, *Opt. Comm.* **117**, 541 (1995).
- [San93] FP-Report von F. Sander (1993), unveröffentlicht.
- [Sav97] T.A. Savard, K.M. O'Hara, and J.E. Thomas, *Phys. Rev. A* **56**, R1095 (1997).
- [Sch71] R.W. Schmieder, A. Lurio, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **3**, 1209 (1971).
- [Ses88] D. Sesko, C.G. Fan, and E.E. Wieman, *Opt.Lett.* **5**, 1225 (1988).
- [Ses89] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 961 (1989).
- [Sno89] D.W. Snoke and J.P. Wolfe, *Phys. Rev. B* **39**, 4030 (1989).
- [Sta98] D.M. Stamper-Kurn, M.R. Andrews, A.P. Chikkatur, S. Inouye, H.-J. Miesner, J. Stenger, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2027 (1998).
- [Tak95] T. Takekoshi, J.R. Yeh, R.J. Knize, *Opt Commun.* **114**, 421 (1995); Takekoshi und R.J. Knize, *Opt.Lett.* **21**, 77 (1996).
- [Vul98] V. Vuletic, T. Fischer, M. Praeger, T.W. Hänsch, and C. Zimmermann, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1634 (1998).
- [Wal90] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990).
- [Wal92] C.D. Wallace, T.P. Dinneen, K.-Y. N. Tan, T.T. Grove, and P.L. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 897 (1992).
- [Wei89] D.S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P.J. Ungar, and S. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2072 (1989).
- [Wei97] A. Weis in *Electron Theory and Quantum Electrodynamics: 100 Years later*, Edited by Dowling, Plenum Press, New York, 1997
- [Wei98] C.O. Weiss, PTB, persönliche Mitteilung.
- [Win92] D.J. Wineland, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 32 (1992).

Dank

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, all denen zu danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Hänsch für die vielen Möglichkeiten, die er mir geboten hat. Die damit verbundene Freiheit, die mir die Gestaltung der Arbeit und die Umsetzung von Ideen nach eigenen Vorstellungen ermöglichte, habe ich sehr geschätzt.

Den am Experiment beteiligten Kollegen möchte ich ganz herzlich danken:

Dr. Martin Weitz, der das Projekt initiiert hat, danke ich besonders für seine motivierende Unterstützung. Seine stets aktuellen Informationen über den internationalen Stand der Forschung sowie seine Ratschläge aus der Stanford-Trickkiste waren sehr anregend.

Dr. Jochen Walz danke ich ganz besonders für sein stetes Interesse an der Arbeit, das mit vielen anregenden und interessanten Diskussionen verbunden war, sowie für die vielen nützlichen und kompetenten Ratschläge und die tatkräftige Unterstützung, wenn sie nötig war.

Rainer Scheunemann danke ich ganz herzlich für die gute Zusammenarbeit im Labor, die mit sehr viel guter Laune und Spaß am Experimentieren verbunden war.

Ebenso danke ich Cosimo d'Andrea für die Mitarbeit in der Anfangsphase.

Den Kollegen in der Stadt, insbesondere Axel Görlitz, Dr. Vladan Vuletic, Frank Sander und Dr. Tilman Esslinger danke ich für viele hilfreiche und anregende Diskussionen.

Herrn Toni Scheich danke ich besonders für die Lösung zahlreicher elektronischer Probleme.

Ausdrücklich möchte ich *allen* Mitgliedern der Arbeitsgruppe Physikern, Technikern sowie Verwaltungsangestellten ganz herzlich für ihre stete Hilfsbereitschaft und die gute Atmosphäre danken.

