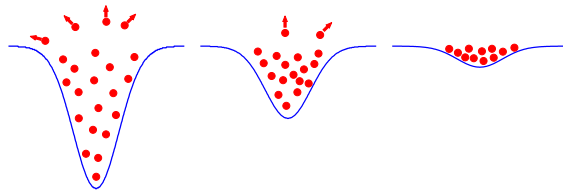
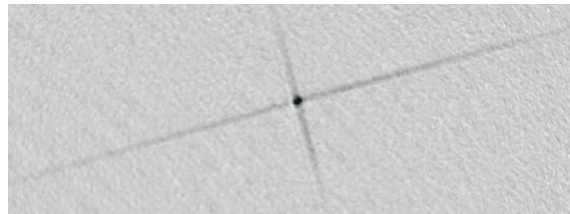


EVAPORATIVE KÜHLUNG IN OPTISCHEN DIPOLPOTENTIALEN



Von der Fakultät für Mathematik und Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Phys. Tobias Müther
geboren am 12. September 1973 in Jülich

2005

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. G. Birkel
Prof. Dr. U. Morgner

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. W. Ertmer
Prof. Dr. U. Morgner

Vorsitzender des Prüferkollegiums: Prof. Dr. M. Kock

Tag der Promotion: 8. Juli 2005

Zusammenfassung

Aufgrund der vielfältigen Manipulationsmöglichkeiten von atomaren Systemen mit Lichtfeldern ist die Präparation und Untersuchung von kalten Atomen und Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Potentialen ein interessantes und aktives Forschungsgebiet. In vielen Experimenten wird ein Bose-Einstein-Kondensat zunächst durch evaporative Kühlung in einer Magnetfalle erzeugt und dann in ein optisches Potential umgeladen. Häufig ist es aber wünschenswert, das Bose-Einstein-Kondensat direkt in einem optischen Potential zu erzeugen, so dass auf den Einsatz einer Magnetfalle komplett verzichtet werden kann. Dies ist die zentrale Motivation für die hier beschriebenen Experimente.

Mehreren Arbeitsgruppen ist es bereits gelungen, Quantenentartung durch evaporatives Kühlen in einer CO₂-Laser Dipolfalle zu erzeugen. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit Untersuchungen zur evaporativen Kühlung von ⁸⁷Rb-Atomen in einer Dipolfalle, die mit einem technisch wesentlich einfacher handhabbaren Scheibenlaser mit einer Wellenlänge von 1030 nm erzeugt wird. Aufgrund seiner Wellenlänge hat ein Laser dieser Art im Vergleich zu einem CO₂-Laser den Vorteil, dass für den optischen Aufbau der Dipolfalle optische Standardkomponenten benutzt werden können. Ausgangspunkt für diese Experimente stellte eine bereits für frühere Experimente verwendete Apparatur zur Erzeugung kalter Ensembles von ⁸⁵Rb dar. Da es aufgrund der attraktiven Wechselwirkung sehr schwierig ist, ein Bose-Einstein-Kondensat aus ⁸⁵Rb-Atomen zu erzeugen, wurde das Experiment für die Verwendung von ⁸⁷Rb umgebaut. Mit dem neuen Aufbau ist es nun möglich, bis zu 10⁹ ⁸⁷Rb-Atome in der magneto-optischen Falle zu fangen. Es wurde ein Dipollfallenaufbau realisiert, der es ermöglicht sowohl Einzelstrahldipolfallen als auch gekreuzte Dipolfallen zu erzeugen. Die Atome werden direkt aus einer magneto-optischen Falle in die Dipolfalle geladen. Da es für eine effiziente evaporative Kühlung essentiell ist mit einer hohen Anfangsteilchendichte zu starten, wurde das Ladeverhalten der Dipolfalle detailliert untersucht und optimiert. Es konnten bis zu 150.000 Atome in eine gekreuzte Dipolfalle geladen werden. Neben einer Optimierung des Umladeprozesses ist auch eine Optimierung der Fallengeometrie für die evaporative Kühlung notwendig. Daher wurden Dipolfallen mit verschiedenen Fokusgrößen des Dipolfallenstrahls untersucht und das atomare Ensemble in der Dipolfalle wurde durch Herunterrampen der Leistung des Fallenlasers evaporativ gekühlt. Die bisher besten Ergebnisse konnten in einer gekreuzten Dipolfalle mit einer Fokusgröße von etwa 40 μm erreicht werden. Ausgehend von einer Phasenraumdicke von etwa 2×10^{-4} und einer Temperatur von 60 μK konnten durch die evaporative Kühlung Temperaturen unterhalb von 200 nK bei einer Phasenraumdicke von etwa 0,2 erreicht werden. Die Teilchenzahl reduzierte sich dabei von etwa 60.000 auf etwa 3.500.

Abstract

Because of the many possibilities of manipulating atomic systems with light fields, the preparation and examination of cold atoms and Bose-Einstein condensates in optical potentials is an interesting and active field of research. In many experiments a Bose-Einstein condensate is produced by evaporative cooling in a magnetic trap and is subsequently loaded into an optical potential. For some purposes it is advantageous to produce the Bose-Einstein condensate directly in the optical potential, such that no magnetic trap is needed for the experiment. This is the incentive for the work presented in this thesis.

Several groups succeeded in reaching quantum degeneracy by evaporative cooling in a CO₂-laser dipole trap. This thesis examines evaporative cooling of ⁸⁷Rb-atoms in a dipole trap, which is produced by a disk laser with a wavelength of 1030 nm. This system is technically easier to handle than a CO₂-laser, because the wavelength of this laser allows to use standard optical components for the setup of the dipole trap. The work was performed at an experimental setup which was previously used to create cold ensembles of ⁸⁵Rb. Due to the attractive interaction, it is very hard to create a Bose-Einstein condensate of ⁸⁵Rb-atoms. Therefore, the setup was modified for the use of ⁸⁷Rb. In addition, the experiment was optimized to increase the number of particles, such that now up to 10⁹ ⁸⁷Rb-atoms can be trapped in the magneto optical trap. The setup of the dipole trap makes it possible to create both focused beam and crossed dipole traps.

The atoms are loaded directly from the magneto optical trap into the dipole trap. As it is essential for evaporative cooling to start with a high initial density of atoms, the loading process of the dipole trap was studied in detail and optimized. Up to 150,000 Atoms could be loaded into a crossed dipole trap. Apart from the optimization of the loading process, the geometry of the dipole trap has to be optimized for the evaporative cooling. Therefore, the atoms were loaded into dipole traps of different focus size and subsequently evaporatively cooled by ramping down the power of the trap laser. The best results could be achieved in a crossed dipole trap with a focus size of about 40 μm. Starting with a phase space density of 2×10^{-4} and a temperature of 60 μK, temperatures below 200 nK and a phase space density of about 0.2 could be reached. During the evaporation the particle number decreased from about 60,000 to 3,500.

Schlagworte: Dipolfalle, evaporative Kühlung, kalte Atome

Keywords: dipole trap, evaporative cooling, cold atoms

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Erzeugung kalter atomarer Ensembles	7
2.1	Atom-Licht Wechselwirkung 1: Die Spontankraft	7
2.1.1	Streurrate	8
2.1.2	Die Spontankraft	10
2.1.3	Laserkühlung in mehreren Raumrichtungen	11
2.1.4	Sub-Doppler-Kühlung	12
2.1.5	Funktionsweise einer MOT	14
2.2	Experimenteller Aufbau	16
2.2.1	Lasersysteme	16
2.2.2	Vakuumapparatur	21
3	Kalte Atome in optischen Dipolfallen	23
3.1	Atom-Licht Wechselwirkung 2: Die Dipolkraft	23
3.1.1	Potential und Streurrate	23
3.1.2	Mehrniveau-Atome	24
3.1.3	Dipolfallen	28
3.2	Experimenteller Aufbau	33
3.2.1	Dipolfallenlaser	33
3.2.2	Erzeugung der Dipolfalle	33
3.3	Charakterisierung einer Dipolfalle	34
3.3.1	Teilchenzahlbestimmung	34
3.3.2	Temperaturbestimmung	36
3.3.3	Fallentiefe	37
4	Effizientes Umladen und Verlustprozesse	41
4.1	Prozesse beim Laden einer Dipolfalle	42
4.2	Verluste aus der Dipolfalle	43
4.3	Dynamik des Ladeprozesses	47
4.3.1	Dauer der Ladephase	48
4.3.2	Kühl laser	51
4.3.3	Rückpump laser	53
4.3.4	Zusammenfassung	53

5	Evaporative Kühlung	55
5.1	Phasenraumdicke und Bose-Einstein-Kondensation	56
5.2	Mechanismus der Verdampfungskühlung	58
5.2.1	Verschiedene Evaporationstechniken	60
5.2.2	Verdampfungskühlung durch Herunterfahren des Potentials . .	61
5.3	Simulationen zur Verdampfungskühlung	63
5.3.1	Funktionsweise des Simulationsprogramms	64
5.3.2	Anpassung des Programms für Dipolfallen	65
5.3.3	Simulationsergebnisse	68
5.4	Experimentelle Ergebnisse	75
6	Mikrooptische Potentiale	79
6.1	Mikrostrukturierte optische Elemente in der Atomoptik	80
6.1.1	Interferometerstrukturen für geführte Atome	80
6.1.2	Optischer Speicherring für kalte Atome	82
6.1.3	Vielfachrealisierung von Dipolfallen	83
6.2	Bragg-Spiegel für kalte Atome	84
7	Ausblick	87
A	Anhang	91
A.1	Dipolfallenparameter für ^{87}Rb	91
A.2	Eigenschaften von ^{87}Rb	95
A.3	Verzeichnis der Messungen	97
A.4	Verzeichnis der verwendeten Symbole	98

1 Einleitung

Viele physikalische Effekte können nur bei niedrigen Temperaturen beobachtet werden, da sie sonst von thermischen Effekten überdeckt werden. Andere Phänomene, wie beispielsweise Phasenübergänge, treten häufig grundsätzlich erst bei niedrigen Temperaturen auf. Daher hat die Möglichkeit sehr niedrige Temperaturen zu erzeugen in den vergangenen hundert Jahren dazu beigetragen, neue physikalische Phänomene zu entdecken und die Grundlagen der Physik besser zu verstehen. Eine Vielzahl von Nobelpreisen der letzten 20 Jahren in verschiedenen Gebieten der Physik ging an Forscher, die sich mit dem Verhalten von Materie bei sehr niedrigen Temperaturen beschäftigten. Beispiele dafür sind die Beobachtung des Quanten-Hall-Effekts (von Klitzing, Nobelpreis 1985), die Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleitung (Bednorz und Müller, Nobelpreis 1987) und die Beobachtung der Superfluidität von ^3He (Lee, Osheroff und Richardson, Nobelpreis 1996).

Zur Erzeugung niedriger Temperaturen in Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen haben sich im Laufe der Zeit verschiedene Methoden entwickelt. Als Begründer der modernen Tieftemperaturphysik gilt Heike Kamerlingh Onnes, dem 1908 erstmals die Verflüssigung von Helium gelang. Drei Jahre später entdeckte er, indem er Quecksilber auf eine Temperatur unterhalb von 4 K abkühlte, die Supraleitung, wofür er 1913 den Nobelpreis erhielt. Heutzutage werden viele Experimente der Physik der kondensierten Materie in so genannten Kryostaten durchgeführt. In einem modernen Entmischungskryostaten können minimale Temperaturen von deutlich unter 50 mK erreicht werden.

Niedrige Temperaturen sind jedoch nicht nur für Fragestellungen der Physik der kondensierten Materie interessant. Auch Gase können bei niedrigen Temperaturen ein interessantes Verhalten aufweisen. Das Problem dabei ist allerdings, dass atomare Gase bei Atmosphärendruck beim Abkühlen in der Regel aufgrund von Drei-Körper-Stößen Moleküle bilden oder flüssig werden. Eine Ausnahme bildet spinpolarisierter atomarer Wasserstoff, der auch am absoluten Temperaturnullpunkt gasförmig bleibt. Spinpolarisierter Wasserstoff konnte auf Temperaturen unterhalb von 1 K abgekühlt [1] und magnetisch gefangen werden [2].

Eine zweite, heutzutage wesentlich verbreitetere Methode, kalte Gase zu erzeugen, ist die Verwendung von verdünnten Gasen. Dadurch, dass die Dichte der Gase um einen Faktor von etwa einer Million geringer ist als bei Atmosphärendruck, ist die Wahrscheinlichkeit von Drei-Körper-Stößen so sehr vermindert, dass die Molekülbildung stark reduziert ist. Die Abkühlung kann dabei prinzipiell ebenfalls in einem Kryostaten erfolgen [3]. In den meisten Fällen werden die Atome mit den Methoden der Laserkühlung gekühlt. Die in den achtziger Jahren des letzten Jahrhunderts entwickelte Technik der Laserkühlung ermöglicht es, atomare Ensembles

auf Temperaturen im Bereich von Mikrokelvin abzukühlen. Es stehen Verfahren zum Abbremsen von Atomstrahlen (Chirp- und Zeeman-Methode [4, 5]), zum Fangen von Atomen (magneto-optische Falle (MOT) [6]) und zum Kühlen der atomaren Ensembles (Dopplerkühlung [7] und Polarisationsgradientenkühlung [8]) zur Verfügung. Für ihre Beiträge zur Entwicklung und zum Verständnis der Laserkühlung erhielten William D. Phillips, Steven Chu und Claude Cohen-Tannoudji 1997 den Nobelpreis.

Ein Großteil der Laserkühlexperimente wird mit Alkaliatomen durchgeführt, da sie für die Laserkühlung geeignete optische Übergänge aufweisen, die mit konventionellen Farbstoff-, Titan-Saphir- oder Diodenlasersystemen erreichbar sind. Es gibt allerdings inzwischen auch eine große Anzahl von Experimenten mit Erdalkaliatomen [9, 10] und Edelgasen [11, 12]. Auch Elemente, die nicht zu den Hauptgruppen gehören, wie Chrom [13] und Ytterbium [14] konnten bereits lasergekühlt und in einer MOT gefangen werden.

Durch die Entwicklung der Laserkühlung, die Möglichkeit Atome zu fangen und die daraus resultierende Kontrolle der internen und externen Freiheitsgrade konnten insbesondere in der Metrologie eine Vielzahl von neuartigen Präzisionsexperimenten durchgeführt werden. So kann mit einem Atominterferometer die Erdbeschleunigung g mit einer sehr hohen relativen Genauigkeit gemessen werden [15]. Auch die Rotationsgeschwindigkeit der Erde kann über den Sagnac-Effekt mit einem Atominterferometer sehr genau bestimmt werden [16]. Außerdem kann ein Atominterferometer in der Zeitdomäne eine hochgenaue Atomuhr sein [17, 18]. Inzwischen sind diese Experimente bereits soweit ausgereift, dass man Atominterferometer für Präzisionsmessungen im Weltraum entwickelt [19].

Eine neue Entwicklung im Bereich der Atominterferometrie ist die Verwendung von Interferometern mit gefangenen oder geführten Atomen [20]. Unter anderem durch den Einsatz von mikrostrukturierten magnetischen oder optischen Elementen erhofft man sich, sehr kompakte und stabile Interferometer mit einer großen eingeschlossenen Fläche realisieren zu können, bei denen die Atome in einem Potential geführt werden. Erste Experimente dazu wurden in der Gruppe von Schmiedmayer durchgeführt [21]. In unserer Gruppe konnte eine geschlossene Leiterstruktur für Atome mit Hilfe von mikro-optischen Zylinderlinsen realisiert werden [22]. Das erste Atominterferometer mit geführten Atomen auf einem Mikrochip konnte am JILA in Form eines Michelson-Interferometers realisiert werden [23].

Die Laserkühlung ermöglicht aber nicht nur eine Verbesserung von Präzisionsexperimenten. Aufgrund der niedrigen erreichbaren Temperaturen bei gleichzeitig sehr geringer interatomarer Wechselwirkung, ist es mit kalten neutralen Atomen möglich, Phasenübergänge zu untersuchen, die mit anderen Systemen nicht in dieser Reinheit beobachtet werden können. Der wichtigste dieser Phasenübergänge ist die Bose-Einstein-Kondensation. Ein Bose-Einstein-Kondensat entsteht, wenn in einem Bose-Gas die thermische de-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} größer als der mittlere Abstand der Atome wird. Es bildet sich dann eine makroskopische Wellenfunktion über das gesamte Ensemble aus. Bereits seit Ende der siebziger Jahre des zwanzigsten Jahrhunderts wurde versucht, ein Bose-Einstein-Kondensat mit spinpolarisiertem Wasserstoff zu realisieren.

Durch die Entwicklung der Laserkühlung ergab sich ein neuer Ansatz, Quantenentartung für Bosonen zu erreichen. Der erste experimentelle Nachweis eines Bose-Einstein-Kondensates (BEC) in einem verdünnten Gas gelang 1995 in drei Gruppen nahezu zeitgleich [24–26]. Carl Wieman, Eric Cornell und Wolfgang Ketterle erhielten dafür 2001 den Nobelpreis. In diesen Experimenten, wie auch in einer Vielzahl von weiteren Experimenten, wurde die zur Bose-Einstein-Kondensation erforderliche Phasenraumdichte durch Umladen der Atome aus einer MOT in eine Magnetfalle und anschließendes evaporatives Kühlen in der Magnetfalle erreicht. Schließlich konnte 1998 auch das erste Bose-Einstein-Kondensat mit spinpolarisiertem Wasserstoff erzeugt werden [27].

Neben der Untersuchung des Phasenübergangs an sich, stellen Bose-Einstein-Kondensate inzwischen auch den Ausgangspunkt für viele weiterführende Experimente dar. So ist es gelungen, durch Auskopplung von Atomen aus einem Bose-Einstein-Kondensat kohärente Materiewellen zu extrahieren [28,29]. Darüber hinaus ist es möglich, mit evaporativ gekühlten bosonische Atomwolken fermionische Atome durch Stöße sympathetisch zu kühlen, so dass inzwischen auch quantenentartete atomare Fermigase [30] und Bose-Einstein-Kondensate aus Fermionenpaaren [31] in einem atomaren Fermigas beobachtet werden konnten. Durch Umladen eines Bose-Einstein-Kondensates in ein optisches Gitter ist es gelungen, weitere Phasenübergänge, wie den Mott-Isolator-Übergang [32] und den Übergang zum Tonks-Gas [33] zu realisieren.

Es ist inzwischen in vielen Laboren möglich, durch evaporatives Kühlen in einer Magnetfalle Bose-Einstein-Kondensate zu erzeugen. Dabei werden neben makroskopischen Magnetfallen heute häufig auch lithographisch hergestellte, miniaturisierte Magnetfallen verwendet [34,35]. Für einige weiterführende Experimente hat die Magnetfalle allerdings zwei wesentliche Nachteile. Einerseits können in einer Magnetfalle nicht alle Spinzustände gefangen werden, andererseits eignet sich eine Magnetfalle nicht dazu, das Verhalten der Atome in homogenen Magnetfeldern zu untersuchen, wie dies zum Beispiel für die Untersuchung von Feshbach-Resonanzen erforderlich ist. Deswegen werden in solchen Experimenten die Atome nach der Erzeugung des Bose-Einstein-Kondensates in eine optische Dipolfalle geladen.

Schon seit langem gab es daher Versuche, Bose-Einstein-Kondensate direkt durch evaporative Kühlung in der Dipolfalle zu erzeugen. Erste Experimente dazu wurden bereits 1995 mit ^{87}Rb in einer gekreuzten Nd:YAG-Dipolfalle durchgeführt [36]. Allerdings war es damals noch nicht möglich, eine ausreichende Anzahl von Teilchen in die Dipolfalle zu laden um effizient zu evaporieren, so dass nur eine Endtemperatur von $4\ \mu\text{K}$ erreicht werden konnte. Ähnliche Experimente wurden später mit Cs durchgeführt [37].

Der entscheidende Punkt zur ersten experimentellen Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensates mit rein optischen Methoden („all-optical BEC“) war eine Verbesserung des Ladeprozesses von der magneto-optischen Falle in die Dipolfalle. Im Jahre 2001 wurde das erste „all optical BEC“ mit ^{87}Rb -Atomen in einer gekreuzten CO_2 -Dipolfalle realisiert [38]. Weitere Bose-Einstein-Kondensate konnten in verschiedenen optischen Dipolfallentypen erzeugt werden. Ein Cäsium-BEC

wurde in einer Kombination aus einer gekreuzten CO_2 -Dipolfalle und einer YAG-Laser-Einzelstrahlfalle (1064 nm) erzeugt [39]. In einer gekreuzten Dipolfalle aus einem frequenzverdoppelten YAG-Laser (532 nm) konnte ein Yb-BEC hergestellt werden [40]. Inzwischen ist es ebenfalls gelungen, ein ^{87}Rb -BEC in einer CO_2 -Laser-Einzelstrahlfalle zu erzeugen [41]. In einer zweidimensionalen optischen Oberflächenfalle konnte ein weiteres Cs-BEC realisiert werden.

In der Gruppe von Weiss gelang es erstmals auch durch evaporative Kühlung in einer technisch einfacher handhabbaren Nd:YAG-Dipolfalle ein ^{87}Rb -BEC zu erzeugen [42]. Um die Evaporation mit einer möglichst großen Anfangsphasenraum-dichte in der Dipolfalle beginnen zu können wurden die Atome zunächst in einem optischen Gitter gekühlt und dann in eine sehr flache gekreuzte Dipolfalle geladen. Zur Erhöhung der Stoßrate in der Dipolfalle wurde über eine bewegliche Linse das Fallenvolumen reduziert.

Allen diesen Methoden ist gemeinsam, dass sie, entweder aufgrund des Ladeprozesses in die Dipolfalle oder aufgrund der verwendeten Lasertechnologie experimentell relativ aufwändig sind. Ziel unserer Arbeit war es daher, eine Methode zu finden, zunächst durch direktes Umladen der Atome aus der MOT eine hohe Phasenraum-dichte in einer Dipolfalle bei 1030 nm zu erzeugen, so dass eine effiziente evaporative Kühlung in der Falle möglich ist. Gerade in Anbetracht der Entwicklung im Bereich der Festkörper- und Faserlaser im Wellenlängenbereich von etwa 1 μm stellt diese Methode eine attraktive Alternative zur Erzeugung eines kalten Quantengases in einer Magnetfalle dar.

Die Arbeit entstand im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 407 „Quantenlimitierte Messprozesse mit Atomen, Molekülen und Photonen“. Intention des Projektes „Kohärente Atomoptik mit integrierten Speicherfeldern“ ist es, mikrooptische Systeme für die Erzeugung und Manipulation von Bose-Einstein-Kondensaten nutzbar zu machen. Ein Kernpunkt ist dabei die Entwicklung neuartiger Methoden zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten in mikrooptisch erzeugten Fallengeometrien. Dieser Ansatz bietet eine relativ große Freiheit im Design der Fallenpotentiale. Gleichzeitig erlaubt die Verwendung von Bose-Einstein-Kondensaten in miniaturisierten optischen Potentialen ein erweitertes Studium des Kohärenzverhaltens von atomaren Materiewellen in integrierten atomoptischen Systemen.

Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 wird zunächst ein kurzer theoretischer Überblick über die Methoden der Laserkühlung gegeben. Darüber hinaus wird der experimentelle Aufbau, bestehend aus den Lasersystemen und der Vakuumkammer, beschrieben.

Kapitel 3 behandelt die theoretische Herleitung der Dipolkraft. Darauf aufbauend werden verschiedene Fallengeometrien diskutiert. Schließlich werden die experimentelle Realisierung der Dipolfalle und Messungen zur Charakterisierung der Dipolfalle vorgestellt.

Für eine effiziente evaporative Kühlung ist es nötig, viele Atome in der Dipolfalle zu fangen. In Kapitel 4 wird erläutert, welche Verlustprozesse in einer Dipolfalle auftreten und wie der Ladeprozess optimiert werden kann. Um dies zu verdeutlichen werden Messungen des Ladeverhaltens in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern dargestellt.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit der evaporativen Kühlung. Zunächst wird das Prinzip der evaporativen Kühlung erläutert. Dann wird ein Simulationsprogramm zur Optimierung von Evaporationsrampen vorgestellt. Am Ende folgt eine Darstellung der experimentellen Ergebnisse zur Verdampfungskühlung sowie ein Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Daten.

Während sich die Kapitel 3 bis 5 mit geometrisch relativ einfachen Einzelstrahlfallen oder gekreuzten Dipolfallen beschäftigen, werden in Kapitel 6 komplexere Fallengeometrien vorgestellt. Im ersten Teil des Kapitels werden experimentelle Messungen zu verschiedenen Dipolfallengeometrien kurz erläutert und deren Einsatzmöglichkeit diskutiert. Im zweiten Teil werden theoretische Überlegungen zur Quantenreflexion an einem optischen Gitter dargestellt. Überlegungen, dieses System näher zu untersuchen, haben sich aufgrund von Diskussionen mit Helge Kreutzmann und Anna Sanpera ergeben. Eine ausführlichere Beschreibung der numerischen Simulationen dazu findet man in [43].

2 Erzeugung kalter atomarer Ensembles

Als Ausgangspunkt der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente dient ein Ensemble kalter, gefangener ^{87}Rb -Atome. Dieses wird durch Laserkühlung in einer magneto-optischen Falle erzeugt. Das für die Laserkühlung benötigte schmalbandige Laserlicht wird durch gitterstabilisierte Diodenlaser bereitgestellt. Um Stöße mit dem Hintergrundgas zu vermeiden werden alle Experimente im Ultrahochvakuum durchgeführt. Im Folgenden werden die verwendeten Kühlmethoden (Chirpkühlung, magneto-optische Falle und Melassenkühlung) erläutert und die Implementierung dieser Kühlmethoden im Experiment sowie der Aufbau des Experiments dargestellt.

In Abschnitt 2.1 wird eine kurze Einführung in die Physik der Laserkühlung gegeben. Zunächst wird erklärt, wie es möglich ist, mit Hilfe von Licht Impuls auf Atome zu übertragen. Im Anschluss daran wird dargestellt, wie man diesen Impulsübertrag dazu nutzen kann, Atome zu kühlen und zu fangen. Eine ausführlichere Beschreibung dazu findet sich in [44]. In Abschnitt 2.2 wird der im Rahmen dieser Doktorarbeit verwendete Aufbau zum Fangen und Kühlen von Atomen beschrieben.

2.1 Atom-Licht Wechselwirkung 1: Die Spontankraft

Mit der erstmals von Schawlow und Hänsch [7] vorgeschlagenen Methode der Laserkühlung ist es möglich, mit Hilfe von Laserlicht Atome zu kühlen. Dabei macht man sich den Impuls des Lichts einerseits sowie die innere Struktur der Atome in Form von Energieniveaus andererseits zu Nutze. Durch geschickte Kombination von Lichtfeldern und Magnetfeldern ist es möglich, dissipative Atomfallen zu erzeugen, in denen die Atome gekühlt werden.

Die Laserkühlung kann man anschaulich verstehen, wenn man sich vorstellt, dass ein Lichtfeld aus Lichtquanten (Photonen) besteht. In einer quantenmechanischen Beschreibung kann man diesen einzelnen Lichtquanten nicht nur eine von der Wellenlänge des Lichts abhängige Energie $E = \hbar\omega = hc/\lambda$ zuordnen, sondern auch einen Impuls

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad (2.1)$$

wobei \vec{k} der Wellenzahlvektor mit dem Betrag $|\vec{k}|$ ist. Der Impuls des Photons zeigt also in die Ausbreitungsrichtung des Lichts. Hat man nun einen gerichteten Photonenstrom, wie z. B. bei einem Laserstrahl, so kann man mit diesem eine gerichtete Kraft auf Atome ausüben.

2.1.1 Streurate

Ein Atom in einem Strahlungsfeld kann aus diesem Feld Photonen aufnehmen und in einen höheren energetischen Zustand angeregt werden. Nach einiger Zeit wird das Atom, abhängig von der Lebensdauer des angeregten Zustandes, diese Energie in Form von Photonen wieder abgeben. Nach einigen Zyklen wird sich ein Gleichgewicht zwischen Absorptions- und Emissionsrate einstellen. Diese Rate hängt von der Intensität und der Verstimmung des Strahlungsfeldes gegenüber dem angeregten atomaren Übergang sowie von der Lebensdauer des angeregten Zustandes ab. Man bezeichnet sie als Streurate.

Um diese auszurechnen, benutzen wir ein einfaches Modell, welches das Atom als einen Oszillator in einem klassischen Strahlungsfeld betrachtet. Befindet sich ein Atom in einem Lichtfeld mit der Kreisfrequenz ω , so induziert das elektrische Feld \mathbf{E} ein Dipolmoment \mathbf{p} . Dieses oszilliert ebenfalls mit ω . Es ergibt sich somit in komplexer Schreibweise:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}\tilde{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + c.c. \quad \text{und} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}\tilde{p}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + c.c. \quad (2.3)$$

mit dem Einheitsvektor der Polarisation $\hat{\mathbf{e}}$. Die Amplitude des Dipolmomentes \tilde{p} und die Amplitude des elektrischen Feldes \tilde{E} hängen wie folgt zusammen:

$$\tilde{p} = \alpha\tilde{E}. \quad (2.4)$$

Dabei ist α die komplexe Polarisierbarkeit, die von der Erregerfrequenz ω abhängt. Die Leistung, die ein Oszillator aus einem Erregerfeld absorbiert und als Dipolstrahlung wieder emittiert, ist gegeben durch

$$P_{\text{abs}} = \langle \dot{\mathbf{p}} \mathbf{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\mathbf{r}). \quad (2.5)$$

Die Klammern bedeuten dabei, dass über die schnell oszillierenden Terme gemittelt wird. Für die Intensität I gilt: $I = 2\epsilon_0 c |\tilde{E}|^2$. Will man nun die Streurate berechnen, so muss man das Licht als einen Strom aus Photonen mit der Energie $\hbar\omega$ betrachten. Diese werden absorbiert und wieder spontan emittiert. Die Streurate Γ_{sc} erhält man aus der absorbierten Leistung und der Energie pro Photon:

$$\Gamma_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = \frac{P_{\text{abs}}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\mathbf{r}). \quad (2.6)$$

Die bisher hergeleiteten Ausdrücke gelten für beliebige polarisierbare neutrale Teilchen in einem oszillierenden Feld. Um nun α für ein Atom im Lichtfeld zu berechnen, kann man das Atom zunächst im Lorentz-Modell für einen klassischen Oszillator betrachten. Dabei nimmt man an, dass das Atom aus einem Atomrumpf besteht, an den ein Elektron mit der Ladung $-e$ und der Masse m_e elastisch gebunden ist. Das System habe eine Eigenfrequenz von ω_0 . Gleichzeitig werde die Schwingung durch

die Abstrahlung von Energie gedämpft. Dieses Problem wird in den meisten Einföhrungsbüchern in die Elektrodynamik behandelt (siehe z. B. [45]) und soll daher hier nicht weiter erläutert werden. Für α ergibt sich folgendes Ergebnis:

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e \omega_0^2} \frac{1}{-\omega^2 - i\omega\Gamma}. \quad (2.7)$$

Für die resonante Dämpfungsrare Γ darf hier allerdings nicht der klassische Wert verwendet werden, sondern es muss die quantenmechanische spontane Zerfallsrate des angeregten Zustandes genommen werden, die sich aus dem Dipolmatrixelement zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand berechnen lässt:

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e|\mu|g\rangle|^2. \quad (2.8)$$

Befindet man sich deutlich unterhalb der Sättigung, d.h. die Besetzung des angeregten Zustandes ist zu vernachlässigen, so kann man Γ_{sc} wie folgt schreiben:

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}\right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (2.9)$$

Dieser Ausdruck gilt für beliebige Erregerfrequenzen ω . Er besteht aus zwei Beiträgen: Neben dem Term, der die eigentlichen Resonanz bei $\omega = \omega_0$ beschreibt, gibt es noch einen zweiten Term, der eine Resonanz bei $\omega = -\omega_0$ aufweist. Dieser Term wird im Englischen als „counter rotating term“ bezeichnet. Da jedoch im Fall der Laserkühlung für die Verstimmung $\Delta = \omega_0 - \omega$ immer $|\Delta| \ll \omega_0$ gilt, kann dieser Term vernachlässigt werden („rotating wave approximation“). Es gilt dann:

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\mathbf{r}) \sim \frac{I}{\Delta^2}. \quad (2.10)$$

Die Streurare hängt also für jede atomare Spezies nur von der Intensität und der Verstimmung des eingestrahnten Lichtes ab. In vielen Fällen ist es sinnvoll, die atomaren Konstanten, die Laserintensität und die Laserverstimmung im so genannten Sättigungsparameter s zusammenzufassen:

$$s = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_R^2(\mathbf{r})}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2} \right) = \frac{s_0}{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}, \quad (2.11)$$

mit der Rabi-Frequenz $\Omega_R(\mathbf{r}) = \frac{-e\tilde{E}(\mathbf{r})}{\hbar} \langle e|r|g\rangle$ und dem Sättigungsparameter bei $\Delta = 0$:

$$s_0 = 2\Omega_R^2/\Gamma^2 = I/I_0. \quad (2.12)$$

Dabei ist I_0 die Sättigungsintensität

$$I_0 = \frac{\pi\hbar c\Gamma}{3\lambda^3}, \quad (2.13)$$

wobei λ die Wellenlänge des atomaren Übergangs ist. Der Parameter s_0 bezeichnet also das Verhältnis aus der eingestrahnten Intensität und der Sättigungsintensität des atomaren Übergangs. Mit ihm lässt sich Γ_{sc} auch folgendermaßen darstellen:

$$\Gamma_{\text{sc}} = \Gamma \frac{s}{2(1+s)} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0 + (2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (2.14)$$

2.1.2 Die Spontankraft

Bei den im vorigen Abschnitt beschriebenen Absorptions- und Emissionsprozessen muss Impulserhaltung gelten. Das bedeutet, dass sich der Impuls des Atoms bei der Absorption eines Photons um $\hbar\mathbf{k}$ ändert. Die Kraft, die ein Atom in einem Lichtfeld erfährt, lässt sich somit aus der Streurrate und dem pro Photon übertragenen Impuls berechnen:

$$\mathbf{F} = \hbar\mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1+s_0 + (2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (2.15)$$

Diese Kraft kann zum Abbremsen und Kühlen von Atomen genutzt werden. Man kann z. B. im einfachsten Fall einen Laserstrahl einem Atomstrahl entgegengerichtet einstrahlen (siehe auch Abschnitt 2.2.1). Die Atome werden dann Photonen absorbieren und wieder spontan emittieren. Dabei findet sowohl bei der Absorption als auch bei der Emission ein Impulsübertrag statt. Während der Impulsübertrag bei der Absorption gerichtet ist, ist der Impulsübertrag bei der spontanen Emission im Mittel über alle Raumrichtungen verteilt, so dass effektiv immer ein Impulsübertrag in Richtung des Laserstrahls stattfindet. Dadurch wird der Atomstrahl abgebremst. Das Problem bei dieser Methode ist, dass die Dopplerverbreiterung durch die Temperatur des Atomstrahls in der Regel wesentlich breiter als die Linienbreite des verwendeten Lasers ist, so dass immer nur eine Geschwindigkeitsklasse abgebremst werden kann. Außerdem soll die Geschwindigkeit der Atome reduziert werden; die abgebremsten Atome sind also irgendwann nicht mehr in Resonanz mit dem eingestrahnten Abbremslaser. Ihre Geschwindigkeit kann also nicht mehr weiter vermindert werden.

Um dies zu verhindern, kann man z. B. die Frequenz des Lasers periodisch durchstimmen, so dass alle Geschwindigkeitsklassen in Resonanz mit dem Abbremsstrahl kommen können [4]. Dabei ist die Laserfrequenz zunächst weit rotverschoben gegenüber der atomaren Resonanz. Da durch die Verlangsamung der Atome die Dopplerverschiebung immer weiter abnimmt, wird die Laserfrequenz nun entsprechend erhöht, so dass die Atome weiterhin in Resonanz bleiben. Sind die Atome nun nahezu in Ruhe, so wird der Laser wieder auf die Ausgangsfrequenz gebracht und der Abbremsprozess beginnt von neuem. Aufgrund dieses periodischen Abbremsprozesses kommen die kalten Atome in Pulsen an. Weil die Frequenz des Lasers periodisch durchgestimmt wird, nennt man diese Methode zum Abbremsen von kalten Atomen Chirp-Abbremsung (von engl. „chirp“: zwitschern). Alternativ dazu werden in vielen Experimenten auch so genannt Zeeman-Abbremsler zur Verlangsamung von

Atomstrahlen benutzt. Hierbei wird nicht die Frequenz des Lasers durchgestimmt, sondern es wird ein räumlich inhomogenes Magnetfeld angelegt. Dieses verschiebt aufgrund des Zeeman-Effekts die Frequenz des atomaren Übergangs und sorgt dafür, dass Atome und Laser in Resonanz bleiben und somit die Atome beim Durchflug immer weiter abgebremst werden [5, 46].

2.1.3 Laserkühlung in mehreren Raumrichtungen

Im vorigen Kapitel wurde dargestellt, wie ein gerichteter Atomstrahl durch einen entgegenlaufenden Laserstrahl abgebremst werden kann. Im Folgenden soll nun gezeigt werden, wie es möglich ist, mit mehreren Laserstrahlen Atome abzukühlen, die sich in beliebige Richtungen bewegen. Wird ein Atom aus zwei entgegengesetzten Richtungen mit Laserlicht bestrahlt, welches rotverschoben gegenüber der atomaren Resonanz ist, so kann es aus beiden Strahlen Licht absorbieren. Bewegt sich das Atom jedoch mit der Geschwindigkeit v , so erscheint dem Atom das ihm entgegenkommende Licht aufgrund des Dopplereffektes nahresonanter. Die Verstimmung Δ reduziert sich zu $\Delta - \vec{v} \cdot \vec{k}$. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon aus diesem Strahl absorbiert wird und somit ein Impulsübertrag entgegengesetzt zur Geschwindigkeit des Atoms stattfindet. Für die Kraft ergibt sich dann aus Gleichung 2.15

$$\mathbf{F} = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2(\Delta - \vec{v} \cdot \vec{k})/\Gamma)^2}. \quad (2.16)$$

Diese Methode Atome zu kühlen nennt man Doppler-Kühlung. Durch Einstrahlen von Licht aus allen sechs Raumrichtungen kann man diese Methode leicht auf alle drei Dimensionen erweitern. Nahe bei $v=0$ kann man diesen Term durch den linearen Term einer Taylor-Entwicklung ersetzen und erhält

$$\mathbf{F} = -\delta \mathbf{v} \quad (2.17)$$

mit

$$\delta = -4\hbar k^2 s_0 \frac{2\Delta/\Gamma}{[4\Delta^2/\Gamma^2 + (1 + 2s_0)]^2}. \quad (2.18)$$

Diese linear von der Geschwindigkeit abhängige Kraft erinnert an den Fall der viskosen Dämpfung in der Mechanik. Daher bezeichnet man diese Anordnung aus gegenläufigen, rotverstimmtten Laserstrahlen auch als *Optische Melasse* oder auf Englisch als „optical molasses“ (molasses: Sirup). Durch die Dämpfung der Bewegung der Atome wird das atomare Ensemble abgekühlt. Da in dem Kühlungsprozess Photonen involviert sind, die auch bei der spontanen Emission einen Impuls auf das Atom übertragen, kann man mit diesem Verfahren keine beliebig tiefen Temperaturen erreichen. Die minimale durch Dopplerkühlung erreichbare Temperatur ergibt sich in einem Zwei-Niveau-System, wenn die Kühlrate durch die Dopplerkühlung und die Heizrate durch statistisch emittierte Photonen im Gleichgewicht sind. Man kann zeigen, dass die niedrigsten Temperaturen für eine Laserverstimmung von $\Delta = -\Gamma/2$,

also eine halbe Linienbreite rotverstimmt gegenüber der atomaren Resonanz, erreicht werden können. Für Laserintensitäten deutlich unter der Sättigungsintensität ergibt sich die minimal erreichbare Temperatur für dieses Kühlverfahren

$$k_B T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar\Gamma}{2}. \quad (2.19)$$

Diese Temperatur wird Dopplerlimit genannt. Sie beträgt für ^{87}Rb 146 μK .

2.1.4 Sub-Doppler-Kühlung

Bereits kurze Zeit nachdem es den ersten Gruppen experimentell möglich war, Atome mit Hilfe der Laserkühlung zu kühlen, stellte sich überraschenderweise heraus, dass die beobachteten Temperaturen zum Teil deutlich unterhalb der berechneten Dopplertemperatur lagen [47]. Diese Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie konnte wenig später von Dalibard und Cohen-Tannoudji erklärt werden [8]. Danach liegt ein weiterer Kühlmechanismus vor, der darauf beruht, dass die Atome keine reinen Zwei-Niveau-Systeme sind. Es müssen zusätzlich die magnetischen Unterzustände berücksichtigt werden. Die Kühlung geschieht dann durch ortsabhängige Stark-Verschiebungen in einer Stehwelle und durch Umpumpen der Atome in die jeweils energetisch tieferliegenden Zustände.

Um dieses Kühlverfahren zu erklären, wird im Folgenden ein Atom betrachtet, welches sich in einem Lichtfeld aus zwei entgegengesetzt laufenden und senkrecht zueinander linear polarisierten Laserstrahlen gleicher Frequenz und Intensität (lin \perp lin-Konfiguration) bewegt. Zusätzlich soll der Einfachheit halber angenommen werden, dass es sich bei dem Kühlübergang um einen $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ -Übergang handelt. In der lin \perp lin-Konfiguration erhält man ein Stehwellenfeld konstanter Intensität. Zerlegt man dieses Feld in σ^+ - und σ^- -Polarisation, so erhält man zwei stehende Wellen zirkularer Polarisation, deren Knoten jeweils um ein Viertel der Lichtwellenlänge gegeneinander verschoben sind. Dieses zirkular polarisierte Licht wirkt sich unterschiedlich auf die magnetischen Unterzustände aus (siehe Abbildung 2.1). Die atomaren Zustände erfahren, abhängig von der Polarisation, der Stärke des Lichtfeldes und dem magnetischen Unterzustand, eine Verschiebung aufgrund des dynamischen Stark-Effektes (siehe Kapitel 3.1). Außerdem werden die Atome im Bereich reiner σ^+ -Polarisation in den $m_g = +1/2$ Unterzustand des Grundzustandes gepumpt, während die Atome im Bereich reiner σ^- -Polarisation in den $m_g = -1/2$ Unterzustand gepumpt werden.

Die Kombination dieser beiden Effekte bewirkt den Kühlprozess. Aufgrund der dynamischen Stark-Verschiebung in der Stehwelle ergibt sich für jeden magnetischen Unterzustand ein periodisches Potential, welches an den Orten rein zirkularer Polarisation in Abhängigkeit von der magnetischen Quantenzahl ein Minimum oder Maximum hat. Gleichzeitig führt die Polarisation des Lichtfeldes dazu, dass die Atome immer in den gerade energetisch tiefer liegenden Zustand gepumpt werden. Betrachtet man ein Atom mit einer Geschwindigkeit v in Strahlrichtung an einem Ort, an dem das Licht σ^+ -polarisiert ist, so wird dies in den energetisch nach unten

verschobenen Zustand $m_g = +1/2$ gepumpt. Bewegt sich das Atom weiter, steigt die potentielle Energie des Atoms im Laserfeld an, da die Stark-Verschiebung aufgrund der sich ändernden Polarisation kleiner wird. Gleichzeitig nimmt die kinetische Energie des Atoms ab. Nach einer Entfernung von $\lambda/4$ kommt das Atom an einen Ort, an dem das Lichtfeld σ^- polarisiert ist. Es wird dann in den Zustand $m_g = -1/2$ gepumpt, der nun energetisch tiefer liegt. Nun ist das Atom wieder an einem Ort minimaler potentieller Energie. Allerdings ist die kinetische Energie kleiner als am Anfang, da sie beim Anstieg des Potentialberges in potentielle umgewandelt wurde. Dieser Prozess kann sich beliebig oft wiederholen. Die Atome verlieren kinetische Energie, die bei jedem Anstieg im Potentialberg in potentielle umgewandelt wird und landen nachher ohne Gewinn von kinetischer Energie wieder in einem Potentialminimum. Da dieser Prozess an die griechische Sage von Sisyphus erinnert, spricht man hier auch von Sisyphus-Kühlung.

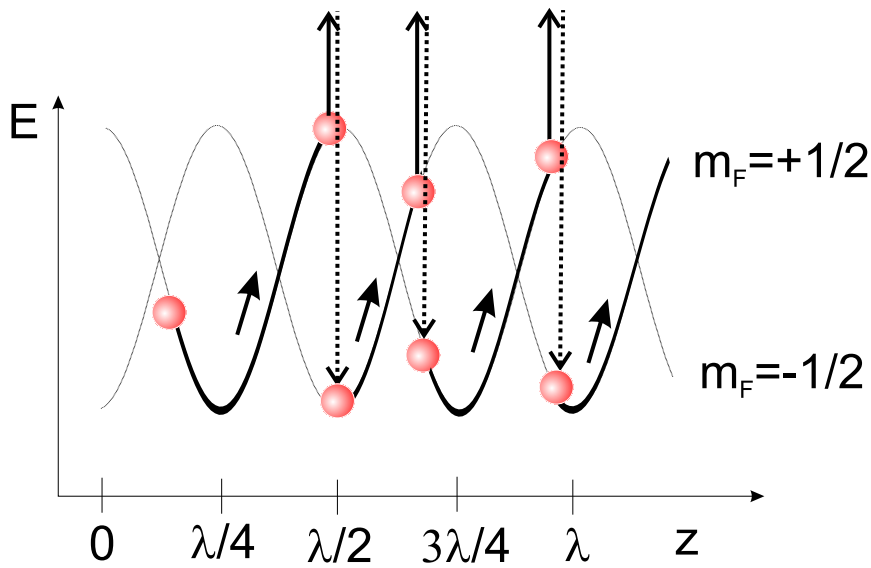


Abbildung 2.1: Sub-Doppler-Kühlung: Räumliche Änderung der Energie der magnetischen Unterzustände entlang der Strahlachse. Nach jeder Absorption (durchgezogener Pfeil) und anschließender spontaner Emission (gepunkteter Pfeil) vermindert sich die Energie des Atoms

Figure 2.1: *Sub-Doppler cooling: Spatially varying energy of the magnetic sub-states. After every absorption (solid arrow) and subsequent spontaneous emission (dotted arrow) the atom loses energy.*

Es kann abgeschätzt werden (siehe [44]), dass der bei der Sisyphus-Kühlung wirkende Reibungskoeffizient δ um einen Faktor von etwa $2|\Delta|/\Gamma$ größer ist als bei der Dopplerkühlung. Das bedeutet, dass man für eine größere Verstimmung Δ auch einen besseren Kühleffekt erreichen kann. Dies ist der Grund, warum in Experimenten mit magneto-optischen Fallen (MOT), in denen Atome verwendet werden, bei denen Sub-Doppler-Kühlung möglich ist, die Verstimmung der MOT-Strahlen in der Regel deutlich größer als $\Gamma/2$, der optimalen Verstimmung für Dopplerkühlung, ist.

Man könnte nun vermuten, dass man durch die Wahl einer beliebig großen Verstimmung beliebig niedrige Temperaturen erreichen kann. Dies ist aber aus zwei Gründen nicht der Fall: Zum einen kann man bei großer Verstimmung nur noch Atome einfangen, die sowieso schon sehr kalt sind, da die Einfanggeschwindigkeit $v_c = \Gamma_{sc}/k$ sehr klein wird. Zum anderen kann man niemals Temperaturen erreichen, bei denen der Impuls der Atome unter dem Rückstoßimpuls eines Photons liegt (Rückstoßlimit). Die Rückstoßtemperatur ist gegeben durch

$$T_{\text{rec}} = E_{\text{rec}}/k_B = \frac{1}{k_B} \frac{(\hbar k)^2}{2m}, \quad (2.20)$$

mit dem Photonenimpuls $\hbar k$ und der atomaren Masse m . Für ^{87}Rb beträgt die Rückstoßtemperatur 348,66 nK. Die minimalen Temperaturen, die man durch Sub-Dopplerkühlung erreichen kann, liegen typischerweise bei dem zwanzigfachen der Rückstoßtemperatur. Daher müssen zur Erzeugung von ultrakalten atomaren Ensembles zusätzliche Techniken angewendet werden (siehe Kapitel 5).

2.1.5 Funktionsweise einer MOT

In den vorigen Abschnitten wurde erklärt, wie man Atome in Laserfeldern auf sehr niedrige Temperaturen abkühlen kann. Bei diesen Methoden werden die Atome aber immer nach einer gewissen Zeit den Bereich des Lichtfeldes verlassen und stehen dann nicht mehr für weitere Experimente zur Verfügung. Daher wäre es wünschenswert, die Atome nicht nur abzukühlen, sondern auch im Bereich des Lichtfeldes festzuhalten. Dies kann mit Hilfe einer Magneto-optischen Falle (kurz: MOT) geschehen [6]. Bei einer MOT wird dem Laserfeld noch ein zusätzliches magnetisches Quadrupolfeld überlagert, welches in Kombination mit dem Laserfeld für die Lokalisierung sorgt. Magneto-optische Fallen gehören heute zu den Standardinstrumenten in der Laserkühlung und dienen als Ausgangspunkt für viele Experimente.

Im Gegensatz zur optischen Molasse, bei der es lediglich eine geschwindigkeitsabhängige Kraft gibt, gibt es in einer MOT zusätzlich eine Zentralkraft, die dafür sorgt, dass die Atome an einem Ort gehalten werden. Die Atome erfahren in dem Quadrupolfeld der MOT eine ortsabhängige Aufspaltung der magnetischen Unterzustände (siehe Abbildung 2.2). Während im Zentrum der MOT die magnetischen Unterzustände entartet sind, wird die Aufspaltung nach außen hin größer. Strahlt man nun gleichzeitig aus allen sechs Raumrichtungen zirkular polarisiertes Licht ein, welches rotverschoben gegenüber der atomaren Resonanz ist, so erhält man bei richtiger Wahl der Polarisation eine zentral gerichtete Kraft.

Man kann die Konfiguration in einer Dimension für ein Atom mit einem Übergang $|J = 0\rangle \rightarrow |J' = 1\rangle$ betrachten (siehe Abbildung 2.2). Im Quadrupolfeld der MOT-Spulen variiert das Magnetfeld in der Nähe des Fallenzentrums linear mit z : $B(z) \sim z$. Dies bewirkt in diesem Bereich eine lineare Zeeman-Aufspaltung der magnetischen Unterzustände $\Delta E = gm_J \mu_B B$ mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ und dem Landé-Faktor g . Bewegt sich nun ein Atom in z -Richtung, so läuft es dem σ^- -polarisierten Strahl entgegen. Das Magnetfeld sorgt dafür, dass der

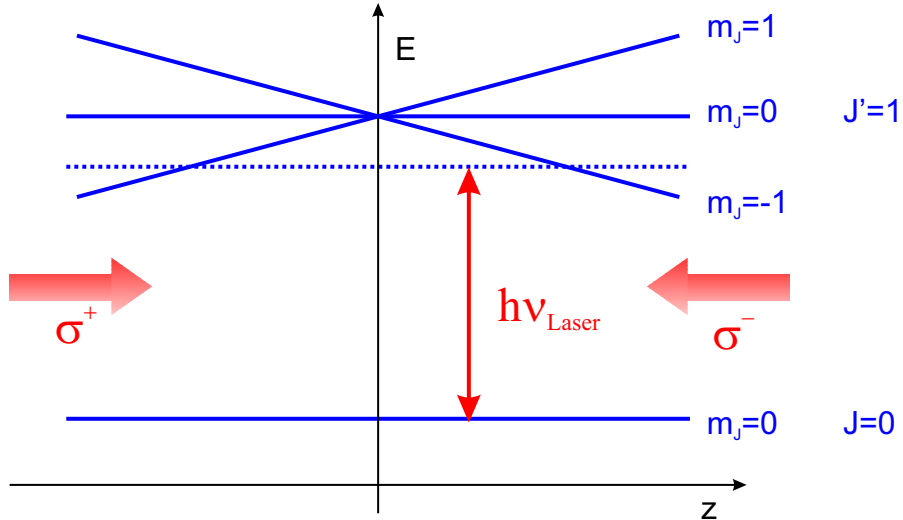


Abbildung 2.2: Energieniveauschema eines Atoms mit einem Übergang $|J = 0\rangle \rightarrow |J' = 1\rangle$ in einer MOT. Bewegt sich das Atom in positive z -Richtung, so wird der Zustand $|J' = 1, m_J = -1\rangle$ aufgrund des Zeeman-Effekts energetisch abgesenkt. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon aus dem σ^- -polarisierten Strahl absorbiert wird und somit ein Impulsübertrag in Richtung des Fallenzentrums stattfindet. Bewegt sich das Atom in negative z -Richtung vom Fallenzentrum weg, so erfährt es analog dazu eine Rückstellkraft durch den σ^+ -polarisierten Strahl.

Figure 2.2: Energy levels of an atom with a $|J = 0\rangle \rightarrow |J' = 1\rangle$ transition in a MOT. For an atom moving in positive z direction the $|J' = 1, m_J = -1\rangle$ level is shifted downwards due the Zeeman effect. Thus the probability of absorbing a photon from the σ^- polarized beam increases. This photon has a momentum in the direction towards the trap center. If the atom moves out of the trap center in the negative z direction, the same restoring force is exerted on the atom by the σ^+ polarized beam.

$|J' = 1, m_{J'=1} = -1\rangle$ -Zustand immer weiter energetisch abgesenkt wird, je weiter sich das Atom in positiver z -Richtung bewegt. Dadurch gerät der Übergang $|J = 0, m_J = 0\rangle \rightarrow |J' = 1, m_{J'} = -1\rangle$ mit dem Lichtfeld in Resonanz, so dass bevorzugt σ^- -Photonen absorbiert werden. Bei Absorption eines σ^- -Photons erfährt das Atom einen Rückstoß in negative z -Richtung, also zum Fallenzentrum hin. Entsprechend bewirkt der σ^+ -polarisierte Strahl eine rücktreibende Kraft auf Atome, die sich in negativer z -Richtung vom Fallenzentrum wegbewegen, da hier der Übergang $|J = 0, m_J = 0\rangle \rightarrow |J' = 1, m_{J'} = 1\rangle$ mit dem Laserfeld in Resonanz gerät.

In einer MOT wirkt also neben einer geschwindigkeitsabhängigen Dämpfungskraft auch eine ortsabhängige Zentralkraft:

$$\mathbf{F} = -\delta\mathbf{v} - \kappa\mathbf{z}. \quad (2.21)$$

Hierbei stellt κ eine Federkonstante analog zum harmonischen Oszillator dar. Dabei ist zu beachten, dass in der MOT neben der Dopplerkühlung auch die in Abschnitt 2.1.4 erwähnte Sub-Dopplerkühlung erfolgen kann. Da die MOT-Strahlen zirkular polarisiert sind, handelt es sich dabei jedoch nicht um Sisyphus-Kühlung.

Die Kühlung erfolgt dadurch, dass sich die Atome nicht-adiabatisch durch Bereiche mit rotierender Quantisierungsachse bewegen [8].

2.2 Experimenteller Aufbau

In dem hier beschriebenen Experiment werden ^{87}Rb -Atome gekühlt und gespeichert. ^{87}Rb wird in vielen Experimenten zur Laserkühlung und zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten verwendet. Es hat einerseits den Vorteil, dass es sehr günstige Stößeigenschaften für die evaporative Kühlung hat, andererseits können für die Laserkühlung relativ kostengünstige und einfach handhabbare Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 780 nm verwendet werden. Das Termschema für den zur Kühlung verwendeten Übergang $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ (D_2 -Linie) ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Als Kühlübergang wird der Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ der D_2 -Linie verwendet. Aufgrund der Auswahlregel $\Delta F = 0, \pm 1$ kann spontane Emission nur in den $|F = 2\rangle$ -Zustand stattfinden. Allerdings transferiert der Kühllaser einen Teil der Atome in den $|F' = 2\rangle$ -Zustand. Von hier aus ist zusätzlich ein Zerfall in den $|F = 1\rangle$ -Zustand möglich. Atome in diesem Zustand können durch den Kühllaser nicht mehr angeregt werden und gehen somit aus der MOT verloren. Um dies zu verhindern, pumpt ein zusätzlicher Laser (Rückpumlaser), der auf den Übergang $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ abgestimmt ist, die Atome zurück in den $|F' = 2\rangle$ -Zustand. Aus diesem Zustand können die Atome dann wieder in den für den Kühllaser anregbaren $|F = 2\rangle$ -Zustand zerfallen.

2.2.1 Lasersysteme

Wie bereits erwähnt, gibt es bei 780 nm, also für die D_2 -Linie von Rubidium, kostengünstige Laserdioden, die im Monomodetrieb laufen und Ausgangsleistungen von bis zu 100 mW haben. Zum Betrieb der MOT werden ausschließlich Diodenlaser benutzt. Diese werden mit der Methode der Sättigungsspektroskopie frequenzstabilisiert [49]. Während es sich beim Kühllaser um ein kommerzielles Lasersystem handelt, das einen speziellen Verstärkerchip benutzt, sind die übrigen Diodenlaser selbstgebaut [50, 51]. Der Kühllaser und der Rückpumlaser können sowohl durch einen akusto-optischen Modulator (AOM) als auch durch einen mechanischen Verschluss ein- und ausgeschaltet werden. Der AOM dient dazu, den Strahl schnell auszuschalten, während der mechanische Verschluss das Licht vollständig abblocken kann. Da in den meisten Experimenten ein schnelles Ausschalten der Chirplaser nicht erforderlich ist, werden diese lediglich mit einem mechanischen Verschluss ein- und ausgeschaltet.

Kühllaser und Detektionslaser

Das MOT-Kühllicht wird mit einem nachverstärkten gitterstabilisierten Diodenlaser erzeugt. Es handelt sich dabei um ein Lasersystem der Firma Toptica vom Typ TA

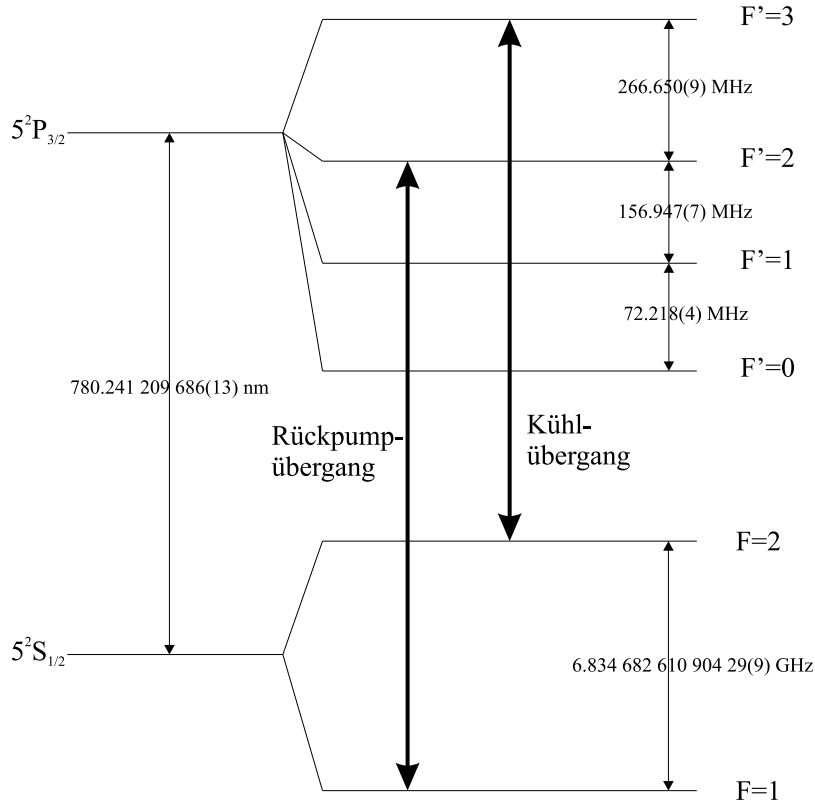


Abbildung 2.3: Termschema für den Übergang $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ von ^{87}Rb mit eingezeichneten Kühl- und Rückpumpübergängen [48].

Figure 2.3: $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ transition with cooling and repumping transition indicated [48].

100. Dieses im Folgenden als MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) bezeichnete Lasersystem besteht aus einem gitterstabilisierten Masterlasersystem vom Typ Topica DL 100 und einem so genannten Trapezverstärker (englisch: tapered amplifier). Bei diesem Laser wird das Licht aus dem Masterlasersystem nach entsprechender Kollimation und Strahlformung über zwei Spiegel in den Trapezverstärker gelenkt. Dort wird das Licht dann verstärkt und verlässt nach dem Durchgang durch einen optischen Isolator das Lasergehäuse.

Ein kleiner Teil des Lichtes vom Masterlasersystem wird vor dem Verstärker abgezweigt und für die Frequenzstabilisierung des Lasers verwendet. Zur Frequenzstabilisierung wird ein Sättigungsspektroskopie-Signal aufgenommen und die Laserfrequenz wird über einen Piezo, der über die Gitterposition die Länge des Laserresonators verstellt, elektronisch geregelt. Als Lockpunkt für die Regelung kann ein Lamb-Dip oder eine Crossover-Resonanz im Spektroskopiesignal verwendet werden. In die Sättigungsspektroskopie ist ein akusto-optischer Modulator (AOM) eingebaut. Dieser wird bei einer Trägerfrequenz $\Delta\nu_M$ im Radiofrequenzbereich betrieben und mit einer Modulationsfrequenz von einigen Kilohertz in der Frequenz moduliert. Dieses modulierte Spektroskopiesignal wird von einem Lock-In-Verstärker verarbeitet, der

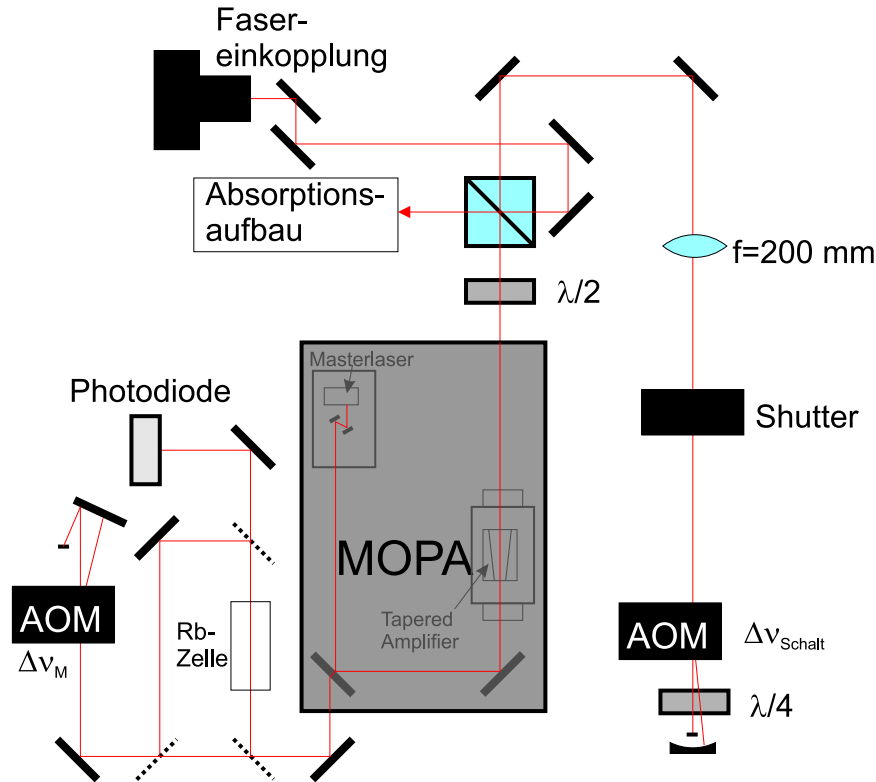


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Kühllaserstrahlengangs bis zur Einkopplung in die Faser und des Spektroskopieaufbaus.

Figure 2.4: Sketch of the beam path of the cooling laser up to the fiber incoupling and the spectroscopy setup.

dann ein Fehlersignal an die Regelung weitergibt. Der Masterlaser ist um $\Delta\nu_M$ gegenüber dem Lockpunkt verschoben¹. Der Ausgangsstrahl des MOPA-Lasers durchläuft einen mechanischen Verschluss und einen AOM im Doppeldurchgang (Frequenzverschiebung $2\Delta\nu_S$), der die Frequenz des Strahls auf die für die für den Betrieb der MOT benötigte Frequenz verschiebt. Der Doppeldurchgang wurde gewählt, um den Strahlversatz, der durch die Ablenkung im AOM zustande kommt, beim zweiten Durchgang wieder zu kompensieren. Somit ist die Strahllage nach dem Doppeldurchgang nahezu unabhängig von der Frequenz, mit welcher der AOM betrieben wird. Dies ist insbesondere notwendig für Experimente, in denen die Verstimmung des Lasers während des Experimentablaufs geändert werden muss, wie dies z. B. beim Laden der Dipolfalle (Kapitel 4) der Fall ist. Nach dem AOM wird der Strahl in eine Single-Mode-Glasfaser eingekoppelt, die das Licht zum Experiment bringt.

¹Dabei ist zu beachten, dass der AOM im Doppeldurchgang durchlaufen wird, so dass man eigentlich eine Frequenzverschiebung von $2\Delta\nu_M$ erwarten würde. Da sich in diesem Spektroskopieaufbau allerdings die Frequenzen von Pump- und Abfragestrahl um $2\Delta\nu_M$ unterscheiden, werden nicht die Atome mit $\nu = 0$ spektroskopiert, sondern diejenigen mit einer Dopplerverschiebung von $\Delta\nu_M$. Die beobachteten Lamb-Dips liegt also um $\Delta\nu_M$ gegenüber denen für ruhende Atome verschoben.

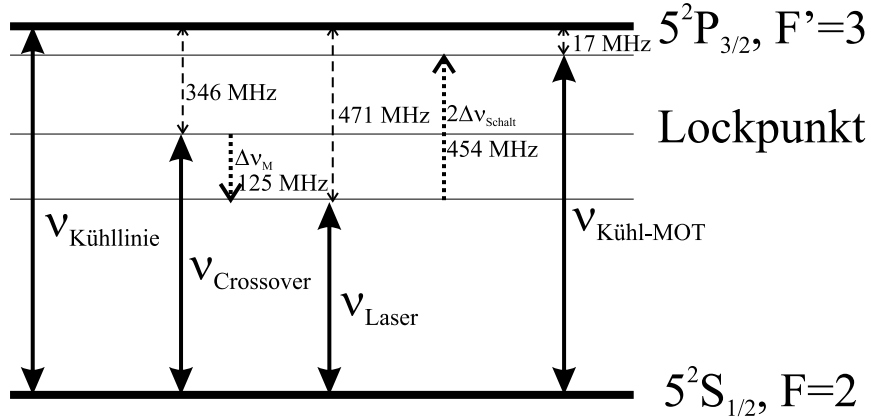


Abbildung 2.5: Frequenzen und Frequenzverschiebungen beim Kühlaser: Der Laser ist auf die Crossoverresonanz zwischen $|F' = 1\rangle$ und $|F' = 2\rangle$ stabilisiert. Diese ist -346 MHz von der Kühllinie entfernt. Durch den Modulations-AOM in der Spektroskopie ergibt sich am Laserausgang eine Frequenzverschiebung von $\Delta\nu_M = -125$ MHz gegenüber dem Lockpunkt. Der Schalt-AOM verschiebt die Frequenz des Lasers im Doppeldurchgang um $2\Delta\nu_{Schalt} = 2 \cdot 227$ MHz = +454 MHz. Daraus ergibt sich, dass das MOT-Licht um -17 MHz gegenüber der atomaren Resonanz verstimmt ist. Der Absorptions-AOM läuft bei einer Frequenz von 235,5 MHz, so dass das Absorptionslicht genau in Resonanz mit dem atomaren Übergang ist.

Figure 2.5: *Frequencies and frequency shifts for the cooling laser: The laser is locked to the crossover resonance of $|F' = 1\rangle$ and $|F' = 2\rangle$. It is detuned by -346 MHz with respect to the cooling transition. The modulation AOM causes a frequency shift of -125 MHz with respect to the locking point. The switching AOM shifts the laser frequency by $2\Delta\nu_{Schalt} = 2 \cdot 227$ MHz = +454 MHz. This results in a detuning of -17 MHz of the MOT light with respect to the atomic resonance. The absorption AOM runs at 235.5 MHz to shift the light exactly on the resonance of the atomic transition.*

Ein kleiner Teil des Lichts wird an einem Polarisationsstrahlteiler am Ausgang des Lasers für die Absorptionsdetektion herausgelenkt. Dieser Strahl durchläuft ebenfalls einen AOM im Doppeldurchgang, der dafür sorgt, dass die Frequenz des Laserlichtes genau der Resonanzfrequenz entspricht. Dieses Licht wird dann auch in eine Glasfaser eingekoppelt und zum Experiment gebracht. Dort wird der Absorptionsstrahl aus der Faser ausgekoppelt, durchläuft die Vakuumkammer in vertikaler Richtung und trifft auf eine CCD-Kamera (siehe auch Abschnitt 3.3.1). In Abbildung 2.5 sind die Frequenzen und Frequenzverschiebungen für den Kühllaseraufbau dargestellt.

Rückpumplaser

Der Rückpumplaser ist ein selbstgebauter gitterstabilisierter Diodenlaser. Das Licht dieses Diodenlasers kann entweder direkt als Rückpumplicht benutzt werden oder zum Injection Lock eines Slavelasers verwendet werden. In den meisten in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurde allerdings auf eine Nachverstärkung durch

den Slavelaser verzichtet. Es stellte sich heraus, dass die Laserleistung des gitterstabilisierten Diodenlaser bereits ausreichend für den Betrieb der MOT ist. Zusätzlich zeigte sich, dass es für das Laden der Dipolfalle sogar von Vorteil ist, wenn die Intensität im Rückpumpstrahl geringer ist (siehe Abschnitt 4.3.3). Die Frequenzstabilisierung des Rückpumpers erfolgt ähnlich wie beim Kühllaser. Ein kleiner Teil des Lichts wird am Ausgang des Lasers herausgelenkt und für eine Sättigungsspektroskopie verwendet, die völlig analog zu der des Kühllasers ist. Der Lockpunkt der Frequenzstabilisierung ist dabei mit dem Rückpumpübergang $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ identisch. Analog zum Kühllaser sind in Abbildung 2.6 die Frequenzen und Frequenzverschiebungen des Rückpumplasers dargestellt.

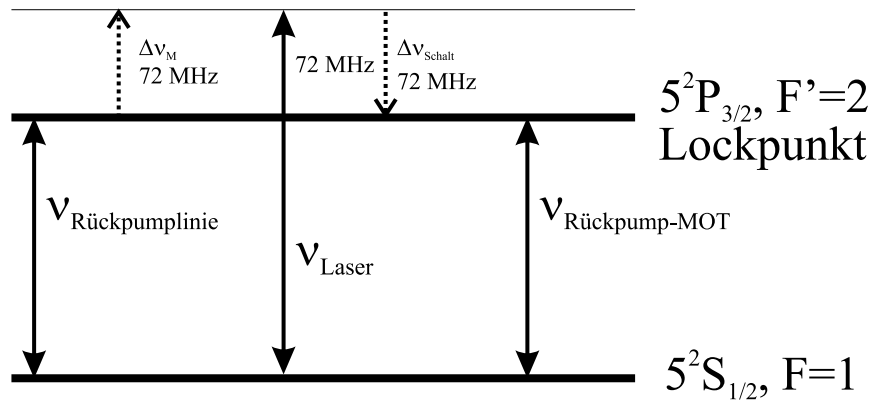


Abbildung 2.6: Frequenzen und Frequenzverschiebungen beim Rückpumplaser: Der Laser ist direkt auf den Rückpumpübergang $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ stabilisiert. Der Spektroskopie-AOM verschiebt die Frequenz um $\Delta\nu_M = +72$ MHz. Der Schalt-AOM wird im einfachen Durchgang betrieben und verschiebt die Frequenz um $\Delta\nu_{\text{Schalt}} = -72$ MHz, also wieder genau auf die Frequenz des Rückpumpübergangs.

Figure 2.6: *Frequencies and frequency shifts for the repumping laser: The laser is locked to the repumping transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$. The modulation AOM shifts the frequency by $\Delta\nu_M = 72$ MHz. The switching AOM is operated in single pass at $\Delta\nu_{\text{Schalt}} = -72$ MHz and shifts the laser back on the repumping line.*

Chirplaser

Die MOT wird im hier beschriebenen Experiment aus einem Atomstrahl geladen. Dieser wird durch einen dem Strahl entgegenlaufenden Laserstrahl abgebremst. In Abschnitt 2.1.2 wurde bereits erläutert, wie dies durch periodisches Durchstimmen der Laserfrequenz möglich ist. Dabei wählt man die Durchstimmfrequenz so, dass die Atome am Ort der MOT möglichst langsam sind und somit in der MOT gefangen werden können. Neben dem Kühllaser benötigt man, wie für das MOT-Lasersystem auch, einen Rückpumplaser. Dieser wird synchron mit dem Kühllaser durchgestimmt. Das Kühllasersystem besteht hier aus einem gitterstabilisierten Masterlaser, dessen Licht zum *Injection Lock* eines Slavelasers verwendet wird. Die Frequenz des Chirplasers wird durch Anlegen einer Dreiecksspannung an einen Piezo,

der am Gitter des Masterlasers befestigt ist und somit die Resonatorlänge variieren kann, durchgestimmt. Der Rückpumplaser wird ebenfalls mit Hilfe des Gitters durchgestimmt. Er wird allerdings nicht durch einen Slavelaser nachverstärkt.

2.2.2 Vakuummappatur

Experimente zur Laserkühlung mit neutralen Atomen werden in Ultrahochvakuumapparaturen durchgeführt. Dadurch wird vermieden, dass die gekühlten Atome durch Stöße mit den ungekühlten Molekülen des Hintergrundgases in thermischen Kontakt mit der Umgebung kommen. Nur so ist es möglich, die Atome auf Temperaturen im Bereich von Mikrokelvin zu kühlen, obwohl die Umgebung, also z. B. die Wände der Vakuumkammer Raumtemperatur, also etwa 300 K , haben.

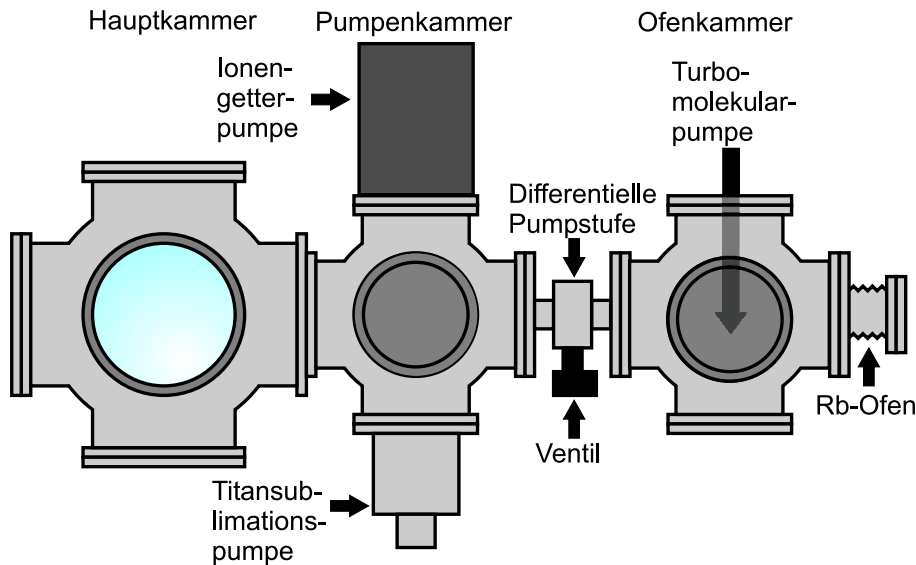


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau der Vakuumkammer in Draufsicht.

Figure 2.7: Schematic of the vacuum chamber (top view).

Um am Ort der MOT einen möglichst geringen Hintergrundgasdruck zu haben, befindet sich die Rubidiumquelle in einer eigenen Kammer, die über eine differentielle Pumpstufe mit der Hauptkammer verbunden ist. Im Experiment werden vier verschiedene Pumpen verwendet. Eine Turbomolekularpumpe, der eine Drehschieberpumpe vorgeschaltet ist, befindet sich an der Ofenkammer. An der mit der Hauptkammer verbundenen Pumpenkammer befinden sich eine Ionengetterpumpe sowie eine Titan-Sublimationspumpe. In der Ofenkammer herrscht bei Betrieb des Ofens ein Druck von $10^{-6} - 10^{-7}$ mbar, während der Druck in der Hauptkammer unter 10^{-10} mbar ist. Eine detaillierte Darstellung des Vakuumsystems findet man in [50] und [51].

3 Kalte Atome in optischen Dipolfallen

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, wie Atome mit den Methoden der Laserkühlung sehr effizient gekühlt und in einer magneto-optischen Falle gefangen werden können. Für viele weiterführende Experimente hat die MOT jedoch einen Nachteil. Die Temperatur in der MOT, die für Alkali-Atome immer deutlich oberhalb der Rückstoßtemperatur liegt, kann nicht mit einfachen Mitteln weiter abgesenkt werden. Das effiziente Einfangen und Vorkühlen von Atomen in der magneto-optischen Falle ermöglicht es aber andererseits die Atome in flache konservative Potentiale umzuladen. Es ist experimentell möglich, mit Lichtfeldern oder Magnetfeldern Atomfallen mit Fallentiefen von 1 mK und mehr zu erzeugen. Diese Fallen sind also deutlich tiefer als typische kinetische Energien in magneto-optischen Fallen. In diesen konservativen Potentialen kann dann weiter gekühlt werden, z.B. durch evaporative Kühlung, wie in Kapitel 5 dargestellt. In den hier beschriebenen Experimenten wird der MOT eine optische Falle aus einem oder zwei gekreuzten Laserstrahlen überlagert. Die Atome werden in die Dipolfalle geladen und können dort bei ausgeschaltetem MOT-Licht mehrere Sekunden gehalten werden.

In Abschnitt 3.1 wird erläutert, wie es möglich ist, Atome in einem weitverstimmten Lichtfeld zu fangen. Anschließend wird in Abschnitt 3.2 beschrieben, wie im Rahmen dieser Arbeit eine Dipolfalle mit einem Scheibenlaser, der bei einer Wellenlänge von 1030 nm läuft, experimentell realisiert wurde. Am Ende des Kapitels in Abschnitt 3.3 wird dargestellt, wie die charakteristischen Parameter in der Dipolfalle, also z. B. Teilchenzahl oder Temperatur, experimentell bestimmt werden können.

3.1 Atom-Licht Wechselwirkung 2: Die Dipolkraft

3.1.1 Potential und Streurate

Befindet sich ein Atom in einem Strahlungsfeld, so gibt es zwei Wechselwirkungsmechanismen zwischen Licht und Atom. Das Atom wird zum einen, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, Licht absorbieren und die Energie anschließend in Form von Photonen wieder abgeben; zum anderen kommt es zu einer Energieverschiebung aufgrund der Wechselwirkung zwischen dem induzierten Dipolmoment des Atoms \mathbf{p} und dem treibenden Feld \mathbf{E} . Wenn nun α die in Abschnitt 2.1 eingeführte komplexe

Polarisierbarkeit ist, so gilt für die Wechselwirkungsenergie:

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2}\langle \mathbf{p}\mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\mathbf{r}), \quad (3.1)$$

wobei der Faktor $1/2$ daraus resultiert, dass es sich um ein induziertes und nicht um ein permanentes Dipolmoment handelt. Der Gradient dieses Potentials ergibt eine Kraft, die sogenannte Dipolkraft:

$$\mathbf{F}_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\nabla U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) \nabla I(\mathbf{r}). \quad (3.2)$$

Es handelt sich also bei der Dipolkraft um eine konservative Kraft, die proportional zum Intensitätsgradienten ist. Setzt man nun den bereits in Abschnitt 2.1 verwendeten Ausdruck für die Polarisierbarkeit ein, so ergibt sich für das Dipolpotential:

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}). \quad (3.3)$$

Für die Streurrate gilt der bereits in Abschnitt 2.1 für die Laserkühlung hergeleitete Ausdruck.

$$\Gamma_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (3.4)$$

Allerdings darf für weitverstimmte Laserfelder nicht unbedingt die „rotating wave approximation“ verwendet werden. Für den in den Experimenten verwendeten Laser bei 1030 nm würde sich beispielsweise, wenn man von einem Zwei-Niveau-Atom mit einem Übergang bei 780 nm (D_2 -Linie von ^{87}Rb) ausgeht, durch die Näherung bereits eine um 13 % zu niedrige Potentialtiefe und eine um 29 % zu niedrige Streurrate ergeben.

Aus den obigen Formeln kann man erkennen, dass sowohl das Dipolpotential als auch die Streurrate von der Verstimmung Δ abhängen. Während das Dipolpotential in etwa mit I/Δ skaliert, skaliert die Streurrate mit I/Δ^2 . Da die Streuung von Photonen zur Aufheizung des Ensembles und zum Verlust von Kohärenzen führt, will man die Streurrate möglichst niedrig halten. Da man gleichzeitig in den meisten Experimenten bestrebt ist, möglichst tiefe Dipolfallen zu erzeugen, werden in vielen Dipolfallenexperimenten weitverstimmte Laser hoher Intensität verwendet.

Zusätzlich ergibt sich aus Gleichung 3.3, dass das Dipolpotential unterhalb einer atomaren Resonanz ($\Delta < 0$, also „rot“-verstimmtes Lichtfeld) negativ ist. Das bedeutet, dass die Atome in das Lichtfeld hineingezogen werden. Minima des Potentials befinden sich also an Orten maximaler Intensität. Umgekehrt gilt für $\Delta > 0$, also für ein „blau“-verstimmtes Lichtfeld, dass die Potentialminima mit den Minima der Lichtfeldintensität übereinstimmen.

3.1.2 Mehrniveau-Atome

In den bisherigen Überlegungen wurde immer davon ausgegangen, dass es sich bei dem Atom um einen Oszillator mit nur einer Resonanzfrequenz handelt. In der Realität haben Atome allerdings eine wesentlich komplexere innere Struktur. Um dies mit

dem Oszillatormodell zu beschreiben, kann man zustandsabhängige atomare Polarisierbarkeiten einführen. Hier soll allerdings ein anderer, äquivalenter Ansatz verfolgt werden, nämlich das hierfür von Dalibard und Cohen-Tannoudji ausführlich beschriebene, quantenmechanische Konzept der zustandsabhängigen Grundzustandspotentiale [52]. In diesem Bild ist die Ursache für das Dipolpotential die dynamische Stark-Verschiebung des Grundzustandes (siehe Abbildung 3.1).

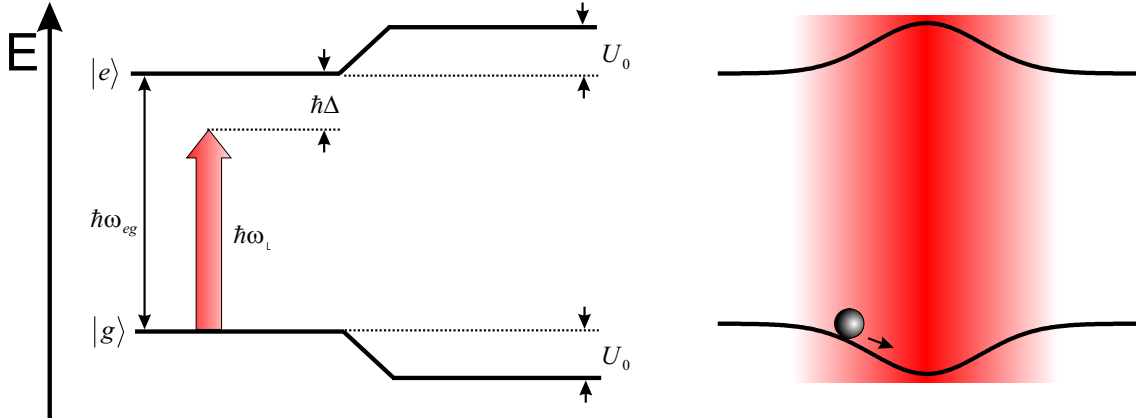


Abbildung 3.1: Links: Zwei atomare Niveaus $|g\rangle$ und $|e\rangle$ werden durch ein Strahlungsfeld der Frequenz ω_L gekoppelt. Die Stärke der Kopplung und damit die Energieverschiebung hängt von der Verstimmung Δ und der Intensität der Strahlung ab. Rechts: In einem inhomogenen Strahlungsfeld ergibt sich eine ortsabhängige Energieverschiebung. Dies führt zur so genannten Dipolkraft

Figure 3.1: *Left side: Two levels $|g\rangle$ and $|e\rangle$ are coupled through a radiation field. The strength of the coupling and the energy shift is determined by the detuning Δ and the intensity of the radiation. Right side: In an inhomogeneous radiation field the energy shift is position dependent. This leads to the so called dipole force.*

Die Wirkung von weitverstimmt Laserlicht auf die atomaren Energieniveaus kann als eine Störung zweiter Ordnung des elektrischen Feldes betrachtet werden. Daraus ergibt sich, dass ein Wechselwirkungsoperator \mathcal{H}_1 zu einer Energieverschiebung des Zustandes i (Energie des ungestörten Zustandes \mathcal{E}_i) aufgrund der Kopplung an die angeregten Zustände j führt:

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | \mathcal{H}_1 | i \rangle|^2}{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j} \quad (3.5)$$

Allerdings darf hier für \mathcal{E}_i und \mathcal{E}_j nicht, wie bei der statischen Stark-Verschiebung, die ungestörte Energie des Zustandes genommen werden, sondern es müssen die Energien $\mathcal{E}_{\text{ungestoert}} + \hbar\omega$ und $\mathcal{E}_{\text{ungestoert}} - \hbar\omega$ verwendet werden, also die Gesamtenergie aus Atom und Lichtfeld [53]. Dieses in Abbildung 3.2 veranschaulichte Bild nennt man das Bild der „Dressed States“. Für ein Zwei-Niveau-Atom ist der Wech-

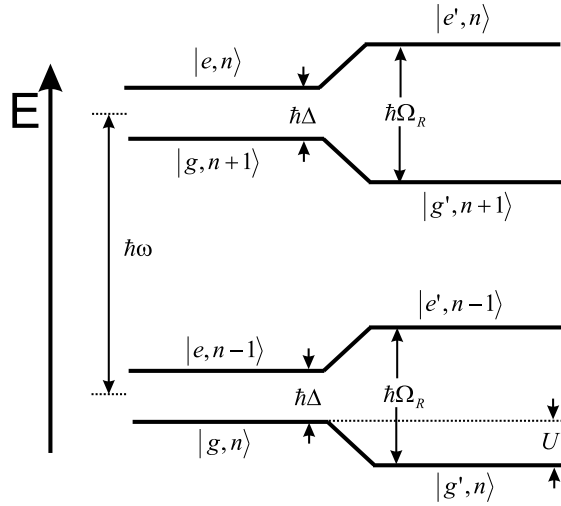


Abbildung 3.2: Energiespektrum im Bild der Dressed States nach [52]. Links: Im Bild der Dressed States wird die innere Energie des Atoms sowie die Energie des Lichtfeldes berücksichtigt. Ohne Wechselwirkung unterscheidet sich die Energie der Zustände $|g, n\rangle$ und $|e, n-1\rangle$ daher um die Verstimmung des Strahlungsfeldes Δ . Rechts: Die Wechselwirkung zwischen Atom und Strahlungsfeld sorgt für eine Aufspaltung der Energieniveaus um $\hbar\Omega_R$, wobei Ω_R die Rabi-Frequenz ist.

Figure 3.2: Energy levels in the dressed atom picture according to [52]. Left side: In the picture of the dressed states the internal energy of the atom and the energy of the light field are considered. Without interaction the energy of the state $|g, n\rangle$ and $|e, n-1\rangle$ differ by the detuning Δ . Right side: The interaction between atom and radiation field cause a splitting of the energy levels by $\hbar\Omega_R$, where Ω_R is the Rabi frequency.

selwirkungsoperator $\mathcal{H}_1 = -\mu E$ und es ergibt sich:

$$\begin{aligned}\Delta E_g &= -|\langle e|\mu|g\rangle|^2|E|^2\left(\frac{1}{\omega_{eg}-\omega} + \frac{1}{\omega_{eg}+\omega}\right) \\ &= -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3}\Gamma I\left(\frac{1}{\omega_{eg}-\omega} + \frac{1}{\omega_{eg}+\omega}\right)\end{aligned}\quad (3.6)$$

Dabei bezeichnet $\omega_{eg} = (E_e - E_g)/\hbar$ den Abstand zwischen dem Grundzustand und dem jeweiligen angeregten Zustand. Die Energieverschiebung ΔE_g in Gleichung 3.6 ist also für ein Zwei-Niveau-Atom identisch mit dem Dipolpotential aus Gleichung 3.3. Erweitert man dies auf Atome mit einer Unterstruktur des Übergangs, so muss man über alle angeregten Zustände summieren und erhält [54]:

$$\Delta E_g = -\sum_e |\langle e|\mu|g\rangle|^2|E|^2\left(\frac{1}{\omega_{eg}-\omega} + \frac{1}{\omega_{eg}+\omega}\right).\quad (3.7)$$

Man kann nun die Dipolmatrixelemente μ_{eg} für die verschiedenen angeregten Zustände auch als Produkt aus einem reduzierten Matrixelement $||\mu||$ und einem Ko-

effizienten c_{eg} für den jeweiligen Übergang schreiben:

$$\mu_{eg} = \langle e | \mu | g \rangle = c_{eg} ||\mu||. \quad (3.8)$$

Das reduzierte Matrixelement $||\mu||$ lässt sich dabei analog zu Gleichung 2.8 berechnen. Die Koeffizienten c_{eg} geben die Kopplungsstärke zwischen den jeweiligen Energieniveaus an. Somit lässt sich Gleichung 3.7 auf eine Form bringen, in der nur noch über die Kopplungsstärken und die Übergangsfrequenzen summiert werden muss.

$$\Delta E_g = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I \sum_e \frac{c_{eg}^2}{\omega_{eg} - \omega} + \frac{c_{eg}^2}{\omega_{eg} + \omega} \quad (3.9)$$

Dabei ist ω_0 die Frequenz des Übergangs ohne Substruktur, also ohne Fein- und Hyperfeinaufspaltung, die genau der gewichteten Summe aller Übergänge zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand entspricht [55].

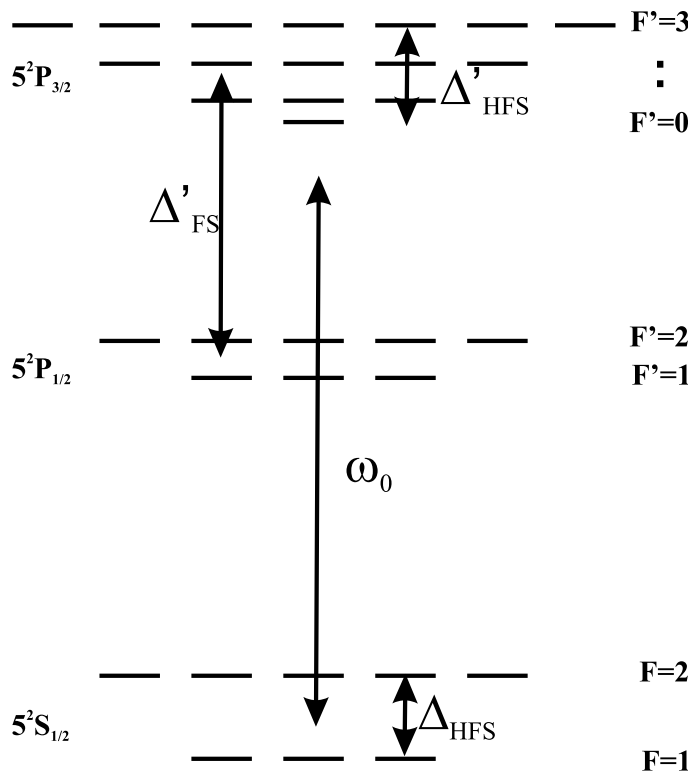


Abbildung 3.3: Termschema für ^{87}Rb mit der Feinstrukturaufspaltung Δ'_{FS} und den Hyperfeinaufspaltungen Δ_{HFS} und Δ'_{HFS} für den Grundzustand und den angeregten Zustand

Figure 3.3: Level scheme for ^{87}Rb with the fine structure splitting Δ'_{FS} and the hyperfine splittings Δ_{HFS} and Δ'_{HFS} for the ground state and the excited state respectively.

Die obige Formel soll nun auf die im Experiment vorliegende ^{87}Rb -Atome angewandt werden. Generell gelten die folgenden Formeln allerdings für alle Alkali-Isotope mit einem Kernspin von $I = 3/2$. Da bei ^{87}Rb , ähnlich wie bei Wasserstoff

und den anderen Alkali-Atomen, das so genannte D-Dublett (D_1 - und D_2 -Linie) mehr als 95 % der Oszillatorstärke ausmacht und die Laserfrequenz weit gegenüber den übrigen Übergängen verstimmt ist, kann man sich bei der Summation auf diese beiden Linien beschränken. Der Energieabstand der beiden oberen Niveaus $5^2P_{1/2}$ und $5^2P_{3/2}$ wird durch die Spin-Bahn-Kopplung verursacht und nennt sich Feinstrukturaufspaltung (Δ'_{FS}). Die Kopplung an den Kernspin sorgt dann für die Hyperfeinstrukturaufspaltung der Energieniveaus (Δ_{HFS} und Δ'_{HFS}). Bei den behandelten Energieniveaus gilt immer: $\Delta'_{FS} \gg \Delta_{HFS} \gg \Delta'_{HFS}$. Es soll nun das durch einen linear polarisierten Laserstrahl erzeugte Dipolpotential mit der Verstimmung Δ betrachtet werden. Die lineare Polarisation führt dazu, dass die m_F -Unterzustände der jeweiligen Niveaus entartet sind. Falls die Verstimmung des Lasers deutlich größer als die Hyperfeinaufspaltung ist ($\Delta \gg \Delta_{HFS}, \Delta'_{HFS}$), gilt:

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{2}{\omega_{2,F} - \omega} + \frac{2}{\omega_{2,F} + \omega} + \frac{1}{\omega_{1,F} - \omega} + \frac{1}{\omega_{1,F} + \omega} \right) I(\mathbf{r}). \quad (3.10)$$

Dabei bezeichnen $\omega_{1,F}$ und $\omega_{2,F}$ die Übergangsfrequenzen der D_1 - bzw. der D_2 -Linie und für ω_0 gilt:

$$\omega_0 = \frac{2\omega_{2,F} + \omega_{1,F}}{3} \quad (3.11)$$

Für den Fall, dass die Verstimmung deutlich größer als die Feinstrukturaufspaltung ist ($\omega_{2,F} - \omega, \omega_{1,F} - \omega \gg \Delta'_{FS}$), kann man die beiden Übergänge aus Gleichung 3.10 zu einem Übergang mit der effektiven Übergangsfrequenz ω_0 zusammenfassen. Gleichung 3.10 lässt sich dann vereinfachen zu:

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}). \quad (3.12)$$

Für die Streurrate gilt dann analog [56]:

$$\Gamma_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma^2}{2\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{1}{\omega_0 + \omega} + \frac{1}{\omega_0 - \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (3.13)$$

3.1.3 Dipolfallen

Es gibt eine Vielzahl von Möglichkeiten, wie man die Dipolkraft dazu benutzen kann, eine Atomfalle zu erzeugen. Man kann Dipolfallen in zwei Klassen einteilen: Rotverstimmte Dipolfallen, in denen die Atome in den Maxima der Intensität gefangen werden und blauverstimmte Dipolfallen, in denen die Atome in den Intensitätsminima festgehalten werden. Da alle Experimente im Rahmen dieser Arbeit mit rotverstimmten Dipolfallen gemacht wurden, sollen im Folgenden auch nur rotverstimmte Dipolfallen behandelt werden. Einen guten Überblick über verschiedene Fallentypen gibt [56].

Die erste Dipolfalle für neutrale Atome wurde 1986 in der Gruppe von Chu experimentell realisiert [57]. In diesem Experiment wurden Natrium-Atome aus einer optischen Melasse ohne vorherige MOT-Phase in den Fokus eines mehrere hundert Gigahertz rotverstimmten Laserstrahls geladen. Die Teilchenzahl in der Dipolfalle betrug

damals etwa 500 Atome. Durch die Entwicklung der Sub-Doppler-Kühlmechanismen und die Erfindung der magneto-optischen Falle konnte in späteren Experimenten die Teilchenzahl in Dipolfallen erheblich erhöht werden. Seitdem haben sich neben den so genannten Stehwellenfällen (siehe z. B. [58]), auf die hier nicht näher eingegangen wird, zwei verschiedene Fallentypen mit rotverstimmten Lasern etabliert: Einzelstrahlfallen mit einem fokussierten Strahl und gekreuzte Dipolfallen, bei denen die Atome im Kreuzungspunkt von zwei Laserstrahlen gefangen werden. Diese beiden Fallentypen sind in Abbildung 3.4 dargestellt.

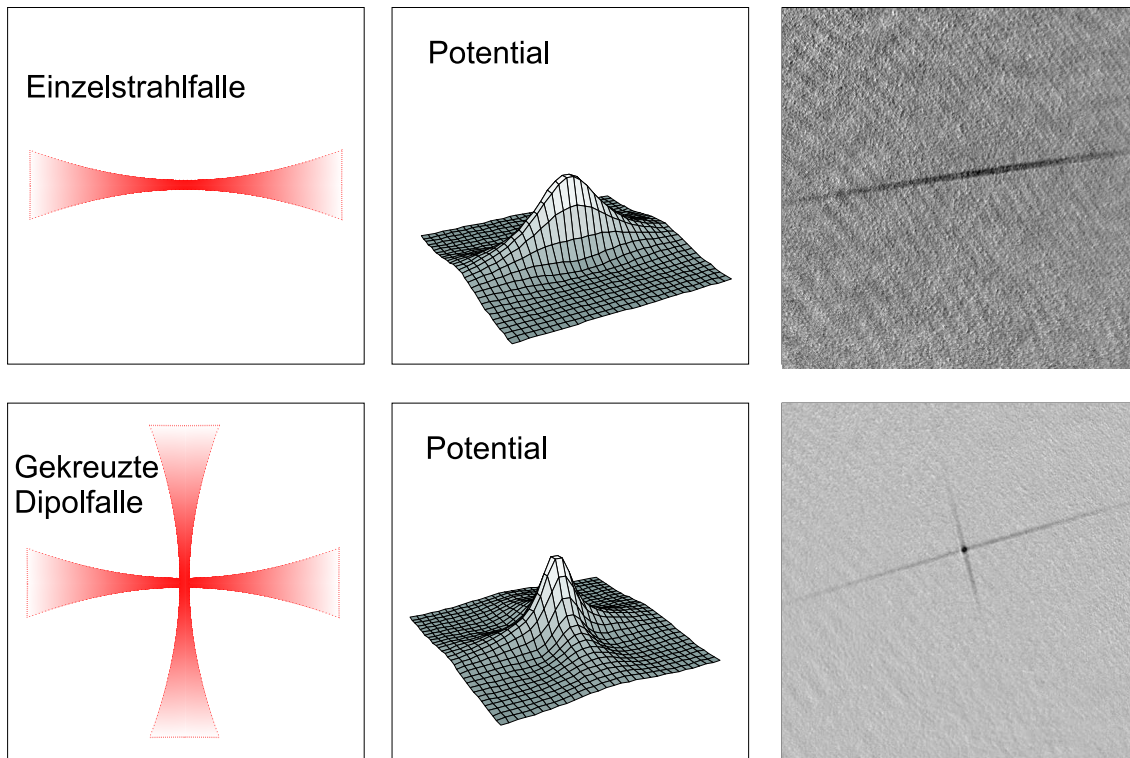


Abbildung 3.4: Obere Reihe: Durch Fokussieren eines einzelnen Laserstrahls ist es möglich, ein Potential zu erzeugen, in dem Atome in allen drei Dimensionen gefangen werden können. Untere Reihe: Um eine möglichst isotrope Dipolfalle zu erhalten werden zwei Laserstrahlen benutzt, die sich in ihren Brennpunkten schneiden.

Figure 3.4: *Upper row: By focusing of a single laser beam, a potential can be created, in which atoms are confined in all three dimensions. Lower row: To get a more isotropic trap, the atoms can be trapped in the crossing point of two laser beams.*

Fokussierter Strahl

Ein fokussierter Laserstrahl, der weit rotverstimmt gegenüber der atomaren Resonanz ist, ist die einfachste Möglichkeit eine Dipolfalle mit Einschluss in drei Dimensionen zu erzeugen. Die räumliche Intensitätsverteilung eines fokussierten Strahls

(engl.: focused beam, FB) mit der Leistung P , der sich in z -Richtung ausbreitet ist gegeben durch

$$I_{\text{FB}}(r, z) = I(0, z) \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right). \quad (3.14)$$

Dabei bezeichnet r die radiale Koordinate. Die Intensitätsverteilung $I(0, z)$ entlang der Strahlachse kann durch die Strahlungsleistung P ausgedrückt werden:

$$I(0, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)}. \quad (3.15)$$

Der $1/e^2$ -Radius $w(z)$ hängt von der axialen Koordinate wie folgt ab:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (3.16)$$

Die Größe z_R ist die Rayleigh-Länge. Sie ist definiert als derjenige Abstand vom Fokus, bei dem die Intensität auf die Hälfte des Maximalwertes abgefallen ist. Es gilt

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}, \quad (3.17)$$

mit der Laserwellenlänge λ_L und der minimalen Strahltaile $w_0 = w(z = 0)$, die auch als Fokusgröße bezeichnet wird. Indem man die Intensitätsverteilung aus Gleichung 3.14 in Gleichung 3.12 für das optische Potential einsetzt, erhält man das Dipolpotential $U_{\text{dip}}(\mathbf{r})$. Die maximale Potentialtiefe, die man auch als Falltiefe bezeichnet, ist dabei gegeben durch

$$\hat{U} \equiv U_{\text{dip}}(0, 0) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) \frac{2P}{\pi w_0^2}. \quad (3.18)$$

Für eine Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1030 nm mit einer Fokusgröße von 40 μm ergibt sich bei einer Laserleistung von 16 W eine Falltiefe von $\hat{U} = k_B \times 1041 \mu\text{K}$ und eine Streurrate von $\Gamma_{\text{sc}} = 10,1 \text{ s}^{-1}$. Da die Rayleigh-Länge z_r um den Faktor $\pi w_0/\lambda_L$ größer ist, als die minimale Strahltaile w_0 , ist das Potential in radialer Richtung wesentlich steiler als in axialer Richtung. Um sicherzustellen, dass die Dipolkraft größer ist, als die Gravitationskraft, werden Einzelstrahlfallen daher meist in horizontaler Richtung aufgebaut. Die stärkere radiale Komponente der Dipolkraft ($\sim \hat{U}/w_0$) wirkt dann der Gravitation entgegen (siehe Abschnitt Gravitation).

In den meisten Dipolfallenexperimenten kann davon ausgegangen werden, dass die thermische Energie der Atome $k_B T$ deutlich kleiner als die Potentialtiefe \hat{U} ist. Das bedeutet, dass die radiale Ausdehnung der Atomwolke klein gegenüber der minimalen Strahltaile w_0 und die axiale Ausdehnung klein gegenüber der Rayleigh-Länge z_R ist. In diesem Fall kann man das Dipolfallenpotential durch das Potential eines zylindersymmetrischen harmonischen Oszillators nähern:

$$U_{\text{FB}} \cong -\hat{U} \left(1 - 2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right). \quad (3.19)$$

Für einen typischen Wert des so genannten Abschneideparameters η von $\eta \equiv \hat{U}/k_B T = 10$ ergibt sich durch die Näherung ein Fehler in der Fallentiefe am Rand des Ensembles von etwa 1 %. Falls diese harmonische Näherung möglich ist, so kann man aus der obigen Gleichung auch die Fallenfrequenzen ablesen:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4\hat{U}}{m\omega_0^2}} \quad \text{radiale Fallenfrequenz,} \quad (3.20)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2\hat{U}}{mz_R^2}} = \sqrt{\frac{2\hat{U}}{m\pi^2\omega_0^4/\lambda_L^2}} \quad \text{axiale Fallenfrequenz.} \quad (3.21)$$

Dabei ist m die Masse des gefangenen Atoms.

Gekreuzte Dipolfalle

Wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, kann ein fokussierter Gausscher Strahl eine Dipolfalle mit Einschluss in allen drei Dimensionen erzeugen. Allerdings ist diese Falle in der Regel stark anisotrop, da die Rayleigh-Länge z_R deutlich größer als die Fokusgröße w_0 ist. Eine experimentell relativ einfach zu implementierende Methode, eine nahezu isotrope Falle mit starkem Einschluss zu erzeugen, besteht darin, zwei Strahlen mit orthogonaler Polarisierung und gleicher Strahltaile unter einem Winkel von 90° entlang der x- und y-Achsen zu kreuzen. In diesem Fall kann das Dipolfallenpotential der zentralen Falle für kleine Auslenkungen vom Fallenzentrum folgendermaßen genähert werden:

$$U_{\text{CB}}(x, y, z) \cong -2\hat{U} \left(1 - \frac{x^2 + y^2 + 2z^2}{2\omega_0^2} \right). \quad (3.22)$$

Zu beachten ist, dass die effektive Potentialtiefe nur \hat{U} beträgt. Atome höherer Energie können nicht mehr im steilen Bereich der gekreuzten Dipolfalle gefangen werden, sondern werden in den Armen der Einzelstrahlfallen gefangen. Da gekreuzte Dipolfallen für ein relativ großes Einfangvolumen einerseits und einen starken Einschluss der Atome andererseits sorgen, sind sie für die evaporative Kühlung von Atomen gut geeignet. Daher wurden in den meisten Experimenten in dieser Arbeit gekreuzte Dipolfallen verwendet.

Gravitation

Bei den bisherigen Überlegungen zu den Dipolfallenpotentialen wurde der Einfluss der Gravitation vernachlässigt. Dies ist in vielen Fällen auch gerechtfertigt, da die Dipolkraft in den meisten Experimenten deutlich größer als die Gravitationskraft auf die Atome ist. Für sehr flache Fallen, wie sie z.B. am Ende von Evaporationsrampen auftreten, kann die Gravitation allerdings nicht mehr vernachlässigt werden.

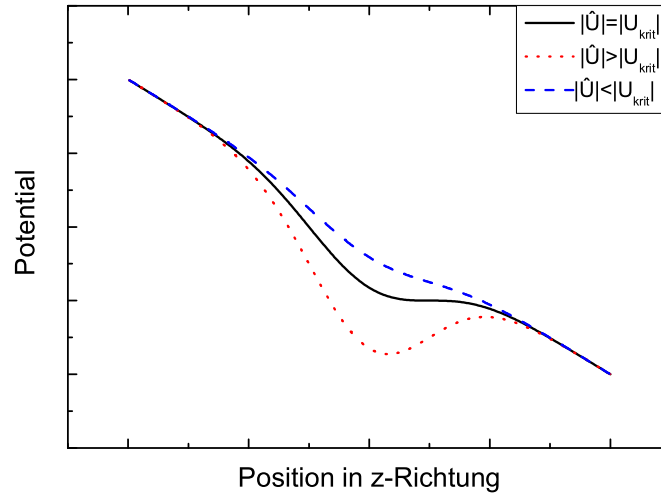


Abbildung 3.5: Potentialverlauf in einer Dipolfalle in Richtung der Gravitation. Aufgrund der Gravitation ist die Potentialkurve unterhalb einer kritischen Potentialtiefe $\hat{U} < U_{\text{krit}}$ monoton fallend, so dass kein Einschluss möglich ist.

Figure 3.5: *Potential of a dipole trap in the gravitational field. Due to gravity, there is no local potential minimum below a critical potential depth U_{krit} . Thus, no confinement in the z -direction is possible for $\hat{U} < U_{\text{krit}}$.*

Für die resultierende Kraft $F_z(z)$ in Richtung der Gravitation auf ein Atom im Fallenzentrum eines fokussierten rotverstimmten Laserstrahls gilt:

$$\begin{aligned} F_z(z) &= F_{\text{dip}}(z) - mg = -\frac{dU}{dz} - mg = \hat{U} \cdot \frac{d}{dz} \exp(-2z^2/w_0^2) - mg \\ &= -\hat{U} \cdot \frac{4z}{w_0^2} \exp(-2z^2/w_0^2) - mg. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Damit die Atome in der Falle gehalten werden können, muss also $F_{\text{dip}}(z)$ größer als mg sein. F_z ist maximal an der Stelle $z = -\frac{w_0}{2}$ und es ergibt sich die Bedingung $\hat{U} > U_{\text{krit}}$ mit:

$$U_{\text{krit}} = mg \frac{w_0}{2} e^{1/2} \quad (3.24)$$

Für das resultierende Potential bedeutet $\hat{U} > U_{\text{krit}}$, dass es ein lokales Potentialminimum gibt. Ist das Dipolpotential zu schwach, so ist die Potentialkurve in z -Richtung monoton fallend, so dass kein Einschluss in z -Richtung möglich ist (Abbildung 3.5).

3.2 Experimenteller Aufbau

3.2.1 Dipolfallenlaser

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, eine rotverstimmte Dipolfalle zu erzeugen. In einigen Experimenten wird eine Dipolfalle mit einem CO_2 -Laser (Wellenlänge: $10,6 \mu m$) verwendet [38, 41]. Dieser Laser hat aufgrund seiner sehr großen Verstimmung den Vorteil einer nahezu verschwindenden spontanen Streurrate. Außerdem sind CO_2 -Laser mit sehr hoher Ausgangsleistung kommerziell erhältlich. Der Nachteil ist allerdings, dass Licht dieser Wellenlänge in gewöhnlichen optischen Substraten absorbiert wird, so dass spezielle Linsen und Vakuumfenster aus ZnSe verwendet werden müssen.

Eine Alternative besteht darin, einen Titan-Saphir-Laser (Ti:Sa-Laser) zu verwenden. Dieser hat den Vorteil, dass er monochromatisches Licht im nahezu gesamten Nahinfrarotbereich emittieren kann. Das heißt, man kann in den Experimenten die Verstimmung der Falle frei wählen. Dadurch, dass die Wellenlänge des Lasers relativ nah an der atomaren Resonanz von Rubidium ist, ist es außerdem möglich, tiefe Dipolfallen mit vergleichsweise geringen Laserleistungen von einigen hundert Milliwatt zu erzeugen. Wegen der sehr geringen Verstimmung des Laserlichtes ist die spontane Streurrate andererseits vergleichsweise hoch, so dass es aufgrund der Aufheizprozesse vermutlich schwierig ist, atomare Ensembles bis unter $1 \mu K$ abzukühlen.

In unserem Experiment wurde daher nach ersten Untersuchungen zum effizienten Laden einer Dipolfalle [59] der bis dahin verwendete Ti:Sa-Laser durch einen Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von 1030 nm ersetzt. Dieser hat den Vorteil, dass die spontane Streurrate im Vergleich zum Ti:Sa-Laser gering ist. Außerdem können bei 1030 nm immer noch optische Standard-Komponenten verwendet werden. Bei dem Laser handelt es sich um einen diodengepumpten Yb:YAG Scheibenlaser (Typ: VersaDisk) der Firma ELS Elektronik Laser System GmbH. Dieser neuartige, am Stuttgarter Institut für Strahlwerkzeuge entwickelte Lasertyp ermöglicht sehr hohe Laserleistungen mit einer hohen Strahlqualität. Als laseraktives Medium wird bei einem Scheibenlaser eine $100\text{-}200 \mu m$ dicke Scheibe verwendet, die auf der einen Seite wärmeleitend mit einem Kühlkörper verbunden ist, und von der anderen Seite gepumpt wird. Die Pumpstrahlung wird durch ein Spiegelsystem mehrfach auf den Kristall abgebildet, so dass trotz der dünnen Scheibe eine hohe Absorption der Pumpenergie im Kristall und damit ein hoher Wirkungsgrad erreicht wird. Die Rückseite der Kristallscheibe ist verspiegelt, so dass diese gleichzeitig als Resonatorspiegel dient. Der Resonator des für diese Arbeit verwendeten Scheibenlasers ist z-förmig und besteht zusätzlich zur Kristallendfläche noch aus zwei Umlenkspiegeln und einem Auskoppelspiegel. In dem Resonator befinden sich ein Etalon und ein Lyot-Filter zur Frequenzselektion (siehe rechte Seite von Abbildung 3.6).

3.2.2 Erzeugung der Dipolfalle

Zur Erzeugung der Dipolfalle muss der Laser in die Atomwolke fokussiert werden. Der Strahlengang ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Um die gewünschte Fokusgröße zu

erhalten wird der Strahl zunächst mit einem Teleskop aufgeweitet. Dann wird er mit einem Achromaten so fokussiert, dass sich ein Fokus außerhalb der Vakuumkammer ergibt. Dieser Fokus wird dann in die Vakuumkammer abgebildet. Nach der Fokussierlinse durchläuft der Strahl zunächst noch einen Polarisationsstrahlteiler. Dieser teilt den Strahl so auf, dass zwei Strahlen orthogonaler Polarisation in die Kammer gelangen. Hinter dem Strahlteiler befindet sich in jedem Strahl ein Achromat, der den Fokus in die Kammer abbildet. Die Position der Achromaten ist so gewählt, dass sich die beiden Strahlen genau im Brennpunkt schneiden.

Die Intensität der Strahlen und damit die Falltiefe wird mit einem akustooptischen Modulator (AOM) kontrolliert. Dieser dient zusammen mit einem PI-Regler und einer Photodiode einerseits dazu, die Strahlintensität zu stabilisieren, andererseits kann mit dem System die Intensität auch kontrolliert heruntergefahren werden, wie dies für die evaporative Kühlung notwendig ist. Da es für viele Experimente wichtig ist, dass der Laser im Einmodenbetrieb läuft, befindet sich außerdem noch ein Fabry-Perot-Resonator als Monitor im Strahlengang.

3.3 Charakterisierung einer Dipolfalle

3.3.1 Teilchenzahlbestimmung

Zur Bestimmung von Teilchenzahlen in atomaren Ensembles gibt es im vorliegenden Experiment grundsätzlich zwei Möglichkeiten: die Fluoreszenzdetektion und die Absorptionsdetektion. Bei der Fluoreszenzdetektion wird das atomare Ensemble mit resonantem Licht bestrahlt. Aus der Leistung des abgestrahlten Lichts der Atome kann man dann, sofern man die Verstimmung und die Intensität des eingestrahlten Lichtes kennt, die Teilchenzahl bestimmen. Der Vorteil dieser Methode ist, dass sie sehr einfach experimentell zu implementieren ist, da nur das Licht der magneto-optischen Falle eingestrahlt werden muss und somit kein zusätzlicher Detektionsstrahl nötig ist. Zusätzlich ist sie gut geeignet, auch noch sehr wenige Atome nachzuweisen. Nachteil dieser Methode ist allerdings, dass man für eine genaue Teilchenzahlbestimmung viele Größen wie Laserleistung, Laserverstimmung, numerische Apertur der Detektionsoptik und Detektoreffizienz sehr genau kennen muss. Außerdem wird das Ensemble während der im Vergleich zur Absorptionsdetektion deutlich längeren Detektionszeit stark aufgeheizt.

Daher wurde bei den meisten hier beschriebenen Experimenten die Teilchenzahlbestimmung mit Hilfe der Absorptionsdetektion vorgenommen. Sie hat zusätzlich den Vorteil einer höheren Zeitauflösung. Bei der Absorptionsmessung wird die Atomwolke von einem Laserstrahl definierter Intensität, Verstimmung und Polarisation beleuchtet. Der Schattenwurf der Atome wird dann auf eine CCD-Kamera (Typ Photometrics Sensys, mit dem CCD-Chip KAF 0400) abgebildet. Anschließend wird ein Bild mit gleichen Strahlparametern, allerdings ohne Atome, aufgenommen. Aus dem Verhältnis der beiden Bilder kann man nun die optische Dichte des atomaren Ensembles bestimmen und aus dieser dann die Teilchenzahl. Dabei ist es wichtig, dass

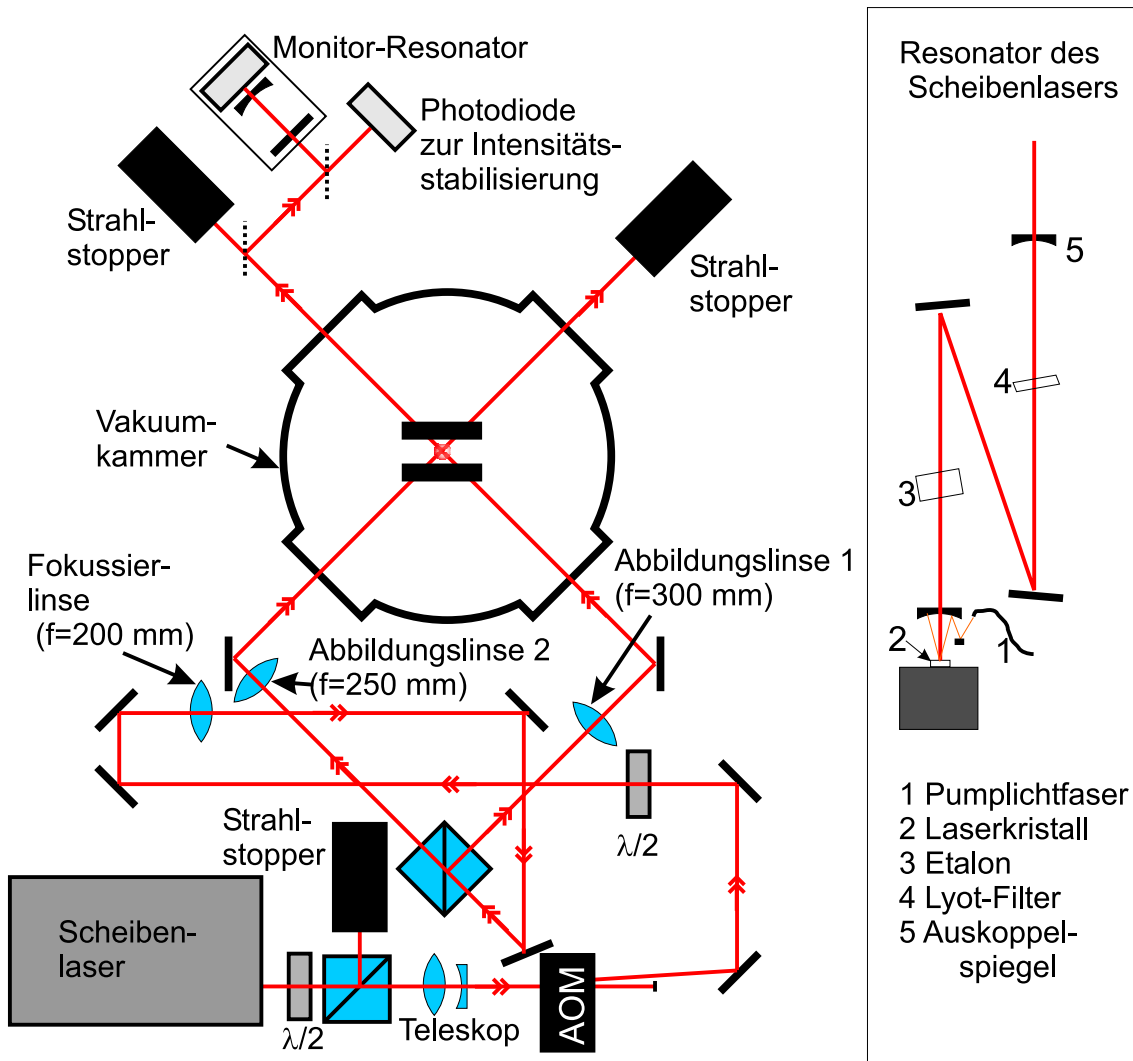


Abbildung 3.6: Strahlengang des Dipolfallenaufbaus (links) und Strahlengang im Resonator des Scheibenlasers (rechts).

Figure 3.6: Beam path of the dipole trap configuration (left side) and beam path inside the cavity of the disk laser (right side).

die Intensität des Detektionstrahls immer deutlich kleiner als die Sättigungsintensität ist. Eine ausführliche Darstellung der beiden Detektionsmethoden für dieses Experiment findet sich in [59].

3.3.2 Temperaturbestimmung

Die Temperatur der Dipolfalle kann mit der so genannten Flugzeitmethode bestimmt werden. Für eine solche Messung schaltet man zunächst die Dipolfalle aus. So können die Atome frei expandieren, während sie gleichzeitig unter der Einwirkung der Schwerkraft nach unten fallen. Nach einer variablen Zeit wird ein Absorptionsbild¹ gemacht. Aus den Absorptionsbildern der expandierenden Atomwolke lässt sich auf die Geschwindigkeitsverteilung der Atome schließen und die Temperatur kann wie folgt bestimmt werden.

Es kann eine Gaussfunktion an die gemessene Intensitätsverteilung des Absorptionbildes angepasst werden:

$$f_{\text{fit}} \sim e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}}. \quad (3.25)$$

Analog kann auch eine Gaussfunktion an die gemessene Intensitätsverteilung in y-Richtung angefitet werden. Die z-Richtung ist hier die Richtung der optischen Achse der Kamera, so dass in dieser Richtung keine Temperaturmessung erfolgen kann. Die Größe σ_x wird charakteristische Länge genannt. Aus der Messung der charakteristischen Längen σ_{x1} zur Zeit t_1 und σ_{x2} zur Zeit t_2 kann man die Temperatur aus

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_{x1}^2 - \sigma_{x2}^2}{t_1^2 - t_2^2} \quad (3.26)$$

berechnen [60]. Für ^{87}Rb ergibt sich hiermit

$$T \approx 10,45 \text{ nK} \frac{\sigma_{x1}^2 - \sigma_{x2}^2 / [\mu\text{m}]}{t_1^2 - t_2^2 / [\text{ms}]}. \quad (3.27)$$

Für genauere Messungen der Temperatur nimmt man σ_x für mehrere Flugzeiten auf. Danach trägt man die Quadrate der charakteristischen Längen gegen die Quadrate der Wartezeiten auf. Aus der Steigung dieser Gerade kann man dann die Temperatur analog zu Gleichung 3.26 bestimmen.

Aus Gleichung 3.26 kann man ablesen, dass es wichtig ist, den Abbildungsmaßstab der Abbildung zu kennen, da die absolute Größe der Wolke quadratisch in die Temperatur eingeht. Daher wurde die Größe der Fläche, die auf einen Pixel der Kamera abgebildet wird, experimentell bestimmt. In vielen Experimenten wird dazu die atomare Wolke fallen gelassen und der Abbildungsmaßstab aus der Beschleunigung der Wolke auf dem Bild bestimmt. Da in diesem Experiment die Beobachtungsrichtung parallel zur Gravitation liegt, ist dies nicht möglich. Deswegen wurde der

¹Flugzeitmessungen können selbstverständlich auch mit Hilfe der Fluoreszenzdetektion gemacht werden. Aufgrund der stärkeren Aufheizprozesse und der geringeren zeitlichen Auflösung bei der Fluoreszenzdetektions wurden in den hier beschriebenen Experimenten allerdings immer Absorptionsaufnahmen gemacht.

Abbildungsmaßstab, wie in Abbildung 3.7 dargestellt, gemessen. Zunächst wurde ein Absorptionsbild von Atomen in einer Einzelstrahldipolfalle aufgenommen und die Position des Strahls auf der Austrittsseite der Vakuumkammer gemessen. Anschließend wurde der Dipolfallenstrahl mit Hilfe des letzten Spiegels vor der Vakuumkammer verkippt. Die Falle wurde nun wieder auf die Kamera abgebildet und die Position des Strahls auf der Austrittsseite der Kamera wurde erneut gemessen. Aus dem Abstand der Strahlpositionen auf der Austrittsseite der Kamera kann man den Abstand am Ort der Dipolfalle berechnen. Durch einen Vergleich des berechneten Abstandes in μm und des Abstandes der Dipolfallen auf den beiden Bildern in Pixeln konnte die Fläche bestimmt werden, die auf einen Pixel abgebildet wird. Daraus ergab sich eine Fläche von $(8,5 \pm 0,8 \mu\text{m})^2$. Da die Größe der Pixel auf dem CCD-Chip $(9 \mu\text{m})^2$ beträgt, ergibt sich also ein Vergrößerungsmaßstab von $1,06 \pm 0,1$.

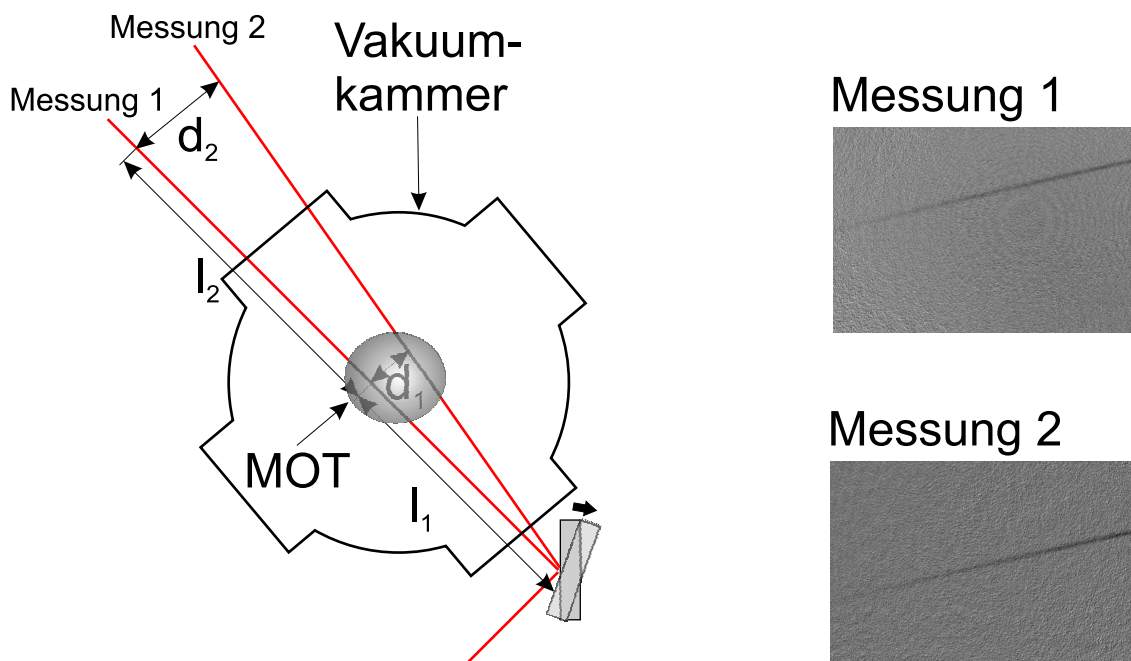


Abbildung 3.7: Bestimmung des Abbildungsmaßstabes. Mit Hilfe des Abstandes d_2 und der Entfernung $l_1 + l_2$ lässt sich über den Strahlensatz der Abstand d_1 bestimmen. Durch Vergleich mit dem Abstand der Dipolfallen von Messung 1 und Messung 2 kann der Abbildungsmaßstab bestimmt werden.

Figure 3.7: Measurement of the imaging scale. From the distances d_2 and $l_1 + l_2$ the distance d_1 can be calculated. By comparison with the distance of the dipole traps of image 1 and image 2 the imaging scale can be determined.

3.3.3 Fallentiefe

Um die Fallentiefe experimentell zu bestimmen, kann man sich den dynamischen Stark-Effekt zu Nutze machen. Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 erläutert, entspricht

die Falltiefe gerade der Stark-Verschiebung des unteren atomaren Zustandes. Um die Falltiefe zu messen, müssen zwei Messreihen aufgenommen werden (Abbildung 3.8). Zunächst wird durch Variation der Frequenz des Detektionslasers die Frequenz gesucht, bei der die Absorption der freien Atome nach Verlassen der Dipolfalle maximal ist. Anschließend wird die gleiche Messung für Atome gemacht, die während der Detektion noch in der Falle sind. Der Frequenzunterschied zwischen diesen beiden Messungen ist ein Maß für die Verschiebung des unteren atomaren Zustandes. Man kann davon ausgehen, dass der obere atomare Zustand ungefähr um den gleichen Betrag nach oben verschoben wird wie der untere Zustand nach unten geschoben wird. Würden sich alle Atome exakt im Fallenzentrum befinden ($T=0$), so würde der halbe gemessene Frequenzunterschied $\Delta\nu_{\text{Stark}}/2$ zwischen den beiden Messungen der Stark-Verschiebung des unteren Zustandes und damit der Falltiefe entsprechen. Aus dieser einfachen Analyse ergibt sich eine Falltiefe von $\hat{U}/k_B = h\Delta\nu_{\text{Stark}}/2 = 480 \mu\text{K}$.

Diese Analyse der Messung von Abbildung 3.8 ist jedoch sehr ungenau. Aus der Graphik kann man erkennen, dass die Kurve für die gefangenen Atome deutlich breiter ist, als diejenige für die ungefangenen. Das liegt daran, dass die Atome während der Detektionsphase von 1 ms aufgeheizt werden und sich aus dem Fallenzentrum bewegen. Je weiter außen die Atome in der Falle sind, desto kleiner ist die Stark-Verschiebung, die die Atome erfahren. Das Aufheizen der Atomwolke führt zu einer Verschiebung der Stark-verschobenen Resonanz in Richtung der Resonanz der freien Atome, zum anderen wird die Resonanz aufgrund der Energieverteilung der Atome verbreitert. Um die Falltiefe genauer zu bestimmen, muss zusätzlich die Temperatur in der Falle berechnet werden. Die Falltiefe entspricht ungefähr der Summe aus der gemessenen Stark-Verschiebung des unteren atomaren Zustandes und der kinetischen Energie aufgrund der endlichen Temperatur der Atome.

$$\hat{U} \approx h\Delta\nu_{\text{Stark}}/2 + \frac{1}{2}k_B T \quad (3.28)$$

Aus der im Experiment gemessenen Differenz zwischen dem Maximum der Kurve für freie und dem für gefangene Atome lässt sich also nur eine untere Grenze für die Dipolfalltiefe bestimmen. Passt man eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung² an die Kurve der gefangenen Atome an, so ergibt sich eine Temperatur von etwa 400 μK . Damit lässt sich aus Gleichung 3.28 eine Falltiefe von ungefähr 680 μK berechnen. Diese Bestimmung der Falltiefe ist allerdings mit einem großen Fehler behaftet. So ist die unterschiedlich starke Aufheizung des Ensembles für unterschiedliche Verstimmungen des Detektionslasers nicht berücksichtigt. Für eine größere Verstimmung nimmt nämlich die Anzahl der absorbierten Photonen während der Detektionszeit ab, so dass eine geringere Aufheizung des Ensembles erfolgt.

Für eine gemessene Gesamtlaserleistung von 16 W kann man aus dieser Falltiefe eine Fokusgröße von etwa 40 μm berechnen. Berechnete man die Größe der Foki

²Dies ist nur eine grobe Abschätzung der Energieverteilung. Da das System während der Messung nicht im thermischen Gleichgewicht ist, kann es sicherlich nur näherungsweise durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden.

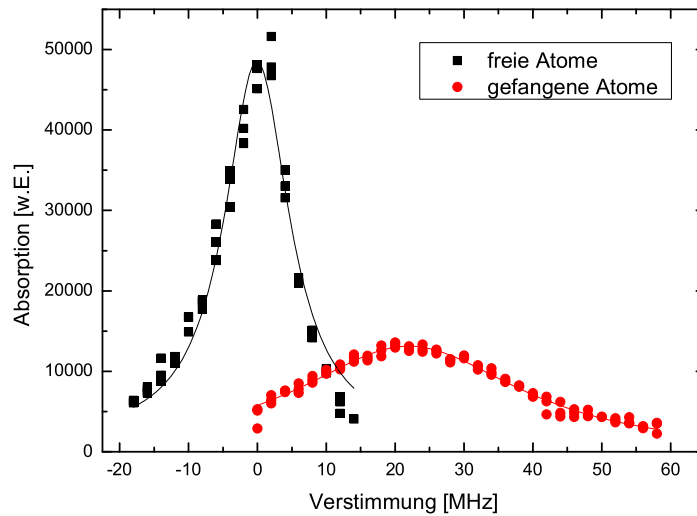


Abbildung 3.8: Stark-Verschiebung für freie (Quadrate) und in der Falle gefangene Atome (Punkte). Aufgrund der dynamischen Stark-Verschiebung ist die Resonanz für gefangene Atome um +22 MHz verschoben. Fittet man eine Lorentzkurve an die Kurve für die freien Atome, so ergibt sich eine Linienbreite von etwa 12 MHz (FWHM). Wegen der Aufheizung der Atome in der Falle ergibt sich für die gefangenen Atome eine deutlich höhere Breite der Resonanzkurve. Aus dieser lässt sich eine Temperatur von etwa 400 μK bestimmen.

Figure 3.8: Stark shift for free atoms (squares) and for trapped atoms (circles). Due to the Stark shift the resonance frequency of the trapped atoms is shifted by +22 MHz. A Lorentzian fit to the curve of the untrapped atoms gives a width of about 12 MHz (FWHM). Because of the heating during detection the width of the curve for the trapped atoms is much higher. From this curve a temperature of about 400 μK can be deduced.

in der Vakuumkammer aus dem Strahldurchmesser vor der Fokussierlinse mit Hilfe der Gaußschen Strahlenoptik, so ergeben sich deutlich kleinere Foki (ca. 20 μm). Mögliche Gründe für diese Abweichungen können Fehler bei der Abschätzung der Temperatur in der Falle sowie Ungenauigkeiten bei der Messung des Strahldurchmessers und Linsenfehler sein.

Dass die Resonanzfrequenz für gefangene Atome gegenüber der für freie Atome verschoben ist, kann man in Abbildung 3.9 erkennen, wo gleichzeitig die frei expandierenden Atome der thermischen Wolke und die gefangenen Atome in der Dipolfalle bei unterschiedlichen Frequenzen des Detektionslasers zu sehen sind. Bei dieser Messung wurde ein Ti:Sa-Laser bei einer Wellenlänge von 795 nm als Dipolfallenlaser verwendet.

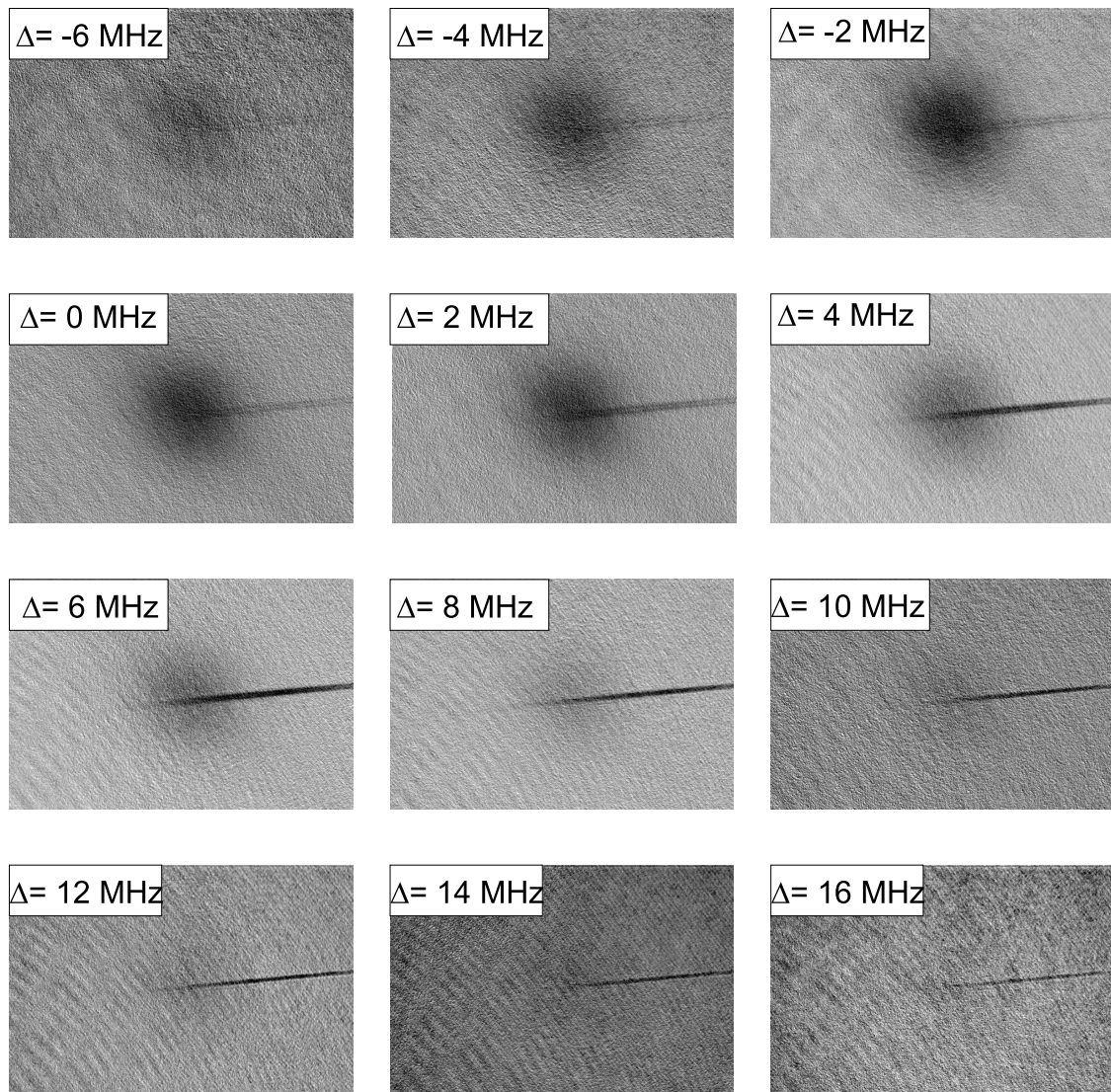


Abbildung 3.9: Stark-Verschiebung für freie und in der Falle gefangene Atome: In dieser Messserie wurde die Frequenz des Absorptionslasers variiert. Die räumliche Verteilung der Atome ist auf allen Bildern gleich. Man kann erkennen, dass die Absorption für die Atome in der thermischen Wolke bei der Resonanz ($\Delta = 0$) am größten ist, während sie für die Atome in der Dipolfalle etwa bei einer Verstimmung von 6 MHz maximal ist. Dies ist auf die Stark-Verschiebung zurückzuführen, die die Atome in der Dipolfalle erfahren.

Figure 3.9: *Stark shift for free atoms and for trapped atoms: In this measurement the frequency of the absorption laser was varied. The spatial distribution of the atoms is the same in all images. The absorption for the free atoms in the thermal cloud is maximal on resonance ($\Delta = 0$) whereas the absorption maximum for the atoms in the dipole trap is at about 6 MHz detuning to the resonance.*

4 Effizientes Umladen und Verlustprozesse in Dipolfallen

Als Startpunkt für eine effiziente evaporative Kühlung sind hohe Teilchenzahlen und hohe Dichten in der Dipolfalle unerlässlich. Um dies zu erreichen gibt es verschiedene Methoden. In einigen Experimenten werden die Atome zunächst aus der magneto-optischen Falle (MOT) in eine Magnetfalle geladen und dann von der Magnetfalle in die Dipolfalle umgeladen [61, 62]. In anderen Experimenten werden die Atome von der MOT über eine Kühlphase in einem optischen Gitter in die Dipolfalle geladen [39, 63]. Diese Methoden profitieren davon, dass während der Ladephase der Dipolfalle keine lichtinduzierten Verluste auftreten, da kein nahresonantes MOT-Licht vorhanden ist. Die Kühlphase im optischen Gitter sorgt zusätzlich noch dafür, dass insbesondere bei flachen Dipolfallen mehr Atome von der Dipolfalle eingefangen werden können.

Es ist aber auch möglich, sehr viele Teilchen direkt aus der MOT in die Dipolfalle zu laden [29, 38]. Dieser Weg wird von uns verfolgt. Die Schwierigkeit dabei besteht darin, einerseits eine hohe Laderate von der MOT in die Dipolfalle zu erreichen und andererseits die Verluste in der Dipolfalle während der Ladephase möglichst gering zu halten. Die Laderate in die Dipolfalle hängt hierbei von der Kühlung und dem Fluss der Atome in die Dipolfalle ab. Die Verluste in der Dipolfalle während der Ladephase werden hauptsächlich durch spontan gestreute Photonen aus dem MOT-Licht verursacht, die zum einen eine Aufheizung des Ensembles verursachen und zum anderen für Teilchenverluste aufgrund von lichtinduzierten Stößen sorgen. Die Prozesse beim Transfer von der MOT in die Dipolfalle sind noch nicht vollständig verstanden. Insofern ist eine detaillierte Untersuchung des Ladevorgangs nicht nur notwendig, um hohe Teilchenzahlen zu erreichen, sondern ist auch an sich eine interessante physikalische Fragestellung. Ähnliche Untersuchungen zum Laden von Dipolfallen wurden bereits von Kuppens et al. in der Gruppe von Wieman gemacht [64]. Allerdings wurden dort Untersuchungen an einer Einzelstrahlfalle, die mit einem Titan-Saphir-Laser bei einer Wellenlänge von etwa 785 nm erzeugt wurde, durchgeführt. Die hier diskutierten Messungen hingegen wurden in einer gekreuzten Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1030 nm durchgeführt, da eine solche Falle ein wesentlich besserer Ausgangspunkt für die weiteren Experimente zur evaporativen Kühlung ist.

In Abschnitt 4.1 werden zunächst die verschiedenen Verlustprozesse, die beim Laden einer Dipolfalle eine Rolle spielen, beschrieben. Anschließend werden in Abschnitt 4.2 experimentelle Untersuchungen zu diesen Verlustprozessen gezeigt. In Abschnitt 4.3 werden die Auswirkungen dieser Prozesse auf das Laden der Dipolfalle experimentell untersucht und diskutiert.

4.1 Prozesse beim Laden einer Dipolfalle

Betrachtet man den Ladeprozess einer Dipolfalle in Abhängigkeit von der Zeit, so stellt man ein interessantes Verhalten fest (siehe Abbildung 4.1). Die Teilchenzahl in der Dipolfalle steigt in den ersten 60-100 ms steil und nahezu linear an, bis Verlustprozesse die maximale Teilchenzahl begrenzen. Dann nimmt die Teilchenzahl mit einer wesentlich längeren Zeitkonstante wieder ab. Sowohl die Laderate als auch die Verlustrate hängen in komplexer Weise von Amplitude und Verstimmung der beteiligten Laserfelder ab.

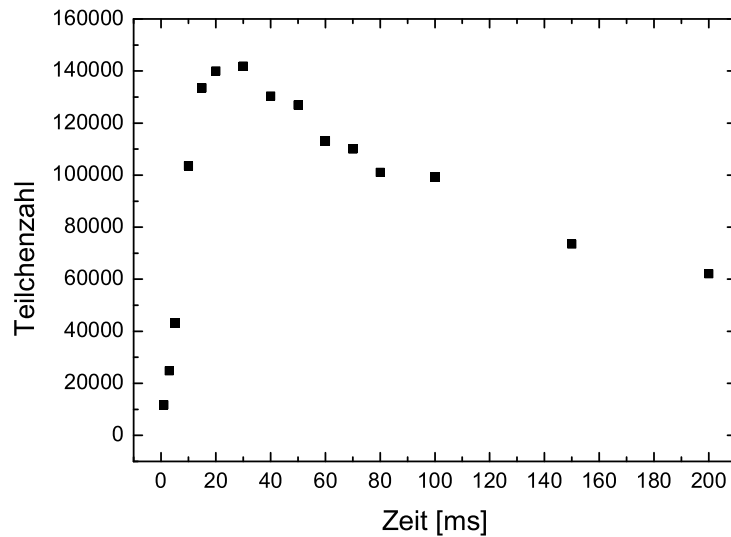


Abbildung 4.1: Entwicklung der Teilchenzahl in der Dipolfalle in Abhängigkeit von der Dauer der Ladephase: Zunächst steigt die Teilchenzahl steil an. Nach dem Erreichen des Maximums nimmt sie mit einer wesentlich längeren Zeitkonstante wieder ab.

Figure 4.1: *Particle number in the dipole trap vs. duration of the loading phase: The number of atoms in the dipole trap is increasing very quickly in the beginning. After reaching a maximum the number of atoms is decreasing with a much slower rate.*

Die Laderate wird vom Fluss der Atome in das Fallenvolumen bestimmt. Dieser Fluss wird durch die Dichte und die Temperatur in der MOT vorgegeben. Zusätzlich müssen die Atome in dem Bereich, wo MOT und Dipolfalle überlappen, gekühlt werden, damit sie in der Dipolfalle gefangen werden. Sowohl der Fluss als auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom in der Falle gefangen wird, sind von der Falltiefe und den daraus resultierenden Verschiebungen der atomaren Niveaus im Bereich der Dipolfalle abhängig.

Teilchenverluste aus der Falle resultieren entweder aus Wechselwirkungen mit dem

Fallenlicht oder aus Stoßprozessen. In der Ladephase kommen zusätzlich noch Wechselwirkungen mit dem nahresonanten Licht der MOT hinzu. Beiträge zu den Fallenverlusten sind Heizprozesse aufgrund von spontan gestreuten Photonen aus dem Fallenlaser sowie Intensitäts- und Strahllageschwankungen des Fallenlasers. Außerdem kann es zu Kollisionen von gefangenen Atomen mit Atomen des Hintergrundgases kommen, die ebenfalls für eine Aufheizung sorgen. Bei hohen Dichten in der Dipolfalle sind jedoch Kollisionen zwischen den gefangenen Atomen der dominierende Faktor für die Teilchenverluste. Dabei unterscheidet man verschiedene Arten von Stößen: photoassoziative Stöße, den Hyperfeinzustand ändernde Stöße und Stöße, bei denen abstoßende Molekülpotentiale für einen Verlust aus der Falle sorgen („radiative escape“).

Photoassoziative Stöße können durch nahresonantes Licht der MOT-Laser, aber auch durch den Fallenlaser induziert werden und führen zu Molekülen, die nicht mehr in der Falle gefangen werden können. Bei Stößen, die den Hyperfeinzustand des Grundzustandes ändern, wird die Energie der Hyperfeinaufspaltung in kinetische Energie der Atome umgewandelt. Im Fall von ^{87}Rb entspricht dies etwa 0,29 K. Da dies deutlich höher als typische Dipolfallentiefen ist, verlassen diese Atome die Falle.

Ein „radiative escape“-Prozess kann dann auftreten, wenn sich zwei Atome sehr nahe kommen. Beträgt der Abstand zwischen zwei Atomen ungefähr 100 nm, so kann das MOT-Licht die Atome resonant in einen attraktiven Molekülzustand anregen. Die attraktive dipolinduzierte Wechselwirkung zwischen den Atomen führt zu einer Erhöhung der kinetischen Energie der Atome. Der Zustand zerfällt schließlich wieder spontan, allerdings ist die während des Stoßes erworbenen kinetische Energie ausreichend, dass die Atome die Falle verlassen.

Zusätzlich führen auch elastische Stöße zu Teilchenverlusten, solange das System nicht im thermischen Gleichgewicht ist („self evaporation“, siehe Kapitel 5).

Die Lade- und Verlustraten hängen stark von der Form und der Tiefe des optischen Potentials sowie von der Intensität und der Verstimmung der MOT-Lichtfelder während der Ladephase ab. Durch genaue Untersuchung der Umladeeffizienz in Abhängigkeit von diesen Parametern konnte der Ladeprozess besser verstanden werden und die Umladeeffizienz konnte optimiert werden.

4.2 Verluste aus der Dipolfalle

Zunächst werden die Verluste aus der Dipolfalle ohne nahresonantes MOT-Licht untersucht. Dies geschieht mit Hilfe einer Lebensdauerermessung. Dazu wird die Dipolfalle zunächst aus der magneto-optischen Falle geladen. Während der Ladephase der MOT ist der Dipolfallenlaser bereits eingeschaltet. Dann beginnt der eigentliche Ladeprozess der Dipolfalle. Nachdem die Chirplaser ausgeschaltet worden sind, wird die Verstimmung des Kühl lasers der MOT erhöht und die Rückpumpintensität wird stark reduziert. Diese Ladephase dauert typischerweise 60-150 ms, je nach Tiefe und Form der Dipolfalle. Danach wird das MOT-Kühllicht, das MOT-Rückpumplicht und das Magnetfeld der MOT ausgeschaltet. Die Atome werden für eine variable

Zeit in der Dipolfalle gespeichert, bevor der Dipolfallenlaser ausgeschaltet und der Detektionsstrahl eingeschaltet wird. Die Atomwolke wird schließlich mittels Absorptionsdetektion auf die Kamera abgebildet und aus dem Kamerabild wird die Teilchenzahl bestimmt.

Mit Ausnahme der in Abbildung 4.4 dargestellten Messung, wurden alle in diesem Abschnitt dargestellten Messungen in einer gekreuzten Dipolfalle mit einer Fokussgröße von etwa $60\ \mu\text{m}$ bei einer Laserleistung von etwa $8\ \text{W}$ pro Strahl durchgeführt. Diese Parameter führen zu einer Falltiefe von etwa $450\ \mu\text{K}$.

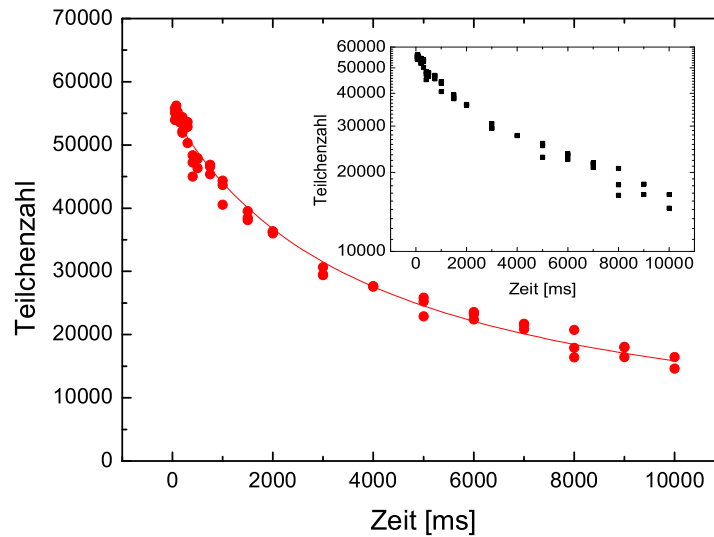


Abbildung 4.2: Lebensdauer der Dipolfalle mit den Atomen im Zustand $5^2S_{1/2}, F = 1$ in linearer (großes Bild) und logarithmischer (kleines Bild) Darstellung. Die Kurve ist ein Fit von Gleichung 4.2 an die Messdaten. Es ergibt sich für die dichteabhängige Verlustrate $\beta' = 4,58 \times 10^{-6}\text{s}^{-1}$. Die dichteunabhängige Verlustrate α kann vernachlässigt werden.

Figure 4.2: Lifetime of the dipole trap with the atoms in the $5^2S_{1/2}, F = 1$ state in a linear (big figure) and a logarithmic (inset) plot. The solid curve is a fit of equation 4.2 to the data. The two-body loss rate is calculated to $\beta' = 4,58 \times 10^{-6}\text{s}^{-1}$. The density independent loss rate α can be neglected.

In Abbildung 4.2 ist die Anzahl der Atome in der Dipolfalle in Abhängigkeit von der Speicherzeit dargestellt. Aus der logarithmischen Darstellung oben rechts in Abbildung 4.2 kann man sehen, dass es sich bei den Teilchenverlusten nicht um einen rein exponentiellen Zerfall handelt. Statt dessen ist die Verlustrate für kurze Speicherzeiten, also für hohe Dichten in der Dipolfalle deutlich höher. Geht man davon aus, dass die Verluste überwiegend aus Zwei-Körper-Stößen resultieren, so kann die zeitliche Entwicklung der Teilchenzahl N durch folgende Differentialgleichung

beschrieben werden:

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N - \beta' N^2. \quad (4.1)$$

Dabei ist α eine exponentielle Verlustrate, während β' ein Koeffizient für die Verluste aufgrund von Zweikörperstößen ist. Löst man diese Differentialgleichung, so ergibt sich:

$$N(t) = \frac{N_0 \alpha}{(\alpha + N_0 \beta') e^{\alpha t} - N_0 \beta'}, \quad (4.2)$$

mit der Anfangsteilchenzahl N_0 . Diese Funktion kann an die Lebensdauerkurve angepasst werden. Daraus erhält man die exponentielle Verlustrate α und die Zweikörperverlustrate β' . Außerdem kann die Teilchenzahl zum Zeitpunkt $t = 0$ ermittelt werden. Diese ist direkt experimentell nur schwer zu bestimmen, da sich für kurze Fallenzeiten immer auch noch ungefangene Atome im Detektionsbereich der Kamera befinden.

Für die Daten aus der Lebensdauermessung in Abbildung 4.2 ergibt sich für den Zwei-Körper-Verlustkoeffizienten $\beta' = 4,58 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$. Gleichzeitig lässt sich aus den Daten des Fits erkennen, dass die dichteunabhängigen Verluste α deutlich kleiner sind. Der Fit ist auch konsistent mit $\alpha = 0$, so dass es nicht möglich ist, α aus dieser Messung zu bestimmen¹. Statt den Zwei-Körper-Verlustkoeffizienten für die Atomzahl β' anzugeben ist es in den meisten Fällen sinnvoller, den volumenunabhängigen Verlustkoeffizienten für die Dichte zu bestimmen. Dieser lässt sich durch $\beta \equiv \beta' V$ berechnen, wobei V das von den Atomen eingenommene Volumen ist. Dieses kann bestimmt werden, indem man das Volumen des Ensembles in der gekreuzten Dipolfalle durch ein Ellipsoid mit den Seitenlängen $w_x = w_y = w_0$ und $w_z = \frac{w_0}{\sqrt{2}}$ annähert:

$$V = \frac{4}{3\sqrt{2}} \pi w_0^3 \left(\ln \left(\frac{1}{1 - \eta^{-1}} \right) \right)^{3/2}. \quad (4.3)$$

Dabei ist $\eta = \hat{U}/k_B T$ der Abschneideparameter, der das Verhältnis zwischen Fallentiefe und Temperatur der Atome angibt. Somit ergibt sich mit dem experimentell bestimmten Abschneideparameter von 10 und einer Fokusgröße von $w_0 = 60 \mu\text{m}$ für das Volumen $V = 2,18 \times 10^{-8} \text{cm}^3$ und für den Verlustkoeffizienten $\beta = 1,0 \times 10^{-13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$.

Dieser Verlustkoeffizient β hängt nicht vom Fallenvolumen ab. Er unterscheidet sich jedoch für unterschiedliche Laserverstimmungen. Aus der Lebensdauermessung in Abbildung 4.4, die mit einem Ti:Sa-Laser bei einer Wellenlänge von 782 nm durchgeführt wurde, lässt sich ein deutlich höherer Wert von $\beta = 1,6 \times 10^{-11} \text{cm}^3$ bestimmen. Auch in den Messungen von Kuppens et al. ergab sich bei einer Wellenlänge des Fallenlasers von etwa 785 nm ein erhöhter Wert von $\beta = 4 \times 10^{-12} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$. Die erhöhte Verlustrate für die Ti:Sa-Fallen hängt damit zusammen, dass es bei ⁸⁷Rb

¹Bei Messungen in einer Einzelstrahldipolfalle, in der die Dichte und somit auch die dichteabhängigen Verluste deutlich geringer sind, wurden Lebensdauern von deutlich über 10 s gemessen, so dass $\alpha < 0,1 \text{s}^{-1}$.

im Bereich von 800 nm Wellenlänge sehr viele Photoassoziationslinien gibt. Zusätzlich können die Atome durch spontan gestreute Photonen aus dem Fallenlaser in den oberen Hyperfeingrundzustand gepumpt werden und es kann zu inelastischen Stößen kommen, bei denen sich der Hyperfeinzustand ändert.

Gleichzeitig kommt es ebenfalls zu einer deutlichen Erhöhung der dichteunabhängigen Verluste aufgrund von Heizeffekten durch spontan gestreute Photonen aus dem Fallenlaser. Die deutlich verkürzte Lebensdauer einer Ti:Sa-Falle gegenüber einer Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1 μm kann man sehen, wenn man die Zeitskala der Lebensdauerkurven von Abbildung 4.4 mit der von Abbildung 4.2 vergleicht.

Der Verlustkoeffizient β' hängt vom Hyperfeinzustand der gefangenen Atome ab. Grund für diese dichteabhängigen Verluste sind Photoassoziation und Stöße, bei denen sich der Hyperfeinzustand ändert. Den Einfluss des Hyperfeinzustands der Atome auf die Verluste kann man aus Abbildung 4.3 entnehmen, wo zwei Lebensdauer-messungen für Atome in unterschiedlichen Hyperfeinzuständen dargestellt sind. Die Ursache für die deutlich unterschiedliche Lebensdauer sind die Stöße, bei denen sich der Hyperfeinzustand ändert. Während sich für den $F=1$ -Hyperfeingrundzustand $\beta' = 4,58 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ergibt, sind die Zweikörperverluste für den oberen $F=2$ -Hyperfeinzustand des Grundzustandes mit $\beta' = 3,79 \times 10^{-5} \text{ 1/s}$ beinahe eine Größenordnung höher. Diese erhöhten Verluste hängen damit zusammen, dass Zweikörper-Stöße, die den Hyperfeinzustand ändern, nur stattfinden können, wenn sich zumindest eines der Atome im oberen Hyperfeinzustand befindet.

Betrachtet man die Verlustprozesse während der Ladephase, also bei eingeschaltetem MOT-Licht, so ergibt sich ein komplett anderes Bild. Die dichteabhängigen Verluste sind viel höher (siehe Abbildung 4.5). Die Ursache für diese Verluste sind lichtunterstützte Stöße (englisch: „light assisted collisions“), wie sie auch in einer MOT beobachtet werden können. Diese lichtunterstützten Stöße, die von Gallagher und Pritchard für Natrium theoretisch beschrieben wurden [65], haben zwei Ursachen: Stöße, die den Feinstrukturzustand ändern und „radiative escape“-Prozesse. Für Dipolfallen dominiert der Beitrag der „radiative escape“-Prozesse, und der Einfluss von Stößen, die den Feinstrukturzustand ändern, kann vernachlässigt werden kann [64].

Die einzigen relevanten Verluste beim Laden einer Dipolfalle werden also durch „radiative escape“-Prozesse verursacht. Damit ein „radiative escape“-Prozess stattfindet, muss wenigstens eines der beteiligten Atome im oberen Hyperfeinzustand ($F=2$) des Grundzustands sein, da die Verstimmung des MOT-Lichtes zu groß ist, um ein Atom vom unteren Grundzustandshyperfeinniveau während eines Stoßes in einen höher liegenden Molekülzustand zu bringen. Daher hat der Verlustterm die Form $\beta \sim n_2(n_1 + n_2)$. Dabei bezeichnet n_1 die Dichte der Atome im Zustand $F=2$ und n_2 die Dichte der Atome im Zustand $F=1$. Die Gesamtdichte ist $n = n_1 + n_2$.

Der Anteil der Atome im Zustand $F=2$ ergibt sich aus den relativen Umpumparten des MOT-Kühlasers ($F = 2 \rightarrow F' = 2 \rightarrow F = 1$) und des MOT-Rückpumpasers ($F = 1 \rightarrow F' = 2 \rightarrow F = 2$). Aus einem einfachen Zwei-Niveau Ratenmodell ergibt sich [64]: $n_1/n = I_R/(I_R + aI_M)$, wobei I_R und I_M die Intensitäten des Rückpumpasers bzw. des Kühlasers sind und a eine Konstante ist, die die relativen

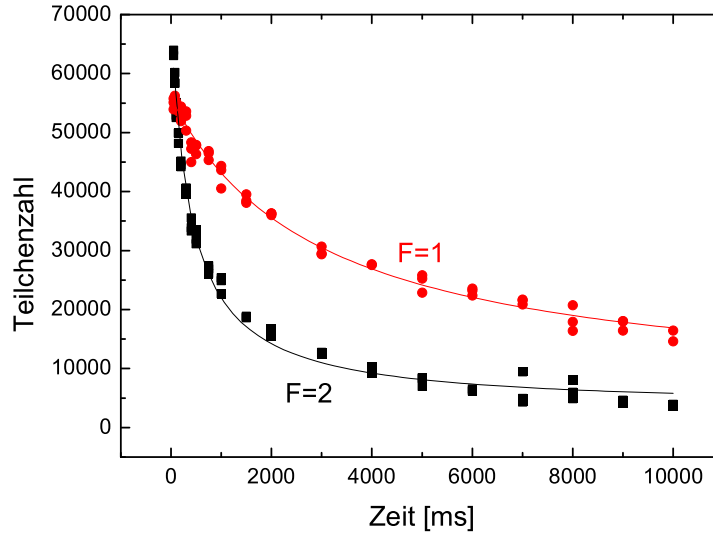


Abbildung 4.3: Lebensdauerermessung der Dipolfalle mit den Atomen im unteren Hyperfeinzustand (Punkte) und im oberen Hyperfeinzustand (Quadrate) des Grundzustands. Für den dichteabhängigen Zerfallskoeffizient ergibt sich für den unteren HF-Zustand $\beta' = 4,58 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ und für den oberen HF-Zustand $\beta' = 3,79 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Figure 4.3: Lifetime of the dipole trap with the atoms in the lower hyperfine state (dots) and in the upper hyperfine state (squares) of the ground state. The density dependent loss coefficient β' is measured to be $\beta' = 4,58 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ for the lower HF state and $\beta' = 3,79 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ for the upper HF state.

Umpumpraten widerspiegelt und typischerweise wesentlich kleiner als 1 ist. Daraus ergibt sich die Verlustrate

$$\beta'_L = \frac{K I_M}{V} \frac{I_R}{I_R + a I_M}, \quad (4.4)$$

mit der Konstante K, die für die Verlustrate ohne Umpumpeffekte steht. Der Index „L“ drückt aus, dass sich die Verlustraten während der Ladephase im Allgemeinen von denen während der Speicherzeit in der Dipolfalle ohne MOT-Licht unterscheiden. Eine genauere Darstellung dieser Rechnung findet sich in [64]. Aus dieser Formel lässt sich ablesen, dass während der Ladephase bei vorgegebener Kühlerintensität die Rückpumpintensität möglichst gering gehalten werden sollte (siehe Abschnitt 4.3.3).

4.3 Dynamik des Ladeprozesses

In den folgenden Abschnitten wird der Einfluss der verschiedenen im Experiment zugänglichen Parameter auf die Umladeeffizienz in die Dipolfalle dargestellt und

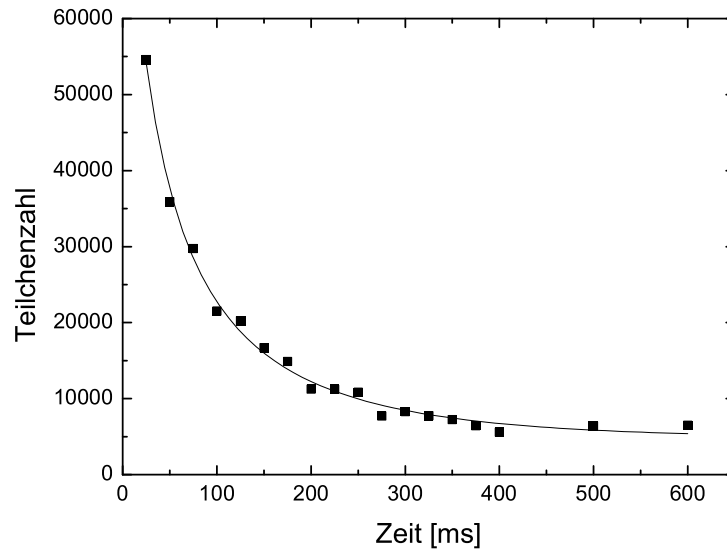


Abbildung 4.4: Lebensdauerermessung in einer Einzelstrahl-Ti:Sa-Falle mit einer Fokusgröße $w_0 = 55 \mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda_L = 782 \text{ nm}$ und einer Laserleistung von 150 mW . Aus dem Fit ergibt sich: $\alpha = 5,7 \text{ s}^{-1}$ und $\beta' = 2,62 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

Figure 4.4: Lifetime of a single beam Ti:Sa-Trap with a waist $w_0 = 55 \mu\text{m}$ at a wavelength of $\lambda_L = 782 \text{ nm}$ and a laser power of 150 mW . The fit results are $\alpha = 5,7 \text{ s}^{-1}$ und $\beta' = 2,62 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

anhand der in den vorigen Abschnitten erläuterten Verlustprozesse erklärt. Das Optimum dieser Parameter ist immer abhängig von den Parametern der Dipolfalle. Daher müssen die Ladeparameter jedesmal verändert werden, wenn die Geometrie oder die Tiefe der Dipolfalle geändert wird. Im Folgenden werden, sofern nicht anders vermerkt, Messungen für eine gekreuzte Dipolfalle mit einer Fokusgröße von etwa $60 \mu\text{m}$ bei einer Laserleistung von etwa 8 W pro Strahl dargestellt. Diese Dipolfallenparameter führen zu einer Falltiefe von etwa $300 \mu\text{K}$.

4.3.1 Dauer der Ladephase

Wie bereits erwähnt ist der Umladeprozess der Atome von der MOT in die Dipolfalle ein dynamischer Prozess. Dabei steigt die Anzahl der Atome in der Dipolfalle zunächst solange sehr steil an bis ein konkurrierender Prozess dafür sorgt, dass die Teilchenzahl ein Maximum erreicht und anschließend wieder abfällt (siehe Abbildung 4.6).

Diese Ladekurve lässt sich folgendermaßen erklären: Für kurze Zeiten ist die Anzahl der Atome in der Dipolfalle nur durch die Laderate von der MOT in die Dipolfalle bestimmt ($N(t) = R_0 t$) und steigt daher linear an. Für längere Zeiten nimmt diese Laderate jedoch ab und ändert schließlich sogar ihr Vorzeichen. Dafür gibt

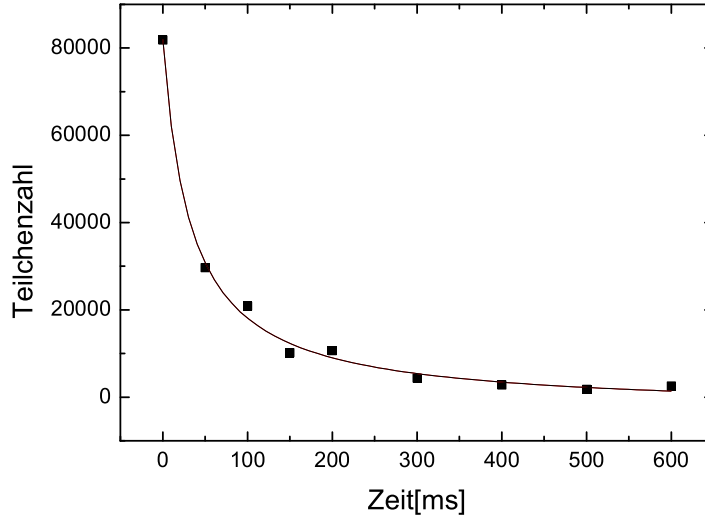


Abbildung 4.5: Lebensdauerermessung der Dipolfalle bei eingeschaltetem MOT-Licht. Es ergibt sich ein deutlich erhöhter Verlustkoeffizient von $\beta'_L = 3,55 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ verglichen zu $\beta' = 4,58 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$ ohne MOT-Licht.

Figure 4.5: Life time measurement of the dipole trap with the MOT-light switched on. The two-body loss coefficient is strongly enhanced ($\beta'_L = 3,55 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ compared to $\beta' = 4,58 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$ without MOT-Light).

es zwei Gründe: Einerseits verliert die MOT Teilchen, da während der Ladephase die Intensität des Rückpumpasers deutlich reduziert ist und die Verstimmung des Kühllasers deutlich erhöht ist. Dadurch wird die Laderate mit zunehmender Ladezeit reduziert. Andererseits nimmt mit steigender Teilchenzahl in der Dipolfalle auch die Zweikörperverlustrate zu, die dem Ladeprozess entgegenwirkt.

Die zeitliche Entwicklung der Teilchenzahl während des Umladeprozesses kann beschrieben werden, indem man in Gleichung 4.1 zusätzlich noch einen Term einfügt, der das Laden in die Dipolfalle beschreibt:

$$\frac{dN}{dt} = R_0 \exp(-\gamma_{\text{MOT}}t) - \alpha_L N - \beta'_L N^2. \quad (4.5)$$

Dabei bezeichnet γ_{MOT} die Rate, mit der die MOT Teilchen verliert, weil die Rückpumpaserleistung reduziert ist und die Kühllaserverstimmung erhöht ist. α_L und β'_L stehen für die dichteunabhängigen und die dichteabhängigen Verluste. Der Index „L“ drückt hier aus, dass sich die Verlustraten während der Ladephase im Allgemeinen von denen während der Speicherzeit in der Dipolfalle ohne MOT-Licht unterscheiden.

Der Ladeprozess wird also durch vier Parameter beeinflusst: die Anfangsladerate R_0 , die Zerfallsrate der MOT γ_{MOT} sowie die beiden Koeffizienten α_L und β'_L . Diese

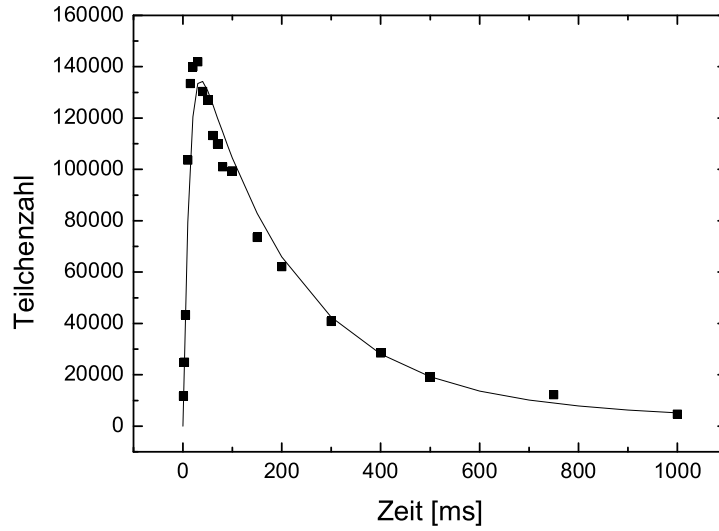


Abbildung 4.6: Ladephase der Dipolfalle: Für kurze Ladezeiten steigt die Teilchenzahl in der Dipolfalle zunächst steil an ($R_0 = 9,21 \times 10^6 \text{s}^{-1}$). Nach Erreichen des Maximums nimmt sie mit einer deutlich geringeren Rate wieder ab. Die durchgezogene Kurve ist die numerische Lösung von Gleichung 4.5 mit den Werten für β'_L und α_L aus dem Fit von Abbildung 4.5 und einem abgeschätzten Wert $\gamma_{\text{MOT}} = 10 \text{s}^{-1}$. Die zu Grunde liegenden Daten sind die gleichen wie in Abbildung 4.1.

Figure 4.6: *Loading phase of the dipole trap: The number of atoms in the dipole trap is strongly increasing in the beginning of the loading phase ($R_0 = 9,21 \times 10^6 \text{s}^{-1}$). After reaching the maximum the number of atoms is slowly decreasing. The solid curve is the numerical solution of equation 4.5 with β'_L and α_L from the fit to the data of figure 4.5 and a estimated value $\gamma_{\text{MOT}} = 10 \text{s}^{-1}$. The data are the same as in figure 4.1.*

können zum Teil unabhängig ermittelt werden. γ_{MOT} kann durch Messung der Lebensdauer der MOT mit den zum Umladen verwendeten Parametern für Rückpump-laserintensität und Kühllaserstimmung bestimmt werden. β'_L und α_L können aus der Messung in Abbildung 4.5 ermittelt werden. Lediglich der Wert für R_0 muss aus der Ladekurve selber abgelesen werden. R_0 ist die Steigung der Ladekurve am Anfang und ergibt sich für die Messung in Abbildung 4.6 zu $R_0 = 9,21 \times 10^6 \text{s}^{-1}$.

Da $-\beta'_L N^2$ der dominierende Verlustterm für lange Speicherzeiten in der Dipolfalle ist, können die dichteunabhängigen Verluste $-\alpha_L N$ vernachlässigt werden. Nimmt man zusätzlich an, dass die MOT während des Ladens der Dipolfalle keine Atome verliert ($\gamma_{\text{MOT}} = 0$) und somit die Laderate konstant R_0 ist, so ergibt sich für die Gleichgewichtslösung $\frac{dN}{dt} = 0$ von Gleichung 4.5

$$N_{\text{st}} = \sqrt{R_0 / \beta'_L}. \quad (4.6)$$

Setzt man die gemessenen Werte für R_0 und β'_L ein, so erhält man eine obere Abschätzung für die Teilchenzahl im Maximum der Ladekurve. Für die gemessenen Werte von R_0 und β'_L ergibt sich ein N_{st} von $1,61 \times 10^5$ gegenüber dem aus der Kurve bestimmbaren Wert von $N_{\text{max}} = 1,42 \times 10^5$.

Wie man aus Abbildung 4.6 entnehmen kann, ist es wichtig, beim Laden der Dipolfalle die richtige Länge der Ladephase zu wählen. Der Anstieg der Teilchenzahl zu Beginn ist deutlich steiler als der Abfall der Teilchenzahl nachdem das Maximum erreicht wurde. Um möglichst reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten wählt man daher im Experiment die Ladezeit meist etwas länger, als die optimale Ladezeit ist. Die optimale Ladezeit hängt von den Ladeparametern ab und liegt typischerweise zwischen 50 ms und 200 ms.

4.3.2 Kühllaser

Sowohl R_0 als auch β'_L hängen von Intensität und Verstimmung des Kühllasers ab. In den Messungen zeigt sich, dass hohe Laserintensitäten des Kühllasers auch hohe Teilchenzahlen in der Dipolfalle ergeben. Das liegt daran, dass die Laderate R_0 mit der Kühllaserintensität ansteigt. Zwar steigt gleichzeitig auch der Verlustkoeffizient β'_L , allerdings sättigt dieser ab einer bestimmten Intensität, so dass oberhalb dieser Intensität mehr Kühllaserlicht zunächst dafür sorgt, dass mehr Atome in die Dipolfalle geladen werden. Man kann allerdings auch beobachten, dass ab einer bestimmten Kühlleistung die Teilchenzahl in der Dipolfalle nicht mehr mit der Kühlleistung ansteigt.

Experimentell ist beim Laden der Dipolfalle wichtig, dass sowohl in der MOT-Phase, als auch in der Ladephase mit der erhöhten Verstimmung ausreichend Licht in den Kühlstrahlen der MOT ist. Im vorliegenden Experiment ergibt sich durch den Doppelpass-AOM, der für die Verstimmung des Kühllasers sorgt, ein leichter Strahlversatz, so dass eine optimale Fasereinkopplung nicht für beide Frequenzen gleichzeitig erreicht werden kann. In der Regel wird die Fasereinkopplung so justiert, dass in der Ladephase noch mindestens 75 % der Leistung in der MOT-Phase durch die Faser geht.

Auch die Verstimmung des Kühllasers beeinflusst Laderate und Zerfallskoeffizienten. Die optimale Verstimmung in der Ladephase liegt, abhängig von der Falltiefe, bei etwa -50 MHz (rotverstimmt). Diese Verstimmung ist sehr ähnlich den optimalen Verstimmungen für ^{85}Rb in einer Ti:Sa-Dipolfalle [64]. Andererseits wurden aber bei den Experimenten in der Gruppe von Weitz [41] beim Umladen der Atome in eine quasistatische CO_2 -Laser-Dipolfalle wesentlich höhere Verstimmungen von etwa 160 MHz verwendet. Das hängt damit zusammen, dass durch das Lichtfeld in einer gewöhnlichen weitverstimmtten Dipolfalle der $5^2S_{1/2}$ -Grundzustand energetisch abgesenkt wird, während der $5^2P_{3/2}$ energetisch angehoben wird, so dass sich im Zentrum der Falle insgesamt eine differentielle Starkverschiebung von ungefähr der zweifachen Falltiefe ergibt, die dazu führt, dass der verschobene Übergang blauverstimmt gegenüber dem ungestörten Übergang ist. Die Atome werden durch den Dipolfallenlaser im Bereich der Dipolfalle weiter aus der Resonanz herausgescho-

ben, so dass im Bereich des Dipolfallenlichts die Zweikörperverluste reduziert sind. Da die Starkverschiebung von der Intensität des Dipolfallenlasers abhängt, wird die optimale Verstimmung des MOT-Lichts in der Ladephase für größere Fallentiefen kleiner.

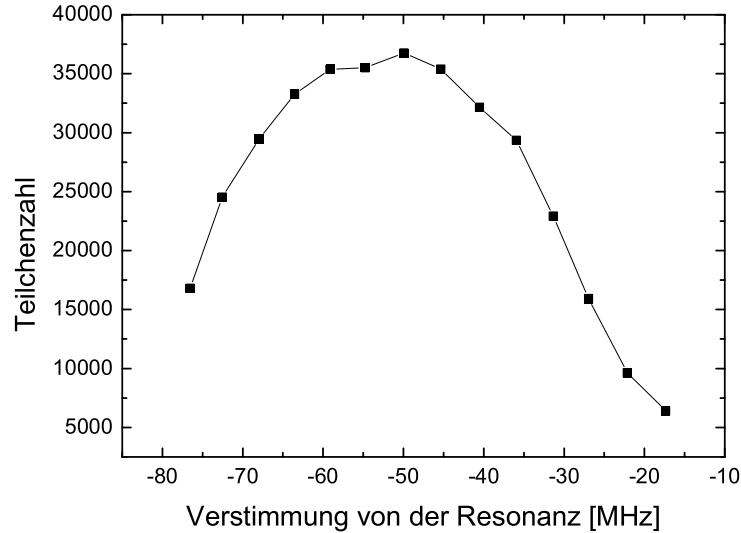


Abbildung 4.7: Die optimale Verstimmung des Kühllasers in der Ladephase liegt in der dargestellten Messung bei etwa -50 MHz (rotverstimmt). Die Messung wurde mit einer etwa 300 μK tiefen gekreuzten Dipolfalle mit der Fokusgröße $w_0 = 45 \mu\text{m}$ bei einer Laserleistung von $P=3,5 \text{ W}$ pro Arm durchgeführt.

Figure 4.7: *The optimum detuning of the cooling laser in the loading phase is about 50 MHz in the diagramed measurement. The measurement was performed in a crossed dipole trap with a trap depth of about 300 μK ($w_0 = 45 \mu\text{m}$, $P=3.5 \text{ W}$ per arm).*

In einer quasistatischen Dipolfalle bewirkt die Starkverschiebung im Gegensatz dazu ein Absenken aller Energiezustände, so dass die differentielle Starkverschiebung der beiden Niveaus bei gleicher Fallentiefe kleiner ist. Für typische Experimente in einer CO_2 -Laserfalle wird der $5S_{1/2}$ -Grundzustand um 40 MHz gegenüber dem ungestörten Zustand abgesenkt, während der angeregte Zustand $5P_{3/2}$ um 100 MHz abgesenkt wird [66]. Das bedeutet, dass der verschobene Übergang rotverschoben gegenüber dem ungestörten Übergang ist. Die optimale Verstimmung gegenüber dem Stark-verschobenen Übergang im Zentrum der Falle beträgt in typischen CO_2 -Laser-Experimenten etwa -100 MHz, während sie für unser Experiment bei etwa -70-80 MHz liegt.

Maßgeblich für einen optimalen Ladeprozess der Dipolfalle ist die optimale Verstimmung des Kühllasers, die mehr oder weniger unabhängig von der Intensität des Kühllasers ist und nicht die Streurrate. Es ist also nicht möglich, den Ladeprozess über die Intensität des Kühllasers alleine zu optimieren.

4.3.3 Rückpumplaser

Ein essentieller Punkt für das effiziente Laden der Dipolfalle ist ein deutliches Absenken der Rückpumpintensität während der Ladephase. Das liegt daran, dass durch die reduzierte Rückpumpintensität die Zwei-Körper-Verluste deutlich vermindert werden können, da die Anzahl der Atome im oberen Hyperfeingrundzustand reduziert wird (siehe Gleichung 4.4). Andererseits darf die Rückpumpintensität aber auch nicht zu stark reduziert werden, da sonst die MOT nicht mehr gut funktioniert und die Laderate somit deutlich herabgesetzt wird. Die optimale Frequenz des Rückpumplasers liegt für niedrige Rückpumpintensitäten genau auf der Resonanz.

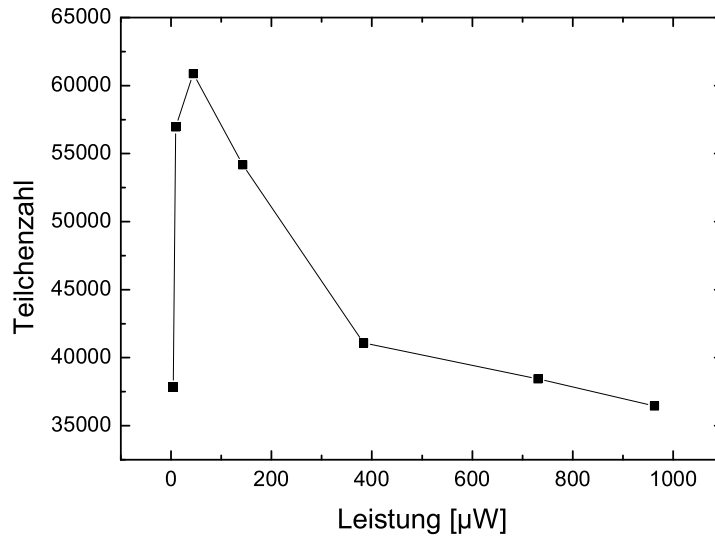


Abbildung 4.8: Einfluss der Rückpumpintensität: Die Rückpumpintensität muss um etwa einen Faktor 10 gegenüber dem Wert in der MOT reduziert werden, um die Atome effizient in die Dipolfalle umzuladen. Die optimale Rückpumpleistung von etwa $50 \mu\text{W}$ entspricht ungefähr einer Intensität von insgesamt $30 \mu\text{W}/\text{cm}^2$.

Figure 4.8: *Repumping intensity: The repumping power has to be reduced by a factor of 10 compared to the value for the MOT to obtain optimum transfer to the dipole trap. The optimum repumping power of approximately $50 \mu\text{W}$ corresponds to an intensity of about $30 \mu\text{W}/\text{cm}^2$.*

4.3.4 Zusammenfassung

Der Umladeprozess von der MOT in die Dipolfalle ist ein komplexer Prozess, der sehr kritisch von der richtigen Wahl der Parameter abhängt. Rückpumperintensität und Kühlerverstimmung in der Ladephase müssen so gewählt werden, dass eine effiziente Kühlung in der MOT möglich ist, gleichzeitig aber lichtinduzierte Streuprozesse soweit wie möglich unterdrückt werden. Da sowohl die Kühleffizienz als

auch die Streuprozesse mit zunehmender Intensität und abnehmender Verstimmung von Kühl- und Rückpumpplaser zunehmen, gilt es experimentell einen guten Kompromiss zwischen Kühleffizienz und Streuverlusten zu finden. In der Praxis spielt insbesondere die Wahl der Rückpumperintensität in der Ladephase eine sehr wichtige Rolle. Bei der optimalen Verstimmung des Kühlasers zeigt sich, dass sie in dem experimentell zugänglichen Bereich nahezu unabhängig von der Intensität des Kühlasers ist.

Im Vergleich zu Magnetfallenexperimenten ist die Umladeeffizienz von der MOT in die Dipolfalle sehr gering (in der Regel kleiner als 1 %). Das hängt damit zusammen, dass der geometrische Überlapp zwischen Dipolfalle und MOT für die experimentell verwendeten Fallengrößen nur sehr klein ist.

5 Evaporative Kühlung

Die in den vorigen Kapiteln beschriebenen Methoden der Laserkühlung ermöglichen es, Atome auf Temperaturen unter $100 \mu\text{K}$ abzukühlen. Dies ist erstaunlich, wenn man berücksichtigt, dass die Anfangstemperatur der Atome in der Regel bei Zimmertemperatur (300 K) oder in unserem Experiment beim Austritt aus dem Ofen sogar bei 400 K liegt. Mit den Mitteln der Laserkühlung ist es also möglich, die Temperatur der Atome um mehr als sechs Größenordnungen zu reduzieren. Durch diese präzise Kontrolle der Bewegung der Atome sind viele Experimente möglich, die mit thermischen Atomen nur schwer oder gar nicht realisierbar sind. Unterhalb einer gewissen Temperatur wird eine effiziente Abkühlung mit Laserlicht allerdings durch optische Prozesse, die für eine Aufheizung sorgen, verhindert.

Eine weitere Reduktion der Temperatur ist allerdings von physikalischem Interesse, da bei noch tieferen Temperaturen in verdünnten Gasen das Regime der Quantenentartung erreicht werden kann. Um in dieses Regime zu gelangen wird die Methode der evaporativen Kühlung (Verdampfungskühlung) verwendet. Diese wurde zunächst für die Kühlung von spinpolarisiertem Wasserstoff entwickelt [67] und dann sehr erfolgreich auf Alkaliatome übertragen. Bereits ein Jahr nach dem ersten Einsatz dieser Methode für Alkaliatome konnten die ersten Bose-Einstein-Kondensate in verdünnten Gasen experimentell realisiert werden [24–26].

Bei der evaporativen Kühlung erfolgt die Reduzierung der Temperatur dadurch, dass die heißesten Atome das Ensemble verlassen, während die verbleibenden Atome bei einer niedrigeren Temperatur rethermalisieren. Diese Art der Kühlung funktioniert im Prinzip von selbst, wie man es zum Beispiel bei einer Kaffeetasse beobachten kann (freie Evaporation). Eine effektivere Kühlung ist jedoch möglich, wenn man die heißesten Atome aktiv aus dem Ensemble entfernt (erzwungene Evaporation). In Magnetfallen geschieht dies dadurch, dass die heißesten Atome in einen nicht fangbaren Zeeman-Zustand gepumpt werden [68]. Da in optischen Dipolfallen normalerweise sämtliche Zeeman-Zustände gefangen werden können, geschieht in diesen Experimenten die erzwungene Evaporation in den meisten Fällen durch Herunterfahren des Potentials [36].

Im Anschluss an eine theoretische Einführung werden in den folgenden Abschnitten neben experimentellen Ergebnissen zur evaporativen Kühlung auch Simulationsergebnisse dargestellt. Der Begriff der Phasenraumdichte und die Bose-Einstein-Kondensation werden in Abschnitt 5.1 erklärt. Abschnitt 5.2 behandelt den Mechanismus der Verdampfungskühlung. Insbesondere wird auch die Verdampfungskühlung in optischen Dipolfallen diskutiert. In Abschnitt 5.3 werden Simulationen des Verdampfungskühlens in Dipolfallen vorgestellt. Die Ergebnisse dieses Programms werden mit im Experiment gemessenen Ergebnissen verglichen. Experimentelle Er-

gebnisse zur evaporativen Kühlung bis nahe an das Regime der Quantenentartung werden in Abschnitt 5.4 dargestellt und diskutiert.

5.1 Phasenraumdicke und Bose-Einstein-Kondensation

Die Bose-Einstein-Kondensation ist ein bereits 1925 von Bose und Einstein vorhergesagter Phasenübergang [69], der dann stattfindet, wenn der mittlere Abstand der Atome von der Größenordnung der thermischen de-Broglie-Wellenlänge ist. Dieser Übergang findet bei tiefen Temperaturen statt. Die Atome können dann nicht mehr als punktförmige Teilchen angesehen werden, sondern man muss sie als Wellenpakete mit einer Ausdehnung von der Größe der thermischen de-Broglie-Wellenlänge

$$\Lambda_{\text{dB}} = \sqrt{2\pi\hbar^2/(mk_B T)} \quad (5.1)$$

betrachten. Die de-Broglie-Wellenlänge für ^{87}Rb -Atome bei Zimmertemperatur beträgt 11 pm, ist also deutlich kleiner als typische „Atomradien“. Für ^{87}Rb -Atome in einer MOT bei etwa 100 μK liegt sie immerhin schon bei 20 nm. Diese Wellenlänge kann man nun in Relation zum mittleren Abstand der Atome setzen. Ein Maß für das Verhältnis von de-Broglie-Wellenlänge und Abstand der Atome ist die Phasenraumdicke:

$$\rho = n\Lambda_{\text{dB}}^3, \quad (5.2)$$

wobei n die räumliche Dichte ist. Die Phasenraumdicke ist die Anzahl der Teilchen, die sich in einem Würfel mit der Kantenlänge Λ_{dB} befinden. Für Atome, die in einer harmonischen Falle gefangen sind, kann man die Phasenraumdicke auch aus der Teilchenzahl N , dem geometrischen Mittel aus den Fallenfrequenzen ν und der Temperatur T des Ensembles bestimmen (siehe Anhang A.1):

$$\rho = \frac{N(\hbar\omega)^3}{k_B T} \quad (5.3)$$

Ist die Phasenraumdicke eines Ensembles ungefähr 1 oder größer, also der mittlere Abstand der Atome ungefähr gleich der thermischen de-Broglie-Wellenlänge, so kann die thermische Verteilung des Ensembles nicht mehr durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden, sondern je nach Teilchenart muss die Fermi-Dirac-Statistik für Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) und die Bose-Einstein-Statistik für Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) angewandt werden. Für Bosonen findet oberhalb einer kritischen Phasenraumdicke von $\rho_c = 2,612$ bzw. bei konstanter Teilchendichte unterhalb einer kritischen Temperatur T_c der Phasenübergang der Bose-Einstein-Kondensation statt, bei dem eine makroskopische Besetzung des Grundzustands des Fallenpotentials zu beobachten ist. Das Ensemble kann dann nicht mehr durch die Einteilchenwellenfunktionen der Atome beschrieben werden, sondern es bildet sich eine makroskopische Wellenfunktion aus. Bei typischen

Dichten in Magnet- und Dipolfallen von 10^{11}cm^{-3} erreicht man diesen Bereich je nach verwendetem Element bei Temperaturen von einigen zehn bis einigen hundert Nanokelvin.

Die Bose-Einstein-Kondensation lässt sich durch eine großkanonische Betrachtung des Ensembles quantenstatistisch beschreiben. Die mittlere Besetzungszahl N_i in einem Zustand der Energie ϵ_i ist für Bosonen durch die Bose-Verteilung gegeben:

$$N_i = \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \mu)/k_B T} - 1}, \quad (5.4)$$

mit der Temperatur T , der Boltzmannkonstante k_B und dem chemischen Potential μ . Für $\mu \rightarrow \epsilon_0$ divergiert die Besetzung im Grundzustand N_0 , was eine makroskopische Besetzung des Grundzustands bedeutet. Das chemische Potential bestimmt bei vorgegebener Temperatur die Besetzungszahl der einzelnen Energieniveaus und muss immer kleiner als die Grundzustandsenergie ϵ_0 sein, da $\mu > \epsilon_0$ zu dem physikalisch unsinnigen Ergebnis einer negativen Teilchenzahl im Grundzustand führen würde. μ muss so bestimmt werden, dass $\sum_i N_i = N$, wobei N die Gesamtteilchenzahl ist. μ hängt also von der Dichte n und der Temperatur T ab. Man kann zeigen, dass für hohe Temperaturen $T \rightarrow \infty$ das chemische Potential $\mu \rightarrow -\infty$ geht, während unterhalb einer kritischen Temperatur T_c $\mu = 0$ ist. Diese Temperatur T_c wird im Folgenden berechnet.

Betrachtet man ein System aus nicht wechselwirkenden Bosonen in einer harmonischen Falle, so kann man die Gesamtteilchenzahl $N = \sum_i N_i$ in der klassischen Näherung wie folgt darstellen:

$$N = \int_0^\infty d\epsilon \rho(\epsilon) f(\epsilon), \quad (5.5)$$

mit der Wahrscheinlichkeit $f(\epsilon)$ ein Teilchen in einem Zustand der Energie ϵ zu finden

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{(\epsilon - \mu)/k_B T} - 1} \quad (5.6)$$

und der Zustandsdichte für ein harmonisches Potential

$$\rho(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{2\hbar\bar{\omega}^3}, \quad (5.7)$$

mit $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$. Bei dieser Näherung wird die Besetzung des Grundzustandes N_0 nicht berücksichtigt, sondern muss gesondert betrachtet werden. Vernachlässigt man die Nullpunktenergie des harmonischen Oszillators, so kann das chemische Potential maximal den Wert null annehmen. Die kritische Temperatur T_c lässt sich dann aus

$$\begin{aligned} N(t, \mu = 0) &= \int_0^\infty d\epsilon \rho(\epsilon) (\exp[\epsilon/k_B T] - 1)^{-1} \\ &= 2\zeta(3) \frac{1}{2\hbar^3 \bar{\omega}^3} \cdot (k_B T)^3 \end{aligned} \quad (5.8)$$

berechnen, wobei ζ die Riemannsche Zetafunktion ist. Für T_c ergibt sich damit

$$k_B T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}N^{1/3}}{\zeta(3)^{1/3}} \approx 0,94\hbar\bar{\omega}N^{1/3} \quad (5.9)$$

Unterhalb der kritischen Temperatur findet eine makroskopische Besetzung des hier noch nicht berücksichtigten Grundzustands statt. Aus Gleichung 5.9 lässt sich ablesen, dass die kritische Temperatur von der effektiven Fallenfrequenz $\bar{\omega}$ und von der Teilchenzahl N abhängt. Stärkerer Einschluss und höhere Teilchenzahlen führen zu einer höheren kritischen Temperatur. Außerdem kann man ablesen, dass $k_B T_c \gg \hbar\bar{\omega}$ ist. Dies ist gleichzeitig die Voraussetzung für die angewandte klassische Näherung.

Die Teilchenzahl in den angeregten Zuständen ist unterhalb der kritischen Temperatur durch Gleichung 5.8 gegeben. Diese Teilchenzahl ist nicht explizit von der Gesamtteilchenzahl im System abhängig. Die Gesamtteilchenzahl ergibt sich aus der Summe der thermischen Atome und der Atome im Grundzustand:

$$N = N_{\text{therm.}} + N_0. \quad (5.10)$$

Bei Temperaturen unterhalb von T_c kann man das Verhältnis von Atomen im Grundzustand N_0 zur Gesamtzahl der Atome in Abhängigkeit von der Temperatur berechnen. Dieses Verhältnis hängt von der Potentialform ab. Für harmonische Potentiale ergibt sich [70]:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3. \quad (5.11)$$

Bestimmt man aus Gleichung 5.5 die Dichteverteilung als Funktion des Ortes, so gilt im Fallenzentrum $n(\mathbf{r}_{\min}, T_c) = \zeta(3/2) \cdot \Lambda_{\text{dB}}^{-3}(T_c)$ [71]. Für die Phasenraumdicke gilt also:

$$n(\mathbf{r}_{\min}, T_c) \cdot \Lambda_{\text{dB}}^3 = \zeta(3/2) \approx 2,612. \quad (5.12)$$

Anschaulich bedeutet das, dass der Grundzustand anfängt makroskopisch besetzt zu werden, wenn die Phasenraumdicke den Wert 2,612 erreicht.

5.2 Mechanismus der Verdampfungskühlung

Die evaporative Kühlung basiert darauf, dass aus einem atomaren Ensemble der Temperatur T die heißesten Atome entfernt werden. Die verbleibenden Atome rethermalisieren durch elastische Stöße bei einer niedrigeren Temperatur. Im thermodynamischen Gleichgewicht und für Temperaturen deutlich oberhalb der kritischen Temperatur T_c ist die Geschwindigkeitsverteilung der Atome eine Boltzmannverteilung.

Sind die Atome in einem Potential gefangen, so gibt es verschiedene Möglichkeiten die heißesten Atome aus dem Ensemble zu entfernen (siehe 5.2.1). Wird die Boltzmannverteilung der Atome bei einer Temperatur T_{cut} , wie in Abbildung 5.1 dargestellt, abgeschnitten, so bildet sich nach einer Rethermalisierungszeit wieder

eine Temperaturverteilung aus, deren Maximum bei tieferen Temperaturen liegt. Da Atome mit einer Energie höher als $k_B T_{\text{cut}}$ das Ensemble verlassen, kann sich keine wirkliche Boltzmannverteilung mehr ausbilden¹. Dadurch, dass immer die heißesten Atome die Falle verlassen, kann sich kein thermisches Gleichgewicht einstellen und die Kühlung schreitet prinzipiell immer weiter fort. Durch die elastische Kollision von zwei Atomen mit einer Energie unterhalb der der Abschneideenergie $E_{\text{cut}} = k_B T_{\text{cut}}$ kann es passieren, dass einer der Stoßpartner eine ausreichende Energie erhält, um aus der Falle zu entkommen. Aufgrund der Energieerhaltung wird das zweite Atom mit einer niedrigen Energie zurückbleiben, was zu einer weiteren Kühlung des Ensembles führt (siehe Abbildung 5.1). Die evaporative Kühlung ist also immer mit Teilchenverlusten verbunden, da die Energieabfuhr aus dem Ensemble durch das Entfernen der energiereichsten Teilchen geschieht.

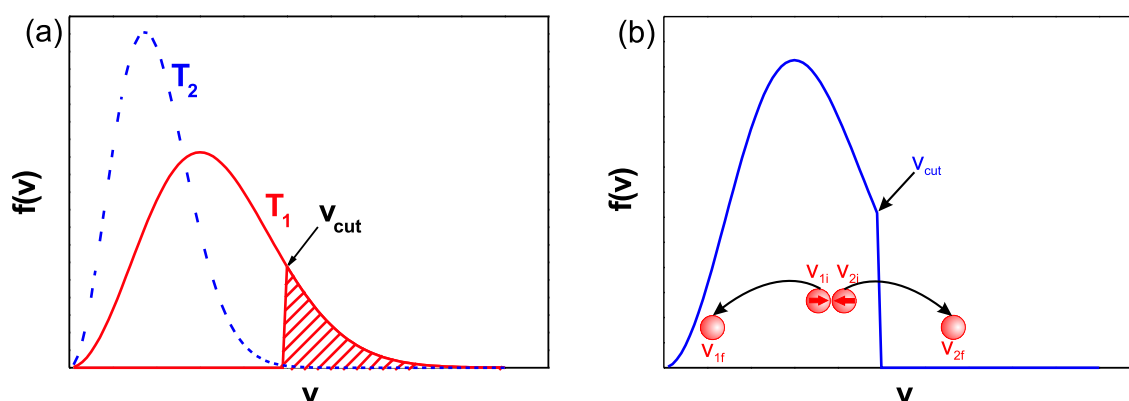


Abbildung 5.1: Prinzip der evaporativen Kühlung: (a) Durch Entfernen aller Atome, deren Geschwindigkeit größer als v_{cut} ist, entsteht zunächst eine Ungleichgewichtsverteilung (durchgezogene Linie ohne schraffierte Fläche). Durch elastische Stöße rethermalisiert das Ensemble bei einer Temperatur $T_2 < T_1$ (gestrichelte Linie). (b) Durch einen elastischen Stoß zwischen zwei Atomen kann sich die Geschwindigkeit des einen Teilchens so weit erhöhen, dass es die Falle verlässt. Das zweite Teilchen bleibt mit niedriger Geschwindigkeit zurück.

Figure 5.1: Principle of evaporative cooling: (a) A non-equilibrium distribution is created by removing the atoms with a velocity above v_{cut} (solid curve without hatched area). Due to elastic collisions, the ensemble rethermalizes at a lower temperature $T_2 < T_1$ (dashed curve). (b) Due to an elastic collision of two particles, one particle can gain enough energy to leave the trap, whereas the other one stays in the trap with a lower kinetic energy.

Ohne weitere Maßnahmen wird nun die Temperatur so lange absinken, bis die Kühlrate durch Heizprozesse kompensiert wird. Zur weiteren Kühlung ist es dann erforderlich, die Abschneidetemperatur T_{cut} weiter abzusinken. Wie dies experimentell geschieht, wird in Abschnitt 5.2.1 erklärt. Für eine effiziente evaporative Kühlung

¹Strenggenommen dürfte man hier deswegen auch nicht mehr von einer Temperatur sprechen, da sich kein thermisches Gleichgewicht mehr einstellen kann.

ist eine schnelle Rethermalisierung des Ensembles wichtig. Diese geschieht durch elastische Stöße. Die Zeit zwischen zwei elastischen Stößen ist durch

$$\tau_{\text{el}} = \frac{1}{n\sigma\bar{v}\sqrt{2}} \quad (5.13)$$

gegeben. Dabei ist σ der Stoßquerschnitt und \bar{v} die mittlere Relativgeschwindigkeit der Atome

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}, \quad (5.14)$$

mit der atomaren Masse m . Für niedrige Temperaturen spielt nur die s-Wellen Streuamplitude eine signifikante Rolle und der Stoßquerschnitt ist energieunabhängig:

$$\sigma = 8\pi a^2. \quad (5.15)$$

Dabei ist a die s-Wellen Streulänge, die in Einheiten von Bohrschen Radien a_0 angegeben wird. Sie beträgt für Stöße zwischen ^{87}Rb -Atomen im Zustand $F=1$, $m_F = 1$ ca. $100 \cdot a_0$. Für typische Experimente mit kalten Atomen ist bereits vor der Evaporation Näherung 5.15 anwendbar. Theoretische Untersuchungen an Bose-Systemen haben gezeigt, dass deutlich oberhalb der kritischen Dichte n_c eine Rethermalisierung in wenigen (typisch $\sim 2-5$) elastischen Stößen pro Teilchen erfolgt [72]. Die Rethermalisierungszeit liegt also ungefähr in der gleichen Größenordnung wie τ_{el} .

Dem Kühlprozess entgegen wirken Heizprozesse durch Stöße mit dem Hintergrundgas und durch spontane Streuung von Photonen aus dem Fallenlaser. Zusätzlich kommen noch die in Abschnitt 4.2 diskutierten Zwei-Körper-Verlustmechanismen hinzu. Durch die endliche Lebensdauer der Falle wird auch die maximal zur Verdampfungskühlung nutzbare Zeit begrenzt. Bei hohen Dichten des atomaren Ensembles ergeben sich noch weitere Verluste aufgrund von Drei-Körper-Stößen. Bei einem Drei-Körper-Stoß bilden zwei der Stoßpartner ein Molekül. Dies ist aber nur möglich, wenn ein dritter Stoßpartner beteiligt ist, der dafür sorgt, dass Gesamtimpuls und Gesamtenergie erhalten bleiben. Daher hängt die Drei-Körper-Verlustrate mit der dritten Potenz von der Dichte ab.

5.2.1 Verschiedene Evaporationstechniken

Es gibt verschiedene Methoden, die heißesten Atome aus dem Ensemble zu entfernen. In Magnetfallen wird in der Regel die Methode der Radiofrequenz-Verdampfungskühlung (RF-Verdampfungskühlung) verwendet. Dabei werden die Atome durch RF-Einstrahlung von einem gefangenen Zeeman-Zustand in einen ungefangenen Zeeman-Zustand transferiert. Zur Selektion der heißesten Atome macht man sich die ortsabhängige Aufspaltung der Zeeman-Unterkomponenten des Grundzustands der Atome zu Nutze. Da Atome in einer Magnetfalle nur in einem Minimum des Magnetfeldes gefangen werden können, ist die Zeeman-Aufspaltung am Rand der Falle immer größer als im Zentrum. Strahlt man nun ein RF-Feld mit einer Frequenz ω_{RF} ein, so werden nur diejenigen Atome aus der Falle entfernt, deren Energie ausreicht,

um an einen Ort zu kommen, an dem die Zeeman-Aufspaltung größer als $\hbar\omega_{\text{RF}}$ ist. Da die Teilchen laufend durch das Fallenzentrum schwingen, erreichen heiße Teilchen bald einen Ort, an dem die Resonanzbedingung erfüllt ist und verlassen die Falle. Indem man die Radiofrequenz zu kleineren Frequenzen durchstimmt, kann man eine Rampe fahren, bei der immer die heißesten Atome aus der Falle entfernt werden.

Diese Methode lässt sich zunächst nicht ohne Weiteres für optische Dipolfallen anwenden, da in einer Dipolfalle in der Regel alle magnetischen Unterzustände gefangen werden. In der Gruppe von Grimm konnte diese Technik allerdings in Kombination mit magnetischer Levitation auf eine Dipolfalle mit einem sehr schwachen Gradienten übertragen werden [73]. Dabei wird eine Dipolfalle erzeugt, deren Gradient zu schwach ist, um die Atome gegen die Gravitation zu halten. Zusätzlich wird ein magnetisches Levitationsfeld angelegt, welches dafür sorgt, dass die Atome in genau einem Zeeman-Unterzustand levitiert werden, während die Gravitationskraft für die anderen Zustände so über- oder unterkompensiert ist, dass diese Zustände nicht mehr gefangen werden können. Da das Levitationsfeld wiederum für eine ortsabhängige Zeeman-Aufspaltung sorgt, kann die Evaporation wie in einer Magnetfalle erfolgen. Mit dieser Technik konnten hohe Phasenraumdichten mit Cäsium erreicht werden. Diese Evaporationsmethode wird allerdings dadurch limitiert, dass der Bereich der Falle, in dem die Atome in den ungefangenen Zustand gepumpt werden können, im Vergleich zu den Magnetfallen nur sehr klein ist.

Eine zweite Möglichkeit RF-Evaporationstechniken auf Dipolfallen anzuwenden, besteht darin, die Dipolfallen selber zustandsselektiv zu machen [74]. In einer zirkular polarisierten Dipolfalle bei der geeigneten Wellenlänge erfahren die Zeeman-Unterzustände eine unterschiedliche dynamische Starkverschiebung, und bei bestimmten Wellenlängen ändert sich für einen Teil der Zustände das Vorzeichen der Starkverschiebung, so dass es fangbare und nicht fangbare Zustände gibt. Durch die geringere Stark-Aufspaltung im äußeren Bereich der Falle ist es somit im Prinzip möglich, durch RF- oder Raman-Übergänge die heißesten Atome zu entfernen. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass sie nur in einem sehr engen Wellenlängenbereich des Fallenlasers funktioniert. Für ^{87}Rb muss der Fallenlaser im Wellenlängenbereich zwischen der D1- und der D2-Linie betrieben werden. Dies bedeutet, dass die Verstimmung gegenüber den atomaren Resonanzen relativ klein und somit die spontane Streurrate hoch ist.

Die einzige Methode, mit der bisher erfolgreich ein Bose-Einstein-Kondensat durch evaporative Kühlung in einer Dipolfalle erzeugt wurde, ist das Herunterfahren des Fallenpotentials. Da dies auch der in unserem Experiment verwendete Ansatz ist, soll dieses Verfahren im nächsten Abschnitt etwas ausführlicher dargestellt werden.

5.2.2 Verdampfungskühlung durch Herunterfahren des Potentials

Die Verdampfungskühlung durch Herunterfahren des Potentials ist die denkbar einfachste Form der erzwungenen Evaporation. Durch Reduktion der Laserleistung und

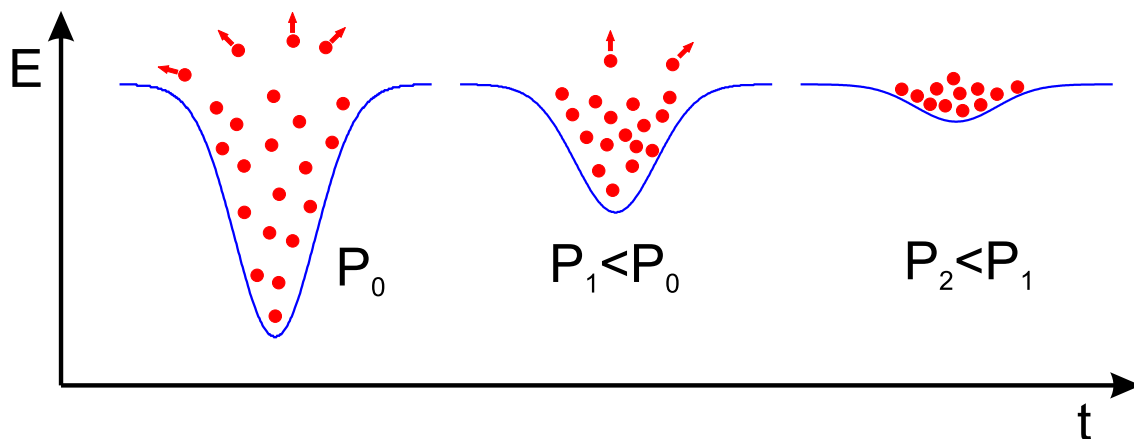


Abbildung 5.2: Evaporative Kühlung in einer Dipolfalle durch Verringeren der Potentialtiefe, indem die Leistung P in den Dipolfallenstrahlen abgesenkt wird. Atome mit einer Energie oberhalb des Potentialrandes verlassen die Falle, während die verbleibenden Atome bei einer niedrigeren Temperatur rethermalisieren.

Figure 5.2: *Evaporative cooling in a dipole trap by ramping down the potential depth. Atoms with an energy above the potential depth leave the trap. The remaining atoms rethermalize at a lower temperature.*

damit der Intensität verringert sich die Fallentiefe und die heißesten Atome verlassen die Falle. Leider führt eine Verringerung der Intensität aber nicht nur zu einer reduzierten Fallentiefe, sondern auch zu reduzierten Fallenfrequenzen (siehe Gleichung 3.21). Da die elastische Stoßrate γ mit der dritten Potenz der Fallenfrequenzen skaliert, wird die Rethermalisierungszeit im Laufe der Evaporationsrampe immer länger. Daher können die für die RF-Kühlung in Magnetfallen verwendeten optimalen Rampenverläufe nicht übernommen werden. Die ersten Experimente zur evaporativen Kühlung in optischen Dipolfallen wurden in der Gruppe von Chu gemacht [36]. Allerdings konnte in diesen Experimenten, vermutlich aufgrund von zu geringer Ausgangsteilchenzahl in der Dipolfalle, lediglich eine Endtemperatur von $4 \mu\text{K}$ erreicht werden.

Ein wichtiger Parameter für die evaporative Kühlung ist das Verhältnis aus Fallentiefe und Temperatur der Atome in der Falle, der so genannte Abschneideparameter $\eta = \hat{U}/k_B T$. Nach einer Reduzierung der Fallentiefe nimmt die Temperatur in der Falle zunächst ab und läuft dann auf einen konstanten Wert zu, da die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Atome mit ausreichender Energie miteinander stoßen, mit der Temperatur sinkt. In den hier beschriebenen Experimenten ergab sich nach einer kurzen Wartezeit mit konstanter Fallentiefe von etwa 100 ms immer ein Wert von $\eta \approx 10$. Zur weiteren Kühlung ist es daher erforderlich, das Fallenpotential weiter abzusenken.

Die Entwicklung von Teilchenzahl und Phasenraumdicke kann in Abhängigkeit von der Fallentiefe über Skalierungsgesetze beschrieben werden. Eine ausführliche Herleitung dieser Skalierungsgesetze findet man in [75]. Handelt es sich um ein harmonisches Fallenpotential und ist die Temperatur der Atome deutlich geringer als

die Falltiefe ($k_B T \ll \hat{U}$), so kann man zeigen, dass die Energieänderung aufgrund der Evaporation der Atome \dot{N} und der Potentialänderung $\dot{\hat{U}}$ durch

$$\dot{E} = \dot{N} \left(\hat{U} + \alpha k_B T \right) + \frac{\dot{\hat{U}}}{\hat{U}} \frac{E}{2} \quad (5.16)$$

gegeben ist. Dabei bezeichnet $E/2$ die mittlere potentielle Energie und $\alpha = (\eta - 5)/(\eta - 4)$. Löst man Gleichung 5.16 für einen festen Abschneideparameter η , so ergibt sich die Teilchenzahl in der Dipolfalle in Abhängigkeit von der Falltiefe:

$$\frac{N}{N_{\text{init}}} = \left(\frac{\hat{U}}{\hat{U}_{\text{init}}} \right)^{3/(2(\eta'-3))}. \quad (5.17)$$

Der Index „init“ bezeichnet die Anfangsbedingung zum Zeitpunkt $t = 0$ und $\eta' = \eta + \alpha = \eta + (\eta - 5)/(\eta - 4)$. Für $\eta = 10$ ist also $\eta' = 10,8$. Daraus lässt sich für die Phasenraumdicke aus Gleichung 5.3 ableiten:

$$\frac{\rho}{\rho_{\text{init}}} = \left(\frac{\hat{U}_{\text{init}}}{\hat{U}} \right)^{3(\eta'-4)/(2(\eta'-3))} = \left(\frac{N_{\text{init}}}{N} \right)^{\eta'-4} \quad (5.18)$$

Für einen energieunabhängigen elastischen Streuquerschnitt skaliert die elastische Stoßrate $\gamma \propto N\omega^3/(k_B T)$ wie folgt mit der Falltiefe:

$$\frac{\gamma}{\gamma_{\text{init}}} = \left(\frac{\hat{U}}{\hat{U}_{\text{init}}} \right)^{\eta'/(2(\eta'-3))}. \quad (5.19)$$

Eine effiziente evaporative Kühlung kann erfolgen, wenn η während der gesamten Evaporationsrampe konstant bleibt. Es kann gezeigt werden, dass dies erfüllt wird, wenn die Falltiefe den folgenden zeitlichen Verlauf hat:

$$\hat{U}(t) = \frac{\hat{U}_{\text{init}}}{(1 + t/\tau)^\beta} \quad (5.20)$$

dabei ist $\beta = 2(\eta' - 3)/\eta'$ und τ ist eine Zeitkonstante die durch

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2}{3} \eta' (\eta' - 4) \exp(-\eta) \gamma_{\text{init}} \quad (5.21)$$

bestimmt ist.

5.3 Simulationen zur Verdampfungskühlung

Um das evaporative Kühlen in Dipolfallen näher zu untersuchen und die experimentellen Evaporationsrampen unter Umständen zu optimieren, wurde ein Simulationsprogramm verwendet, das die verschiedenen thermodynamischen Größen während der Evaporation simuliert. Das ursprüngliche Programm ist auf die Simulation

von atomaren Ensembles in Magnetfallen des Ioffe-Typs ausgelegt, die durch RF-Evaporation gekühlt werden. Es wurde im Rahmen der Diplomarbeit von Claus Fühner entwickelt [76]. Dort finden sich auch Einzelheiten zur numerischen Berechnung. Dieses Programm wurde in der Diplomarbeit von André Lengwenus an das evaporative Kühlen in Dipolfallen angepasst [59].

5.3.1 Funktionsweise des Simulationsprogramms

Bei dem für die Simulationen verwendeten Programm handelt es sich um ein C++-Computerprogramm, das in der Lage ist, thermodynamische Eigenschaften eines atomaren Gases während der Verdampfungskühlung bis zum Phasenübergang in das Bose-Einstein-Kondensat zu simulieren. Dazu berechnet das Programm unter anderem den zeitlichen Verlauf der Dichte und der Temperatur. Aus diesen beiden Werten lässt sich die als Kriterium für das Einsetzen der Bose-Einstein-Kondensation erforderliche Phasenraumdicke berechnen.

Für die Simulationen wird das Modell einer abgeschnittenen Boltzmannverteilung verwendet. Das bedeutet, dass man von einer Verteilungsfunktion ausgeht, die aus dem Produkt einer Boltzmannverteilung und einer Stufenfunktion Θ besteht. Diese Verteilung ist eine Nicht-Gleichgewichtsverteilung. Sie hängt nicht nur vom chemischen Potential μ und der Quasitemperatur T ab, sondern auch von der Abschneideenergie ϵ_t :

$$f(\epsilon) = e^{-\frac{\epsilon-\mu}{k_B T}} \cdot \Theta(\epsilon_t - \epsilon) \quad (5.22)$$

Diese abgeschnittene Energieverteilung entspricht der Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 5.1. Drückt man die Energie ϵ als Summe aus kinetischer und potentieller Energie aus, so kann man die Verteilungsfunktion auch in Abhängigkeit von Ort und Impuls darstellen:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} e^{-(H(\mathbf{r}, \mathbf{p})-\mu)} \cdot \Theta(\epsilon_t - H(\mathbf{r}, \mathbf{p})) \quad (5.23)$$

mit $H(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + U(\mathbf{r})$. Daraus kann die Dichte des Ensembles bestimmt werden

$$n(\mathbf{r}) = \int d^3p f(\mathbf{r}, \mathbf{p}). \quad (5.24)$$

Etwas komplizierter ist die Berechnung der Temperatur. Sie lässt sich aus der Gesamtenergie aller gefangenen Teilchen berechnen. Für die Gesamtenergie der gefangenen Teilchen gilt:

$$E = \int_0^{\epsilon_t} d\epsilon \epsilon \rho(\epsilon) f(\epsilon) = \int_0^{\epsilon_t} d\epsilon \epsilon \rho(\epsilon) e^{-\frac{\epsilon-\mu}{k_B T}} \cdot \Theta(\epsilon_t - \epsilon). \quad (5.25)$$

Aus dieser von T abhängigen Gleichung lässt sich nun die Temperatur berechnen, indem man die Umkehrfunktion $T(E)$ bildet. Da dies analytisch nicht möglich ist, wird auf ein iteratives Verfahren zurückgegriffen, das durch Variation der Temperatur T mit Hilfe von Gleichung 5.25 die Nullstelle von $E_{\text{soil}} - E(T)$ sucht.

Das Ensemble kann also durch die drei Größen N , E und ϵ_t vollständig beschrieben werden. Aus der Gesamtenergie E lässt sich die Temperatur bestimmen. Wird eine Abschneideenergie ϵ_t vorgegeben, so stellen sich N , E und T als Antwort des Systems darauf ein. Die zeitliche Entwicklung des Systems, d.h. die Änderung der Teilchenzahl und der Energie, kann durch Lösen zweier Differentialgleichungen berechnet werden. Diese Gleichungen stellen gleichzeitig die Auswirkungen der Kühl- und Heizprozesse auf das atomare Ensemble dar:

$$\dot{N} = \dot{N}_{ev} + \dot{N}_{tr} + \dot{N}_{bg} + \dot{N}_{2b} + \dot{N}_{3b} \quad (5.26)$$

$$\dot{E} = \dot{E}_{ev} + \dot{E}_{tr} + \dot{E}_{bg} + \dot{E}_{2b} + \dot{E}_{3b} \quad (5.27)$$

Die Beiträge zur zeitlichen Entwicklung von Teilchenzahl und Energie sind die zum Teil schon in Abschnitt 4.1 beschriebenen Prozesse durch elastische Zwei-Körper-Stöße (gekennzeichnet durch den Index ev), Stöße mit dem Hintergrundgas (Index bg), inelastische Zwei-Körper-Stöße (Index $2b$), Drei-Körper-Stöße (Index $3b$) und die Änderung der Teilchenzahl und Energie durch den Verlust von Teilchen mit der Energie $\epsilon < \epsilon_t$ (Index tr). Letzterer Effekt wird auch als Überlaufen der Falle (engl.: *spilling*) bezeichnet.

Alle Beiträge zur zeitlichen Entwicklung können prinzipiell durch die Zustandsdichte, die Verteilungsfunktion und die Teilchendichte ausgedrückt und berechnet werden. Die Integration der Differentialgleichungen erfolgt numerisch im Simulationsprogramm. Dabei wird die Schrittweite adaptiv so angepasst, dass von einem Schritt zum nächsten die Teilchenzahl nicht zu stark abnimmt. Nach der Integration werden dann alle interessierenden Größen wie Temperatur T , zentrale Dichte n_0 und Phasenraumdicke D aus den neuen Größen für die Teilchenzahl N , für die Energie E und für die Abschneideenergie ϵ_t berechnet.

5.3.2 Anpassung des Programms für Dipolfallen

Da das Programm ursprünglich für die Berechnung thermodynamischer Größen eines atomaren Ensembles in einem Ioffe-Potential ausgelegt war, musste ein Weg gefunden werden, dieses Programm für Atome in einer Dipolfalle anwendbar zu machen. Um das Potential anzupassen, wurden das Ioffe-Potential und das Dipolpotential quadratisch genähert und auf die gleiche Form gebracht. Dann wurden die Parameter des Ioffe-Potentials so gewählt, dass das Potential in der quadratischen Näherung identisch mit dem Dipolfallenpotential ist. Eine weitere Schwierigkeit stellt die Höhe des Dipolfallenpotentials dar. Während das Ioffe-Potential in der im Programm verwendeten Darstellung nach oben unbeschränkt ist, ist eine Berücksichtigung der endlichen Falltiefe des Dipolfallenpotential unabdingbar, da der Evaporationsmechanismus auf einer endlichen Falltiefe beruht. Ein weiterer Unterschied zur Evaporation in Magnetfallen ist, dass sich die Fallenfrequenzen in der Dipolfalle während des Herunterfahrens der Laserintensität ändern. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass die Verlustprozesse in Dipolfallen andere sind als in Magnetfallen. Im Folgenden wird erklärt, wie diese Abweichungen im Programm implementiert wurden.

Quadratische Näherung der Potentiale

Wie bereits in Abschnitt 3.1.3 erläutert, lässt sich das gaussförmige Fallenpotential durch ein Parabelpotential quadratisch nähern. Für eine gekreuzte Dipolfalle ergibt sich aus Gleichung 3.22

$$U_{\text{FB}}(x, y, z) = 2\hat{U} \left(\frac{r^2}{w_0^2} + \frac{2z^2}{w_0^2} \right). \quad (5.28)$$

Dabei wurde der Einfachheit halber der Nullpunkt des Potentials so gewählt, dass das Potential im Zentrum der Falle null ist. Die Potentialtiefe \hat{U} beschreibt hierbei das Potential, das von *einem* gaussschen Strahl mit der Fokusgröße w_0 erzeugt wird. Nun gilt es, das Ioffe-Potential auf diese Form zu bringen. Das Ioffe-Potential kann wie folgt dargestellt werden:

$$U_{\text{Ioffe}} = \sqrt{\alpha^2 r^2 + (U_0 + \beta z^2)^2} - U_0. \quad (5.29)$$

Dies ist die Form, anhand der das Simulationsprogramm die Berechnungen durchführt. Die Parameter, die die Form des Potentials bestimmen, sind also U_0 , α und β . Dabei steht U_0 für den Fallenboden, α für den radialen Einschluss und β für den axialen Einschluss. Für $U_0/(\alpha r) \gg 1$ ist das Ioffe Potential in allen drei Raumrichtungen ein harmonisches Potential. Das Potential lässt sich dann entwickeln:

$$\begin{aligned} U_{\text{Ioffe}} &= \sqrt{\alpha^2 r^2 + (U_0 + \beta z^2)^2} - U_0 \\ &= (U_0 + \beta z^2) \sqrt{1 + \frac{\alpha^2 r^2}{(U_0 + \beta z^2)^2}} - U_0 \\ &\cong (U_0 + \beta z^2) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\alpha^2 r^2}{(U_0 + \beta z^2)^2} \right) - U_0 \\ &\cong \frac{\alpha^2}{2U_0} r^2 + \beta z^2. \end{aligned} \quad (5.30)$$

Im letzten Schritt wurde im Nenner des Bruchs βz^2 gegenüber U_0 vernachlässigt. Aus dem Vergleich mit Gleichung 5.28 ergeben sich die Koeffizienten für das Ioffe-Potential

$$\alpha = \sqrt{\frac{4\hat{U}U_0}{w_0^2}}, \quad \beta = \frac{4\hat{U}}{w_0^2} \quad (5.31)$$

Der Parameter α hängt hierbei nicht nur von den Parametern der Dipolfalle \hat{U} und w_0 ab, sondern auch von U_0 , also vom Fallenboden der Ioffe-Falle. Rechnungen zeigen, dass die Abweichungen zwischen Ioffe-Potential und *gaussförmigem* Potential am kleinsten für $U_0 = \hat{U}$ sind, während die Abweichungen zwischen Ioffe-Potential und *harmonischem* Potential für größere U_0 immer kleiner wird. Da das Potential während der Evaporation heruntergefahren wird, U_0 während des Programmlaufs jedoch nicht ohne Weiteres geändert werden kann, muss ein Wert von U_0 gefunden

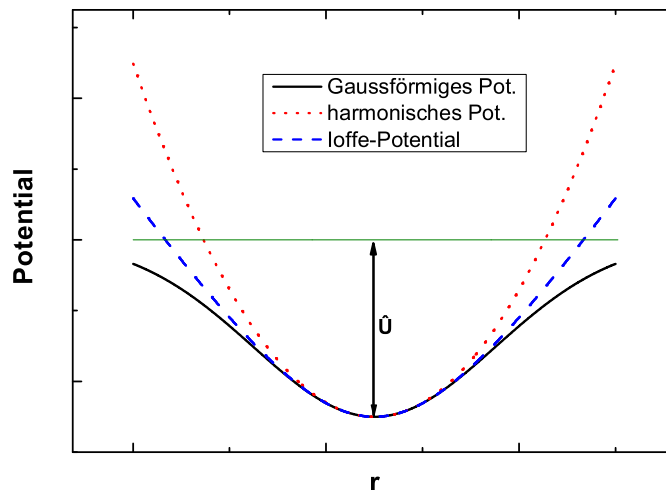


Abbildung 5.3: Drei Potentiale im Vergleich: Man kann erkennen, dass das Ioffe-Potential in einem deutlich größeren Bereich eine gute Näherung an das gaussförmige Potential ist als die harmonische Näherung.

Figure 5.3: Comparison of three potentials: The Ioffe-potential is good approximation to the gaussian potential over a much larger range than the harmonic approximation.

werden, der das System während des gesamten Programmlaufs sinnvoll beschreibt. Wählt man U_0 so, dass es der Falltiefe vor dem Herunterfahren des Potentials entspricht, so ergibt sich eine gute Näherung für den gesamten Programmdurchlauf. Durch diese Wahl von U_0 ist sichergestellt, dass die Näherung für den gesamten Programmdurchlauf besser ist als die harmonische Näherung.

Beschränkung des Dipolfallenpotentials

Während das Dipolpotential durch \hat{U} (bzw. in gekreuzten Dipolfallen durch $2\hat{U}$) nach oben beschränkt ist, ist das Potential in der quadratischen Näherung unendlich hoch. Es wird also durch Absenken der Laserleistung in der quadratischen Näherung keine Absenkung des Potentials und damit keine Evaporation stattfinden. Dieses Problem kann gelöst werden, indem man die Abschneideenergie ϵ_t als zusätzliche thermodynamische Größe einführt. Die Abschneideenergie ist im Programm so gewählt, dass sie der Falltiefe entspricht ($\epsilon_t = \hat{U}$). Bei gekreuzten Dipolfallen mit der Falltiefe $2\hat{U}$ wird das Potential schon bei der Energie \hat{U} abgeschnitten, da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen in den Dipolfallenarmen wieder in das Fallenzentrum zurückkehrt kleiner als 2% ist [36].

Berücksichtigung der Änderung der Fallenfrequenzen

Die Fallenfrequenzen in einer gekreuzten Dipolfalle in x,y- bzw. in z-Richtung sind, sofern man den sehr viel schwächeren axialen Einschluss der Einzelfallen vernach-

lässigt, nach Gleichung 3.20 gegeben durch

$$\omega_{x,y} = \sqrt{\frac{4\hat{U}}{mw_0^2}} \quad \text{und} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{8\hat{U}}{mw_0^2}}. \quad (5.32)$$

Das bedeutet, dass sich in einer Dipolfalle die Fallenfrequenzen im Gegensatz zur Magnetfalle während der Evaporation ändern. Es ändert sich während des Herunterfahrens der Laserintensität also nicht nur die Potentialtiefe sondern auch die Potentialform. Um dies zu berücksichtigen werden im Simulationsprogramm die Fallenparameter α und β vor jedem Integrationsschritt neu berechnet.

Verluste in einer Dipolfalle

Die Verlustprozesse in einer Dipolfalle unterscheiden sich von denen in einer Magnetfalle. Während die Prozesse der Evaporation und des Überlaufens, die Stöße mit dem Hintergrundgas sowie die Drei-Körper-Stöße gleich sind, ist der Mechanismus der Zweikörperverluste in Dipolfallen ein anderer. Zusätzlich gibt es in Dipolfallen noch eine Aufheizung des Ensembles durch spontan gestreute Photonen aus dem Fallenlaser.

In Magnetfallen entstehen Zwei-Körper-Verluste durch inelastische Stöße, die zu Änderung der m_F -Zustände und somit zum Verlust aus der Falle führen. Diese Verluste treten in einer Dipolfalle nicht auf. Es gibt jedoch Zwei-Körper-Verluste aufgrund von Stößen, die den Hyperfeinzustand der beteiligten Atome ändern. Als Verlustrate wird der in Abschnitt 4.2 experimentell ermittelte Wert benutzt.

Außerdem sorgt der Fallenlaser dafür, dass das Ensemble durch spontan gestreute Photonen aufgeheizt wird. Die durch spontane Streuung auf die Atome übertragene Rückstoßenergie ist für gewöhnlich nicht ausreichend, damit Atome das Dipolfallenpotential überwinden und die Falle verlassen können. Es kommt jedoch zu einer Erhöhung der Temperatur, und in Gleichung 5.27 kommt ein zusätzlicher Term \dot{E}_{sc} hinzu. Die Energiezunahme im Ensemble durch Photonenstreuung aus dem Fallenlaser entspricht dem Produkt aus Streurrate und Rückstoßenergie, multipliziert mit der Gesamtzahl der Atome:

$$dE_{sc} = 2N\Gamma_{sc}E_{rec}dt \quad (5.33)$$

5.3.3 Simulationsergebnisse

Um die Funktionsfähigkeit des Programms zu testen wurde zunächst ein Programmdurchlauf mit konstanter Fallentiefe, also ohne Evaporationsrampen, gemacht und die errechneten Werte wurden mit den experimentell ermittelten Werten aus Abbildung 4.2 verglichen. In Abbildung 5.4 kann man erkennen, dass die beiden Kurven sehr gut übereinstimmen, so dass man davon ausgehen kann, dass die Verlustprozesse aus der Dipolfalle durch das Programm gut wiedergegeben werden.

Für die Simulationen wurde der in Abbildung 5.5 gezeigte Rampenverlauf verwendet. In den weiteren Abbildungen sind die Verläufe der Teilchenzahl (Abbildung 5.6),

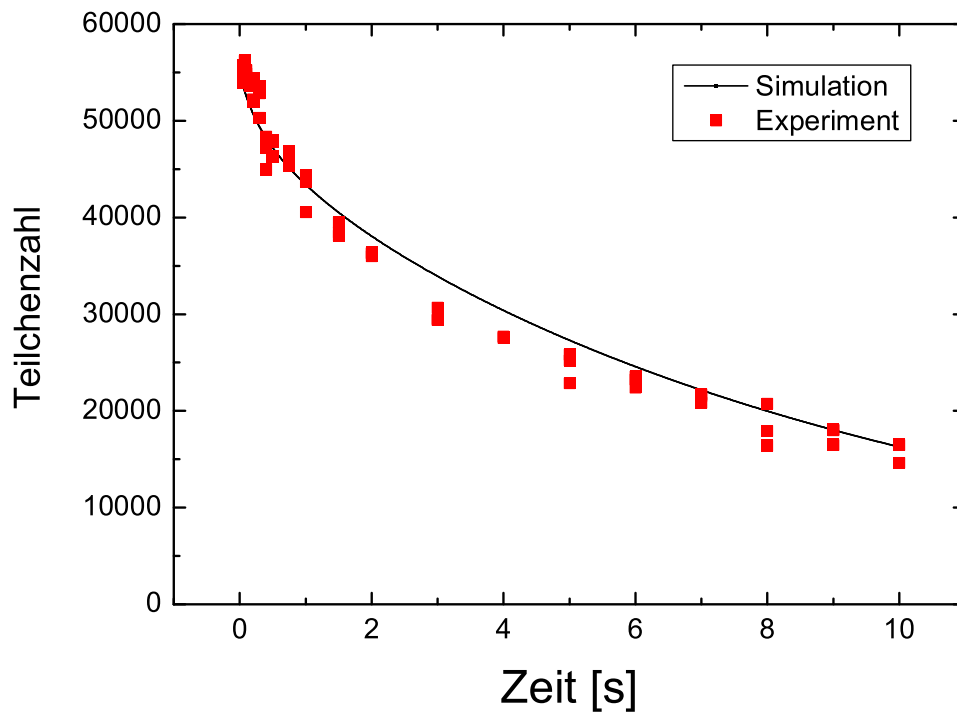


Abbildung 5.4: Vergleich zwischen Lebensdauermessung und simulierter Teilchenzahlentwicklung bei konstant gehaltener Fallentiefe. In der Simulation wurden Anfangsteilchenzahl, Anfangstemperatur und Zwei-Körper-Verlustrate sowie die Fallenparameter aus der Lebensdauermessung in Abbildung 4.2 verwendet.

Figure 5.4: Comparison between lifetime measurement and simulated particle number with constant trap depth. For the simulation the initial particle number, the initial temperature and the trap parameters from the lifetime measurement in figure 4.2 were used.

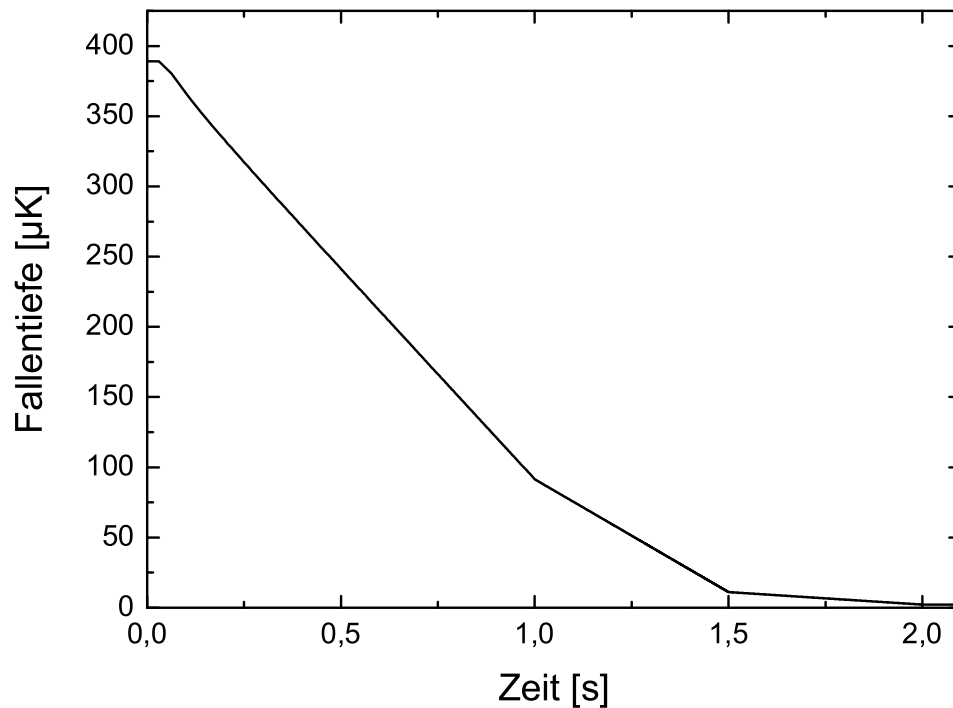


Abbildung 5.5: Dipolfallentiefe in Abhängigkeit von der Zeit. Nach einer Anfangswartezeit von 100 ms bei einer Laserleistung von 17,5 W wird die Leistung in drei linearen Rampen auf 100 mW heruntergefahren. Dies entspricht einer Reduktion der Fallentiefe von 390 mK auf 2 mK

Figure 5.5: *Trap depth depending on time. After a waiting time of 100 ms the laser power is ramped down with three linear ramps from 17.5 W to 100 mW. This corresponds to a reduction in the trap depth from 390 mK to 2 mK*

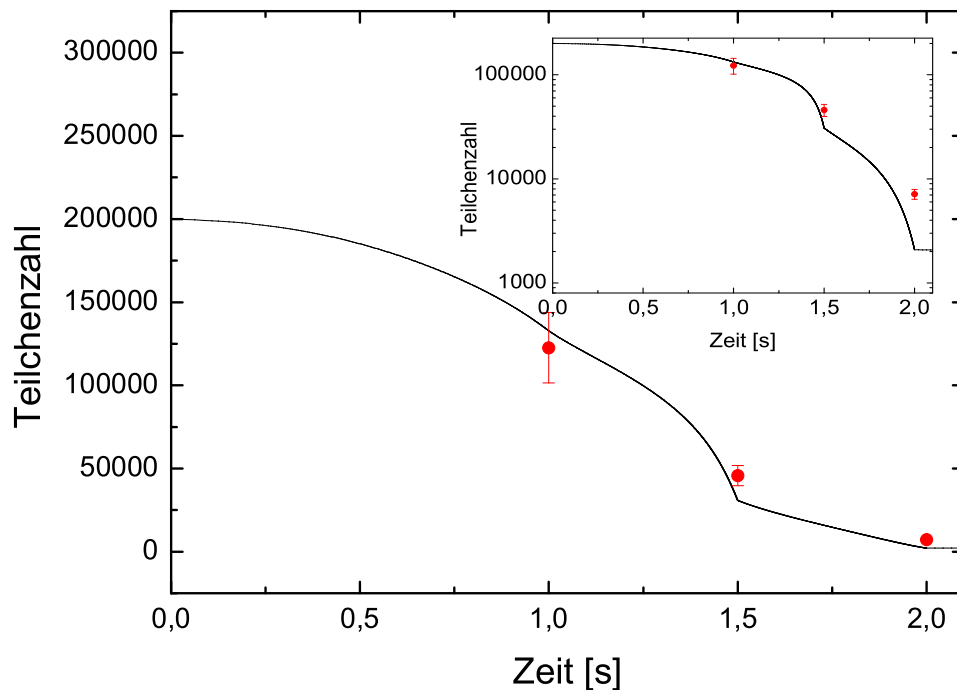


Abbildung 5.6: Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Zeit. Die Fehlerbalken geben die experimentelle Ungenauigkeit in der Teilchenzahlbestimmung an. Für die Endwerte der ersten beiden linearen Rampen stimmen gemessene und simulierte Teilchenzahl gut überein, während am Ende der dritten Rampe die Teilchenzahl in der Simulation deutlich geringer ist als in den Messungen. Dies hängt vermutlich zum einen damit zusammen, dass in den Simulationen die Gravitationskraft auf die Atome nicht berücksichtigt wird und zum anderen damit, dass es sich bei dem simulierten Potential nicht um ein gaussförmiges Potential sondern um ein angepasstes Ioffe-Potential handelt.

Figure 5.6: Particle number vs. time. The error bars indicate the measurement uncertainty of the particle number. For the end values of the first two linear ramps experimental and simulated particle number agree quite well, whereas there is a large discrepancy between measured and simulated particle number after the third ramp. The lower particle number in the simulation is probably due to the fact that gravity is neglected in the simulation and the simulated potential is not Gaussian but an adapted Ioffe potential.

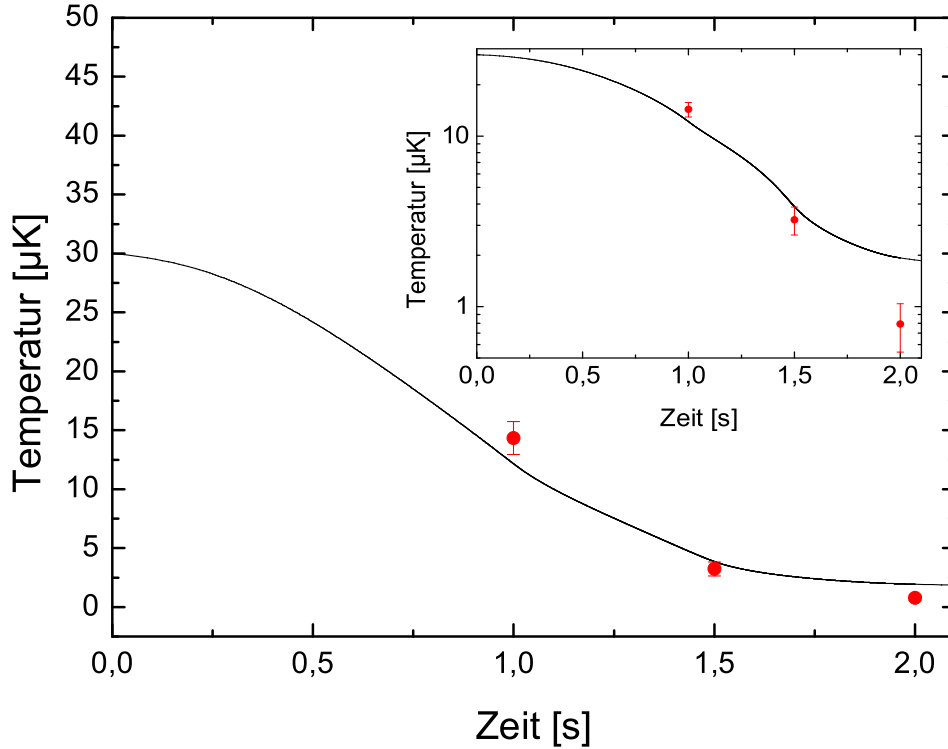


Abbildung 5.7: Temperatur in Abhängigkeit von der Zeit. Die Fehlerbalken geben die experimentelle Ungenauigkeit in der Temperaturbestimmung an. Für die Endwerte der ersten beiden linearen Rampen stimmen experimentelle und simulierte Temperatur gut überein. Am Ende der dritten Rampe ergibt sich eine deutliche Abweichung. Die deutlich erhöhte Temperatur in der Simulation kommt vermutlich daher, dass aufgrund der zu geringen Teilchenzahl (Abbildung 5.6) und der damit verbundenen geringeren Dichte in der Simulation die Rethermalisation deutlich länger dauert.

Figure 5.7: *Temperature vs. time. The error bars indicate the measurement uncertainty of the temperature. For the first two linear ramps experimental and simulated temperatures agree quite well, whereas there is a large discrepancy in the temperatures after the third ramp. The notably higher temperature in the simulations is probably due to the reduced particle number in the simulation (Figure 5.6). This leads to a lower density and thus to a slower rethermalization rate.*

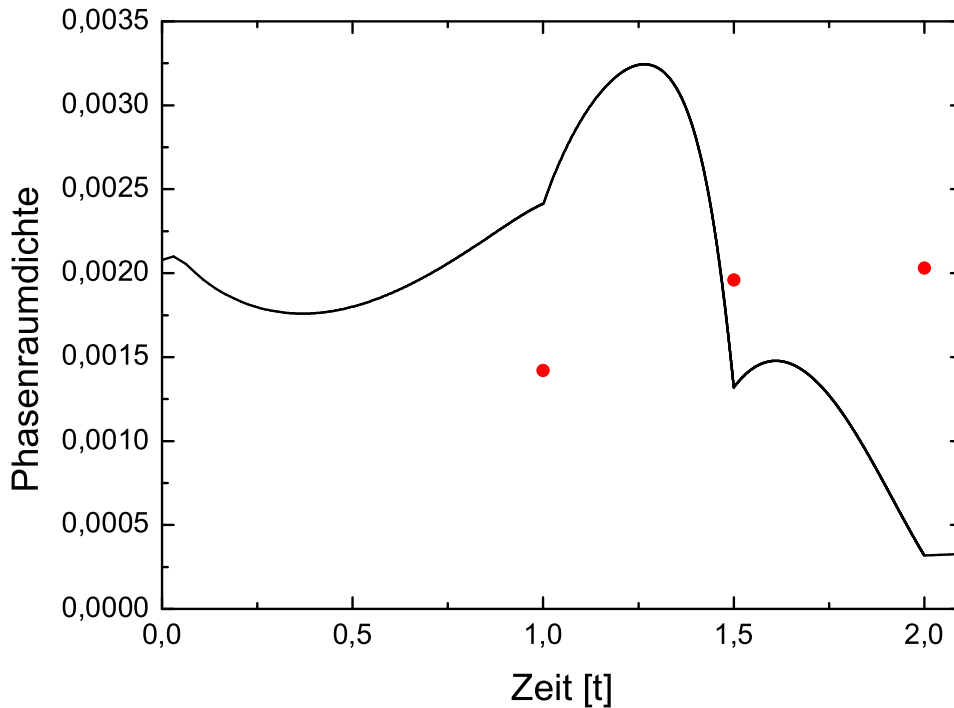


Abbildung 5.8: Aus der Teilchenzahl und der Temperatur sowie den Fallenparametern lässt sich die Phasenraumdicke bestimmen. Da diese mit der dritten Potenz von der Temperatur abhängt, können sich auch bei vergleichsweise guter Übereinstimmung von Temperatur und Teilchenzahl zwischen Experiment und Simulation deutliche Abweichungen ergeben. Der experimentell optimierte Rampenverlauf ergibt in der Simulation eine Abnahme der Phasenraumdicke, während man in der Messung einen Anstieg beobachten kann.

Figure 5.8: From the particle number, temperature, and from the trap parameters the phase space density can be calculated. As the phase space density scales with the third power of the temperature, the deviation between simulation and the measurement are much more distinct than for temperature and particle number. The course of the ramps used in the simulation is a course which was found by experimental optimisation. Whereas in the experiment an increase in phase space density can be observed, in the simulation the phase space density decreases.

der Temperatur (Abbildung 5.7) und der Phasenraumdicke (Abbildung 5.8) in der Simulation dargestellt und einzelnen experimentellen Messpunkten gegenübergestellt. Der in der Simulation verwendete Rampenverlauf ist ein experimentell optimierter Rampenverlauf.

Wie man aus Abbildung 5.5 erkennen kann, wurden drei lineare Rampen gefahren. Es zeigt sich, dass die Simulationen für die Endwerte der ersten beiden Rampen relativ gut mit den gemessenen Werten übereinstimmen. Für die letzte Rampe ergeben sich jedoch sehr große Diskrepanzen zwischen den simulierten und den gemessenen Werten. Während sich in der Simulation eine Endtemperatur von etwa $2 \mu\text{K}$ ergibt, liegt die gemessene Temperatur bei knapp 800 nK . Noch größer ist die Diskrepanz bei der Teilchenzahl. Hier steht einer simulierten Teilchenzahl von etwa 2000 Atomen ein gemessener Wert von 7000 Atomen gegenüber. Dadurch ergibt sich in den Simulationen eine um einen Faktor 50 zu niedrige Phasenraumdicke. Gleichzeitig zeigt die simulierte Kurve, dass die Phasenraumdicke im Laufe der Evaporation abnimmt. Das bedeutet, dass die Evaporationsrampe in der Simulation alles andere als optimal ist. Dies steht allerdings im Widerspruch zu den experimentellen Werten. Diese wurden nämlich aus einer experimentellen Optimierung der Phasenraumdicke gewonnen. Im Vergleich zu den in Kapitel 5.4 dargestellten Messungen ist der Anstieg der Phasenraumdicke auch bei den experimentellen Daten sehr gering. Das liegt daran, dass in den hier dargestellten Simulationen und Messungen eine wesentlich größere und flachere Falle verwendet wurde. Aufgrund der daraus resultierenden geringeren Fallenfrequenzen kann in einer solchen Falle nicht so effizient evaporativ gekühlt werden.

Die Diskrepanz zwischen Experiment und Simulation liegt vermutlich einerseits daran, dass der Effekt der Schwerkraft in den Simulationen nicht berücksichtigt wird. Dieser Effekt wird für niedrige Fallentiefen wichtig, wenn der Betrag der Dipolkraft von der gleichen Größenordnung wie die Gravitationskraft auf das Atom ist.

Andererseits kann die erhöhte Verlustrate von Atomen in der Simulation auch mit der abweichenden Fallengeometrie zusammenhängen. Während für die Atome im Zentrum der Falle das Potential in der Simulation eine gute Näherung ist, weicht das Ioffe-Potential am Rand der Falle deutlich von dem gaussförmigen Potential in den Simulationen ab. Diese Abweichung wirkt sich am stärksten auf die heißesten Atome aus, die bei der Evaporation das Ensemble verlassen können, so dass es zu einer Abweichung bei den Verlusten kommen kann. Diese ist umso größer, je niedriger die Potentialtiefe ist, da der Fallenparameter U_0 so gewählt wurde, dass die Fallengeometrie für die Anfangsfallentiefe am besten passt.

Der Vergleich zwischen simulierten und experimentell gemessenen Ergebnissen zeigt, dass die Simulationen insbesondere für die niedrigen Fallentiefen am Ende der Evaporationsrampe nicht mehr gut übereinstimmen. Andererseits zeigt sich aber im Experiment, dass die Ergebnisse für Teilchenzahlen und Temperaturen relativ robust gegenüber kleinen Änderungen des Rampenverlaufs sind, so dass in den weiterführenden Experimenten auf eine Optimierung der Rampen durch das Simulationsprogramm verzichtet wurde.

5.4 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der evaporativen Kühlung in einer gekreuzten Dipolfalle dargestellt. Die Messungen wurden mit einem Scheibenlaser (ELS Versadisk) bei einer Wellenlänge von 1030 nm durchgeführt. Eine wichtige Rolle bei diesen Messungen spielt die Wahl der Größe des Fokus. Einerseits sorgt ein großer Fokus für ein großes Fallenvolumen und damit für eine hohe Anfangsteilchenzahl, andererseits bedeutet ein großer Fokus aber auch niedrigere Fallenfrequenzen, so dass die Effizienz der Evaporation vermindert wird. Daher wurden verschiedene Fokusgrößen ausprobiert. Die besten Ergebnisse ergaben sich für einen Fokus von etwa 40 μm .

Für die in Abbildung 5.10 dargestellten Messungen wurden die Atome zunächst aus der MOT in eine gekreuzte Dipolfalle geladen. Dabei konnten etwa 60.000 Atome in der Dipolfalle gefangen werden. Mit den Fallenparametern und der Temperatur der Atome ergibt sich mit Hilfe von Gleichung 5.3 für $n\Lambda_{\text{dB}}$ ein Wert von 6×10^{-4} . Geht man davon aus, dass alle drei Zeeman-Unterkomponenten gleichmäßig besetzt sind, so ergibt sich eine Anfangsphasenraumdichte von 2×10^{-4} in der Dipolfalle.

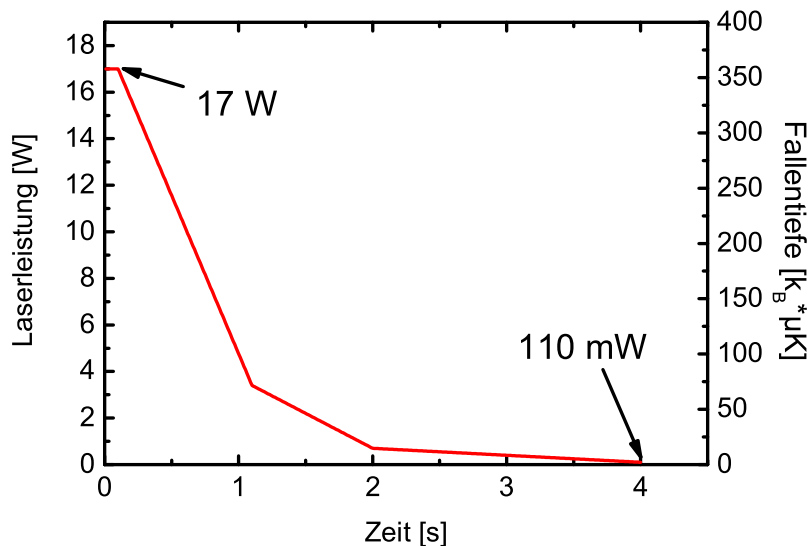


Abbildung 5.9: Zeitlicher Verlauf der Laserleistung für die Messungen in Abbildung 5.10.

Figure 5.9: Temporal evolution of the laser power for the measurements of figure 5.10.

Die Atome wurden zunächst für 100 ms in der Dipolfalle gehalten. In dieser Zeit konnten die heißesten Atome die Falle verlassen („self evaporation“). Dann wurde die Leistung des Dipolfallenlasers in drei linearen Rampen über einen Zeitraum von 4 Sekunden heruntergefahren (siehe Abbildung 5.9). 10 ms nach dem Ausschalten der

Falle am Ende der dritten Rampe wurde ein Absorptionsbild aufgenommen und aus diesem wurde die Temperatur und die Teilchenzahl bestimmt. Auffällig ist die deutliche Temperaturabnahme zwischen Bild 3 und Bild 4 in Abbildung 5.10. Ein solcher Temperatursprung sollte auch beim Einsetzen der Bose-Einstein-Kondensation beobachtbar sein. Eine Auswertung der Flugzeitbilder ergibt allerdings, dass die Phasenraumdichte noch deutlich kleiner als die kritische Phasenraumdichte von $2,612$ ist. Die Berechnung der Phasenraumdichte ist allerdings sehr ungenau, da die Phasenraumdichte mit der dritten Potenz von der Temperatur und den Fallenfrequenzen abhängt und beide Größen nicht sehr genau bestimmt werden können. Gleichzeitig lässt sich in den Bildern 4 und 5 kein sprunghafter Dichteanstieg gegenüber den Bildern 1, 2 und 3 beobachten. Die Dichte steigt lediglich leicht von $6 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ in Bild 1 auf $8,5 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ in Bild 5 an.

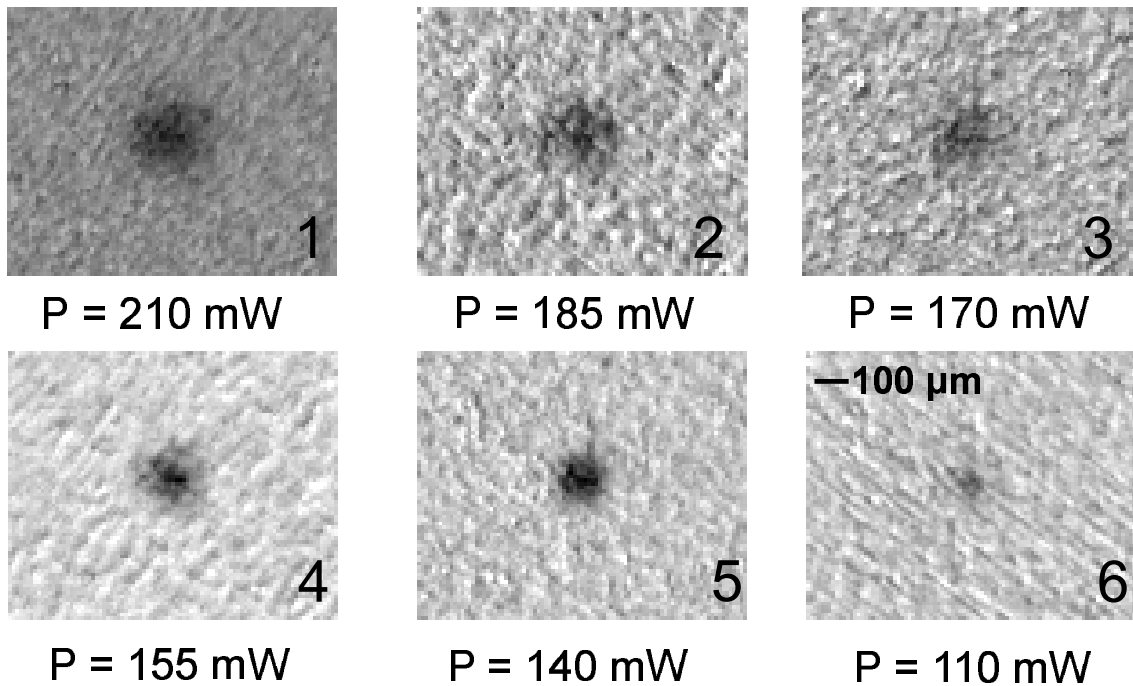


Abbildung 5.10: Evaporative Kühlung mit verschiedenen Endwerten der Fallentiefe: Dargestellt sind Flugzeitbilder nach 10 ms. Da bei den Messungen die Teilchenzahl sehr gering war, wurden für jedes Bild jeweils drei Aufnahmen aufaddiert.

Figure 5.10: *Evaporative cooling with different end values of the trap depth: Time of flight images after 10 ms. As the particle number was very low every image is the sum of three shots.*

Die Auswertung von Bild 4 in Abbildung 5.10 ergibt eine Temperatur von etwas weniger als 140 nK und eine Teilchenzahl von etwa 3500 Atomen. Mit Hilfe der Fallenparameter kann aus Gleichung 5.3 die Phasenraumdichte bestimmt werden. Für eine Fokusgröße von $40 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Phasenraumdichte von $0,2$, wenn man annimmt, dass die drei m_F -Zustände gleich besetzt sind. Es sei noch einmal erwähnt, dass dieser Wert mit einem erheblichen Fehler behaftet ist, da sowohl die

Temperatur als auch die Fokusgröße nur auf etwa 30 % Genauigkeit bestimmt werden können. In Bild 6 sieht man eine deutliche Abnahme der Teilchenzahl gegenüber den Bildern 4 und 5. Das liegt daran, dass hier die Dipolkraft gerade noch ausreicht, um die Atome gegen die Gravitation zu halten. Fährt man die Laserleistung weiter herunter, so fallen alle Atome aus der Falle. Diese Beobachtung stimmt gut mit den Berechnungen nach Gleichung 3.24 überein. Nach diesen Berechnungen sollte unterhalb einer Laserleistung von 70 mW kein Einschluss in Richtung der Gravitation möglich sein.

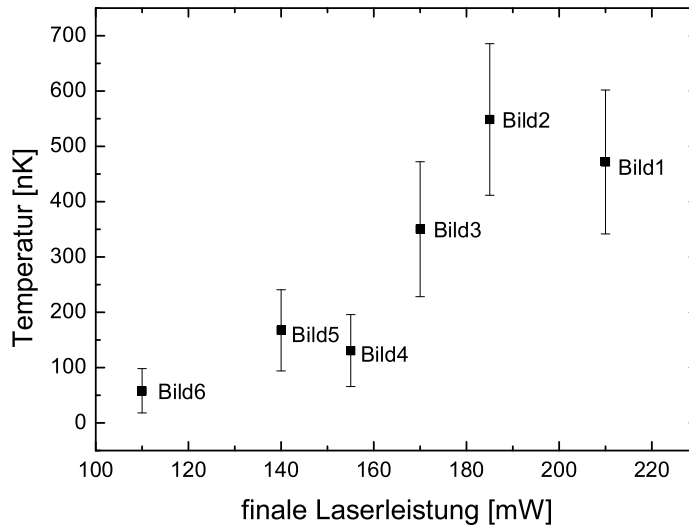


Abbildung 5.11: Temperaturen aus den TOF-Messungen von Abbildung 5.10.

Figure 5.11: *Temperatures derived from the TOF-measurements in figure 5.10.*

Es war in den Experimenten möglich, durch evaporative Kühlung in der Dipolfalle einen Anstieg der Phasenraumdicke um einen Faktor 1000 zu erreichen. Aus den in Abschnitt 5.2.2 hergeleiteten Skalierungsgesetzen würde man für die experimentellen Parameter einen etwas geringeren Anstieg der Phasenraumdicke um einen Faktor 500 erwarten. Diese Abweichung ist allerdings im Rahmen der Messgenauigkeit, da ein Faktor zwei in der Phasenraumdicke lediglich einer Abweichung von 25 % in der Temperatur entspricht. Die starke Erhöhung der Phasenraumdicke im Experiment ist allerdings mit einem Teilchenverlust verbunden, der deutlich höher ist, als aus den Skalierungsgesetzen zu erwarten. Das deutet darauf hin, dass es möglich sein sollte, durch weiter optimierte Evaporationsrampen im Experiment noch höhere Phasenraumdichten zu erreichen. In den durchgeführten Experimenten war dies allerdings nicht möglich. Grund für diese Abweichung sind vermutlich Zwei-Körper-Verluste, die in den Skalierungsgesetzen nicht berücksichtigt werden.

Der starke Anstieg der Phasenraumdicke während der Evaporation zeigt, dass es möglich sein sollte, mit dem System in den Bereich der Quantenentartung vorzudrin-

gen. Voraussetzung dafür ist es, die Anfangsphasenraumdicke weiter zu erhöhen, so dass sich Anfangsphasenraumdichten wie in den Experimenten mit CO₂-Laser-Dipolfallen von Chapman [38] und Weitz [41] ergeben. Ein wichtiger Schritt auf dem Weg dahin sind eine optimale Wahl der Fokusgröße sowie eine weitere Optimierung der Parameter während des Ladeprozesses.

6 Kalte Atome in miniaturisierten optischen Potentialen

Die in den vorigen Kapiteln behandelten Dipolfallengeometrien (Einzelstrahlfalle und gekreuzte Dipolfalle) sind die experimentell am einfachsten realisierbaren Fallentypen. Im Prinzip ist es aber möglich, nahezu beliebig komplizierte Lichtfelder zu erzeugen und in diesen Lichtfeldern Atome zu fangen. Einzige Bedingung ist, dass die Lichtfelder eine Lösung der Maxwell-Gleichungen sind. Durch die Entwicklungen im Bereich der Mikro- und Nanostrukturierung ist es inzwischen möglich, Mikrooptiken herzustellen, die in der Lage sind sehr komplexe Lichtfelder zu erzeugen [77]. Diese Mikrooptiken werden beispielsweise zur Charakterisierung von Wellenfronten (Shack-Hartmann-Sensor) und zur Strahlhomogenisierung genutzt. Die Flexibilität in der Herstellung dieser Mikrooptiken ermöglicht neuartige Experimente mit kalten Atomen und kann insbesondere zur Erzeugung von geometrisch komplexen Dipolpotentialen benutzt werden [78]. An unserem Experiment konnte zum ersten Mal der Einsatz von sphärischen und zylindrischen Mikrolinsen zum Fangen von Atomen demonstriert werden. In Abschnitt 6.1 werden mehrere Experimente vorgestellt, in denen kalte Atome in mikrooptisch erzeugten Potentialen gefangen und manipuliert werden. Im Gegensatz zu den in den vorigen Kapiteln beschriebenen Experimenten, wurden diese Messungen mit ^{85}Rb und nicht mit ^{87}Rb durchgeführt. Allerdings sollten sich die dargestellten Messungen ebenso mit ^{87}Rb durchführen lassen.

Ein alternativer Ansatz miniaturisierte Potentiale durch Laserlicht zu realisieren besteht darin, eine stehende Lichtwelle zu erzeugen, in der man Atome fangen und manipulieren kann. Eine Stehwelle sorgt für eine Gitterstruktur mit Potentialminima im Abstand der Größenordnung einer Laserwellenlänge. Diese so genannten optischen Gitter wurden sowohl für thermische Atome als auch für Bose-Einstein-Kondensate bereits in einer Reihe von Experimenten und theoretischen Arbeiten untersucht. Durch Kombination eines optischen Gitters mit mikrooptisch erzeugten Potentialen ergibt sich eine neue Klasse von interessanten Experimenten. In Abschnitt 6.2 werden theoretische Überlegungen zur Bragg-Reflektion von ultrakalten Atomen an einer solchen Stehwelle, der ein Wellenleiter überlagert ist, dargestellt. Rechnungen dazu wurden von Helge Kreutzmann und Anna Sanpera auf der Basis von unseren experimentellen Parametern durchgeführt [43].

6.1 Mikrostrukturierte optische Elemente in der Atomoptik

6.1.1 Interferometerstrukturen für geführte Atome

Die Untersuchung der Welleneigenschaften von Atomen ist für die Grundlagenforschung und insbesondere für das Verständnis der Quantentheorie von großem Interesse [79]. In der Atominterferometrie kann der Wellencharakter der Atome außerdem dazu genutzt werden, Präzisionsmessungen physikalischer Größen durchzuführen. Atominterferometer haben das Potential Messungen durchzuführen, die um mehrere Größenordnungen genauer sind als entsprechende Messungen mit optischen Interferometern. Der überwiegende Teil der derzeit verwendeten Atominterferometer basiert auf freien Atomen in einem Atomstrahl oder einer kalten atomaren Wolke. Ein alternativer Ansatz für die Atominterferometrie besteht darin, geführte oder gefangene Atome zu verwenden. Dies kann wesentlich kompaktere atominterferometrische Aufbauten ermöglichen. Zur Realisierung eines solchen Interferometers ist es erforderlich, geeignete Leiterstrukturen oder Transportmechanismen zu finden, in denen die Kohärenz erhalten bleibt. In einigen Experimenten wurden bereits auf Magnetfeldern basierende Leiterstrukturen untersucht [80, 81]. In der Gruppe von Ketterle konnte ein Materiewelleninterferometer mit optisch gefangenen Atomen demonstriert werden [20].

Im Folgenden wird eine Wellenleiter- und Interferometerstruktur vorgestellt, die auf der Basis von Dipolpotentialen funktioniert. Eine detaillierte Beschreibung dieser Strukturen findet man in der Doktorarbeit von Rainer Dumke [74] sowie in [22].

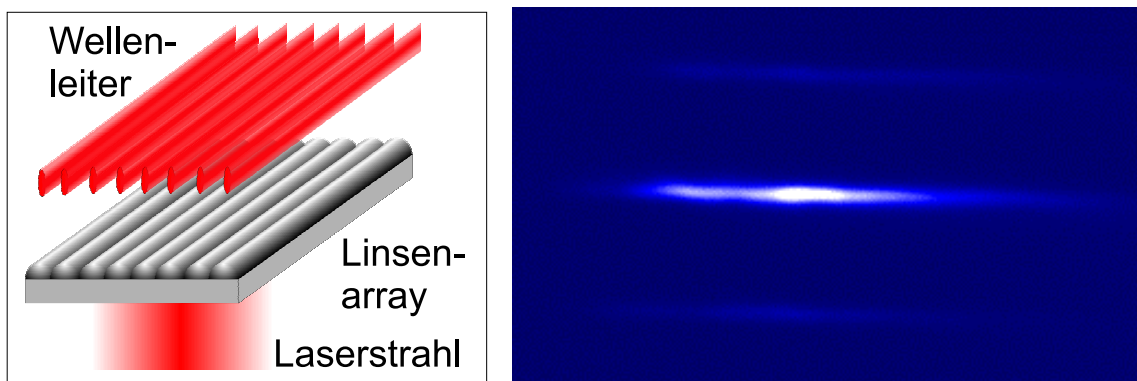


Abbildung 6.1: Wellenleiterstruktur für kalte Atome. Wird ein Zylinderlinsenarray mit einer ebenen Welle beleuchtet, so bildet sich in der Fokalebene eine Reihe von Linienfoki aus. In diesen Linienfoki können Atome geführt werden. Auf der rechten Seite sieht man ein Fluoreszenzbild der Atome in der Leiterstruktur.

Figure 6.1: Waveguide structure for cold atoms. When a cylindrical microlens array is illuminated by a plane wave, line foci form in the focal plane. Atoms can be guided in these line foci. On the right hand side a fluorescence image of the atoms in the guiding structure is depicted.

Experimentelle Grundlagen dieser Messungen sind zylindrische Mikrolinsenarrays vom Typ 9002/016 der Firma LIMO. Dieses mikrooptische System besteht aus einem Quarzglassubstrat, auf das 12 Zylinderlinsen mit einer Länge von je 5 mm aufgebracht sind. Der Abstand der Linsen zueinander ist gleich der Breite einer Linse und beträgt 400 μm . Die Brennweite der Zylinderlinsen beträgt 2,21 mm, so dass sich eine numerische Apertur von $NA=0,09$ ergibt. Wird dieses Mikrolinsenarray mit einer ebenen Welle beleuchtet, so bildet sich in der Fokalebene eine Reihe von Linienfoki aus. Die Fokalebene wird über ein Achromatenpaar in die Vakuumkammer abgebildet. Aufgrund der Dipolkraft ist es möglich, in diesen Linienfoki Atome zu speichern. Während die Atome transversal eingeschlossen sind, können sie sich in axialer Richtung nahezu frei bewegen (siehe Abbildung 6.1).

Durch geeignete Kombination mehrerer Wellenleiter ist es möglich, eine geschlossene Interferometerstruktur zu realisieren. Um das erforderliche Potential zu erzeugen werden zwei Zylinderlinsenarrays verwendet, deren Fokalebenen über einen Polarisationsstrahlteiler überlagert und in die Vakuumkammer abgebildet werden.

In Abbildung 6.2 ist die Atompropagation durch eine solche Interferometerstruktur dargestellt. Einer der Eingangsarme wird aus einer einzelnen Dipolfalle geladen. Die Atome propagieren dann zum ersten Kreuzungspunkt und spalten sich in zwei Arme auf. An den folgenden Kreuzungspunkten spalten sich die Atome in insgesamt vier Wege auf, von denen sich zwei am Ende wieder treffen. Somit bildet sich die geschlossene Struktur eines Mach-Zehnder-Interferometers mit einer eingeschlossenen Fläche von 0,3 mm^2 .

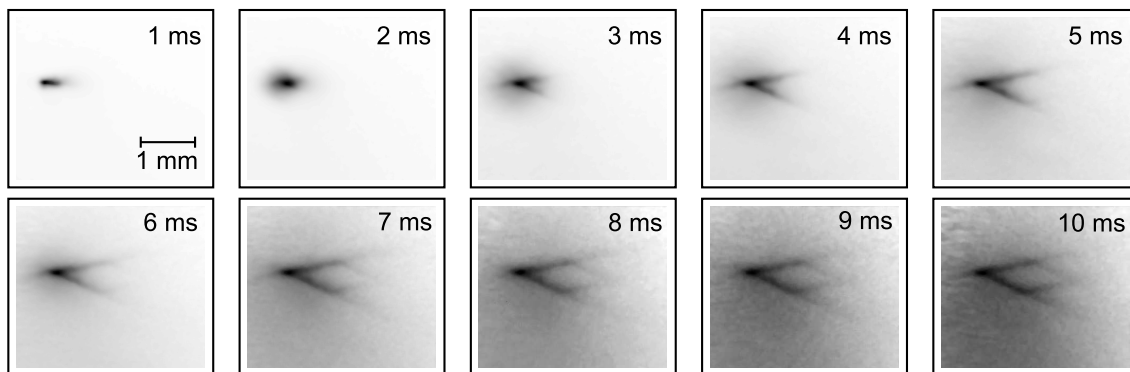


Abbildung 6.2: Zeitentwicklung der atomaren Propagation durch eine Mach-Zehnder-Interferometerstruktur. Die Atome werden zu Beginn aus einer einzelnen Dipolfalle geladen. Dann werden sie durch den Eingangsstrahlteiler in zwei Arme aufgespalten und propagieren entlang zweier verschiedener Wege zum Ausgangsstrahlteiler.

Figure 6.2: *Atomic propagation in a Mach-Zehnder-type interferometer structure. Loaded from a single dipole trap the atoms are split by the input beam splitter and propagate along two different arms to the output beams splitter.*

In numerischen Simulationen konnte gezeigt werden, dass für typische experimentelle Bedingungen eine kohärente Aufteilung der Materiewellen in den Kreuzungs-

punkten stattfinden sollte [82]. Problematisch ist allerdings die Tatsache, dass die Potentialtiefe in den Kreuzungspunkten doppelt so tief ist wie in den Armen. Durch Vermeiden dieser Potentialmulden könnte eine wesentlich bessere kohärente Aufspaltung erfolgen. Die detaillierten Simulationsergebnisse sowie eine Beschreibung der verwendeten numerischen Methoden findet man in der Doktorarbeit von Helge Kreutzmann [43] sowie in [82].

6.1.2 Optischer Speicherring für kalte Atome

Bei dem Einsatz von Mikrooptiken ist man jedoch nicht auf kommerziell erhältliche Standardkomponenten beschränkt. Durch die Methoden der Mikrostrukturierung ist es möglich, nahezu beliebige Geometrien herzustellen. Dies ist insbesondere dann hilfreich, wenn man die im vorigen Abschnitt vorgestellte Interferometerstruktur optimieren möchte. So lassen sich geschlossene Strukturen zum Führen von Atomen realisieren, bei denen die Kohärenz nicht durch Potentialmulden am Ort der Strahlaufteilung zerstört wird. Ein Beispiel für eine solche Struktur ist ein ringförmiger Fokus.

Aus diesem Grund wurde in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Jahns an der Fernuniversität Hagen eine ringförmige Zylinderlinse entworfen und mit lithographischen Methoden hergestellt. Beleuchtet man eine solche Ringlinse mit Laserlicht, so bildet sich in der Fokalebene ein ringförmiger Fokus. In dieser Struktur können Atome gespeichert werden. Erste Messungen mit Atomen in einer solchen Struktur, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, werden hier dargestellt.

Die Untersuchungen des optischen Speicherrings wurden nicht an der in Abbildung 2.7 dargestellten Apparatur durchgeführt, sondern an einer für den Einsatz von Mikrooptiken optimierten Apparatur (Abbildung 6.3). Bei diesem Aufbau wird das kalte Ensemble in einer kompakten Glaszelle erzeugt und nicht in einer Stahlvakuumkammer. Dadurch ist der Abstand zwischen atomarem Ensemble und Außenwand deutlich kleiner und es ist möglich, Mikrooptiken mit einer hohen numerischen Apertur in die Atomwolke abzubilden. Eine genauere Beschreibung des experimentellen Aufbaus befindet sich in [83].

Bei dem in Abbildung 6.4 dargestellten Bild handelt es sich um eine Fluoreszenzaufnahme von Atomen, die in einem Ringfokus gefangen sind. Um dies zu erreichen wurde eine Ringlinse mit einem Durchmesser des Rings von $D = 1,5$ mm verwendet (siehe Abbildung 6.4, linke Seite). Der Durchmesser der Linse D_{Linse} beträgt ebenfalls 1,5 mm, die Brennweite f ist 2 mm.

Die Breite des Fokusses wurde mit Hilfe einer CCD-Kamera in der Gruppe von Prof. Jahns gemessen. Dabei ergab sich ein Wert von $w_0 = 1,2$ μm . Der in der Fokalebene entstehende Ringfokus wurde mit einem Achromaten mit einer Brennweite von $f = 35$ mm im Maßstab 1:1 in die Kammer abgebildet. Die Ringlinse wurde mit einem Titan-Saphir Laser (Coherent 899 Ring Laser) ausgeleuchtet. Zur Erzeugung des Ringfokusses muss eine relativ große Fläche ausgeleuchtet werden, so dass die Intensität im Fokus relativ niedrig ist. Um trotzdem noch ausreichende Fallentiefen

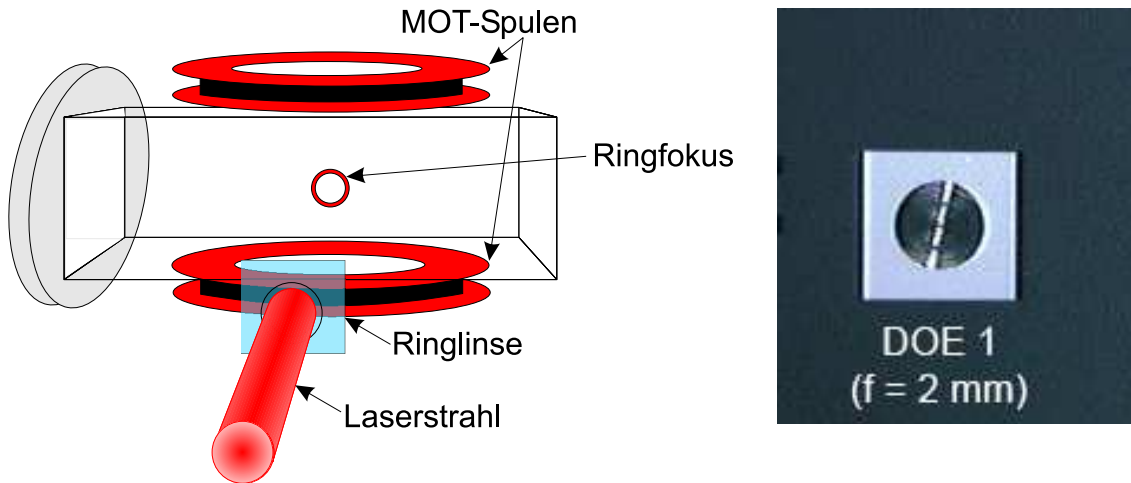


Abbildung 6.3: Linke Seite: Durch das Ausleuchten einer ringförmigen Zylinderlinse mit einer ebenen Welle entsteht ein ringförmiger Fokus in der Fokalebene. Dieser kann über eine Linse (hier nicht eingezeichnet) in die MOT in der Glaszelle abgebildet werden. Rechte Seite: Foto der Ringlinse.

Figure 6.3: *Left side: By illuminating a ring shaped cylindrical lens with a plane wave a ring shaped focus is formed in the focal plane. This focus can be imaged into the MOT. Right side: Photograph of the ring lens.*

zu erreichen, lief der Laser bei einer Wellenlänge von 780,7 nm, also weniger als 1 nm entfernt von der D_1 -Linie.

In dem durchgeführten Experiment wurde die obere Kante des Ringfokusses mit der MOT überlagert. Dann wurde die MOT ausgeschaltet, so dass die ungefangenen Atome die Detektionsregion verlassen. Die übrigen Atome können frei im Ring propagieren. Bei einem homogen ausgeleuchteten Ring sollten sich die Atome nur unter dem Einfluss der Gravitation entlang des Rings nach unten bewegen. Leider war es in den Experimenten aber nicht möglich, Atome in einem homogen ausgeleuchteten Ring zu fangen, da keine ausreichenden Fallentiefen erzeugt werden konnten. Daher sieht man in Abbildung 6.4 nur in einem Viertel des Rings Atome.

Bessere Ergebnisse könnten sicherlich dadurch erzielt werden, dass der Durchmesser des Rings verkleinert wird. Dies kann entweder durch Verwendung einer kleineren Ringlinse erreicht werden oder dadurch, dass die Fokalebene mit einer verkleinernden Abbildung in die Kammer abgebildet wird. Ausserdem war bei den Messungen die Transferoptik, die den Ringfokus in die Glaszelle abgebildet hat, nicht optimal, so dass die Breite des Ringfokusses in der Glaszelle vermutlich deutlich größer als $1,2 \mu\text{m}$ war.

6.1.3 Vielfachrealisierung von Dipolfallen

Neben der Designflexibilität haben Mikrooptiken zusätzlich den Vorteil der Skalierbarkeit. Diese Skalierbarkeit lässt sich auch für atomoptische Systeme nutzen. So ist es möglich, mit einem Array aus sphärischen Mikrolinsen ein Array aus Dipol-

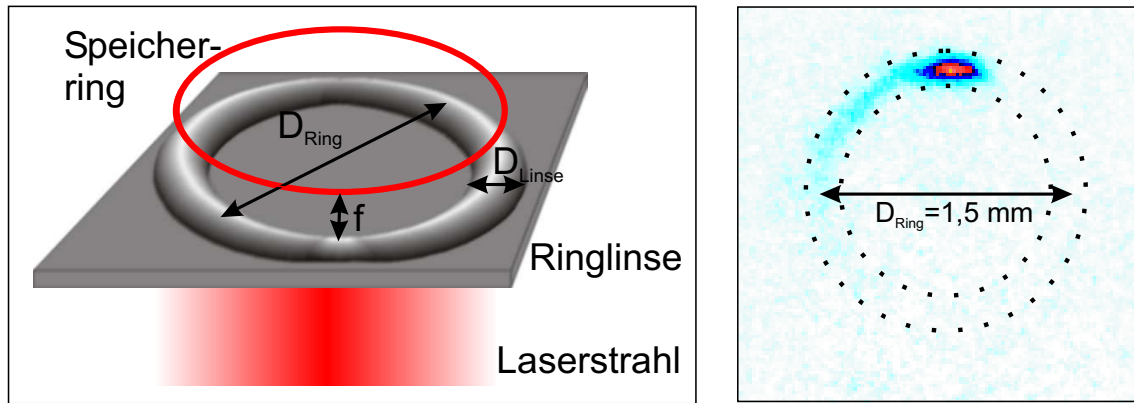


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der Ringlinse und Fluoreszenzbild der Atome im Speicherring.

Figure 6.4: Schematic of the ring lens and fluorescence image of the atoms in the storage ring.

fallen zu erzeugen (Abbildung 6.5). Eine mögliche Anwendung für dieses System ist die Quanteninformationsverarbeitung. Dieses System soll hier jedoch nicht näher diskutiert werden. Näheres zu ersten Experimenten, in denen die prinzipielle Einsatzmöglichkeit für die Quanteninformationsverarbeitung untersucht wurde, findet man in [84] und [74]. Untersuchungen zur kohärenten Manipulation der Atome in dieser Struktur sind in [83] dargestellt.

6.2 Bragg-Spiegel für kalte Atome

Spiegel für kalte Atome und Bose-Einstein-Kondensate wurden bereits in zahlreichen Experimenten demonstriert [85–87]. Diese Spiegel beruhen auf dem Prinzip, dass Atome in einem konservativen Potential zunächst abgebremst werden und dann in Gegenrichtung wieder beschleunigt werden. Die Trajektorien der Atome entsprechen denen klassischer Teilchen.

Hier soll ein Spiegel vorgestellt werden, der auf der Basis von Quanteneffekten funktioniert und ein atomoptisches Analogon zu einem Bragg-Spiegel ist. Das Prinzip dieses Spiegels ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Gleichzeitig wirkt ein solcher Spiegel als Geschwindigkeitsfilter, ähnlich wie ein Bragg-Spiegel als Farbfilter wirkt. Im Gegensatz zur Bragg-Streuung an Atomen in einem optischen Gitter [88], bei dem Licht an periodisch angeordneten Atomen reflektiert wird, sind hier die Rollen von Licht und Materie vertauscht: die Materiewellen werden an einem periodischen optischen Potential reflektiert.

Theoretische Untersuchungen dazu wurden bereits von Friedman et al. durchgeführt [89]. Weitere Untersuchungen zu diesem Thema erfolgten von Santos [90]. Beide Untersuchungen zeigen, dass es möglich sein sollte, ein endliches Gitter als ein Geschwindigkeitsfilter zu nutzen. Aus diesen Rechnungen wurde aber nicht klar, ob dies an unserem Aufbau experimentell realisierbar ist. Daher wurden von Kreuz-

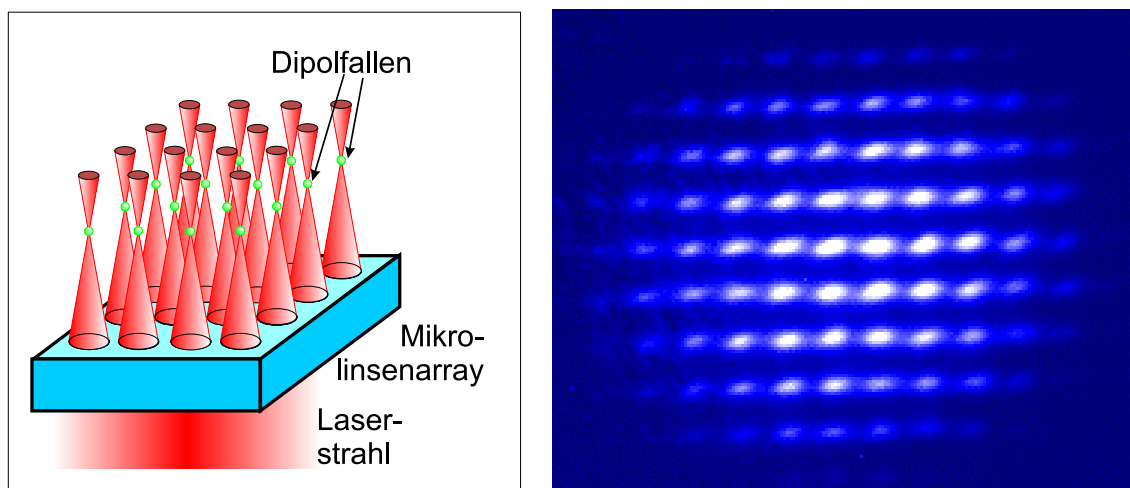


Abbildung 6.5: Dipolfallenarray: Wird ein Mikrolinsenarray aus sphärischen Linsen mit einer ebenen Welle beleuchtet, so bildet sich in der Fokalebene ein Array von Foki aus. In diesen Foki können Atome gefangen und die einzelnen Fallen gezielt manipuliert werden. Auf der rechten Seite sieht man ein Fluoreszenzbild der gefangenen Atome.

Figure 6.5: *Dipole trap array: When a spherical microlens array is illuminated by a plane wave an array of foci is formed in the focal plane. In these foci atoms can be trapped and the traps can be addressed individually. On the right hand side a fluorescence image of the trapped atoms is depicted.*

mann Rechnungen durchgeführt, in denen unsere experimentellen Parameter verwendet wurden. In diesen Rechnungen wird von einem eindimensionalen endlichen optischen Gitter ausgegangen, dem zum radialen Einschluss ein Wellenleiter überlagert ist. Experimentell kann dieser Wellenleiter entweder durch eine Wellenleiterstruktur, wie sie in Abschnitt 6.1.1 dargestellt ist, realisiert werden oder durch eine Einzelstrahldipolfalle.

Erste Rechnungen zeigen, dass Quantenreflexionen auftreten können [43]. Für Impulse, die nahe der unteren Bandkante liegen, zeigt sich eine interessante Dynamik: Während sich für die meisten Impulse in den Simulationen die Durchgangszeit durch das Gitter nur wenig ändert, kann die Geschwindigkeit für Impulse nahe der unteren Bandkante deutlich reduziert sein. Für typische Parameter ist die gesamte Dynamik nach etwa 15 ms beendet. Für einige Impulse nahe der unteren Bandkante ist die mittlere Geschwindigkeit deutlich reduziert, so dass die Transmission erst nach 22 ms beginnt. Es wird eine Zeit von 80 ms benötigt, damit 99 % des Wellenpakets das Gitter verlassen.

Basierend auf diesen ersten vielversprechenden Ergebnissen wird man sich in den nächsten Schritten mit einer detaillierteren Untersuchung der beobachteten Effekte nahe der Bandkante beschäftigen. Um experimentell zugängliche Resultate zu erreichen, müssen die Simulationen auf zwei- und dreidimensionale Systeme erweitert werden und der Einfluss von radialen Anregungen muss berücksichtigt werden.

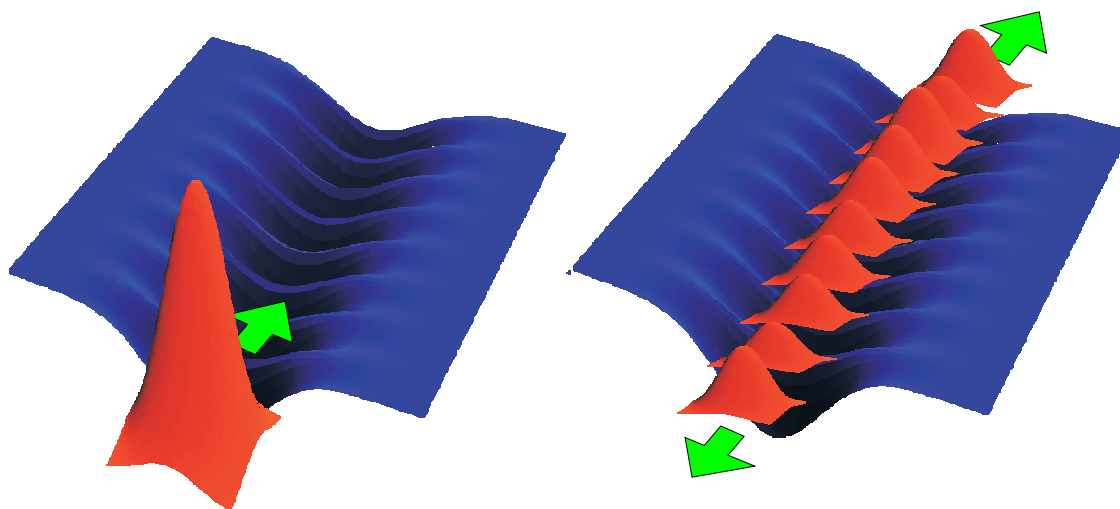


Abbildung 6.6: Bragg-Spiegel für kalte Atome. Ein Wellenpaket läuft auf ein endliches periodisches Potential in einem Wellenleiter zu (linke Seite). Das Wellenpaket wird an den einzelnen Potentialbarrieren reflektiert und transmittiert, so dass ein Teil des Wellenpakets von der Gitterstruktur transmittiert und ein Teil reflektiert wird (rechte Seite).

Figure 6.6: *Bragg mirror for cold atoms. A wave packet is entering a finite periodic potential in a waveguide (left side). At each potential well the wave packet is partially reflected and transmitted. Thus one fraction of the wave packet is transmitted through the lattice structure whereas the other fraction is reflected (right).*

7 Ausblick

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, durch effiziente evaporative Kühlung in einer Dipolfalle bei einer Wellenlänge von $1\ \mu\text{m}$ Temperaturen deutlich unterhalb von $500\ \text{nK}$ zu erreichen. Durch weitere Verbesserung der Fallen- und Ladeparameter und der Evaporationsrampen sollte es mit dem bestehenden Aufbau möglich sein, die Teilchenzahl und damit die Phasenraumdicke am Ende der Evaporation weiter zu erhöhen und ein Bose-Einstein Kondensat zu erzeugen. Dazu ist es insbesondere wichtig, eine Fokusgröße für die Dipolfalle zu finden, die klein genug ist, um in der Falle effizient evaporativ kühlen zu können, die aber andererseits groß genug ist um noch ausreichend Atome aus der magneto-optischen Falle in die Dipolfalle laden. Sollte dies nicht möglich sein, kann auch zusätzlich eine große, relativ flache Dipolfalle aus der MOT geladen werden, die dann als Ladefalle für die eigentliche Dipolfalle dienen kann, ähnlich wie in [39].

Zentrales Ziel des Projektes ist die experimentelle Realisierung einer kohärenten Atomoptik auf der Basis miniaturisierter optischer Potentiale. Dies beinhaltet neben Potentialen, die mit Hilfe von mikrooptischen Strukturen erzeugt werden, auch optische Gitter.

Ein wichtiger Schritt für die Verwirklichung einer kohärenten Atomoptik auf der Basis miniaturisierter optischer Potentiale ist die Erzeugung eines kohärenten Ensembles von kalten Atomen in solchen Potentialen. Daher gilt es, die gewonnenen Erfahrungen bei der evaporativen Kühlung in einer gekreuzten Dipolfalle auf mikrooptisch erzeugte Dipolpotentiale zu erweitern. Es ist beispielsweise vorstellbar, dass man Atome in einem Array aus Dipolfallen fängt und durch evaporative Kühlung in diesen Fallen ein Array aus Bose-Einstein-Kondensaten erzeugt.

Außer als Grundlage zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten können miniaturisierte optische Potentiale auch zur Manipulation von Kondensaten oder kalten Atomen genutzt werden. Von besonderem Interesse ist dabei die Realisierung eines geführten Atominterferometers. Dabei geht es um die Weiterentwicklung der in Abschnitt 6.1.1 vorgestellten Interferometerstruktur zu einem Atominterferometer. Rechnungen zeigen, dass es prinzipiell möglich sein sollte, mit einer solchen Struktur ein Atominterferometer zu realisieren [43]. Auf der experimentellen Seite ist daher die Untersuchung des Erhalts der Kohärenz während des Führens und Aufteilens sehr wichtig. Es ist auch theoretisch noch nicht abschließend geklärt, ob Bose-Einstein-Kondensate oder kalte thermische Atome für diese Art von Interferometer besser geeignet sind. Deswegen kommen Vergleichsmessungen des Kohärenzverhaltens von Bose-Einstein-Kondensaten und thermischen Atomen eine wichtige Rolle zu. In den angestrebten Experimenten soll die Entwicklung der Kohärenz in der Leiterstruktur und während des Aufteilungsprozesses in Abhängigkeit von ver-

schiedenen Parametern untersucht werden. Eine wichtige Rolle werden dabei zum Beispiel Experimente zum Einfluss spontaner Streuprozesse und zur Auswirkung unterschiedlicher Strahlteilergeometrien auf die Kohärenz spielen.

Da der Aufteilungsprozess in den meisten Atominterferometern auf den inneren Freiheitsgraden der Atome beruht, ist es wichtig, neben der Kohärenz bezüglich der äußeren Freiheitsgrade auch die Kohärenz bezüglich der inneren Freiheitsgrade zu untersuchen. Ein zustandsselektiver Strahlteiler auf der Basis von mikrooptischen Strukturen konnte bereits experimentell realisiert werden [74]. Die Aufteilung wurde in diesem Strahlteiler durch ein Potential, welches attraktiv für den einen Hyperfeinzustand und repulsiv für den anderen Hyperfeinzustand ist, realisiert. Für solche Strahlteiler ist es interessant zu untersuchen, wie sich das Führen und der Aufteilungsprozess auf die Kohärenz bezüglich der inneren Freiheitsgrade auswirkt. Um dies zu untersuchen, regt man in den geführten Rubidiumatomen zunächst Superpositionszustände (z.B. aus den beiden Hyperfein-Grundzustandsniveaus) an. Nach der Propagation durch die Leiterstruktur wird der kohärente Anteil der Populationsverteilung abgefragt und der Einfluss verschiedener experimenteller Parameter untersucht. Die Flexibilität des Aufbaus ermöglicht es mit vergleichsweise geringem Aufwand die Kohärenzeigenschaften verschiedener Strahlteilergeometrien bei unterschiedlicher Verstimmung der Lichtfelder zu untersuchen.

Eine alternative Methode die Kohärenz eines Aufteilungsprozesses zu untersuchen ist die Methode des „quantum random walk“. Sie besteht darin, ein zunächst räumlich lokalisiertes Wellenpaket in zwei räumlich getrennte Teilwellen aufzuspalten. Wiederholt man diesen Aufspaltungsprozess mit den resultierenden Teilwellenpaketen mehrmals, so erhält man ein atomoptisches Analogon zu einem Galton-Brett. Aufgrund des Wellencharakters der Atome ergibt sich, kohärente Aufspaltungsprozesse vorausgesetzt, eine vom klassischen Fall abweichende Ortsverteilung. Somit ist es möglich, aus den statistischen Eigenschaften der resultierenden Ortsverteilung Rückschlüsse auf die Kohärenz des Aufteilungsprozesses zu ziehen. Hierbei sind insbesondere auch Vergleichsmessungen zwischen dem Interferenzverhalten von einzelnen Atomen und dem von kohärenten Ensembles (BEC) von Interesse.

Bei dem in Abschnitt 6.2 dargestellten Bragg-Spiegel für Atome beruht bereits der Aufteilungs- und Reflexionsprozess auf der Kohärenz der zu reflektierenden Atome. Experimentell lässt sich diese Struktur dadurch erzeugen, dass man ein eindimensionales Gitter mit einem Wellenleiter kombiniert. An dieser Struktur lassen sich experimentelle Untersuchungen zur Quantenreflexion an einem periodischen optischen Potential durchführen.

Auch über Kohärenzuntersuchungen und die Atominterferometrie hinaus gibt es viele Einsatzmöglichkeiten für miniaturisierte optische Potentiale. So ist es beispielsweise vorstellbar, aus einem Bose-Einstein-Kondensat in einem Gitter einen Mott-Isolator-Zustand zu erzeugen und diesen dazu zu nutzen, ein Dipolfallenarray so zu laden, dass sich in jeder Dipolfalle genau ein Atom befindet. Ein solches System wäre insbesondere interessant für Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung.

Kalte Atomen und Bose-Einstein-Kondensate in Verbindung mit optischen und mikrooptischen Potentialen bieten, insbesondere im Bereich der kohärenten Teil-

chenoptik und Atominterferometrie, vielfältige Einsatzmöglichkeiten. Basierend auf den durchzuführenden Kohärenzuntersuchungen und den in Zusammenarbeit mit der Theoriegruppe von Prof. Sanpera und Prof. Lewenstein gewonnenen Ergebnissen ist es das Ziel des Projekts, ein geeignetes System zur kohärenten Manipulation von geführten Materiewellen zu realisieren und auf der Basis dieses System ein kompaktes Materiewelleninterferometer zu entwickeln.

A Anhang

A.1 Dipolfallenparameter für ^{87}Rb

Fallentiefe, spontane Streurrate und Fallenfrequenzen

	Scheibenlaser	Ti:Sa-Laser
Wellenlänge / ω	1030 nm / $1,82 \times 10^{15} \frac{1}{\text{s}}$	durchstimmbar
Fallentiefe $-\hat{U}/k_B$	$\left(1,04 \times 10^{-13} \frac{\text{Km}^2}{\text{W}}\right) \times \frac{\text{P}}{\mathbf{w}_0^2}$	$\left(17,78 \frac{\text{Km}^2}{\text{Ws}}\right) \times \frac{\text{P}}{\mathbf{w}_0^2} \times \mathbf{c}_1(\omega) $
Streurrate Γ_{sc}	$\left(4,47 \times 10^{-10} \frac{\text{m}^2}{\text{Ws}}\right) \times \frac{\text{P}}{\mathbf{w}_0^2}$	$\left(8,66 \times 10^{19} \frac{\text{m}^2}{\text{W}}\right) \times \frac{\text{P}}{\mathbf{w}_0^2} \times \mathbf{c}_2(\omega)$
Fallenfrequ. rad. f_r	$\left(1,04 \times 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}\sqrt{\text{W}}}\right) \times \sqrt{\frac{\text{P}}{\mathbf{w}_0^4}}$	$\left(13,1 \frac{\text{m}^2}{\text{s}\sqrt{\text{SW}}}\right) \times \sqrt{\frac{\text{P}}{\mathbf{w}_0^4}} \times \sqrt{ \mathbf{c}_1(\omega) }$
Fallenfrequ. ax. f_z	$\left(2,33 \times 10^{-13} \frac{\text{m}^3}{\text{s}\sqrt{\text{W}}}\right) \times \sqrt{\frac{\text{P}}{\mathbf{w}_0^6}}$	$\left(2,95 \frac{\text{m}^2}{\text{s}\sqrt{\text{SW}}}\right) \times \frac{2\pi c}{\omega} \sqrt{\frac{\text{P}}{\mathbf{w}_0^6}} \sqrt{ \mathbf{c}_1(\omega) }$
$c_1(\omega) = \frac{2}{\omega - \omega_2} + \frac{1}{\omega - \omega_1}, \quad c_2(\omega) = \frac{2}{(\omega - \omega_2)^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_1)^2}, \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ $\omega_1 = 2,37 \times 10^{15} \frac{1}{\text{s}} \quad (D_1\text{-Linie}), \quad \omega_2 = 2,41 \times 10^{15} \frac{1}{\text{s}} \quad (D_2\text{-Linie})$		

Abbildung A.1: Fallentiefen, Streuraten und Fallenfrequenzen für Einzelstrahldipolfallen mit ^{87}Rb -Atomen.

Figure A.1: Trap depths, scattering rates, and trap frequencies for focused beam dipole traps with ^{87}Rb -Atoms.

In Tabelle A.1 sind die wichtigsten Dipolfallenparameter für Rb-Atome zusammengestellt. Die Berechnungen wurden nach den Formeln aus Abschnitt 3.1.2 mit einem Mathematica-Programm durchgeführt. Dabei wurde für den Ti:Sa-Laser die „rotating wave approximation“ angewandt, während für den Scheibenlaser auch der Beitrag der Resonanz bei $-\omega_0$ berücksichtigt wurde. Die den Berechnungen der Dipolfallenparameter zu Grunde liegenden Formeln kann man den Mathematica-Programmen auf Seite 93 entnehmen.

AllgemeineFormelTisamb

AllgemeineFormel1030rb

$$\begin{aligned} \text{hbar} &:= 1.0545718 \times 10^{-34}; k_B := 1.380658 \times 10^{-23}; c := 3 \times 10^8; g := 9.81; \\ \lambda_1 &:= 780.03 \times 10^{-9}; \lambda_2 := 794.77 \times 10^{-9} \\ m &:= 87 \times 1.66 \times 10^{-27} \\ \omega_1 &:= 2 \times \text{PI} \times c / \lambda_1 \\ \omega_2 &:= 2 \times \text{PI} \times c / \lambda_2 \\ \omega_0 &:= \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \\ z_R &:= \text{PI} \times \frac{c^2}{\omega_0^2} / \lambda \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta_{1/2} &:= \frac{2 \times \text{PI} \times c \times (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1^2} \\ \delta_{3/2} &:= \frac{2 \times \text{PI} \times c \times (\lambda_2 - \lambda)}{\lambda_2^2} \\ \Gamma &:= 2 \times \text{PI} \times 5.9 \times 10^6 \end{aligned}$$

$$U_0 := \frac{\text{PI} \times c \times \Gamma}{2 \times \omega_0^3} \times \frac{2 \times P}{\text{PI} \times \omega_0^2} \times \left(\frac{2}{\omega - \omega_2} + \frac{1}{\omega - \omega_1} \right)$$

U_0 / k_B

$$c^2 \times \text{PI} \times \frac{1}{(\omega - \omega_1)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + \frac{2}{(\omega - \omega_2)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

$$\Gamma_{sc} := \frac{\text{PI} \times c \times \Gamma \times \Gamma}{2 \times \text{hbar} \times \omega_0^3} \times \frac{2 \times P}{\text{PI} \times \omega_0^2} \times \left(2 \times \left(\frac{1}{(\omega - \omega_2)^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_1)^2} \right) \right)^2$$

Gamma_sc

$$c^2 \times \text{PI}^2 \times \frac{1}{\text{hbar} \times \omega_0^3} \times \frac{2 \times P}{\text{PI} \times \omega_0^2}$$

$$f_s = \frac{1}{2 \times \text{PI}} \sqrt{\frac{4 \times U_0}{m \times \omega_0^2}}$$

$$\sqrt{\frac{c^2 \times \text{PI} \times \left(\frac{1}{(\omega - \omega_1)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + \frac{1}{(\omega - \omega_2)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \right)}{m \times \omega_0^3}}$$

$$f_s = \frac{1}{2 \times \text{PI}} \sqrt{\frac{2 \times U_0}{m \times \omega_0^2}}$$

$$\sqrt{\frac{c^2 \times \text{PI} \times \left(\frac{1}{(\omega - \omega_1)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + \frac{1}{(\omega - \omega_2)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \right)}{m \times \omega_0^3 \times \omega_0}}$$

sqrt(2) * pi

1

1

$$\begin{aligned} \text{In}[11] := & \text{hbar} := 1.0545718 \times 10^{-34}; k_B := 1.380658 \times 10^{-23}; \lambda_2 := 780.03 \times 10^{-9}; \\ & \lambda_1 := 794.77 \times 10^{-9}; \lambda := 1030 \times 10^{-9}; c := 3 \times 10^8; \\ & m := 87 \times 1.66 \times 10^{-27}; g := 9.81; \omega := 2 \times \text{PI} \times c / \lambda; \\ & \omega_1 := 2 \times \text{PI} \times c / \lambda_1; \omega_2 := 2 \times \text{PI} \times c / \lambda_2; \omega_0 := \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}; \\ & z_R = \text{PI} \times \frac{c^2}{\omega_0^2} / \lambda; \delta_{1/2} := \frac{2 \times \text{PI} \times c \times (\lambda_1 - \lambda)}{\lambda_1^2}; \delta_{3/2} := \frac{2 \times \text{PI} \times c \times (\lambda_2 - \lambda)}{\lambda_2^2}; \Gamma := 2 \times \text{PI} \times 5.9 \times 10^6 \end{aligned}$$

$$\text{Out}[15] = 3.70708 \times 10^7$$

$$\text{In}[16] := U_0 := - \frac{\text{PI} \times c \times \Gamma}{2 \times \omega_0^3} \times \frac{2 \times P}{\text{PI} \times \omega_0^2} \times \left(\frac{2}{\omega_2 - \omega} + \frac{2}{\omega_1 - \omega} + \frac{1}{\omega_1 + \omega} \right)$$

$$\text{In}[17] := U_0 / k_B$$

$$\text{Out}[17] = - \frac{1.04124 \times 10^{-13} \text{ P}}{\omega_0^3}$$

$$\begin{aligned} \text{In}[18] := & \Gamma_{sc} = \frac{\text{PI} \times c \times \Gamma \times \Gamma}{2 \times \text{hbar} \times \omega_0^3} \times \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \times \frac{2 \times P}{\text{PI} \times \omega_0^2} \times \\ & \left(2 \times \left(\frac{1}{(\omega_2 - \omega)^2} + \frac{1}{(\omega_1 + \omega)^2} \right) + 2 \times \left(\frac{1}{(\omega_1 - \omega)^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_1)^2} \right) \right)^2 \end{aligned}$$

$$\text{Out}[18] = \frac{4.46889 \times 10^{-10} \text{ P}}{\omega_0^3}$$

$$\text{In}[19] := f_s = \frac{1}{2 \times \text{PI}} \sqrt{\frac{4 \times U_0}{m \times \omega_0^2}}$$

$$\text{Out}[19] = 1.00404 \times 10^{-6} \sqrt{\frac{\text{P}}{\omega_0}}$$

$$\text{In}[20] := f_s = \frac{1}{2 \times \text{PI}} \sqrt{\frac{2 \times U_0}{m \times \omega_0^2}}$$

$$\text{Out}[20] = 2.32768 \times 10^{-13} \sqrt{\frac{\text{P}}{\omega_0^3}}$$

Phasenraumdicke in einer gekreuzten Dipolfalle

Die Phasenraumdicke ist gegeben durch das Produkt aus der Dichte n und de-Broglie Wellenlänge Λ_{dB} . Die de-Broglie Wellenlänge ist für ^{87}Rb :

$$\Lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/(mk_B T)} = 1,873 \times 10^{-10} \sqrt{1/T}. \quad (\text{A.1})$$

Die Dichte n ergibt sich aus der Teilchenzahl und dem effektiven Fallenvolumen. Die Teilchenzahl kann direkt gemessen werden, während das effektive Fallenvolumen V_{eff} aus den Fallenfrequenzen und der Temperatur berechnet werden kann. Für das effektive Volumen in einer gekreuzten Dipolfalle gilt:

$$V_{\text{eff}} = (2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z = \frac{(2\pi)^{3/2}}{\sqrt{2}} (\sigma_{1\text{Beam}})^3 \quad (\text{A.2})$$

mit $\sigma_x = \sigma_y = \sqrt{2}\sigma_z = \sigma_{1\text{Beam}}$. Für $\sigma_{1\text{Beam}}$ gilt:

$$\begin{aligned} \frac{m}{2} (2\pi\nu_{1\text{Beam}})^2 \sigma_{1\text{Beam}}^2 &= \frac{1}{2} k_B T \\ \Rightarrow \sigma_{1\text{Beam}} &= \sqrt{\frac{k_B}{4\pi^2 m}} \cdot \frac{\sqrt{T}}{\nu} = 1,556 \frac{\sqrt{T}}{\nu}. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Dabei bezeichnet ν die radiale Fallenfrequenz einer Einzelstrahlfalle und m die atomare Masse von ^{87}Rb . Daraus ergibt sich für die Dichte:

$$n_0 \equiv \frac{N}{V_{\text{eff}}} = N \cdot \frac{1}{41,95} \cdot \frac{\nu^3}{T^{3/2}}. \quad (\text{A.4})$$

Aus der Dichte und der de-Broglie-Wellenlänge ergibt sich die Phasenraumdicke:

$$n_0 \Lambda_{dB}^3 = \frac{N (h\nu)^3}{k_B T} = N \cdot 0,1566 \times 10^{-12} \frac{\nu[\text{Hz}]^3}{T[\mu\text{K}]^3}. \quad (\text{A.5})$$

Dabei ist N die Teilchenzahl, ν die radiale Fallenfrequenz für einen Strahl und T die Temperatur des atomaren Ensembles.

A.2 Eigenschaften von ^{87}Rb

Kernladungszahl	37
Relatives Vorkommen	27,83 %
Frequenz D_2	$2\pi \cdot 384,2304844686$ (62) THz
Vakuumwellenlänge D_2	780,241209686 (13) nm
Lebensdauer $5^2P_{3/2}$	26,24 ns
nat. Linienbreite D_2 (FWHM)	$2\pi \cdot 6,065$ (9) MHz
Rückstoßgeschwindigkeit D_2	5,8845 mm/s
Rückstoßtemperatur D_2	361,96 nK
Dopplertemperatur D_2	146 μK
Frequenz D_1	$2\pi \cdot 377,1074635$ (4) THz
Vakuumwellenlänge D_1	794,9788509 (8) nm
Lebensdauer $5^2P_{1/2}$	27,70 (4) ns
nat. Linienbreite D_1 (FWHM)	$2\pi \cdot 5,746$ (8) MHz
Rückstoßgeschwindigkeit D_1	5,7754 mm/s
Rückstoßtemperatur D_1	348,66 nK

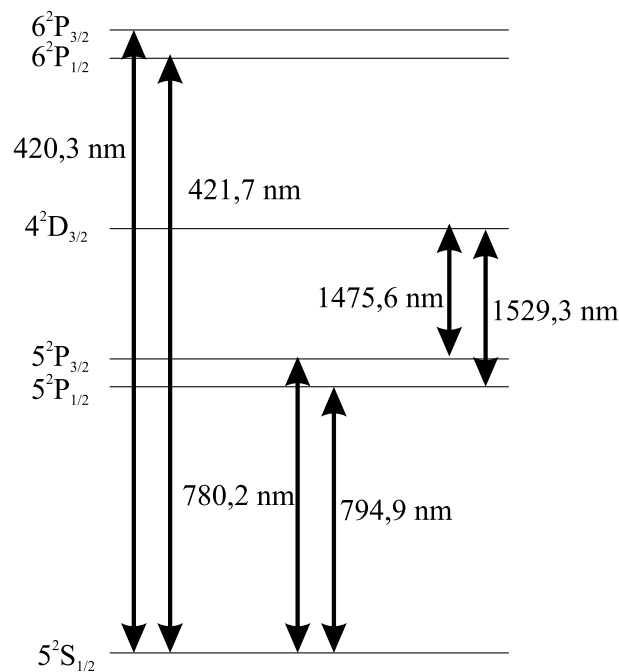


Abbildung A.2: Oben: Eigenschaften von ^{87}Rb (nach [48]). Unten: Termschema der optischen Übergänge von Rubidium nach der NIST-Datenbank.

Figure A.2: Upper image: Properties of ^{87}Rb (according to [48]). Lower image: Level scheme of the persistent lines of Rubidium according to the NIST data base.

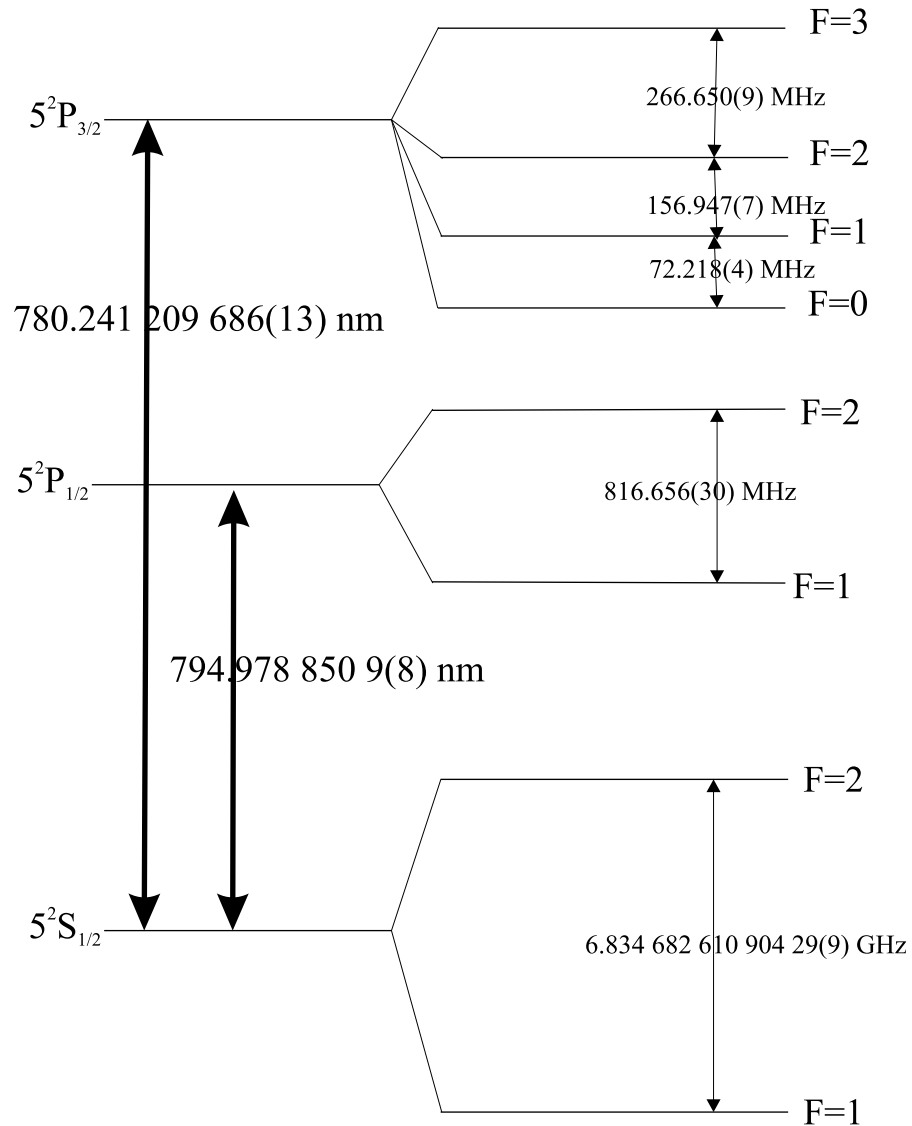


Abbildung A.3: Termschema der D_1 - und der D_2 -Linie von ^{87}Rb nach [48].
Figure A.3: Level scheme of the D_1 - and D_2 -line of ^{87}Rb according to [48].

A.3 Verzeichnis der Messungen

Abb.	Seite	Name	Datum	Dateinamen
3.7	37	Bestimmung des Abbildungsmaßstabs	22.11.04	absorb10-11
3.8	39	Starkverschiebung in der Dipolfalle	25.01.05	absorb 1-90
3.9	40	Starkverschiebung in der Dipolfalle (Bilderserie)	07.04.04	absorb 50-64
4.1	42	Ladephase der Dipolfalle (kurz)	21.09.04	absorb 201-305
4.2	44	Lebensdauer der Dipolfalle	07.12.04	absorb 51-110
4.3	47	Lebensdauer $F=1$ und $F=2$	07.12.04	absorb 51-210
4.4	48	Lebensdauer einer TiSa-Falle	04.12.03	nelly 1-20
4.5	49	Lebensdauer mit eingeschaltetem MOT-Licht	21.09.04	absorb 411-419
4.6	50	Ladephase der Dipolfalle	21.09.04	absorb 201-305
4.7	52	Optimale Verstimmung des Kühllasers	26.01.05	absorb 51-92
4.8	53	Optimale Intensität des Rückpumplasers	23.09.04	absorb 31-66
5.10	76	Flugzeitbilder für verschiedene Endwerte der Evaporationsrampe	22.12.04	absorb 1-23
5.11	77	Temperaturen für verschiedene Endwerte der Evaporationsrampe	22.12.04	absorb 1-23

A.4 Verzeichnis der verwendeten Symbole

Symbol	Beschreibung	Seite
α	komplexe Polarisierbarkeit (nur in Kapitel 2 und 3)	8
α	dichteunabhängige Verluste in der Dipolfalle	45
α_L	dichteunabhängige Verluste bei eingeschaltetem MOT-Licht	49
β	volumenunabhängiger Zwei-Körper-Verlustkoeffizient	45
β'	Zwei-Körper-Verlustkoeffizient	45
β'_L	Zwei-Körper-Verlustkoeffizient bei eingeschaltetem MOT-Licht	49
Δ	Verstimmung	9
\mathbf{E}	elektrisches Feld	8
\tilde{E}	Amplitude des elektrischen Feldes	8
γ_{MOT}	Zerfallsrate der MOT	50
Γ	spontane Zerfallsrate	8
Γ_{sc}	Streurrate	8
I	Intensität	8
I_0	Sättigungsintensität	9
\vec{k}	Wellenzahlvektor	7
λ	Lichtwellenlänge	7
Λ_{dB}	de-Broglie-Wellenlänge	56
μ	Dipoloperator	9
n, n_0	Teilchendichte	56
N	Teilchenzahl	45
η	Abschneideparameter	45
ω	Erregerkreisfrequenz	8
ω_0	Resonanzfrequenz	9
Ω_R	Rabifrequenz	9
\mathbf{p}	elektrisches Dipolmoment	8
\tilde{p}	Amplitude des elektrischen Dipolmoments	8
R_0	Laderate der Dipolfalle	49
ρ	Phasenraumdichte	56
s	Sättigungsparameter	9
s_0	Sättigungsparameter bei $\Delta = 0$	9
U_{dip}	Dipolpotential	24
\hat{U}	Falltiefe	30
w	Strahltaile (1/e ² Radius)	30
w_0	minimale Strahltaile (1/e ² Radius)	30
z_R	Rayleigh-Länge	30

Literaturverzeichnis

- [1] SILVERA, I.F. und J.T.M. WALRAVEN: *Stabilization of Atomic Hydrogen at Low Temperature*. Phys. Rev. Lett. **44**, 164 (1980).
- [2] CLINE, R.W., D.A. SMITH, T.J. GREYTAK und D. KLEPPNER: *Magnetic Confinement of Spin-Polarized Atomic Hydrogen*. Phys. Rev. Lett. **45**, 2117 (1980).
- [3] DOYLE, J.M., B. FRIEDRICH, J. KIM und D. PATTERSON: *Buffer-gas loading of atoms and molecules into a magnetic trap*. Phys. Rev. A **52**, R2515 (1995).
- [4] ERTMER, W., R. BLATT, J.L. HALL und M. ZHU: *Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal*. Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985).
- [5] J. PRODAN, W. PHILLIPS und H. METCALF: *Laser Production of a Very Slow Monoenergetic Atomic Beam*. Phys. Rev. Lett. **49**, 1149 (1982).
- [6] RAAB, E.L., M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU und D.E. PRITCHARD: *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*. Phys. Rev. Lett. **59**, 23 (1987).
- [7] HÄNSCH, T. und A. SCHAWLOW: *Cooling of Gases by Laser Radiation*. Opt. Comm. **13**, 68 (1975).
- [8] DALIBARD, J. und C. COHEN-TANNOUDJI: *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: Simple theoretical models*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [9] SENGSTOCK, K., U. STERR, G. HENNIG, D. BETTERMANN, J.-H. MÜLLER und W. ERTMER: *Optical Ramsey Interferences on Laser Cooled and Trapped Atoms, Detected by Electron Shelving*. Opt. Comm. **103**, 73 (1993).
- [10] KATORI, H., T. IDO, Y. ISOYA und M. KUWATA-GONOKAMI: *Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature*. Phys. Rev. Lett. **82**, 1116 (1999).
- [11] ZINNER, M., P. SPODEN, T. KRAEMER, G. BIRKL und W. ERTMER: *Precision measurement of the metastable 3P_2 lifetime of neon*. Phys. Rev. A **67**, 010501 (2003).

- [12] ROBERT, A., O. SIRJEAN, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOIRON, C.I. WESTBROOK und A. ASPECT: *A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms*. Science **292**, 461 (2001).
- [13] SCHMIDT, P.O., S. HENSLER, J. WERNER, A. GRIESMAIER, A. GÖRLITZ, T. PFAU und A. SIMONI: *Determination of the s-Wave Scattering Length of Chromium*. Phys. Rev. Lett. **91**, 193201 (2003).
- [14] TAKASU, Y., K. KOMORI, K. HONDA, M. KUMAKURA, T. YABUZAKI und Y. TAKAHASHI: *Photoassociation Spectroscopy of Laser-Cooled Ytterbium Atoms*. Phys. Rev. Lett. **93**, 123202 (2004).
- [15] PETERS, A., K.Y. CHUNG und S. CHU: *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*. Nature (London) **400**, 849 (1999).
- [16] GUSTAVSON, T.L., P. BOUYER und M.A. KASEVICH: *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*. Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1996).
- [17] RUSCHEWITZ, F., J.L. PENG, H. HINDERTHÜR, N. SCHAFFRATH, K. SENGSTOCK und W. ERTMER: *Sub-Kilohertz Optical Spectroscopy with a Time Domain Atom Interferometer*. Phys. Rev. Lett. **80**, 3173 (1998).
- [18] WILPERS, G., T. BINNEWIES, C. DEGENHARDT, U. STERR, J. HELMCKE und F. RIEHLE: *Optical Clock with Ultracold Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett. **89**, 230801 (2002).
- [19] ESA: *Hyper-Precision Cold Atom Interferometry in Space*. ESA-SCI (2000) 10 (2000).
- [20] SHIN, Y., M. SABA, T.A. PASQUINI, W. KETTERLE, D.E. PRITCHARD und A.E. LEANHARDT: *Atom Interferometry with Bose-Einstein Condensates in a Double-Well Potential*. Phys. Rev. Lett. **92**, 050405 (2004).
- [21] CASSETTARI, D., B. HESSMO, R. FOLMAN, T. MAIER und J. SCHMIEDMAYER: *A Beam Splitter for Guided Atoms on an Atom Chip*. Phys. Rev. Lett. **85**, 5483 (2000).
- [22] DUMKE, R., T. MÜTHER, M. VOLK, W. ERTMER und G. BIRKL: *Interferometer-Type Structures for Guided Atoms*. Phys. Rev. Lett. **89**, 220402 (2002).
- [23] WANG, Y.J., D.Z. ANDERSON, V.M. BRIGHT, E.A. CORNELL, Q. DIOT, T. KISHIMOTO, M. PRENTISS, R.A. SARAVANAN, S.R. SEGAL und S. WU: *Atom Michelson Interferometer on a Chip Using a Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett. **94**, 090405 (2005).

-
- [24] ANDERSON, M.H., J.R. ENSHER, M.R. MATHEWS, C.E. WIEMAN und E.A. CORNELL: *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor*. Science **269**, 198 (1995).
- [25] DAVIS, K.B., M.-O. MEWES, M.R. ANDREWS, N.J. VAN DRUTEN, D.S. DURFEE, D.M. KURN und W. KETTERLE: *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*. Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [26] BRADLEY, C.C., C.A. SACKET und R.G. HULET: *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*. Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [27] FRIED, D.G., T.C. KILLIAN, L. WILLMANN, D. LANDHUIS, S. C. MOSS, D. KLEPPNER und T.J. GREYTAK: *Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen*. Phys. Rev. Lett. **81**, 3811 (1998).
- [28] BLOCH, I., T.W. HÄNSCH und T. ESSLINGER: *Atom Laser with a cw Output Coupler*. Phys. Rev. Lett. **82**, 3008 (1999).
- [29] CENNINI, G., G. RITT, C. GECKELER und M. WEITZ: *All-Optical Realization of an Atom Laser*. Phys. Rev. Lett. **91**, 240408 (2003).
- [30] DEMARCO, B. und D.S. JIN: *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*. Science **285**, 1703 (1999).
- [31] GREINER, M., C.A. REGAL und D.S. JIN: *Emergence of a Molecular Bose-Einstein Condensate from a Fermi gas*. Science **285**, 1703 (1999).
- [32] GREINER, M., O. MANDEL, T. ESSLINGER, T.W. HÄNSCH und I. BLOCH: *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*. Nature (London) **415**, 39 (2002).
- [33] PAREDES, B., A. WIDERA, V. MURG, O. MANDEL, S. FÖLLING, I. CIRAC, T.W. HÄNSCH G.V. SHLYAPNIKOV und I. BLOCH: *Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice*. Nature (London) **415**, 39 (2002).
- [34] OTT, H., J. FORTAGH, G. SCHLOTTERBECK, A. GROSSMANN und C. ZIMMERMANN: *Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap*. Phys. Rev. Lett. **87**, 230401 (2001).
- [35] HÄNSEL, W., P. HOMMELHOFF, T.W. HÄNSCH und J. REICHEL: *Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip*. Nature (London) **413**, 498 (2001).
- [36] ADAMS, C.S., H.J. LEE, N. DAVIDSON, M. KASEVICH und S. CHU: *Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap*. Phys. Rev. Lett. **74**, 3577 (1995).

- [37] PERRIN, H.: *Refroidissement d'atomes de Cesium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé*. Doktorarbeit, Université Paris VI (1998).
- [38] BARRET, M.D., J.A. SAUER und M.S. CHAPMAN: *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001).
- [39] WEBER, T., J. HERBIG, M. MARK, H.-C. NÄGERL und R. GRIMM: *Bose-Einstein Condensation of Cesium*. Science **299**, 232 (2003).
- [40] TAKASU, Y., K. MAKI, K. KOMORI, T. TAKANO, K. HONDA, M. KUMAKURA, T. YABUZAKI und Y. TAKAHASHI: *Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms*. Phys. Rev. Lett. **91**, 040404 (2003).
- [41] CENNINI, G., G. RITT, C. GECKELER und M. WEITZ: *Bose-Einstein condensation in a CO₂-laser optical dipole trap*. Appl. Phys. B **77**, 773 (2003).
- [42] KINOSHITA, T., T. WENGER und D. S. WEISS: *All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap*. Phys. Rev. A **71**, 011602 (2005).
- [43] KREUTZMANN, H.: *Coherence Properties of Cold Atoms in Confined Geometries*. Doktorarbeit, Universität Hannover (2005).
- [44] METCALF, H.J. und P. VAN DER STRATEN: *Laser Cooling and Trapping*. Springer Verlag, New York (1999).
- [45] FLIESSBACH, T.: *Elektrodynamik*. Spektrum Akademischer Verlag (1997).
- [46] PHILLIPS, W. und H. METCALF: *Laser Deceleration of an Atomic Beam*. Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- [47] LETT, P.D., R. WATTS, C. WESTBROOK, W. PHILLIPS, P. GOULD und H. METCALF: *Observation of atoms laser-cooled below the Doppler limit*. Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
- [48] STECK, D.A.: *Rubidium 87 D Line Data*. Technical Report, Los Alamos National Laboratory (2001).
- [49] DEMTRÖDER, W.: *Laser Spectroscopy*. Springer Verlag (1996).
- [50] PAHL, A.: *Untersuchung kohärenter Bewegungsmoden kalter Rubidiumatome in Optischen Gittern*. Diplomarbeit, Universität Hannover (1998).
- [51] BUCHKREMER, F.B.J.: *Kohärenz in miniaturisierten Speicher- und Leiterstrukturen für neutrale Atome*. Doktorarbeit, Universität Hannover (2001).
- [52] DALIBARD, J. und C. COHEN-TANNOUDJI: *Dressed-atom approach for atomic motion in laser light: the dipole force revisited*. J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1707.

-
- [53] N.B. DELONE, V.P. KRAINOV: *AC Stark shift of atomics energy levels*. Physics-Uspekhi **42**, 669 (1999).
- [54] TAKEKOSHI, T., J.R. YEH und R.J. KNIZE: *Quasi-electrostatic trap for neutral atoms*. Opt. Comm. **114**, 421 (1995).
- [55] MAYER-KUCKUK, T.: *Atomphysik*. B.G. Teubner Stuttgart (1985).
- [56] GRIMM, R., M. WEIDEMÜLLER und Y. OVCHINNIKOV: *Optical dipole traps for neutral atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
- [57] CHU, S., J.E. BJORKHOLM, A. ASHKIN und A. CABLE: *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*. Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).
- [58] VULETIC, V., C. CHIN, A.J. KERMAN und S. CHU: *Degenerate Raman Sideband Cooling of Trapped Cesium Atoms at Very High Atomic Densities*. Phys. Rev. Lett. **81**, 5768 (1998).
- [59] LENGWENUS, A.: *Effiziente Präparation von Atomen zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Dipolpotentialen*. Diplomarbeit, Universität Hannover (2004).
- [60] BONGS, K.: *Atomoptische Experimente mit Bose-Einstein Kondensaten*. Doktorarbeit, Universität Hannover (1999).
- [61] STAMPER-KURN, D.M., H.J. MIESNER, A.P. CHIKKATUR, S. INOUE, J. STENGER und W. KETTERLE: *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett. **81**, 2194 (1998).
- [62] HENSLER, S.: *Wechselwirkungen in ultrakalten dipolaren Gasen*. Doktorarbeit, Universität Stuttgart (2004).
- [63] HAN, D.J., M.T. DEPUE und D.S. WEISS: *Loading and compressing Cs atoms in a very far-off-resonant light trap*. Phys. Rev. A **63**, 023405 (2001).
- [64] KUPPENS, S.J.M., K.L. CORWIN, K.W. MILLER, T.E. CHUPP und C.E. WIEMAN: *Loading an optical trap*. Phys. Rev. A **62**, 013406 (2000).
- [65] GALLAGHER, A. und D.E. PRITCHARD: *Exoergic Collisions of Cold Na*-Na*. Phys. Rev. Lett. **63**, 957 (1989).
- [66] CENNINI, G.: *Field-insensitive Bose-Einstein condensates and an all-optical atom laser*. Doktorarbeit, Universität Tübingen (2004).
- [67] MASUHARA, N., J.M. DOYLE, J.C. SANDBERG, D. KLEPPNER, T.J. GREY-TAK, H.F. HESS und G.P. KOCHANSKI: *Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen*. Phys. Rev. Lett. **61**, 935 (1988).

- [68] PETRICH, W., M.H. ANDERSON, J.R. ENSHER und E.A. CORNELL: *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995).
- [69] EINSTEIN, A.: *Zur Quantentheorie des idealen Gases*. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Phys.-math. Klasse **23**, 3 (1925).
- [70] BAGNATO, V., D.E. PRITCHARD und D. KLEPPNER: *Bose-Einstein condensation in an external potential*. Phys. Rev. A **35**, 4354 (1987).
- [71] KETTERLE, W., D.S. DURFEE und D.S. STAMPER-KURN: *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. In: INGUSCIO, M., S. STRINGARI und C.E. WIEMAN (Herausgeber): *Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi*, Seite 67. IOS Press (1999).
- [72] SNOKE, D.W. und J.P. WOLFE: *Population dynamics of a Bose gas near saturation*. Phys. Rev. B **39**, 3040 (1989).
- [73] GRIMM, R. Vortrag auf der 11. Young Atom Opticians Conference in Hannover (2005).
- [74] DUMKE, R.: *Atomoptik und Quanteninformationsverarbeitung mit mikrostrukturierten optischen Elementen*. Doktorarbeit, Universität Hannover (2003).
- [75] O'HARA, K.M., M.E. GEHM, S.R. GRANADE und J.E. THOMAS: *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*. Phys. Rev. A **64**, 051403 (2001).
- [76] FÜHNER, C.: *Numerische Simulation und Optimierung der Verdampfungskühlung*. Diplomarbeit, Universität Hannover (1997).
- [77] SINZINGER, S. und J. JAHNS: *Microoptics*. Wiley-VCH (2003).
- [78] BIRKL, G., F.B.J. BUCHKREMER, R. DUMKE und W. ERTMER: *Atom optics with microfabricated optical elements*. Opt. Comm. **191**, 67 (2001).
- [79] BERMAN, P.R.: *Atom Interferometrie*. Academic Press (1997).
- [80] FOLMAN, R., P. KRÜGER, D. CASSETTARI, B. HESSMO, T. MAIER und J. SCHMIEDMAYER: *Controlling Cold Atoms using Nanofabricated Surfaces: Atom Chips*. Phys. Rev. Lett. **84**, 4749 (2000).
- [81] ENGELS, P., W. ERTMER und K. SENGSTOCK: *Magnetic guiding of a slow metastable Ne* beam*. Opt. Comm. **204**, 185 (2002).
- [82] KREUTZMANN, H., U.V. POULSEN, M. LEWENSTEIN, R. DUMKE, W. ERTMER, G. BIRKL und A. SANPERA: *Coherence Properties of Guided Atom Interferometers*. Phys. Rev. Lett. **92**, 163201 (2004).

- [83] VOLK, M.: *Kalte Atome für die Quanteninformationsverarbeitung*. Doktorarbeit, Universität Hannover (2005).
- [84] DUMKE, R., M. VOLK, T. MÜTHER, F.B.J. BUCHKREMER, G. BIRKL und W. ERTMER: *Micro-optical Realization of Arrays of Selectively Addressable Dipole Traps: A Scalable Configuration for Quantum Computation with Atomic Qubits*. Phys. Rev. Lett. **89**, 097903 (2002).
- [85] BONGS, K., S. BURGER, G. BIRKL, K. SENGSTOCK, W. ERTMER, K. RZAZEWSKI, A. SANPERA und M. LEWENSTEIN: *Coherent Evolution of Bouncing Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **83**, 3577 (1999).
- [86] BLOCH, I., M. KÖHL, M. GREINER, T.W. HÄNSCH und T. ESSLINGER: *Optics with an Atom Laser Beam*. Phys. Rev. Lett. **87**, 030401 (2001).
- [87] DRNDIC, M., G. ZABOW, C.S. LEE, J.H. THYWISSEN, K.S. JOHNSON, M. PRENTISS, R.M WESTERVELT, P.D. FEATONBY, V. SAVALLI, L. COGNET, K. HELMERSON, N. WESTBROOK, C.I. WESTBROOK, W.D. PHILLIPS und A. ASPECT: *Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors for cold Rb atoms*. Phys. Rev. A **60**, 4012 (1999).
- [88] BIRKL, G., M. GATZKE, I.H. DEUTSCH, S.L. ROLSTON und W.D. PHILIPS: *Bragg Scattering from Atoms in Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett. **75**, 2823 (1995).
- [89] FRIEDMAN, N., R. OZERI und N. DAVIDSON: *Quantum reflection of atoms from a periodic dipole potential*. J. Opt. Soc. Am. B **15**, 1749 (1998).
- [90] SANTOS, L.: *On laser-driven ultracold atomic samples*. Doktorarbeit, Universidad de Salamanca (1998).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die in verschiedener Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, meinem Doktorvater, danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit auf einem spannenden Gebiet der Physik in einer angenehmen Arbeitsatmosphäre. Vor allem danke ich ihm dafür, dass er durch sein unermüdliches Wirken dafür gesorgt hat, dass die Arbeitsgruppe auch materiell sehr gut ausgestattet ist. Prof. Dr. Uwe Morgner danke ich für die Übernahme des Ko-referats dieser Arbeit.

Ganz besonders möchte ich mich bei Prof. Dr. Gerhard Birkl, der inzwischen Professor in Darmstadt ist, bedanken. Sein Fachwissen und seine konkreten Vorschläge und Ideen, die immer auch die Realität im Labor im Blick hatten, sowie seine tatkräftige Unterstützung haben maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Prof. Dr. Jahns und seiner Arbeitsgruppe danke ich für die gute Zusammenarbeit bei der Fertigung der Mikrooptiken. Bei Prof. Dr. Maciej Lewenstein, Prof. Dr. Anna Sanpera und ihren Mitarbeitern möchte ich mich für die gute Unterstützung von theoretischer Seite bedanken.

Großen Anteil an den hier dargestellten Arbeiten haben natürlich alle Kollegen, die mit mir direkt am Experiment gearbeitet haben. Als erstes gilt mein Dank meinen beiden Vorgängern Rainer Dumke und Felix Buchkremer, die mir bei der Einarbeitung in das Experiment geholfen haben. Michael Volk möchte ich für die gute Zusammenarbeit beim Aufbau des neuen Experimentes bedanken. Gleichzeitig danke ich ihm auch für die vielen interessanten und fruchtbaren Diskussionen, die wir geführt haben und für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Bedanken möchte ich mich auch bei den übrigen Doktoranden, die zeitweise mit mir an dem Experiment gearbeitet haben: Falk Scharnberg, Jonas Ries und Johanna Nes. Ich hatte das Glück, während meiner Doktorarbeit die Diplomarbeiten von Anna-Lena Gehrman und André Lengwenus betreuen zu können. Die Zusammenarbeit mit den beiden Diplomanden war sehr fruchtbar und hat mir viel Freude bereitet.

Vielen Dank auch den übrigen Post-Docs, Doktoranden und Diplomanden in der Arbeitsgruppe Ertmer, die mir stets mit Rat und Tat zur Seite standen und die für die gute Stimmung in der Arbeitsgruppe verantwortlich waren.

Ohne die mechanische Werkstatt am Institut für Quantenoptik wären die hier beschriebenen Experiment nicht möglich gewesen. Bei Herrn Heidekrüger und seinen Mitarbeitern möchte ich mich daher für die stets einwandfreie Bearbeitung meiner Aufträge bedanken.

Für die immer freundliche Unterstützung bei nichtphysikalischen Problemen und Fragestellungen bedanke ich mich bei Frau Faber, Frau Pfennig, Frau Hünitzsch und

Herrn Dr. Rudolf Gaul.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 407 erstellt. Für die finanzielle Unterstützung des Projekts durch den SFB möchte ich mich bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meiner Frau Annette, der ich nicht nur für die Korrektur des Manuskripts danken möchte, sondern vor allem für ihre Unterstützung und ihr Verständnis in allen Phasen meiner Doktorarbeit.

Vielen Dank auch an meine Familie für die Unterstützung jeglicher Art während des Studiums und der Promotion.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Tobias Müther
geboren am 12. September 1973 in Jülich

Schulbildung:

1980-1981 Grundschule Winkelwiese in Tübingen
1981-1984 Grundschule Wurmlingen in Rottenburg-Wurmlingen
1984-1993 Uhlandgymnasium in Tübingen (Mai 1993: Abitur)

Zivildienst:

1993-1994 Zivildienst am Universitätsklinikum Tübingen in der
Abteilung Strahlenschutz / Medizinische Physik

Studium:

1994-2000 Studium der Physik an der Universität Konstanz (Juni
2000: Diplom in Physik)
März bis September 1997 Studienaufenthalt an der Universität Uppsala (Schwe-
den)
seit November 2000 Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik der Universi-
tät Hannover in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. W. Ert-
mer; Arbeitsgebiet: „Evaporative Kühlung in optischen
Dipolpotentialen“

Publikationsliste

- T. MÜTHER, J. NES, A.-L. GEHRMANN, M. VOLK, W. ERTMER, G. BIRKL, M. GRUBER, AND J. JAHNS: *Atomic quantum systems in optical microstructures*, eingereicht bei Journal of Physics: Conference Series, CAMS: Conference on Atoms and Molecules near Surfaces 4-8 april 2005 (2005).
- R. DUMKE, M. VOLK, T. MÜTHER, F.B.J. BUCHKREMER, W. ERTMER, AND G. BIRKL: *Quantum Information Processing with Atoms in Optical Micro-Structures*, in Quantum Information Technology, Editors: G. Leuchs, Th. Beth, Wiley-VCH, Weinheim (2003).
- M. VOLK, T. MÜTHER, F. SCHARNBERG, A. LENGWENUS, R. DUMKE, W. ERTMER, AND G. BIRKL: *Atom Optics and Quantum Information Processing with Atom in Optical Micro-Structures*, in: „Laser Spectroscopy“, Editors: P. Hannaford, A. Sidorov, H. Bachor, K. Baldwin, World Scientific, Singapore (2003).
- F.B.J. BUCHKREMER, R. DUMKE, M. VOLK, T. MÜTHER, G. BIRKL, AND W. ERTMER: *Quantum Information Processing with Microfabricated Optical Elements*, Laser Physics **12**, 736 (2002).
- R. DUMKE, T. MÜTHER, M. VOLK, W. ERTMER, AND G. BIRKL: *Interferometer-Type Structures for Guided Atoms*, Physical Review Letters **89**, 220402 (2002).
- R. DUMKE, M. VOLK, T. MÜTHER, F.B.J. BUCHKREMER, G. BIRKL, AND W. ERTMER: *Micro-optical Realization of Arrays of Selectively Adressable Dipole Traps: A Scalable Configuration for Quantum Computation with Atom Qubits*, Physical Review Letters **89**, 097903 (2002).
- T. MÜTHER, TH. SCHULZE, D. JÜRGENS, M. K. OBERTHALER, AND J. MLYNEK: *Three-dimensional nanolithography with light forces*, Microelectronic Engineering **57-58**, 857 (2001).*
- TH. SCHULZE, T. MÜTHER, D. JÜRGENS, B. BREZGER, M. K. OBERTHALER, T. PFAU, AND J. MLYNEK: *Structured doping with light forces*, Applied Physics Letters **78**, 1781 (2001).*
- TOBIAS MÜTHER: *Strukturierte Dotierung mittels Atomlithographie*, Diplomarbeit, Universität Konstanz (2000).*

Die mit * markierten Publikationen wurden nicht im Rahmen der Doktorarbeit erstellt.