

Diplomarbeit

**Ultrakalte Cs₂-Moleküle in einer
optischen Dipolfalle mit
kontrollierbarer Elliptizität**

zur Erlangung des akademischen Grades
eines Magisters der Naturwissenschaften
vorgelegt von

Harald Schöbel

Institut für Experimentalphysik
an der Fakultät für Mathematik, Informatik und Physik
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

Oktober 2007

Zusammenfassung

Ultrakalte Quantengase eignen sich auf Grund der gut einstellbaren Zwei-Körper-Wechselwirkung hervorragend zur Untersuchung von Mehrteilchensystemen. Der aktuelle Schwerpunkt in unserem Experiment liegt in der Erforschung quantenmechanischer Systeme aus jeweils drei und vier Teilchen. Dazu werden inelastische Stöße zwischen ultrakalten Cs-Atomen und Cs₂-Molekülen untersucht. Die Präparation des ultrakalten Atomensembles erfolgt in einer optischen Dipolfalle. Mittels magnetisch verstimmbarer Feshbach-Resonanzen werden aus dem Atomensemble die Moleküle assoziiert.

In dieser Arbeit berichte ich über die Implementierung einer neuen Dipolfalle in das bestehende Experiment. Diese neue Falle ermöglicht uns die Position und die Form des Dipolpotentials während des laufenden Experiments zu verändern. Weiters ist eine Erzeugung eines atomaren und molekularen Ensembles bei niedrigen Temperaturen möglich. Dieses Dipolfallensystem ist vielseitig einsetzbar und kann leicht auf andere Experimente übertragen werden.

In dieser Arbeit beschreibe ich die Funktionsweise des neuen Systems und werde den experimentellen Aufbau näher erklären. Weiters berichte ich über die Erzeugung und Präparation von ultrakalten Cs₂-Dimeren via Feshbach-Assoziation. Die ultrakalten atomaren und molekularen Ensembles dienen als Ausgangspunkt zur Untersuchung von inelastischen Atom-Dimer-Stößen und Dimer-Dimer-Stößen. Ich werde auch über eine Messung zur Bestimmung der Atom-Dimer-Verlustrate bei verschiedenen magnetischen Feldern berichten.

Zukünftige Experimente werden die Erforschung von Drei-Körper- und Vier-Körper-Physik bei höheren magnetischen Feldern sein, insbesondere die Untersuchung von Efimov-Physik im ultrakalten Regime.

Abstract

Ultracold quantum gases are ideal to explore few-body physics because of the tunable two-body interaction. The focus of our research is the exploration of quantum mechanical three-body and four-body systems. For this we investigate inelastic collisions between ultracold Cs atoms and Cs₂ molecules. The preparation of the cold atomic sample takes place in an optical dipole trap. We associate the molecules from an ultracold atomic sample by magnetically tunable Feshbach resonances.

In this work I report on the implementation of a new dipole trap. The new trap allows us to tune the position and the shape of the dipole potential during the running experiment and to prepare atomic and molecular samples at low temperatures in a convenient way. This new trap opens up a way to many exciting novel experiments.

In this thesis I describe the experimental setup focusing on the new system. I also discuss the creation and preparation of Cs₂ dimers by Feshbach association from an ultracold atomic sample. The obtained ultracold atomic and molecular sample serves as a starting point to study inelastic atom-dimer and dimer-dimer collisions. Here I will discuss a measurement in which the atom-dimer collision loss coefficient is determined for different external magnetic fields.

Future experimental directions will be the research of three-body and four-body physics at high magnetic fields, in particular the investigation of Efimov physics in the ultracold regime.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	9
2	Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität	15
2.1	Dipolpotential	15
2.2	Einfluss der Gravitation	19
2.3	Funktionsweise eines akustooptischen Modulators	21
2.4	Realisierung der elliptischen Dipolfalle	23
2.4.1	Schema der elliptischen Dipolfalle	23
2.4.2	Aufbau des Scanning-Systems	25
2.4.3	Veränderbare Potentialform	30
2.5	Charakterisierung der elliptischen Dipolfalle	31
2.5.1	Strahlparameter	31
2.5.2	Fallenfrequenzen	34
2.5.3	Performance	36
2.5.4	Grenzen des Scanningsystems	37
3	Präparation ultrakalter Cs₂-Moleküle in der elliptischen Dipolfalle	39
3.1	Präparation des ultrakalten Atomensembles	39
3.1.1	Vorkühlen mittels Laserkühlung	39
3.1.2	Erzwungene Verdampfungskühlung	40
3.1.3	Reduktion des magnetischen Gradientenfeldes	43
3.2	Erzeugung von Cs ₂ -Molekülen	44
3.2.1	Einführung in Feshbach-Moleküle	45
3.2.2	Erzeugung von Feshbach-Molekülen im 6s-Zustand	50
4	Erste Messungen und Ausblick	55
4.1	Messung von Atom-Dimer-Stoßraten	55
4.2	Ausblick	58

Inhaltsverzeichnis

A Anhang

61

1 Einleitung und Motivation

Im Forschungsgebiet ultrakalter Quantengase gab es in den vergangenen Jahren enorme Fortschritte. Mit der Entwicklung der Technik des Laserkühlens [Chu98, CT98, Phi98] wurde ein Grundstein zum Erreichen von Temperaturen im Nanokelvinbereich und zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten (BEC) [Bos24, Ein25] gelegt. Durch die Hinzunahme der Technik der erzwungenen Verdampfungskühlung [Ket96] konnten die ersten Bose-Einstein-Kondensate [And95, Dav95, Bra95] rund 70 Jahre nach ihrer Vorhersage realisiert werden.

Ultrakalte, atomare Quantengase haben die Durchführung zahlreicher interessanter Experimente ermöglicht. Diese reichen von der Materiewellenphysik bis hin zur Chemie ultrakalter Moleküle. Zu den experimentellen Höhepunkten zählen unter anderem die Beobachtung von Interferenzeffekten zwischen zwei frei expandierenden Kondensaten [And97], die Anregung von Solitonen im BEC [Bur99, Den00, Kha02] und die Beobachtung eines Quantenphasenübergangs von einem suprafluiden Zustand zu einem Mott-Isolator-Zustand [Gre02]. Weitere bahnbrechende Experimente waren die Produktion von ultrakalten Molekülensembles aus atomaren Bose-Einstein-Kondensaten [Her03, Xu03, Dur04] und die Beobachtung molekularer Bose-Einstein-Kondensate [Joc03, Gre03, Zwi03]. Die Moleküle wurden mittels einer sogenannten Feshbach-Resonanz [Fes58, Köh06] erzeugt (Feshbach-Assoziation). Eine Feshbach-Resonanz tritt auf, wenn ein Molekülzustand resonant an einen atomaren Streuzustand koppelt. Experimente mit ultrakalten Molekülen lieferten zahlreiche neue Erkenntnisse im Bereich der Mehr- und Vielteilchenphysik und eröffnen neue Möglichkeiten für weitere Untersuchungen [Chi05, Kra06b].

Für Experimente mit ultrakalten Molekülen, welche via Feshbach-Resonanzen aus einem atomaren Quantengas erzeugt werden, spielt das Alkaliatom Cäsium (Cs) eine besondere Rolle. Cäsium besitzt eine einzigartige Vielfalt an verschiedenen Feshbach-Resonanzen und molekularen Zuständen knapp unterhalb der Dissoziationsschwelle. Die Wechselwirkung zwischen den Cäsiumatomen kann durch diese zahlreichen Feshbach-Resonanzen gut kontrolliert und verändert werden. Auf Grund der hohen Komplexität der Wechselwirkung zwischen den einzelnen Cäsiumatomen sind Kopplungen von Cs_2 -Molekülen mit komplexeren Strukturen wahrscheinlich. Aus-

1 Einleitung und Motivation

gehend von zweiatomigen Molekülen, auch Dimere genannt, sind Kopplungen von Drei-Körper-Zuständen (Atom-Dimer) und Vier-Körper-Zuständen möglich [Kra06a, Mar07a, Chi05].

In einem System nichtrelativistischer Teilchen mit kurzreichweitiger Wechselwirkung und divergierender s -Wellen-Streulänge a kann es im Bereich der Drei-Körper-Physik zu einem außergewöhnlichen Phänomen kommen, dem so genannten *Efimov-Effekt*. Efimov hat für den Grenzfall einer divergierenden Streulänge a eine unendliche Anzahl schwach gebundener Drei-Körper-Zustände vorhergesagt. Die Teilchen, welche sich auf den gebundenen Drei-Körper-Zustand beziehen, werden als Trimeren bezeichnet. Im Zusammenhang mit dem Efimov-Effekt spricht man auch von *Efimov-Trimeren*. Für negative Werte von a gibt es eine unendliche Anzahl von Efimov-Trimeren, welche an die Drei-Atom-Dissoziationsschwelle koppeln und bei positiven Werten von a koppelt eine unendliche Anzahl von Efimov-Trimeren an die Atom-Dimer-Dissoziationsschwelle [Efi70, Efi71]. Eine anschauliche Darstellung der Efimov-Zustände ist in Abbildung 1.1 gegeben.

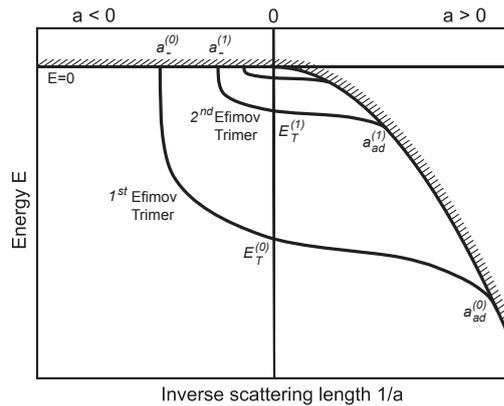


Abbildung 1.1: Darstellung der Efimov-Zustände in Abhängigkeit der inversen Streulänge a . Für negative Streulängen ($a < 0$) koppelt der Efimov-Zustand mit der Drei-Atom-Dissoziationsschwelle ($a_{ad}^{(n)}$) und für positive Streulänge ($a > 0$) mit der Atom-Dimer-Dissoziationsschwelle ($a_{ad}^{(n)}$). Abbildung entnommen aus [Kra06a].

Vorläufige Experimente im Jahr 2006 haben bei der Untersuchung von inelastischen Stößen zwischen Atomen und Dimeren eine resonante Erhöhung der Verlustrate von Dimeren ergeben [Mar07a]. Diese Resonanz bei der Verlustrate (Abb. 1.2-(a)) könnte in Verbindung mit dem Efimov-Effekt für positive Streulängen stehen. Diese ersten Messungen der Verlustrate wurden bei einer Temperatur von ca. 200 nK durchge-

führt. Theoretische Berechnungen [Bra07] haben eine Temperaturabhängigkeit der Verlustrate vorhergesagt, welche in Abbildung 1.2-(b) dargestellt ist.

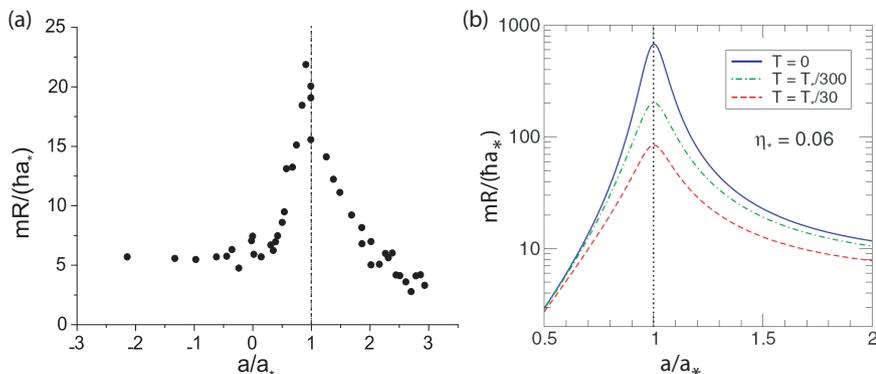


Abbildung 1.2: Vergleich der gemessenen Verlustrate R und der theoretisch vorhergesagten. Dabei ist die Relaxationslänge mR/\hbar (in Einheiten von a_*) als Funktion der Streulänge a (in Einheiten von a_*) abgebildet. Der Normierungsparameter a_* ist die Streulänge, bei welcher der Efimov-Zustand an die Atom-Dimer-Dissoziationsgrenze koppelt. Für diese Resonanz gilt $a_* = 400a_0$. Die Messung von R erfolgte bei einer Temperatur von $T \approx 200$ nK (Bild (a)). Der theoretische Verlauf der Verlustrate ist im Bild (b) für mehrere Temperaturen dargestellt. Hier ist $k_B T_* = \hbar^2/(ma_*^2)$ die Bindungsenergie der Dimere für $a = a_*$. Für ^{133}Cs und $a_* = 400a_0$ ist $T_* = 8145$ nK. Abbildung (b) entnommen aus [Bra07].

Um eine Limitierung auf Grund der Temperatur ausschließen zu können, ist es sinnvoll weitere Messungen bei niedrigeren Energien, das heißt bei niedrigeren Temperaturen, durchzuführen. Damit die Verlustrate effizient bei niedrigen Temperaturen ($T < 50$ nK) gemessen werden kann, war eine Modifizierung des experimentellen Aufbaus in unserem Labor notwendig. Dazu wurde eine neue Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität implementiert. Diese Falle ermöglicht ein Halten der Teilchen ohne magnetischem Gradientenfeld gegen die Gravitation bei gleichzeitiger Reduktion der Dichte in horizontaler Richtung. Die variable Elliptizität wird erzeugt, indem ein akustooptischer Modulator den Strahl auslenkt (*scannt*), wodurch auf die Atome ein zeitlich gemitteltes Potential wirkt. Durch den Einsatz der neuen Dipolfalle mit veränderbarer Elliptizität konnten folgende Kriterien, welche für eine erfolgreiche Messung der Atom-Dimer-Verlustrate notwendig sind, realisiert werden:

1 Einleitung und Motivation

Hohe Phasenraumdichte → hohe Fallenfrequenzen: Für effizientes, erzwungenes Verdampfungskühlen sind hohe Phasenraumdichten notwendig. Um diese zu erreichen, benötigt man hohe Fallenfrequenzen, welche durch einen runden Strahl mit geringer Strahltaile erzielt werden können.

Starker vertikaler Einschluss → hohe Fallenfrequenzen: Atome und Moleküle können nicht gleichzeitig mit einem magnetischen Gradientenfeld gegen die Gravitation gehalten werden, da das magnetische Moment von Atomen und Molekülen unterschiedlich ist. Um trotzdem beide Teilchenarten gleichzeitig in der Falle gegen die Gravitation zu halten, wird das Gradientenfeld ausgeschaltet und die Tiefe des optischen Dipolpotentials in vertikaler Richtung erhöht. Dies geschieht durch Vergrößerung der vertikalen Fallenfrequenz (höhere Leistung des Fallenstrahls).

Längere Zerfallszeiten → niedrige Fallenfrequenzen: Bisherige Messungen haben gezeigt, dass sich die Zerfälle auf einer Zeitskala von einigen zehn Millisekunden abspielen sollten, damit diese zeitlich gut aufgelöst werden können. Die Zerfallszeiten bei inelastischen Stößen zwischen Atomen und Dimeren ist proportional zur inversen Dichte. Um nun längere Zerfallszeiten und somit geringere Dichten zu erreichen, sind niedrige Fallenfrequenzen notwendig. Damit jedoch gegen die Gravitation gehalten werden kann, darf die Fallenfrequenz nur in horizontaler Richtung reduziert werden → elliptischer Strahl.

Da die Potentialform während des laufenden Experiments verändert werden kann, ist diese neue Dipolfalle ein vielseitiges „Werkzeug“ und weist ein breites Spektrum für weitere Anwendungen auf. Beispielsweise können damit erweiterte Messungen der Drei-Körper-Verluste [Kra06b] durchgeführt werden oder inelastische Dimer-Dimer-Stöße untersucht werden. Durch ein kontrolliertes Ablenken des Strahls ist die Anregung verschiedener Oszillationsmoden, wie beispielsweise die Kompressionsmode oder die Quadrupolmode, möglich [Alt07a].

Diese Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im zweiten Kapitel werden der Aufbau und die Implementierung einer neuen, elliptischen Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität in das bestehende Experiment geschildert. Dazu wird ein Überblick über optische Dipolpotentiale und akustooptische Modulatoren gegeben, und der experimentelle Aufbau wird näher erklärt. Weiters werden die wichtigsten Eigenschaften und Parameter der neuen Falle beschrieben. Kapitel 3 beschreibt die einzelnen Schritte zur Erzeugung und Präparation ultrakalter Moleküle. Zunächst wird mittels Laserkühlung und erzwungener Verdampfungskühlung ein Atomensemble mit einer Tem-

peratur von ca. 20 nK erzeugt und anschließend werden mittels Feshbach-Assoziation Cs₂-Dimere hergestellt. Das vierte Kapitel berichtet kurz über die ersten Messungen mit der neuen Dipolfalle und gibt eine Übersicht über zukünftige Messungen, welche mit der elliptischen Dipolfalle möglich sind.

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

In diesem Kapitel möchte ich die Funktionsweise und den experimentellen Aufbau einer Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität erklären. Diese Falle mit veränderbarer Elliptizität wird im weiteren Verlauf der Arbeit auch als *elliptische Dipolfalle* oder als *neue Dipolfalle* bezeichnet. Ich werde zunächst auf einige Grundlagen zum Fangen von Atomen mittels optischen Dipolfallen näher eingehen und den Einfluss der Gravitation auf das Dipolpotential beschreiben. Weiters wird der für die Falle notwendige optische und elektrische Aufbau erklärt und die wichtigsten Parameter zur Charakterisierung der elliptischen Dipolfalle quantitativ angegeben.

Die Elliptizität wird mit Hilfe eines akustooptischen Modulators kontrolliert, welcher einen Strahl in horizontaler Richtung ablenkt. Erfolgt die Ablenkung schnell genug, so „sehen“ die Atome ein zeitlich gemittelt Dipolpotential. Mit Hilfe dieses Systems lässt sich ein ähnliches Dipolpotential erzeugen wie mit einem elliptisch fokussierten Laserstrahl und ist vielseitig anwendbar [Alt07b, Koh07].

2.1 Dipolpotential

Ziel dieses Kapitels ist die Erläuterung der wesentlichen Grundlagen zum Speichern von Atomen in optischen Dipolpotentialen. Insbesondere wird die Wechselwirkung eines Atoms mit dem elektromagnetischen Feld eines Laserlichts beschrieben. Anschließend werde ich auf eine spezielle Dipolfallenvariante näher eingehen. Diese wird durch einen Laser mit der Wellenlänge $\lambda = 1064\text{nm}$ erzeugt und kommt im LevT-Labor ¹ zum Einsatz. Eine detailliertere Beschreibung von Dipolpotentialen findet man beispielsweise in [Gri00].

¹Die Abkürzung „LevT“ steht für „Levitated Trap“ und bezieht sich auf die Falle, mit welcher die Atome gefangen wurden. Im neuen Versuchsaufbau, das heißt in der elliptischen Falle, werden die Atome nicht mehr levitiert (kein magnetisches Gradientenfeld). Jedoch wird unser Labor aus historischen Gründen weiterhin mit dem Namen „LevT-Labor“ bezeichnet.

Oszillatormodell

Mit Hilfe des klassischen Oszillatormodells können die wesentlichen Gleichungen für das optische Dipolpotential und der laserinduzierten Photonenstreureate hergeleitet und verstanden werden. In diesem Modell betrachtet man ein Atom in einem klassischen Strahlungsfeld. Das oszillierende elektrische Feld \vec{E} des Laserlichts induziert ein Dipolmoment \vec{p} im Atom, welches mit der Frequenz ω oszilliert. Der Zusammenhang zwischen der komplexen Amplitude des elektrischen Feldes und der Amplitude des Dipolmoments ist durch $\vec{p} = \alpha \cdot \vec{E}$ gegeben, wobei α die frequenzabhängige, komplexe Polarisierbarkeit ist. Das Wechselwirkungspotential zwischen induziertem Dipolmoment \vec{p} und elektrischem Feld \vec{E} ist gegeben durch

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2} \langle \dot{\vec{p}} \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\vec{r}), \quad (2.1)$$

mit der Intensität des Feldes $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$, der Dielektrizitätskonstante ϵ_0 und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c . Die vom Atom absorbierte Leistung, welche als Dipolstrahlung wieder emittiert wird, kann in analoger Art geschrieben werden als

$$P_{\text{abs}} = \langle \dot{\vec{p}} \vec{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I. \quad (2.2)$$

Diese Absorption kann auch als Photonenstreuung mit anschließender spontaner Photonenemission angesehen werden. Die dazu entsprechende Photonenstreureate ist gegeben durch

$$\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) = \frac{P_{\text{abs}}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}), \quad (2.3)$$

mit \hbar der Planckkonstante geteilt durch 2π . Für die Beschreibung einer Dipolfalle sind das Wechselwirkungspotential U_{dip} und die Photonenstreureate Γ_{sc} zwei grundlegende Größen. Beide sind proportional zur ortsabhängigen Lichtintensität und hängen von der frequenzabhängigen Polarisierbarkeit ab. Auch lässt sich die resultierende Dipolkraft aus dem Gradienten des Wechselwirkungspotentials $F_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\nabla U_{\text{dip}}(\vec{r})$ ableiten.

Die Polarisierbarkeit α kann aus dem Lorentz-Modell eines klassischen Oszillators oder aber auch mit einem *semiklassischen Ansatz* berechnet werden. Für den *semiklassischen Ansatz* betrachtet man ein Atom als Zwei-Niveau-Quantensystem in einem klassischen Strahlungsfeld. Der klassische Ansatz liefert für viele Atome mit einem starken Dipolübergang (beispielsweise D-Linien für Alkali Atome) eine gute Näherung. Zu beachten ist jedoch, dass für höhere Intensitäten Sättigungseffekte eine wichtige Rolle spielen. Diese werden im Lorentz-Modell nicht berücksichtigt.

2.1 Dipolpotential

Im Falle einer großen Verstimmung $\Delta \equiv \omega - \omega_0$ kann gezeigt werden [Gri00], dass das Dipolpotential und die Photonenstreurate wie folgt dargestellt werden kann

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}) \quad \text{und} \quad (2.4)$$

$$\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r}), \quad (2.5)$$

mit der natürlichen Linienbreite des Übergangs Γ . Anhand der Gleichungen 2.4 und 2.5 lassen sich zwei wichtige Grundeigenschaften für Dipolfallen ableiten:

- Abhängig vom Vorzeichen der Verstimmung ergeben sich zwei Dipolfallkonfigurationen. Ist die Frequenz des Laserlichts „rotverstimmt“, das heißt sie liegt unterhalb der atomaren Resonanz ($\Delta < 0$), so ist das Dipolpotential U_{dip} negativ. In diesem Fall zieht die Wechselwirkung die Atome ins Lichtfeld. Das Minimum des Dipolpotentials befindet sich an der Stelle höchster Lichtintensität. Bei „blauverstimmt“ Laserlicht ($\Delta > 0$) stößt die Dipolwechselwirkung die Atome aus dem Lichtfeld heraus und das Potentialminimum befindet sich an einer Stelle minimaler Intensität.
- Die Dipolwechselwirkung und die Photonenstreurate skalieren unterschiedlich mit der Verstimmung Δ . Das Potential U_{dip} skaliert mit I/Δ und die Streurate Γ_{sc} mit I/Δ^2 . Dadurch ist es für Dipolfallen sinnvoll mit hohen Verstimmungen und hohen Intensitäten zu arbeiten, um die Photonenstreurate bei einer bestimmten Potentialtiefe möglichst gering zu halten.

Um die Form des Dipolpotentials genauer zu verstehen, muss die Intensitätsverteilung bekannt sein. Zur Beschreibung eines Laserstrahls eignet sich die Theorie der Gauß-Strahlen. Diese ergeben sich als Lösung der Maxwellgleichungen für elektromagnetische Wellen in der paraxialen Näherung. Für detailliertere Informationen siehe beispielsweise [Sie86]. Nach der Theorie der Gauß-Strahlen ergibt sich für die Intensitätsverteilung

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right). \quad (2.6)$$

Diese Gleichung ist für einen einmodigen Laserstrahl (Fundamentalmode) mit der Leistung P gültig, welcher sich in z -Richtung ausbreitet. Die Strahltaile $w(z)$, auch „waist“ genannt, verändert sich entlang der optischen Achse (hier die z -Achse) gemäß

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.7)$$

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

mit der minimalen Strahltaile w_0 und der Rayleigh-Länge $z_R = \pi w_0^2/\lambda$. Für $z = z_R$ ist die Strahltaile auf das $\sqrt{2}$ -fache gewachsen.

Nun möchte ich auf ein Dipolpotential, welches von einem Laserlicht mit der Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm erzeugt wird, näher eingehen. Dieses Potential kommt im LevT-Labor zum Einsatz und wird zur Erzeugung der neuen Dipolfalle verwendet.

1064 nm-Laserlicht

Betrachtet man reale Atome, so führt die Kopplung des Spins \vec{S} mit dem Bahndrehimpuls \vec{L} zum Drehimpuls $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ zur Feinstrukturaufspaltung Δ_{FS} . Weiters koppelt der Drehimpuls \vec{J} mit dem Kernspin \vec{I} zum Gesamtdrehimpuls $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ und erzeugt dadurch die Hyperfeinstrukturaufspaltung Δ_{HFS} der atomaren Energieniveaus. Im Falle des für die Kühlung und zum Fangen der Atome relevanten Übergangs $ns \rightarrow np$ führt die Feinstrukturaufspaltung bei ^{133}Cs zu den bekannten D-Linien $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ (D₁-Linie) und $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ (D₂-Linie). Für eine detaillierte Darstellung des Termschemas von ^{133}Cs siehe Anhang. Die D₁-Linie (D₂-Linie) besitzt eine optische Übergangsfrequenz $\omega_1 = 2\pi \cdot 355.116048807(41)$ THz ($\omega_2 = 2\pi \cdot 351.72571850(11)$ THz) mit einer natürlichen Linienbreite $\Gamma_1 = 2\pi \cdot 4.5612(57)$ MHz ($\Gamma_2 = 2\pi \cdot 5.2227(66)$ MHz) [Ste03].

Um nun das Fallenpotential eines Laserlichts mit der Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm zu bestimmen, müssen beide Übergänge berücksichtigt werden, da die Verstimmung $\Delta_{\lambda,1} \approx 169$ nm ($\Delta_{\lambda,2} \approx 212$ nm) nur 4 bis 5 mal so groß ist als die Feinstrukturaufspaltung $\Delta'_{\lambda,FS} \approx 42$ nm. Für linear polarisiertes Licht ergibt sich für das Dipolpotential

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}, z) = -\pi c^2 \left[\frac{\Gamma_1}{2\omega_1^3} \left(\frac{1}{\omega_1 - \omega} + \frac{1}{\omega_1 + \omega} \right) + \frac{\Gamma_2}{\omega_2^3} \left(\frac{1}{\omega_2 - \omega} + \frac{1}{\omega_2 + \omega} \right) \right] I(\vec{r}, z), \quad (2.8)$$

wobei zu beachten ist, dass der Faktor für die Linienstärke der D₂-Linie 2/3 und der Faktor für die D₁-Linie 1/3 beträgt [Gri00].

2.2 Einfluss der Gravitation

Auf Grund des Gravitationspotentials ($U_{\text{grav}}(z) = mgz$) der Erde wirkt auf die Atome ständig die Kraft $F_{\text{grav}} = mg$. Hier wurde für die vertikale Richtung die Koordinate z gewählt, m beschreibt die Masse der Teilchen und g die Gravitationskonstante. Diese Kraft kann durch das Anlegen eines magnetischen Gradientenfeldes kompensiert werden. Befindet sich ein Teilchen mit einem permanenten, magnetischen Moment $\vec{\mu}$ in einem magnetischen Feld \vec{B} , so führt dies zu einem magnetischen Potential $U_{\text{mag}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$. Unter der Annahme, dass der Spin des Teilchens dem magnetischen Feld adiabatisch folgen kann, hängt die potentielle Energie des Teilchens vom Betrag des Magnetfelds $|\vec{B}|$ ab, und das Potential ist gegeben durch

$$U_{\text{magn}} = m_{\text{F}} g_{\text{F}} \mu_{\text{B}} |\vec{B}| \quad (2.9)$$

mit m_{F} der magnetischen Quantenzahl, g_{F} der Landé Faktor der Hyperfeinstrukturaufspaltung und μ_{B} dem Bohr'schen Magneton. Daraus ergibt sich für die magnetische Kraft

$$\vec{F}_{\text{magn}} = -\vec{\nabla} U_{\text{magn}} = -m_{\text{F}} g_{\text{F}} \mu_{\text{B}} \vec{\nabla} |\vec{B}|. \quad (2.10)$$

Das magnetische Gradientenfeld wird durch zwei Spulen in der Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt [Web03]. Durch die Variation des an die Spulen angelegten Stromes kann die Kraft \vec{F}_{magn} verändert und somit die Gravitationskraft unterschiedlich stark kompensiert werden. Um Cäsiumatome im $F = 3$, $m_{\text{F}} = 3$ Grundzustand zu levitieren ($\vec{F}_{\text{grav}} = \vec{F}_{\text{magn}}$), benötigt man einen Spulenstrom von 37.45 A. Dies entspricht bei unserer Spulenkonfiguration einem Gradientenfeld von $\vec{\nabla} |\vec{B}| \equiv B' = 31.3 \text{ G/cm}$.

Auf Grund der Maxwellgleichung $\text{div} \vec{B} = 0$ treten bei einem Gradientenfeld in vertikaler Richtung auch immer Komponenten in horizontaler Richtung (hier x, y -Richtung) auf. In Verbindung mit einem vertikalem Biasfeld B_{bias} ² ergibt sich ein zusätzliches inverses harmonisches Potential

$$U_{\text{B}}(x, y) = U_{\text{bias}} - \frac{1}{2} m \alpha^2 (x^2 + y^2) \quad \text{mit} \quad \alpha_{(F=3, m_{\text{F}}=3)} = g \sqrt{\frac{m}{3 \mu_{\text{B}} B_{\text{bias}}}}. \quad (2.11)$$

Betrachtet man nun das Gesamtpotential, in welchem sich die Atome befinden, so muss das Dipolpotential U_{dip} aus Gleichung 2.8 mit dem Gravitationspotential $U_{\text{grav}}(z)$, dem magnetischen Potential für ein magnetisches Gradientenfeld in z -Richtung

²Eine detaillierte Beschreibung der im LevT-Labor vorhandenen magnetischen Felder findet man in [Web03, Her05].

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

$U_{\text{magn}}(z) = m_F g_F \mu_B B(z)$ und dem „Anti-Fallenpotential“ $U_B(x, y)$ ergänzt werden und lautet

$$U_{\text{ges}}(x, y, z) = U_{\text{dip}}(x, y, z) + mgz + m_F g_F \mu_B B(z) + U_B(x, y). \quad (2.12)$$

Bemerkung: Der Einfluss des Anti-Fallenpotentials und der daraus resultierenden horizontalen Kraft $F_{\text{horiz}}(x, y) = m\alpha^2 \sqrt{x^2 + y^2}$ wird umso geringer, je stärker das Biasfeld ist. Jedoch bei geringen Fallentiefen und kleinem Biasfeld führt dieser Effekt zu einer Reduzierung der Potentialtiefe und der Fallenfrequenzen. Bei einem Biasfeld von $B_{\text{bias}} = 75 \text{ G}$ ($B_{\text{bias}} = 10 \text{ G}$) reduzieren sich die horizontalen Fallentiefen um typischerweise 5% (40%) und die Fallenfrequenzen um weniger als 1% (5%) [Her05].

In Abbildung 2.1 ist das Gesamtpotential U_{ges} in Abhängigkeit der vertikalen Ausdehnung bei verschiedenen magnetischen Gradientenfeldern dargestellt. Diese Abbildung soll veranschaulichen, wie stark das optische Dipolpotential durch den Einfluss der Gravitation verändert wird.

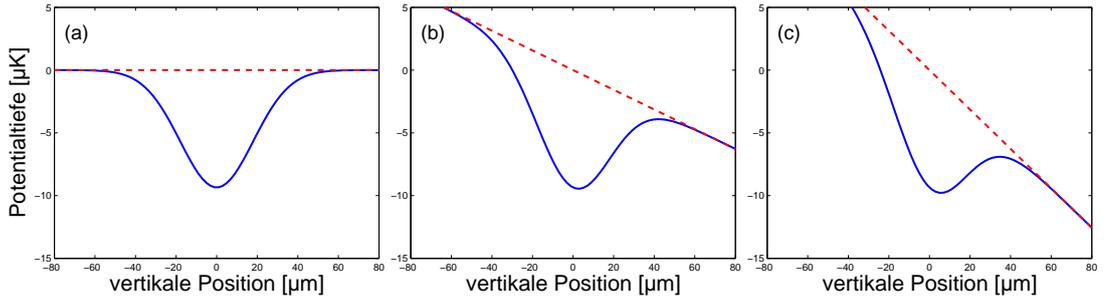


Abbildung 2.1: Gesamtpotential entlang der Ebene $x = y = 0$. Es ist der Einfluss der Gravitation auf das Gesamtpotential (durchgezogene Linie) bei unterschiedlichen magnetischen Gradientenfeldern (Bild (a): $B' = 31.3 \text{ G/cm}$, Bild (b): $B' \approx 15 \text{ G/cm}$ und Bild (c): $B' = 0 \text{ G/cm}$) dargestellt. Die gestrichelte Linie entspricht $U_{\text{grav}} + U_{\text{magn}}$. Für diese Simulation wurde eine Lichtleistung von 100mW und eine minimale Strahltaile von $36 \mu\text{m}$ angenommen.

Um ein möglichst kaltes Atomensemble zu erzeugen, ist die Kompensation der Gravitationskraft Voraussetzung. Doch für den weiteren Experimentablauf ist das Vorhandensein eines Gradientenfeldes störend (siehe Kapitel 1).

2.3 Funktionsweise eines akustooptischen Modulators

Akustische Wellen können sich in festen oder flüssigen Stoffen ausbreiten und verursachen eine periodische Störung der elektrischen Suszeptibilität χ und des Brechungsindex n . Diese Beeinflussung wird als akustooptischer Effekt bezeichnet. Auf Grund des akustooptischen Effekts können elektromagnetische Wellen mit akustischen Wellen im Medium wechselwirken [Rei05, Das91].

Akustooptischer Effekt

Ich möchte mich hier auf eine skalare Behandlung³ des akustooptischen Effekts beschränken. Die akustische Welle kann als ebene Deformationswelle

$$S(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} \left[S e^{-j(\vec{K} \cdot \vec{x} - \Omega t)} + c.c. \right] \quad (2.13)$$

dargestellt werden. Die Frequenz Ω und der Wellenvektor \vec{K} sind mit der Dispersionsrelation $|\vec{K}| = \Omega/v_{\text{ak}}$ verknüpft, wobei v_{ak} die Phasengeschwindigkeit der akustischen Welle ist. Unter Deformation versteht man die relative Änderung eines Abstands zweier Teilchen auf Grund einer auf das System wirkenden mechanischen Spannung. Die Änderung des Brechungsindex ist definiert durch

$$\Delta n(\vec{x}, t) = -\frac{pn_0^3}{4} S(\vec{x}, t). \quad (2.14)$$

Hier ist p der elastooptische Koeffizient und n_0 der Brechungsindex im ungestörten Medium. Aus der Relation $\chi = n^2 - 1$ erhält man für die Änderung der Suszeptibilität $\Delta\chi \approx 2n_0\Delta n$. Die resultierende Polarisationsdichte $P = \epsilon_0\chi E$ wird infolge der mechanischen Spannungen ebenfalls moduliert. Aus Gleichung 2.14, der Näherung für $\Delta\chi$, und einer einfallenden elektromagnetischen Welle

$$E_i(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} \left[E_i e^{-j(\vec{k}_i \cdot \vec{x} - \omega_i t)} + c.c. \right] \quad (2.15)$$

ergibt sich für die Änderung der Polarisationsdichte

$$\Delta P(\vec{x}, t) = -\frac{\epsilon_0 p n_0^4}{4} \left[S E_i e^{-j(\vec{k}_i + \vec{K}) \cdot \vec{x} - (\omega_i + \Omega)t} + S E_i e^{-j(\vec{k}_i - \vec{K}) \cdot \vec{x} - (\omega_i - \Omega)t} + c.c. \right]. \quad (2.16)$$

³ Die von der akustischen Welle verursachte Deformation und der Suszeptibilitätstensor sind eigentlich Tensoren zweiter Stufe. Eine Verknüpfung beider Tensoren ergibt einen Tensor vierter Stufe.

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

Die beiden resultierenden Summanden der Polarisationsdichte dienen als Quelle eines neuen Feldes

$$E_r(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} \left[E_r e^{-j(\vec{k}_r \cdot \vec{x} - \omega_r t)} + c.c. \right], \quad (2.17)$$

mit der neuen Frequenz ω_r und der Phasenanpassungsbedingung \vec{k}_r

$$\omega_r = \omega_i \pm \Omega \quad \text{und} \quad \vec{k}_r = \vec{k}_i \pm \vec{K}. \quad (2.18)$$

Dieser Vorgang wird auch als *Bragg-Beugung* bezeichnet und die in Gleichung 2.18 dargestellten Bedingungen als *Bragg-Bedingung*. Der Ablenkwinkel θ_B , auch *Bragg-Winkel* genannt, ergibt sich aus geometrischen Überlegungen und lautet

$$\sin(\theta_B) = \frac{|\vec{K}|}{2|\vec{k}_i|} = \frac{\lambda_0 \Omega}{4\pi n_0 v_{ak}}. \quad (2.19)$$

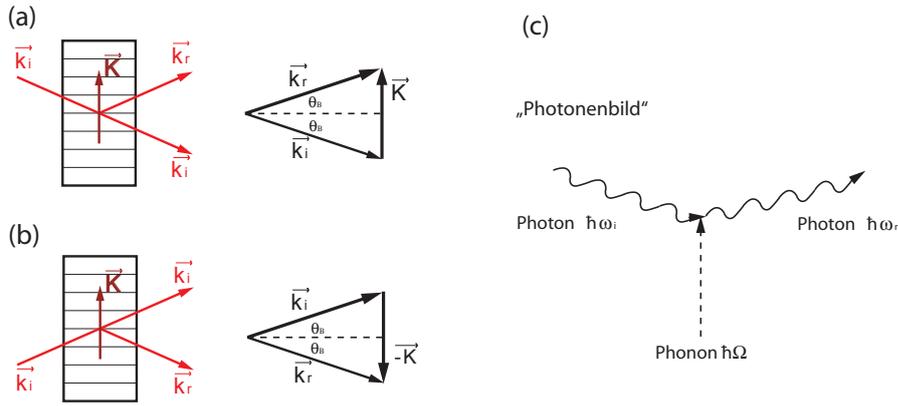


Abbildung 2.2: Dargestellt sind die Wellenvektoren der akustischen (\vec{K}) und der optischen Welle (\vec{k}_i) im phasengepassten Fall (a) $\vec{k}_r = \vec{k}_i + \vec{K}$ und (b) $\vec{k}_r = \vec{k}_i - \vec{K}$ (linkes Bild). Eine anschauliche Erklärung der Bragg-Beugung im Sinne einer Teilcheninterpretation ist im Bild (c) dargestellt.

Bemerkung: Die in Gleichung 2.18 dargestellten Bedingungen für ω_r und \vec{k}_r können auch mit Hilfe von Energie- und Impulserhaltung im Sinne einer Teilcheninterpretation erklärt werden. Dabei „verschmilzt“ das ankommende Photon mit Energie $\hbar\omega_i$ und Impuls $\hbar\vec{k}_i$ mit einem Phonon ($\hbar\Omega$ und $\hbar\vec{K}$) des Mediums zu einem neuen Photon mit Energie $\hbar(\omega_i \pm \Omega)$ und Impuls $\hbar(\vec{k}_i \pm \vec{K})$.

2.4 Realisierung der elliptischen Dipolfalle

Auf Grund der akustischen Welle koppelt die einfallende elektromagnetische Welle E_i mit der reflektierten E_r und umgekehrt. Somit ergibt sich für die Amplituden ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem [Rei05]. Aus der Lösung des Gleichungssystems ergibt sich für das Verhältnis der Intensitäten ($I(z) \propto |E(z)|^2$) in der Näherung $z \ll \pi/2\kappa$

$$\frac{I_r(z)}{I_i(0)} \approx \frac{\pi^2}{\lambda_0^2} M I_{\text{ak}} z^2. \quad (2.20)$$

Hier ist z die Ausbreitungsrichtung, M ein materialspezifischer Parameter, κ der Kopplungskoeffizient und I_{ak} die Leistung der akustischen Welle.

Akustooptische Modulatoren

Mittels eines piezoelektrischen Wandlers wird eine akustische Welle in den Kristall des akustooptischen Modulators (AOM) induziert. Da nach Gleichung 2.20 die Intensität des reflektierten Strahls von der Intensität der akustischen Welle abhängt, kann der AOM zur Regelung der Laserleistung verwendet werden. Nach Gleichung 2.19 hängt der Ablenkwinkel von der Frequenz der akustischen Welle ab. Der AOM kann daher zur Strahlablenkung mit variablem Ablenkwinkel (als sogenannter *Scanner*) eingesetzt werden.

2.4 Realisierung der elliptischen Dipolfalle

In diesem Kapitel möchte ich das Prinzip der elliptischen Dipolfalle und den dafür notwendigen experimentellen Aufbau näher erklären. Durch ein kontrolliertes Ablenken (Scannen) eines Laserstrahls wird die Form des Fallenpotentials im zeitlichen Mittel geändert. Dadurch ist es möglich, die Falleneigenschaften während des Experiments zu modifizieren und auf die jeweiligen Anforderungen anzupassen.

2.4.1 Schema der elliptischen Dipolfalle

Die Erzeugung und Präparation der Atome und Moleküle findet in einer gekreuzten Dipolfalle statt. Diese Falle besteht aus zwei unterschiedlich fokussierten Laserstrahlen, welche sich unter einem Winkel von ca. 90° kreuzen. Im Folgenden werden die Laserstrahlen der elliptischen Dipolfalle auch Strahl $D1$ und $D2$ genannt (Abbildung 2.3). Der stark fokussierte Strahl (Strahl $D1$) bildet die eigentliche Dipolfalle und dient zum Fangen und Kühlen der Atome. Dieser Strahl wird mit Hilfe eines akustooptischen Modulators abgelenkt und erzeugt das elliptische Fallenpotential. Der zweite, weniger stark fokussierte Strahl (Strahl $D2$) soll den axialen Einschluss gewährleisten, da sonst

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

die Teilchen in Ausbreitungsrichtung des Strahls *D1* entkommen könnten. Für den restlichen Experimentablauf sind die beiden CO_2 -Laserstrahlen⁴ störend und werden daher schrittweise ausgeschaltet. Damit weiterhin ein vollständiger axialer Einschluss vorhanden ist, benötigt der Strahl *D2* genügend hohe Leistungen.

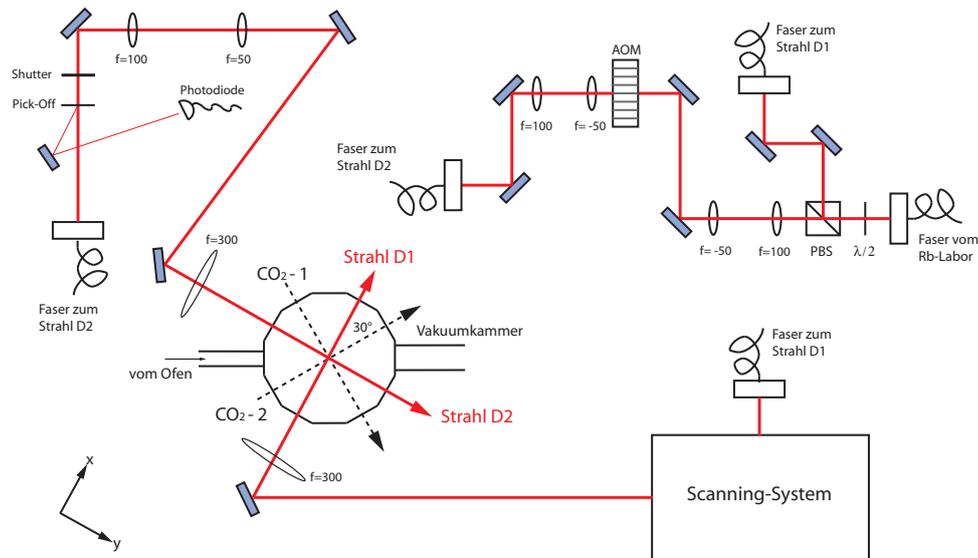


Abbildung 2.3: Schema der elliptischen Dipolfalle. Das faserverstärkte, schmalbandige 1064 nm Laserlicht wird über eine Glasfaser in unser Labor geführt und mittels eines polarisationsabhängigen Strahlteilers für die beiden Strahlen der Dipolfalle aufgeteilt. Die Leistung beider Strahlen wird stabilisiert und kann über einen AOM geregelt werden. Der Strahl *D1* kann zusätzlich in horizontaler Richtung über das Scanning-System (siehe 2.4.2) abgelenkt werden.

Leistungsbereitstellung

In der elliptischen Dipolfalle werden Moleküle erzeugt und manipuliert (siehe Kapitel 3 und 4). Breitbandiges Laserlicht ist für diese Aufgabe nicht geeignet, da die Moleküle vom Grundzustand in irgendeinen elektronisch angeregten Zustand optisch gepumpt werden können, und dies zu Verlusten führt.

⁴Auf Grund von ungewollten Reflexionen des CO_2 -Laserlichts in der Kammer kommt es zu einer Beeinflussung des Dipolpotentials. Dieses Problem wird vermutlich von Stehwellen ausgelöst, welche durch die Reflexionen entstehen.

2.4 Realisierung der elliptischen Dipolfalle

Ein für die Untersuchung von Cs₂-Dimeren geeignetes Licht liefert ein kommerzieller Laser (Mephisto-Laser von INNOLIGHT), mit einer spektralen Linienbreite von ca. 1 kHz und einer Wellenlänge von 1064 nm. Dieser Laser befindet sich in einem Nachbarlabor. Ein Teil des Mephistolichts (ca. 150 mW) wird mit einem Faserverstärker zusätzlich verstärkt und über Glasfasern zu unserem Experiment geleitet. Mit einer $\lambda/2$ Wellenplatte und einem polarisationsabhängigen Strahlteiler wird das Licht für die beiden Strahlen der elliptischen Falle aufgeteilt. Da sich der Faserverstärker in einem anderen Labor befindet und dort auch verwendet wird, können wir nur einen Teil des schmalbandigen 1064 nm-Lichts verwenden. Zur Zeit ist die maximale Leistung auf ca. 1.5 W beschränkt. Das Licht wird durch Glasfaserleitungen (Effizienz zwischen 70% und 75%) geführt und über akustooptische Modulatoren (Effizienz zwischen 80% und 85%) abgelenkt und geschaltet. Die für die einzelnen Strahlen zur Verfügung stehenden Leistungen sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der momentan vorhandenen Leistung der einzelnen Fallenstrahlen $D1$ und $D2$. P_a ist die vorhandene Leistung, welche vom Rubidiumlabor zu Verfügung gestellt wird. Die tatsächlich für die beiden Strahlen zur Verfügung stehende Leistung (nach Durchgang durch Glasfaserleitung und AOM) ist mit P_e gekennzeichnet.

	P_a/mW	P_e/mW
Strahl $D1$	350	200
Strahl $D2$	650	400

Bemerkung: Für den Transport und die Verteilung des Laserlichts werden einmodige, polarisationserhaltende Glasfasern (Modell PM980-HP von NUFERN, Wellenlängenbereich von 980 nm bis 1620 nm) verwendet. Damit die Polarisation erhalten bleibt, muss das Licht mit einer bestimmten Polarisationsrichtung eingekoppelt werden. Aus diesem Grund befindet sich vor jeder Faser eine $\lambda/2$ -Wellenplatte.

2.4.2 Aufbau des Scanning-Systems

Der Strahl $D1$, der in Kapitel 2.4 beschriebenen Dipolfalle, wird mit Hilfe eines akustooptischen Modulators horizontal abgelenkt. Erfolgt die Ablenkung des Strahls schnell genug, so befinden sich die Atome im zeitlichen Mittel in einer Dipolfalle mit elliptischer Form. Die Auslenkung kann kontrolliert geändert werden, und somit ist die Elliptizität R (Gleichung 2.21) des Strahls (auch „Aspektverhältnis“ genannt) variabel

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

einstellbar.

$$R = \frac{\omega_z}{\omega_y} = \frac{w_{0,y}}{w_{0,z}} \quad (2.21)$$

Hier sind ω_z (vertikal) und ω_y (horizontal) die radialen Fallenfrequenzen und $w_{0,z}$ und $w_{0,y}$ die entsprechenden Strahltaillen. Bevor der Strahl den AOM passiert, wird der Strahldurchmesser mittels eines Verkleinerungsteleskopes auf die richtige Größe gebracht. Bei dem von uns verwendeten AOM von Crystal Technology, Inc (Model 3110-191, center frequency bei 110MHz) liegt der maximal mögliche Strahldurchmesser⁵ bei 1.4 mm.

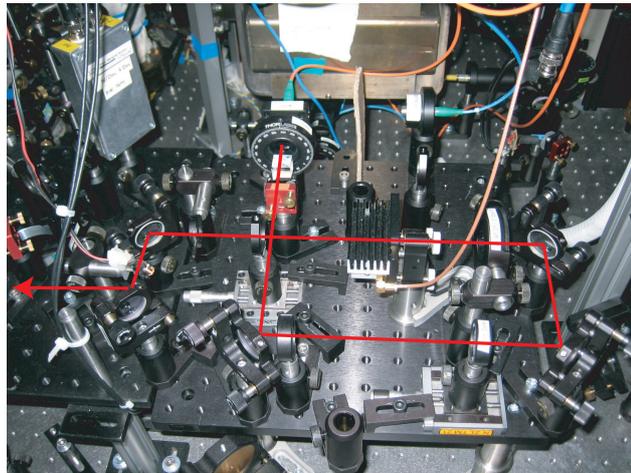


Abbildung 2.4: Optischer Aufbau des Scanning-Systems. Im Zentrum befindet sich der AOM zum Scannen des Strahls. Im hinteren Teil des Bildes ist die zur Leistungsstabilisierung verwendete Photodiode und die Glasfaser, welche das 1064 nm-Licht zum Scanning-System führt, dargestellt.

Prinzip des Scanning-Systems

In Abbildung 2.5 ist das Prinzip des Scanning-Systems dargestellt. Ein kollimierter Strahl wird durch den AOM abgelenkt. Diese Ablenkung hängt von der Frequenz Ω ab, mit welcher der AOM betrieben wird (siehe Gleichung 2.19). Positioniert man eine Linse im Abstand der einfachen Brennweite hinter dem AOM, so wird die Ablenkung des Strahls in eine Parallelverschiebung umgewandelt. Eine Modulation der Treiberfrequenz $\Omega \pm \Omega_{\text{mod}}$ bewirkt somit eine parallele Verschiebung des Laserstrahls in eine Richtung [Koh07].

⁵Die Beugungseffizienz hängt ebenfalls vom Strahldurchmesser ab und ist maximal bei $2w_0=1.4$ mm.

2.4 Realisierung der elliptischen Dipolfalle

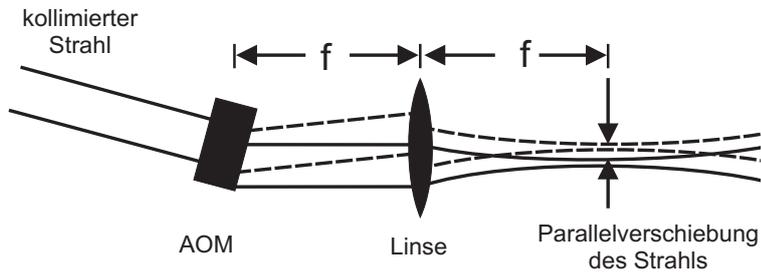


Abbildung 2.5: Dargestellt ist das Prinzip des Scanning-Systems. Der AOM lenkt einen kollimierten Strahl in Abhängigkeit der Treiberfrequenz Ω ab. Befindet sich im Abstand der einfachen Brennweite eine Linse hinter dem AOM, so wird die Ablenkung des Strahls in eine Parallelverschiebung umgewandelt. Durch eine Modulation der Treiberfrequenz kann die Ablenkung verändert werden. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien stellen den Strahl bei zwei unterschiedlichen Ablenkungen dar. Abbildung entnommen aus [Alt07b].

Auf Grund der geringen Brennweite von 75mm ist das System bezüglich der Parallelverschiebung sehr sensibel. Deshalb haben wir die Linse auf einem verstellbaren Linsenhalter befestigt, um den Abstand zwischen Linse und AOM und somit die Parallelität des Strahlverschiebung besser einstellen zu können (siehe Kapitel 2.5.1). Die weiteren Spiegel und Linsen führen den Strahl durch eine freies Fenster in die Hauptkammer.

Ein kleiner Teil (weniger als 1%) des Lichts wird aus dem Strahlengang ausgekoppelt und zur Leistungsstabilisierung [Hel05] verwendet. Bei der Auskopplung des Lichts nutzen wir die Tatsache aus, dass die Reflektivität der Spiegel bei ca. 99% liegt. Es ist jedoch zu beachten, dass die Reflektivität vom Polarisationswinkel des Lichts abhängt. Durch Polarisationschwankungen wird unterschiedlich viel Licht ausgekoppelt und es kommt zu einem Fehler im Absolutwert der Lichtleistung, da die Leistungskalibrierung nur für eine bestimmte Polarisation und somit nur für eine bestimmte Transmission des Auskoppelspiegels durchgeführt wurde. Durch die Verwendung einer polarisationserhaltenden Glasfaser können die Polarisationschwankungen und somit der Fehler in der Lichtintensität auf unter 1% reduziert werden. Zur Leistungsstabilisierung vergleicht ein PID-Regler [Tie93b] die von der Experimentsteuerung vorgegebene Sollleistung mit der von einer logarithmischen Photodiode gemessenen Istleistung. Die aus der Regeldifferenz ermittelte Stellgröße ($-10V$ bis $+10V$) wird über einen DC/DC Wandler zum Amplitudenmodulationseingang des AOM-Treibers geführt. Der DC/DC-Wandler ist nötig, da am Amplitudenmodulationseingang ma-

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

ximal $\pm 8V$ anliegen dürfen.

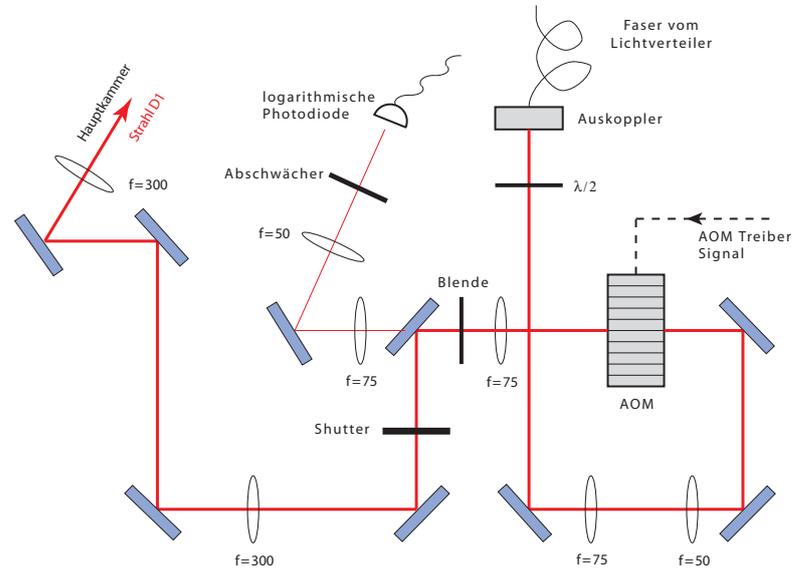


Abbildung 2.6: Schema des Scanning-Systems. Mittels eines akustooptischen Modulators wird der Laserstrahl abgelenkt. Auf Grund der Anordnung der Linsen (jede Linse befindet sich im Brennpunkt der nächsten Linse) wird die Winkelablenkung des Strahls in eine parallele Verschiebung des Strahls umgewandelt. Ein Teil der Leistung wird ausgekoppelt und zur Leistungsstabilisierung verwendet. Die Linse ($f = 300$ mm) vor der Hauptkammer fokussiert den Strahl $D1$ auf den zur Verdampfungskühlung geeigneten Strahldurchmesser.

Da dieser Strahl zur Verdampfungskühlung verwendet wird, muss die Leistung über einen relativ großen Bereich (zwischen 1mW und 200mW) genau einstellbar sein. Um dies zu erreichen, wird die Leistung mittels einer logarithmischen Photodiode gemessen. Damit die Absolutwerte der eingestellten Leistung stimmen, muss eine entsprechende Kalibrierung der Experimentsoftware vorgenommen werden.

Leistungskalibrierung des Strahls $D1$

In diesem Abschnitt möchte ich eine kurze Anleitung zur Leistungskalibrierung des Strahls $D1$ geben.

- Die ausgekoppelte Lichtleistung muss zunächst mittels eines Abschwächers so angepasst werden, dass bei maximaler Leistung die Photodiode gerade nicht gesättigt wird. Bei der von uns verwendeten logarithmischen Photodiode liegt der Arbeitsbereich zwischen 1 V und 4.7 V, wobei die Änderung $\Delta U = 1$ V einer Änderung der Lichtleistung um eine Dekade entspricht.
- Als Nächstes wird eine Spannungsquelle an den Eingangskanal für die Sollleistung des PID-Reglers angelegt und die tatsächliche Lichtleistung in Abhängigkeit der angelegten Spannung gemessen.
- Aus diesen Daten kann nun mit Hilfe der Fitfunktion $P(V) = A + \ln(B \cdot P(\text{mW}))$ die entsprechenden Kalibrierungsparameter A und B ermittelt werden.
- Diese Parameter können nun in die Experimentsteuerung implementiert werden. Die Parameter müssen jedoch noch kodiert werden, damit diese von der Steuerung richtig interpretiert werden.

Um nun den Strahl ablenken zu können, muss die Frequenz des akustooptischen Modulators entsprechend moduliert werden. Mit Hilfe eines Mischers (Vier-Quadrant Multiplier AD 734 von Analog Device, Schaltplan siehe Anhang) wird das zur Erzeugung einer geeigneten Potentialform notwendige Modulationssignal U_{mod} generiert und an den entsprechenden Eingang des AOM-Treibers weitergeleitet. U_{mod} besteht aus drei unabhängigen Größen und wird folgendermaßen erzeugt

$$U_{\text{mod}} = U_{\text{offset}} + \frac{U_{\text{signal}} \cdot U_{\text{gain}}}{10 \text{ V}}. \quad (2.22)$$

Die einzelnen Terme haben folgende Bedeutung:

U_{offset} ... dient zur Einstellung der zentralen Arbeitsfrequenz des akustooptischen Modulators (110 MHz bei 7.4 V). Diese Größe kann mittels der Experimentsteuerung angesteuert werden. Die zulässigen Werte liegen zwischen 0 V und +10 V.

U_{signal} ... wird von einem externen Frequenzgenerator (Agilent 33220A, 20MHz) erzeugt. Dieses Signal bestimmt die Form des Modulationssignals U_{mod} und legt somit die Form des vom Strahl $D1$ erzeugten Potentials fest.

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

U_{gain} ... dient zur Einstellung der Amplitude von U_{mod} . Diese Größe wird ebenfalls über die Experimentsteuerung kontrolliert. Somit kann die Amplitude von U_{mod} und auch die Elliptizität R des Strahls $D1$ während eines Experimentzyklus online verändert werden. Die zulässigen Werte für U_{gain} liegen zwischen 0 V und +10 V.

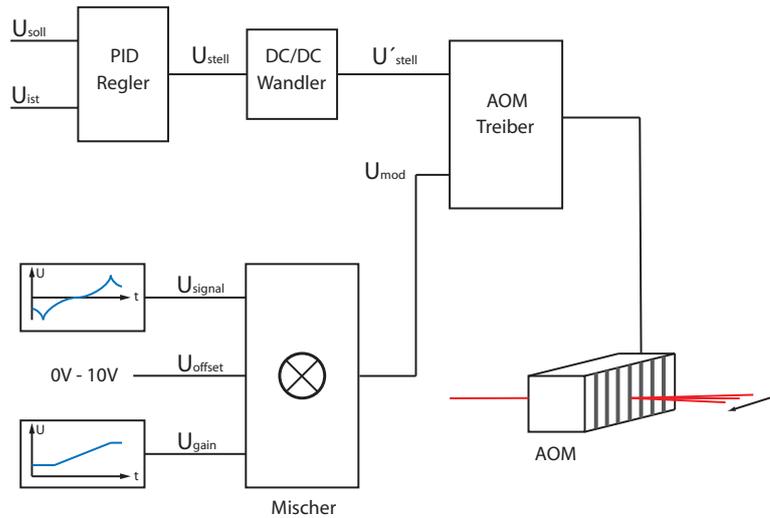


Abbildung 2.7: Elektronischer Aufbau des Scanning-Systems. Die vom PID-Regler ermittelte Stellgröße wird über einen DC/DC-Wandler zum Amplitudenmodulations-eingang des AOM-Treibers geleitet. Das zur Festlegung der Potentialform notwendige Signal U_{mod} wird über einen Mischer erzeugt und liegt an dem Frequenzmodulations-eingang des Treibers an. Somit kann die Leistung und die Ablenkung des Strahls $D1$ gesteuert werden.

Dieses Setup ermöglicht uns die Fallentiefe und die Fallenform der neuen Dipolfalle während des laufenden Experiments zu verändern. Diese flexible Falle kann nun zur Erzeugung eines kalten Atomensembles ($T < 20$ nK) in einer nichtlevitierten (Gradientenfeld $B' = 0$), elliptischen Falle verwendet werden.

2.4.3 Veränderbare Potentialform

Je nach Modulationsfunktion U_{mod} können unterschiedliche Potentialformen für die elliptische Dipolfalle eingestellt werden. Die tatsächliche Potentialform, das heißt wie

2.5 Charakterisierung der elliptischen Dipolfalle

die Atome die Falle „sehen“, hängt von der Frequenz ω_{mod} der Modulation ab. Ich möchte nun zwischen zwei Fällen unterscheiden:

$\omega_{\text{mod}} \ll \omega_z$: In diesem Fall ist die Änderung des Potentials langsam im Vergleich zur radialen Fallenfrequenz und die Atome können dem Potential adiabatisch folgen. Dadurch kann das Zentrum des Fallenpotentials in horizontaler Richtung (y -Richtung) verschoben werden. Dies kann beispielsweise zum Anregen einer Oszillation des Schwerpunkts verwendet werden.

$\omega_{\text{mod}} \gg \omega_z$: Die Atome können der Änderung des Potentials nicht mehr folgen und befinden sich dadurch in einem zeitlich gemittelten Potential. Dies ist typischerweise ab einer Modulationsfrequenz von $\omega_{\text{mod}} > 100\omega_z$ gültig ($\omega_z \approx 2\pi \cdot 30$ Hz).

Durch geeignete Wahl des Modulationssignals und der Modulationsgeschwindigkeiten können verschiedene Potentialformen, wie beispielsweise harmonische Potentiale mit $R > 1$, Doppelpotentiale oder Box-Potentiale generiert werden. Bisherige Experimente mit ähnlichen Scanning-Systemen in anderen Laboren haben ergeben, dass sich zur Erzeugung eines harmonischen Potentials mit einer Elliptizität $R > 1$ als Modulationssignal eine Arkuskosinusfunktion am besten eignet. Zur Translation des Fallenzentrums bewährt sich eine lineare Rampe des Eingangssignals U_{offset} [Koh07].

2.5 Charakterisierung der elliptischen Dipolfalle

2.5.1 Strahlparameter

In diesem Abschnitt werden wichtige Strahlparameter eingeführt und qualitativ bestimmt. Nach Gleichung 2.8 ist das Dipolpotential der elliptischen Falle im Wesentlichen durch die Intensität P und die minimale Strahltaille w_0 des Laserstrahls bestimmt. Für die Erzeugung einer harmonischen, elliptischen Dipolfalle sind die Elliptizität R (Kapitel 2.5.3) und die Parallelität der Strahlverschiebung entscheidende Größen. In Tabelle 2.2 sind die wichtigsten Parameter zusammengefasst.

Strahltaille und Laserleistung

Für die Wahl einer geeigneten Strahltaille $w_{0,1}$ für Strahl $D1$ mussten einige Punkte berücksichtigt werden.

- Mit der Falle soll ein möglichst kaltes Atomensemble mit genügend hoher Teilchenzahl erzeugt werden. Um dies zu ermöglichen, muss das Kühlen sehr effizient sein.

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

- Bei der gegebenen maximalen Leistung muss die Falle die Atome gegen die Gravitation halten, da das Gradientenfeld B' ausgeschaltet wird.
- Um Atom-Dimer Stöße zu untersuchen, soll die Dichte des Ensembles möglichst gering sein, um längere Zerfallszeiten zu erreichen.

Um diese Punkte möglichst gut zu erfüllen, wurde der Strahl so dimensioniert, dass eine minimale Strahltaile w_0 zwischen $35\mu\text{m}$ und $40\mu\text{m}$ und eine Elliptizität R zwischen 1 und 6 erreicht werden kann. Für die Realisierung der gewählten Strahltaile mussten noch folgende technische Gegebenheiten berücksichtigt werden:

- auf Grund des bestehenden optischen Aufbaus ist die Position und die Brennweite der letzten Linse ($f = 300\text{mm}$) bereits fixiert und kann nicht geändert werden und
- der maximale Strahldurchmesser D_2 ist durch den AOM begrenzt.

Unter Berücksichtigung dieser Voraussetzungen und folgendem Zusammenhang zwischen Strahldurchmesser D , Brennweite f und minimaler Strahltaile w_0

$$w_0 = \frac{2\lambda f}{\pi D} \quad (2.23)$$

wurden die in Abbildung 2.8 dargestellten Linsen und Abstände gewählt. Um den

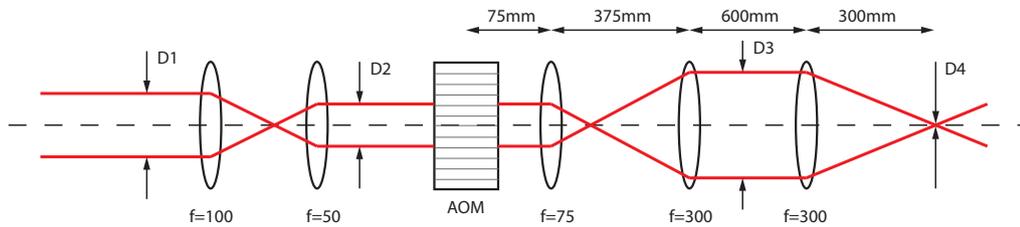


Abbildung 2.8: Darstellung des Linsensystems des Strahls $D1$. Um die geforderte minimale Strahltaile bei gegebenem Strahldurchmesser zu erreichen, musste für die erste Linse nach dem AOM eine Brennweite von $f = 75\text{mm}$ gewählt werden. Dadurch ergibt sich in Kombination mit den zwei weiteren Linsen ($f = 300\text{mm}$) eine minimale Strahltaile von $38\mu\text{m}$. Der Fokus der letzten Linse befindet sich am Ort der Atome.

axialen Einschluss sicherzustellen, wurde für den Strahl $D2$ eine minimale Strahltaile $w_{0,2}=250\mu\text{m}$ gewählt.

Strahlparallelität

Liegt das Zentrum des akustooptischen Modulators nicht im Brennpunkt der nächsten Linse (siehe Abbildung 2.8), so wird die Ablenkung des Strahls nicht einwandfrei in eine Parallelverschiebung des Strahls umgewandelt. Ein Fehler in der Strahlparallelität führt zu einer sich entlang der Ausbreitungsrichtung ändernden Elliptizität, das heißt $R \rightarrow R(x)$.

Die Parallelität kann mit Hilfe einer CCD-Kamera (Blue Fox 120G) überprüft und somit optimiert werden. Dazu lenkt man den runden Strahl in beide Richtungen um den selben Betrag ab. An den beiden Punkten der maximalen Ablenkung nimmt man ein Bild mit der CCD-Kamera auf. Aus diesem Bild kann der Abstand zwischen den zwei Umkehrpunkten des Strahls ermittelt werden. Dieser Abstand wird für verschiedene Positionen entlang der Ausbreitungsrichtung gemessen. Für eine perfekte Parallelverschiebung darf sich dieser Abstand nicht ändern. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 2.9 zusammengefasst. Aus der Messung der Parallelität ergibt

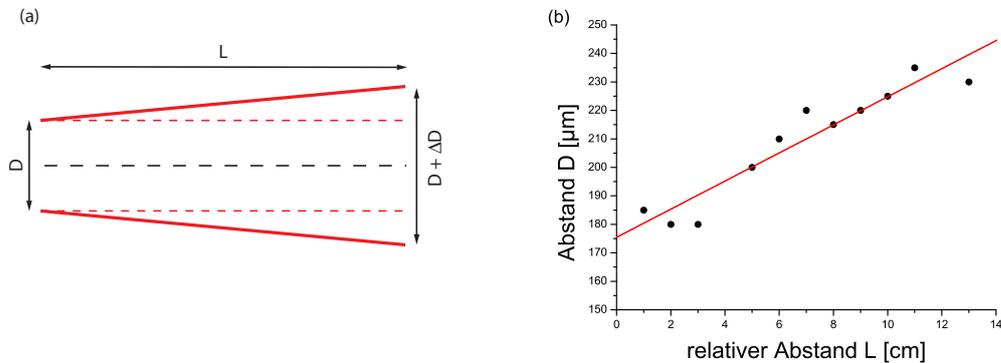


Abbildung 2.9: Messung der Strahlparallelität. Die Änderung des Abstandes ΔD zwischen den beiden Umkehrpunkten des Strahls $D1$ ist in Bild (a) dargestellt. Aus der Messung (Bild (b)) erhalten wir für den Fehler in der Strahlparallelität $\Delta D = 5 \mu\text{m}/\text{cm}$.

sich ein Fehler von $\Delta D/L = 5 \mu\text{m}/\text{cm}$. Bei einer Elliptizität $R = 4$ und einer typischen Ausdehnung des Atomensembles von ca. $100 \mu\text{m}$ ergibt sich ein Fehler für die Elliptizität $\Delta R < 0.1\%$ und kann somit vernachlässigt werden.

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der wichtigen Parameter der elliptischen Dipolfalle.

	$w_0/\mu\text{m}$	P_{max}/mW	R	ΔR
Strahl $D1$	38	200	1 - 6	< 0.1%
Strahl $D2$	250	400	-	-

2.5.2 Fallenfrequenzen

Zur Bestimmung der Eigenschaften (beispielsweise Phasenraumdicke oder elastische Stoßraten) des kalten Atomensembles in der Falle ist es wichtig, die Eigenschaften der Falle, das heißt die Fallenfrequenzen, genau zu kennen. Fallenfrequenzen werden mittels einer harmonischen Näherung des Potentials in der Umgebung des Potentialminimums ermittelt. Für die Fallenfrequenzen gilt allgemein

$$\omega_i = \sqrt{\left. \frac{1}{m} \frac{\partial^2 U}{\partial i^2} \right|_{i_{\text{min}}}} \quad \text{mit } i = x, y, z. \quad (2.24)$$

Fallenfrequenzen für die gekreuzte 1064nm-Falle

Die Falltiefe des Dipolpotentials $\hat{U}_{D1,D2} = |U_{\text{dip}}(x=0, y=0, z=0)|$ lautet für die beiden Fallenstrahlen

$$\hat{U}_{D1} = \frac{2P_1\pi c^2}{mw_{0y,1}w_{0z,1}} \left[\frac{\Gamma_1}{2\omega_1^3} \left(\frac{1}{\omega_1 - \omega} + \frac{1}{\omega_1 + \omega} \right) + \frac{\Gamma_2}{\omega_2^3} \left(\frac{1}{\omega_2 - \omega} + \frac{1}{\omega_2 + \omega} \right) \right] \quad (2.25)$$

und

$$\hat{U}_{D2} = \frac{2P_2\pi c^2}{mw_{0x,2}w_{0z,2}} \left[\frac{\Gamma_1}{2\omega_1^3} \left(\frac{1}{\omega_1 - \omega} + \frac{1}{\omega_1 + \omega} \right) + \frac{\Gamma_2}{\omega_2^3} \left(\frac{1}{\omega_2 - \omega} + \frac{1}{\omega_2 + \omega} \right) \right]. \quad (2.26)$$

Betrachtet man nun eine kleine Umgebung um das Zentrum der Falle, das heißt $x \ll w_{0,x}$, $y \ll w_{0,y}$ und $z \ll w_{0,z}$, so kann das Dipolpotential aus Gleichung 2.8 harmonisch genähert werden. Durch Superposition der Dipolpotentiale der beiden Strahlen $D1$ und $D2$ erhält man das gesamte Fallenpotential. Da die Rayleigh-Länge viel größer ist als die Strahltaile ($z_R \gg \omega_0$), können die Terme in Ausbreitungsrichtung der einzelnen Strahlen (abhängig von z_R) vernachlässigt werden. Dadurch ergeben sich folgende Fallenfrequenzen des gesamten Potentials im levitierten und nichtlevitierten Fall

$$\omega_{x,\text{levt}} = \sqrt{\frac{1}{m} \left(\frac{4\hat{U}_{1064,2}}{w_{0x,2}^2} - m\alpha^2 \right)} \quad \text{und} \quad \omega_{x,\text{nichtlevt}} = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{4\hat{U}_{1064,2}}{w_{0x,2}^2}} \quad (2.27)$$

2.5 Charakterisierung der elliptischen Dipolfalle

$$\omega_{y,\text{levt}} = \sqrt{\frac{1}{m} \left(\frac{4\hat{U}_{1064,1}}{w_{0y,1}^2} - m\alpha^2 \right)} \quad \text{und} \quad \omega_{y,\text{nichtlevt}} = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{4\hat{U}_{1064,1}}{w_{0y,1}^2}} \quad (2.28)$$

$$\omega_{z,\text{levt}} = \sqrt{\frac{1}{m} \left(\frac{4\hat{U}_{1064,1}}{w_{0z,1}^2} + \frac{4\hat{U}_{1064,2}}{w_{0z,2}^2} \right)} \quad \text{und} \quad \omega_{z,\text{nichtlevt}} < \omega_{z,\text{levt}}. \quad (2.29)$$

Der durch das magnetische Gradientenfeld verursachte Korrekturterm $m\alpha^2$ kann bei der Berechnung der Fallenfrequenzen vernachlässigt werden. Bei einer Lichtleistung von $P1 = 1 \text{ mW}$ ($P2 = 300 \text{ mW}$), einer minimalen Strahltaile von $w_{0y,1}=w_{0z,1}=38 \mu\text{m}$ ($w_{0x,2}=w_{0z,2}=250 \mu\text{m}$) und einem Biasfeld $B_{\text{bias}}=23 \text{ G}$ ist die Abweichung durch den Korrekturterm kleiner als 1%.

Die vertikale Fallenfrequenz $\omega_{z,\text{levt}}$ ändert sich durch den Strahl $D2$ bei denselben Voraussetzungen um ca. 7%. Bei einer Lichtleistung $P1 = 10 \text{ mW}$ ist die Abweichung bereits kleiner als 1%. Für $\omega_{z,\text{nichtlevt}}$ kann auf Grund des linearen Gravitationsterms kein analytischer Ausdruck gefunden werden.

Es stehen uns zahlreiche Methoden zur Verfügung um eine Oszillation der Atome in der Falle anzuregen und daraus die Fallenfrequenzen zu bestimmen. Je nach Anregungsvariante erhält man eine Oszillation des Schwerpunkts oder eine Anregung der Kompressionsmode.

Oszillation des Schwerpunkts

Eine vertikale Auslenkung des Atomensembles kann durch eine adiabatische Änderung des magnetischen Gradientenfeldes B' , das heißt die Gleichgewichtslage des Ensembles ändert sich nicht, erreicht werden. Ein anschließender Sprung auf den ursprünglichen Wert des Gradientenfeldes führt zu einer Oszillation des Schwerpunktes um den Ruhepunkt der Atome in der Falle. Die Oszillationsfrequenz entspricht der vertikalen Fallenfrequenz ω_z .

Dieses Prinzip kann für die Messung der horizontalen Fallenfrequenzen ω_x und ω_y angewandt werden. Eine Auslenkung in horizontaler Richtung wird durch die kurzzeitige Änderung des Kompensationsfeldes B_x und B_y erreicht. Die Änderung des Kompensationsfeldes bewirkt eine Verschiebung des Quadrupolfeldes und es tritt eine zusätzliche, horizontale Kraft auf.

Die neue Dipolfalle bietet auf Grund des Scanningsystems eine weitere Möglichkeit, horizontale Oszillationen anzuregen. Der Strahl $D1$ kann langsam in horizontaler Richtung abgelenkt werden und verschiebt somit das Zentrum der Falle. Die Atome können dem Strahl adiabatisch folgen. Durch unmittelbares zurückspringen

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

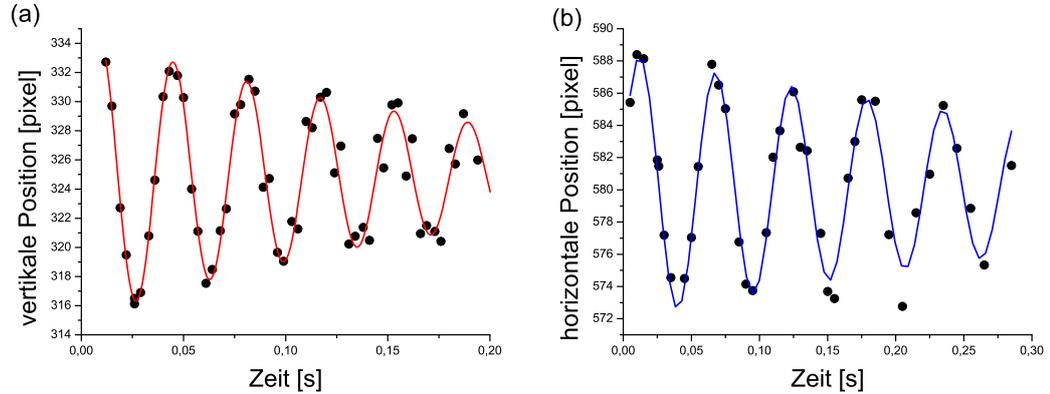


Abbildung 2.10: Beispiel zur Messung der Fallenfrequenzen. Die Oszillation des Schwerpunktes in vertikaler Richtung ($\omega_z=2\pi\cdot 31$ Hz) wurde mittels Änderung im Gradientenfeld B' angeregt (Bild - (a)). Durch Ablenken des Strahls $D1$ mit Hilfe des akustooptischen Modulators (U_{offset}) wurde die horizontale Oszillation ($\omega_y=2\pi\cdot 17$ Hz) des Schwerpunktes angeregt (Bild - (b)). Für die Elliptizität des Strahls wurde $R \approx 2$ gewählt.

auf die Ausgangsposition der Falle kommt es zur Oszillation des Schwerpunktes. Die Ablenkung des Strahls kann einfach durch die Änderung des Wertes von U_{offset} erreicht werden (Typischerweise liegt ΔU_{offset} zwischen 0.1V und 0.5V). Ein Beispiel zur Messung der vertikalen und horizontalen Fallenfrequenz ist in Abbildung 2.5.2 dargestellt.

Anregung der Kompressionsmode

Diese Mode kann durch eine Kompression (Dekompression) des Fallenpotentials angeregt werden. Dies wird beispielsweise durch kurzzeitiges Ausschalten der Falle erreicht. Durch das Ausschalten der Falle können die Atome expandieren (Dekompression) bis die Falle wieder eingeschaltet wird (Kompression). Aus der Oszillationsfrequenz der Atomwolkenbreite kann man die Fallenfrequenzen ermitteln.

2.5.3 Performance

Mit Hilfe des Eingangssignals U_{gain} des Mischers kann die Elliptizität des Strahls $D1$ während des laufenden Experiments verändert werden. In Abbildung 2.11 ist der Zusammenhang zwischen dem Signal U_{gain} und der Elliptizität R dargestellt. Die Elliptizität wurde aus der Messung der horizontalen Fallenfrequenz ω_y und der vertikalen

2.5 Charakterisierung der elliptischen Dipolfalle

Fallenfrequenz ω_z ermittelt. Damit man bei einer Vergrößerung der Elliptizität die

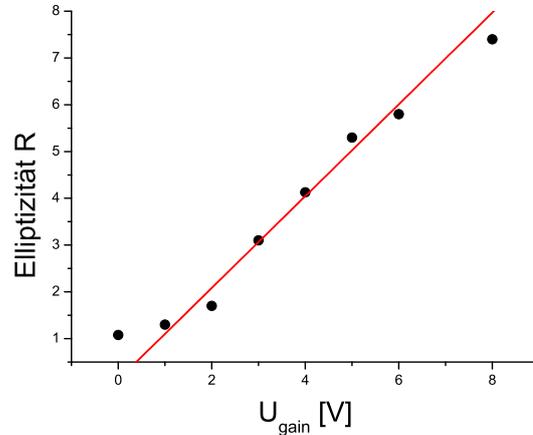


Abbildung 2.11: Dargestellt ist die Abhängigkeit der Elliptizität $R = \omega_z/\omega_y$ von der eingestellten Spannung U_{gain} , wobei für den linearen Bereich (1 V-6 V) gilt: $R \approx U_{\text{gain}}$.

Teilchen weiterhin fangen kann, muss gleichzeitig die optische Leistung des Strahls erhöht werden. Dabei wählt man die Leistung P_1 des Strahls $D1$ so, dass für jedes R die Teilchenzahl N und die Temperatur T des Atomensembles konstant bleibt. Aus dieser Messung ergibt sich folgende Umrechnung zwischen Elliptizität und Eingangssignal

$$R \approx U_{\text{gain}}, \quad (2.30)$$

wobei diese für einen Bereich von $U_{\text{gain}}=1-6\text{V}$ gültig ist. Im Experiment hat sich gezeigt, dass eine Elliptizität zwischen 1 und 6 problemlos eingestellt werden kann. Bei höheren Elliptizitäten ($R > 6$) wird das Dipolpotential sehr stark anharmonisch und eignet sich nicht mehr für den weiteren Experimentablauf. Gründe dafür sind technischer Natur und werden im Kapitel 2.5.4 näher beschrieben.

2.5.4 Grenzen des Scanningsystems

Maximale Modulationsfrequenz

Eine Grenze in der Modulationsfrequenz ist durch den AOM-Treiber gegeben. Dieser erzeugt das Radiofrequenzsignal zum Treiben des piezoelektrischen Wandler im AOM. Das Radiofrequenzsignal wird mit Hilfe eines „Voltage Controlled Oscillator“ (VCO, POS 150 von Mini-Circuits) generiert, dessen Modulationsbandbreite bei ca. 100 kHz liegt. Die notwendige Modulationsfrequenz liegt in derselben Größenordnung

2 Dipolfalle mit kontrollierbarer Elliptizität

und somit ist momentan unsere maximale Modulationsfrequenz durch den AOM-Treiber limitiert. In Abbildung 2.12 ist die Elliptizität R in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz dargestellt. Für die Messung wurde $R \approx 5$ gewählt und man kann eine Abnahme von R ab einer Modulationsfrequenz von ca. 130kHz erkennen.

Durch die Verwendung eines Signalgebers mit höherer Modulationsbandbreite kann die maximale Modulationsfrequenz bis zu einem Faktor 10 erhöht werden und das Limit würde dann im Megahertzbereich liegen [Koh07].

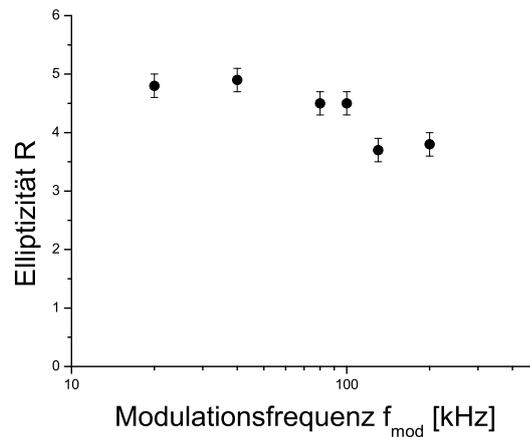


Abbildung 2.12: Vergleich der Elliptizität $R = 5$ bei verschiedenen Modulationsfrequenzen. Auf Grund der Modulationsbandbreite des AOM-Treibers ist $f_{\text{mod,max}} \approx 100$ kHz und der Wert für R nimmt für höhere Frequenzen ab.

Maximale Ablenkung

Ein Limit für die Elliptizität R ist durch den AOM selbst gegeben. Die Ablenkung des Strahls ist nach Gleichung 2.19 proportional zur Treiberfrequenz Ω . Mit zunehmender Ablenkung sinkt jedoch die Beugungseffizienz des akustooptischen Modulators. Die Bandbreite der Modulation der Treiberfrequenz, das heißt $\Omega \pm \Delta\Omega$ ist bei dem von uns verwendeten AOM $\Delta\Omega = \pm 2\pi \cdot 10$ MHz. Dies entspricht einer maximalen Elliptizität von ca. $R \approx 6$.

3 Präparation ultrakalter Cs₂-Moleküle in der elliptischen Dipolfalle

In diesem Kapitel werde ich grundlegende Methoden zur Erzeugung von Cs₂-Feshbach-Molekülen beschreiben. Dazu möchte ich zunächst kurz unser Kühlschema darstellen und den Ablauf der erzwungenen Verdampfungskühlung in der neuen elliptischen Dipolfalle näher erläutern. Weiters werde ich einige Grundüberlegungen zum Thema „Feshbach-Moleküle“ erklären bevor ich konkret auf die Erzeugung von Cs₂-Molekülen in einem schwachgebundenen Zustand näher eingehe.

3.1 Präparation des ultrakalten Atomensembles

3.1.1 Vorkühlen mittels Laserkühlung

In einem Ofen werden die Cäsiumatome von einem Metallstab abgedampft und verlassen diesen mit einer Temperatur von ca. 370 K. Um ein kaltes Atomensemble zu erhalten, müssen die Atome von ihrer anfänglichen Temperatur auf wenige Nanokelvin abgekühlt werden. Dies wird in unserem Experiment durch mehrere Kühlstufen erreicht. In der ersten Stufe wird die Temperatur der Atome mittels Laserkühlung auf ca. 1 μ K reduziert. Die Technik des Laserkühlens hat sich mittlerweile als Standardverfahren zur Kühlung von Atomen etabliert [Phi82, Raa87, Met99]. Deshalb möchte ich nur sehr kurz auf die einzelnen Schritte des Laserkühlens eingehen.

Zeeman-Abbremsers

Mit Hilfe eines Zeeman-Abbremsers [Phi82, Pro85] werden die Atome eines thermischen Atomstrahls durch einen direkt entgegengesetzten Laserstrahl mittels Photonstreuung abgebremst. Die Streuung der Photonen hängt sehr stark von der Frequenz des Laserlichts und somit auch von der Geschwindigkeit der Atome ab (Doppler-Effekt). Durch ein inhomogenes Magnetfeld entlang der Bremsstrecke werden die Übergänge der Atome verschoben. Durch diese Verschiebung bleibt der atomare Übergang der langsamer werdenden Atome immer in Resonanz mit dem La-

3 Präparation ultrakalter Cs_2 -Moleküle in der elliptischen Dipolfalle

serlicht und es kommt zu einer stetigen Abbremsung. Als Kühlübergang wird der $6^2S_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6^2P_{3/2}, F' = 5$ Übergang von Cäsium verwendet.

Magneto-optische Falle

Die magneto-optische Falle (*magneto-optical trap* - MOT) ermöglicht das Fangen und Kühlen der Atome an einem definierten Ort. Das Zentrum der MOT besteht dabei aus dem Überlappungsbereich von sechs Laserstrahlen, welche jeweils paarweise gegenläufig und entlang jeder Raumrichtung angeordnet sind. Zusätzlich wird noch ein inhomogenes Magnetfeld angelegt. Das Fangen und Kühlen wird durch optisches Pumpen der sich im inhomogenen Magnetfeld ¹ langsam bewegenden Atome und durch Streuung von entsprechend polarisiertem Licht ermöglicht [Raa87, Met99].

3D Raman-Seitenbandkühlen

Die Atome befinden sich in einem optischen Gitter. Das Laserlicht, welches das optische Gitter bildet, ist resonant zum $6^2S_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6^2P_{3/2}, F' = 4$ Übergang von Cäsium. Zusätzlich wird ein homogenes Magnetfeld angelegt. Durch dieses Feld entarten die Vibrationsniveaus der Gitterpotentialtöpfechen der benachbarten m_F Niveaus. Durch das Licht der Gitterlaser werden energiewahlige Raman-Übergänge induziert und die Atome in das benachbarte m_F Unterniveau transferiert. Pro Kühlzyklus wird die Vibrationsquantenzahl n um zwei verringert. Der Kühlvorgang endet im Grundzustand $|F = 3, m_F = 3, n = 0 \rangle$, da dies ein Dunkelzustand für den Gitterstrahl und den Pumpstrahl ist. In den Referenzen [Ker00, Tre01] werden ähnliche Raman-Seitenbandkühlschemen genauer beschrieben.

Eine detaillierte Beschreibung des zur Laserkühlung verwendeten experimentellen Aufbaus findet man beispielsweise in [Mar03].

3.1.2 Erzwungene Verdampfungskühlung

Nach der Vorkühlphase werden die Teilchen in eine Dipolfalle geladen, welche aus zwei sich im Winkel von 90° kreuzenden CO_2 -Laserstrahlen gebildet wird. Diese Falle dient als Teilchenreservoir für den darauffolgenden Verdampfungskühlungsprozess. Durch das Laden der Atome in diese Falle kommt es zu einer Erhöhung der Temperatur im Ensemble, was auf eine Fehlanpassung im Phasenraum (phase-space mismatching) zurückzuführen ist. Diese Dipolfalle bleibt nun für etwa zwei Sekunden unverändert,

¹Durch das inhomogene Magnetfeld kommt es zu einer ortsabhängigen Zeemanverschiebung der atomaren Niveaus.

3.1 Präparation des ultrakalten Atomensembles

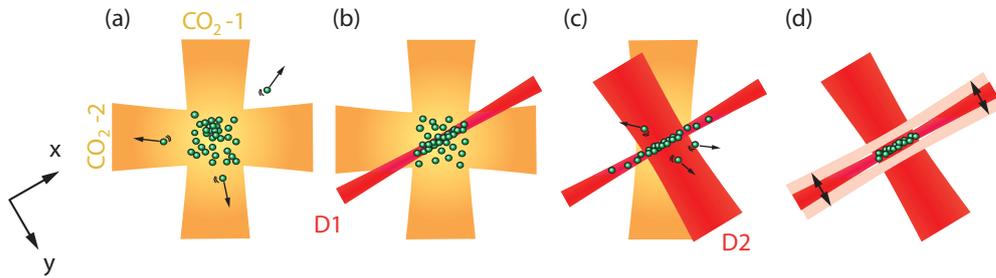


Abbildung 3.1: Darstellung des Kühlschemas. Die Atome werden aus dem Ramangitter in eine großvolumige Dipolfalle geladen, welche aus zwei gekreuzten CO_2 -Laserstrahlen gebildet wird und als Teilchenreservoir dient. Nach dem Laden der Teilchen in diese Falle folgt ein zweisekündiges Thermalisieren des Ensembles (A). Anschließend wird die Leistung des Strahls $D1$ erhöht (B) um Teilchen in die elliptische Dipolfalle zu laden. Bei der erzwungenen Verdampfungskühlung wird schrittweise die Leistung von $D1$ und den beiden CO_2 -Laserstrahlen bei gleichzeitigem Hochfahren der Leistung von $D2$ reduziert (C). In der letzten Phase des Kühlens wird das magnetische Gradientenfeld ausgeschaltet und die Elliptizität R des Strahls $D1$ erhöht (D).

damit die Atome thermalisieren und die heißesten Teilchen aus der Falle verdampfen können. Nach dieser Thermalisierungsphase liegt die Temperatur T des Atomensembles zwischen $0.7 \mu\text{K}$ und $0.8 \mu\text{K}$, die Teilchenzahl N beträgt ca. 5×10^6 Teilchen und die Phasenraumdicke liegt bei ca. 2×10^{-3} (Abb. 3.1- (a)).

Bemerkung: Die Phasenraumdicke D für ein thermisches Ensemble in einer harmonischen Falle ist gegeben durch

$$D = \left(\frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B T} \right)^3 \cdot N \quad (3.1)$$

mit der geometrisch gemittelten Fallenfrequenz $\bar{\omega}$ und der Boltzmannkonstante k_B .

Lokale Erhöhung der Phasenraumdicke - „Dimple-Trick“

Das Dipolpotential der CO_2 -Laserstrahlen wird durch einen zusätzlichen, stark fokussierten Strahl adiabatisch verändert und man erhält ein kleines Zusatzpotential („Dimple“). Das großvolumige Potential der CO_2 -Laserstrahlen stellt für das Zusatzpotential ein Teilchenreservoir dar. Durch elastische Stöße wird nun der Dimple mit Atomen aus dem Reservoir gefüllt. Auf Grund der größeren Potentialtiefe kommt es zu einer Erhöhung der Teilchendichte im Dimple. Diese Kompression führt jedoch zu

3 Präparation ultrakalter Cs_2 -Moleküle in der elliptischen Dipolfalle

einem Anstieg der Temperatur im Dimple. Ist das Reservoir im Vergleich zum Zusatzpotential groß genug, so nimmt dieses Reservoir die Zusatzenergie auf, ohne dass sich die Temperatur im gesamten Ensemble wesentlich ändert. Als Resultat dieses lokalen Zusatzpotentials erhält man eine höhere Teilchendichte im Dimple bei annähernd gleicher Temperatur. Dies führt zu einer Erhöhung der Phasenraumdichte (*Dimple-Trick*)[SK98, Ham02].

Im nächsten Kühlschritt werden die Atome in die neue, elliptische Dipolfalle (Kapitel 2) geladen. Der Strahl $D1$ dieser Falle ist stark fokussiert und dient zur Erzeugung des Zusatzpotentials (Dimple-Potentials). Zum Laden des Dimples wird die Leistung des Strahls $D1$ in etwa 1.5 s auf 80 mW mit einer linearen Rampe erhöht. Gleichzeitig wird die Leistung des Strahls $D2$ langsam hochgefahren (Abb. 3.1- (b)). Am Ende des Ladeprozesses befinden sich in der Falle ca. 1.5×10^6 Teilchen und die Phasenraumdichte beträgt in etwa 0.2 .

Nun beginnt der eigentliche Prozess der erzwungenen Verdampfungskühlung. Dazu werden die Leistungen des Strahls $D1$ und des Strahls $CO_2 - 1$ in mehreren Schritten langsam reduziert. Der Strahl $CO_2 - 2$ wird zu Beginn der Verdampfungskühlung ausgeschaltet. Um weiterhin axialen Einschluss zu gewährleisten wird die Leistung des Strahls $D2$ kontinuierlich erhöht (Abb. 3.1- (c)). Ein detailliertes Schema der Leistungsrampen der einzelnen Strahlen wird im Anhang angegeben. Die einzelnen Schritte der Verdampfungskühlung wurden so optimiert, dass die Effizienz möglichst groß ist. Die Effizienz der Verdampfungskühlung γ ist gegeben durch [Ket96]

$$\gamma = -\frac{\ln(D_f/D_i)}{\ln(N_f/N_i)}, \quad (3.2)$$

wobei D_f (N_f) und D_i (N_i) die Phasenraumdichten (Teilchenzahlen) am Ende und zu Beginn der Verdampfungskühlungsphase sind. Um die Effizienz zu erhöhen, wird zusätzlich in jedem Schritt der Verdampfungskühlung die Streulänge a der Atome optimiert. Dazu wird die Stärke des magnetischen Biasfeldes verändert. Nach etwa 2 Sekunden erzwungener Verdampfungskühlung konnten wir den Phasenübergang mit ca. 3×10^5 Atomen und einer Temperatur von (60 ± 5) nK beobachten. Weitere Verdampfungskühlung führt zu einem Kondensat mit ca. 1.3×10^5 Teilchen. In Abbildung 3.2 sind die Leistung des Strahls $D1$, die Temperatur T , die Teilchenzahl N und die Phasenraumdichte D für die einzelnen Schritte der Verdampfungskühlung zusammengefasst.

3.1 Präparation des ultrakalten Atomensembles

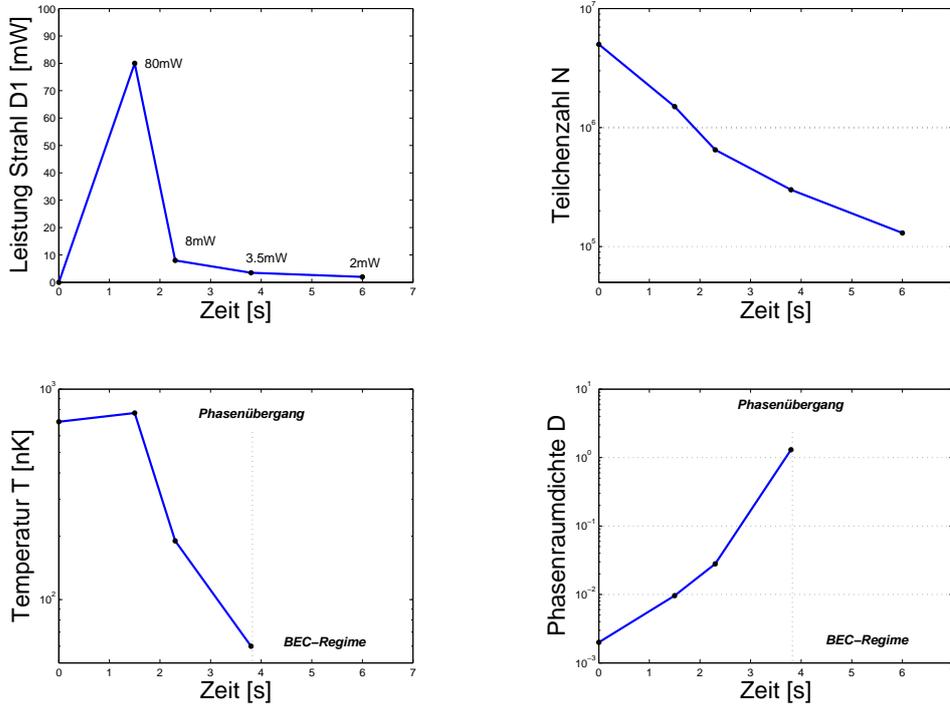


Abbildung 3.2: Zusammenfassung des Kühlschemas der Atome in der elliptischen Falle. In sechs Sekunden wird die Leistung des Strahls $D1$ schrittweise reduziert, um die Atome mittels erzwungener Verdampfung zu kühlen und die Phasenraumdicke zu erhöhen. Zusätzlich werden die Leistungen der beiden CO_2 -Laserstrahlen auf Null reduziert und gleichzeitig die Leistung des Strahls $D2$ erhöht. Der Phasenübergang tritt nach 2 Sekunden erzwungener Verdampfungskühlung ein und am Ende des Kühlvorgangs erreichen wir ein BEC.

3.1.3 Reduktion des magnetischen Gradientenfeldes

In der nächsten Phase der Präparation der Atome reduziert man die Stärke des magnetischen Gradientenfeldes und erhöht gleichzeitig die Elliptizität R (Abb. 3.1-(d)). Um die Atome gegen die Gravitation weiterhin halten zu können, muss die Laserleistung des Strahls $D1$ wieder erhöht werden. In insgesamt drei Schritten reduziert man die Stärke des Gradientenfeldes auf Null und erhöht die Elliptizität. Dabei haben wir in jedem Schritt die Leistung des Strahls $D1$ so optimiert, dass bei konstant bleibender Temperatur die Teilchenzahl maximal ist. Nachdem das magnetische Gradientenfeld ausgeschaltet ist, das heißt die Atome werden nicht mehr levitiert, befinden sich typi-

3 Präparation ultrakalter Cs_2 -Moleküle in der elliptischen Dipolfalle

scherweise 8×10^4 Teilchen in der Falle. Die Leistung des Strahls $D1$ beträgt 120 mW und die typischen Fallenfrequenzen lauten

$$\omega_x = 2\pi \cdot (10 \pm 2) \text{ Hz}, \quad \omega_y = 2\pi \cdot (20 \pm 2) \text{ Hz} \quad \text{und} \quad \omega_z = 2\pi \cdot (100 \pm 5) \text{ Hz}.$$

Bemerkung: Der letzte Punkt in diesem Kühlschema ($P_{D1} = 120 \text{ mW}$) kann bis zu 5% variieren. Da das Fallenpotential an dieser Stelle der Atompräparation sehr seicht ist, kann eine leichte Änderung der Leistung des Strahls $D1$ zu einem drastischen Teilchenverlust führen. Es hat sich gezeigt, dass vor Beginn einer Messung die Leistung des Strahls $D1$ hinsichtlich der Teilchenzahl optimiert werden muss.

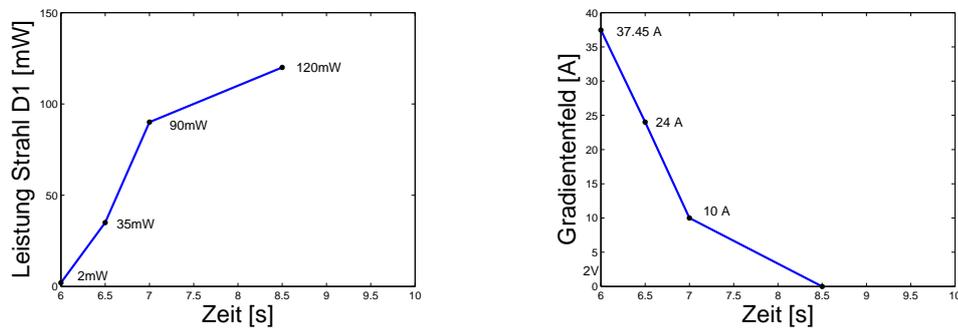


Abbildung 3.3: Schema zur Reduktion des Gradientenfeldes. In insgesamt drei Schritten wird das magnetische Gradientenfeld ausgeschaltet und gleichzeitig die Leistung des Strahls $D1$ erhöht, um weiterhin die Atome gegen die Gravitation zu halten.

3.2 Erzeugung von Cs_2 -Molekülen

Zur Erzeugung eines kalten Ensembles von Molekülen gibt es zwei prinzipielle Methoden. Eine Möglichkeit ist die direkte Kühlung eines molekularen Gases oder eines Strahls von Molekülen, das heißt zu Beginn des Kühlens sind schon Moleküle vorhanden [Wei98, Bly05]. Die zweite Möglichkeit ist die Verwendung eines kalten Atomensembles als Ausgangspunkt zur Erzeugung von kalten Molekülen. Dabei sind die niedrige Temperatur und die hohe Phasenraumdichte des Atomensembles gute Voraussetzungen, um ein kaltes Molekülensemble zu erzeugen.

Mittels Photoassoziation² werden die Atome zu Molekülen gebunden [Fio98, Van02].

²Bei der Photoassoziation werden zwei stoßende Grundzustandsatome durch die Absorption eines Photons in einen angeregten Molekülzustand gebracht. Durch anschließenden spontanen Zerfall erhält man ein Molekül im Grundzustand.

Eine weitere Möglichkeit zur Molekülproduktion ist die Kopplung eines Streuzustands zweier Atome mit einem gebundenen Molekülzustand via einer Streuresonanz. Diese Streuresonanz wird auch als Feshbach-Resonanz [Fes58] bezeichnet.

Im folgenden Kapitel werde ich auf die Erzeugung von Molekülen mittels einer Feshbach-Resonanz und auf die dafür notwendigen Grundlagen näher eingehen.

3.2.1 Einführung in Feshbach-Moleküle

Moleküle mittels einer Feshbach-Resonanz zu assoziieren, ist eine geeignete Methode, um ein ultrakaltes Molekülensemble zu erzeugen [Her03, Dur04, Xu03], und eröffnet ein neues Feld interessanter Forschung. In diesem Abschnitt werde ich die Grundlagen zur Formation von Feshbach-Molekülen erklären und konkret auf die Produktion von Cs_2 -Molekülen in einem schwach gebundenen Zustand näher eingehen.

Wechselwirkung zwischen ultrakalten Atomen

Die Wechselwirkung zwischen zwei stoßenden, ultrakalten Atomen kann mit Hilfe der Streutheorie beschrieben werden. Dabei untersucht man die Entwicklung der Wellenfunktion des einlaufenden Teilchens unter dem Einfluss der Wechselwirkung (Streuung) mit dem zweiten Teilchen. Zur Vereinfachung möchte ich mich auf die elastische Streuung³ beschränken. Weiters wird eine Streuung eines Teilchens an einem Zentralpotential $V(\vec{r})$ angenommen und man sucht stationäre Lösungen mit wohldefinier-tem Drehimpuls, das heißt es gibt gemeinsame Eigenzustände zum Hamiltonoperator \hat{H} , zum Quadrat des Bahndrehimpulsoperators \hat{L}^2 und dessen Projektion L_z . Die zu diesen stationären Zuständen gehörenden Wellenfunktionen $\varphi_{k,\ell,m_\ell}(\vec{r})$ nennt man *Partialwellen*. Die Methode der Partialwellenzerlegung liefert eine gute Beschreibung des Streuvorgangs und spaltet die einlaufende und die auslaufende Wellenfunktion in einen winkelabhängigen und einen radialabhängigen Anteil auf. Die Winkelabhängigkeit wird durch die Drehimpulsquantenzahl ℓ und der magnetischen Quantenzahl m_ℓ bestimmt. Der radiale Anteil hängt vom Potential $V(\vec{r})$ ab. Eine genauere Behandlung der Streutheorie, insbesondere des Prinzips der Partialwellenmethode findet man in [CT99, Sch02].

Betrachtet man nun asymptotisch den Streuzustand, so zeigt sich, dass dieser aus einer Superposition der einlaufenden und der auslaufenden Partialwelle zusammengesetzt ist, wobei die auslaufende Welle eine zusätzliche Phasenverschiebung δ_ℓ aufweist. Die Phasenverschiebung δ_ℓ wird durch das Wechselwirkungspotential der Atome verursacht. Das asymptotische Verhalten der freien Welle $\varphi_{k,\ell,m_\ell}^0(\vec{r})$ und der gestreuten

³Bei elastischer Streuung ändert sich der interne Zustand der beiden Stoßpartner nicht.

3 Präparation ultrakalter Cs_2 -Moleküle in der elliptischen Dipolfalle

Welle $\varphi_{k,\ell,m_\ell}(\vec{r})$ unterscheidet sich nur durch δ_ℓ . Dies gilt jedoch bloß, wenn der Abstand zwischen den zwei stoßenden Atomen viel größer ist als die charakteristische Reichweite des Wechselwirkungspotentials. Im Falle von zwei stoßenden Alkaliatomen wird die langreichweitige Wechselwirkung durch das van-der-Waals-Potential dominiert, welches proportional zu C_6/r^6 ist. Die Konstante C_6 bestimmt dabei die Stärke der Wechselwirkung. In Verbindung mit der van-der-Waals-Wechselwirkung kann die charakteristische Länge durch die van-der-Waals-Länge

$$l_{\text{vdW}} = \frac{1}{2}(mC_6/\hbar^2)^{1/4} \quad (3.3)$$

ausgedrückt werden [Köh06]. Dabei ist m die Masse des Atoms. Für ^{133}Cs ergibt sich eine van-der-Waals-Länge von $l_{\text{vdW}} = 101 a_0$ [Bur02], mit dem Bohr'schen Radius $a_0 \approx 0.53 \times 10^{-10}$ m.

Für einen fixen relativen Impuls $k = \sqrt{2\mu E_c}/\hbar$, mit der reduzierten Masse $\mu = m/2$ und der Kollisionsenergie E_c , reicht die Phasenverschiebung aus, um die Streuung vollständig zu charakterisieren. Da die Phasenverschiebung δ_ℓ durch den Bahndrehimpuls ℓ bestimmt ist, hängen auch die Streuzustände von ℓ ab. Dem entsprechend werden Partialwellen als s -, p -, d -, ... Wellen für $\ell=0,1,2,\dots$ bezeichnet. Partialwellen mit $\ell \neq 0$ müssen beim Streuprozess zusätzlich eine abstoßende Drehimpulsbarriere überwinden. Im Falle ultrakalter Stöße reicht die kinetische Energie der Teilchen nicht aus, um diese Barriere zu überwinden und der Streuprozess reduziert sich auf eine Streuung mit der Phasenverschiebung $\delta_{\ell=0}(k)$, der sogenannten s -Wellen-Streuung. In diesem ultrakalten Regime konvergiert die Phasenverschiebung für $k \rightarrow 0$ zu einem konstantem Wert a , welcher die Dimension einer Länge besitzt. Diese Größe wird als elastische s -Wellen-Streulänge bezeichnet und ist folgendermaßen definiert:

$$a = - \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{\tan \delta_0(k)}{k}. \quad (3.4)$$

Die Streulänge a enthält die Information über die Phasenverschiebung der gestreuten Welle und hängt direkt mit dem elastischen Wirkungsquerschnitt σ_{el} zusammen. Das Vorzeichen der Streulänge bestimmt die Wechselwirkung zwischen den Atomen. Die Wechselwirkung ist bei negativer Streulänge ($a < 0$) attraktiv und bei positiver Streulänge ($a > 0$) repulsiv. Bei einer Streulänge von $a = 0$ gibt es keine Wechselwirkung (Ramsauer-Townsend Effekt). Eine anschauliche physikalische Interpretation der Streulänge findet man beispielsweise in [Met99, Bur02].

Der elastische Wirkungsquerschnitt ist bei elastischer s -Wellen-Streuung von identischen Bosonen gegeben durch [Chi01]

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad (3.5)$$

Mit Gleichung 3.5 lassen sich folgende zwei asymptotische Grenzwerte für den Wirkungsquerschnitt finden

$$\sigma_{\text{el}} = \begin{cases} 8\pi a^2 & \text{für } k^2 a^2 \ll 1 \\ 8\pi/k^2 & \text{für } k^2 a^2 \gg 1 \end{cases} \quad (3.6)$$

Im *niederenergetischen Limes* ($k^2 a^2 \ll 1$) ist der Wirkungsquerschnitt identisch zu einer Streuung an einer harten Kugel mit dem Radius a . Im Fall ($k^2 a^2 \gg 1$) spricht man vom *unitären Limes* und $\sigma_{\text{el}} = 8\pi/k^2$ stellt die obere Grenze des elastischen Wirkungsquerschnitts dar.

Feshbach-Resonanz

Betrachtet man zwei stoßende Atome im ultrakalten Regime, so ist die Energie der Hyperfeinstrukturaufspaltung E_{HFS} und die Energie der magnetischen Zeemanaufspaltung typischerweise groß im Vergleich zur kinetischen Energie der Teilchen. Somit hängen die Streueigenschaften zweier stoßender Atome stark vom Zustand $|F, m_F\rangle$ ab, in welchem die Atome sich befinden.

Ein Streukanal (*scattering channel*) ist durch die Quantenzahlen der zwei stoßenden Atome definiert und wird durch den Index $\alpha = \{F_1 m_{F1} F_2 m_{F2} \ell m_\ell\}$ festgelegt [Köh06]. Ist die Energie des Streukanals $E_\alpha = E_{F1, m_{F1}} + E_{F2, m_{F2}}$ niedriger als die Gesamtenergie des Systems E , so spricht man von einem offenen Kanal (*open channel*). Man bezeichnet den Kanal als offen, da die Streuenergie der Atome ausreicht, um in diesen Kanal zu gelangen. Ist E_α größer als die Gesamtenergie des Systems, so ist der Kanal geschlossen (*closed channel*) und die Streuenergie reicht nicht aus, um in diesen geschlossenen Kanal zu gelangen. Die Konfiguration des anfänglichen Streuzustands wird als Eingangskanal (*entrance channel*) bezeichnet. In Abbildung 3.4 sind die verschiedenen Streukanäle dargestellt.

Resonanzen beziehen sich im Allgemeinen auf eine energieabhängige Erhöhung des Wirkungsquerschnitts zwischen zwei stoßenden Atomen auf Grund der Existenz eines metastabilen Zustands. Im Zusammenhang mit einer Feshbach-Resonanz kann dieser metastabile Zustand als eine Kopplung eines gebundenen Zustands eines Subsystems mit dem Umfeld beschrieben werden. Feshbach-Resonanzen entstehen durch die Entartung des asymptotischen Energieniveaus des Streuzustands (einlaufender Kanal) mit einem gebundenen Molekülzustand nahe der Dissoziationsschwelle. In diesem Fall koppelt die atomare Wellenfunktion resonant an die des Moleküls. Diese Kopplung bewirkt eine drastische Änderung der Streulänge und somit des Wechselwirkungsquerschnitts [Tie93a, Chi01].

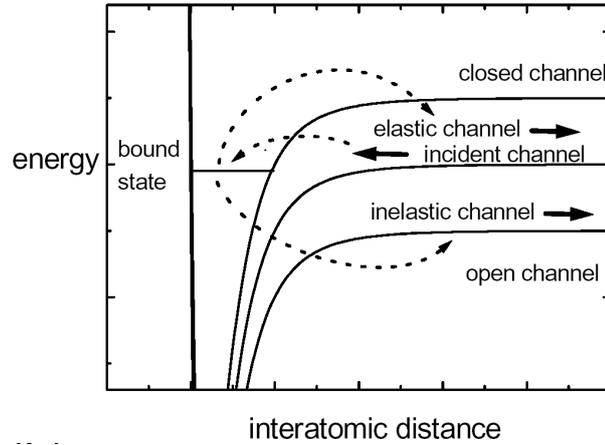


Abbildung 3.4: Darstellung der verschiedenen Streukanäle. Ein Kanal ist offen (geschlossen), wenn die Energie des Streukanals E_α unterhalb (überhalb) der Energie des einlaufenden Kanals liegt. Ändert sich der interne Zustand der Atome während des Streuprozesses nicht, so spricht man von einem elastischen Kanal (*elastic channel*). Die einlaufenden Teilchen können durch inelastische Streuung in einen offenen Kanal gelangen. Abbildung entnommen aus [Chi01].

Eine vereinfachte Darstellung einer Feshbach-Resonanz ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Man betrachtet dabei das Potential einer einlaufenden Streuwelle (Eingangskanal) und ein zweites Potential mit einem gebundenen Zustand. Da die Energie des zweiten Potentials für große R über der Energie des Eingangskanals liegt, handelt es sich um einen geschlossenen Kanal. Besitzen der Streuzustand und der Molekülzustand verschiedene magnetische Momente, so können deren Energieniveaus mit Hilfe eines externen Magnetfeldes relativ zueinander verschoben werden (Zeeman-Effekt). Sind die Energien der beiden Zustände entartet, so spricht man von einer Feshbach-Resonanz und die Streulänge divergiert. Liegt der Molekülzustand etwas oberhalb (unterhalb) des Streuzustands, so nimmt die Streulänge a große negative (positive) Werte an. In der Nähe einer Feshbach-Resonanz ist die Streulänge a in Abhängigkeit vom magnetischen Feld B gegeben durch

$$a(B) = a_{\text{bg}} \left(1 - \frac{\Delta B}{B - B_0} \right), \quad (3.7)$$

mit der nichtresonanten Hintergrundstreulänge a_{bg} (*background scattering length*) und der Position der Resonanz B_0 . Die Breite der Resonanz $\Delta B \propto |M|^2/a_{\text{bg}}\mu_{\text{res}}$ hängt von der Hintergrundstreulänge a_{bg} , von der Differenz der magnetischen Momente

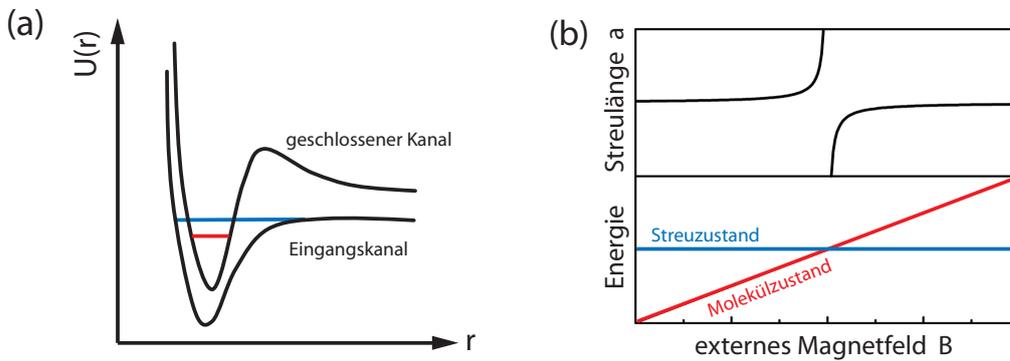


Abbildung 3.5: Vereinfachte Darstellung einer Feshbach-Resonanz. Das Potential der streuenden Atome (Eingangskanal) und das Molekülpotential sind in Abhängigkeit des relativen Abstandes der Atome r dargestellt (Bild (a)). Auf Grund der verschiedenen magnetischen Momente des Streuzustands und des Molekülzustands können durch Variation eines externen, magnetischen Feldes die Energieniveaus der beiden Zustände relativ zueinander verschoben werden. Sind die beiden Energien entartet, so kommt es zu einer Feshbach-Resonanz und die Streulänge divergiert (Bild(b)).

μ_{res} und von der Kopplungsstärke $|M|^2$ der beiden Zustände ab. Für Alkaliatome ist μ_{res} typischerweise in der Größenordnung von einem Bohr'schen Magneton μ_B . Die Breite der Resonanz hängt hauptsächlich von $|M|^2$ und kann zwischen einigen μG und einigen hundert Gauß variieren.

Abhängig vom Bahndrehimpuls $\ell = 2, 4, \dots$ des Molekülzustands mit dem der s -Wellen-Streuzustand koppelt, spricht man von einer d -Wellen-, g -Wellen-, ... Feshbach-Resonanz. Eine Berechnung der Streulänge von Cäsium im Zustand $|F = 3, m_F = 3 \rangle$ in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes ist in Abbildung 3.6 gezeigt.

Molekülproduktion mittels Feshbach-Resonanzen

Die Erzeugung von Molekülen lässt sich durch die Kopplung eines Streuzustands eines Atompaars an einen Molekülzustand realisieren. Mit Hilfe einer Feshbach-Resonanz kann diese Atom-Molekül-Kopplung verstärkt und durch adiabatisches Verfahren des Magnetfeldes über die Resonanz können die Atome in Moleküle umgewandelt werden. Diese Moleküle werden auch als Feshbach-Moleküle bezeichnet. Eine solche Konvertierung von zwei gefangenen Atomen in ein Molekül kann mit dem Landau-Zener-Model [Lan32, Zen32] beschrieben werden.

Ein vereinfachtes Schema der Erzeugung von Feshbach-Molekülen ist in Abbil-

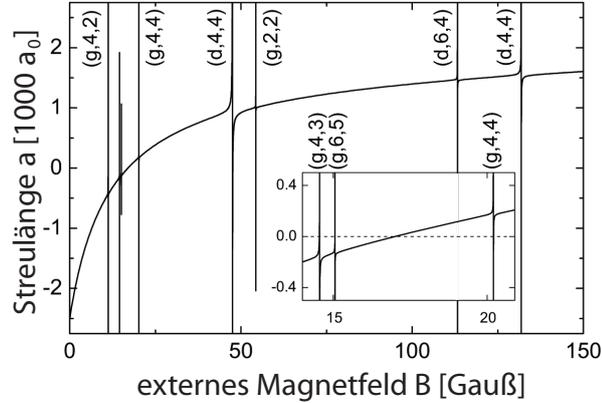


Abbildung 3.6: Darstellung der Streulänge a in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes für Cäsium im Zustand $F = 3, m_F = 3$. Der Verlauf der Streulänge wird hauptsächlich durch eine sehr breite Feshbach-Resonanz bei $B = -12$ G dominiert. Dabei variiert a von ca. $-2300a_0$ bei 0 G bis $+1600a_0$ bei 150 G. Bei einem Magnetfeld von 17 G ist die Streulänge Null (siehe eingefügte Graphik). Es treten auch zahlreiche schmale Resonanzen auf, welche durch die Kopplung des s -Wellen-Streuzustands mit den d -Wellen- und g -Wellen-Molekülzuständen verursacht werden. Die Resonanzen sind mit den Quantenzahlen (ℓ, f, m_f) , welche die Molekülzustände charakterisieren, gekennzeichnet. Für den inneren Gesamtdrehimpuls f des Moleküls gilt $f = F_1 + F_2$. Die Abbildung stammt aus [Chi04].

dung 3.7 dargestellt. Durch die Kopplung des Streuzustands mit dem Molekülzustand kommt es zu einer vermiedenen Kreuzung zwischen den beiden Zuständen. Für die Molekülproduktion setzt man das Magnetfeld auf einen Wert knapp überhalb der Resonanz (Abb. 3.7 - 1) und verfährt anschließend das magnetische Feld adiabatisch über die Resonanz. Durch die vermiedene Kreuzung gelangen die Teilchen in den gebundenen Zustand (Abb. 3.7 - 2).

Für einen ausführlichen Bericht über die Produktion von ultrakalten Molekülen via magnetisch vertimbarer Feshbach-Resonanzen siehe [Köh06].

3.2.2 Erzeugung von Feshbach-Molekülen im $6s$ -Zustand

Die Ausgangssituation zur Produktion von Feshbach-Molekülen in unserem Experiment ist ein ultrakaltes Ensemble von Cäsiumatomen in einer elliptischen Dipolfalle (siehe Kapitel 3.1). Prinzipiell stehen uns zahlreiche Feshbach-Resonanzen (Abbil-

3.2 Erzeugung von Cs_2 -Molekülen

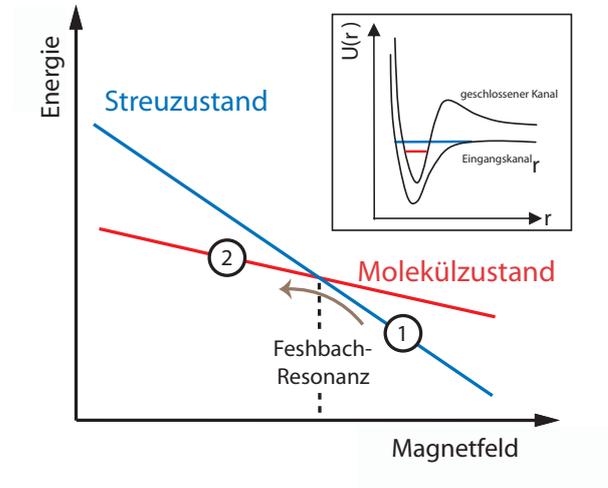


Abbildung 3.7: Schema der Molekülproduktion mittels einer Feshbach-Resonanz. Dargestellt ist ein Zeemendiagramm des atomaren Streuzustands und des Molekülzustands. Das Magnetfeld wird auf einen Wert etwas überhalb der Resonanz gesetzt (1). Die Resonanz befindet sich bei der Kreuzung des Streuzustands mit dem Molekülzustand. Durch adiabatisches Verfahren des magnetischen Feldes über die Resonanz werden die Atome in einen Molekülzustand gebracht (2). Die eingefügte Graphik stellt die Konfiguration des Molekülpotentials dar. Dabei befindet sich der Molekülzustand unterhalb des Streuzustands (Streukontinuum).

dung 3.6) zur Verfügung, um Atome in Moleküle zu assoziieren. Für die Formation von Molekülen im $6s$ -Zustand⁴ verwenden wir die Resonanz bei $B = 47.9$ G, welche eine Breite von $\Delta B \approx 200$ mG besitzt. Bei dieser Resonanz koppelt der s -Wellen-Streuzustand an einen d -Wellen-Molekülzustand.

Abhängig von der Art der Feshbach-Resonanz werden zwei unterschiedliche Techniken eingesetzt, um möglichst effizient Moleküle zu erzeugen [Mar05]:

„*Ramping*“-Schema: Der Startpunkt im Magnetfeld liegt typischerweise 100 mG über der Feshbach-Resonanz. Das magnetische Feld wird anschließend mittels einer linearen Rampe auf einen Wert unterhalb der Resonanz (ca. 100 mG) geändert. Die Dauer der Rampe beträgt typischerweise 5 ms. Diese Methode eignet sich

⁴Um die Molekülzustände zu bezeichnen, verwenden wir die drei Quantenzahlen $f\ell(m_f)$. Für Zustände mit $m_f = f$ und $m_\ell = \ell$ verwenden wir nur f und ℓ [Mar07b].

3 Präparation ultrakalter Cs_2 -Moleküle in der elliptischen Dipolfalle

für breitere Resonanzen.

„*Switching*“-Schema: Der Startpunkt im Magnetfeld liegt bei ca. 0.5 G überhalb der Resonanz. Dann wird sehr schnell der Wert des magnetischen Feldes auf die Position der Resonanz geändert und bleibt dort für ca. 5 ms. Anschließend fährt man das Magnetfeld mit einer Rampe auf einen Wert unterhalb der Resonanz. Diese Methode eignet sich gut für sehr schmale Feshbach-Resonanzen.

Der schematische Ablauf zur Produktion von Cäsiummolekülen im $6s$ -Zustand ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Atome werden bei einem magnetischen Feld von ca. 21 G gefangen und gekühlt. Zunächst wird der Wert des Feldes knapp überhalb der 47.9 G-Feshbach-Resonanz gesetzt (Abb. 3.8 - (a)). Dabei sollte die Resonanz möglichst schnell durchlaufen werden, da ein Überqueren der Resonanz in Richtung höherer Felder zu einem Heizprozess im Atomensemble führt [Köh04]. Im nächsten Schritt wird das Feld auf die Position der Resonanz gesetzt, damit ein Teil der Atome in Moleküle assoziieren kann (Abb. 3.8 - (b)). Anschließend rampt man das Magnetfeld auf einen Wert, welcher für das Experiment geeignet ist (Abb. 3.8 - (c)). Für die in Kapitel 4 beschriebene Messung liegt dieser Wert zwischen 15 G und 50 G. Um den für die Molekülproduktion notwendigen Magnetfeldbereich abzudecken und die entsprechend hohen Geschwindigkeiten der Magnetfeldrampen zu gewährleisten, verwenden wir im Experiment zwei unterschiedliche Spulenkonfigurationen. Ein detailliertes Schema der Magnetfeldrampe ist im Anhang dargestellt.

Damit die Moleküle abgebildet werden können, müssen diese vorher wieder in Atome umgewandelt werden. Dazu wird das Magnetfeld wieder über die Resonanz mit einer Rampe verfahren und die Moleküle dissoziieren. Um die Atome von den Molekülen zu trennen, wird kurz vor der Dissoziation ein magnetisches Gradientenfeld angelegt. Da die Atome ein anderes magnetisches Moment als die Moleküle besitzen, wirken unterschiedliche Kräfte, und die Atome werden von den Molekülen separiert (Abbildung 3.8 - (d)).

Betrachtet man die molekulare Energiestruktur in der Umgebung von 50 G näher, so gibt es eine vermiedene Kreuzung zwischen dem $4d$ -Molekülzustand und dem $6s$ -Molekülzustand. Auf Grund dieser Kreuzung ist es möglich Moleküle im $6s$ -Zustand zu erzeugen, obwohl man eine d -Wellen Feshbach-Resonanz verwendet. Die Ursache dafür liegt in der Geschwindigkeit, mit welcher das Magnetfeld über diese Kreuzung verfahren wird. Bei einer langsamen Änderung des Magnetfeldes können die Moleküle der Kreuzung adiabatisch folgen und bei einer schnellen Änderung springen die Moleküle über die Kreuzung. Vermiedene Kreuzungen werden durch die Kopplungsstärke ⁵

⁵Für die Kopplungsstärke wird der Parameter V eingeführt, welcher der halben Energiedifferenz der

3.2 Erzeugung von Cs_2 -Molekülen

V^2 und der Steigungsdifferenz der beiden Zustände charakterisiert. Die Steigungsdifferenz kann durch die Differenz der magnetischen Momente $\Delta\mu$ der beiden Zustände dargestellt werden. Mit diesen beiden Parametern lässt sich eine kritische Geschwindigkeit der Magnetfeldrampe

$$r_c = \frac{2\pi V^2}{\hbar\Delta\mu} \quad (3.8)$$

bestimmen. Für schnelle Magnetfeldrampen, das heißt die Änderung des Magnetfeldes \dot{B} ist größer als die kritische Geschwindigkeit ($\dot{B} \gg r_c$), wird die vermiedene Kreuzung diabatisch überquert und die Moleküle bleiben in ihrem anfänglichen Zustand. Bei langsamen Magnetfeldrampen ($\dot{B} \ll r_c$) erfolgt ein adiabatischer Transfer in den anderen Zustand. Dadurch können Moleküle gezielt in andere Zustände gebracht werden [Mar07b].

In unserem Fall ist die Rampengeschwindigkeit langsam und die Moleküle werden beim Überqueren der vermiedenen Kreuzung vom $4d$ -Zustand in den $6s$ -Zustand transferiert.

Nach der Molekülproduktion beträgt die Gesamtteilchenzahl ($N_A + N_D$) in der Falle zwischen 4×10^4 und 5×10^4 Atomen bei einer Temperatur zwischen 30 nK und 50 nK. Der Anteil der Dimere beträgt dabei in etwa 10%.

beiden Zustände am Kreuzungspunkt entspricht.

3 Präparation ultrakalter Cs_2 -Moleküle in der elliptischen Dipolfalle

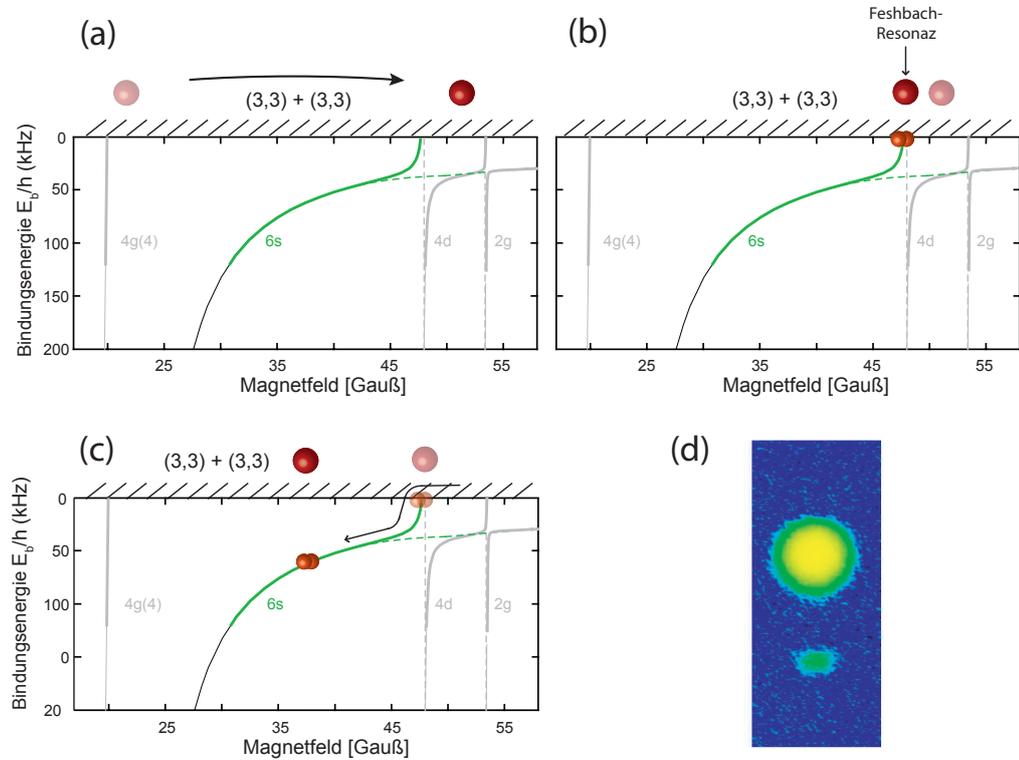


Abbildung 3.8: Darstellung des Molekülproduktionsschemas. Die Atome werden bei einem Magnetfeld von $B \approx 21$ G präpariert. Zunächst verfährt man das Magnetfeld möglichst schnell über die Feshbach-Resonanz (a). Anschließend setzt man den Wert des Feldes auf die Position der Resonanz und ein Teil der Atome assoziiert in Moleküle (b). Im letzten Schritt rampt man das Magnetfeld auf einen für das folgende Experiment (Kapitel 4) notwendigen Wert. Auf Grund einer vermiedenen Kreuzung zwischen dem $4d$ -Zustand und dem $6s$ -Zustand erhält man bei dieser Feshbach-Resonanz Moleküle im $6s$ -Zustand (c). Im Bild (d) sind Cäsiumatome (obere Wolke) und Cäsiumdimere (untere Wolke) dargestellt. Die Moleküle werden kurz vor der Dissoziation durch Anlegen eines magnetischen Gradientenfeldes von den Atomen separiert, da Atome und Moleküle ein unterschiedliches magnetisches Moment besitzen (Stern-Gerlach-Separation).

4 Erste Messungen und Ausblick

In diesem Kapitel möchte ich kurz über die ersten Messungen berichten, welche mit der neuen elliptischen Dipolfalle durchgeführt wurden. Bei dieser Messung wurden inelastische Stöße zwischen Atomen und Molekülen bei verschiedenen Magnetfeldern untersucht. Weiters möchte ich einen Überblick über zukünftige Messungen, welche mit der neuen Dipolfalle möglich sind, geben.

4.1 Messung von Atom-Dimer-Stoßraten

Für diese Messung werden Dimere im $6s$ -Zustand in der elliptischen Falle erzeugt und der Verlust von Molekülen bei verschiedenen Magnetfeldern beobachtet. Die Temperatur der Atome und Dimere liegt dabei zwischen 30 nK und 50 nK. Generell kann der Zerfall von Teilchen (Teilchenzahl N und Teilchendichte n) in einer Falle mit folgender, allgemein gültiger Gleichung

$$\dot{N}(t) = -\alpha N(t) - \beta \int_V n^2(\vec{r}, t) dV \quad (4.1)$$

beschrieben werden [Gri00]. Dabei berücksichtigt α die Verluste in der Falle durch Stöße mit dem Hintergrundgas und β ist der Zwei-Körper-Verlustkoeffizient. Für ein gegebenes Fallenpotential $U(\vec{r})$ ist die thermische Dichteverteilung durch den Boltzmann-Factor $n(\vec{r}) \propto \exp(-U(\vec{r})/k_B T)$ gegeben. Betrachtet man ein dreidimensionales, harmonisches Fallenpotential $U(\vec{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$, so ergibt sich für die Dichteverteilung

$$n(\vec{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (4.2)$$

mit $\sigma_i = \omega_i^{-1} \sqrt{k_B T/m}$, ω_i der Fallenfrequenz in der i -Richtung und der maximalen Dichte $n_0 = N[2\pi k_B T/(m\bar{\omega}^2)]^{-3/2}$. Die geometrisch gemittelte Fallenfrequenz ist durch $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ gegeben.

Betrachtet man zwei unterschiedliche Teilchenarten, so muss auf Grund zweier unterschiedlicher Dichteverteilungen Gleichung 4.1 erweitert werden. Im Fall von inelastisch stoßenden Atomen n_A und Dimeren n_D kann unter Vernachlässigung von Stößen

4 Erste Messungen und Ausblick

mit dem Hintergrundgas Gleichung 4.1 geschrieben werden als

$$\dot{N}_D = \int_V (-Rn_A n_D - L_2^D n_D^2) dV, \quad (4.3)$$

mit der Atom-Dimer-Verlustrate R und dem Zwei-Körper-Verlustratenkoeffizient L_2^D . Der erste Term des Integrals beschreibt dabei die inelastischen Stöße zwischen Atomen und Dimeren und der zweite Term die Dimer-Dimer-Stöße.

Unter der Annahme, dass Atome und Dimere die gleiche Temperatur besitzen, kann das Integral aus Gleichung 4.3 unter Hinzunahme von Gleichung 4.2 gelöst¹ werden. Die Zerfallsgleichung für die Dimere lautet unter Vernachlässigung von Dimer-Dimer-Stößen ($Rn_A \gg L_2^D$)

$$\dot{N}_D = -\frac{R}{V_{\text{eff}}} N_A N_D. \quad (4.4)$$

Hier ist $V_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{27}}{8} (4\pi k_B T / (\bar{\omega}^2 m))^3$ ein effektives Volumen für diese Atom-Dimer-Verlustgleichung und N_A (N_D) ist die Anzahl der Atome (Dimere). Die Lösung für die Differentialgleichung 4.4 lautet

$$N_D(t) = N_{D,0} e^{-\alpha t}, \quad (4.5)$$

mit $\alpha = \frac{R}{V_{\text{eff}}} N_A$. Dabei wurde angenommen, dass die Zahl der Atome N_A während der Messung konstant bleibt. Für den Fall, dass sich die Atomzahl N_A zeitlich ändert oder die inelastischen Dimer-Dimer-Stöße mitberücksichtigt werden müssen, siehe beispielsweise [Kno07].

Aus der Messung des Zerfallskoeffizienten α kann die Atom-Dimer-Verlustrate R bestimmt werden. Dazu müssen zusätzlich die Temperatur der Atome, die Fallenfrequenzen und die Teilchenzahl bekannt sein. In Abbildung 4.1 ist die Messung von Atom-Dimer-Verlusten für zwei verschiedene magnetische Felder dargestellt. Dabei stoßen Atome im Zustand $F = 3, m_F = 3$ mit Dimeren im Zustand $6s$. Die Abhängigkeit der Verlustrate R vom magnetischen Feld ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Dabei konnte eine signifikante Erhöhung von R im Magnetfeldbereich um 25 Gauß beobachtet werden. Das Maximum in der Verlustrate könnte in Verbindung mit *Efimov-Physik* stehen, wenn ein Efimov-Zustand bei positiver Streulänge a an die Atom-Dimer-Dissoziationsschwelle koppelt [Efi79, Bra03, Bra06].

¹Zum Lösen des Integrals ist der Zusammenhang $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-ax^2} = \sqrt{\pi/a}$ nützlich.

4.1 Messung von Atom-Dimer-Stoßraten

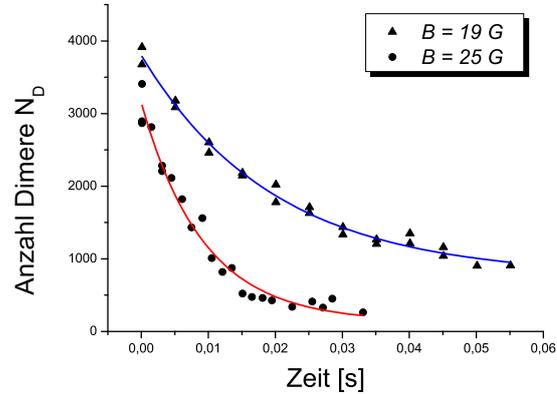


Abbildung 4.1: Lebensdauerermessung von Dimeren in einem Gemisch von Atomen und Dimeren bei unterschiedlichen Magnetfeldern. Beobachtet wurde, dass die Lebensdauer der Dimere in der Falle bei einem Magnetfeld von $B \approx 25$ G (rote Kurve) im Vergleich zu höheren und niedrigeren Magnetfeldern (blaue Kurve) drastisch reduziert wird. Aus dieser Lebenszeitmessung kann der Zerfallskoeffizient α und somit die Verlustrate R bestimmt werden. Die Temperatur der stoßenden Atome und Dimere liegt bei diesen Messungen im Bereich zwischen 30 nK und 50 nK.

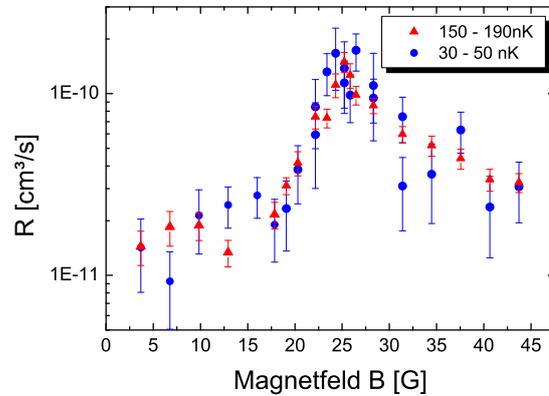


Abbildung 4.2: Messung der Atom-Dimer-Verlustrate R als Funktion des Magnetfeldes. Es wurden inelastische Stöße zwischen Atomen im $F = 3, m_F = 3$ Grundzustand und Dimeren im $6s$ -Zustand für zwei Temperaturbereiche untersucht. Man erkennt eine resonante Erhöhung von R im Bereich von $B \approx 25$ G. Die beobachteten Zerfallszeiten sind klein im Vergleich zu Zerfällen durch Stöße mit dem Hintergrundgas und licht-induzierten Verlusten. Diese hohen Verluste an Dimeren können direkt inelastischen Atom-Dimer-Stößen zugeordnet werden [Mar07a].

4.2 Ausblick

Die in Kapitel 4.1 beschriebene Messung stellt den Anfang für zahlreiche interessante Experimente im Bereich der Mehrteilchenphysik und Efimov-Physik in ultrakalten Gasen dar. In diesem Absatz möchte ich kurz auf weitere Messungen eingehen, welche mit der elliptischen Falle möglich sind:

- *Weitere inelastische Atom-Dimer-Stöße*, das heißt Stöße von Dimeren im $6s$ -Zustand mit Atomen in einem anderen internen Zustand. Durch die Verwendung von Mikrowellenstrahlung können die Cäsiumatome vom $|F = 3, m_F = 3\rangle$ Grundzustand in die Zustände $|F = 4, m_F\rangle$ mit $m_F = 2, 3, 4$ transferiert werden. Es gilt zu klären, ob inelastische Stöße von Atomen in diesen Zuständen mit den Dimeren ebenfalls eine magnetfeldabhängige Struktur der Verlustrate aufweisen, und ob Resonanzen feststellbar sind.
- *Inelastische Dimer-Dimer-Stöße*. Durch eine kombinierte Einstrahlung von Mikrowellen und Laserlicht können die Atome aus der Falle entfernt werden und man erhält eine reine Probe von Dimeren. Mit dieser Probe können Stöße zwischen den Molekülen bei verschiedenen Magnetfeldern untersucht werden. Aus diesen Messungen lässt sich der Koeffizient L_2^D und dessen Magnetfeldabhängigkeit bestimmen.
- *Efimov-Physik bei höheren Feldern*. Bis jetzt wurden unsere Experimente bei Magnetfeldern im Bereich von Null bis 150 G durchgeführt. In diesem Bereich kann jedoch die im *Efimov-Szenarium* vorhergesagte Skalierung [Efi70, Efi71] nicht gemessen werden. Geht man zu höheren Feldern, so findet man zwei zur Untersuchung von Efimov-Physik besser geeignete Feshbach-Resonanzen bei 550 G und 800 G. In Abbildung 4.3 ist die Streulänge von Cäsium für höhere Felder dargestellt.

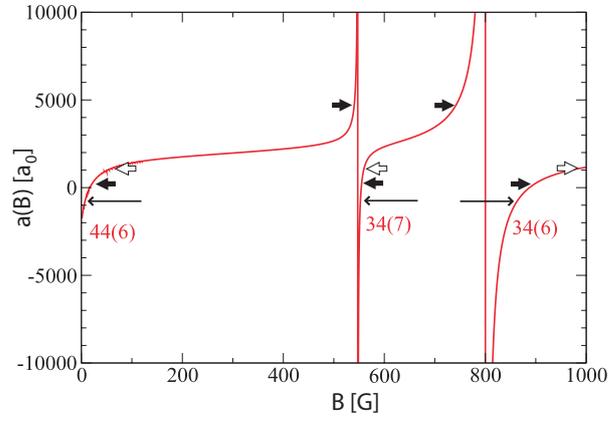


Abbildung 4.3: Streulänge von Cäsium im Zustand $F = 3, m_F = 3$ für einen Magnetfeldbereich von Null bis 1000 G. Die Bezeichnung der Resonanzen erfolgt durch die Quantenzahlen $F_1 F_2(f)$. Die Pfeile markieren die Positionen für triatomare Efimov Resonanzen (dünne Pfeile), Drei-Körper Rekombinationsminimum (gefüllte Pfeile) und Atom-Dimer Streuresonanzen (leere Pfeile). Die Abbildung wurde aus [Kra06a] entnommen.

A Anhang

Termschema

Das in unserem Experiment verwendete Alkaliatom ^{133}Cs ist ein Boson mit einem Kernspin von $I = 7/2$ und 55 Elektronen. In Abbildung A.1 ist der für das Experiment relevante Ausschnitt des Termschemas von Cäsium dargestellt. Der Grundzustand $6^2S_{1/2}$ spaltet sich in zwei Hyperfeinzustände ($F = 3, 4$) auf und der angeregte Zustand $6^2P_{3/2}$ zeigt vier Hyperfeinniveaus ($F' = 2, 3, 4, 5$). In Abbildung A.1 sind auch die für das Laserkühlen verwendeten optischen Übergänge eingezeichnet.

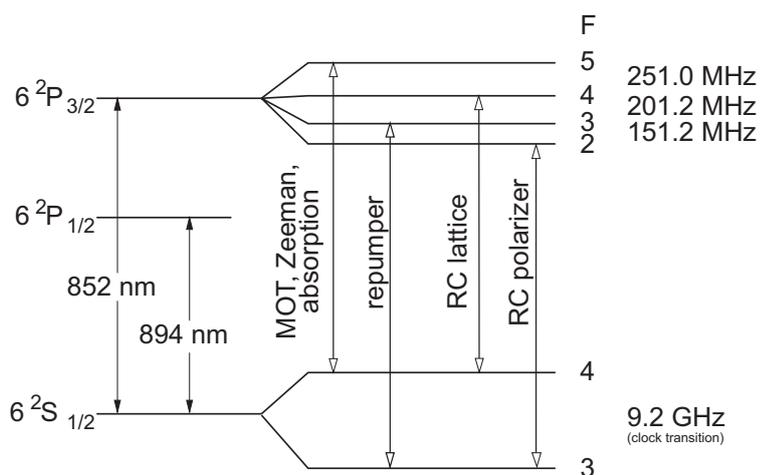


Abbildung A.1: Darstellung des relevanten Termschemas von ^{133}Cs und die im Experiment verwendeten Kühlübergänge.

Schaltplan

Gezeigt ist der Schaltplan des Mischers, welcher für das Scanning-System (siehe Abbildung 2.7) verwendet wird. Betriebsspannung liegt bei typischerweise $\pm 18\text{ V}$. Die maximalen Werte für U_{offset} und U_{gain} liegen bei $+10\text{ V}$ und für U_{signal} bei $\pm 10\text{ V}$. Der Mischer erzeugt folgendes Ausgangssignal

$$U_{\text{mod}} = U_{\text{offset}} + \frac{U_{\text{signal}} \cdot U_{\text{gain}}}{10\text{ V}}. \quad (\text{A.1})$$

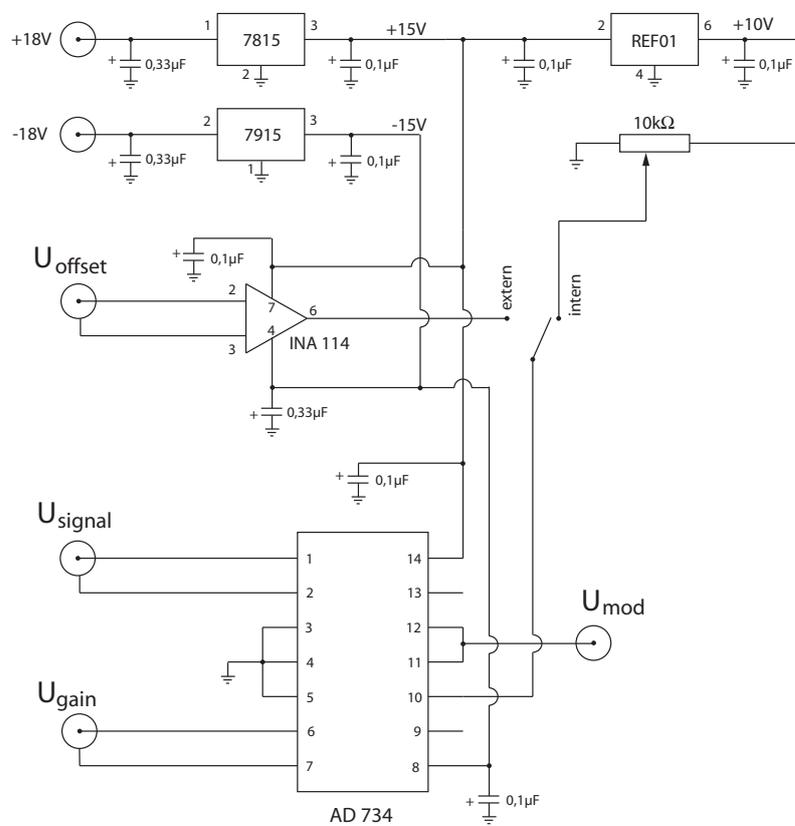
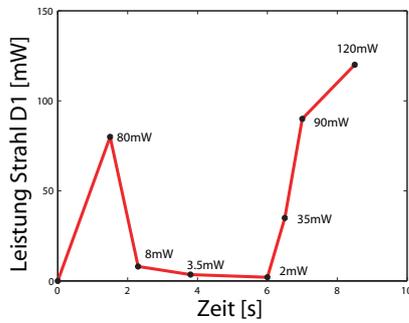
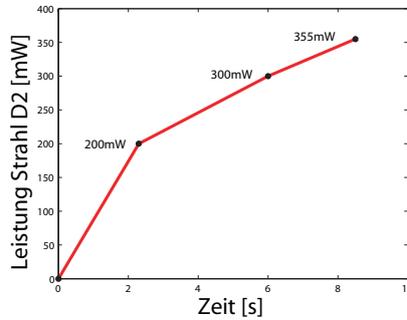


Abbildung A.2: Dargestellt ist der elektrische Schaltplan des in Kapitel 2.4.2 beschriebenen Mischers. Mit diesem Mischer (AD 734, Analog Device) wird aus den drei Eingangssignalen U_{offset} , U_{signal} und U_{gain} das Ausgangssignal U_{mod} generiert.

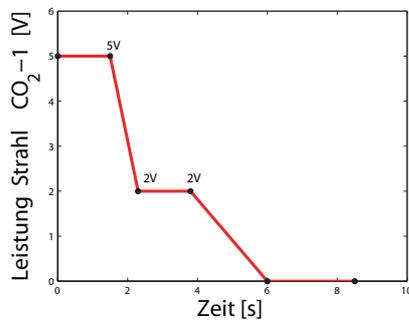
Kühlungsschema



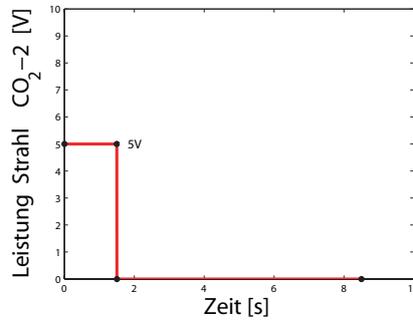
(a) Rampe Strahl D1



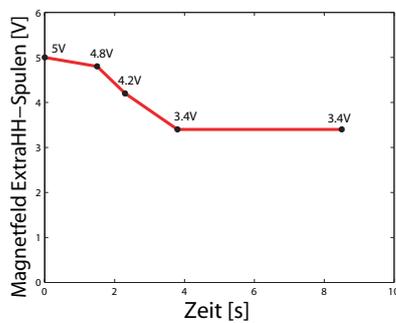
(b) Rampe Strahl D2



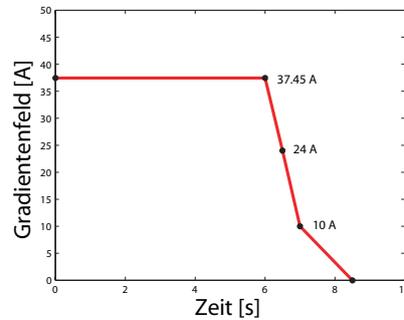
(c) Rampe Strahl CO₂-1



(d) Rampe Strahl CO₂-2



(e) Rampe ExtraHH-Spulen



(f) Rampe Gradientenfeld

Abbildung A.3: Rampschema für die einzelnen Kühl Schritte. Zuerst lädt man die Atome in die neue Dipolfalle und kühlt diese in mehreren Schritten mittels erzwungener Verdampfungskühlung. Anschließend wird das Gradientenfeld reduziert, und die Leistung des Strahls *D1* wieder erhöht, um weiterhin die Atome gegen die Gravitationskraft zu halten. In dieser Abbildung sind die Leistungen für die Laserstrahlen und die Magnetfeldstärken für die einzelnen Schritte dargestellt.

Magnetfeldrampe

In Abbildung A.4 ist der schematische Ablauf der Magnetfeldrampe für die Molekül-erzeugung dargestellt. Um möglichst hohe Rampengeschwindigkeiten \dot{B} zu erreichen und den Magnetfeldbereich zwischen 20 G und 50 G abzudecken verwenden wir zwei Spulenkonfigurationen. Mit den *ExtraHH-Spulen* (*SmallHH-Spulen*) kann ein Bereich bis maximal 60 G (10 G) bei einer typischen Schaltzeit von 1.5 ms ($300 \mu\text{s}$) abgedeckt werden. Die einzelnen Werte sind in Tabelle A.1 dargestellt.

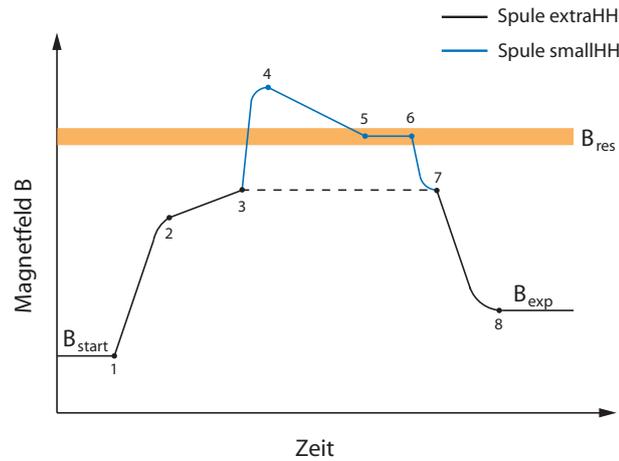


Abbildung A.4: Schematische Darstellung der Magnetfeldrampe. Zunächst wird das Magnetfeld mit den *ExtraHH-Spulen* verändert (schwarze Kurve) bis zu einem Wert knapp unterhalb der Resonanz. Um das Magnetfeld über die Resonanz zu verfahren, verwenden wir die *SmallHH-Spulen* (blaue Kurve). Die Werte der einzelnen Schritte sind in Tabelle A.1 zusammengefasst.

Tabelle A.1: Zeitlicher Ablauf der Magnetfeldrampe. Mit diesem Schema werden Moleküle im Zustand $6s$ erzeugt, und die Lebensdauer der Dimere in der Falle untersucht. Dabei entspricht t_{exp} der Zeit, in welcher die Dimere mit den Atomen wechselwirken können. Die Umrechnung zwischen Spannung in Volt und Magnetfeldstärke in Gauß für die ExtraHH-Spulen (SmallHH-Spule) erfolgt nach folgender Relation $1 \text{ V} \hat{=} 6.158 \text{ G}$ ($1 \text{ V} \hat{=} 1.188 \text{ G}$).

	Zeit [ms]	U_{extraHH} [V]	U_{smallHH} [V]	Magnetfeld B [G]
1	0	3.4	0	21
2	0	7.6	0	46.8
3	10	7.7	0	47.5
4	10	7.7	3	51
5	25	7.7	0.6	48.2
6	30	7.7	0.6	48.2
7	30	7.7	0	47.5
8	30	3.3 - 8.1	0	20 - 50
9	t_{exp}	3.3 - 8.1	0	20 - 50

Literaturverzeichnis

- [Alt07a] A. Altmeyer, *Collective oscillations of an ultracold quantum gas in the BEC-BCS crossover regime*, Dissertation, Universität Innsbruck (2007).
- [Alt07b] A. Altmeyer, S. Riedl, M. J. Wright, C. Kohstall, J. H. Denschlag, and R. Grimm, *Dynamics of a strongly interacting Fermi gas: The radial quadrupole mode*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **76**, 033610 (2007).
- [And95] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995).
- [And97] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Observation of Interference Between Two Bose-Einstein Condensates*, Science **275**, 637 (1997).
- [Bly05] P. Blythe, B. Roth, U. Fröhlich, H. Wenz, and S. Schiller, *Production of Ultracold Trapped Molecular Hydrogen Ions*, Phys. Rev. Lett. **95**, 183002 (2005).
- [Bos24] S. Bose, *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*, Z. Phys. **26**, 178 (1924).
- [Bra95] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [Bra03] E. Braaten and H.-W. Hammer, *Universality in the three-body problem for ^4He atoms*, Phys. Rev. A **67**, 042706 (2003).
- [Bra06] E. Braaten and H.-W. Hammer, *Universality in few-body systems with large scattering length*, Phys. Rep. **428**, 259 (2006).

Literaturverzeichnis

- [Bra07] E. Braaten and H.-W. Hammer, *Resonant dimer relaxation in cold atoms with a large scattering length*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **75**, 052710 (2007).
- [Bur99] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G. V. Shlyapnikov, and M. Lewenstein, *Dark Solitons in Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5198 (1999).
- [Bur02] K. Burnett, P. Julienne, P. Lett, E. Tiesinga, and C. Williams, *Quantum encounters of the cold kind*, Nature **416**, 225 (2002).
- [Chi01] C. Chin, *Cooling, Collisions and Coherence of Cold Cesium Atoms in a Trap*, Dissertation, Stanford University (2001).
- [Chi04] C. Chin, V. Vuletic, A. J. Kerman, S. Chu, E. Tiesinga, P. Leo, and C. J. Williams, *Precision Feshbach spectroscopy of ultracold Cs₂*, Phys. Rev. A **70**, 032701 (2004).
- [Chi05] C. Chin, T. Kraemer, M. Mark, J. Herbig, P. Waldburger, H.-C. Nagerl, and R. Grimm, *Observation of Feshbach-Like Resonances in Collisions between Ultracold Molecules*, Physical Review Letters **94**, 123201 (2005).
- [Chu98] S. Chu, *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
- [CT98] C. N. Cohen-Tannoudji, *Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
- [CT99] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laoe, *Quantenmechanik, 2.Auflage*, Walter de Gruyter, 1999.
- [Das91] P. Das, *Lasers and Optical Engineering*, Springer Verlag, 1991.
- [Dav95] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [Den00] J. Denschlag, J. E. Simsarian, D. L. Feder, C. W. Clark, L. A. Collins, J. Cubizolles, L. Deng, E. W. Hagley, K. Helmerson, W. P. Reinhardt, S. L. Rolston, B. I. Schneider, and W. D. Phillips, *Generating Solitons by Phase Engineering of a Bose-Einstein Condensate*, Science **287**, 97 (2000).

- [Dur04] S. Durr, T. Volz, A. Marte, and G. Rempe, *Observation of Molecules Produced from a Bose-Einstein Condensate*, Physical Review Letters **92**, 020406 (2004).
- [Efi70] V. Efimov, *Energy levels arising from resonant two-body forces in a three-body system*, Phys. Lett. B **33**, 563 (1970).
- [Efi71] V. Efimov, *Weakly-bound states of three resonantly interacting particles*, Sov. J. Nucl. Phys. **12**, 589 (1971).
- [Efi79] V. Efimov, *Low-energy properties of three resonantly interacting particles*, Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 546 (1979).
- [Ein25] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Zweite Abhandlung*, Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss. **1925**, 3 (1925).
- [Fes58] H. Feshbach, *Unified Theory of nuclear reactions*, Ann. Phys. **5**, 357 (1958).
- [Fio98] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, and P. Pillet, *Formation of Cold Cs_2 Molecules through Photoassociation*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4402 (1998).
- [Gre02] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39 (2002).
- [Gre03] M. Greiner, C. Regal, and D. Jin, *Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas*, Nature **426**, 537 (2003).
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42** (2000).
- [Ham02] M. Hammes, *Optical Surface Microtraps based on Evanescent Waves*, Dissertation, Universität Innsbruck (2002).
- [Hel05] M. Hellwig, *Stabilisierung von Laser-Systemen für Experimente mit ultrakalten Atomen*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2005).
- [Her03] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas*, Science **301**, 1510 (2003), published online 21 Aug 2003, doi10.1126/science.1088876.

Literaturverzeichnis

- [Her05] J. Herbig, *Quantum-Degenerate Cesium: Atoms and Molecules*, Dissertation, Universität Innsbruck (2005).
- [Joc03] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. H. Denschlag, and R. Grimm, *Bose-Einstein condensation of molecules*, *Science* **302**, 2101 (2003).
- [Ker00] A. Kerman, V. Vuletić, C. Chin, and S. Chu, *Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 439 (2000).
- [Ket96] W. Ketterle and N. v. Druten, *Evaporative cooling of trapped atoms*, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37**, 70 (1996).
- [Köh04] T. Köhler, K. Goral, and T. Gasenzer, *Heating and atom loss during upward ramps of Feshbach resonance levels in Bose-Einstein condensates*, *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **70**, 023613 (2004).
- [Köh06] T. Köhler, K. Góral, and P. S. Julienne, *Production of cold molecules via magnetically tuneable Feshbach resonances*, arXiv:cond-mat/0601420 (2006).
- [Kha02] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. D. Carr, Y. Castin, and C. Salomon, *Formation of a Matter-Wave Bright Soliton*, *Science* **296**, 1290 (2002).
- [Kno07] S. Knoop, *Decay Equations for Dimer-Dimer and Atom-Dimer measurements*, Tech. rep., University of Innsbruck (2007).
- [Koh07] C. Kohstall, *A New Toolbox for Experiments with Ultracold 6Li* , Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2007).
- [Kra06a] T. Kraemer, *Few-Body Interactions in an Ultracold Gas of Cesium Atoms*, Dissertation, Universität Innsbruck (2006).
- [Kra06b] T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. Lange, K. Pilch, A. Jaakola, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms*, *Nature* **440**, 315 (2006).
- [Lan32] L. D. Landau, *Phys. Z. der Sowjetunion* **2**, 46 (1932).

- [Mar03] M. Mark, *Bose-Einstein-Kondensation von Cäsium*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2003).
- [Mar05] M. Mark, T. Kraemer, J. Herbig, C. Chin, Hanns-Christoph Nägerl, and R. Grimm, *Efficient creation of molecules from a cesium Bose-Einstein condensate*, *Europhysics Letters* **69** (2005), arxivcond-mat/0409737.
- [Mar07a] M. Mark, Dissertation, University of Innsbruck (2007), in Vorbereitung.
- [Mar07b] M. Mark, F. Ferlaino, S. Knoop, J. G. Danzl, T. Kraemer, C. Chin, H. C. Nägerl, and R. Grimm, *Spectroscopy of Ultracold, Trapped Cesium Feshbach Molecules*, arXiv:0706.1041 (2007).
- [Met99] H. J. Metcalf and P. v. d. Straaten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer Verlag, 1999.
- [Phi82] W. Phillips and H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- [Phi98] W. D. Phillips, *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).
- [Pro85] J. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. So, H. Metcalf, and J. Dalibard, *Stopping Atoms with Laser Light*, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 992 (1985).
- [Raa87] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [Rei05] G. Reider, *Photonik - eine Einführung in die Grundlagen, 2. Auflage*, Springer Wien New York, 2005.
- [Sch02] F. Schwabl, *Einführung in die Quantenmechanik*, Springer Verlag, 2002.
- [Sie86] A. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, 1986.
- [SK98] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, S. Inouye, J. Steninger, and W. Ketterle, *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2194 (1998).
- [Ste03] D. Steck, *Cesium D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/> (2003).

Literaturverzeichnis

- [Tie93a] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof, *Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions*, Phys. Rev. A **47**, 4114 (1993).
- [Tie93b] U. Tietze and C. Schenk, *Halbleiter Schaltungstechnik, 10. Auflage*, Springer Verlag, 1993.
- [Tre01] P. Treutlein, K. Y. Chung, and S. Chu, *High-brightness atom source for atomic fountains*, Phys. Rev. A **63**, 51401 (2001).
- [Van02] N. Vanhaecke, W. de Souza Melo, B. L. Tolra, D. Comparat, and P. Pillet, *Accumulation of Cold Cesium Molecules via Photoassociation in a Mixed Atomic and Molecular Trap*, Phys. Rev. Lett **89**, 063001 (2002).
- [Web03] T. Weber, *Bose-Einstein Condensation of Optically Trapped Cesium*, Dissertation, Universität Innsbruck (2003).
- [Wei98] J. D. Weinstein, R. deCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich, and J. M. Doyle, *Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures*, Nature **395**, 148 (1998).
- [Xu03] K. Xu, T. Mukaiyama, J. R. Abo-Shaeer, J. K. Chin, D. E. Miller, and W. Ketterle, *Formation of Quantum-Degenerate Sodium Molecules*, Phys. Rev. Lett. **91**, 210402 (2003).
- [Zen32] C. Zener, Proc. Roy. Soc. London Ser. A **137**, 696 (1932).
- [Zwi03] M. Zwierlein, C. Stan, C. Schunck, S. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic, and W. Ketterle, *Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Phys. Rev. Lett. **91**, 250401 (2003).

Danke

Zu guter Letzt möchte ich noch all den Menschen danken, welche mich durch das lange und anstrengende, jedoch sehr interessante Studium der Physik begleitet haben und mir halfen diese Diplomarbeit zu meistern.

Mein erster Dank gilt Rudi Grimm, der es mir ermöglicht hat meine Diplomarbeit in dem interessanten Forschungsgebiet ultrakalter Quantengase durchzuführen und mich hervorragend betreut hat. Gerade in der heißen Phase des Schreibens hat er trotz seines vollen Terminkalenders immer Zeit gefunden meine Arbeit zu kontrollieren und machte somit eine rasche Fertigstellung dieser Arbeit möglich.

Ein weiterer Dank geht an Christoph Nägerl für die ausgezeichnete Betreuung während des vergangenen Jahres. Er hat mich ins Team geholt und gab mir somit die Möglichkeit, am „kältesten Platz Österreichs“ zu arbeiten.

Den LEVTies Francesca, Steven, Michael und Martin möchte ich für die nette und spannende Zeit im Labor danken. Ihr habt meine Begeisterung für ultrakalte Moleküle geweckt und mir all meine Fragen geduldig beantwortet. Ein besonderes „Doankschian“ an den Michl, der trotz der „Ärgerphase“ immer Zeit hatte mir bei dieser Diplomarbeit zu helfen.

Ein Dankeschön geht auch an die ehemaligen LEVTies Tobias und Hans, an meine Büromitgenossen Manfred und Edmundo und an die übrigen Mitglieder unserer Arbeitsgruppe.

Ein weiterer Dank an Christine, Karin, Gabriel, Manuel, Arthur, Toni, Josef und Helmut für ihre Unterstützung rund um die Physik.

Ich möchte mich auch bei meinen Freunden bedanken, die mir vor allem in der Zeit außerhalb der Uni und des Labors viel Spaß bereitet haben. Toni, Brasilien war ein Wahnsinn. Luggi, in Brasilien auch liebevoll „Cachaciero“ genannt, hat mit mir unzählige Stunden versucht diverse Proseminaraufgaben zu lösen und hat noch mehr Zeit investiert, diese Aufgaben und sonstige physikalischen Themen in gemütlicher Runde aufzuarbeiten. Für die zahlreichen und sehr inspirativen Kaffeepausen möchte ich mich bei Andi, „the frozen fritz“, bedanken. Griechenland und Italien sind unvergesslich, darum ein Gruß ans „Schnorchelmeer“.

Ein herzliches Dankeschön an meine Schwester, die trotz der kleinen Lea Zeit gefunden hat diese Arbeit bezüglich Rechtschreibung und Grammatik aufzuwerten.

Besonderen Dank gebührt natürlich meinen Eltern - einfach für alles. Ihr habt mir dieses Studium ermöglicht und mich in jeder Hinsicht immer unterstützt!

Zuletzt möchte ich meinem Schatz Kathrin danken. Du hast mich während der letzten Jahre immer begleitet und unterstützt. Du hast es geschafft, mich in schlechten Zeiten aufzumuntern und mich an die wirklich wichtigen Dinge im Leben zu erinnern. Dankeschön!