

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

**Geschwindigkeitsselektive
Dunkelzustände in
Rubidium**

Tilman Esslinger

MAX - PLANCK - INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Geschwindigkeitsselektive
Dunkelzustände in
Rubidium

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

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

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
85740 Garching, Bundesrepublik Deutschland

Tilman Esslinger

Zusammenfassung

Zwei Entwicklungen haben die Atomphysik in jüngster Zeit stark beeinflusst: die Kühlung atomarer Gase mit Laserlicht [1] und die Optik mit Materiewellen [2]. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit beiden Gebieten. Es wird ein Mechanismus zur Kühlung von Atomen untersucht, bei dem die Wellennatur des Atoms eine zentrale Rolle spielt. In einem neuartigen Atomstrahlexperiment untersuchen wir diese Kühlmethode erstmals für ein Alkaliatom.

Das Grundprinzip des Kühlmechanismus beruht darauf, daß Atome durch die Wechselwirkung mit einer Laserstehwelle optisch in Quantenzustände gepumpt werden, die einen scharf definierten Impuls haben und vom Lichtfeld entkoppelt sind. Diese Zustände werden als Dunkelzustände bezeichnet, da deren Dipolmoment nicht an das Feld einer resonanten Laserwelle koppelt. In einer eindimensionalen Laserstehwelle mit räumlich variierender Polarisation ist der Dunkelzustand delokalisiert. Er stellt eine Überlagerung aus den zwei Impulseigenzuständen $p = \pm \hbar k$ dar, wobei k der Wellenvektor des Lichtfeldes ist. Der Zustand wird als geschwindigkeitsselektiver Dunkelzustand (GSD-Zustand) bezeichnet, da er nur für diese Impuls- bzw. Geschwindigkeitswerte vom Lichtfeld entkoppelt ist. Bisher konnten solche GSD-Zustände nur in Experimenten mit Heliumatomen untersucht werden.

Uns ist es erstmals gelungen, die Bevölkerung von GSD-Zuständen in einem Experiment mit Alkaliatomen nachzuweisen. Atome eines kalten Rubidiumstrahls werden durch die Wechselwirkung mit einer eindimensionalen Laserstehwelle optisch in GSD-Zustände gepumpt. Die atomare Impulsverteilung zeigt nach der Wechselwirkung eine Anhäufung der Atome bei den Impulsklassen $p = \pm \hbar k$. Wir konnten außerdem demonstrieren, daß sich der GSD-Zustand adiabatisch in einen einzigen Impulseigenzustand transferieren läßt. Dies ist vor allem für Anwendungen bei Atomuhren und atomaren Springbrunnen [3, 4] von Bedeutung.

Zur Durchführung der Experimente wurde eine neuartige Quelle für einen monoenergetischen und langsamen Rubidiumstrahl aufgebaut. In einer magnetooptischen Falle wird eine Wolke kalter Atome gefangen, die dann mit Lichtkräften beschleunigt und im bewegten System gekühlt wird. Auf diese Weise wird ein gepulster Strahl kalter Atome erzeugt. Bei einer mittleren Geschwindigkeit des

Strahls von $v=2$ m/s konnte eine relative Geschwindigkeitsbreite von weniger als $\Delta v/v=1/20$ verwirklicht werden. Ein Teil des Atomstrahls wird durch eine nur $75 \mu\text{m}$ große Blende ausgeblendet und in 10 cm Abstand mit einem von uns entwickelten Fluoreszenznachweis [5] orts aufgelöst abgebildet. Hieraus ergibt sich direkt die Geschwindigkeitsverteilung der Atome. Diese Technik erzielt eine bisher unerreichte zweidimensionale Geschwindigkeitsauflösung von 3 mm/s.

Die Wechselwirkungszeit des Atomstrahls mit den Laserfeldern, in denen die GSD-Zustände präpariert werden, beträgt 1.6 ms. Dieser Bereich ist durch eine mehrschichtige μ -Metallschirmung gegen Magnetfelder abgeschirmt. Das Restmagnetfeld ist kleiner als 0.5 Milligauss. Zur Kühlung der Atome im bewegten System ist es notwendig, die Frequenzen der Laserstrahlen, mit denen die magnetooptische Falle betrieben wird, präzise zu kontrollieren. Hierfür wurde eine elektronische Regelung entwickelt, mit der die Differenzfrequenz zweier Laser phasensynchron an eine Radiofrequenzquelle gekoppelt wird. Die Regelung ermöglicht es Sprünge in der Laserfrequenz von bis zu 50 MHz kontrolliert auszuführen.

Wir führten auf dem Computer eine Simulation unseres Experiments durch, die zeigt, daß es in einer Raumrichtung möglich ist, Rubidiumatome in einer Geschwindigkeitsklasse zu sammeln, deren Verteilung einer Temperatur von weniger als 10 nK entspricht. Ebenfalls mit einer Computersimulation zeigen wir, daß GSD-Zustände auch in einer zweidimensionalen Lichtstehwelle bevölkert werden. Hier spielt die genaue Struktur des Lichtfeldes eine wesentliche Rolle. In einer theoretischen Analyse können wir eine neuartige kühlende Lichtkraft identifizieren, durch die die GSD-Zustände besonders effizient bevölkert werden.

In Kapitel 7 dieser Arbeit ist eine von uns durchgeführte Forschungsarbeit abgedruckt, in der erstmals ein Spiegel für Atome vorgestellt wird, der die evaneszente Welle von Oberflächenplasmonen nutzt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Geschwindigkeitsselektive Dunkelzustände	7
2.1	Dunkelzustände	7
2.2	Existenz von Dunkelzuständen im ($J_g=1 \leftrightarrow J_e=1$) System.....	9
2.3	Die eindimensionale $\sigma^+ \sigma^-$ Konfiguration.....	12
2.4	Die eindimensionale lin. 45° lin. Konfiguration.....	15
2.5	Die zweidimensionale $\sigma^+ \sigma^-$ Konfiguration.....	19
2.6	Effiziente Kühlung unter die Rückstoßgrenze: die nicht adiabatische Kraft.....	24
3	Laserquellen	31
3.1	Gitterlaser.....	32
3.2	Phasenstabile Laser.....	34
3.3	Frequenzsprünge	37
3.4	Spektroskopie einer Dunkelresonanz.....	40
4	Experimenteller Aufbau	45
4.1	Apparativer Aufbau des Gesamtexperiments.....	45
4.2	Prinzip der magnetooptischen Falle	47
4.3	Quelle für einen monoenergetischen und langsamen Atomstrahl	50
4.4	Betrieb der Quelle.....	51
4.5	Flugzeitmessungen	54
4.6	Wechselwirkungsregion	56
4.7	Detektion.....	58
4.8	Abbildung der Atomwolke	61
5	Realisierung geschwindigkeitsselektiver Dunkelzustände in ^{87}Rb 63	
5.1	GSD-Zustände in ^{87}Rb	63
5.2	Messung des Magnetfelds in der Wechselwirkungsregion	69
5.3	Bevölkerung von GSD-Zuständen in ^{87}Rb : das Experiment.....	73
5.4	Computersimulation der Messung.....	77
5.5	Adiabatischer Populationstransfer in einen Impulszustand	79
6	Ausblick	85
7	Plasmonenspiegel	89
8	Anhang: das Isotop $^{87}\text{Rubidium}$	93

1 Einleitung

Ein atomares Gas kann durch Laserlicht gekühlt werden, wenn die Atome durch den Austausch von Photonen mit dem Laserfeld kinetische Energie verlieren. Dieses Kühlprinzip wurde im Jahr 1975 von T.W. Hänsch und A. Schawlow [6] sowie D.J. Wineland und H.G. Dehmelt [7] vorgeschlagen und konnte zu Beginn der achtziger Jahre experimentell demonstriert werden [8, 9]. In darauffolgenden Experimenten gelang es verschiedenen Forschungsgruppen immer tiefere Temperaturen zu erreichen [1]. In einer Anordnung, die aus drei senkrecht zueinander stehenden Laserstehwellen besteht [10, 11], wurden Cäsiumatome auf eine Temperatur von nur drei Mikrokkelvin gekühlt [12]. Ein Formalismus zur Erklärung dieser tiefen Temperaturen wurde von J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji erarbeitet [13].

Dem Kühlmechanismus ist jedoch eine natürliche Grenze gesetzt, da die Atome am Ende eines Kühlzyklus noch ein letztes Photon spontan emittieren und einen Kraftstoß in eine zufällige Richtung erfahren. Diese Grenze ist durch die Rückstoßtemperatur $T_R = E_R / k_B$ charakterisiert. Hierbei ist E_R die kinetische Energie, die ein ruhendes Atom durch Emission eines einzelnen Photons aufnimmt und k_B die Boltzmannkonstante.

Unterhalb der Rückstoßtemperatur beginnt ein physikalisches Regime, in der die Ausdehnung der atomaren de Broglie-Wellen größer als die Laserwellenlänge ist, und das Atom nicht mehr als in der Laserwelle lokalisiert betrachtet werden kann. Der äußere Freiheitsgrad des Atoms muß demzufolge quantenmechanisch betrachtet werden. Ein Kühlmechanismus, der die Rückstoßgrenze umgeht, muß daher zwei Anforderungen erfüllen. Einerseits muß die spontane Emission des letzten Photons Teil des Kühlmechanismus sein, und andererseits muß die Wellennatur des Atoms berücksichtigt werden.

Tatsächlich konnten A. Aspect und seine Mitarbeiter [14] eine Kühlmethode finden, bei der keine prinzipielle Grenze für eine minimal erreichbare Temperatur erkennbar ist. Den Forschern gelang es, einen Strahl von Heliumatomen in einer Raumrichtung unter die Rückstoßtemperatur zu kühlen. Die Grundlage für diese Kühlmethode beruht auf dem Zusammenwirken von zwei Effekten: I) In einer Laserstehwelle gibt es atomare Zustände, die nicht an das Laserfeld koppeln, falls der Schwerpunktsimpuls p des Zustands ungefähr null ist. Diese Zustände werden als geschwindigkeitsselektive

Dunkelzustände (GSD-Zustände) bezeichnet und bilden eine Falle im Impulsraum. II) Durch Absorption und Emission von Photonen führt ein Atom solange eine Zufallsbewegung im Impulsraum aus, bis es nach einer spontanen Emission in einen Dunkelzustand bei $p \approx 0$ gelangt und nicht mehr an das Laserfeld koppelt. Nach ausreichend langer Wechselwirkungszeit sammelt sich ein großer Teil der Atome im Dunkelzustand bei $p \approx 0$ an.

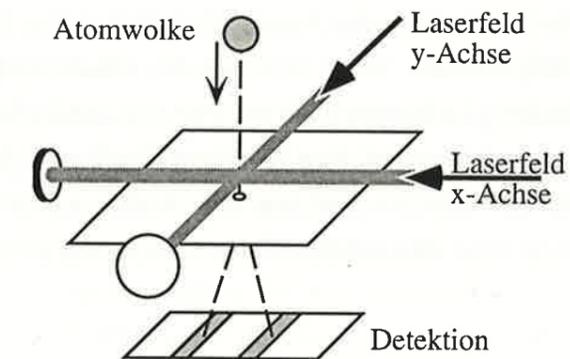
In einem vor wenigen Wochen veröffentlichten Experiment [15] gelang es derselben Arbeitsgruppe, Heliumatome auch in zwei Raumrichtungen unter die Rückstoßtemperatur zu kühlen. Eine Zielrichtung dieser Experimente ist es, quantenstatistische Phänomene zu beobachten. Dies ist möglich, wenn das kalte atomare Gas eine so hohe Dichte hat, daß die Ausdehnung der atomaren de Broglie-Wellen dem mittleren Abstand zwischen zwei Atomen entspricht. Falls es sich bei den Atomen um Bosonen handelt, sollte dann ein erheblicher Teil der Atome in einem einzigen Grundzustand kondensieren. Dieses Phänomen wird als Bose-Einstein-Kondensation [16] bezeichnet und konnte bisher in einem atomaren Gas noch nicht beobachtet werden. Die Untersuchung quantenstatistischer Phänomene scheint bei Helium jedoch vorläufig noch außer Reichweite zu sein, da die in diesen Experimenten erreichbaren Dichten für Helium bei maximal 10^8 Atome/cm³ [15, 17] liegen. In dieser Hinsicht erfolgversprechender sind Experimente mit Alkaliatomen, da hier Dichten von bis zu 10^{12} Atome/cm³ erreicht werden können [18, 19].

Die eindimensionale Kühlung von Natriumatomen unter die Rückstoßgrenze [20] wurde 1992 an der Stanford Universität in Kalifornien demonstriert. Die dortige Forschergruppe entwickelte ein Kühlverfahren, das geschwindigkeitssensitive Ramanpulse [21] zur Kühlung und Geschwindigkeitsselektion nutzt. Auch dieses Kühlverfahren beruht darauf, daß Atome einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse nicht mit dem Laserfeld wechselwirken. Dieses in einer Dimension sehr wirkungsvolle Verfahren zeigt jedoch Probleme bei der Erweiterung in zwei und drei Dimensionen [22]. Darüber hinaus ist die Kühlrate dieses gepulsten Kühlverfahrens wesentlich kleiner (\approx Faktor 10) im Vergleich zur Kühlung mit GSD-Zuständen.

In der vorliegenden Arbeit werden erstmals Experimente vorgestellt, in denen das Kühlverfahren mit geschwindigkeitselektiven Dunkelzuständen auf Alkaliatome angewandt wird. Wir verwenden das zu den schweren Alkaliatomen gehörende Isotop ⁸⁷Rubidium, da dies aufgrund seiner großen Hyperfeinaufspaltung für dieses Kühlverfahren besonders günstig ist. Zur Präparation der GSD-Zustände eignet sich ein

Laserfeld, das mit der Rubidium D1-Linie resonant ist. In einer eindimensionalen optischen Stehwelle mit dem Wellenvektor k ist der GSD-Zustand eine Überlagerung aus zwei Impulseigenzuständen mit den Eigenwerten $p + \hbar k$ und $p - \hbar k$, wobei p den Erwartungswert des atomaren Impulses beschreibt.

Betrachten wir ein Ensemble von Atomen, das mit dem Laserfeld wechselwirkt, so erwarten wir, daß ein Teil der Atome zu niedrigen Impulsen diffundiert und in einem GSD-Zustand mit $p \approx 0$ gefangen wird. Eine anfänglich breite Impulsverteilung ($\Delta p \gg \hbar k$) zeigt daher eine Anhäufung der Atome bei den Impulsen $+\hbar k$ und $-\hbar k$. Dies führt zu zwei Spitzen in der Impulsverteilung, die bei zunehmender Wechselwirkungszeit immer schmaler ($\Delta p \ll \hbar k$) und höher werden. Wird der atomare Impuls in zwei Dimensionen gemessen, so erwartet man zwei Streifen in der Impulsverteilung (Fig. 1.1). Ein anderer Teil der Atome wird jedoch zu immer höheren Impulsen diffundieren. Letzteres ist ein Verlustkanal für den Kühlmechanismus und schien zunächst ein entscheidendes Hindernis für das effiziente Laden des GSD-Zustandes darzustellen. Wir konnten in einer theoretischen Betrachtung eine kühlende Lichtkraft identifizieren, die eine Diffusion der Atome zu höheren Impulsen verhindert. Die Wirkung dieser Kraft auf ein atomares Ensemble untersuchen wir mit einer Computersimulation, bei der ein in Ref. 23 vorgestelltes Quanten-Monte-Carlo-Verfahren eingesetzt wird.



Figur 1.1: Schema des Experiments.

Der Aufbau des Experiments zur Präparation und zum Nachweis der GSD-Zustände ist in Fig. 1.1 schematisch dargestellt. Das Experiment ist so konzipiert, daß ein- und zweidimensionale GSD-Zustände untersucht werden können. Die Erweiterung des Experiments in die dritte Raumrichtung ist nach einigen Modifikationen ebenfalls möglich. Atome des Isotops ⁸⁷Rb werden aus dem Hintergrunddampf einer

Rubidiumzelle [21] in eine magneto-optische Falle geladen. In dieser Falle werden die Atome im Lichtfeld dreier senkrecht zueinander orientierter Laserstehwellen gefangen und gekühlt [24]. Die Lokalisierung der Atome im Kreuzungspunkt der Laserstehwellen wird durch eine geeignete Kombination von Magnetfeldgradient und Lichtfeldpolarisation erreicht. Nachdem die Falle geladen ist, werden die Atome mit etwa 2 m/s nach unten beschleunigt und im bewegten System auf 13 Mikrokkelvin gekühlt. Hierfür werden phasensynchron arbeitende Laserdioden eingesetzt, die ein Stehwellenfeld erzeugen, dessen Schwerpunkt sich mit 2 m/s nach unten bewegt und die Atome mitzieht [25, 26]. Nach der Beschleunigungs- und Kühlphase wird das Laserfeld ausgeschaltet und die Atome bewegen sich unter dem Einfluß der Schwerkraft abwärts.

Die GSD-Zustände werden in einem Stehwellenfeld (Fig. 1.1) unterhalb der magneto-optischen Falle präpariert. Diese Region ist durch einen mehrschichtigen μ -Metallschirm gegen Magnetfelder abgeschirmt. Das Restmagnetfeld liegt unterhalb von 0.5 Milligauss. Die Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Stehwellenfeld beträgt 1.6 ms. Die Stehwelle entlang der x-Achse (Fig. 1.1) ist resonant mit dem $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ Übergang. Da dieser Übergang kein geschlossenes Zwei-Niveau-System darstellt wie der $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ Übergang bei Helium, ist es notwendig, durch einen zusätzlichen Laserstrahl das optische Hyperfeinpumpen in den $5S_{1/2}(F=2)$ Zustand zu vermeiden. Hierzu dient die Stehwelle entlang der y-Achse.

Zur Messung der Impulsverteilung der Atome wird ein Teil des Atomstrahls mit einer Blende ($\phi=75 \mu\text{m}$) ausgeblendet. 10 cm unterhalb der Blende wird die Fluoreszenz der Atome in einem resonanten Lichtteppich mit einer bildverstärkten Kamera abgebildet [5]. Aufgrund der genau definierten vertikalen (z-Achse) Geschwindigkeit der Atome ergibt sich hieraus direkt die Impulsverteilung der Atome in der x-y Ebene. Die Impulsauflösung beträgt $\hbar k/2$, dies entspricht einer Geschwindigkeit der Rubidiumatome von 3 mm/s.

Die Impulsverteilung der Atome zeigt die erwarteten zwei Streifen bei den Impulsen $\pm\hbar k$, womit nachgewiesen ist, daß der geschwindigkeitsselektive Dunkelzustand bevölkert wird. Die Zahl der Atome, die in einem Impulsintervall detektiert werden, nimmt gegenüber der Anfangsverteilung ab. Die Computersimulation zeigt dasselbe Verhalten, wenn wir die Geschwindigkeitsauflösung des Detektors berücksichtigen.

Die im Vergleich zu ^4He hohe Masse von ^{87}Rb bedeutet, daß die Rückstoßtemperatur bei nur 340 nK liegt, im Vergleich zu 4 μK bei ^4He . Entsprechend niedriger ist auch die

Rückstoßgeschwindigkeit $v_R = \hbar k/M$ für Rubidiumatome, sie beträgt nur 5.7 mm/s (9 cm/s für He). Für das Experiment bedeutet dies, daß für eine gegebene Wechselwirkungszeit die erreichbaren Temperaturen bei Rubidium wesentlich niedriger liegen. Andererseits sind die GSD-Zustände wesentlich empfindlicher bezüglich Störeinflüssen, wie z.B. Restmagnetfelder.

Ein vielversprechender Vorschlag, dieses Kühlverfahren auf zwei und drei Dimensionen zu erweitern, wurde 1992 von M. Ol'shanii et al. gemacht [27]. Dabei blieb allerdings die Frage offen, ob es tatsächlich gelingt, einen in diesem Fall zwei- oder dreidimensionalen GSD-Zustand effizient zu bevölkern. In einer gemeinschaftlichen Arbeit mit M. Ol'shanii konnten wir mit einer Computersimulation zeigen, daß es für bestimmte Stehwellenkonfigurationen möglich ist, Dunkelzustände zu bevölkern, die in zwei Dimensionen geschwindigkeitsselektiv sind. Ein solcher Zustand ist eine kohärente Überlagerung aus vier Impulszuständen.

Gliederung der Arbeit

Kapitel 2 dieser Arbeit befaßt sich mit der Theorie der GSD-Zustände. Zunächst werden die GSD-Zustände in einem semiklassischen Bild veranschaulicht. Anschließend wird ein Formalismus erarbeitet, der die Bewegungsfreiheitsgrade des Atoms quantenmechanisch behandelt. Dieser Formalismus liegt einem Quanten-Monte-Carlo-Computersimulationsprogramm zugrunde, das wir einsetzen, um die Bevölkering der GSD-Zustände in verschiedenen ein- und zweidimensionalen Lichtfeldkonfigurationen zu untersuchen. Hier wird der Einfluß von Mehr-Photonen-Prozessen und Dipolkräften deutlich. Das Simulationsprogramm wurde von M. Ol'shanni geschrieben und in vierwöchiger gemeinsamer Arbeit auf einen Parallelrechner des Leibniz-Rechenzentrums übertragen. Die semiklassische Analyse der nicht-adiabatischen Kraft (Kapitel 2.6) wurde in Zusammenarbeit mit M. Weidemüller und A. Hemmerich durchgeführt.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit den Laserquellen. In den Experimenten werden ausschließlich Laserdioden verwendet. Diese werden in einem Gitterlaseraufbau betrieben, der in unserer Forschungsgruppe entwickelt wurde. Zur Erzeugung des monoenergetischen Atomstrahls wurde ein System aufgebaut, das aus drei Lasern besteht, deren Frequenzen phasensynchron aneinander gekoppelt sind.

In Kapitel 4 wird die experimentelle Apparatur vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde. Kernstück der Apparatur ist eine neuartige Quelle für einen monoenergetischen und langsamen Atomstrahl. Die Apparatur ist so konzipiert, daß ein- und zweidimensionale geschwindigkeitselektive Dunkelzustände präpariert und detektiert werden können.

Das fünfte Kapitel befaßt sich mit der experimentellen Realisierung von GSD-Zuständen in Rubidium. Zunächst wird das Schema zur Präparation der Dunkelzustände vorgestellt und diskutiert. In den Abschnitten 5.3 bis 5.5 sind die experimentellen Messungen zur Bevölkerung der GSD-Zustände gezeigt. Die Ergebnisse der Messungen werden mit einer Computersimulation des Experiments verglichen, die gemeinsam mit T. Ruge durchgeführt wurden.

Das sechste Kapitel gibt einen Ausblick auf zukünftige Experimente.

2 Geschwindigkeitsselektive Dunkelzustände

In diesem Kapitel werden einige grundsätzliche Fragestellungen bezüglich geschwindigkeitselektiver Dunkelzustände (GSD-Zustände) beantwortet. Einleitend (Kapitel 2.1) wird in einem semiklassischen Bild der Kühlmechanismus mit Dunkelzuständen veranschaulicht. In Kapitel 2.2 wird Ref. 27 folgend gezeigt, daß für ein ($J_g=1 \leftrightarrow J_e=1$) System in einem beliebigen monochromatischen Laserfeld immer ein Dunkelzustand existiert. Die Frage, wie effizient ein GSD-Zustand bevölkert wird, untersuchen wir für verschiedene Laserfeldkonfigurationen in den Kapiteln 2.3 bis 2.5. Zunächst behandeln wir eine bereits in Ref. 28 beschriebene, besonders anschauliche eindimensionale Lichtfeldkonfiguration. Diese Situation vergleichen wir mit einer ebenfalls eindimensionalen Lichtfeldgeometrie, in der die kohärente Ausbreitung der atomaren Wellenfunktion im Impulsraum durch Mehr-Photonen-Prozesse eine zentrale Rolle spielt. Für weiterführende Experimente von besonderem Interesse sind die Ergebnisse von Computersimulationen, in denen wir die Bevölkerung von GSD-Zuständen in einem zweidimensionalen Stehwellenfeld untersuchen. Diese Simulationen sind unseres Wissens die ersten Rechnungen, in denen die Ausbreitung der atomaren Wellenfunktion auf einem zweidimensionalen Impulsgitter unter Berücksichtigung der spontanen Emission berechnet wird. Eine neuartige kühlende Kraft, die die Bevölkerung der Dunkelzustände unterstützt, wird für einen eindimensionalen Fall in Kapitel 2.6 analysiert.

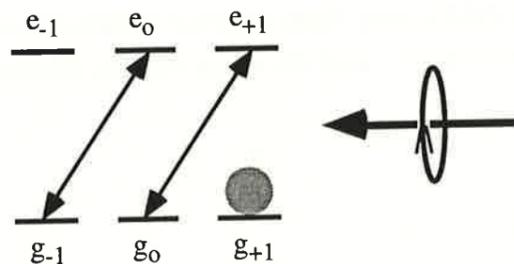
2.1 Dunkelzustände

Wird ein atomares Drei-Niveau-System, das eine Λ -förmige Struktur besitzt, in beiden Ästen resonant von Lichtfeldern getrieben, so gibt es eine Grundzustandskohärenz, die nicht an das Lichtfeld koppelt. Diese Kohärenz wird als Dunkelzustand bezeichnet und wurde Anfang der sechziger von W. E. Bell und A. L. Bloom [29] untersucht. Weitere Arbeiten folgten Mitte der Siebziger Jahre von E. Arimondo, G. Oriols, A. Gozzini [30] und anderen [31]. Heute findet dieses Phänomen erneut starkes Interesse, da gezeigt werden konnte, daß sich Dunkelzustände zum Kühlen von Atomen eignen. Insbesondere eröffnete sich die Möglichkeit, ein atomares Ensemble unter die Grenze, die durch den Rückstoß eines spontan emittierten Photons gegeben ist, zu kühlen. Hierbei werden

geschwindigkeitsselektive Dunkelzustände (GSD-Zustände) durch optisches Pumpen bevölkert [14].

In Ref. [32] wird gezeigt, daß es für alle ($J_g = J \leftrightarrow J_e = J$) und ($J_g = J \leftrightarrow J_e = J - 1$) Zwei-Niveau-Übergänge (J_g, J_e : Drehimpuls des Grund- bzw. angeregten Zustandes, $J_g \geq 1$) einen Dunkelzustand gibt. Dieser Zustand ist eine Kohärenz des Zeemanmultipletts. Die Form der Kohärenz hängt von der Polarisation des Lichtfeldes ab. Durch optisches Pumpen [33] kann der Dunkelzustand bevölkert werden. Voraussetzung hierfür ist es, daß die Polarisation des Lichtfeldes über einen Zeitraum, der groß gegenüber der optischen Pumpzeit ist, konstant ist. In Kapitel 3.4 ist die experimentelle spektroskopische Untersuchung dieser Zustände beschrieben.

In Fig. 2.1 ist die Wechselwirkung eines ($J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$) Übergangs mit einer zirkular polarisierten Welle veranschaulicht. Die durch das resonante Laserfeld induzierten Kopplungen sind durch Doppelpfeile symbolisiert. Der Grundzustand g_{+1} ist ein Dunkelzustand, da er durch das Laserfeld an keinen der angeregten Zustände gekoppelt ist. Durch mehrere Zyklen der optischen Anregung und darauffolgender spontaner Emission (optisches Pumpen) werden die Grundzustände g_{-1} und g_0 entleert und der Dunkelzustand g_{+1} bevölkert.



Figur 2.1: Wechselwirkung eines entarteten Zwei-Niveau-Atoms mit einer zirkular polarisierten Laserwelle. Der Grundzustand g_{+1} mit der magnetischen Quantenzahl $\mu=+1$ koppelt nicht an das Lichtfeld und wird als Dunkelzustand bezeichnet.

A. Aspect et al. [14] konnten 1988 erstmals experimentell demonstrieren, daß es möglich ist, mit Hilfe von Dunkelzuständen Atome in einer Richtung unter die Rückstoßtemperatur zu kühlen. In deren Experiment wechselwirkt ein Heliumstrahl mit einer eindimensionalen Laserstehwelle, die resonant mit dem $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ Übergang in Helium ist. Der Polarisationsvektor der Stehwelle weist eine ortsabhängige Orientierung auf und bildet eine Helix entlang der Stehwellenachse. Der Kühlmechanismus beruht

darauf, daß Atome, die relativ zur Stehwellenachse ruhen, immer dieselbe Polarisation des Lichtfeldes sehen und daher einen zeitlich stabilen Dunkelzustand aufweisen. Der Dunkelzustand wird durch optisches Pumpen bevölkert. Bewegt sich das Atom hingegen relativ zur Stehwellenachse, so sieht das Atom eine zeitlich variierende Polarisation und es existiert kein stabiler Dunkelzustand. Während der Wechselwirkung ändert das Atom daher durch Absorption und darauffolgende spontane Emission seinen Impuls in einer Art Brown'schen Bewegung bis es optisch in einen ruhenden Dunkelzustand gepumpt wird.

Durch diesen Mechanismus ist es möglich, ein atomares Ensemble unter die Rückstoßenergie eines Photons zu kühlen. Die Impulsverteilung Δp der Atome wird schmaler als $\hbar k$ (k : Wellenvektor des Lichtfeldes), das bedeutet, daß die Kohärenzlänge der atomaren Wellenfunktion $\hbar/\Delta p$ größer als $\lambda/2\pi = 1/k$ wird und das Atom nicht mehr als in der Laserwelle lokalisiert betrachtet werden kann. Die äußeren Freiheitsgrade des Atoms müssen daher quantenmechanisch behandelt werden.

2.2 Existenz von Dunkelzuständen im ($J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$) System

Der Grundzustand ($|g_\mu\rangle, \mu = \pm 1, 0$) und der angeregte Zustand ($|e_m\rangle, m = \pm 1, 0$) eines ($J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$) Atoms bilden jeweils ein Zeeman Triplet:

$$\hat{J}_z |g_\mu\rangle = \mu |g_\mu\rangle, \quad (2.1)$$

$$\hat{J}_z |e_m\rangle = m |e_m\rangle, \quad (2.2)$$

wobei \hat{J}_z die z-Komponente des Drehimpulsoperators ist. Für den elektronischen Hamiltonoperator \hat{H}_0^e des freien atomaren Systems sind die Zeeman Triplets entartet und man kann setzen:

$$\begin{aligned} \hat{H}_0^e |g_\mu\rangle &= 0 |g_\mu\rangle \\ \hat{H}_0^e |e_m\rangle &= \hbar\omega |e_m\rangle, \end{aligned} \quad (2.3)$$

wobei ω die Bohrfrequenz des Übergangs bezeichnet. Der kinetische Teil des atomaren Hamiltonoperators $\hat{H}_0^{\text{kin}} = \hat{\mathbf{p}}^2/2M$ wirkt auf die äußeren Freiheitsgrade des Atoms. Hierbei ist M die Masse des Atoms und $\hat{\mathbf{P}}$ der Impulsoperator.

Das System wechselwirkt mit einem klassischen Lichtfeld, das die Form:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_L(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \quad (2.4)$$

hat. Für die Polarisationskomponenten gilt

$$E_q(\mathbf{r}) = \epsilon_q^* \cdot \mathbf{E}_L(\mathbf{r}), \quad (2.5)$$

wobei ϵ_q einen kartesischen ($q=x, y, z$) oder zirkularen ($q=0, \pm 1$, $\epsilon_0 = \epsilon_z$, $\epsilon_+ = -(\epsilon_x + i\epsilon_y)/\sqrt{2}$, $\epsilon_- = (\epsilon_x - i\epsilon_y)/\sqrt{2}$) Polarisationsvektor darstellt. Der atomare Dipoloperator ist definiert als:

$$\hat{\mathbf{d}} = P_e \mathbf{d} P_g + P_g \mathbf{d} P_e = \mathbf{d}^+ + \mathbf{d}^-,$$

mit

$$P_e = \sum_m |e_m\rangle \langle e_m|, \quad P_g = \sum_\mu |g_\mu\rangle \langle g_\mu| \quad (2.6)$$

Der Wechselwirkungsoperator in der Dipolnäherung [34] ergibt sich dann zu

$$\hat{\mathbf{V}} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} \stackrel{\text{RWA}}{\cong} - \sum_{\mu, m} |e_m\rangle \langle e_m| \underbrace{\mathbf{E}_L \cdot \mathbf{d}^+}_{\sum_{q=0, \pm 1} E_q(\hat{\mathbf{r}}) D C_{m\mu}^q} |g_\mu\rangle \langle g_\mu| e^{-i\omega t} + \text{h.c.}, \quad (2.7)$$

wobei $\hat{\mathbf{r}}$ der atomare Ortsoperator ist und RWA für 'rotating wave approximation' [35] steht. Die Clebsch-Gordan Koeffizienten der Kopplung sind mit $C_{m\mu}^q$ symbolisiert.

Das reduzierte Dipolmatrixelement D ist definiert als

$$D = \frac{1}{\sqrt{2J_e + 1}} (\mathbf{J}_e \parallel \mathbf{d} \parallel \mathbf{J}_g). \quad (2.8)$$

Die Gestalt der Dunkelzustände läßt sich am einfachsten erkennen, wenn die Zeeman-Komponenten des Grund- und angeregten Zustandes in kartesische Koordinaten transformiert werden. Es gilt:

$$\begin{aligned} |g_x\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|g_{-1}\rangle - |g_{+1}\rangle), \\ |g_y\rangle &= \frac{i}{\sqrt{2}} (|g_{-1}\rangle + |g_{+1}\rangle), \\ |g_z\rangle &= |g_0\rangle. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die Transformationen für die Zeeman-Komponenten des angeregten Zustandes haben die gleiche Form. Explizit lautet der Wechselwirkungsoperator in der kartesischen Basis:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{V}} = -iD/\sqrt{2} \{ & |e_x\rangle \langle e_x| (E_y(\hat{\mathbf{r}}) \langle g_z| - E_z(\hat{\mathbf{r}}) \langle g_y|) \\ & + |e_y\rangle \langle e_y| (E_z(\hat{\mathbf{r}}) \langle g_x| - E_x(\hat{\mathbf{r}}) \langle g_z|) \\ & + |e_z\rangle \langle e_z| (E_x(\hat{\mathbf{r}}) \langle g_y| - E_y(\hat{\mathbf{r}}) \langle g_x|) \} e^{-i\omega t} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Wir suchen nun einen Dunkelzustand, der eine Superposition der Zeeman-Komponenten des Grundzustandes ist. In der Ortsdarstellung hat der Dunkelzustand daher die Form:

$$|\Psi_{\text{NC}}(\mathbf{r})\rangle = g_x(\mathbf{r})|g_x\rangle + g_y(\mathbf{r})|g_y\rangle + g_z(\mathbf{r})|g_z\rangle \quad (2.11)$$

(Der Index "NC" steht hier für "non-coupling"). Die Ortsfunktionen $g_{x,y,z}(\mathbf{r})$ werden im folgenden durch den Vektor $\mathbf{g}(\mathbf{r}) = (g_x(\mathbf{r}), g_y(\mathbf{r}), g_z(\mathbf{r}))$ beschrieben.

Es gibt zwei Bedingungen dafür, daß die Grundzustandssuperposition Ψ_{NC} ein Dunkelzustand ist. Erstens darf der Zustand nicht mit dem Lichtfeld wechselwirken, und zweitens muß er ein stationärer Zustand sein. Wäre er kein stationärer Zustand, so würde er sich in der Zeitentwicklung in einen Zustand drehen, der an das Lichtfeld koppelt. Im folgenden betrachten wir ausschließlich die Wechselwirkung des Atoms mit einem Lichtfeld. In diesem Fall muß der Dunkelzustand Eigenzustand des kinetischen Hamiltonoperators sein und darf nicht kinetisch an andere Zustände gekoppelt sein, die durch das Lichtfeld angeregt werden können. In Ref. [27] wird gezeigt, daß diese Bedingungen mit folgenden zwei Gleichungen äquivalent sind:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{g}(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.12)$$

$$\Delta \mathbf{g}(\mathbf{r}) + k^2 \mathbf{g}(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.13)$$

Die obere Gleichung ergibt sich aus dem Wechselwirkungsoperator (Gl. 2.10) und die untere Gleichung aus dem kinetischen Hamiltonoperator.

Die Lösung von Gl. 2.12 ist

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = \zeta(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (2.14)$$

wobei $\zeta(\mathbf{r})$ eine beliebige skalare Funktion von \mathbf{r} sein kann. Setzt man diese Lösung in Gl. 2.13 ein, so ergibt sich

$$\Delta (\zeta(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})) + k^2\zeta(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.15)$$

Da das Lichtfeld die Helmholtzgleichung $\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}) + k^2\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0$, mit k als Wellenvektor erfüllt, erhält man unmittelbar eine spezielle Lösung der Gleichung 2.15:

$$\zeta(\mathbf{r}) = \text{konst.}, \quad (2.16)$$

$$k = k, \quad (2.17)$$

d.h. für ein resonantes monochromatisches Lichtfeld $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ gibt es immer mindestens einen Dunkelzustand. Dieser hat dieselbe Ortsabhängigkeit wie das Lichtfeld, und es gilt:

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = \text{const.} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (2.18)$$

Es kann jedoch auch mehrere Lösungen der Gleichungen (2.12) und (2.13) geben, wie im folgenden Beispiel gezeigt wird.

Bei dem in Fig. 2.1 diskutierten Fall besteht das Lichtfeld aus einer zirkular ($\sigma+$) polarisierten in z -Richtung laufende Welle. Ein Schar von Dunkelzuständen erfüllt in diesem Fall die Gleichungen 2.12 und 2.13:

$$\begin{aligned} g(x) &= -\zeta(x,y)e^{-ik} \\ g(y) &= -i\zeta(x,y)e^{-ik}, \\ g(z) &= 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

wobei k beliebig gewählt sein kann. Da jede Superposition von Dunkelzuständen wieder ein dunkler Zustand ist, ergibt sich:

$$|\Psi_{NC}\rangle = -\zeta(\mathbf{r})\left(|g_x\rangle + i|g_y\rangle\right) = \zeta(\mathbf{r})|g_{m=+1}\rangle, \quad (2.20)$$

wobei $\zeta(\mathbf{r})$ eine beliebige ortsabhängige Funktion ist. Dieser Dunkelzustand ist nicht geschwindigkeitsselektiv und hat genau die Form, die sich aus den qualitativen Überlegungen zu Fig. 2.1 ergab.

2.3 Die eindimensionale $\sigma^+_{-}\sigma^-$ Konfiguration

Eine einfache Lichtfeldkonfiguration, in der geschwindigkeitsselektive Dunkelzustände existieren, wurde bereits in der Einleitung diskutiert (Fig. 1.2). Im folgenden wollen wir

dieses Beispiel genauer untersuchen. Das Lichtfeld ist eine eindimensionale Stehwelle, die sich aus zwei gegenläufigen laufenden Wellen mit orthogonal zueinander stehenden Polarisationsvektoren zusammensetzt. Wir wählen im folgenden ein Beispiel mit zirkularen Polarisationsvektoren ($\sigma^+_{-}\sigma^-$ Konfiguration). Für senkrecht zueinander stehende lineare Polarisationsvektoren (lin. \perp lin. Konfiguration) hat die Wechselwirkung genau dieselbe Form. Die Wechselwirkung des atomaren Systems mit dem Lichtfeld läßt sich für diese Fälle in einem Zustandsraum beschreiben, der in Familien zerfällt, die geschlossen sind bezüglich Absorption und stimulierter Emission von Photonen [28]. Diese Situation sogenannter geschlossener Familien ermöglicht einen einfachen Zugang zur Dynamik des Systems.

Wir untersuchen im folgenden die sogenannte $\sigma^+_{-}\sigma^-$ - Lichtfeldkonfiguration. Diese besteht aus einer Stehwelle, die sich aus zwei gegenläufigen Laufwellen zusammensetzt, deren zirkulare Polarisationsvektoren einen gegenläufigen Drehsinn haben:

$$\mathbf{E}(z) = E \epsilon_+ e^{+ikz} + E \epsilon_- e^{-ikz} \quad (2.21)$$

Wir verwenden die Operatorrelation

$$e^{\pm ik\hat{x}} = \sum_p |p\rangle \langle p \mp \hbar k|, \quad (2.22)$$

wobei \hat{x} die x -Komponente des atomaren Ortsoperators ist. Der Zustand $|p\rangle$ repräsentiert einen atomaren Impulszustand mit dem linearen Impuls p in x -Richtung. Die Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld wird durch den Operator

$$\hat{V} = \frac{\hbar\Omega}{2} \sum_p \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} |e_0, p\rangle \langle g_{+1}, p + \hbar k| - \frac{1}{\sqrt{2}} |e_0, p\rangle \langle g_{-1}, p - \hbar k| \right\} e^{-i\omega t} + \text{h.c.} \quad (2.23)$$

beschrieben, wobei für die Rabi-Frequenz Ω gilt $\Omega = 2DE / \hbar$. Die atomaren Zustände $|e_{+1}, p - \hbar k\rangle$, $|e_{-1}, p - \hbar k\rangle$, $|g_0, p\rangle$ werden nach wenigen optischen Pumpzyklen entleert und sind daher im Operator \hat{V} nicht berücksichtigt.

Die Wechselwirkung koppelt nur Zustände innerhalb einer Impulsfamilie $F(p)$. Diese setzt sich aus den Zuständen $|g_{+1}, p - \hbar k\rangle$, $|g_{-1}, p - \hbar k\rangle$, $|e_0, p\rangle$ zusammen. Die Dynamik des Systems wird durch die verallgemeinerten Blochgleichungen [36, 37, 38] beschrieben.

Besonders anschaulich ist die Zeitentwicklung des Systems in den Basiszuständen

$$|e_0, p\rangle$$

$$|\Psi_C\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g_{+1}, p + \hbar k\rangle - |g_{-1}, p - \hbar k\rangle) \quad (2.24)$$

$$|\Psi_{NC}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g_{+1}, p + \hbar k\rangle + |g_{-1}, p - \hbar k\rangle)$$

Der angeregte Zustand e_0 hat eine natürliche Lebensdauer τ . Die natürliche Linienbreite Γ bzw. inverse Lebensdauer des angeregten Zustands ist definiert als $\Gamma = \tau^{-1}$.

Der Zustand Ψ_C koppelt durch die Lichtfeldwechselwirkung an den angeregten Zustand e_0 . Für kleine Laserleistungen ($\Omega \ll \Gamma$) und für langsame Atome ($kp/M \ll \Gamma$, M : Masse des Atoms) führt dies zu einer inversen Lebensdauer Γ'_c des Zustandes Ψ_C von [28]

$$\Gamma'_c = \frac{\Omega^2}{\Gamma}, \quad (2.25)$$

Der Zustand Ψ_{NC} ist der geschwindigkeitsselektive Dunkelzustand, der nicht an das Lichtfeld koppelt. Die Zustände Ψ_{NC} und Ψ_C sind durch den kinetische Anteil des atomaren Hamiltonoperators für $p \neq 0$ gekoppelt. Die kinetische Kopplung ist proportional zu kp/M , daher ergibt sich für Ψ_{NC} eine inverse Lebensdauer ($kp/M \ll \Gamma'_c$) von

$$\Gamma''_{NC}(p) = \frac{4k^2 p^2}{M^2 \Omega^2} \Gamma. \quad (2.26)$$

Der Dunkelzustand hat also für $p \neq 0$ eine endliche Lebensdauer. Da die Lebensdauer des Dunkelzustandes von der Geschwindigkeit des Atoms abhängt wird diese Art von Dunkelzustand als geschwindigkeitsselektiver Dunkelzustand, oder kurz GSD-Zustand bezeichnet. Der GSD-Zustand $\Psi_{NC}(p=0)$ stellt eine perfekte Falle für die Atome im Impulsraum dar.

Wir haben weiter oben bereits gesehen, daß durch die Wechselwirkung mit dem Laserfeld nur Zustände innerhalb einer Impulsfamilie $F(p)$ gekoppelt werden. Die spontane Emission führt nun zu einer Kopplung verschiedener Impulsfamilien. Befindet sich ein Atom in der Impulsfamilie $F(p)$, so kann es durch spontane Emission zu einer

Familie $F(p')$ wechseln, für deren Impuls p' gilt: $p - 2\hbar k \leq p' \leq p + 2\hbar k$. Diese Kopplung führt zu einer Diffusion der Atome im Impulsraum.

Der GSD-Zustand $\Psi_{NC}(p=0)$ stellt eine Falle für die Atome im Impulsraum dar, da die Atome diesen Zustand nicht mehr verlassen können. Es ist daher zu erwarten, daß die Atome im Zustand $\Psi_{NC}(p=0)$, also bei den Impulsen $\pm\hbar k$ angehäuft werden. In Fig. 2.2 ist die Impulsverteilung eines atomaren Ensemble nach der Wechselwirkung mit einem Lichtfeld der $\sigma^+ \sigma^-$ Konfiguration gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, daß die Atome bei den Impulsen $\pm\hbar k$ angehäuft werden.

Für sehr lange Wechselwirkungszeiten [39, 40] zeigt sich, daß die Atome zum Teil auch zu sehr hohen Impulsen ($p/M \gg \Gamma/k$) diffundieren. In diesem Fall sind die Atome so schnell, daß sie aufgrund der Dopplerverschiebung nicht mehr mit dem Lichtfeld wechselwirken und ebenfalls in eine Art Dunkelzustand, jedoch mit hohem Impuls geraten sind.

Betrachtet man die Zahl Z der Atome, die sich in einem Impulsintervall Δp um die Impulse $\pm\hbar k$ befinden, so zeigt sich [39, 40], daß Z zu Beginn der Wechselwirkung ansteigt, dann aber nach einer bestimmten Zeit $T(\Delta p)$ wieder abnimmt. Durch das hier beschriebene Kühlverfahren gelingt es also nicht, alle Atome in einem beliebig schmalen Impulsintervall Δp zu akkumulieren. Die Diffusion der Atome zu hohen Impulsen kann durch eine kühlende Lichtkraft verhindert werden. Eine Möglichkeit hierfür ist in Kapitel 2.6 vorgestellt.

2.4 Die eindimensionale lin_{45° Konfiguration

Dieser Abschnitt untersucht die Atom-Licht-Wechselwirkung mit einem eindimensionalen Lichtfeld, in dem die Dynamik nicht mehr mit Hilfe geschlossener Impulsfamilien von nur drei Zuständen beschrieben werden kann. Zusätzlich zur Impulsdiffusion durch spontane Emission wird die Impulsverteilung durch die kohärente Ausbreitung der atomaren Wellenfunktion im Impulsraum [41, 42, 43, 44, 45] bestimmt. Diese Situation ist physikalisch sehr ähnlich zu zweidimensionalen Lichtfeldkonfigurationen, wie sie in Kapitel 2.5 untersucht werden. Mit Hilfe einer Quanten-Monte-Carlo-Simulation werden die Impulsverteilungen für den Fall geschlossener und nicht-geschlossener Familien verglichen.

Das Lichtfeld besteht aus zwei gegenläufigen Wellen entlang der z-Achse, deren lineare Polarisationsvektoren einen Winkel von 45° einschließen (lin. $_{45^\circ}$ lin. Konfiguration):

$$E_x(z) = E e^{+ikz} + \frac{1}{\sqrt{2}} E e^{-ikz} \quad (2.27)$$

$$E_y(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} E e^{-ikz}. \quad (2.28)$$

Der Wechselwirkungsoperator ergibt sich dann zu:

$$\begin{aligned} \hat{V} = -i \frac{ED}{\sqrt{2}} \sum_p \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} |e_x, p\rangle \langle g_z, p + \hbar k| - |e_y, p\rangle \langle g_z, p - \hbar k| \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} |e_y, p\rangle \langle g_z, p + \hbar k| + |e_z, p\rangle \langle g_y, p - \hbar k| \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{2}} |e_z, p\rangle \langle g_y, p + \hbar k| - \frac{1}{\sqrt{2}} |e_z, p\rangle \langle g_x, p + \hbar k| \right\} e^{-i\omega t} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Der Dunkelzustand ist geschwindigkeitsselektiv und ergibt sich aus Gl. 2.14

$$|\Psi_{\text{NC}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|p + \hbar k, g_0\rangle + |p - \hbar k, g_{\pi/4}\rangle \right), \quad (2.30)$$

wobei gilt:

$$|p, g_\alpha\rangle = \cos\alpha |p, g_x\rangle + \sin\alpha |p, g_y\rangle \quad (2.31)$$

Für Impulse $p \neq 0$ koppelt Ψ_{NC} kinetisch an den Zustand Ψ_C :

$$|\Psi_C\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|p + \hbar k, g_0\rangle - |p - \hbar k, g_{\pi/4}\rangle \right). \quad (2.32)$$

Ein Atom im Zustand Ψ_C kann seinen Impuls durch spontane Emission ändern, wie im Fall geschlossener Familien. Zusätzlich breitet sich die Wellenfunktion kohärent im Impulsraum aus. Beispielsweise ist ein Zwei-Photonen-Übergang

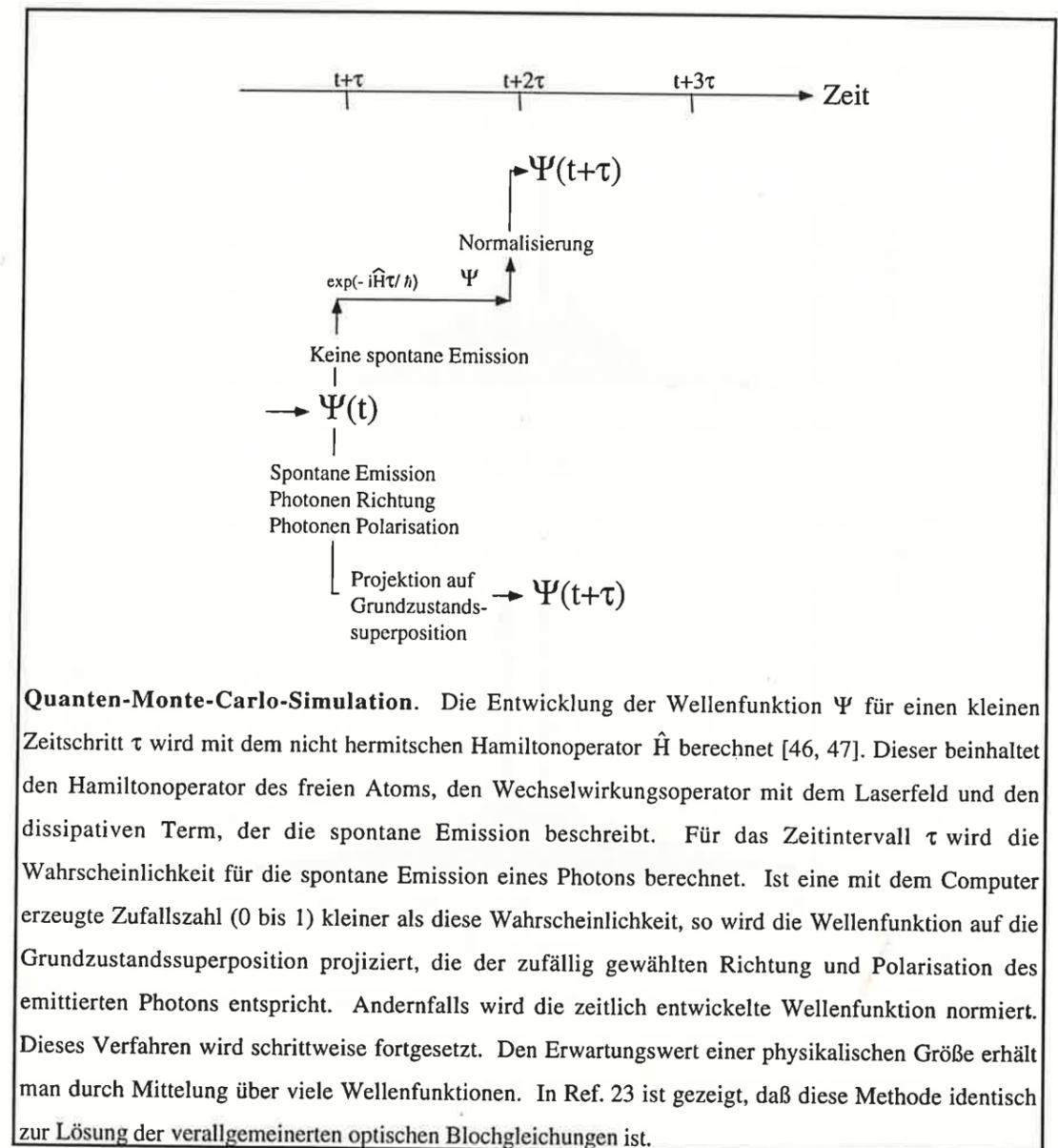
$$|p + \hbar k, g_0\rangle \rightarrow |p, e_z\rangle \rightarrow |p + \hbar k, g_{3\pi/4}\rangle \quad (2.33)$$

möglich. Dies führt zu einer Ausbreitung der atomaren Wellenfunktion über ein Gitter von Impulszuständen, das die Form

$$G: \left\{ |p + 2\ell\hbar k, e_z\rangle, |p + (2m+1)\hbar k, g_x\rangle, |p + (2n+1)\hbar k, g_y\rangle \right\}, \quad (2.34)$$

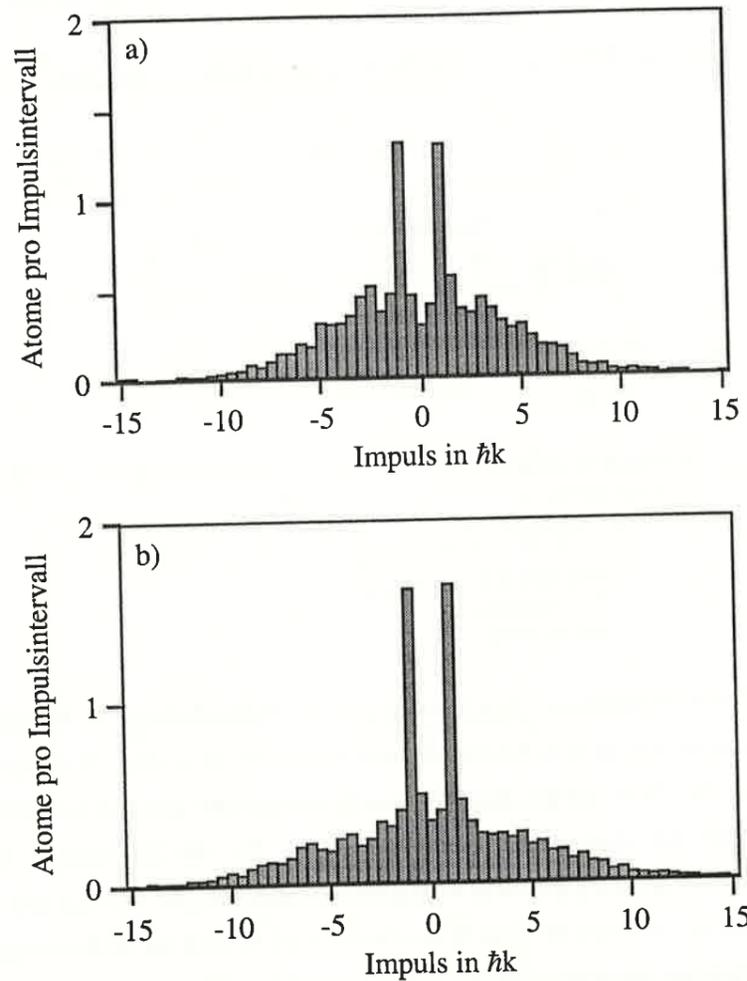
mit $\ell, m, n \in \text{ganze Zahlen}$

hat. Dies verursacht eine zusätzliche Diffusion der Atome im Impulsraum.



Wir benutzen eine Quanten-Monte-Carlo Computersimulation um die Zeitentwicklung eines atomaren Ensembles für den Fall geschlossener und den Fall nicht geschlossener Familien zu simulieren. Der Formalismus dieses Computersimulationsverfahren ist in

Ref. 23 beschrieben und im obenstehenden Kasten veranschaulicht. In der Computersimulation wird die Zeitentwicklung der atomaren Wellenfunktion auf einem Gitter G von Impulszuständen berechnet. Das Gitter hat eine Ausdehnung im Impulsraum von $31 \hbar k$. Das Zentrum dieses Gitters folgt den Impulsänderungen durch spontane Emission.



Figur 2.2: Impulsverteilung eines atomaren Ensembles nach der Wechselwirkung mit einem $\text{lin}_{45^\circ}\text{lin}$ (oben) und einem $\sigma^+\sigma^-$ (unten) Laserfeld. Die Anfangsverteilung ist zwischen $-3\hbar k$ und $3\hbar k$ eins und sonst null.

Die in Fig. 2.2 gezeigten Simulationen sind für Helium als Modellatom auf dem Übergang $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ durchgeführt. Die Rabi-Frequenz ist während der Wechselwirkung konstant, und es gilt $DE/\hbar = 0.1\Gamma$. In Fig. 2.2 sind die Verteilungen

für geschlossene ($\sigma^+\sigma^-$ Konfiguration) und nicht geschlossene Familien ($\text{lin}_{45^\circ}\text{lin}$ Konfiguration) nach einer Wechselwirkungszeit von $400 \Gamma^{-1}$ gezeigt.

Die kohärente Ausbreitung der Wellenfunktion im Impulsraum führt im Fall nicht geschlossener Familien zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Impulsverteilung bei niedrigen Impulsen. Die Zahl der Atome in den $0.5 \hbar k$ breiten Impulsintervallen bei $\pm \hbar k$ ist für den Fall geschlossener Familien um einen Faktor 1.25 größer.

2.5 Die zweidimensionale $\sigma^+\sigma^-$ Lichtkonfiguration

Das Lichtfeld besteht aus zwei Stehwellen der $\sigma^+\sigma^-$ Konfiguration, die entlang der x - bzw. y -Achse orientiert sind. Für die kartesischen Lichtfeldkomponenten ergibt sich:

$$E_x(x,y) = \sqrt{2}E e^{+i(\phi - \pi/2)} \sin ky$$

$$E_y(x,y) = \sqrt{2}E e^{-i\pi/2} \cos kx \quad (2.35)$$

$$E_z(x,y) = \sqrt{2}E e^{i\pi/2} (e^{i\phi} \cos ky + \sin kx),$$

hierbei ist ϕ die relative Zeitphase zwischen beiden Stehwellen. Der Wechselwirkungsoperator ergibt sich durch einsetzen in Gleichung 2.10. Der GSD-Zustand kann nach Gleichung 2.14 berechnet werden und ist:

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{NC}} = & \frac{1}{2} \left| -\frac{1}{\sqrt{2}} (-g_z + ig_y), p_x = p - \hbar k, p_y = \tilde{p} \right\rangle \\ & + \frac{1}{2} \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (-g_z - ig_y), p_x = p + \hbar k, p_y = \tilde{p} \right\rangle \\ & + e^{i\phi} \frac{1}{2} \left| -\frac{1}{\sqrt{2}} (g_x - ig_z), p_x = p, p_y = \tilde{p} - \hbar k \right\rangle \\ & + e^{i\phi} \frac{1}{2} \left| \frac{1}{\sqrt{2}} (g_x + ig_z), p_x = p, p_y = \tilde{p} + \hbar k \right\rangle \end{aligned} \quad (2.36)$$

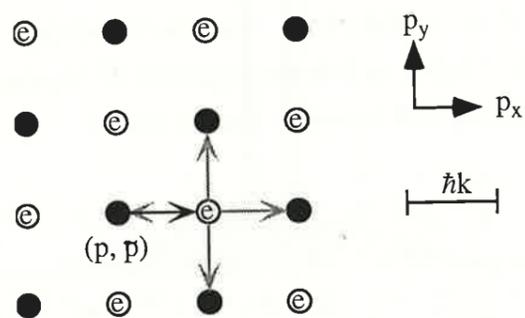
Charakteristisch für diesen Zustand ist dessen Lokalisierung im Impulsraum an den vier Punkten $(p_x=p, p_y=\tilde{p}\pm\hbar k)$ und $(p_x=p\pm\hbar k, p_y=\tilde{p})$. Für $p=\tilde{p}=0$ ist der Zustand auch Eigenzustand des kinetischen Hamiltonoperators und vollständig vom Lichtfeld entkoppelt.

Betrachtet man nur die kohärente Zeitentwicklung, eines beliebigen Zustands, so kann dieser seinen Impuls durch Absorption und stimulierte Emission von Photonen beider Stehwellen ändern. In Fig. 2.3 ist ein solcher Prozeß veranschaulicht. Ein Atom befindet sich im Grundzustand und hat die Impulswerte $p_x=p$ und $p_y=\tilde{p}$. Die Absorption eines Photons aus der in positive x-Richtung laufenden Welle koppelt den Grundzustand an den angeregten Zustand mit den Impulswerten $p_x=p+\hbar k$ und $p_y=\tilde{p}$. Stimulierte Emission eines Photons in eine der vier Laufwellen koppelt den Zustand an vier Grundzustände mit den Impulswerten (p, \tilde{p}) , $(p, \tilde{p}+2\hbar k)$, $(p+\hbar k, \tilde{p}+\hbar k)$ und $(p+\hbar k, \tilde{p}-\hbar k)$. Solche Mehr-Photonen-Prozesse führen zu einer kohärenten Ausbreitung der atomaren Wellenfunktion auf einem Gitter zweidimensionaler Impulszustände. Dieses Gitter hat die Form

$$G(p, \tilde{p}): \left\{ \begin{array}{l} |p_x = p + l_g \hbar k, p_y = \tilde{p} + n_g \hbar k, g_\mu\rangle, l_g + n_g: \text{gerade} \\ |p_x = p + l_e \hbar k, p_y = \tilde{p} + n_e \hbar k, e_m\rangle, l_e + n_e: \text{ungerade} \end{array} \right\} \quad (2.37)$$

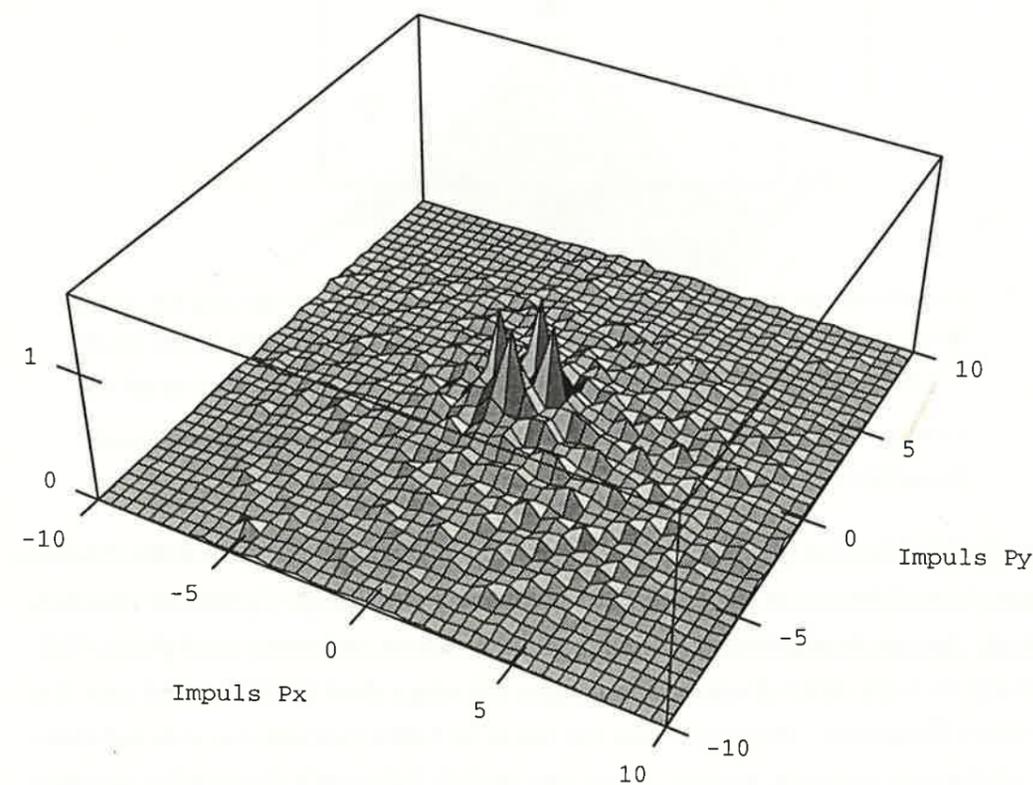
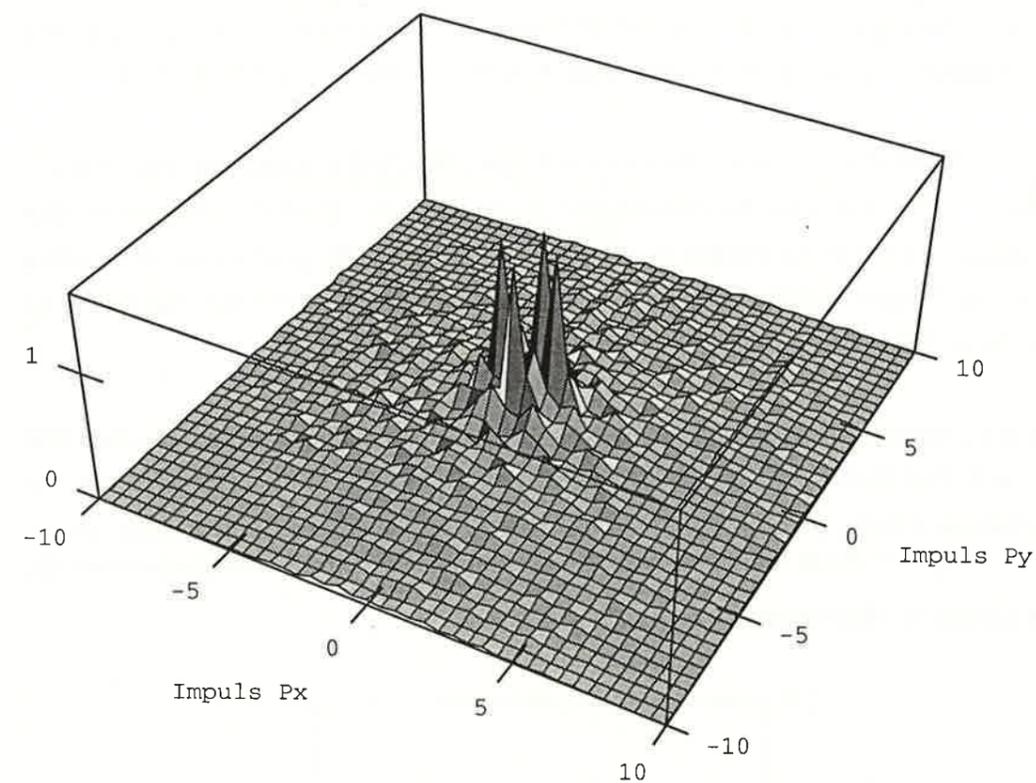
mit $l_g, n_g, l_e, n_e \in \text{ganze Zahlen}$ und $\mu, m = 0, \pm 1$.

Die spontane Emission führt dazu, daß die atomare Wellenfunktion vom Gitter $G(p, \tilde{p})$ zum Gitter $G(p', \tilde{p}')$ wechselt, mit $p - 2\hbar k \leq p' \leq p + 2\hbar k$ und $\tilde{p} - 2\hbar k \leq \tilde{p}' \leq \tilde{p} + 2\hbar k$.



Figur 2.3: Kohärente Ausbreitung eines Impulszustandes ($p_x=p, p_y=\tilde{p}$) durch Absorptions- (schwarzer Pfeil) und stimulierte Emissionsprozesse (graue Pfeile). Das Impulsgitter der Grundzustände ist durch ausgefüllte Punkte und das der angeregten Zustände durch offene Punkte symbolisiert.

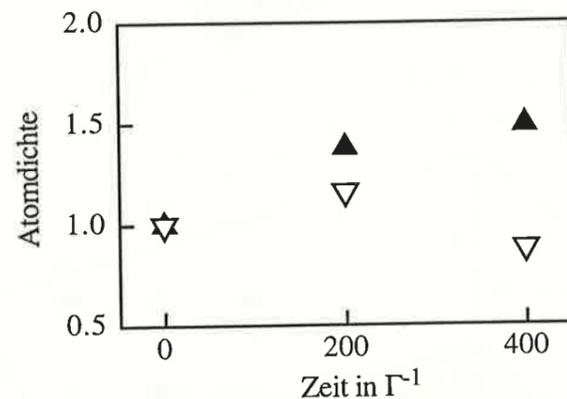
Figur 2.4: Die Computersimulationen zeigen die Impulsverteilungen nach der Wechselwirkung mit dem zweidimensionalen Lichtfeld von Gleichung 2.35. Beim oberen Bild beträgt die Zeitphasendifferenz $\phi=\pi/2$, und beim unteren Bild ist $\phi=0$. Die Anfangsverteilung hat zwischen $-3\hbar k < p_x, p_y < +3\hbar k$ den konstanten Wert eins und ist sonst null.



Wir führten Computersimulationen für die beiden Zeitphasen $\phi=0$ und $\phi=\pi/2$ durch. Bei diesen Rechnungen diente der $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ Übergang von Helium als Modellsystem. Die Rabifrequenz ist während der Wechselwirkung konstant, und es gilt $DE/\hbar = 0.1\Gamma$.

In Figur 2.4 sind die Endverteilungen nach einer Wechselwirkungszeit von $400\Gamma^{-1}$ gezeigt. Für die Zeitphasendifferenz $\phi=\pi/2$ ist die Zahl der Atome in den Impulsintervallen um die Punkte $(p_x=0, p_y=\pm\hbar k)$ und $(p_x=\pm\hbar k, p_y=0)$ wesentlich höher als für die Zeitphasendifferenz von $\phi=0$ (siehe auch Fig. 2.5). Für den Fall $\phi=0$ sind mehr Atome bei höheren Impulsen zu finden.

Die unterschiedliche Dynamik der beiden Systeme läßt sich in einem semiklassischen Bild verstehen. Für $\phi=\pi/2$ ist die Intensität des Lichtfeldes (Fig. 2.6) überall gleich, die Polarisation variiert jedoch räumlich [48]. Die Kopplung dieses Lichtfeldes an ein ($J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$) Atom führt zu Energieeigenwerten des Wechselwirkungsoperators, die keine räumliche Modulation aufweisen.



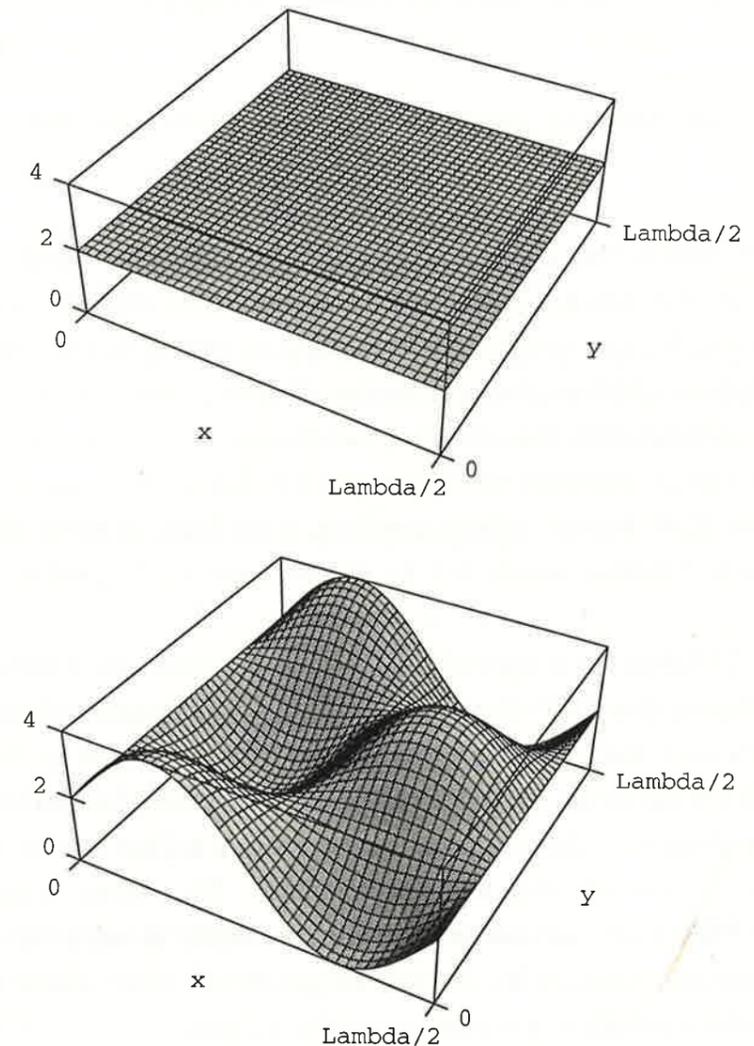
Figur 2.5: Kühleffizienz im zweidimensionalen Lichtfeld. Als Atomdichte ist die Zahl der Atome aufgetragen, die sich in den Impulsintervallen ($\Delta p_x = \Delta p_y = 0.5\hbar k$) um die Punkte $(p_x=0, p_y=\pm\hbar k)$ und $(p_x=\pm\hbar k, p_y=0)$ befinden. Die Dichte der Anfangsverteilung ist auf eins normiert. Die ausgefüllten Dreiecke geben den Phasenfall $\phi=90^\circ$ an und die offenen den Phasenfall $\phi=0^\circ$.

Für den Fall $\phi=0$ hat das Lichtfeld Polarisations- und Intensitätsgradienten. Insbesondere existieren Intensitätsknoten (Fig. 2.6). Daher sind auch die Energieeigenwerte räumlich moduliert. An den Intensitätsknoten sind die Energieeigenwerte entartet und gleich Null. Dies führt zu nicht adiabatischen Übergängen zwischen dem GSD-Zustand und den koppelnden Zuständen. Betrachtet man ein Atom im GSD-Zustand, das sich auf einen Intensitätsknoten zubewegt, so sieht dieses eine zeitlich variierende Polarisation und eine

abnehmende Intensität des Lichtfeldes. Zunächst folgt das Atom der Polarisationsänderung adiabatisch. Die Bedingung für das adiabatische Folgen des nicht koppelnden Zustandes ist [49]:

$$\Omega \gg \frac{2}{\pi} \omega_{\text{pol}}. \quad (2.38)$$

Hier ist Ω die Rabifrequenz des koppelnden Zustandes Ψ_C , und ω_{pol} ist die Rotationsgeschwindigkeit des Polarisationsvektors.



Figur 2.6: Räumliche Intensitätsverteilung des zweidimensionalen Lichtfeldes (Gl. 2.35) für die Zeitphasen $\phi=\pi/2$ (oben) und $\phi=0$ (unten). Charakteristisch für die Zeitphase $\phi=0$ ist die räumlich modulierte Intensität. Die Kantenlängen in den Graphen entsprechen jeweils einer halben Lichtwellenlänge. Nach oben ist die Intensität des Lichtfeldes aufgetragen.

Je näher das Atom an den Intensitätsknoten herankommt, desto wahrscheinlicher sind nicht adiabatische Übergänge in den Zustand Ψ_C . Am Ort des Intensitätsknotens kann nur ein perfekt ruhendes Atom die Bedingung für Adiabaticität (Gl. 2.38) erfüllen. Der Intensitätsknoten ist daher ein zusätzlicher Verlustkanal für den GSD-Zustand, selbst wenn sich das Atom nur sehr langsam bewegt. Dieses semiklassische Bild begründet die hohe Verlustrate aus dem nicht koppelnden Zustand für eine Zeitphasendifferenz $\phi=0$. Problematisch an dem semiklassischen Bild ist jedoch, die Vorstellung eines extrem langsamen Atoms ($v < \hbar k/M$), das an einem Intensitätsknoten lokalisiert ist.

2.6 Effiziente Kühlung unter die Rückstoßgrenze: die nicht adiabatische Kraft

Dieser Abschnitt befaßt sich mit einer neuartigen kühlenden Kraft, die von uns in Ref. 50 vorgestellt wurde. Unabhängig davon wurde eine ähnliche Untersuchung von Shahriar et al. [51] durchgeführt. Die Kraft führt zu einer effizienten Bevölkung von geschwindigkeitsselektiven Dunkelzuständen. Grundlage hierfür sind nicht-adiabatische Übergänge zwischen dem Dunkelzustand und dem an das Lichtfeld koppelnden Zustand. In einer Computersimulation für ^{87}Rb zeigen wir, daß innerhalb von 0.88 ms 35% der Atome einer $12 \hbar k$ breiten Anfangsverteilung in ein Impulsintervall der Breite $0.5 \hbar k$ gekühlt werden. Hierbei bleiben 90% der Atome innerhalb der Impulsbreite von $12 \hbar k$.

In Kapitel 2.3 haben wir festgestellt, daß die mit der spontanen Emission verbundene Impulsdiffusion den GSD-Zustand bevölkert. Die Impulsdiffusion führt aber andererseits auch dazu, daß ein beträchtlicher Teil der Atome zu hohen Impulsen diffundiert, und die Atome nicht mehr in den GSD-Zustand gelangen können. Es wäre daher wünschenswert, daß das Lichtfeld eine Kraft auf die Atome ausübt, die die Diffusion der Atome zu hohen Impulsen verhindert. Für schwere Atome, wie das hier diskutierte ^{87}Rb , muß eine solche Kraft für sehr kleine atomare Geschwindigkeiten ($\approx \text{cm/s}$) wirken. Lichtkräfte, die den Dopplereffekt eines relativ zum Laserfeld bewegten Atoms ausnutzen, kommen daher nicht in Frage.

Im folgenden stellen wir ein eindimensionales Kühlschema vor, in dem für sehr kleine Geschwindigkeiten eine kühlende Reibungskraft auf die Atome wirkt und gleichzeitig ein GSD-Zustand bevölkert wird. Wir diskutieren ein einfaches semiklassisches Modell für die Kraft, das zeigt, daß der Kühlmechanismus auch in einer zwei- oder dreidimensionalen Lichtfeldkonfiguration wirken sollte. Mit einer Quanten-Monte-Carlo

Computersimulation (Kapitel 2.4) testen wir den Kraftmechanismus in einem Regime, in dem das semiklassische Modell für die Beschreibung der Kraft nicht mehr ausreichend ist.

Wir betrachten eine eindimensionale Laserstehwelle, die sich aus zwei gegenläufigen linear polarisierten Wellen gleicher Amplitude zusammensetzt. Die Polarisationsvektoren der beiden Wellen schließen einen Winkel ϕ ein. Das atomare Zwei-Niveau-System ist wieder ein ($J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$) Übergang. Durch die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld werden die Atome optisch in ein λ -artiges System gepumpt. Dieses besteht aus den Grundzuständen $|+\rangle \equiv |g, m = +1\rangle$ und $|-\rangle \equiv |g, m = -1\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e\rangle \equiv |e, m = 0\rangle$. Hierbei bezeichnet m den Eigenwert des auf die Stehwellenachse projizierten Drehimpulsoperators J .

In dieser semiklassischen Betrachtung wird der Impuls des Atoms als klassische Variable behandelt. Wir wissen aber aus der quantenmechanischen Betrachtung, daß in dem Lichtfeld ein GSD-Zustand existiert, der eine Überlagerung aus zwei Impulszuständen ist. Der spezielle Fall für $\phi=45^\circ$ wurde für ein resonantes Lichtfeld bereits in Kapitel 2.4 behandelt.

Wir schreiben den semiklassischen Wechselwirkungsoperator \hat{V} in der Form

$$\hat{V} = \frac{\hbar}{2} \Omega_+ |e\rangle\langle +| + \frac{\hbar}{2} \Omega_- |e\rangle\langle -| + \text{h.c.}, \quad (2.39)$$

wobei für die Rabi-Frequenzen Ω_{\pm} gilt:

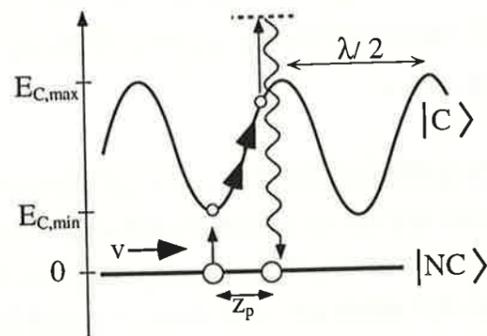
$$\begin{aligned} \Omega_{\pm} &= (1/\sqrt{2}) \Omega_0 \cos(kz \pm \phi/2), \\ \Omega_0 &= 2\sqrt{2} D E_0 / \hbar \end{aligned} \quad (2.40)$$

Hierbei ist D das Dipolmatrixelement, und E_0 bezeichnet die Feldamplitude der laufenden Welle. Für die Grundzustände führen wir nun eine neue Basis ein. Diese besteht aus dem Dunkelzustand

$$|NC\rangle = \frac{\Omega_-}{\sqrt{\Omega_+^2 + \Omega_-^2}} |+\rangle - \frac{\Omega_+}{\sqrt{\Omega_+^2 + \Omega_-^2}} |-\rangle, \quad (2.41)$$

für den gilt $\hat{V}|NC\rangle = 0$ und dem orthogonal dazu stehenden Zustand $|C\rangle$. Dabei ist zu beachten, daß beide Zustände über die Amplituden Ω_{\pm} vom Ort abhängen.

Der Kraftmechanismus beruht auf geschwindigkeitsinduzierten nicht adiabatischen Übergängen zwischen dem Dunkelzustand $|NC\rangle$ und dem koppelnden Zustand $|C\rangle$, daher bezeichnen wir die Kraft als nicht adiabatische Kraft, bzw. NA-Kraft. Die NA-Kraft tritt auf, wenn für den durch die Polarisationsvektoren gebildeten Winkel ϕ gilt: $0^\circ < \phi < 90^\circ$. Es ist eine kühlende Kraft, wenn die Frequenz des Laserfeldes ω_L größer ist als die Resonanzfrequenz ω_0 des atomaren Übergangs, also bei blauer Vestimmung ($\delta > 0$, $\delta = \omega_L - \omega_0$).



Figur 3.7: Erklärung des kühlenden Kraftmechanismus. Durch nicht adiabatische Übergänge wird Population vom Zustand $|NC\rangle$ in den Zustand $|C\rangle$ transferiert. Dies geschieht bevorzugt an den Minima des Potentials. Bevor das Atom optisch in den Zustand $|NC\rangle$ zurückgepumpt wird, legt es eine Strecke z_p zurück und verliert dabei kinetische Energie, da es sich im Potential aufwärts bewegt. $E_{C,max}$ und $E_{C,min}$ sind durch $(S_0/2)\delta(1 \pm \cos\phi)$ gegeben.

Im folgenden betrachten wir die Wechselwirkung für geringe Laserintensitäten, d.h. für den Sättigungsparameter S gilt: $S_0 = \Omega_0^2 / (4\delta^2) \ll 1$, wobei wir $(\delta/\Gamma)^2 \gg 1$ annehmen (Γ : inverse Lebensdauer des angeregten Zustands). Wir können nun den angeregten Zustand adiabatisch eliminieren und die Dynamik des Systems durch einen Hamiltonoperator [52] beschreiben, der nur auf die Grundzustände des Atoms wirkt. Dieser setzt sich aus einem dissipativen Anteil und einem effektiven Wechselwirkungsoperator \hat{H}_{eff} zusammen. Es gilt:

$$\hat{H}_{eff} = E_C|C\rangle\langle C|, E_C = \hbar(\Omega_+^2 + \Omega_-^2) / (4\delta). \quad (2.42)$$

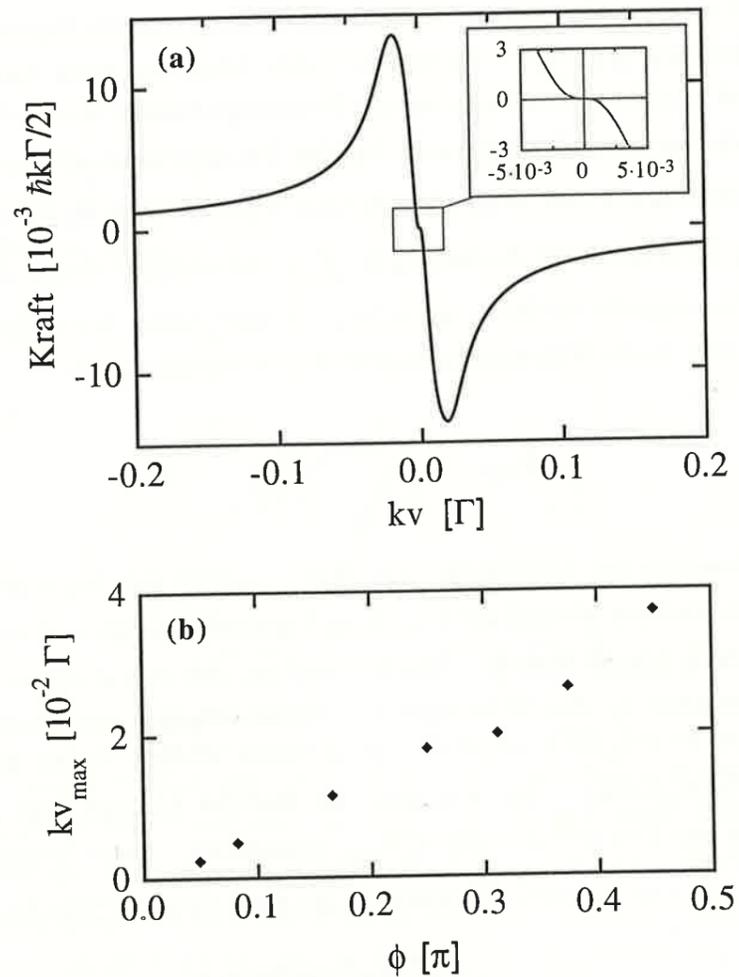
Die Lichtverschiebung E_C des koppelnden Zustandes ist proportional zur Intensität des Lichtfeldes (Fig. 3.7). Für ruhende ($v=0$) Atome wird die gesamte Population optisch in den Dunkelzustand gepumpt. Bewegt sich das Atom mit einer Geschwindigkeit v ($v \ll \Gamma/k$), so wird durch nicht-adiabatische Übergänge Population vom Dunkelzustand in den koppelnden Zustand transferiert. Aus der Störungstheorie [53] erhalten wir für den Populationstransfer eine Wahrscheinlichkeit $P \equiv |\dot{C}\langle NC|C\rangle / E_C|^2$, wobei für die Zeitableitung des koppelnden Zustands gilt: $|\dot{C}\rangle = -kv \sin\phi / (1 + \cos(\phi)\cos(2kz))|NC\rangle$. Der Populationstransfer findet hauptsächlich in den Tälern des lichtverschobenen Potentials E_C statt, da die Wahrscheinlichkeit P dort ein Maximum hat:

$$P_{max} \approx \left(\frac{2kv \sin\phi}{S_0 \delta (1 - \cos\phi)^2} \right)^2. \quad (2.43)$$

Ist die Verstimmung des Lichtfeldes blau ($\delta > 0$), so wird ein Atom im koppelnden Zustand $|C\rangle$ im weiteren Verlauf der Bewegung kinetische Energie verlieren, da es sich den Potentialberg hinauf bewegt. Nehmen wir an, daß das Atom während einer optischen Pumpzeit τ_p das Maximum des Potentialberges erreichen kann (d.h. $v\tau_p \approx \lambda/4$, bzw. $kv \approx S_0/2\Gamma$), so verliert es in einem solchen Zyklus die kinetische Energie $\Delta E_C = \hbar S_0 \delta \cos\phi$. In Analogie zu Ref. 54 können wir daraus den Energietransfer pro Zeit $dW/dt \approx \Delta E_C \tau_p^{-1} P_{max}$ berechnen. Unter Verwendung von $dW/dt = -Fv$, erhalten wir die Größenordnung der Kraft für kleine Geschwindigkeiten:

$$F \approx -128\hbar k \frac{\delta^3 (kv)^3 \sin^2\phi \cos\phi}{\Gamma \Omega_0^4 (1 - \cos\phi)^4}. \quad (2.44)$$

Für $\phi = \pi/2$ verschwindet die NA-Kraft, da die Lichtverschiebung des koppelnden Zustands konstant ist. Für $\phi = 0$ wird der Kraftausdruck jedoch unendlich, obwohl die Kraft eigentlich verschwinden sollte, da die Wahrscheinlichkeit P für den Populationstransfer verschwindet. Dieser scheinbare Widerspruch löst sich, wenn man berücksichtigt, daß ein Atom im Zustand $|C\rangle$ nicht genau $\lambda/4$ zurücklegt, bevor es optisch gepumpt wird, sondern eine kürzere Distanz z_p , die durch die Ortsabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit P gegeben ist. Der Fangbereich der Kraft ist durch die Grenzgeschwindigkeit $v_c = z_p/\tau_p$ gegeben und wächst in niedrigster Ordnung linear mit ϕ . Dies bedeutet, daß der Reibungskoeffizient der NA-Kraft zwar unendlich wird, der Fangbereich jedoch gegen null geht.



Figur 2.8: a) Geschwindigkeitsabhängigkeit der NA-Kraft für die Parameter: $\delta = \Gamma$, $S_0 = 0.1$ und $\phi = \pi/4$. b) Fangbereich der Kraft in Abhängigkeit vom Winkel ϕ , für $\delta = \Gamma$. Die Kraft hat definitionsgemäß ihr Maximum bei kv_{\max} .

Als Test für unser Modell entwickelten wir die Bloch Gleichungen in Ordnungen von kv/Γ [55] und berechneten den Kraftausdruck $F = -\langle \text{tr}(\rho(d/dz)\mathbf{V}) \rangle$, wobei ρ die Dichtematrix und die eckige Klammer das Mittel über eine Wellenlänge symbolisiert. In nullter und erster Ordnung gilt $\text{tr}(\rho(d/dz)\mathbf{V}) = 0$ für alle Orte z . In zweiter Ordnung verschwindet die räumlich gemittelte Kraft. Das Ergebnis der Entwicklung ist:

$$F = -128\hbar k \frac{\delta}{\Gamma} \left(\delta^2 + \frac{5}{4}\Gamma^2 \right) \frac{(kv)^3}{\Omega_0^4} \text{Int}(\phi) + O(v^4), \quad (2.45)$$

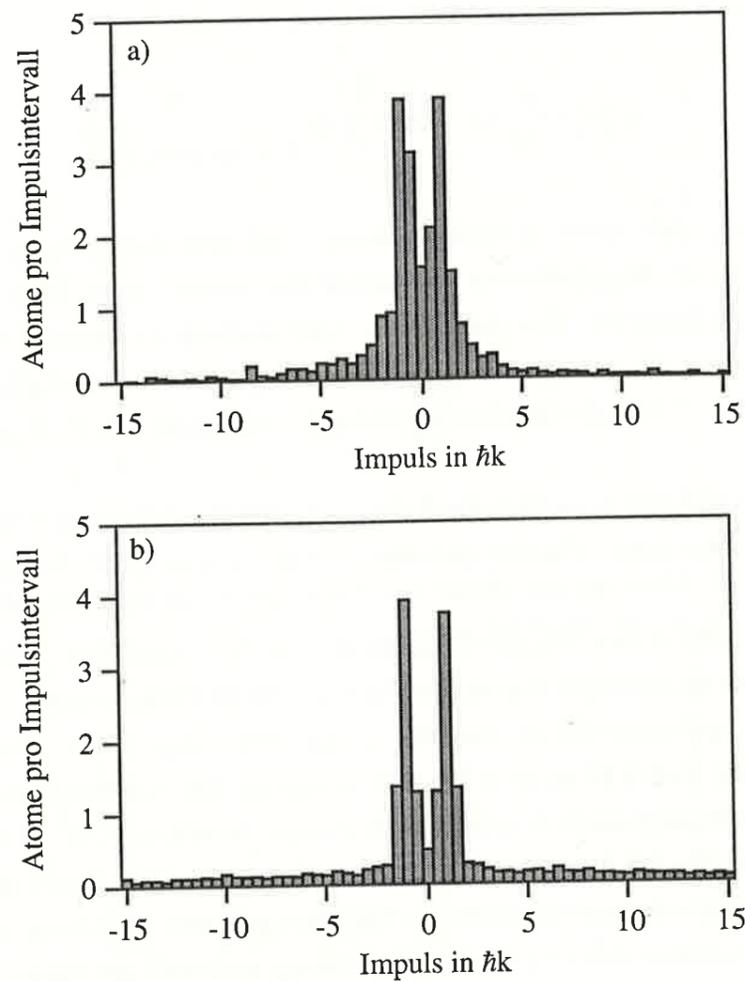
wobei $\text{Int}(\phi)$ ein von ϕ abhängiges Integral über die Variable $Z = kz$ ist:

$$\text{Int}(\phi) = \frac{8}{5\pi} \sin^2 \phi \cos \phi \left| \int_0^{2\pi} dZ \frac{\cos Z}{(1 + \cos \phi \cos Z)^5} \right|. \quad (2.46)$$

Es zeigt sich, daß unser einfaches Modell gut mit der exakten Lösung der Blochgleichungen übereinstimmt und sogar die wesentlichen Merkmale der ϕ -Abhängigkeit wiedergibt. Um den exakten Kraftausdruck zu erhalten, haben wir die Blochgleichungen für geringe Sättigung und niedrige Geschwindigkeiten numerisch integriert. In Fig. 2.8 ist die Geschwindigkeitsabhängigkeit der NA-Kraft gezeigt.

Wir erwarten, daß durch die NA-Kraft die Diffusion der Atome zu hohen Impulsen verhindert werden kann. Um dies zu testen führten wir eine QMC-Simulation für ein ($J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$) Atom mit der Masse von ^{87}Rb durch. In dieser Simulation wurde optisches Pumpen in den $5S_{1/2}(F=2)$ Zustand nicht berücksichtigt. Die Simulation wurde mit einer rechteckigen Impulsverteilung der Breite $\pm 6\hbar k$ gestartet. Die Zahl der Atome pro Impulsintervall ist für die Anfangsverteilung auf 1 normiert. Die Impulsverteilung nach 0.88 ms ist in Fig. 2.9 (a) gezeigt. Die Anhäufung der Atome bei den Impulsen $\pm \hbar k$ zeigt deutlich, daß der GSD-Zustand bevölkert wird. 35 % der Atome befinden sich in den $0.5 \hbar k$ breiten Impulsintervallen bei $p = \pm \hbar k$. Durch die NA-Kraft werden die meisten Atome bei niedrigen Impulsen gehalten. In einem $\pm 5\hbar k$ breiten Impulsbereich befinden sich nach der Wechselwirkung noch 90% der Atome.

Zum Vergleich simulierten wir die Impulsverteilung, die sich für ein Lichtfeld der $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ Konfiguration (Kapitel 2.4) ergibt. In diesem Lichtfeld verschwindet die NA-Kraft. Die Impulsverteilung in Fig. 2.9 (b) zeigt, daß der GSD-Zustand etwa gleich stark bevölkert wird, daß jedoch ein großer Teil der Atome zu hohen Impulsen diffundiert. Für längere Wechselwirkungszeiten ist zu erwarten [39], daß die Zahl der Atome mit hohen Impulsen weiter zunimmt, wohingegen die kühlende NA-Kraft die Atome im Impulsraum einschränkt und man annehmen kann, daß schließlich alle Atome im GSD-Zustand bei $p \approx 0$ gefangen werden. Es wird jedoch kein Gleichgewichtszustand erreicht werden, da die Impulsverteilung explizit von der Wechselwirkungszeit abhängt [39].



Figur 2.9: a) Impulsverteilung der ^{87}Rb Atome nach einer Wechselwirkungszeit von $40 \tau_{\text{rec}}$, für die Parameter: $\delta = \Gamma$, $S_0 = 0.014$ und $\phi = \pi/4$. Die Rückstoßzeit ist als $\tau_{\text{rec}} = (\hbar k^2 / M)^{-1}$ definiert, wobei M die Masse von ^{87}Rb ist ($40 \tau_{\text{rec}} = 31200 \Gamma^{-1} = 0.88 \text{ms}$). b) Impulsverteilung der ^{87}Rb Atome nach der Wechselwirkung mit einem Lichtfeld der $\sigma^+ \sigma^-$ Konfiguration. Die Parameter sind dieselben wie bei a).

3 Laserquellen

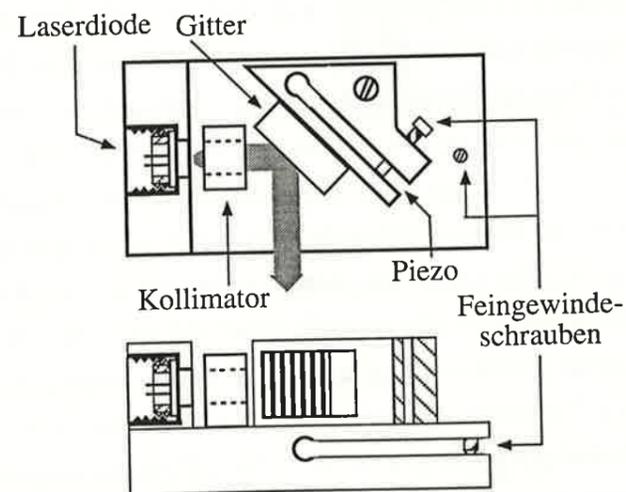
Dieses Kapitel befaßt sich mit den Laserquellen, die zur Erzeugung des monoenergetischen Atomstrahls (Kapitel 4) und für die in Kapitel 5 beschriebenen Experimente mit GSD-Zuständen eingesetzt werden. Als Ausgangssystem dient ein kompakter und passiv stabiler Aufbau für Laserdioden, der in unserer Forschungsgruppe entwickelt wurde [56]. Durch optische Rückkopplung mit Hilfe eines Beugungsgitters kann die Frequenz des Laserlichts eingestellt werden. Die große Zuverlässigkeit eines solchen Gitterlasers ermöglicht einen problemlosen und gleichzeitigen Betrieb mehrerer Systeme. Die wesentlichen Merkmale dieses Aufbaus werden in Kapitel 3.1 kurz beschrieben. Insgesamt werden in den Experimenten fünf Gitterlaser eingesetzt. Vier der Laser emittieren bei einer Wellenlänge von 780 nm und sind resonant mit der D2-Linie von Rubidium. Eine Laserdiode arbeitet bei einer Wellenlänge von 795 nm und ist resonant mit der D1-Linie von Rubidium.

Für den Betrieb der magneto-optischen Falle (Kapitel 4) wird ein System eingesetzt, bei dem die Frequenzen drei der Gitterlaser aneinander gekoppelt werden. Dieses System ist in Kapitel 3.2 und 3.3 beschrieben. Es stellt eine Weiterentwicklung der optischen Phasenregelungen dar, wie diese von W. König [57] in Experimenten zur Messung der Rydbergkonstante eingesetzt wurde. Die Besonderheit unseres Systems ist, daß die Differenzfrequenz zwischen einem Referenzlaser und dem angekoppelten Sklavenlaser dynamisch kontrolliert werden kann. So können Frequenzsprünge des Sklavenlasers von bis zu 50 MHz innerhalb von 200 μs exakt gesteuert werden. Diese Eigenschaft wird für die Erzeugung des monoenergetischen und gepulsten Atomstrahls eingesetzt. In Kapitel 3.4 wird ein Experiment beschrieben, in dem dieses Lasersystem zur Spektroskopie von Dunkelzuständen in einer Rubidium-Gaszelle eingesetzt wird. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit eines solchen Lasersystems ist die Erzeugung von Ramanpulsen [58] oder adiabatischen Pulsen [59, 60], wobei sich die Pulsfläche durch den zeitlichen Verlauf der Laserfrequenz relativ zu einer atomaren Resonanz einstellen läßt.

3.1 Gitterlaser

Wir verwenden GaAlAs Laserdioden vom Typ MDO24 von Sharp und vom Typ HL7851G von Hitachi, die eine Nennleistung von 20 mW bzw. 40 mW haben. Die Emissionsfrequenz einer Laserdiode hängt sowohl von der Resonatorlänge als auch vom Verstärkungsprofil der Halbleiterheterostruktur ab und kann über die Temperatur (150 GHz/Kelvin) und den Injektionsstrom (4 GHz/mA) geregelt werden. Hierbei treten Diskontinuitäten auf, die durch Modensprünge zwischen benachbarten longitudinalen Moden verursacht werden (Modenabstand \approx 150 GHz).

Die spektrale Breite der freilaufenden Laserdioden liegt typischerweise bei 20 MHz. Diese wird auf unter 1 MHz reduziert, indem der Laser an einen externen Resonator gekoppelt wird. Der externe Resonator besitzt eine höhere Güte als der Resonator der Laserdiode und reduziert daher die Linienbreite des Gesamtsystems. Eingehende theoretische und experimentelle Untersuchungen von optischer Rückkopplung auf die spektralen Eigenschaften von Laserdioden sind in Ref. 61 zu finden.



Figur 3.1: Aufbau des Gitterlasers. Aufsicht (oben) und Seitenansicht (unten).

Der Aufbau eines Gitterlasers ist schematisch in Fig. 3.1 gezeigt. Der externe Resonator besteht aus einem Reflexionsgitter mit 1800 Linien/mm (holographisches Gitter Carl Zeiss Jena) und der Austrittsfacette der Laserdiode. Die erste Ordnung des Gitters koppelt ungefähr 35 % der einfallenden Leistung in die Laserdiode zurück und dominiert gegenüber der Reflexion an der Austrittsfacette der Diode. Der Abstand zwischen

Laserdiode und Reflexionsgitter beträgt ungefähr 1.5 cm, dies entspricht einem freien Spektralbereich des externen Resonators von ca. 10 GHz.

Das Gitter kann mit Hilfe einer Zunge in der Grundplatte (Fig. 3.1) justiert werden. Die Längenänderung des externen Resonators und somit die Frequenzselektion erfolgt über eine Zunge in der Halterung des Gitters. Die Einstellung erfolgt über eine Feingewindeschraube. Zwischen dieser und der Zunge befindet sich ein piezoelektrisches Stellelement, das als Steuerelement zur elektronischen Regelung der Laserfrequenz dient. Durch Anlegen einer Spannungsrampe von - 15 V bis + 15 V läßt sich der Laser über etwa 10 GHz kontinuierlich in der Frequenz verstimmen. Zur Kollimation des divergenten Laserdiodenstrahls wird eine Melles-Griot (06GL009)-Linse verwendet, die in einer auf die Grundplatte gekitteten Aluminiumhalterung sitzt.

Temperaturstabilisierung

Die Grundplatte und die daran befestigten Komponenten werden durch ein Peltierelement, das durch eine Regelelektronik angesteuert wird, in der Temperatur stabilisiert. Ein AD 590-Tempersensor dient als Meßelement. Die Regelelektronik hält die Temperatur über Monate bis auf weniger als 50 mK konstant. Um kurzzeitige Temperaturschwankungen zu vermeiden wird der Gitterlaseraufbau durch ein Plexiglasgehäuse vor thermischen Einflüssen durch Luftströmungen geschützt. Das Einschalten der Laserdiode erzeugt zusätzliche Wärme, die über das Peltierelement abgeführt werden muß. Aufgrund der großen thermischen Kapazität des Aufbaus stabilisiert sich die Temperatur der Laserdiode nach ungefähr 30 min.

Optimierung des Laserstrahlprofils

Die Elliptizität des austretenden Laserstrahls wird durch ein anamorphes Prismenpaar (Melles-Griot 06GPU001) kompensiert. Dahinter befindet sich ein optischer Isolator (Gsänger Typ DLI-1- , 60 dB Abschwächung), der optische Rückkopplung in die Laserdiode verhindert. Um eine gaußförmige Intensitätsverteilung des Laserstrahls zu erhalten, wird dieser mit einer Lochblende räumlich gefiltert. Hierzu befindet sich im Fokus der ersten Linse (Brennweite $f=40-60$ mm) einer Teleskopanordnung eine Lochblende mit einem Durchmesser von 20-25 μ m. Anschließend wird der Strahl durch eine zweite Linse (Brennweite $f=60-200$ mm) geeignet kollimiert.

Stabilisierung auf eine atomare Resonanzfrequenz

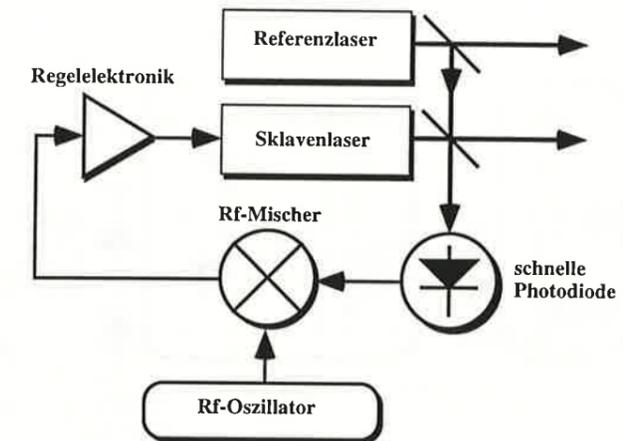
Zur Langzeitstabilisierung der Laserfrequenz dient eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie [62]. Über eine einseitig entspiegelte Glasplatte wird nach dem optischen Isolator etwa ein Milliwatt des Laserlichts aus dem Strahlengang ausgekoppelt und für die Spektroskopie verwendet. Dieser Spektroskopiestrahl wird wiederum durch eine Glasplatte in einen stärkeren Sättigungsstrahl und in einen schwächeren Probenstrahl aufgespalten. Die beiden Teilstrahlen durchlaufen gegenläufig eine evakuierte Glaszelle, in der sich Rubidiumdampf befindet. Die Absorption des Probenstrahls wird mit einer Photodiode gemessen. Das Photodiodensignal wird in einer Regelelektronik verarbeitet. Diese subtrahiert eine Konstantspannung vom Photodiodensignal und integriert dieses dann. Das integrierte Signal steuert über das Piezoelement die Gitterstellung, also die Frequenz des Lasers. Mit diesem Aufbau kann die Laserfrequenz auf die Flanken der dopplerfreien Absorptionssignale stabilisiert werden.

3.2 Phasenstabile Laser

Die präzise Kontrolle der Differenzfrequenz zweier Laserdioden wird durch eine "heterodyne" Phasenregelung [63, 64, 65] erreicht. Hierbei wird die Frequenz des Schwebungssignals zwischen einem Referenzlaser und einem zweiten Laser (Sklavenlaser) mit dem Radiofrequenzsignal eines Lokaloszillators verglichen. Die Phasendifferenz der beiden Signale wird in einem Radiofrequenzmischer detektiert und dient als Regelgröße für die Frequenz des Sklavenlasers. Bei eingeschalteter Regelung folgt das Schwebungssignal der beiden Laser exakt der Frequenz des Lokaloszillators (Fig. 3.4).

Die im folgenden beschriebene Phasen- und Frequenzregelung ist im Laborbetrieb über mehrere Stunden stabil. Bei den Laserdioden konnte nach mehr als einjährigem Betrieb keinerlei Alterung festgestellt werden.

Das Schwebungssignal der beiden Laser wird auf einer schnellen Photodiode (Mitsubishi PD: 1002, Bandbreite 0 - 3 GHz) erzeugt. Hierzu werden jeweils etwa ein Milliwatt Lichtleistung von beiden Lasern über ein Glasplättchen ausgekoppelt und zur Überlagerung gebracht. Die überlagerten Strahlen werden dann mit einer Linse ($f=50$ mm) auf die Photodiode fokussiert. Das Photodiodensignal wird in vier Verstärkerstufen auf einen Pegel von 10 dBm verstärkt.



Figur 3.2: Schematische Darstellung zur phasenstabilen Regelung einer Laserdiode. Bei eingeschalteter Regelung folgt die auf der Photodiode registrierte Schwebungsfrequenz der beiden Laser exakt derjenigen des Radiofrequenzoszillators.

Als Lokaloszillator dient ein spannungsgeregelter Radiofrequenzoszillator der Firma Avantek (Typ VT0 9020). Durch Anlegen einer konstanten Spannung (0-15 V) kann dessen Frequenz im Bereich zwischen 200 MHz und 400 MHz variiert werden. Um Rückkopplungen durch den Radiofrequenzmischer zu vermeiden, wird der Lokaloszillator zunächst um 20 dB gedämpft und danach auf eine Pegel von etwa 10 dBm verstärkt.

Zur Detektion der relativen Phase zwischen Lokaloszillator und dem Schwebungssignal der beiden Laserdioden wird ein Radiofrequenzmischer der Firma Mini Circuits (Typ MPD-21) eingesetzt.

Die Radiofrequenzkomponenten (Photodiode, Verstärkerstufen, Lokaloszillator) sind in elektromagnetisch abgeschirmten Gehäusen untergebracht. Die internen Signalleitungen zwischen den einzelnen Bauteilen sind auf einer Epoxidplatine als Wellenleiter mit einem Wellenwiderstand von 50 Ohm ausgelegt. Als stabile Masse dient ein 3 mm dicker Aluminiumblock, der mit dem Gehäuse verschraubt ist.

Das Ausgangssignal des Radiofrequenzmischers wird über die in Fig. 3.3 dargestellte Schaltung kapazitiv an den Injektionsstrom des Lasers angekoppelt. Die Schaltung ist etwas modifiziert gegenüber der in Ref. 57 und Ref. 66. Sie dient zur

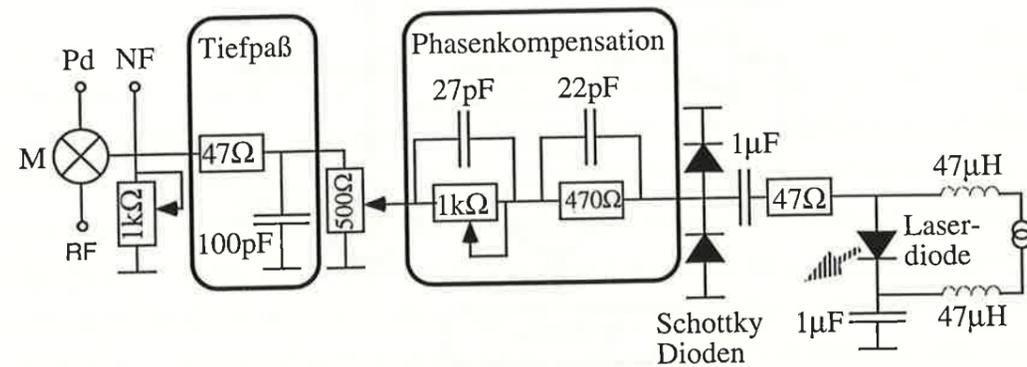
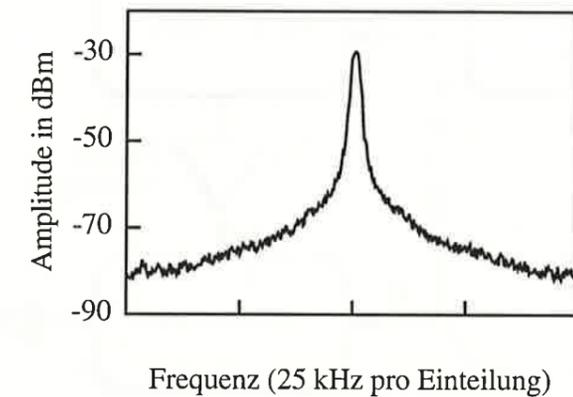
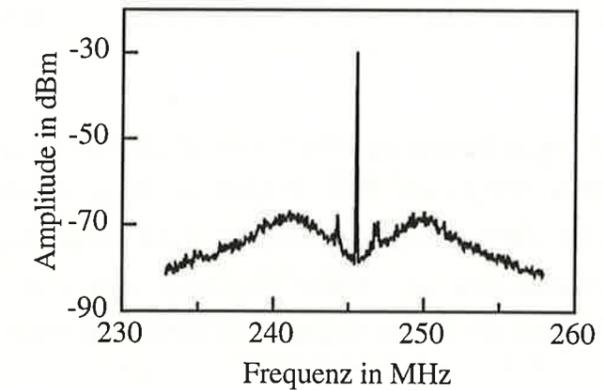


Fig.3.3: Regelelektronik zur Phasenstabilisierung einer Laserdiode. Das Schwebungssignal der Photodiode (PD) wird im Radiofrequenzmischer (M) mit der Radiofrequenz des Lokaloszillators (RF) gemischt. Die Lokaloszillatorfrequenz und höhere Harmonische werden durch den Tiefpaß (3 dB Punkt bei 34 MHz) aus dem Mischerausgangssignal gefiltert. Die Phasenkompensation erfolgt in zwei Stufen und kann über den 1k Ω Potentiometer optimiert werden. Durch die Schottkydioden werden hochfrequente Stromspitzen, die die Laserdiode zerstören können, verhindert. Das Regelsignal für die niederfrequente Regelung des Reflexionsgitters wird am Signalpunkt NF abgegriffen.

Phasenkompensation der Signallaufzeit zwischen Photodiode und Laserdiode und zur Kompensation der frequenzabhängigen Modulationsverstärkung der Laserdiode Ref. [66]. Um langsame Frequenzdrift herauszuregeln, wird das Signal des Radiofrequenzmischers elektronisch integriert und steuert dann das piezoelektrische Stellelement des Reflektionsgitters an.

In Fig.3.4 ist das Schwebungssignal zwischen Sklavenlaser und Referenzlaser bei eingeschalteter Regelung gezeigt. Die obere Abbildung zeigt eine Frequenzspanne von 25 MHz und ist mit einer Auflösungsbandbreite von 1 kHz bei einem Videofilter von ebenfalls 1 kHz aufgenommen. Das erhöhte Rauschniveau 5 MHz links und rechts neben der Trägerfrequenz (245.394 MHz) wird durch beginnende Regeloszillationen erzeugt. Die untere Abbildung zeigt das gleiche Signal mit einer Frequenzspanne von 100 kHz, bei einer Auflösungsbandbreite von 1 kHz und einem Videofilter von 30 Hz. Die Auflösung ist durch die Bandbreite des Spektrumanalysators begrenzt.



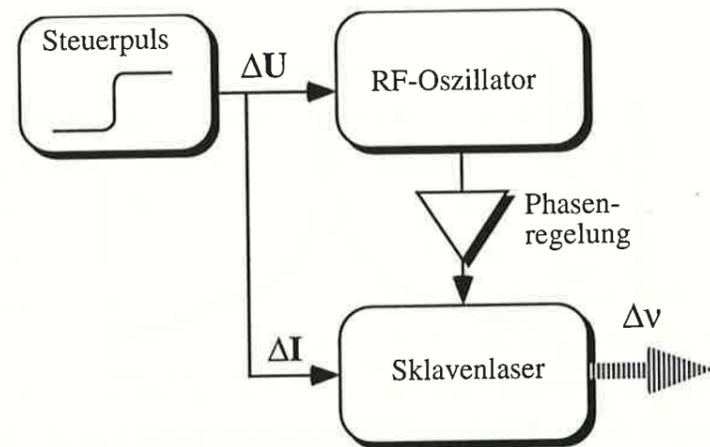
Figur 3.4: Schwebungssignal zwischen Sklavenlaser und Referenzlaser. Die Auflösung ist durch die Bandbreite des Spektrumanalysators begrenzt.

3.3 Frequenzsprünge

Bei der in Kapitel 4 beschriebenen Quelle für einen monoenergetischen Atomstrahl werden die Atome zunächst in einer magneto-optischen Falle gefangen und gekühlt. Daraufhin werden sie beschleunigt und in einem mit 2 m/s bewegten System nochmals gekühlt. Diese Vorgänge (Fig.4.4) werden durch den zeitlichen Verlauf der Laserfrequenzen des oberen und unteren Laserstrahlpaars der magneto-optischen Falle (Fig. 4.3) gesteuert. Die Differenzfrequenz zwischen dem oberen und dem unteren Laserstrahlpaar muß dabei genau kontrolliert werden. Wir setzen hierfür ein System ein, das aus zwei Sklavenlasern besteht, die an einen gemeinsamen Referenzlaser gekoppelt

sind. Das obere und das untere Laserstrahlpaar wird jeweils aus einem der Sklavenlaser gewonnen.

Um die Atome im bewegten System zu kühlen, müssen die Frequenzen der Sklavenlaser innerhalb von ungefähr 200 μs um etwa 50 MHz synchron verstimmt werden. Die kontrollierte Steuerung solcher Frequenzsprünge wird durch eine Regelung ausgeführt, die in Fig. 3.5 schematisiert ist. Diese Regelung steuert die Frequenzen der Sklavenlaser. Die Frequenz des Referenzlasers wird dabei nicht verändert.

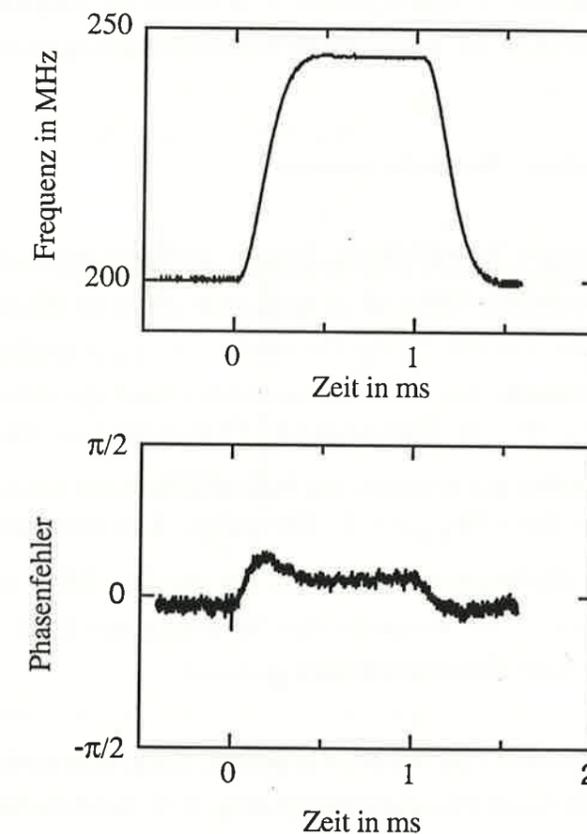


Figur 3.5: Erzeugung eines kontrollierten Frequenzsprungs des Laserlichts. Der Steuerpuls erzeugt einen Spannungspuls ΔU , der die Frequenz des RF-Oszillators ändert. Zeitgleich wird ein Strompuls ΔI dem Injektionsstrom des Sklavenlasers aufmoduliert. Die Frequenz des Laserlichts ändert sich um Δv . Durch die Phasenregelung folgt die Schwebungsfrequenz zwischen der geregelten Laserdiode und dem Referenzlaser exakt der Frequenzänderung des RF-Oszillators.

Als Ausgangssignal für die Frequenzsteuerung der Sklavenlasers dienen elektronische Spannungssignale. Diese sind eine Abfolge von Spannungspulsen und Spannungsrampen. Die Änderung der Frequenz des Sklavenlasers ist proportional zu diesem Spannungssignal (Kapitel 4.4). Im folgenden wird die Funktionsweise der Regelung am Beispiel eines rechteckigen Spannungspulses veranschaulicht. Zunächst wird der Puls geglättet, indem dessen Fourierfrequenzen oberhalb von 10 kHz mit Hilfe eines lauffzeitoptimierten aktiven Filters 3. Ordnung gedämpft werden. Der gefilterte Spannungspuls steuert die Frequenzänderung des spannungsgeregelten RF-Oszillators.

Der Oszillator schwingt bei 200 MHz. Der Spannungspuls erzeugt einen Frequenzpuls des Oszillators, mit einem Hub von 46 MHz (Fig. 3.6).

Die Differenzfrequenz zwischen Sklavenlaser und Referenzlaser ist mit der im vorigen Abschnitt beschriebenen Regelung phasensynchron an die Frequenz des RF-Oszillators gekoppelt. Diese Regelung kann jedoch einer großen und schnellen Frequenzänderung (> 10 MHz in einer ms) des RF-Oszillators nicht folgen. Die Grund hierfür ist, daß die schnelle Regelung des Laserdiodenstroms (Fig. 3.3) kapazitiv gekoppelt ist und daher keine große Frequenzänderungen ausgleichen kann. Große Frequenzänderungen können nur durch die Gitterstellung geregelt werden. Dies ist jedoch ein sehr langsames Stellelement und kann daher einer schnellen Frequenzänderungen nicht folgen.



Figur 3.6: Das obere Bild zeigt den Steuerpuls, der die Frequenz des RF-Oszillators im aufgetragenen Frequenzbereich ändert. Das untere Bild zeigt den Phasenfehler, der während des Frequenzsprungs auftritt.

Damit der Sklavenlaser dem Frequenzpuls des Lokaloszillators folgen kann, wird die Frequenz des Sklavenlasers zusätzlich über den Injektionsstrom gesteuert. Dabei wird der Spannungspuls als Steuersignal für die Frequenz des Sklavenlasers verwendet. Diese Steuerung wird so eingestellt, daß die Änderung der Frequenz des Laserlichts der Frequenzänderung des RF-Oszillators folgt. Durch die Steuerung kann erreicht werden, daß bei eingeschalteter Phasenregelung der maximale Phasenfehler bei einem Frequenzsprung von 45 MHz in 200 μ s weniger als $\pi/4$ beträgt (Fig. 3.3).

Noch schnellere Frequenzsprünge können vermutlich erreicht werden, wenn die Nichtlinearität in der Frequenz-Spannungs-Charakteristik des Radiofrequenzoszillators kompensiert wird. Diese Begrenzung führt dazu, daß die Steuerung der Laserdiodenfrequenz in der Flanke des Frequenzsprungs nicht exakt der Frequenz des RF-Oszillators folgt und die Frequenzabweichung durch die Regelung ausgeglichen werden muß. Dies verursacht den Phasenfehler während des Frequenzsprungs.

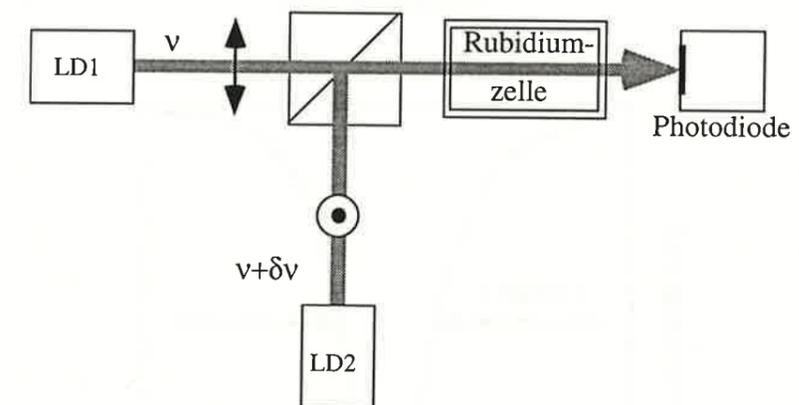
3.4 Spektroskopie einer Dunkelresonanz

Das im vorigen Abschnitt beschriebene System phasenstabilisierter Laserdioden ermöglicht es, Dunkelzustände (Kapitel 2) spektroskopisch zu untersuchen. Hierfür werden zwei Sklavenlaser (LD1, LD2) verwendet, die an denselben Referenzlaser gekoppelt sind. Die Frequenz der Referenzlaserdiode ist auf die rotverstimmte Flanke des $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ Übergangs von ^{87}Rb stabilisiert. Die Frequenzen der Sklavenlaser sind gegenüber der Frequenz des Referenzlasers rot verstimmt und nah zur Resonanz des $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2)$ Übergangs. Der Sklavenlaser LD1 ist mit einem hochstabilen Radiofrequenzsynthesizer, der bei 253 MHz schwingt, an den Referenzlaser gekoppelt. Die Frequenz des Sklavenlasers LD2 wird mit einem frequenzverstimmbaren Radiofrequenzoszillator gesteuert.

Mit einem Polarisationsstrahlteiler werden die beiden, linear und senkrecht zueinander polarisierten Strahlen der Sklavenlaser überlagert (Fig. 3.7). Sind die Frequenzen ν_1 und ν_2 der Sklavenlaser LD1 und LD2 exakt gleich, so ist die Polarisation des überlagerten Strahls zeitlich konstant und hängt nur von der relativen Phase der beiden Teilstrahlen ab. Gilt für die Differenzfrequenz $\delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ der beiden Sklavenlaser $|\delta\nu| > 0$, so wird die Polarisation des überlagerten Strahls mit der Frequenz $\delta\nu$ oszillieren.

Der $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2)$ Übergang ist ein ($J_g = 2 \leftrightarrow J_e = 2$) System (J_g, J_e : Drehimpuls des Grund- bzw. angeregten Zustandes, $J_g \geq 1$). Die Wechselwirkung eines solchen Systems mit einer laufenden Laserwelle wurde bereits in Kapitel 2.1 diskutiert. Wesentliches Merkmal der Wechselwirkung ist es, daß ein Dunkelzustand existiert, der nicht an die Laserwelle koppelt. Ändert sich die Polarisation des Lichtfeldes langsam gegenüber der optischen Pumpzeit, so wird dieser Dunkelzustand bevölkert. Es ist dann zu erwarten, daß die Absorption der Laserwelle durch das atomare System stark reduziert ist.

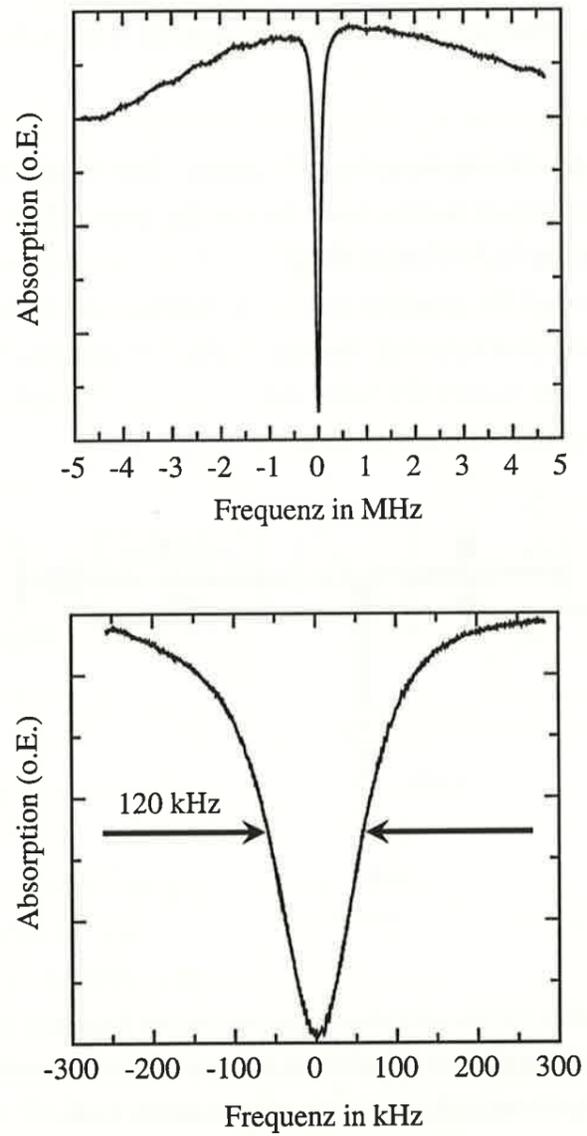
Die experimentelle Anordnung ist in Fig. 3.7 gezeigt. Die Absorption des überlagerten Strahles durch den Rb-Dampf in einer Gaszelle wird mit einer Photodiode gemessen. Die Gaszelle ist von einer zylindrischen μ -Metall Abschirmung umgeben. Die Photodiode befindet sich hinter einer Öffnung, die einen Durchmesser von 14 mm hat und von den Laserstrahlen voll ausgeleuchtet wird. Bei den in Fig. 3.8 gezeigten Spektren betrug die Leistung des Strahls von Laser LD1 hinter dieser Öffnung 300 μ W ($\pm 20 \mu$ W) und die des Strahles von Laser LD2 200 μ W ($\pm 20 \mu$ W).



Figur 3.7: Experimenteller Aufbau zur Spektroskopie von dunklen Zuständen. Die Polarisation der Laserdiode LD1 liegt in der Zeichenebene (Doppelpfeil). Die Polarisation der Laserdiode LD2 ist senkrecht zu Zeichenebene orientiert (umrandeter Punkt).

Figur 3.8 zeigt die Absorption des Rb-Dampfes in Abhängigkeit von der Differenzfrequenz $\delta\nu$ der Laser LD1 und LD2. Sind die Frequenzen beider Laser gleich, so ist die Absorption durch das Rubidiumgas stark reduziert, da die Atome in Dunkelzustände gepumpt werden. Die Halbwertsbreite der Resonanz beträgt 120 kHz.

Für höhere Laserleistungen nimmt die Breite der Resonanz zu. Dies lässt sich verstehen, da die optische Pumpzeit des dunklen Zustandes verkürzt und dieser dementsprechend auch für größere Differenzfrequenzen noch bevölkert wird. Eine geringere Halbwertsbreite als 120 kHz konnte durch weitere Verringerung der Laserleistung nicht erreicht werden.



Figur 3.8: Spektrum einer dunklen Resonanz in einer Rubidium-Gaszelle. An der x-Achse ist die Differenzfrequenz $\delta\nu$ der beiden Laser aufgetragen. Das untere Bild zeigt die Resonanz mit feinerer Frequenzauflösung.

Folgende Beiträge haben einen Anteil an der Frequenzbreite der Dunkelresonanz. Die Durchflugsverbreiterung des Zustandes liegt in der Größe von 10 kHz und liefert daher nur einen kleinen Beitrag. Der wesentliche Beitrag ist auf residuelle Magnetfelder zurückzuführen; diese hatten im Experiment ein Größe von einigen Milligauss. Ein Magnetfeld von 1 mG führt zu einer Frequenzbreite der Dunkelresonanz von 13 kHz.

4 Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel befaßt sich mit dem experimentellen Aufbau der Apparatur. Kernstück der Apparatur ist eine neuartige Quelle für einen monoenergetischen und langsamen Atomstrahl. Das Experiment ist so konzipiert, daß ein- und zweidimensionale GSD-Zustände in ^{87}Rb präpariert und detektiert werden können. Die Apparatur genügt den damit verbundenen Anforderungen an:

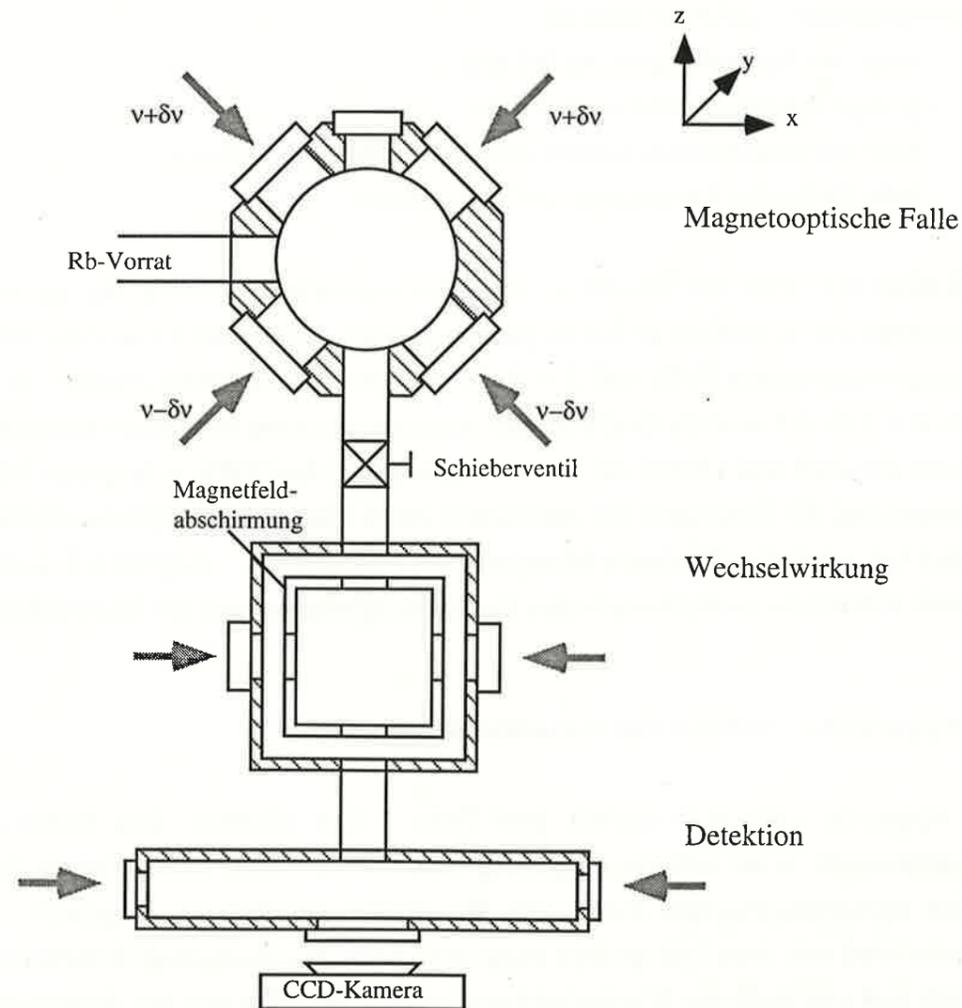
- lange Wechselwirkungszeiten (≈ 2 ms)
- geringe Restmagnetfelder (< 0.5 mG)
- hohe zweidimensionale Geschwindigkeitsauflösung (< 3 mm/s)
- hohe Dichte des Atomstrahls (10^{10} Atome/cm³).

In Kapitel 4.1 wird ein Überblick über den apparativen Aufbau des gesamten Experiments (ausschließlich der Lasersysteme) gegeben. In Kapitel 4.2 wird das Prinzip der magnetooptischen Falle und der darin wirkenden Lichtkräfte erklärt. In den Kapiteln 4.3 bis 4.5 wird die Quelle für den monoenergetischen Atomstrahl beschrieben. Es wird die Zahl und Dichte der in der magnetooptischen Falle gefangenen Atome gemessen, und die Temperatur der Atomwolke durch Flugzeitmessungen bestimmt. In Kapitel 4.6 wird die Wechselwirkungsregion beschrieben. Kapitel 4.7 und 4.8 befassen sich mit der zweidimensionalen Geschwindigkeitsmessung des Atomstrahls.

4.1 Apparativer Aufbau des Gesamtexperiments

Die Apparatur (Fig. 4.1) umfaßt drei Teile. Den obersten Teil bildet eine Vakuumkammer, in der sich eine magnetooptische Falle befindet. Diese wird als Quelle für den monoenergetischen Atomstrahl, der abwärts gerichtet ist, eingesetzt. Die Kammer wird mit einer Ionenpumpe evakuiert. Über ein Ganzmetall-Schieberventil schließt sich unterhalb der Wechselwirkungsbereich an. Hier tritt der Atomstrahl in Wechselwirkung mit den Laserfeldern, in denen die GSD-Zustände präpariert werden. Darunter befindet sich die Detektionsregion, in der durch eine ortsaufgelöste Fluoreszenzmessung die Geschwindigkeitsverteilung der Atome gemessen wird. Die beiden unteren Kammern werden über eine an der Detektionsregion angeflanschte Turbomolekularpumpe evakuiert.

Die magneto-optische Falle wird für die Erzeugung eines langsamen (2 m/s) und monoenergetischen Atomstrahls eingesetzt. Die Atome werden durch Lichtkräfte aus der magneto-optischen Falle herausbeschleunigt und in einem mit 2 m/s bewegten System auf 13 μK gekühlt. Das Prinzip einer solchen Quelle wurde 1991 erstmals an der Stanford Universität in Kalifornien demonstriert [25, 4]. Mit dieser Quelle erreichen wir eine Wechselwirkungszeit der Atome mit den Laserfeldern im Bereich von Millisekunden.



Figur 4.1: Apparativer Aufbau des Experiments.

Die Wechselwirkungsregion befindet sich unterhalb der Falle und ist durch zweischichtige μ -Metallabschirmungen gegen Magnetfelder isoliert. Der Atomstrahl kann auch bei eingeschaltetem Fallenmagnetfeld betrieben werden. Da während der

Experimente keine Magnetfelder geschaltet werden müssen, ist eine optimale Idealisierung [66] der μ -Metallabschirmung möglich.

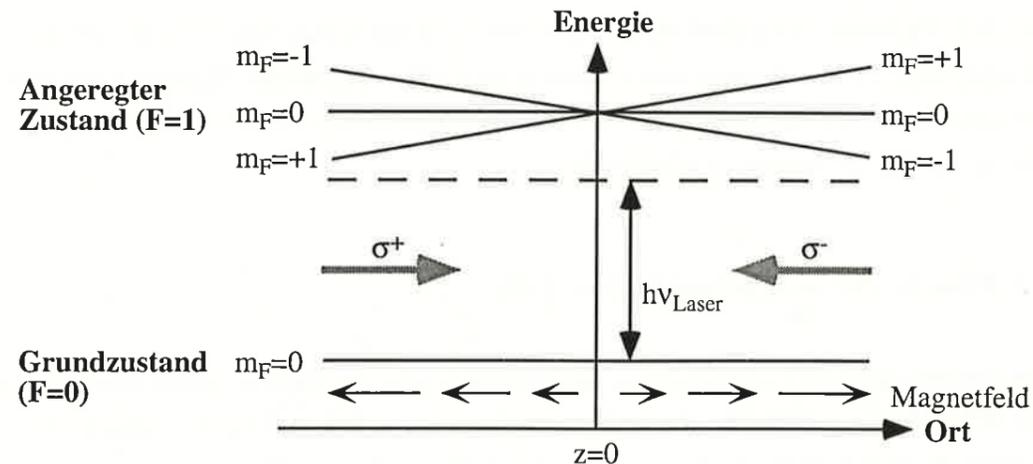
Die zweidimensionale Geschwindigkeitsmessung des Atomstrahls erfolgt geometrisch. Ein Teil des Strahls wird durch eine 75 μm große Blende ausgeblendet und in 10 cm Abstand durch einen Fluoreszenznachweis ortsaufgelöst abgebildet. Hieraus ergibt sich die Geschwindigkeitsverteilung der Atome. Der Fluoreszenznachweis basiert auf einer von uns in Ref. 5 vorgestellten Methode.

4.2 Prinzip der magneto-optischen Falle

Die magneto-optische Falle [24] ist in den letzten Jahren zu einem zentralen Werkzeug in der Atomphysik geworden. Deren Grundprinzip ist in Fig. 4.2 für ein fiktives Zwei-Niveau-Atom mit Drehimpulsquantenzahlen $F=0$ und $F=1$ im Grund- bzw. angeregten Zustand veranschaulicht. Ein inhomogenes Magnetfeld der Form $B(z)=\beta z$ führt zu einer ortsabhängigen Aufspaltung der Zeeman-Niveaus des angeregten Zustands. Von links wird das Atom mit einer zirkular polarisierten Laserwelle beleuchtet, die σ^+ -Übergänge treibt und von rechts mit einer zirkular polarisierten Laserwelle, die σ^- -Übergänge treibt. Die Energie der Laserphotonen ist geringer als die des atomaren Übergangs (rot verstimmt). Befindet sich das Atom rechts vom Ursprung ($z>0$), so wird die Übergangsenergie zwischen Grundzustand und dem angeregten $m_F=-1$ Niveau durch den Zeemaneffekt gesenkt und liegt nun dichter bei der Energie des Laserlichts. Das Atom wird daher mehr σ^- als σ^+ Photonen streuen und durch den Impulsübertrag der Photonen eine Kraft in Richtung Ursprung erfahren. Dementsprechend wird ein Atom, das sich links vom Ursprung befindet, mehr σ^+ als σ^- Photonen streuen und ebenfalls eine auf den Ursprung gerichtete Kraft erfahren. In der Nähe des Ursprungs ist diese Kraft proportional zum Abstand vom Ursprung.

Zusätzlich zu dieser ortsabhängigen Kraft erfährt das Atom eine kühlende Kraft, deren Geschwindigkeitsabhängigkeit auf dem Dopplereffekt [6] beruht. Dieser führt bei rot verstimmttem Licht dazu, daß ein Atom, das sich auf die Lichtquelle zu bewegt, mehr Photonen streut als ein ruhendes Atom und daher eine bremsende Kraft erfährt. Das eindimensionale Modell der magneto-optischen Falle läßt sich direkt auf drei Dimensionen übertragen. Ein Quadrupol-Magnetfeld wird durch ein Paar gegenläufig stromdurchflossener Spulen erzeugt. Das Lichtfeld wird in den beiden übrigen Raumachsen ebenfalls durch σ^-/σ^+ Stehwellen ergänzt. Atome können auf diese Weise

in der magnetischen Null des Quadrupolfeldes durch Lichtkräfte gespeichert und gekühlt werden. Dieses Modell läßt sich auch auf Atome mit anderen Drehimpulsquantenzahlen erweitern [24].

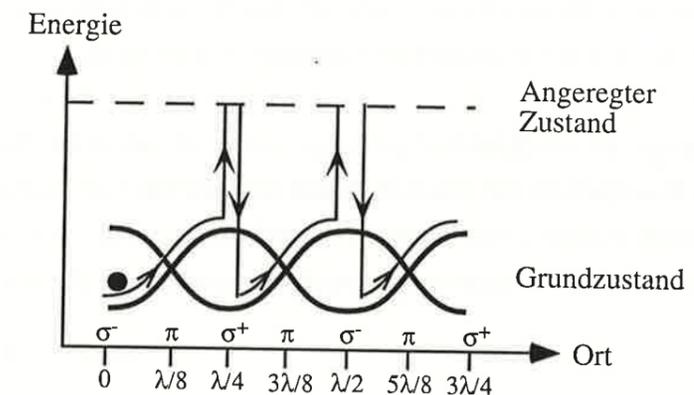


Figur 4.2: Energiediagramm eines Atoms in einer eindimensionalen magneto-optischen Falle. Der Grundzustand ($F=0$) des Atoms koppelt über σ^+ (σ^-) Photonen mit dem $m_F=+1$ ($m_F=-1$) Zeemanniiveau des angeregten Zustands ($F=1$). Bei roter Verstimmung des Lasers wirkt auf das Atom eine Kraft, die auf magnetische Null gerichtet ist.

Die magneto-optische Falle wurde bisher für eine Vielzahl verschiedener Atome [67], darunter auch kurzlebige radioaktive Isotope [68, 69], demonstriert. Eine besonders einfache Möglichkeit zur Realisierung der magneto-optischen Falle demonstrierte die Gruppe von C. Wieman [70]. Cs-Atome wurden direkt aus dem Dampf einer Vakuumzelle bei Raumtemperatur in die magneto-optische Falle geladen. Für diesen Aufbau ist eine aufwendige Atomstrahlapparatur nicht notwendig. Lediglich eine kleine Ionenpumpe sorgt dafür, daß Helium- und Wasserstoff-Restgas abgepumpt wird. Das Prinzip dieser Falle liegt auch unserer in Kapitel 4.3 beschriebenen magneto-optischen Falle zugrunde.

Die Temperatur von optisch oder magneto-optisch gefangenen Atomen kann abgeschätzt werden, indem man das Gleichgewicht zwischen dem Kühlprozeß (Dopplerkühlen) und dem stochastischen Heizprozeß durch spontan emittierte Photonen betrachtet. Es ergibt sich das sogenannte Dopplerlimit [71]: $k_B T_D = \hbar \Gamma / 2$. Für Rubidium liegt das Dopplerlimit bei 140 Mikrokelnvin. Zur allgemeinen Überraschung konnten experimentell wesentlich tiefere Temperaturen [11] nachgewiesen werden. Die theoretische Aufklärung dieser Sub-Doppler-Kühlmechanismen gelang 1989 [72].

Die wesentlichen Merkmale eines solchen Sub-Doppler-Kühlmechanismus können in einem einfachen eindimensionalen Modell für ein Zwei-Niveau-Atom mit Drehimpulsquantenzahlen $F=1/2$ und $F=3/2$ im Grund- bzw. angeregten Zustand verstanden werden. Das Lichtfeld besteht aus zwei gegenläufigen linear polarisierten Lichtwellen, deren Polarisationsvektoren senkrecht zueinander stehen. Die Polarisation der resultierenden Stehwelle ist ortsabhängig und variiert von σ^- zu linear zu σ^+ . Eine solche ortsabhängige Polarisation tritt auch im dreidimensionalen Lichtfeld einer magneto-optischen Falle auf, daher werden durch dieses eindimensionale Modell die wesentlichen Merkmale der Kühlmechanismen in einer magneto-optischen Falle beschrieben.



Figur 4.3: Eindimensionales Modell für ein Zwei-Niveau-Atom, das sich in einem Lichtfeld mit ortsabhängiger Polarisation bewegt. Das Atom wird optisch immer in dasjenige Zeeman-Niveau des Grundzustandes gepumpt, welches am stärksten lichtverschoben ist. Daher bewegt es sich ständig den Potentialberg hinauf und verliert dabei Energie. Ein Ensemble von Atomen wird durch diesen Mechanismus gekühlt.

In Fig. 4.3 ist die ortsabhängige Lichtverschiebung der Zeeman-Niveaus aufgetragen, die sich durch die Kopplung mit der Stehwelle bei roter Verstimmung ergibt. Durch optisches Pumpen wird an Orten mit σ^+ (σ^-) Polarisation das Zeeman Niveau $m_F=+1/2$ ($m_F=-1/2$) bevölkert. Bewegt sich das Atom nun in Richtung linearer Polarisation, so muß es den Potentialberg hinauf. Oben angelangt ist die Rate für optisches Pumpen in das jeweils andere Zeeman Niveau am höchsten. Dieser Prozeß wiederholt sich und das Atom verliert dabei kinetische Energie, da es sich immer wieder den Potentialberg hinauf bewegt. Daher auch die Bezeichnung "Sysiphus-Kühlen". Experimentelle Untersuchungen [73, 74, 75] und quantenmechanische Rechnungen [76] zeigen, daß die

Atome in den Lichtfeldbäuchen lokalisiert werden und die äußeren Freiheitsgrade eines Atoms als Vibrationsniveaus im Potential des Lichtfeldes aufgefaßt werden können.

4.3 Quelle für einen monoenergetischen und langsamen Atomstrahl

Zur Erzeugung einer Wolke kalter Rubidiumatome dient eine magnetooptische Falle. Die Geometrie der Falle ist in Fig. 4.1 veranschaulicht. Sechs Laserstrahlen bilden ein Achsenkreuz, das um 45° gegen die Vertikale (z-Achse) gedreht ist. Eine Laserstehwelle steht senkrecht zur Zeichenebene (entlang der y-Achse). Die Atome werden im Kreuzungspunkt der Laserstrahlen gefangen, der auch den Nullpunkt eines angelegten magnetischen Quadrupolfeldes bildet. Die Atome werden nach unten, entlang der Vertikalen in den Bereich der Wechselwirkungsregion beschleunigt.

Die Vakuumkammer ist aus Edelstahl gefertigt und wird von einer 2 l/s-Ionenpumpe evakuiert. Die Ionenpumpe hat einen Abstand von 40 cm zum Fallenzentrum und befindet sich in einer zylindrischen Magnetfeldabschirmung. Auf diese Weise wird das durch die Ionenpumpe im Fallenzentrum erzeugte magnetische Feld auf unter 500 mG reduziert.

Der Rubidiumvorrat befindet sich in einem heizbaren Seitenarm und ist durch ein Nadelventil von der Kammer getrennt. Durch Heizen des Seitenarms und Öffnen des Ventils wird das Rubidium dosiert der Vakuumkammer zugeführt.

Die sechs Laserstrahlen werden über Standard UHV-Fenster mit CF-Flanschen in die Vakuumkammer eingekoppelt. Die Fensteröffnungen für das von oben und das von unten kommende Laserpaar (Fig. 3.1), sowie für das obere Sichtfenster haben einen Durchmesser von 16 mm. Die Fensteröffnungen für die Laserstehwelle entlang der y-Achse betragen 35 mm.

Zur Kompensation von magnetischen Störfeldern, wie z.B. dem Erdmagnetfeld und dem Magnetfeld der Ionenpumpe, dienen sechs Spulen, deren Strom unabhängig eingestellt werden kann. Die Spulen befinden sich jeweils über den Fensteröffnungen für die Laserstrahlen. Das sphärische Quadrupolfeld zum Fangen der Atome wird durch zwei Spulen erzeugt, die konzentrisch zur Laserstehwelle entlang der y-Achse befestigt sind. Die Spulen haben einen Durchmesser von 5 cm und jeweils einen Abstand von 6 cm zum

Fallenzentrum. Mit den Spulen können Feldgradienten im Zentrum der Falle von bis zu 10 G/cm erzeugt werden.

Für die sechs Fallenlaserstrahlen werden zwei Laserdioden eingesetzt, deren Frequenz durch die in Kapitel 3.2 und 3.3 beschriebene Frequenz- und Phasenregelung gesteuert wird. Die Aufspaltung in Teilstrahlen erfolgt mit $\lambda/2$ -Verzögerungsplatten und Polarisationsstrahlteilern. Einer der Laser erzeugt die beiden von oben kommenden Laserstrahlen, der andere Laser die beiden von unten kommenden Laserstrahlen, sowie die Stehwelle entlang der y-Achse. Jeder der Laserstrahlen hat eine Leistung von 3 mW und einen Durchmesser von 12 mm. Die zirkularen Polarisierungen der einzelnen Strahlen werden mit $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten erzeugt. Mit dem Strahl einer dritten Laserdiode (Pumplaser) wird optisches Hyperfeinpumpen verhindert. Dieser Strahl ist der Stehwelle entlang der y-Achse überlagert.

Die optischen Komponenten für die Laserstrahlen der Falle sind auf einer Aluminiumplatte befestigt, die an der Vakuumkammer der Falle angeschraubt ist. Die Quelle kann mitsamt der Optik und dem UHV-Schieberventil von der Apparatur getrennt und in einfacher Weise auch wieder montiert werden.

4.4 Betrieb der Quelle

Die magnetooptische Falle wird direkt aus dem Rubidiumdampf in der Vakuumkammer geladen. Dazu wird das magnetische Quadrupolfeld eingeschaltet und alle Fallenlaserstrahlen werden bei der gleichen Frequenz betrieben. Sie sind um 10 MHz rot verstimmt relativ zum $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ Übergang der D2-Linie von ^{87}Rb . Dieser Übergang stellt ein fast perfektes entartetes Zwei-Niveau System dar. Der einzige Verlustkanal ist nicht-resonante Anregung in den angeregten $5P_{3/2}(F=2, 1)$ Zustand und anschließendem spontanen Zerfall in das $5S_{1/2}(F=1)$ Niveau. Dieses optische Hyperfeinpumpen wird durch einen Laserstrahl (Pumplaser) verhindert, der mit dem $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ Übergang der D1-Linie resonant ist.

Im Zentrum der Falle wird eine Wolke von kalten Atomen erzeugt, deren Fluoreszenz bei 780 nm sich mit bloßem Auge beobachten läßt. Der Durchmesser der Wolke ist etwa 2 mm. Die Ladezeit der magnetooptischen Falle beträgt zwischen 500 ms und 2 s, in Abhängigkeit vom Rb-Partialdruck. Dieser liegt zwischen 10^{-8} und 10^{-7} mbar.

Die Zahl der Atome in der kalten Wolke wurde über eine Fluoreszenzmessung mit einer geeichten Photodiode bestimmt. Diese befindet sich am oberen Sichtfenster (Fig. 3.1) und schneidet einen Raumwinkel $d\Omega=5.4\cdot 10^{-4}$ aus. Es wurde die Differenz der Fluoreszenzintensität zwischen eingeschaltetem (Falle an) und ausgeschaltetem (Falle aus) Magnetfeld bestimmt. Aus einem Zwei-Niveau Atommodell ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der Zahl (Z) der Atome in der Wolke und der Lichtleistung (P_F), die von der fluoreszierenden Atomwolke auf die Photodiode fällt:

$$Z = \frac{P_F}{d\Omega} \left(\frac{1}{h\nu} \right) 2\tau_n \left(\frac{1 + \beta + 4(\Delta/\Gamma)^2}{\beta} \right).$$

Hierbei ist h das Planck'sche Wirkungsquantum, ν die Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs, $\tau_n = \Gamma^{-1}$ die Lebensdauer des angeregten Zustands von Rubidium und Δ die Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanzfrequenz. Es gilt $\beta = I/I_s$, wobei I die Laserintensität aller sechs Strahlen (je 3 mW) und I_s die Sättigungsintensität des atomaren Übergangs ist. Mit der Photodiode wurde eine Intensität von $0.35 \mu\text{W} \pm 0.05 \mu\text{W}$ bei einer Laserverstimmung von $10 \text{ MHz} \pm 4 \text{ MHz}$ gemessen. Dies ergibt für die Zahl der Atome in der Wolke:

$$Z = 3.3 \pm 0.6 (*10^8 \text{ Atome})$$

Die Messung wurde bei geheiztem Rubidiumvorrat und geöffnetem Schieberventil durchgeführt. Dies erklärt die im Vergleich zu ähnlichen Experimenten [77] etwas höhere Zahl für die gefangenen Atome, da der Rubidiumvorrat als Atomofen fungiert und die Laderate erhöht. Bei geschlossenem Schieberventil reduziert sich die Zahl der Atome um 40%. Der Durchmesser $\phi = 2 \text{ mm}$ der Atomwolke ergibt sich aus den in Kapitel 4.8 beschriebenen Messungen. Wir erhalten daher eine mittlere Dichte n der Atomwolke:

$$n = 7.9 \pm 1.4 (*10^{10} \text{ Atome/cm}^3)$$

Die Temperatur der gefangenen Atome wird minimiert, indem die Verstimmung der Laser auf 55 MHz vergrößert wird. Die in Kapitel 4.1 beschriebenen Sub-Doppler-Kühlmechanismen sind dann besonders effizient [72]. Gleichzeitig wird das Magnetfeld abgeschaltet. Die Atome sind nun nicht mehr gefangen, sondern bilden eine sogenannte "optischen Melasse" [78]. Die Temperatur der Atome kann auf diese Weise bei gleicher Dichte auf etwa 13 Mikrokkelvin gesenkt werden, wie die im nächsten Abschnitt diskutierten Flugzeitmessungen zeigen. (Zum Vergleich: das Dopplerlimit beträgt 140 Mikrokkelvin.)

Die Atomwolke wird abwärts beschleunigt, indem die Frequenz der unteren Laserstrahlen relativ zu den oberen Laserstrahlen rot verstimmt wird. Das bedeutet, daß das Stehwellenmuster, in dem die Atome bisher gekühlt wurden, nach unten wandert. Um eine möglichst hohe Beschleunigung erreichen zu können, werden die Laserfrequenzen zuerst nah (10 MHz rote Verstimmung) an die atomare Resonanzfrequenz herangefahren. Innerhalb von 1 ms werden die unteren Laserstrahlen dann mit einer Rampe um weitere 2 bis 12 MHz rot verstimmt, so daß die Atome durch Strahlungsdruck auf 1 bis 7 m/s beschleunigt werden. Unter Erhaltung der Differenzfrequenz werden beide Fallenlaser wieder stark rot (50 MHz bzw. 53 MHz) verstimmt und die Atome werden für 500 μs im Ruhesystem der Atome durch Polarisationsgradienten gekühlt.

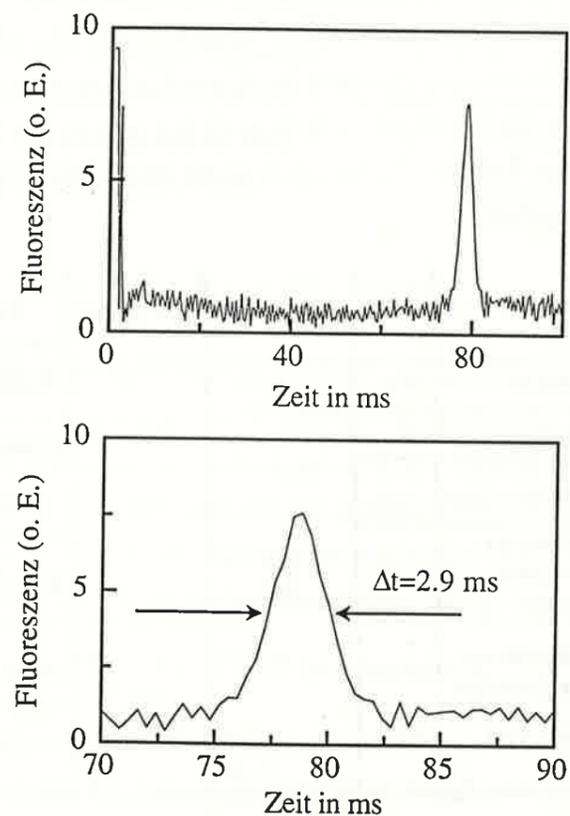
Damit die Atomwolke die Fallenregion störungsfrei verlassen kann, wird zunächst der Rückpumpulaser durch einen mechanischen Verschluss (Schaltzeit 100 μs) verdunkelt. Die Atome werden innerhalb von etwa 100 μs optisch in das $5S_{1/2}(F=1)$ Niveau gepumpt. Danach werden die Fallenlaser ebenfalls durch mechanische Verschlüsse verdunkelt. Die Atome sind nun von den Laserfeldern entkoppelt und setzen ihre Bahn unter Einfluß der Schwerkraft im freien Fall fort. Tabellarisch ist die Abwärtsbeschleunigung der Atome in Fig. 4.4 zusammengefaßt.

Vorgang	Zeit	Magnetfeld	Pumplaser	Fallenlaser	
				oben	unten
Fangen	1 s	an		7 MHz	7 MHz
Kühlen	5 ms	aus (an)	an	50 MHz	50 MHz
Beschleunigen	1 ms			7 MHz	7 MHz -10 MHz
Kühlen im bewegten System	1 ms			50 MHz	53 MHz
Abkopplung vom Lichtfeld	0.5 ms			aus	50 MHz
Freier Fall	0.2 s			aus	

Figur 4.4: Darstellung einer Sequenz des Fangens und Werfens der Atome. Mit den angegebenen Parametern werden die Atome auf 1.65 m/s beschleunigt, d.h. die Differenzfrequenz zwischen oberem und unterem Laser beträgt 3 MHz.

4.5 Flugzeitmessungen

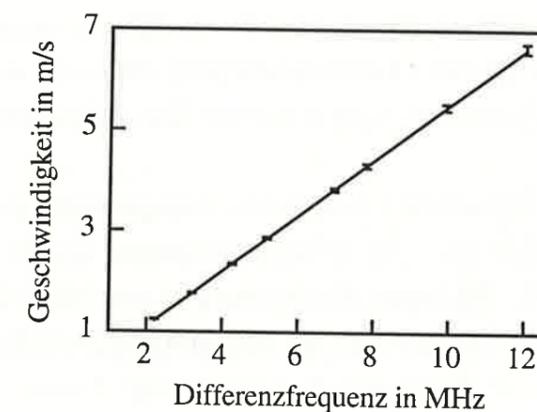
Zur Charakterisierung der Quelle wurden Flugzeitmessungen [11, 12] für die Atomwolke durchgeführt. Die Atomwolke wird beschleunigt und legt dann in freiem Fall die Strecke bis zu einem Nachweislichtfeld zurück, das sich 17 cm unterhalb der Falle befindet. Dort werden die Atome zur Fluoreszenz angeregt, die dann mit einer Photodiode zeitaufgelöst beobachtet wird. Für das Nachweislichtfeld werden zwei Laserstrahlen überlagert, einer ist mit dem $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ und der andere mit dem $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ Übergang resonant. Die Strahldurchmesser betragen 2.5 mm und die Lichtleistungen sind $300 \mu\text{W}$ bzw. $500 \mu\text{W}$, so daß der atomare Übergang gerade gesättigt wird.



Figur 4.5: Flugzeitmessung der beschleunigten Atomwolke. Die Wolke erreicht nach 78.8 ms das Nachweislichtfeld. Das untere Bild zeigt die Messung auf einer kleineren Skala. Das Fluoreszenzsignal hat eine Halbwertsbreite von 2.9 ms. Daraus ergibt sich die Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilung zu 8 cm/s.

Das Fluoreszenzsignal einer Flugzeitmessung ist in Fig. 4.5 abgebildet. Die Atomwolke erreicht 78.8 ms nach Verlassen der Falle das Nachweislichtfeld. Unter Berücksichtigung der Gravitation ergibt dies einen experimentellen Wert von $v_{\text{exp}} = 1.77 \text{ m/s} \pm 0.01 \text{ m/s}$ für die Geschwindigkeit, die die Atomwolke beim Verlassen der Falle hat. Den wesentlichen Anteil am Fehler hat die Bestimmung des Zeitpunkts, an dem die Atome die Falle verlassen.

Der theoretische Wert für die Geschwindigkeit läßt sich aus der Differenzfrequenz $\Delta\nu$ zwischen den oberen und unteren Laserstrahlen bestimmen. Es gilt $v_{\text{theor.}} = (1/\sqrt{2})\Delta\nu\lambda$, wobei λ die Lichtwellenlänge ist. Der Faktor $1/\sqrt{2}$ berücksichtigt die Verkipfung der Laserstrahlen zur Vertikalen. Bei dieser Messung betrug die Differenzfrequenz $\Delta\nu = 3.205 \text{ MHz}$; daher ergibt sich die zu erwartende Geschwindigkeit zu $v_{\text{theor.}} = 1.767 \text{ m/s}$. In Fig. 4.6 ist die Geschwindigkeit der Atome für verschiedene Differenzfrequenzen $\Delta\nu$ aufgetragen. Es konnte eine maximale Geschwindigkeit von 6.65 m/s erreicht werden. Höhere Geschwindigkeiten lassen sich nicht erreichen, da die Beschleunigungsstrecke auf etwa 1 cm limitiert ist und die Atome die Falle sonst zu früh und unkontrolliert verlassen.



Figur 4.6: Geschwindigkeit der Atomwolke bei Verlassen der Falle für verschiedene Differenzfrequenzen zwischen oberen und unteren Laserstrahlen. Die durchgezogene Linie entspricht der theoretisch berechneten Geschwindigkeit.

Die Breite des Flugzeitsignals in Fig. 4.5 beträgt $\Delta t = 2.9 \pm 0.1 \text{ ms}$. Berücksichtigt man den Durchmesser der Atomwolke von 2 mm, so ergibt sich eine Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilung von $\Delta v = 8.0 \text{ cm/s} \pm 1.2 \text{ cm/s}$. Die relative Geschwindigkeitsbreite der Atomwolke beträgt direkt nach Verlassen der Quelle $\Delta v/v \approx 1/20$ und am Ort des Nachweisfeldes sogar $\Delta v/v \approx 1/30$.

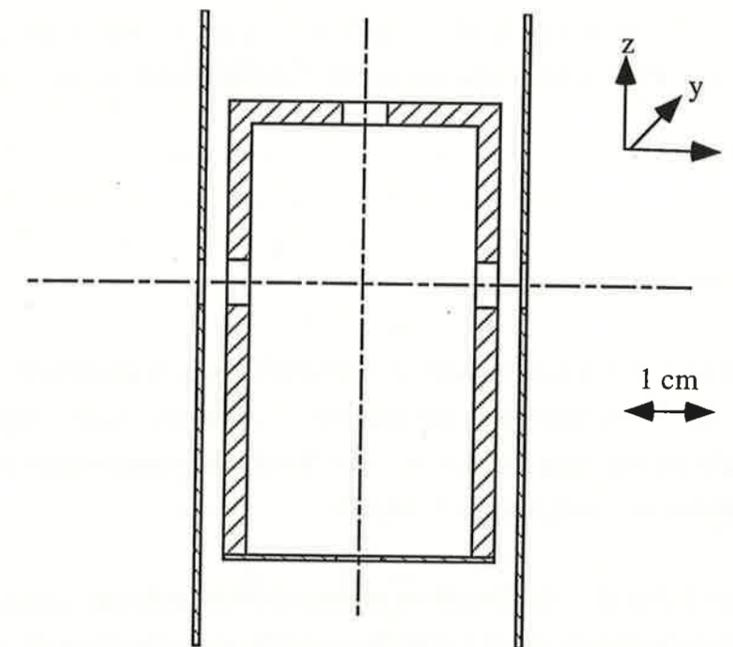
Unter Annahme einer Gaußverteilung für die Geschwindigkeit läßt sich eine mittlere Geschwindigkeit der Atome in einer Raumrichtung von $v_{r.m.s.} = (3.47 \pm 0.8) \text{ cm/s}$ angeben, das entspricht der 6-fachen Photonenrückstoßgeschwindigkeit. Hieraus läßt sich über $T = v_{r.m.s.}^2 M / k_B$ eine Temperatur des atomaren Ensembles von $T = 13 \mu\text{K} \pm 3 \mu\text{K}$ ableiten, wobei k_B die Boltzmann-Konstante und M die Masse von Rubidium ist. Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit Ref. [12].

4.6 Wechselwirkungsregion

Die Wechselwirkungsregion (Fig. 4.1) befindet sich innerhalb eines kommerziellen Edelstahlwürfels (Hersteller CJK) mit einer Kantenlänge von 7 cm. Jede Würfel­fläche ist als CF35-Flansch ausgearbeitet. An der oberen Würfel­fläche ist das Schieberventil angeflanscht, das den Übergang zur magneto­optischen Falle bildet. Diese befindet sich 17 cm oberhalb vom Zentrum des Würfels, das gleichzeitig das Zentrum der Wechselwirkung ist. An den vier seitlichen Würfel­flächen befindet sich jeweils ein Blindflanschteil, in dem ein BK7-Glasfenster (Durchmesser 20 mm, Dicke 8 mm) durch Indiumdichtungen gehalten ist. Die effektive Fensteröffnung hat einen Durchmesser von 10 mm. Die Fenster haben eine Oberflächenebenheit von besser als 100 nm und sind für eine Wellenlänge von 795 nm beidseitig entspiegelt (Restreflektion kleiner 0.2%).

Innerhalb des Würfels befindet sich eine zweifache magnetische μ -Metall Abschirmung, die in Fig. 4.7 abgebildet ist. Die äußere Abschirmung ist ein Zylinder aus 50 μm dickem μ -Metall Blech. Die innere Abschirmung ist zweiteilig. Der obere Teil ist aus einem runden μ -Metall-Stab gefertigt, aus dem von unten ein Zylinder herausgedreht wurde. Die Wandstärke dieser Abschirmung beträgt 5 mm. Sie steht auf einem kreisförmigen μ -Metall-Blech (Dicke 0.5 mm). Die Abschirmung hat vier kreuzförmig angeordnete, seitliche Öffnungen, die einen effektiven Durchmesser von 5 mm haben. Die obere und die untere Öffnung hat jeweils einen Durchmesser von 8 mm.

Um die äußere Abschirmung sind vier und um die innere Abschirmung ist eine Windung teflonisolierten Kupferdrahtes gewickelt. Zur Idealisierung der Abschirmung [66] durchfließt ein abklingender Wechselstrom (Wechselstromfrequenz: 20 Hz - 1 kHz, maximale Stromstärke: 3.5A, Abklingzeit 0.5 - 10 sec) zuerst die äußere und dann die innere Abschirmung.



Figur 4.7: Magnetfeldabschirmungen für die Wechselwirkungsregion. Beide Zylinder bestehen aus μ -Metall. Die Dicke des äußeren Zylinders (50 μm) ist in der Zeichnung nicht skaliert.

Vor Einbau in die Vakuumkammer wurde der Schirmfaktor [66] der Abschirmung mit Hilfe eines definierten äußeren Feldes und einer Förster-Meßsonde bestimmt. Entlang der Zylinderachse (z-Richtung) wurde ein Schirmfaktor von 600 (± 100) und entlang der x- und y-Richtung ein Schirmfaktor von jeweils 1000 (± 150) gemessen. Zusätzlich wurde bei einem Teil der Experimente eine weitere μ -Metallabschirmung außerhalb des Vakuums angebracht. Diese umgibt den Edelstahlwürfel in einem Abstand von etwa 2 cm und besteht aus 50 μm dickem μ -Metall. In z-Richtung wurde ein Schirmfaktor von 40 und in x- und y-Richtung ein Schirmfaktor von 100 gemessen.

Innerhalb der Abschirmung befindet sich zentrisch ein Kupferrohr ($\phi_{\text{außen}} = 10 \text{ mm}$, $\phi_{\text{innen}} = 7 \text{ mm}$), das nach oben hin durch einen Kupferdeckel abgeschlossen ist. In den Deckel wurde mit Hilfe eines fokussierten Argonionenlasers ein Loch mit einem Durchmesser von 80 μm gebohrt. Diese Blende befindet sich 3 mm unterhalb des Zentrums der Wechselwirkung und wird für die geometrische Messung der Geschwindigkeitsverteilung der Atomwolke benötigt (Kapitel 4.1).

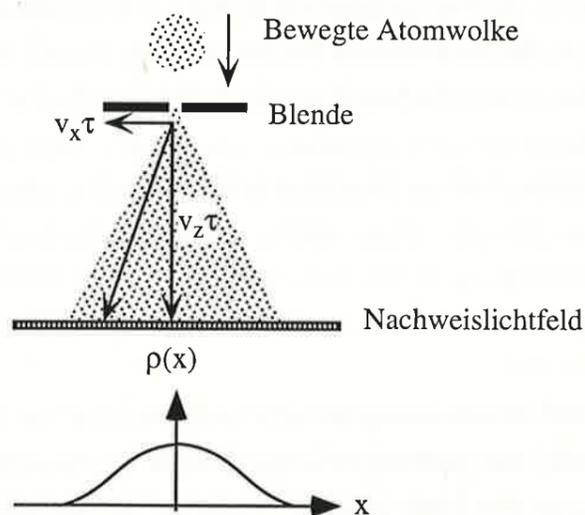
Die optischen Komponenten für das Lichtfeld der Wechselwirkungsregion sind auf einer 3 cm dicken Aluminiumplatte befestigt, die die Vakuumkammer umgibt. Die Platte ist an dem optischen Tisch befestigt, auf dem auch das Lasersystem aufgebaut ist. Die

Stabilität der Platte ist ausreichend, um auf ihr ein Interferrometer aufbauen zu können. Dies ist für zweidimensionale Experimente mit kontrollierter Zeitphase [79] notwendig.

4.7 Detektion

Der Detektor mißt die zweidimensionale Ortsverteilung (x-y Ebene) der Atome 10.5 cm unterhalb der Wechselwirkungsregion. Hieraus läßt sich direkt die Geschwindigkeitsverteilung der Atome in der Wechselwirkungsregion bestimmen. Die Geschwindigkeitsauflösung beträgt 3.3 mm/s.

Das Vakuumteil (Fig. 4.1) des Detektors ist aus Edelstahl gefertigt. Die Laserstrahlen für den Fluoreszenznachweis werden über Brewsterfenster eingekoppelt, die mit Indium gedichtet sind. Zur Beobachtung der Fluoreszenz befindet sich an der unteren Seite des Detektors ein Fenster. Mit einer bildverstärkten CCD-Kamera (Typ Theta-System SIS-System) wird die Fluoreszenz der Atome im Nachweislichtfeld orts aufgelöst gemessen.



Figur 4.8: Im Nachweislichtfeld wird die Ortsverteilung derjenigen Atome gemessen, welche die Blende durchfliegen. Alle Atome haben die gleiche Geschwindigkeit in z-Richtung. Daher ergibt sich aus der Ortsverteilung direkt die Geschwindigkeitsverteilung der Atome in der x-y Ebene. (Die y-Achse steht senkrecht zur Zeichenebene)

Das Prinzip dieses Nachweises ist in Fig. 4.8 veranschaulicht. Aus der gemessenen Ortsverteilung der Atome im Nachweislichtfeld läßt sich die Geschwindigkeitsverteilung bestimmen. Ein Atom mit einer Geschwindigkeit v_z in z-Richtung benötigt die Zeit τ für die Strecke zwischen Blende und Nachweislichtfeld. Der Ort, an dem es im Nachweislichtfeld gemessen wird, hängt von der Geschwindigkeit $v_{x,y}$ des Atoms in der x-y Ebene ab. Die Geschwindigkeitsauflösung Δv berechnet sich aus

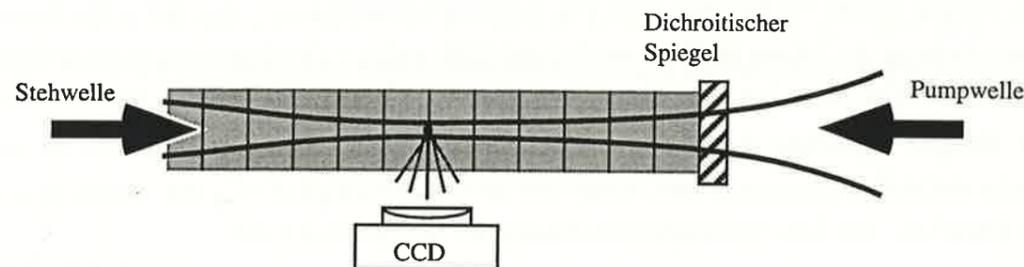
$$\Delta v = \frac{1}{\tau}(\phi + \Delta x_{\text{CCD}}),$$

wobei ϕ der Durchmesser der Blende und Δx_{CCD} das Auflösungsvermögen des Kamerasystems ist. Dies gilt auch für ein Ensemble von Atomen, wenn dessen Geschwindigkeitsverteilung in z-Richtung scharf bestimmt ist, d.h. wenn gilt

$$\frac{\Delta v_z}{v_z} \ll \frac{\phi + \Delta x_{\text{CCD}}}{v_{x,y} \tau}.$$

Für einen Blendendurchmesser von $75 \mu\text{m}$ und für ein Auflösungsvermögen der Kamera von $\Delta x_{\text{CCD}} = 50 \mu\text{m}$ ergibt sich bei einer Anfangsgeschwindigkeit der Atomwolke von 1.77 m/s eine Geschwindigkeitsauflösung von 3.3 mm/s . Dies entspricht einer Impulsauflösung von $0.6 \hbar k$.

Das Nachweislichtfeld setzt sich aus einer Stehwelle und einer Pumpwelle zusammen. Die Stehwelle ist resonant mit dem $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ Übergang der Rubidium D2-Linie (780 nm). Die koaxial laufende Pumpwelle ist resonant mit dem $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ Übergang der Rubidium D1-Linie (795 nm). Die Stehwelle wird durch Reflexion an einem dichroitischen Spiegel erzeugt und hat einen Durchmesser von 2 mm , wobei die Leistung des einfallenden Strahls $50 \mu\text{W}$ beträgt. Der dichroitische Spiegel ist hochreflektierend für 780 nm und transmittierend für 795 nm . Die Pumpwelle wird über diesen Spiegel eingekoppelt und der Stehwelle überlagert (Fig. 4.9). Mit einer Zylinderlinse wird die Pumpwelle in z-Richtung auf $150 \mu\text{m}$ (Intensität auf 10% abgefallen) fokussiert. Die Ausdehnung der Welle in y-Richtung ist 2 mm . Die Leistung der Pumpwelle beträgt $40 \mu\text{W}$.



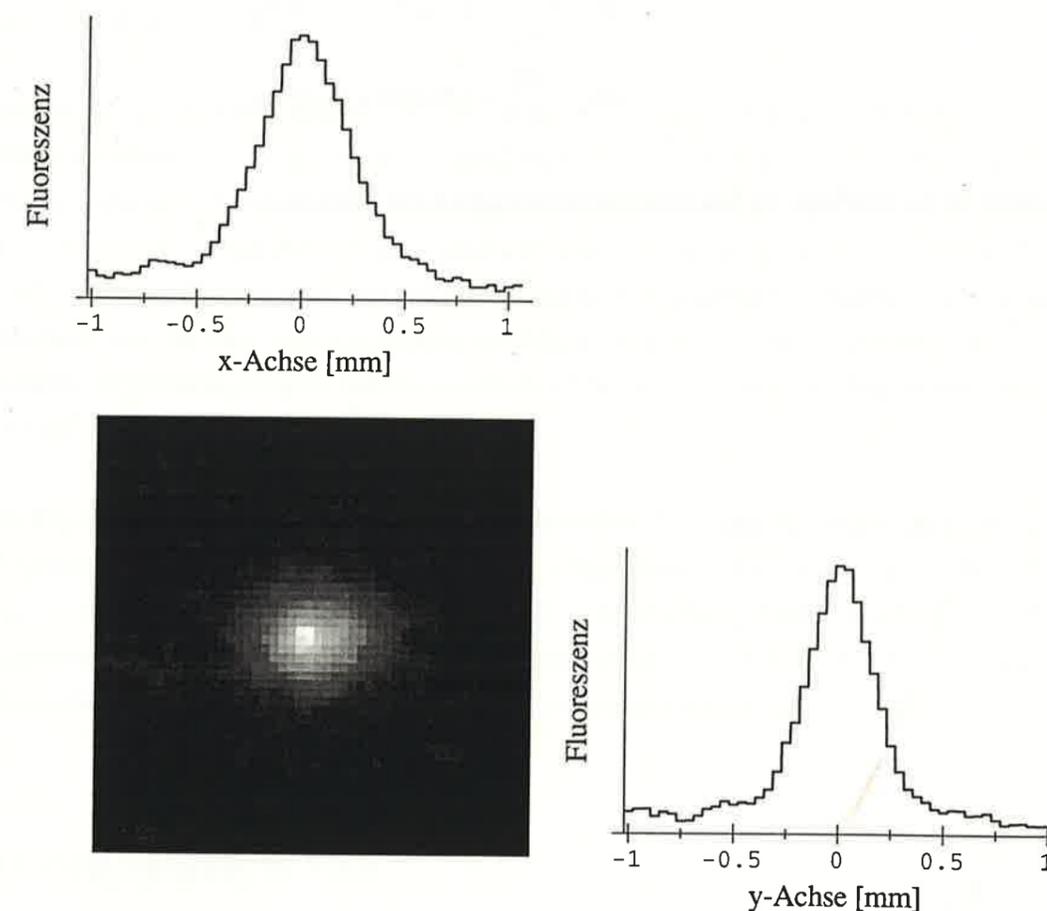
Figur 4.9: Nachweislichtfeld zur Messung der atomaren Ortsverteilung. Die Pumpwelle definiert den Ort an dem die Atome fluoreszieren. Durch die Stehwelle wird die Beschleunigung der Atome entlang der Laserachse verhindert.

Die Atome treten im $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustand in das Nachweislichtfeld ein. Sie werden erst dann zur Fluoreszenz angeregt, wenn sie mit der zylindrisch fokussierten Pumpwelle in Wechselwirkung treten. Die Atome werden nach wenigen Zyklen in den $5S_{1/2}(F=2)$ Zustand gepumpt und befinden sich dann im fast geschlossenen Zyklus des $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ Übergangs. Der Verlustkanal über die nicht resonante Anregung des $5P_{3/2}(F=2, 1)$ Zustandes führt zu einer Zyklusdauer von etwa $50 \mu\text{s}$; dies entspricht einer Flugstrecke im Nachweislichtfeld von $150 \mu\text{m}$ bei einer typischen Durchfluggeschwindigkeit von 3 m/s . Da die Pumpwelle auf $150 \mu\text{m}$ fokussiert ist, können die Atome noch ein zweites Mal optisch in den geschlossenen Zyklus gepumpt werden. Insgesamt ist zu erwarten, daß die Atome auf einer Strecke von $300 \mu\text{m}$ fluoreszieren und jedes Atom etwa $N=900$ Photonen streut. Die Tiefenschärfe der Nachweisoptik liegt bei $500 \mu\text{m}$ und ist auf den Bereich eingestellt, in dem die Atome fluoreszieren.

Durch die Wechselwirkung mit dem Nachweislichtfeld werden die Atome aufgeheizt. Dies führt wiederum zu einer Unschärfe in der Ortsverteilung. Da das Atom im Mittel genausoviele Photonen von links wie von rechts absorbiert, ergibt sich für die mittlere Geschwindigkeit der Atome $\Delta v = \sqrt{N} v_R \approx 17 \text{ cm/s}$, wobei v_R die Rückstoßgeschwindigkeit ist. Dies führt zu einer Ortsunschärfe im Nachweis, die kleiner als $20 \mu\text{m}$ ist, so daß die Geschwindigkeitsauflösung des Experiments durch diesen Effekt nicht beeinträchtigt wird.

4.8 Abbildung der Atomwolke

Die Ortsverteilung der beschleunigten Atomwolke im Nachweislichtfeld ist in Fig. 4.10 gezeigt. Aus dieser Messung läßt sich die Größe der Atomwolke und die Geschwindigkeitsverteilung der Atome nach der Blende bestimmen. Die Anfangsgeschwindigkeit der Atomwolke betrug 1.85 m/s . Für diese Messungen wurde beim Werfen der Atomwolke das Magnetfeld der magnetooptischen Falle nicht abgeschaltet. Die Geschwindigkeitsverteilung der Atomwolke wird hierdurch nur unwesentlich beeinflusst. Für die in Abbildung 4.10 gezeigte Messung wurde über 100 Einzelbilder gemittelt.



Figur 4.10: Ortsaufgelöste Fluoreszenzmessung der Atome im Nachweislichtfeld.

In Fig. 4.10 sind die entlang der x-Achse bzw. y-Achse integrierten Ortsverteilungen gezeigt. Die Halbwertsbreite der Verteilung in x-Richtung beträgt $\Delta x = 490 \mu\text{m} \pm 50 \mu\text{m}$

und in y-Richtung $\Delta y = 380 \mu\text{m} \pm 50 \mu\text{m}$. Die Größe der Atomwolke ($\Delta x_W, \Delta y_W$) berechnet sich aus dem Verhältnis der Flugzeiten (t_o, t_u) der Atome oberhalb und unterhalb der Blende, diese betragen $t_o = 76.1 \text{ ms}$ bzw. $t_u = 38.0 \text{ ms}$. Für die Ausdehnung der Atomwolke in der magnetooptischen Falle ergibt dies folgende Halbwertsbreiten:

$$\Delta x_W = \Delta x(t_o/t_u) = 1.0 \text{ mm} \pm 0.1 \text{ mm}$$

$$\Delta y_W = \Delta y(t_o/t_u) = 0.8 \text{ mm} \pm 0.1 \text{ mm}$$

Der Durchmesser der gesamten Wolke beträgt etwa 2 mm. Die Halbwertsbreiten der Geschwindigkeitsverteilung der Atomwolke nach der Blende sind:

$$\Delta v_x = \frac{\Delta x}{t_u} = 1.3 \text{ cm/s} \hat{=} 2.3 v_R$$

$$\Delta v_y = \frac{\Delta y}{t_u} = 1.0 \text{ cm/s} \hat{=} 1.8 v_R,$$

hierbei ist $v_R = \hbar k / M_{\text{Rb}}$ die Rückstoßgeschwindigkeit von Rubidium.

5 Realisierung geschwindigkeitsselektiver Dunkelzustände in ^{87}Rb

In diesem Kapitel wird das Experiment vorgestellt, mit dem es uns gelungen ist, geschwindigkeitsselektive Dunkelzustände (GSD-Zuständen) in ^{87}Rb zu präparieren. Dies ist das erste Experiment, in dem das Kühlverfahren mit GSD-Zuständen auf ein Alkaliatom angewandt wird. In einem zweiten Experiment demonstrieren wir erstmals den adiabatischen Transfer der Population des GSD-Zustandes in nur einen Impulszustand. Die Experimente wurden mit der in Kapitel 4 beschriebenen Apparatur durchgeführt.

Im ersten Teil dieses Kapitels (5.1) beschreiben wir unser Schema zur Präparation von GSD-Zuständen. Aufgrund der komplexen Hyperfeinstruktur von ^{87}Rb sind zur Präparation der GSD-Zustände mehrere Laserfelder notwendig. Wir analysieren deren Einfluß auf die Lebensdauer des GSD-Zustandes. Wir untersuchen außerdem den Einfluß kleiner Magnetfelder auf den Dunkelzustand. In Kapitel 5.2 stellen wir eine neue Methode vor, die eine Absolutmessung des Magnetfeldes in der Wechselwirkungsregion erlaubt. Wir können zeigen, daß die residuellen Magnetfelder in dieser Region kleiner als 0.5 mG sind.

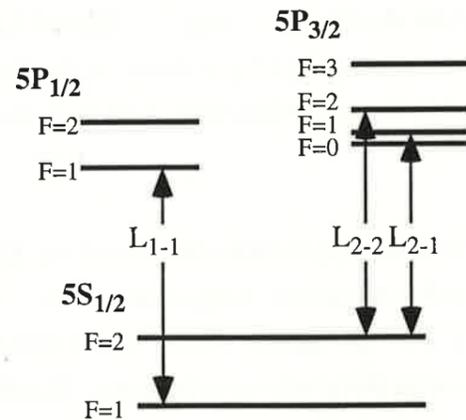
In Kapitel 5.3 und 5.4 werden die experimentellen Resultate diskutiert und mit den Ergebnissen einer Computersimulation verglichen. Es zeigt sich, daß die Geschwindigkeitsauflösung des Detektors einen wesentlichen Einfluß auf die experimentell gemessene Geschwindigkeitsverteilung hat. Kapitel 5.5 beschreibt die Experimente, in denen der adiabatische Populationstransfer durchgeführt wird.

5.1 GSD-Zustände in ^{87}Rb

Der $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ Übergang der D1-Linie von ^{87}Rb stellt ein ($J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$) System dar und eignet sich zur Präparation von GSD-Zuständen (Kapitel 2). Der Übergang ist ein offenes Zwei-Niveau-System, da der angeregte $5P_{1/2}(F=1)$ Zustand spontan in den Grundzustand $5S_{1/2}(F=2)$ zerfallen kann. Um einen GSD-Zustand im Zeeman-Multiplett des $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustandes effektiv

bevölkern zu können, muß die Population vom $5S_{1/2}(F=2)$ Zustand kontinuierlich in das ($J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$) System zurücktransferiert werden. Hierfür verwenden wird das in Fig. 5.1 gezeigte Schema.

Die GSD-Zustände werden im Laserfeld L_{1-1} , das resonant mit dem $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ Übergang ist, präpariert. Das Laserfeld L_{2-1} ist resonant mit dem $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1)$ Übergang. Atome im $5S_{1/2}(F=2)$ Grundzustand werden von diesem Laserfeld angeregt und können durch spontane Emission wieder in den $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustand gelangen. Da für diese Kopplung auch ein langlebiger Dunkelzustand existiert (Kapitel 2.2), ist es notwendig das dritte Laserfeld L_{2-2} einzustrahlen. Dieses ist resonant mit dem Übergang $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2)$. In der Wechselwirkung mit beiden Laserfeldern gibt es im $5S_{1/2}(F=2)$ Grundzustand keinen Dunkelzustand und die Bevölkerung des $5S_{1/2}(F=2)$ Zustandes wird daher kontinuierlich in den $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustand transferiert. Der Übergang $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ ist wegen der Auswahlregeln ($\Delta F=0, \pm 1$) ungeeignet, um die Atome in den Kühlzyklus zurückzupumpen.



Figur 5.1: Schema zur Präparation von GSD-Zuständen in ^{87}Rb . Die GSD-Zustände werden im Laserfeld L_{1-1} präpariert. Durch die Laserfelder L_{2-1} und L_{2-2} wird optisches Hyperfeinpumpen in den Grundzustand $5S_{1/2}(F=2)$ verhindert.

Lebensdauer des geschwindigkeitsselektiven Dunkelzustandes

Bei dem in Fig. 5.1 gezeigten Schema wird die Lebensdauer des GSD-Zustandes durch nicht resonante Kopplungen an die angeregten Zustände $5P_{1/2}(F=2)$ und $5P_{3/2}(F=0, 1, 2)$ begrenzt. Diese Kopplungen führen einerseits zu direkter Anregung

in die jeweiligen Zustände und andererseits induzieren sie eine dynamische Starkverschiebung im $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustand. Die dynamische Starkverschiebung kann die Entartung des $5S_{1/2}(F=1)$ Zustandes aufheben. Dies hat zur Folge, daß der GSD-Zustand nicht mehr stationär ist und an das Laserfeld L_{1-1} koppelt. Eine weitere Störquelle für den GSD-Zustand sind residuelle Magnetfelder. Die Beiträge der einzelnen Störungen werden im folgenden diskutiert und sind in Tabelle 5.1 quantitativ aufgelistet.

Aufhebung der Entartung im $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustandsmultiplett

Der GSD-Zustand ist eine Superposition der Zeemanniveaus des $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustandes. Wir hatten bereits in Kapitel 2.2 gesehen, daß der GSD-Zustand nur dann völlig vom Lichtfeld entkoppelt ist, wenn er ein stationärer Zustand ist. Voraussetzung hierfür ist, daß die Energien der überlagerten Zustände entartet sind. Wird die Entartung der Zeemanniveaus durch residuelle Magnetfelder oder auch durch die dynamische Starkverschiebung aufgehoben, so ist der GSD-Zustand nicht mehr stationär und koppelt an das Lichtfeld. Dies führt analog zu der in Kapitel 2.3 beschriebenen kinetischen Kopplung zu einer inversen Lebensdauer $\Gamma_{\text{NC}}^{\text{s}}$ des GSD-Zustandes, die sich für $\Omega \gg \omega_s$ durch

$$\Gamma_{\text{NC}}^{\text{s}} = \frac{\omega_s^2}{\Omega^2} \Gamma, \quad \omega_s = E_z / \hbar \quad (5.1)$$

abschätzen läßt, wobei E_z die Energieaufspaltung der Zeeman-Niveaus des GSD-Zustandes ist. Die Notation in obiger Gleichung ist dieselbe wie in Kapitel 2, wobei Ω die Rabikopplung der Zustände $5S_{1/2}(F=1)$ und $5P_{1/2}(F=1)$ durch das Laserfeld L_{1-1} beschreibt und Γ die inverse Lebensdauer des angeregten $5P_{1/2}(F=1)$ Zustandes angibt.

Um den Dunkelzustand effizient laden zu können, sollte dessen durch die Störung begrenzte Lebensdauer $\tau_{\text{NC}} = (\Gamma_{\text{NC}}^{\text{s}})^{-1}$ größer sein als die Wechselwirkungszeit τ_{WW} . Daher muß für die Frequenz ω_s einer Störung gelten

$$\omega_s < \omega_{\text{smax}} = \frac{1}{\sqrt{\tau_{\text{WW}} \Gamma}} \Omega. \quad (5.2)$$

Für eine Rabifrequenz $\Omega=0.1$ ($\Omega=0.05$), ergibt sich $\omega_{\text{max}}=14$ kHz ($\omega_{\text{max}}=7$ kHz). Die Kreisfrequenz der Rückstoßenergie ist zum Vergleich $\omega_{\text{R}}=22$ kHz. Die Wechselwirkungszeit des Atomstrahls mit den Laserfeldern beträgt $\tau_{\text{WW}} \approx 1.6$ ms.

Störung des GSD-Zustandes durch nicht resonante Kopplung an den $5P_{1/2}(F=2)$ Zustand

Durch das Laserfeld L_{1-1} wird der GSD-Zustand mit einer Verstimmung von 800 MHz ($\Delta \approx 150 \Gamma$) an das $5P_{1/2}(F=2)$ Niveau gekoppelt. Diese Kopplung stört den GSD-Zustand einerseits durch Anregung in das $5P_{1/2}(F=2)$ Niveau und andererseits durch die im $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustand induzierte AC-Starkverschiebung. Diese beiden Effekte untersuchen wir zunächst für eine Laserstehwelle der $\sigma^+ \sigma^-$ Konfiguration (Kapitel 2.3).

In der Notation von Kapitel 2 ergibt sich unter Einbeziehung des $5P_{1/2}(F=2)$ Zustandes der Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{V} + \hat{V}', \quad (5.3)$$

$$\text{mit} \quad \hat{H}_A = \frac{\hat{p}^2}{2M} + \sum_{m=0,\pm 1} \hbar\omega |e_m\rangle \langle e_m| + \sum_{m=0,\pm 1,\pm 2} \hbar\omega' |e'_m\rangle \langle e'_m|, \quad (5.4)$$

wobei die Zeeman-Unterniveaus des $5P_{1/2}(F=2)$ Zustandes mit $|e'_m\rangle$ bezeichnet sind. Die Bohrfrequenz des Übergangs $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ ist ω und die des Übergangs $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=2)$ ist ω' . Der Operator \hat{V} beschreibt die Kopplung des Grundzustandes $5S_{1/2}(F=1)$ mit dem angeregten Zustand $5P_{1/2}(F=1)$ und hat daher die gleiche Form wie in Gleichung (2.23). Der Operator \hat{V}' berücksichtigt die nicht resonante Kopplung zwischen dem Grundzustand $5S_{1/2}(F=1)$ und dem angeregten Zustand $5P_{1/2}(F=2)$ durch das Laserfeld L_{1-1} . Es gilt:

$$\hat{V}' = \frac{\hbar\Omega'}{2} \left\{ |e'_{-2}\rangle \langle g_{-1}| e^{-ikz} + \frac{1}{\sqrt{6}} |e'_0\rangle \langle g_{-1}| e^{+ikz} \right. \\ \left. |e'_{+2}\rangle \langle g_{+1}| e^{+ikz} + \frac{1}{\sqrt{6}} |e'_0\rangle \langle g_{+1}| e^{-ikz} \right\} e^{i\omega t} + \text{h.c.}, \quad (5.5)$$

mit $\Omega' = 2D'E/\hbar$, $\omega - \omega' = \Delta$.

Die direkte Anregung in den $5P_{1/2}(F=2)$ Zustand führt zu einer geschwindigkeitsunabhängigen Lebensdauer des Dunkelzustandes. Für den Fall eines

Laserfeldes der $\sigma^+ \sigma^-$ Konfiguration erhält man für die inverse Lebensdauer des Dunkelzustandes

$$\Gamma_{\text{NC}}^{\text{SI}} = \frac{\Gamma \Omega_{\text{eff}}'^2}{4(\Delta^2 + \Gamma^2/4)} \approx \frac{\Gamma}{\Delta^2} \frac{\Omega'^2}{3} = \frac{\Gamma \Omega^2}{\Delta^2}, \quad (5.6)$$

wobei Ω die Rabi-Frequenz des resonant getriebenen $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ Übergangs ist ($\Omega'/\Omega = D'/D = -\sqrt{3}$).

Die Wechselwirkung V' führt außerdem zu einer Lichtverschiebung Δ' der beiden Zeeman-Komponenten $|g_{\pm 1}\rangle$ des GSD-Zustandes. Für die $\sigma^+ \sigma^-$ Stehwelle ist die Lichtverschiebung der beiden Zustände räumlich nicht moduliert [72] und beträgt:

$$\Delta' = \frac{\Omega'^2}{8\Delta} = \frac{3\Omega^2}{8\Delta}. \quad (5.7)$$

Da beide Zeeman-Komponenten des GSD-Zustandes die gleiche Lichtverschiebung erfahren, führt diese zu keiner weiteren Verbreiterung des GSD-Zustandes.

Für eine Laserstehwelle der $\text{lin } \perp \text{ lin}$ Konfiguration erfährt der GSD-Zustand durch die Ankopplung an das $5P_{1/2}(F=2)$ Niveau eine räumlich oszillierende Lichtverschiebung. Diese Störung hebt die Entartung des $5S_{1/2}(F=1)$ Zustandes (s.oben) auf, so daß der GSD-Zustand nicht mehr stationär ist. Der maximale Energieabstand zwischen den verschobenen Zuständen beträgt $\Delta'_{\text{max}} = 5\Omega^2/\Delta$. Setzt man diese Störung in Gleichung 5.1 ein, so ergibt sich für die inverse Lebensdauer des GSD-Zustandes

$$\Gamma_{\text{NC}}^{\text{S2}} \approx 25 \frac{\Omega^2}{\Delta^2} \Gamma. \quad (5.8)$$

Einfluß der Laserfelder L_{2-1} und L_{2-2} auf den GSD-Zustand

Der GSD-Zustand ist kein Dunkelzustand für die Anregung auf den Übergängen $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=0, 1, 2)$. Diese Übergänge werden durch die Laserfelder L_{2-1} und L_{2-2} nicht resonant mit einer Verstimmung von $\Delta_g = 6.8 \text{ GHz}$ getrieben. Die inverse Lebensdauer $\Gamma_{\text{NC}}^{\text{S3}}$ des GSD-Zustandes durch nicht resonante Anregung läßt sich mit

$$\Gamma_{\text{NC}}^{\text{S3}} = \Omega_p^2 \tilde{\Gamma} / \Delta_g \quad (5.9)$$

abschätzen, wobei Ω_p^2 die Rabi-Frequenz der jeweils resonant getriebenen Übergänge ist und $\tilde{\Gamma}^{-1}$ die natürliche Lebensdauer des $5P_{3/2}$ Zustands.

Die Laserfelder L_{2-1} und L_{2-2} bewirken außerdem eine Lichtverschiebung Δ' der Zeeman-Niveaus des $5S_{1/2}(F=1)$ Multipletts, die deren Entartung aufhebt. Diese Störung des GSD-Zustandes kann durch $\Delta' \approx \Omega_p^2/\Delta_g$ abgeschätzt werden. Nach Gl. 5.1 ergibt sich

$$\Gamma_{NC}^{S4} \approx \frac{\Omega_p^4}{\Omega^2 \Delta_g^2} \Gamma. \quad (5.10)$$

In Tabelle 5.1 sind die Größenordnungen für die Beiträge der einzelnen Störungen für zwei verschiedene Rabi-Frequenzen aufgetragen. Der größte Beitrag ist die Lichtverschiebung der Zeeman-Niveaus des $5S_{1/2}(F=1)$ Multipletts durch die Wechselwirkung mit dem Laserfeld L_{1-1} .

Kopplungen		$\Omega=0.05$	$\Omega=0.1$
Anregung des $5P_{1/2}(F=2)$ Zustandes durch L_{1-1} :	Γ_{NC}^{S1}	5 Hz	15 Hz
AC-Starkverschiebung durch L_{1-1} (lin \perp lin):	Γ_{NC}^{S2}	100 Hz	400 Hz
Anregung des $5P_{3/2}$ Zustandes durch $L_{2-1,2}$:	Γ_{NC}^{S3}	2 Hz	2.0 Hz
AC-Starkverschiebung durch $L_{2-1,2}$:	Γ_{NC}^{S4}	100 Hz	20 Hz

Tabelle 5.1: Beiträge zur Störung des GSD-Zustandes durch die Laserfelder L_{1-1} , $L_{2-1,2}$. Die Rabi-Frequenz auf dem resonant getriebenen Übergang $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ beträgt $\Omega=0.05$ Γ bzw. $\Omega=0.1$ Γ . Die Rabi-Frequenzen für die Laserfelder $L_{2-1,2}$ sind $\Omega_p=0.3$ Γ .

Störung des GSD-Zustandes durch magnetische Felder

Ebenso wie die AC-Starkverschiebung hebt ein magnetisches Feld die Entartung der Zeeman-Niveaus auf und kann die Lebensdauer des GSD-Zustandes verkürzen. Die Kopplung der Zeeman-Niveaus an das magnetische Feld ist

$$\hat{H}_B = \mu_B g_F B_z \hat{M}_z, \quad (5.11)$$

mit

$$\hat{M}_z |g_\mu\rangle = \mu |g_\mu\rangle,$$

wobei μ_B das Bohrsche Magneton und g_F (hier: $g_F=-1/2$) der g-Faktor der Kopplung ist. Das Magnetfeld B_z sei parallel zur z-Achse orientiert. Es führt zu einer Energieverschiebung der Zustände $|g_{+1}\rangle$ und $|g_{-1}\rangle$, die

$$\omega_L = \pm \frac{1}{2} \mu_B B = 4.4 \left(\frac{\text{MHz}}{\text{Gauß}} \right) * B \quad (5.12)$$

beträgt. Die inverse Lebensdauer des GSD-Zustandes in Abhängigkeit vom Magnetfeld läßt sich mit Gl. 5.1 abschätzen und beträgt:

$$\Gamma_{NC}^S = \frac{4\omega_L^2}{\Omega^2} \Gamma \quad (5.13)$$

Für eine Rabi-Frequenz von $\Omega=0.1$ Γ ($\Omega=0.05$ Γ) ergibt sich für ein residuelles Magnetfeld von 1 mG eine inverse Lebensdauer des GSD-Zustandes von 230 Hz (910 Hz).

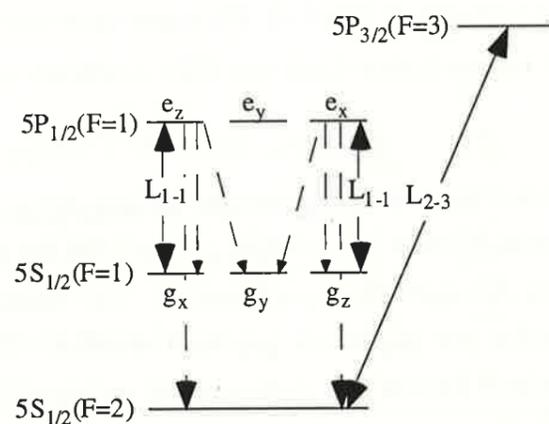
Für die Lichtfeldkonfiguration einer $\sigma^+ \sigma^-$ Stehwelle entlang der z-Achse führt die Energieaufspaltung der Zeeman-Niveaus $|g_{+1}\rangle$ und $|g_{-1}\rangle$ dazu, daß der stationäre GSD-Zustand im Impulsraum um $\Delta p = \mu_B B M / 2k$ verschoben ist. Die Atome werden dann optisch in die Impulsfamilie $p = (-)\mu_B B M / 2k$ gepumpt werden. Die in Gl. 5.12 angegebene inverse Lebensdauer bezieht sich in diesem Fall auf den GSD-Zustand der Impulsfamilie $p=0$.

5.2 Messung des Magnetfelds in der Wechselwirkungsregion

Wir messen die residuellen Magnetfelder in der Wechselwirkungsregion, um ausschließen zu können, daß diese die Lebensdauer des GSD-Zustandes bei den in Kapitel 5.3 und Kapitel 5.5 beschriebenen Experimenten beeinträchtigen. Für die Messung des Magnetfeldes in der Wechselwirkungsregion nutzen wir die Sensitivität der Dunkelzustände auf magnetische Felder. Der gepulste Atomstrahl tritt in Wechselwirkung mit der Laufwelle eines Laserfeldes. In dieser werden Dunkelzustände

präpariert, die nicht geschwindigkeitsselektiv sind. Die Lebensdauer dieses Dunkelzustandes hängt von den Magnetfeldern in der Wechselwirkungsregion ab. Wir messen den Anteil der Atome, die während der Wechselwirkungszeit von 1 ms den Dunkelzustand nicht verlassen.

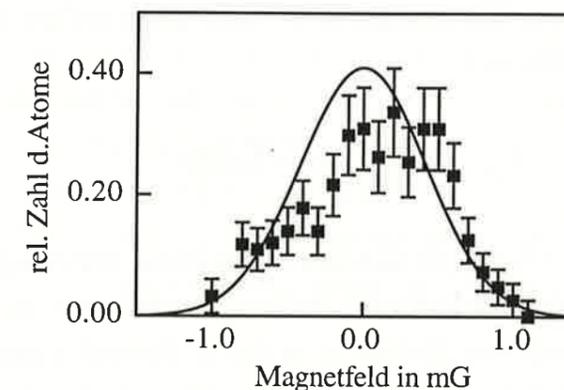
Das Laserfeld in der Wechselwirkungsregion setzt sich aus zwei in x-Richtung laufenden Laserwellen zusammen. Die Dunkelzustände werden in der Laserwelle (L_{1-1}) präpariert. Diese ist linear entlang der y-Achse polarisiert und mit dem $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ Übergang resonant. Das Zeeman-Niveau g_y des $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustandes ist für dieses Lichtfeld ein Dunkelzustand, der nicht vom Impuls des Atoms abhängt (Kapitel 2.2). Die zweite Laserwelle (L_{2-3}) ist mit dem $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ Übergang resonant. Diese Laserwelle ist der Laserwelle L_{1-1} überlagert und ebenfalls linear entlang der y-Achse polarisiert. Im Grundzustand $5S_{1/2}(F=2)$ existieren keine Dunkelzustände.



Figur 5.2: Anregungsschema zur Messung kleiner Magnetfelder in der Wechselwirkungsregion. Die Doppelpfeile symbolisieren die Laseranregungen. Die gestrichelten Pfeile stellen die Zerfallskanäle von den Zuständen e_z und e_x dar. Der Zustand g_y ist ein Dunkelzustand und wird durch ein entlang der z-Achse orientiertes Magnetfeld an den g_x -Zustand gekoppelt.

Die Atome des gepulsten Strahls treten im $5S_{1/2}(F=1)$ Zustand in die Wechselwirkungsregion ein. Es kann angenommen werden, daß dessen Zeeman-Niveaus (g_x , g_y , g_z) gleich stark besetzt sind. Sind keine magnetischen Felder in z- oder x-Richtung angelegt, so erwarten wir, daß alle Atome, die sich ursprünglich im g_y Zustand befanden, die Laserfelder ohne Wechselwirkung passieren. Atome, die im g_x

oder g_z -Zustand waren, werden von der Laserwelle (L_{1-1}) angeregt und zerfallen dann spontan, entweder in das $5S_{1/2}(F=2)$ Multiplett (80%), in den g_x -Zustand (10%) oder in den g_y Zustand (10%). Alle Atome, die optisch in das $5S_{1/2}(F=2)$ Multiplett gepumpt werden, wechselwirken dort mit dem Laserfeld (L_{2-3}). Dies ist ein geschlossener Übergang und der Strahlungsdruck führt dazu, daß die Atome entlang der Laserachse beschleunigt werden und nicht mehr die Blende (Kapitel 4.6) passieren können, die sich unterhalb des Laserfeldes befindet. Daher können diese Atome auch nicht mehr im Laserfeld der Detektionsregion nachgewiesen werden. Insgesamt erwarten wir, daß 41% der Atome die Wechselwirkungsregion im g_y -Zustand verlassen, falls die Magnetfelder in x- und z-Richtung null sind.



Figur 5.3: Messung einer magnetischen Resonanz mit Hilfe von Dunkelzuständen. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus dem im Text beschriebenen Modell. Die Abweichung der Meßpunkte von der theoretischen Kurve läßt sich durch Drift des Magnetfeldes erklären, die durch das von außen angelegte Magnetfeld verursacht wird.

Zwei Spulen, die sich außerhalb der beiden inneren μ -Metallabschirmungen (Kapitel 4.6) befinden, erzeugen ein einstellbares longitudinales Magnetfeld in z-Richtung. Im Experiment wird die Zahl der Atome, die die Detektionsregion nach Wechselwirkung mit den Laserfeldern erreichen, in Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen. Um die ursprüngliche Zahl der Atome zu bestimmen, wurden Vergleichsmessungen mit ausgeschaltetem Laserfeld L_{1-1} durchgeführt. Für jeden Meßpunkt in Fig. 5.3 wurden 100 Würfel akkumuliert und die Helligkeit des zweidimensionalen Bildes über eine definierte Fläche integriert. In Fig. 5.3 ist die relative Zahl der Atome (Zahl der Atome mit Laserfeld L_{1-1} / Zahl der Atome ohne

Laserfeld L_{1-1}), die nach der Wechselwirkung in der Detektionsregion nachgewiesen werden, gegen die Stärke des Magnetfelds aufgetragen.

Die Resonanz in Fig. 5.3 kann in folgendem einfachen Modell verstanden werden. Mit der z-Achse als Quantisierungsachse gilt:

$$\begin{aligned} |g_y\rangle &= \frac{i}{\sqrt{2}}(|g_{+1}\rangle + |g_{-1}\rangle) \\ |g_x\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|g_{+1}\rangle - |g_{-1}\rangle) \end{aligned} \quad (5.14)$$

Das entlang der z-Achse orientierte Magnetfeld B verschiebt die Energie der Zustände g_{+1} und g_{-1} um $\Delta E = \pm g_F \mu_B B$ (Bezeichnungen wie oben). Dies führt zu einer Kopplung des Dunkelzustandes g_y mit dem Zustand g_x und man erhält für den Zustand g_y eine inverse Lebensdauer von ($\Omega \gg \omega_s$)

$$\Gamma_{g_y} = 2 \frac{\omega_s^2}{\Omega^2} \Gamma, \quad \omega_s = 2\Delta E/\hbar. \quad (5.15)$$

(Verglichen mit Gleichung 5.1 ergibt sich hier in der ersten Gleichung zusätzlich ein Faktor 2, da die Atome mit einer laufenden Welle wechselwirken). In diesem Modell wird die spontane Emission vom Zustand e_z in den g_y -Zustand vernachlässigt. Die Anzahl der Atome, die nach der Wechselwirkungszeit τ_{ww} detektiert werden können, ergibt sich zu

$$N(\tau_{ww}) = N_0 \cdot \exp(-\Gamma_{g_y} \cdot \tau_{ww}) \quad (5.16)$$

und ist als durchgezogene Linie in Fig. 5.3 eingetragen. Die theoretische Kurve wurde für eine Rabikopplung von 0.04Γ und eine Wechselwirkungszeit von 1 ms berechnet. Dies entspricht den experimentellen Parametern, wobei das Gaussprofil der Laserstrahlen nicht berücksichtigt ist. Die Abweichung der experimentellen Meßpunkte von der theoretischen Kurve läßt sich durch Drift des Magnetfeldes erklären, da das einstellbare Magnetfeld von Spulen erzeugt wird, die außerhalb der zwei inneren Magnetfeldabschirmungen liegen. Eine Änderung des äußeren Magnetfeldes kann daher auch den Schirmfaktor des μ -Metalls ändern [60]. Während der gesamten Meßreihe wurde die Abschirmung nicht idealisiert.

Die Messungen ohne zusätzliche Magnetfelder wurde auch für eine entlang der z-Richtung und entlang der x-Richtung polarisierte Laserwelle durchgeführt. Es konnte

ebenso jeweils $1/3$ der ursprünglichen Atome in der Detektionsregion nachgewiesen werden. Dieser Wert liegt etwas unter dem zu erwartenden von 0.41 . Das residuelle Magnetfeld B_r in der Wechselwirkungsregion läßt sich daher als

$$B_r < 500 \mu\text{G}$$

angeben.

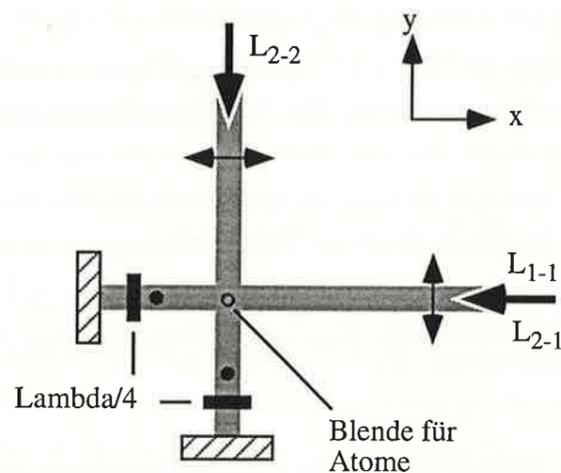
5.3 Bevölkerung von GSD-Zuständen in ^{87}Rb : das Experiment

In diesem Kapitel wird die Durchführung des Experiments beschrieben, mit dem es uns gelungen ist, GSD-Zustände in ^{87}Rb zu bevölkern. Wir verwenden dabei die in Kapitel 4 detailliert beschriebene Apparatur. Der Ablauf des Experiments ist folgender: In einer magnetooptischen Falle wird eine kalte Atomwolke erzeugt, die mit 2 m/s abwärts beschleunigt wird und nach 80 ms in ein Laserstehwellenfeld eintritt. In diesem werden die GSD-Zustände bevölkert. Nach der Wechselwirkung mit dem Laserfeld wird die Geschwindigkeitsverteilung der Atome mit dem in Kapitel 4.7 beschriebenen Verfahren gemessen. Die Verteilung zeigt eine Anhäufung der Atome bei den Impulsen $\pm \hbar k$.

Im Experiment wird das in Kapitel 5.1 diskutierte Anregungsschema angewendet. Die Geometrie der Laserfelder ist in Fig. 5.4 gezeigt. Die GSD-Zustände werden in der Stehwelle des Laserfeldes L_{1-1} präpariert. Diese bildet entlang der x-Achse eine Stehwelle der lin. \perp lin. Konfiguration. Wir untersuchen also eine Situation, in der auf dem Übergang $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ geschlossene Familien (Kapitel 2.3) existieren. Durch die Laserfelder L_{2-1} und L_{2-2} wird optisches Hyperfeinpumpen in den Zustand $5S_{1/2}(F=2)$ vermieden. Da diese Laserfelder ebenfalls Stehwellen bilden, wirken keine gerichteten Strahlungsdruckkräfte auf die Atome. Die Stehwellenfelder befinden sich oberhalb der Blende, die zur Messung der atomaren Geschwindigkeitsverteilung dient.

Die einlaufende Welle des Laserfeldes L_{1-1} ist in y-Richtung polarisiert und wird an einem Spiegel in sich zurück reflektiert. Eine Lambda/4-Platte, die sich vor dem Spiegel befindet, wird von der Laserwelle zweimal durchlaufen, so daß die Polarisation der rücklaufenden Welle um 90° auf die z-Achse gedreht wird. Dem Laserfeld L_{1-1} ist das

Laserfeld L_{2-1} überlagert. Dieses bildet ebenfalls eine Stehwelle entlang der x-Achse. Die einlaufende Welle ist wieder in y-Richtung polarisiert. Die Polarisation der rücklaufende Welle ist nicht genau um 90° gedreht, da die $\lambda/4$ -Platte für 795 nm (D1-Linie von Rubidium) spezifiziert ist. Das Laserfeld L_{2-2} bildet eine lin. \perp lin. Stehwelle entlang der y-Achse. Die einlaufende Welle hat lineare Polarisation entlang der x-Richtung. Die Polarisation der reflektierten Welle wird, wie oben, mit einer $\lambda/4$ -Platte auf die z-Achse gedreht. In Fig. 5.4 sind die Polarisationen der einlaufenden Laserwellen durch die Doppelpfeile symbolisiert. Die Polarisationen der reflektierten Wellen zeigen in z-Richtung und sind durch Punkte symbolisiert.



Figur 5.4: Anordnung der Laserfelder zur Erzeugung von GSD-Zuständen. Die GSD-Zustände werden im Laserfeld L_{1-1} präpariert. Die Blende zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung der Atome befindet sich unterhalb des Kreuzungspunktes der Laserfelder.

Die Laserfelder haben einen Durchmesser von 2.0 mm (Intensität auf $\approx e^{-2}$ abgefallen) und durchlaufen jeweils eine Blende mit einem Durchmesser von 4 mm. Die von den Laserfeldern erzeugten resonanten Rabikopplungen (Kapitel 2.2) im Maximum des Gaußprofils sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Die Verstimmung der Laserfrequenz ω_L gegen die atomare Resonanzfrequenz ω ist jeweils als $\delta = \omega_L - \omega$ definiert. Die Atomwolke hat im Wechselwirkungsbereich eine Geschwindigkeit von 2.5 m/s, dies entspricht einer Wechselwirkungszeit von 0.8 ms.

Laserfeld	Rabikopplung Ω	Laserfrequenz / Verstimmung
L_{1-1}	0.05Γ	$5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1) / \delta=3 \text{ MHz}$
L_{2-1}	0.12Γ	$5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1) / \delta=0$
L_{2-2}	0.2Γ	$5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2) / \delta=10 \text{ MHz}$

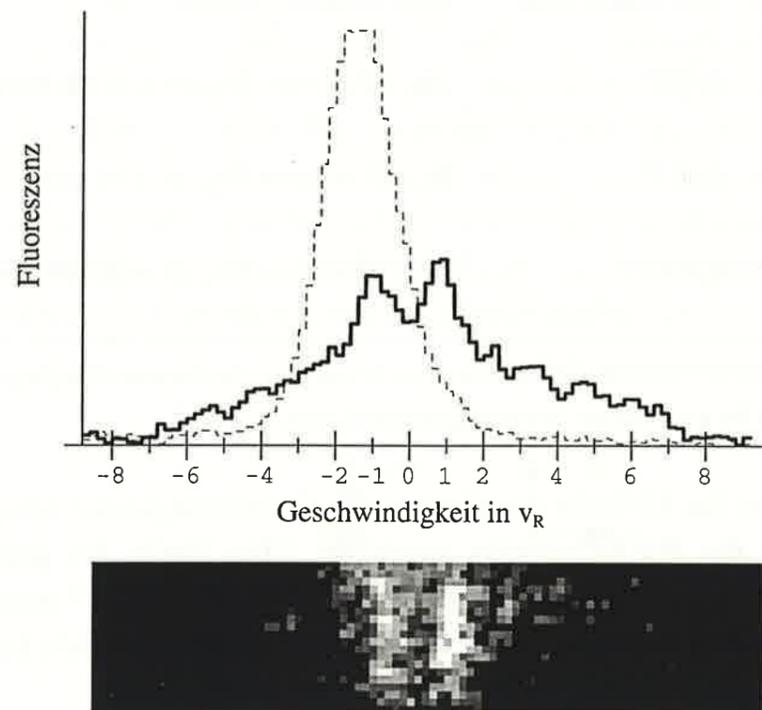
Tabelle 5.1 Experimentelle Parameter. Die Rabikopplung Ω bezeichnet die resonante Kopplung im Maximum des gaußförmigen Intensitätsprofils des Lasers.

Im unteren Bild von Fig. 5.5 ist die zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung der Atomwolke nach der Wechselwirkung abgebildet. Die Breite des gezeigten Bildausschnitts entspricht der 18-fachen Rückstoßgeschwindigkeit ($v_R=5.7 \text{ mm/s}$) und die Höhe der 4-fachen Rückstoßgeschwindigkeit. Die Höhe des Bildausschnitts ist durch die Abmessungen des Nachweislasers begrenzt.

Für das obere Bild von Fig. 5.5 wurde die Verteilung entlang der v_y -Achse integriert (dicke, durchgezogene Linie). Die Eichung der Geschwindigkeit entlang der x-Achse ergibt sich aus der Flugzeit der Atome zwischen Wechselwirkung und Nachweislichtfeld (Kapitel 4.8), wobei der Nullpunkt der Geschwindigkeit freigewählt ist. Die Anhäufung der Atome bei den Geschwindigkeiten $\pm v_R$ (in y-Richtung) wird durch die zwei Streifen (unteres Bild) und durch die Doppelspitzenstruktur (oberes Bild) deutlich. Die zwei Spitzen sitzen auf einem breiten Untergrund, der eine Halbwertsbreite von etwa $8 v_R$ hat.

Die Atome verlassen die Wechselwirkungsregion im $5S_{1/2}(F=1)$ Zustand. Dies kann experimentell nachgewiesen werden, indem der Pumplaser des Nachweisfeldes geblockt wird. In diesem Fall können keine Atome im Nachweislichtfeld detektiert werden.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome ohne Wechselwirkung ist im oberen Bild (Fig. 5.5) als gestrichelte Linie eingezeichnet. Die Verteilung hat eine Halbwertsbreite von $3 \cdot v_R$, und wurde so normiert, daß die Zahl der nachgewiesenen Atome im gesamten Bildausschnitt mit und ohne Wechselwirkung gleich ist. Die Symmetrieachse der Verteilung ist etwas gegen $v_x=0$ verschoben. Dies bedeutet, daß der Atomstrahl nicht genau senkrecht zur Stehwelle einfällt.



Figur 5.5: Experimenteller Nachweis der GSD-Zustände in ^{87}Rb . Das Bild zeigt die Geschwindigkeitsverteilung der Atome nach der Wechselwirkung mit den Lichtfeldern aus Fig. 5.4. Die Geschwindigkeitsverteilung ohne Lichtfeldwechselwirkung ist im oberen Bild gestrichelt eingezeichnet.

Für das in Fig. 5.5 dargestellte Resultat ergibt sich folgende Interpretation. Die Anhäufung der Atome bei den Geschwindigkeiten $\pm v_R$ in x-Richtung, bzw. bei den Impulsen $p_x = \pm \hbar k = \pm v_R/M$ zeigt, daß die GSD-Zustände bevölkert werden. Der breite Untergrund der Verteilung bedeutet, daß ein Teil der Atome nicht in den GSD-Zustand gepumpt wird und zu größeren Geschwindigkeiten ($v > v_R$) diffundiert.

Die Streifen haben in y-Richtung keine erkennbare Struktur. Dies läßt sich verstehen, wenn man die Wirkung der Laserfelder L_{2-2} und L_{2-1} auf die Atome betrachtet. In Kapitel 5.1 hatten wir bereits festgestellt, daß für unser Anregungsschema im $5S_{1/2}(F=2)$ Grundzustand kein Dunkelzustand existiert. Da insbesondere auch kein geschwindigkeitsselektiver Dunkelzustand existiert, können die Atome durch die Wechselwirkung mit den Laserfeldern L_{2-2} und L_{2-1} nicht in scharf definierten Geschwindigkeitsklassen ($\Delta v \approx v_R$) gefangen werden. Dies erklärt, daß die Geschwindigkeitsverteilung in y-Richtung auf dieser Skala homogen ist.

5.4 Computersimulation der Messung

Im folgenden werden die in Fig. 5.5 gezeigten Messungen mit einer Computersimulation des Experiments verglichen. Dies erlaubt eine genauere Interpretation der Resultate. Wir verwenden ein Simulationsprogramm, das T. Ruge im Rahmen seiner Diplomarbeit [40] geschrieben hat. Dieses simuliert mit Hilfe einer Quanten-Monte-Carlo-Simulation (Kapitel 2.4) die Wechselwirkung eines ^{87}Rb Atoms mit einer eindimensionalen Laserstehwelle.

Dem Programm liegt folgendes Modell für die Wechselwirkung des Rubidiumatoms mit den Laserfeldern zugrunde. Die Wechselwirkung des Laserfeldes L_{1-1} mit dem Rubidiumatom wird durch ein ($J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$) Zwei-Niveau-System beschrieben. Das Laserfeld setzt sich aus zwei gegenläufigen Laufwellen zusammen, die genauso wie im Experiment linear zueinander polarisiert sind. Es wird also eine Situation simuliert, in der geschlossene Impulsfamilien existieren. Das gaußförmige Profil der Laserstrahlen wird durch eine ebenfalls gaußförmig ansteigende und wieder abfallende Rabikopplung Ω_c simuliert. Optisches Pumpen in den $5S_{1/2}(F=2)$ Zustand wird berücksichtigt, indem der angeregte Zustand des Zwei-Niveau-Systems in diesen zweiten Grundzustand zerfallen kann. Die Zerfallsraten in die Grundzustände entsprechen den relativen Linienstärken für die beiden Übergänge $5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ und $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1)$ (Anhang B).

Die Wirkung der Laserfelder L_{2-2} und L_{2-1} auf den $5S_{1/2}(F=2)$ Grundzustand wird durch ein Zwei-Niveau-System simuliert, dessen Linienstärke dem $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1)$ Übergang entspricht. Dieses Zwei-Niveau-System wird für die gesamte Wechselwirkungsdauer mit einer konstanten Rabifrequenz Ω_p getrieben. Der angeregte $5P_{3/2}(F=1)$ Zustand kann durch spontane Emission in die beiden Grundzustände $5S_{1/2}(F=1)$ und $5S_{1/2}(F=2)$ zerfallen. Der Impuls des Modellatoms ändert sich durch die Wechselwirkung mit dem Zwei-Niveau-System nur durch spontane Emission. Auf das Atom wirkende Dipolkräfte werden nicht berücksichtigt. Die in Kapitel 5.1 diskutierten nicht-resonanten Kopplungen durch die Laserfelder sind in dem Modell ebenfalls nicht berücksichtigt.

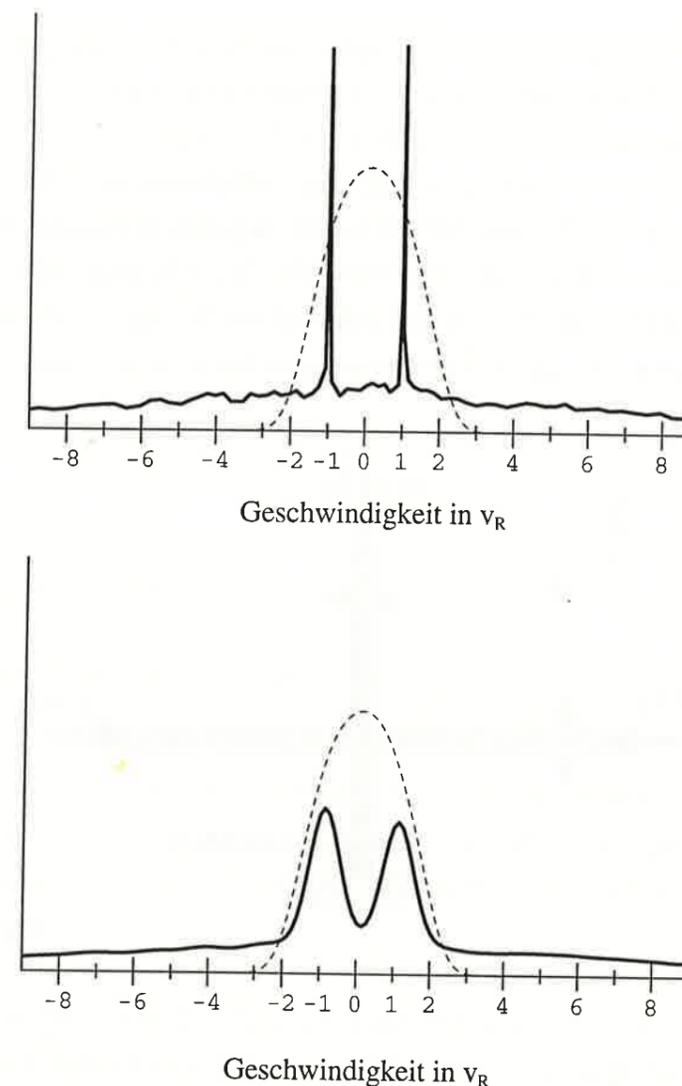
Um eine Impulverteilung zu erhalten wurden die Trajektorien von 10 000 Atomen berechnet. Die Wechselwirkungszeit der Atome mit den Laserfeldern beträgt $50\,000 \Gamma$, das entspricht 1.4 ms. Die Simulation beginnt und endet mit einer auf e^{-3} abgefallenen Rabifrequenz Ω_c . Daraus ergibt sich dieselbe Wechselwirkungsdauer wie im

Experiment. Im Maximum des Gaußprofils ist die Rabi-Frequenz $\Omega_c=0.07 \Gamma$ und somit etwas höher als im Experiment. Die Rabi-Frequenz auf dem Pumpübergang ist konstant und beträgt $\Omega_p=0.1 \Gamma$. Die Impulsverteilung der Atome vor der Wechselwirkung hat, genauso wie im Experiment eine Halbwertsbreite, die der dreifachen Rückstoßgeschwindigkeit entspricht.

Die obere Abbildung von Fig. 5.6 zeigt das Ergebnis der Computersimulation. Die Geschwindigkeitsverteilung vor der Wechselwirkung ist gestrichelt, die nach der Wechselwirkung ist durch die durchgezogene Linie dargestellt. Die Anhäufung der Atome bei den Impulsen $\pm v_R$ ist deutlich zu sehen. Die zwei Spitzen der Struktur haben eine Breite, die geringer als $v_R/10$ ist. Würde es sich um eine Gaußsche Verteilung handeln, so könnten wir dieser eine Temperatur von $T=5 \text{ nK}$ zuordnen.

Damit wir die Computersimulation mit den experimentellen Daten vergleichen können, müssen wir die Geschwindigkeitsauflösung des Detektors berücksichtigen. Die Detektorauflösung beträgt $0.6 v_R$ (Kapitel 4.8). Um dieser begrenzten Geschwindigkeitsauflösung Rechnung zu tragen, falten wir das Ergebnis der Computersimulation mit einer Gaußfunktion, die eine Breite von $\sigma=0.6 v_R$ hat. Die Geschwindigkeitsverteilung, die wir nach der Faltung erhalten, ist in der unteren Abbildung von Fig. 5.6 gezeigt. Wie zu erwarten, sind die Spitzen nun wesentlich breiter und auch niedriger.

Die Verteilung zeigt nun eine gute Übereinstimmung mit derjenigen, welche wir im Experiment gemessen haben. Unterschiede sind jedoch im Untergrund der Verteilungen zu sehen. In der Computersimulation sind mehr Atome zu hohen Geschwindigkeiten diffundiert, während bei der experimentellen Verteilung ein großer Teil der Atome in einem etwa $10 v_R$ breiten Geschwindigkeitsintervall um die Geschwindigkeit Null bleibt. Dieser Unterschied ist verständlich, da wir bei den Computersimulationen alle Dipolkräfte vernachlässigt haben, die auf das Atom wirken, wenn es im $5S_{1/2}(F=2)$ Grundzustand ist. Dort können kühlende Kräfte auftreten, die denselben physikalischen Ursprung haben, wie die in Kapitel 2.6 beschriebene nicht-adiabatische Kraft. Diese offene Frage hoffen wir in zukünftigen Experimenten und genaueren Computersimulationen zu lösen.

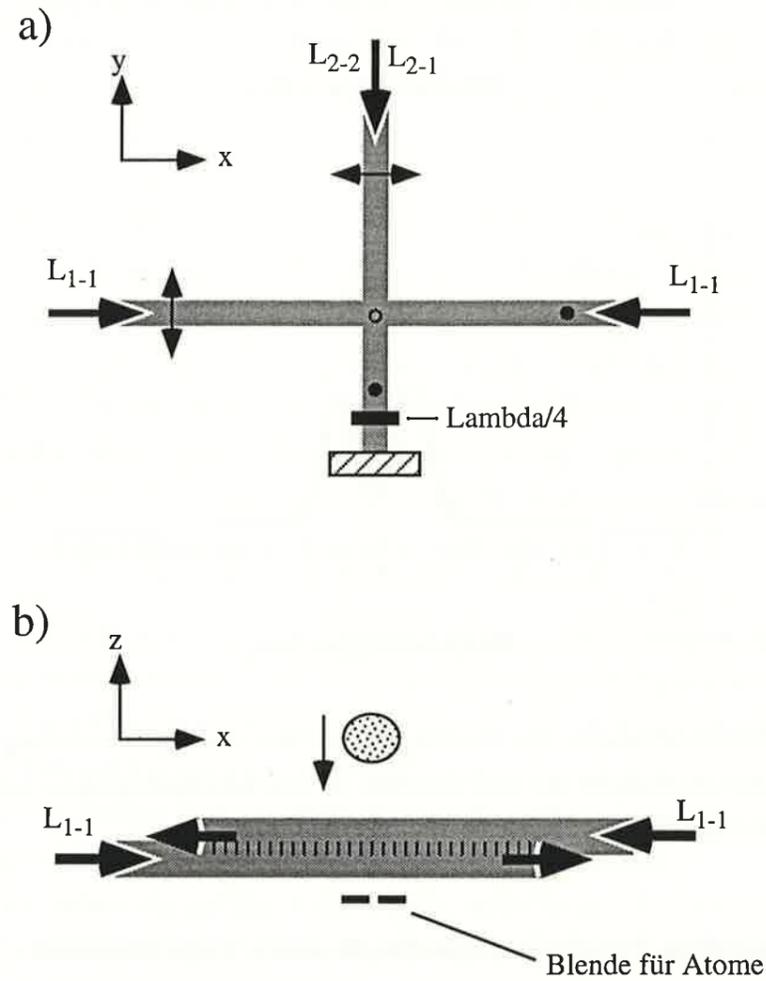


Figur 5.6: Computersimulation des Experiments. (a) Geschwindigkeitsverteilung nach der Wechselwirkung mit dem Stehwellenfeld; (b) unter Berücksichtigung der Auflösung des Detektors.

5.5 Adiabatischer Populationstransfer in einen Impulszustand

Im folgenden wird ein Experiment beschrieben, mit dem es uns gelungen ist, den GSD-Zustand adiabatisch in einen Dunkelzustand mit nur einem Impulswert zu transferieren. Der GSD-Zustand ist in einer Stehwelle, die sich aus gegenläufigen Laserwellen gleicher Intensität zusammensetzt, eine Überlagerung aus zwei Zuständen mit den Impulswerten $+\hbar k$ und $-\hbar k$, wobei die Anteile der beiden Impulszustände am GSD-Zustand gleich sind

Ist die Intensität der gegenläufigen Laserwellen unterschiedlich, so ergibt sich der relative Anteil der beiden Impulszustände gemäß Gleichung 2.14. Ändert sich die Intensität der Laserwellen langsam (Gl. 5.18), so kann der GSD-Zustand der Änderung adiabatisch folgen. Auf diese Weise kann durch langsames Abschalten einer der Laserwellen der GSD-Zustand in einen Zustand mit nur einem Impulswert transferiert werden. Vor kurzem wurden in Ref. [80, 81] ebenfalls Experimente zum adiabatischen Populationstransfer vorgestellt. Die dort untersuchten Dunkelzustände sind jedoch keine Eigenzustände des kinetischen Anteils des atomaren Hamiltonoperators.



Figur 5.7: Anordnung der Laserfelder zur Bevölkerung von GSD-Zuständen mit anschließendem adiabatischen Transfer in einen Impulszustand. Das Laserfeld L_{1-1} entlang der x -Achse setzt sich aus zwei gegenläufigen laufenden Wellen zusammen, die in z -Richtung um 1 mm versetzt sind. Die vertikale Schraffierung im unteren Bild deutet den Bereich an, in dem die beiden laufenden Wellen ein Stehwelle bilden.

In unserem Experiment setzt sich das Laserfeld L_{1-1} aus zwei gegenläufigen laufenden Wellen zusammen, die in z -Richtung um 1 mm gegeneinander versetzt sind (Fig. 5.7). Die in positive x -Richtung laufende Welle ist linear in z -Richtung, und die in negative x -Richtung laufende Welle ist linear in y -Richtung polarisiert. Die Laserfelder L_{2-1} und L_{2-2} sind überlagert und bilden eine lin. \perp lin. Stehwelle entlang der y -Achse. Diese Felder vermeiden, wie oben beschrieben, optisches Pumpen in den $5S_{1/2}(F=2)$ Zustand. Die Durchmesser der Laserstrahlen sind gegenüber dem vorigen Experiment unverändert.

In der Laserfeldgeometrie von Fig. 5.7 wechselwirken die Atome zuerst mit der in negative x -Richtung laufenden Laserwelle L_{1-1} und werden optisch in den Dunkelzustand $|g_y\rangle$ gepumpt, der von der Geschwindigkeit des Atoms unabhängig ist (Kapitel 2.2). Danach wechselwirken die Atome zusätzlich mit der in positive x -Richtung laufenden Laserwelle L_{1-1} . In dieser Situation hat der GSD-Zustand die ortsabhängige Form

$$|\Psi_{\text{NC}}\rangle = \frac{\Omega_-(z)}{\sqrt{\Omega_-^2(z) + \Omega_+^2(z)}} |g_y, p_x = p - \hbar k\rangle + \frac{\Omega_+(z)}{\sqrt{\Omega_-^2(z) + \Omega_+^2(z)}} |g_z, p_x = p + \hbar k\rangle \quad (5.18)$$

und ist für $p=0$ ein perfekter Dunkelzustand. Hier symbolisieren $\Omega_-(z)$ und $\Omega_+(z)$ die Rabikopplungen an die in negative und die in positive x -Richtung laufende Laserwelle. Aus dem gaußförmigen Intensitätsprofil der Laserwellen ergibt sich die z -Abhängigkeit der Rabikopplungen.

Atome, die beim Eintritt in das Lichtfeld durch die in negative x -Richtung laufende Laserwelle optisch in den Zustand $|g_y, p_x \approx -\hbar k\rangle$ gepumpt werden, folgen während der gesamten Wechselwirkungszeit dem GSD-Zustand Ψ_{NC} adiabatisch, falls die Laserfelder die Bedingung [49]

$$\sqrt{\Omega_-^2 + \Omega_+^2} T \gg 1 \quad (5.19)$$

erfüllen ist, wobei $T=Z/v$ gilt. Hier beschreibt Z die Breite des Gaußschen Laserprofils und v die Geschwindigkeit der Atome in z -Richtung. Diese Atome verlassen das Lichtfeld im Zustand $|g_z, p_x \approx +\hbar k\rangle$

Atome, die beim Eintritt in das Lichtfeld optisch in andere Impulsklassen ($|g_y, p_x \neq \hbar k\rangle$) gepumpt werden, koppeln im Bereich der Stehwelle mit dem Lichtfeld und ändern durch darauffolgende spontane Emission ihre Impulsfamilie $F(p)$ in gleicher Weise wie es in Kapitel 2.2 beschrieben ist. Dies führt zu einer Anhäufung der Atome im GSD-Zustand,

so daß wir erwarten, daß ein großer Teil der Atome das Lichtfeld im Zustand $|g_z, p_x \approx +\hbar k\rangle$ verläßt.

Die Intensitäten und Verstimmungen der Laserfelder während des Experiments sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Für die in Fig. 5.8 gezeigte Messung wurde über 400 Einzelaufnahmen integriert. Die Atomwolke hat beim Verlassen der Quelle eine Geschwindigkeit von 1.80 m/s.

Laserfeld	Rabikopplung Ω	Laserfrequenz / Verstimmung
L ₁₋₁	0.09 Γ	$5S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5P_{1/2}(F=1) / \delta=3 \text{ MHz}$
L ₂₋₁	0.17 Γ	$5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1) / \delta=0$
L ₂₋₂	0.17 Γ	$5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=2) / \delta=10 \text{ MHz}$

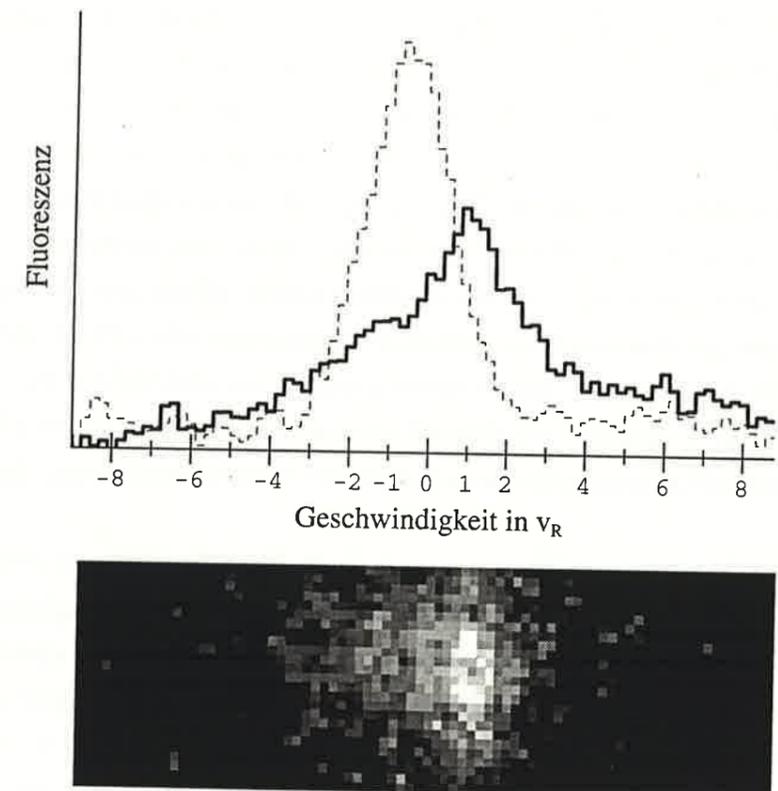
Tabelle 5.2 Experimentelle Parameter. Die Rabikopplung Ω bezeichnet die resonante Kopplung im Maximum des gaußförmigen Intensitätsprofils des Lasers.

Im unteren Bild von Fig. 5.8 ist die zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung der Atomwolke nach der Wechselwirkung abgebildet. Die Breite des gezeigten Bildausschnittes entspricht der 18-fachen Rückstoßgeschwindigkeit ($v_R=5.7 \text{ mm/s}$) und die Höhe der 6-fachen Rückstoßgeschwindigkeit. In der Geschwindigkeitsverteilung ist ein Streifen auf einem breiteren Hintergrund zu erkennen.

Für das obere Bild wurde die Verteilung entlang der v_y -Achse integriert (dicke, durchgezogene Linie). Die integrierte Verteilung zeigt ein Maximum bei $+v_R$ und ein Plateau $-v_R$ sowie einen Untergrund, der eine Halbwertsbreite von etwa $6 v_R$ hat.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome ohne Wechselwirkung ist im oberen Bild (Fig. 5.8) als gestrichelte Linie eingezeichnet. Die Verteilung hat eine Halbwertsbreite von $3 \cdot v_R$, und wurde so normiert, daß die Zahl der nachgewiesenen Atome im gesamten Bildausschnitt mit und ohne Wechselwirkung die gleiche ist.

Für das in Fig. 5.8 dargestellte Resultat ergibt sich folgende Interpretation. Die Anhäufung der Atome bei der Geschwindigkeit $+v_R$ entspricht der oben diskutierten Erwartung, daß die meisten Atome das Lichtfeld im Zustand $|g_z, p_x \approx +\hbar k\rangle$ verlassen. Das Plateau bei $-v_R$ zeigt, daß dieser Impulszustand entvölkert wird. Der breite Untergrund zeigt, daß genauso wie im vorigen Experiment ein Teil der Atome zu höheren Geschwindigkeiten diffundiert ist.



Figur 5.8: Das Bild zeigt die Geschwindigkeitsverteilung der Atome nach der Wechselwirkung mit den Lichtfeldern aus Fig. 5.7. Die Anhäufung der Atome bei der Geschwindigkeit $+v_R$ (in y -Richtung) wird durch den Streifen (unteres Bild) und durch das Maximum bei $+v_R$ (oberes Bild) deutlich. Die Geschwindigkeitsverteilung ohne Lichtfeldwechselwirkung ist im oberen Bild gestrichelt eingezeichnet.

6 Ausblick

Bevor wir in dem Ausblick genauer auf bevorstehende experimentelle Schritte eingehen, soll kurz zusammengefaßt werden, in welchem Bereich die Stärken unseres Experiments liegen und wo daher weitere neue Forschungsergebnisse erwartet werden können. Die erste Stärke unseres Experiments besteht darin, daß die Geschwindigkeitsverteilung eines Atomstrahls in zwei Raumrichtungen präzise gemessen werden kann. Die Auflösung der Detektion ist so hoch, daß die Geschwindigkeitsänderung, die das Atom durch die Emission eines einzelnen Photons erfährt, gemessen werden kann. Hier eröffnet sich ein weites, experimentell bisher nahezu unerforschtes Arbeitsgebiet. Unseres Wissens gibt es bisher nur ein weiteres Experiment, mit dem die Rückstoßgeschwindigkeit in zwei Dimensionen aufgelöst werden kann [15]. Im Bereich der Lichtkräfte können wir daher zahlreiche Effekte untersuchen, die auf der Skala der Rückstoßgeschwindigkeit wirken. Einige Beispiele hierfür werden in verschiedenen theoretischen Arbeiten [50, 82, 83, 84] untersucht. Ein sehr interessanter Vorschlag zur Untersuchung von 'Quantenchaos' in einer zeitlich modulierten Lichtstehwelle wurde von P. Zoller [85] gemacht. Die Durchführung von Experimenten im Bereich der Atomoptik [2] erscheint auch sehr reizvoll, da hier bisher nur ein zweidimensionales Experiment [86] durchgeführt wurde.

Die zweite Stärke unseres Experimentes besteht darin, daß drei experimentelle Bedingungen gleichzeitig erfüllt werden: hohe atomare Dichten, geringe magnetische Streufelder und lange Wechselwirkungszeiten. Diese drei Eigenschaften sind notwendig zur Erzeugung ultrakalter und dichter Atomensembles. Die nächsten experimentellen Schritte in diesem Bereich werden im folgenden erläutert. Zuerst werden Möglichkeiten diskutiert, wie der GSD-Zustand in eindimensionalen Experimenten noch effizienter bevölkert werden kann. Danach werden Schemata für Experimente mit zwei- und dreidimensionalen GSD-Zuständen vorgeschlagen, die mit der bestehenden Apparatur durchgeführt werden können.

Die in den Kapiteln 5.3-5 beschriebenen Experimente haben erstmals gezeigt, daß es möglich ist, geschwindigkeitsselektive Dunkelzustände zu bevölkern, auch wenn das Atom eine komplexe Hyperfeinstruktur wie Rubidium besitzt. Es ist uns jedoch noch nicht gelungen, direkt zu zeigen, daß die Zahl der Atome in einem Impulsintervall gegebener Breite gegenüber der Anfangsverteilung gestiegen ist. Hierfür haben wir zwei Gründe identifiziert: Erstens diffundiert ein Teil der Atome zu hohen Impulsen, so daß diese den GSD-Zustand nicht mehr bevölkern können. Zweitens ist die

Geschwindigkeitsauflösung des Detektors begrenzt, so daß eine möglicherweise noch schmalere Struktur in der Geschwindigkeitsverteilung nur verbreitert nachgewiesen werden kann.

Eine effizientere Bevölkering des GSD-Zustandes setzt voraus, daß es gelingt, die Zahl der Atome, die zu hohen Impulsen diffundieren, zu reduzieren. Eine Möglichkeit hierfür bietet die in Kapitel 2.6 untersuchte nicht-adiabatische Kraft. Experimentell ist es lediglich notwendig die Polarisation des Laserfeldes (L_{1-1}) so einzustellen, daß die lineare Polarisation der gegenläufigen Wellen um 45° zueinander verkippt sind. Wir haben diesen Ansatz bereits in ersten, vorläufigen Experimenten untersucht, können jedoch bisher noch keine quantitative Aussage machen, ob die GSD-Zustände effizienter bevölkert werden.

Eine zweite und sehr vielversprechende Möglichkeit ist es, das Rb-Atom auf dem ($5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3)$) Übergang zu kühlen. Hier kann das in Kapitel 4.1 beschriebene Sub-Doppler-Kühlverfahren eingesetzt werden. Da der angeregte $5P_{3/2}(F=3)$ Zustand jedoch nicht in den $5S_{1/2}(F=1)$ Grundzustand zerfallen kann, ist es daher notwendig, zusätzlich den ($5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=1)$) Übergang zu treiben.

Die Geschwindigkeitsauflösung des Experiments kann durch verschiedene technische Änderungen um etwa einen Faktor 5 erhöht werden. Dazu gehören: geringere Beschleunigung der Atomwolke, Reduzierung der Blendengröße und Vergrößerung des Abstandes zwischen Blende und Nachweislichtfeld. Ein alternativer Weg zur Detektion der Geschwindigkeitsverteilung der Atome bietet ein Verfahren [20], das an der Stanford Universität in Kalifornien entwickelt wurde. Dort werden geschwindigkeitsselektive Ramanpulse verwendet, um die Geschwindigkeitsverteilung kalter Atome zu messen. Dieses Verfahren hat eine sehr hohe Auflösung (<0.1 mm/s), kann aber die Geschwindigkeitsverteilung nur in einer Raumrichtung messen.

Die Erweiterung unseres Experiments auf zwei Raumrichtungen ist vorbereitet. Zunächst soll die in Kapitel 2.5 theoretisch untersuchte zweidimensionale Laserfeldkonfiguration im Experiment eingesetzt werden. In diesem Fall ist der GSD-Zustand eine Überlagerung aus vier Impulszuständen. Eine weitere interessante zweidimensionale Lichtfeldkonfiguration ist diejenige, in welcher die Polarisationsvektoren beider Stehwellen in der Ebene der Stehwellen liegen. In diesem Fall existieren zwei verschiedene GSD-Zustände. Einer dieser Zustände setzt sich aus vier, der andere aus acht Impulszuständen zusammen. Diese Konfiguration erlaubt es, den

Bevölkerungsmechanismus für die GSD-Zustände genauer zu untersuchen. Auch in einem zweidimensionalen Experiment ist es mit geeignet versetzten Laserstrahlen möglich, die Population des GSD-Zustandes adiabatisch in nur einen Impulszustand zu transferieren.

Gelingt es in einem zweidimensionalen Experiment den GSD-Zustand effizient zu bevölkern, so kann das Experiment auf drei Raumrichtungen erweitert werden. Hierfür ist es notwendig, eine dritte Stehwelle einzurichten, die entlang der z-Achse orientiert ist. Diese muß sich aus zwei gegenläufigen Laufwellen zusammensetzen, deren Frequenzen dynamisch in einer Weise mitgeführt werden, so daß das frei fallende Atom aus allen drei Raumrichtungen immer dieselbe Frequenz sieht. Das Ziel dreidimensionaler Experimente ist es, quantenstatistische Effekte beobachten zu können. Dies sollte möglich sein, wenn die Ausdehnung der atomaren de Broglie-Wellen gleich dem mittleren Abstand zwischen zwei Atomen ist. Bei der momentanen Atomdichte in der Wechselwirkungsregion von etwa $1.5 \cdot 10^9$ Atome/cm³ müßte die atomare Verteilung in ein dreidimensionales Impulsintervall gepumpt werden, das eine Geschwindigkeitsbreite von $1/12 v_R$ hat.

7 Plasmonenspiegel (Surface-plasmon mirror for atoms)

T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, D-8046 Garching, Germany, and Sektion Physik der Universität München, Schellingstrasse 4/III, D-8000 München 40, Germany

Received November 2, 1992

We demonstrate specular reflection of a thermal rubidium beam with low-power laser light. The atoms are reflected by the gradient force of an evanescent wave enhanced by surface plasmons excited in a thin silver layer. With only 6 mW of diode laser power we achieve a deflection angle of 2.5 mrad. Analysis of the velocity distribution of the reflected atoms yields an enhancement factor of 60 ± 20 for the amplitude square of the evanescent wave.

The past few years have seen significant progress in optics and interferometry with atoms, showing the potential of these techniques to study fundamental concepts of quantum mechanics.¹ Elements analogous to the ones used in traditional optics, such as mirrors and beam splitters for atoms, are needed to perform these experiments. An atomic mirror, based on the gradient force exerted on atoms by the evanescent wave of a totally reflected light beam, was proposed by Cook and Hill in 1982.² It was first realized by Balykin *et al.* in 1987,^{3,4} and specular reflection of slow atoms at normal incidence was demonstrated by Kasevich *et al.*⁵ Both groups used high-power dye lasers. In this Letter we describe a new type of mirror that needs only a few milliwatts of laser power, such as that from a laser diode. The key feature of our mirror is the enhancement of the evanescent wave by surface plasmons. We achieved an enhancement of nearly 2 orders of magnitude.

Surface plasmons are electromagnetic charge-density waves propagating along a metallic surface.⁶ Traveling light waves can excite surface plasmons by the attenuated total reflection method⁷ (see Fig. 1). A light beam, polarized parallel to the plane of incidence, is directed through a glass prism so that it undergoes total internal reflection. The reflecting surface is covered with a thin metallic film. At a certain incidence angle θ_p , the projection of the light wave vector along the surface equals the wave vector of the plasmons, surface plasmons are excited, and the reflected beam can be attenuated by more than 95%. The incoming light energy is then transformed into heat. For a wavelength of 780 nm, as used in our experiment, a 380-fold enhancement of the evanescent wave is expected for a silver film with a thickness of 59 nm and an incidence angle θ_p of 42.2°. Under practical conditions, the enhancement is lower because of corrugations on the silver surface. Surface plasmons are scattered at these imperfections and are transformed into traveling light waves.⁶

To investigate the feasibility of a surface-plasmon atomic mirror, we reflected a thermal rubidium atomic beam with the light of a laser diode. The atoms effuse through an oven hole of 100- μm

diameter and are collimated with a 50- μm -wide slit that is 65 cm away from the oven before they are reflected by the plasmon mirror. The geometry of the interaction zone is depicted in Fig. 1. By moving the oven horizontally, the reflection angle can be adjusted. A polished glass substrate was coated with a (59 ± 1) -nm-thick silver film and was optically contacted to a glass prism by using index-matching oil. The preparation of the silver film followed the standard evaporation technique. To excite the surface plasmons we used the light of a diode laser (Hitachi HL7851G, $\lambda = 780$ nm) tuned with the help of an external grating in the Littrow configuration. A Gaussian beam of 4.5-mm diameter is produced by spatially filtering and collimating the laser output. The beam ($P = 6$ mW) passes through a cylindrical lens and is directed through the prism so that it undergoes total internal reflection at the silver-coated glass face. Owing to the one-dimensional focusing, the evanescent wave forms a stripe of 6.4 mm \times 60 μm (with limits defined by the $1/e^2$ points) oriented along the atomic beam axis.

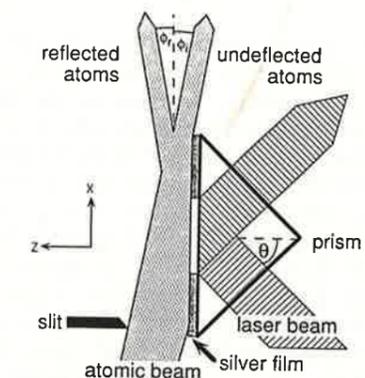


Fig. 1. Geometry of the interaction zone (not to scale). Surface plasmons are excited in the silver film by a p -polarized (i.e., parallel to drawing plane) Gaussian laser beam. Atoms entering through the slit at an incidence angle ϕ_i are reflected at the evanescent wave of the surface plasmons (reflection angle ϕ_r), pass without interaction, or hit the silver surface.

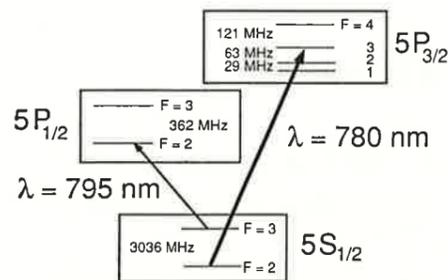


Fig. 2. Level scheme of ^{85}Rb . The large and small arrows indicate the light wavelength of the mirror laser at 780 nm and of the detector laser at 795 nm, respectively.

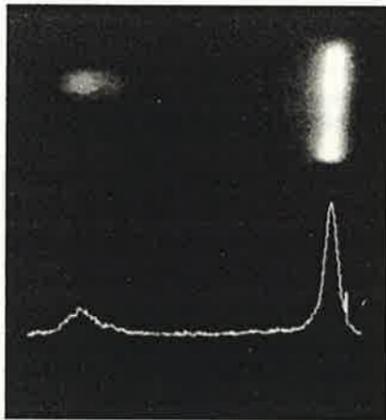


Fig. 3. Distribution of the atoms after interaction with the surface-plasmon mirror. The oval spot on the left-hand side are the atoms that are specularly reflected at an angle $\phi_r \sim 1.5 \text{ mrad} \sim \phi_i$. The spot immediately disappeared when we turned off the excitation of the surface plasmons. This was done by 90° rotation of the polarization or by changing the incidence angle θ of the laser beam. The long vertical stripe corresponds to the atoms that passed the mirror undeflected. The separation between reflected and undeflected atoms is 2 mm in the detection plane. The curve below is a profile of the atomic flux distribution.

The laser is resonant with the $5S_{1/2}(F=2)-5P_{3/2}$ transition of the ^{85}Rb isotope (see Fig. 2); hence, all atoms are optically pumped to the $5S_{1/2}(F=3)$ ground state before the amplitude square of the evanescent wave reaches 10^{-5} of its maximum value. In this state the atoms experience a strong dipole force away from the surface toward regions of low intensity so that they are specularly reflected. The atomic flux distribution is monitored 65 cm downstream from the interaction region with an imaging fluorescence detector. To achieve this, the atoms traverse a thin sheet of laser light from another diode laser that is resonant with the $5S_{1/2}(F=3)-5P_{1/2}(F=2)$ transition of the $D1$ line, and the fluorescence is observed head on by a multichannel-plate image intensifier followed by a CCD camera.⁸ Figure 3 shows a typical atomic flux distribution recorded in this way. Although aging effects of the silver film slowly reduce the enhancement of the evanescent wave,⁶ we were able

to operate the mirror for several days without large degradation.

We have determined the enhancement factor of the evanescent wave by measuring the velocity distribution of the reflected atoms. This is done by detecting each velocity class separately by means of velocity-selective optical pumping. After the deflection process all atoms are pumped to the $5S_{1/2}(F=3)$ ground state. The reflected atoms then interact with the light beam from an additional laser diode tuned to the red side of the $5S_{1/2}(F=3)-5P_{3/2}$ transition. This light beam counterpropagates the atomic beam, intersecting its axis at an angle of 45° . Owing to the Doppler shift, atoms of a certain velocity class are resonant with the laser light and are therefore optically pumped to the $5S_{1/2}(F=2)$ ground state. Velocity-selective optical pumping occurs on the two transitions $5S_{1/2}(F=3)-5P_{3/2}(F=3)$ and $5S_{1/2}(F=3)-5P_{3/2}(F=2)$, which are separated by 60 MHz. Hence two velocity classes differing by only 66 m/s are selected. The detector laser is tuned to the $5S_{1/2}(F=2)-5P_{1/2}$ transition such that only the chosen velocity classes are recorded.

For each pump laser frequency, we have measured the relative number of reflected and undeflected atoms. The two normalized data sets are compared in Fig. 4. The velocity distribution of the reflected atoms peaks at a lower velocity than the Maxwell distribution of the undeflected atoms, and the number of reflected atoms with high velocities is reduced.

The $5S_{1/2}-5P_{3/2}$ transition can be described as a Λ structure with two ground states ($F=2$ and $F=3$) split by 3 GHz and one excited state with four hyperfine components (see Fig. 2). The Rabi frequencies in our experiment are large compared to the 210-MHz frequency splitting of the excited-state hyperfine structure, and thus this state can be treated as a single level. We introduce an effective Rabi frequency ω_{eff} for the transition $5S_{1/2}(F=3)-5P_{3/2}$ by taking into account the relative line strengths. The dipole force experienced by the atom in the field of the evanescent wave is thus given by the gradient of the potential

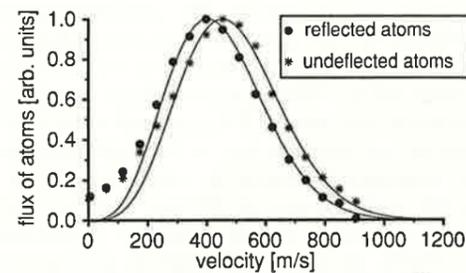


Fig. 4. Velocity distributions of reflected and undeflected atoms. The incidence angle was 1.5 mrad. The two curves are calculated velocity profiles. Undeflected atoms follow a Maxwell distribution. Slow atoms are optically pumped off resonance because of their long interaction time; therefore, the experimental velocity distributions deviate from the calculated distributions at low velocities.

$$U(x, y, z) = \frac{\hbar \delta}{2} \ln[1 + S(x, y, z)],$$

$$S(x, y, z) = \frac{\frac{1}{2} \omega_{\text{eff}}^2(x, y, z)}{(\delta - k_x v_x)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}, \quad (1)$$

where k_x and v_x are the components of the wave vector and the atomic velocity in the x direction, respectively. Γ denotes the inverse lifetime of the excited state, and $\delta/2\pi$ denotes the detuning of the laser frequency from the $5S_{1/2}(F=3)-5P_{3/2}$ transition, which is 3 GHz in our experiment (i.e., $\delta = 490\Gamma$). The parameter $S(x, y, z)$ changes along the x and y directions because of the Gaussian laser profile and falls exponentially in the z direction with a scale length of 175 nm. For positive detuning the potential U strongly increases with decreasing z . Therefore, the velocity component v_z of an atom approaching the surface is reversed, leading to the observed specular reflection. The maximum reflected velocity is given by

$$v_{z, \text{max}}(x, y) = \sqrt{\frac{2U(x, y, z=0)}{M}}, \quad (2)$$

where M is the mass of the atom. The velocity $v_{z, \text{max}}(x, y)$ is reduced in the wings of the Gaussian profile. As the atomic beam is tightly collimated, the atomic velocity v_z is proportional to the longitudinal atomic velocity. The reduction of $v_{z, \text{max}}(x, y)$ in the wings of the Gaussian profile therefore explains why fewer atoms with high longitudinal velocities are reflected.

The exact shape of the velocity distribution of the reflected atoms depends on the parameter $S(x, y, z)$; i.e., on the enhancement of the evanescent wave. To determine the enhancement factor we have calculated velocity distributions of the reflected atoms for different enhancement factors by using a ballistic model. The exact geometry of the experiment is taken into account. Initially the atoms have a Maxwell velocity distribution. Atoms approaching the mirror at the location (x, y) with a velocity $v_z < v_{z, \text{max}}(x, y)$ are assumed to be reflected. The calculated distribution for an enhancement factor of 60 best reproduces the experimental data; this is shown together with a Maxwell distribution in Fig. 4. We estimate an uncertainty of 20 for the value of the enhancement factor.

The measurement of the number of reflected atoms (relative to the number of incident atoms) for an incidence angle $\phi_i \sim 1.5 \text{ mrad}$ shows that all atoms with $v_z < v_{z, \text{max}}(x, y)$ are reflected. For increasing incidence angles, however, fewer atoms than expected are reflected (60% at $\phi_i \sim 2.3 \text{ mrad}$). A similar loss of reflected atoms was also observed in previous experiments.^{3,5} The reason is not yet well understood.

For a perfectly flat mirror, the spot of reflected atoms is expected to be smaller than the one shown in Fig. 3. The observed broadening is partially caused by diffusive fluctuations of the dipole force.⁹ Another contribution can be attributed to the Gaussian profile of the laser beam, which produces an evanescent wave that has convex surfaces of equal field strength, therefore forming a convex mirror. In principle, the curvature of the effective mirror surface can be controlled by tailoring the intensity profile of the incident laser beam. In this way, one might realize an imaging concave mirror with variable focal length.

There are still open questions concerning the reflection properties of atomic mirrors that use evanescent waves. Compared with other techniques of enhancing the evanescent wave, e.g., by using a resonator or a dielectric waveguide structure, the surface-plasmon mirror has the advantage of simplicity, which makes it a promising tool for constructing atomic cavities¹⁰ and gravitational traps,¹¹ as recently proposed. Since the atoms are approaching the silver surface to within less than half a wavelength, the surface-plasmon mirror might also be used to investigate the interaction of the atomic dipole with a metallic surface.

We are grateful to J. Pedarnig and M. Specht for their assistance in the preparation of the silver films and for many stimulating discussions. We also thank M. Rosenbluh for expert advice. This study was supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft and by the German-Israeli Foundation for Scientific Research and Development.

References

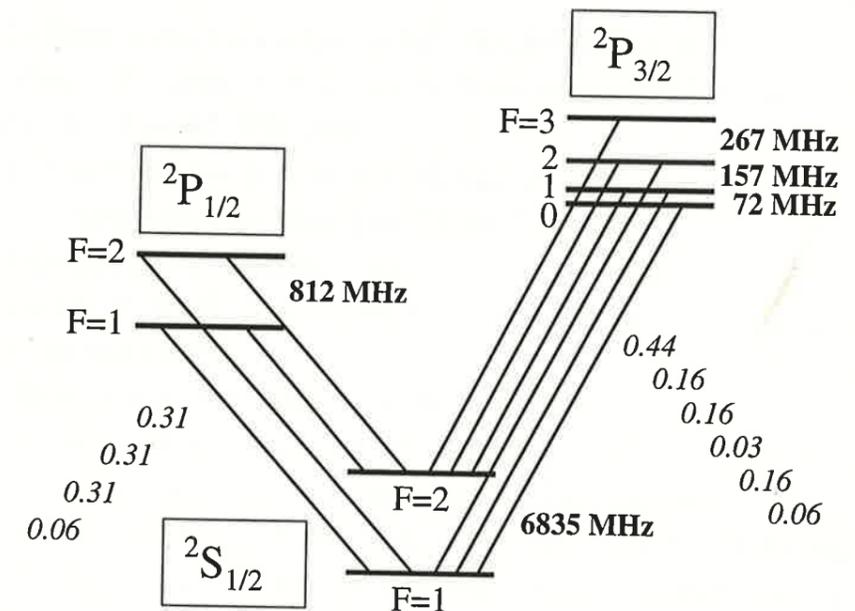
1. For a recent overview see Special Issue on Optics and Interferometry with Atoms, *Appl. Phys. B* **54**, 321-485 (1992).
2. R. J. Cook and R. K. Hill, *Opt. Commun.* **43**, 258 (1982).
3. V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov, and A. I. Sidorov, *JETP Lett.* **45**, 353 (1987).
4. V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov, and A. I. Sidorov, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2137 (1988).
5. M. A. Kasevich, D. S. Weiss, and S. Chu, *Opt. Lett.* **15**, 607 (1990).
6. A comprehensive survey on surface plasmons is given by H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Vol. 111 of Springer Tracts in Modern Physics (Springer-Verlag, Berlin, 1988).
7. E. Kretschmann, *Z. Phys.* **241**, 313 (1971).
8. T. Esslinger, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch, *Opt. Commun.* **93**, 49 (1992).
9. J. P. Gordon and A. Ashkin, *Phys. Rev. A* **21**, 1606 (1980).
10. V. I. Balykin and V. S. Letokhov, *Appl. Phys. B* **48**, 517 (1989).
11. H. Wallis, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, *Appl. Phys. B* **54**, 407 (1992).

Anhang: das Isotop ^{87}Rb

Das Rubidiumatom kommt in der Natur in zwei Isotopen ^{85}Rb und ^{87}Rb im Verhältnis 27:73 vor [87]. Rubidium besitzt ein Elektron außerhalb geschlossener Schalen (Elektronenkonfiguration $4p^65s^1$ im Grundzustand). Wir wollen uns im folgenden auf das Isotop ^{87}Rb konzentrieren, da dieses für die Experimente mit geschwindigkeitsselektiven Dunkelzuständen verwendet wurde. Der Kernspin I von ^{87}Rb hat den Wert $3/2$. Die D1-Linie bezeichnet den Übergang $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{1/2}$ und die D2-Linie den Übergang $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$. Die angeregten Zustände $5P_{1/2}$ bzw. $5P_{3/2}$ haben eine natürliche Lebensdauer von 28.5 ns bzw. 26.5 ns. In Fig. A1 sind die zu eins normierten Linienstärken und die Frequenzabstände der Hyperfeinstrukturintervalle angegeben. Die Linienstärke eines Übergangs ist definiert als das Betragsquadrat des reduzierten Dipolmatrixelement:

$$S(J_e I F_e; J_g I F_g) \equiv \left| \langle J_e I F_e \| \mathbf{d} \| J_g I F_g \rangle \right|^2.$$

$J_{e,g}$ bezeichnet den elektronischen Gesamtdrehimpuls, I den Kernspin und $F_{e,g}$ den Gesamtdrehimpuls des angeregten bzw. Grundzustands; \mathbf{d} ist der elektrische Dipoloperator. Die Sättigungsintensität I_s für den Zwei-Niveau-Übergang $5S_{1/2}(F=2, m_F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3, m_F=3)$ bei ^{87}Rb beträgt $I_s = 1.654 \text{ mW/cm}^2$.



Figur A.1: Die D1- und die D2-Linie des Isotopes ^{87}Rb .

Literaturverzeichnis

- 1 S. Chu and C. Wieman, eds., *Laser Cooling and Trapping*, Sonderheft JOSA B 6 (1989).
- 2 Sonderheft, *Optics and Interferometry with Atoms*, Appl. Phys. B 54, 321-485 (1992).
- 3 M. A. Kasevich et al., Phys. Rev. Lett. 63, 612 (1989).
- 4 A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. Phillips, Europhys. Lett. 16, 165 (1991).
- 5 T. Esslinger, A. Hemmerich, and T.W. Hänsch, Opt. Commun. 93, 49 (1992).
- 6 T.W. Hänsch and A. Schawlow, Opt. Commun. 13, 68 (1975).
- 7 D.J. Wineland and H.G. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637 (1975).
- 8 P. Meystre and S. Stenholm (eds.), *The Mechanical Effects of Light*, Sonderheft JOSA B 2 (1985).
- 9 W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall, and M. Zhu, Phys. Rev. Lett. 54, 996 (1985).
- 10 S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. 55, 48 (1985).
- 11 P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. 61, 169 (1988).
- 12 C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon and S. Guellati, Europhys. Lett. 12, 683 (1990).
- 13 J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, JOSA B 6, 2023 (1989)
- 14 A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. 61, 826 (1988).
- 15 J. Lawall, F. Bardou, B. Saubamea, K. Shimizu, M. Leduc, A. Aspect, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. 73, 1915 (1994).
- 16 T.J. Greytak and D. Kleppner in *Les Houches Lectures* (1982).
- 17 F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C.I. Westbrook, and A. Aspect, Europhys. Lett. 20, 681 (1992).
- 18 W. Ketterle et al., Phys. Rev. Lett. 70, 2253 (1993).
- 19 K. Gibble and S. Chu, Opt. Lett. 17, 526 (1992).
- 20 M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. 69, 1741 (1992).
- 21 K. Moler, D.S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. A 45, 342 (1992).
- 22 N. Davidson, H.-J. Lee, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. 72, 3158 (1994).

- 23 J. Dalibard, Y. Castin, K. Mølmer, Phys. Rev. Lett. **68**, 580 (1992); K. Mølmer, Y. Castin, and J. Dalibard, J. Opt. Soc. Am. **B 10**, 5224 (1993).
- 24 E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- 25 M. Kasevich, D. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **66**, 2297 (1991).
- 26 A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. Phillips, Europhys. Lett. **16**, 165 (1991).
- 27 M.A. Ol'shanii and V.G. Minogin, Opt. Commun. **89**, 393 (1992).
- 28 A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2112 (1989).
- 29 W. E. Bell and A. L. Bloom, Phys. Rev. Lett. **6**, 623 (1962).
- 30 E. Arimondo and G. Orriols, Nuov. Cim. Letts. **17**, 333-338 (1976); G. Alzetta, A. Gozzini, L.Moi and G.Orriols, Nuov. Cim. **36b**, 5-220 (1977).
- 31 H. R. Gray, R. M. Whitley and C. R. Stroud, Opt. Letts. **3**, 218-220 (1978).
- 32 V.S. Smirnov, A.M. Tumaikin and V.I. Yudin, Sov. Phys. JETP **69**, 913 (1989).
- 33 C. Cohen-Tannoudji and A. Kastler, in "Progress in Optics" **5**, 1966.
- 34 I.I. Sobelman, in *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, edited by V.I. Goldanskii, R. Gomer, F. P. Schäfer, and J. P. Toennies (Springer-Verlag, Berlin, 1979).
- 35 B.W. Shore, in *The Theory of Atomic Excitation*, John Wiley & Sons (1990).
- 36 R.J. Cook, Phys. Rev. **A22**, 1078 (1980).
- 37 J. Javanainen and S. Stenholm, Appl. Phys. **21**, 35 (1980).
- 38 J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. B At. Mol. Phys. **18**, 1661 (1985).
- 39 F. Bardou, J.-P. Bouchaud, O. Emilie, A. Aspect, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **72**, 203 (1994).
- 40 T. Ruge, Diplomarbeit, Technische Universität München 1993.
- 41 A.F. Bernhardt and B.W. Shore, Phys. Rev. **A23**, 1290 (1981).
- 42 C. V. Raman and N.S.N. Nath, Proc. Indian Acad. Sci. **2**, 406 (1936).
- 43 E. Arimondo, A. Bambini and S. Stenholm, Phys. Rev. **A24**, 898-909 (1981).
- 44 P.L. Kapitza and P. A. M. Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc. **29**, 297-300 (1933).
- 45 P. E. Moskowitz, P. L. Gould and D. E. Pritchard, JOSA **B2**, 1784-90 (1985).
- 46 J. Dalibard, Y. Castin, K. Mølmer, Phys. Rev. Lett. **68**, 580 (1992); K. Mølmer, Y. Castin, and J. Dalibard, J. Opt. Soc. Am. **B 10**, 5224 (1993).
- 47 R. Dum, P. Zoller, and H. Ritsch, Phys. Rev. A **45**, 4878 (1992).
- 48 A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger and T. W. Hänsch, Europhys. Lett. **21** (4), 445 (1993).
- 49 J. R. Kulinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, and K. Bergmann, Phys. Rev. A **40**, 6741 (1989).
- 50 M. Weidemüller, T. Esslinger, M.A. Ol'shanii, A. Hemmerich and T.W. Hänsch, Europhys. Lett., **27**, 109 (1994).
- 51 M.S. Shahriar, P.R. Hemmer, M.G. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D.P. Katz, N.P. Bigelow, and T. Cai, Phys. Rev. **A49**, 4826 (1994).
- 52 C. Cohen-Tannoudji, in *Fundamental Systems in Quantum Optics*, Proceedings of the Les Houches Summer School, edited by J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn-Justin (Elsevier Science, Amsterdam 1991).
- 53 A. Messiah, Mécanique Quantique II (Dunod, Paris), p.642 (1964).
- 54 J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. **B 6**, 2023 (1989).
- 55 V. G. Minogin and V.A. Letokhov, *Laser Light Pressure on Atoms* (Gordon and Breach, London) 1987.
- 56 L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, T.W. Hänsch, unveröffentlicht.
- 57 W. König, Dissertation, Ludwigs-Maximilians-Universität München (1993).
- 58 M. Kasevich and S.Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
- 59 J. R. Kulinski, U. Gaubatz, F.T. Hioe, and K. Bergmann, Phys. Rev. A **40**, 6741(1989).
- 60 J.Oreg, F.T. Hioe and J.H. Eberly, Phys. Rev. **A29**, 690 (1984).
- 61 Eine ausführliche Literaturliste über die Anwendung von Laserdioden in der Atomphysik findet sich in: C.E. Wieman and L. Hollberg, Rev. Sci. Instrum. **62**, 1 (1991).
- 62 T.W. Hänsch, M.D. Levenson, and A.L. Schawlow, Phys. Rev. Lett. **26**, 946 (1971).
- 63 F.M. Gardner, *Phaselock Techniques*, John Wiley & Sons (1979).
- 64 H.R. Telle, H. Li, Elektron. Lett. **26**, 858 (1990).
- 65 G. Santarelli, A. Clairon, S.N. Lea and G.M. Tino, Opt. Commun. **104**, 339 (1994).
- 66 S. Swartz, J.L. Hall, K.E. Gibble and D.S.Weiss, JOSA B, eingereicht (1994).66 S.M. Freake and T.L. Thorp, Rev.Sci.Ins. **42**, 1411 (1971).
- 67 Takayuki Kuroso and Fujio Shimizu, Jap. Journ. of Appl. Phys. **11**, 1990.
- 68 Z-T. Lu, C.J. Bowers, S.J. Freedman, B. K. Fujikawa, J.L. Mortara, and S-Q. Shang, K.P. Coulter and L. Young, Phys. Rev. Lett. **72**, 3791 (1994).
- 69 Gwinner, J.A. Behr, S.B. Cahn, A. Ghosh, L.A. Orozco, G.D. Sprouse, and F. Xu, Phys. Rev. Lett. **72**, 3795 (1994).

- 70 C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
- 71 D. Wineland and W. Itano, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979).
- 72 J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, JOSA **B 6**, 2023 (1989).
- 73 P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J. Courtois, and G. Grynberg, Phys. Rev. Lett. **68**, 3864 (1992).
- 74 P. Jessen, C. Gerz, P. Lett, W. Phillips, S. Rolston, R. Spreew, and C. Westbrook, Phys. Rev. Lett. **69**, 49 (1992).
- 75 A. Hemmerich and T.W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **70**, 410 (1993).
- 76 Y. Castin and J. Dalibard, Europhys. Lett. **14**, 761 (1991).
- 77 K. Lindquist, M. Stephens, and C. Wieman, Phys. Rev. A **46**, 4082 (1992).
- 78 S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- 79 A. Hemmerich, D. Schropp, T. Esslinger and T.W. Hänsch, Europhys. Lett. **18**, 391 (1992).
- 80 J. Lawall and M. Prentiss, Phys. Rev. Lett. **72**, 993 (1994).
- 81 L.S. Goldner, C. Gerz, R.J.C. Spreew, S.L. Rolston, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P. Marte, and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **72**, 997 (1994).
- 82 P. Marte, R. Dum, R. Taieb, P. Zoller, M.S. Shahriar, M. Prentiss, Phys. Rev. A **49**, 4826 (1994).
- 83 F. Mauri and E. Arimondo, Europhys. Lett. **16**, 717 (1991).
F. Mauri and E. Arimondo, Appl. Phys. **B 54**, 420 (1992).
- 84 F. Papoff, F. Mauri and E. Arimondo, JOSA **B9**, 321 (1992).
- 85 R. Graham, M. Schlautmann, and P. Zoller, Phys. Rev. **A45**, R19 (1992).
- 86 Kazuko Shimizu, Hiroshi Takuma and Fujio Shimizu in Laser Spectroscopy 1991 (World Scientific).
- 87 E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, Rev. Mod. Phys. **49**, 31 (1977).

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. T.W. Hänsch, der die Arbeit mit großem Interesse unterstützte und mir ein freies und selbstständiges Arbeiten ermöglichte.

Dr. A. Hemmerich möchte ich für die immer kompetente Hilfe bei der Lösung von physikalischen und technischen Problemen danken.

Bei M. Weidemüller und M. Ol'shanii möchte ich mich für die fruchtbare und freundschaftliche Zusammenarbeit bedanken. Dankend erwähnen möchte ich ebenfalls die gemeinsame Arbeit mit T. Ruge und S. Lavignac.

Es sei allen Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen des Lehrstuhls von Prof. Hänsch und der Abteilung Laserspektroskopie in Garching für die inspirierende und produktive Arbeitsatmosphäre gedankt.

Den Mitarbeitern des Leibniz-Rechenzentrum möchte ich für die hilfreiche Unterstützung bei der Benutzung des Parallelrechners danken. Ebenso möchte ich mich bei den Werkstätten der Universität und des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik bedanken.

1870

Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page.



