

Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstr. 8
53115 Bonn

Einzelne Atome in einer optischen Dipolfalle

von
Daniel Frese

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im Juni 1999

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Priv. Doz. Dr. M. Kobel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Die magnetooptische Falle (<i>MOT</i>)	6
2.1.1	Optische Melassen	6
2.1.2	Funktionsweise der MOT	7
2.2	Die optische Dipolfalle	11
2.2.1	Dipolkräfte	11
2.2.2	Optisches Dipolpotential und AC-STARK-Verschiebung	12
2.2.3	Heiz- und Verlustmechanismen	18
2.2.4	Atome in der Dipolfalle	20
2.3	Die magnetische Quadrupolfalle	23
2.4	Übersichtsvergleich zwischen den Fallentypen	24
3	Experimenteller Aufbau	26
3.1	Gesamtaufbau des Experiments	26
3.1.1	Die Einzelatom-MOT	26
3.1.2	Das Detektionssystem	28
3.1.3	Ergänzungen für die Dipolfalle	29
3.2	Justierung der Dipolfalle	32
3.3	Einige technische Details zum Aufbau	33
4	Experimentelle Messungen und Auswertungen	36
4.1	Speicherzeitmessungen	36
4.1.1	Meßmethode und Ergebnisse	36

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	2
4.1.2 Interpretation der Ergebnisse	40
4.2 Untersuchungen zu zugänglichen Fallenparametern	41
4.2.1 Verschieben des YAG-Laser Fokus relativ zur MOT	41
4.2.2 Veränderung der YAG-Laser Leistung	48
4.3 Zustandsselektive Spektroskopie	51
5 Zusammenfassung und Ausblick	55
A Relevante numerische Werte für die Dipolfalle	58
B Schaltplan der Sample & Hold - Schaltung	59
Literaturverzeichnis	61

Kapitel 1

Einleitung

Das Gebiet der Laser-Präparation, Speicherung und Manipulation kalter neutraler Atome hat in den letzten Jahren eine rasante Entwicklung erfahren. 1997 wurde der Nobelpreis für Physik an die Begründer der Grundlagen dieses Feldes Steve Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips verliehen [CHU98, COH98, PHI98]. Ein weiteres Schlaglicht war die erstmalige Verwirklichung von Bose-Einstein-Kondensation in einem atomaren Ensemble [AND95] und des Atomlasers [MEW97].

Auch abseits dieser spektakulären Ereignisse haben die technischen Entwicklungen zur Erzeugung und Manipulation kalter Atome viele neue Anwendungen hervorgebracht und alte Forschungsgebiete in der Atomphysik und Quantenoptik neu belebt. Das wachsende Feld der Atomoptik wäre ohne kalte Atome nicht denkbar [ADA94], Stoßprozesse zwischen kalten und ultrakalten Atomen sind mittlerweile ein eigenständiges Forschungsgebiet [WEI99], viele Präzisionsexperimente wären ohne die langen Wechselwirkungs- und Beobachtungszeiten an kalten Atomen nicht möglich, Experimente zur Cavity-QED profitieren ebenfalls von kalten Atomensembles [MAB99, MUN99]. Einige verwandte Techniken werden bereits in benachbarten Disziplinen eingesetzt, z.B. optische Pinzetten (*optical tweezers*) aus Laserstrahlen in der biologischen Grundlagenforschung [CHU98]. Die Liste an Beispielen kann noch fast nach Belieben verlängert werden.

Der größte Teil Experimente, die sich unmittelbar mit kalten, neutralen Atomen beschäftigen, baut entscheidend auf der magnetooptischen Falle *MOT* auf [RAA87]. Die *MOT* ist die einzige Apparatur, die routinemäßig große Ensembles (bis zu 10^{10} Teilchen) einfangen und speichern kann. Das Funktionsprinzip der *MOT*, basierend auf positionsabhängigen Lichtdruckkräften durch Streuung von nahresonantem Laserlicht, ist sehr robust und effektiv, so kann die *MOT* Atome direkt aus einem Hintergrundgas in einer Vakuumapparatur einfangen. Die Atome werden dabei von Raumtemperatur auf eine Temperatur von einigen μK abgekühlt. Die Beobachtung der Atome kann sehr einfach erfolgen. Die gespeicherten Atome werden durch die Laserstrahlen ständig angeregt, so daß direkt die Resonanzfluoreszenz der Atome aufgefangen werden kann. Dies bedeutet gleichzeitig, daß Atome in der *MOT* nur auf der Zeitskala der natürlichen Lebensdauer des angeregten Zustandes (Nanosekunden) eine kohärente Zeitentwicklung erfahren können. Jeder spontane Zerfall aus

einem angeregten Zustand bedeutet für das Atom die Unterbrechung seiner kohärenten Zeitentwicklung und zerstört alle Informationen über die Vergangenheit des Atoms.

Deswegen hat in den letzten Jahren auch das Interesse an anderen Fallentypen stark zugenommen, namentlich rein magnetische Fallen und rein optische Fallen (*Dipolfallen*). Das magnetische Potential entsteht aus der Wechselwirkung des atomaren magnetischen Moments mit einem inhomogenen Magnetfeld, während das optische Potential auf der Wechselwirkung des induzierten elektrischen Dipolmoment des Atoms mit einem weitverstimmtten Lichtfeld beruht. Die entsprechenden konservative Potentiale sind jedoch sehr flach (einige mK). Die MOT kühlt Atome durch dissipative Reibungskräfte ab und ermöglicht erst dadurch das Laden der anderen Fallentypen.

Bei der Speicherung von Atomen im Grundzustand werden die spontanen, Kohärenz zerstörenden Ereignisse umgangen. Dies ermöglicht den Zugang zu einer neuen Klasse von Experimenten, in denen Atome aktiv in einem bestimmten Zustand präpariert werden und dort auch - im Vergleich zu Atomen in einer MOT - lange verbleiben (lange *Kohärenzzeiten*). Gerade optische Dipolfallen sind für Experimente, in denen Atome gezielt manipuliert werden, sehr interessant, da sie ohne Magnetfelder funktionieren und somit noch ein weiterer experimenteller Freiheitsgrad zur Verfügung steht. Darüber hinaus kann auch das Lichtfeld von Dipolfallen sehr unterschiedlich angelegt sein. Durch Änderungen der Polarisierung und der Verstimmung zu den atomaren Resonanzen der Fallenlaser sowie verschiedene geometrische Anordnungen der Laser ist es möglich, Dipolfallen mit sehr flexibel gestalteten Eigenschaften zu entwerfen.

Mit solchen individuell konstruierten Dipolfallen sollte es möglich sein, experimentelle Realisierungen von besonders einfachen und klaren Quantensystemen, deren Studium von fundamentalem Interesse ist, zu konstruieren. Es gibt insbesondere eine Reihe von Anwendungen, die entscheidend auf der gezielten Manipulation von sehr wenigen oder einzelnen Atomen beruhen. Konkrete Beispiele findet man im Bereich der Cavity QED, z.B. die Realisierung eines Ein-Atom-Lasers [LÖF98]. Ein weiteres interessantes Ziel ist die Absicht, verschränkte Zustände zwischen einem Atom und einem optischen Resonator oder zwischen wenigen Atomen zu erzeugen [DOM95, TUR95]. Solche Systeme bieten aus Sicht der Quanteninformations-Verarbeitung viele interessante Möglichkeiten [DIV95].

Viele Systeme von fundamentalem Interesse lassen sich auch mit Ionenfallen verwirklichen. So ist die Verschränkung von zwei Ionen experimentell verwirklicht worden [TUR97]. Ionenfallen speichern geladene Teilchen durch die COULOMB-Kraft, die um mehrere Größenordnungen tiefere Fallen ermöglicht als sie mit Lichtkräften möglich wären. Auf der anderen Seite werden die gefangenen Ionen auch stärker von der Umwelt beeinflusst als neutrale Atome. So sind Cavity QED Experimente mit Ionen noch nicht gelungen, da der Resonator das elektrische Speicherfeld zu stark stört. Sie haben eine längere Geschichte als die Speicherung von neutralen Teilchen, was sich auch in einem Vorsprung in der experimentellen Methodik äußert.

Das hier vorgestellte System unterscheidet sich in einigen Punkten deutlich von schon existierenden MOTs und Dipolfallen. Mit der benutzten MOT werden einige wenige Atome oder ein einzelnes Atom gespeichert und die Anzahl der Atome kann in Echtzeit auf

eine nichtinvasive Art verfolgt werden. Es ist darüber hinaus möglich, eine bestimmte gewünschte Zahl von Atomen mit 100% Sicherheit in die Dipolfalle zu laden und in einem bestimmten Zustand zu präparieren.

Im Hinblick auf die oben angeführte Anwendungen ist eine Dipolfalle ein interessantes Vorhaben. Dem gegenüber stehen jedoch verschiedene technische Herausforderungen. So ist aufgrund der kleinerem geometrischen Größe der Falle der räumliche Überlapp von MOT und Dipolfalle kritischer und an die Detektion der Atome werden aufgrund des kleineren Signal bei nur sehr wenigen Atomen ebenfalls härtere Anforderungen gestellt.

Die vorliegende Arbeit versteht sich als ein erster Versuch, eine Wenig-Atom Dipolfalle zu realisieren und ein Gefühl für die auftretenden Probleme und deren Lösung zu erhalten. Es werden die theoretischen Grundlagen für das Verständnis dieses Fallentyps dargestellt, sowie die wesentlichen Schritte zur experimentellen Realisierung, und erste Resultate beschrieben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Zum Bereich der Speicherung von kalten Teilchen, ob es neutrale Atome oder Ionen sind, wenige Teilchen oder Ensemble mit extrem hoher Phasenraumdichte, gibt es bereits eine sehr große Literaturgrundlage. In diesem Kapitel soll nur die zum Verständnis dieser Arbeit notwendige Theorie dargestellt werden. Es sind an den jeweiligen Stellen Referenzen angegeben, die weitere Details über das Thema enthalten. Eine explizite Rechnung wird in 2.2.2 skizziert, da das Ergebnis für die vorliegende Arbeit grundlegend ist und die Rechnung selbst, sowie einige Zwischenergebnisse, in dieser Form in der Literatur nicht verfügbar sind.

Bei der Terminologie zur Beschreibung der auftretenden Energien von gespeicherten Atomen hat sich wie in jedem Spezialgebiet der Physik ein bestimmter Sprachgebrauch durchgesetzt. Alle Fallentypen zur Speicherung kalter Atome können nur Atome unterhalb einer bestimmten kinetischen Energie speichern. Es hat sich eingebürgert, dafür eine Temperaturskala zu verwenden. Ein Atom hat nach dieser Terminologie eine Temperatur von $300 \mu\text{K}$, wenn seine kinetische Energie E_{kin} gerade $E_{kin} = 300 \mu\text{K} \cdot k_B$ ist, wobei k_B die Boltzmannkonstante ist. Dieser Temperaturbegriff sollte nicht mit dem thermodynamischen Begriff verwechselt werden.

2.1 Die magnetooptische Falle (*MOT*)

Die magnetooptische Falle (im folgenden kurz *MOT*) ist die experimentell verbreitetste Methode, um kalte Atomensembles zu erzeugen [RAA87]. Eine Ein-Atom-MOT ist auch die Grundlage der in dieser Arbeit beschriebenen Dipolfalle.

2.1.1 Optische Melassen

Grundlage von MOTs sind *optische Melassen*, die Reibungskräfte durch Strahlungsdruck erzeugen. Das Funktionsschema ist in einem eindimensionalen Modell einfach zu erklären.

Eine solche Melasse wird durch zwei gegenläufige, etwas unterhalb einer atomaren Resonanz gestimmte Laserstrahlen gebildet. Atome in der Strahlachse erfahren durch Absorptionsprozesse von Photonen aus beiden Strahlen Strahlungsdruckkräfte in Richtung der beiden Strahlen. Aufgrund der roten Verstimmung der Laser und des DOPPLER-Effektes $\omega_{eff} = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v}$ wird der Kraftanteil desjenigen Strahles dominieren, der der atomaren Bewegung mit Geschwindigkeit \vec{v} gerade entgegengesetzt ist. Die Impulsüberträge bei den Emissionsvorgängen mitteln sich nicht zu einer gerichteten Kraft, da spontane Emissionen völlig isotrop erfolgen. Für ein Zwei-Niveau-System ergibt sich als Gesamtkraft die Differenz von zwei LORENTZ-förmigen Absorptionsprofilen:

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left(\frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2(\Delta + kv)}{\Gamma}\right)^2} - \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2(\Delta - kv)}{\Gamma}\right)^2} \right) \quad (2.1)$$

Hierbei ist $s_0 = I/I_0$ die Intensität der Laserstrahlung, angegeben in Vielfachen der Sättigungsintensität I_0 , $\Delta = \omega - \omega_0$ die Verstimmung der Laser gegenüber der atomaren Resonanz ω_0 und Γ die natürliche Linienbreite des Übergangs. $\hbar k$ ist der Impuls eines Photons mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$.

Die Verallgemeinerung auf drei Raumrichtungen erhält man durch drei rechtwinklig aufeinander stehende Laserstrahlpaare. Im Schnittpunkt dieser Strahlen mit endlichem Strahldurchmesser entsteht ein Lichtfeld, welches Atome unabhängig von ihrer Geschwindigkeitsrichtung stets abbremst.

Im Grenzfall kleiner Geschwindigkeiten geht die Formel für die Lichtkraft (2.1) gegen einen Ausdruck der Form

$$\vec{F} = -\alpha \vec{v}, \quad (2.2)$$

wie er für Reibungskräfte charakteristisch ist. Das Lichtfeld wirkt daher auf das Atom wie ein viskoses Medium, woher der anschauliche Name „Melasse“ stammt.

Für Melassen ergibt sich aus diesem einfachen Bild eine untere Grenze für die zu erreichenden Temperaturen. Diese sogenannte DOPPLER-Temperatur T_D ergibt sich aus der Berücksichtigung der Impulsüberträge bei den spontanen Emissionsvorgängen der Kühlzyklen. Das Atom führt eine Diffusionsbewegung im Impulsraum (*random walk*) aus, wobei sich die Temperatur aus der Balance zwischen Aufheizung aufgrund der spontanen Emissionen und der Reibungskraft (2.1) ergibt. Eine Rechnung führt zu

$$k_B T_D = \hbar \Gamma / 2. \quad (2.3)$$

Für Cäsium liegt dieser Wert bei 125 μK für einen Bremslaser nahe der D_2 -Linie ($\Gamma_{D_2} = 2\pi \cdot 5,2 \text{ MHz}$).

2.1.2 Funktionsweise der MOT

Mit Hilfe von Melassen lassen sich Atome sehr effizient kühlen, was nicht nur in der Konstruktion von Fallen ausgenutzt wird, sondern auch noch andere Anwendungen in

der Atomphysik hat (z.B. bei der Kollimierung von Atomstrahlen). Der Ausdruck (2.1) enthält keine Abhängigkeit von der Position des Atoms (wenn man einen hinreichend großen Strahldurchmesser voraussetzt, so daß s_0 über große Volumen konstant ist). Schon dies zeigt, daß es mit optischen Melassen allein nicht möglich sein kann, Atome an einem ausgezeichneten Punkt zu sammeln.

Zusätzlich zu der optischen Melasse verwendet man daher noch ein Quadrupolmagnetfeld, dessen Nullpunkt im Schnittpunkt der Strahlen liegt. Die genaue Wechselwirkung eines realen Atoms mit sechs Laserstrahlen und einem inhomogenen Magnetfeld bildet ein extrem kompliziertes dynamisches System. Einfache theoretische Modelle zur vollständigeren Beschreibung werden in [DAL89] vorgestellt. Hier soll das System noch einmal stark vereinfacht beschrieben werden.

Ein sphärisches Quadrupolfeld kann durch seinen konstanten Magnetfeldgradienten β charakterisiert werden; das Feld \vec{B} nimmt linear mit dem Abstand vom Nullpunkt zu (bzw. ab). Durch den ZEEMAN-Effekt werden entsprechend die Energieniveaus des Atoms linear verschoben. Abbildung 2.1 zeigt zur Illustration den einfachsten denkbaren Fall eines Atoms, das auf einem $J = 0 \rightarrow J' = 1$ Übergang gekühlt wird.

Das Atom wird von der einen Seite mit σ^+ - und von der anderen Seite mit σ^- -Licht bestrahlt. Aufgrund der Auswahlregeln für optische Dipolübergänge ($\Delta m = 1$ für σ^+ , $\Delta m = -1$ für σ^-) kann das Atom von dem σ^+ -Strahl nur auf dem Übergang $|J = 0, m_J = 0 \rangle \rightarrow |J = 1, m_J = 1 \rangle$ und von dem σ^- -Strahl nur auf dem Übergang $|J = 0, m_J = 0 \rangle \rightarrow |J = 1, m_J = -1 \rangle$ angeregt werden. Entfernt sich ein Atom vom Magnetfeldnullpunkt in eine Richtung, so wirkt das Magnetfeld gerade so, daß das Atom mit dem Laserstrahl aus dieser Richtung näher in Resonanz gerät. Im Gesamteffekt existiert somit eine Rückstellkraft bezüglich dieses Nullpunktes, welche die Atome im Nullpunkt des Magnetfeldes sammelt. Dieses Bild ist die Grundlage für MOT - Modelle, die Einfangprozesse von Atomen mit einer gedämpften harmonischen Oszillation beschreiben, wie z.B. in [HAU93].

Sind die Atome erst einmal in der MOT gespeichert, ist dies nur noch ein sehr grobes Bild von ihrer Funktionsweise. Im Detail sind sehr viele andere Mechanismen relevant, die z.T. erhebliche Abweichungen im Experiment von dem beschriebenen Szenario erzeugen. Die wesentlichste Korrektur rührt von den existierenden Unterniveaus eines realen Atoms und die dadurch stark modifizierten Wechselwirkungen mit polarisiertem Licht und den entstehenden komplizierten Interferenzmustern her.

Das ganze Schema beruht entscheidend auf der Verwendung eines *geschlossenen* Übergangs. Da zum effizienten Bremsen oder Kühlen viele Absorptions-Emissions-Zyklen notwendig sind, soll das Atom aus dem angeregten Zustand möglichst immer in denselben Grundzustand zurückfallen, um direkt wieder anregbar zu sein. Die experimentell einfachste Realisierung eines solchen Systemes ist die Präparation eines Zwei-Niveau-Systems.

Solche Zwei-Niveau-Systeme lassen sich in der Atomphysik mit Hilfe hoch aufgelöster Spektroskopien in guter Annäherung verwirklichen. Der *Kühlaser* wird hierfür einige natürliche Linienbreiten Γ unterhalb des Übergangs zwischen den äußersten Hyperfeinzuständen von Grundzustand und einem angeregten Zustand des Atoms verstimmt eingestrahlt (*rot verstimmt*). Für das während dieser Arbeit ausschließlich verwendete stabile

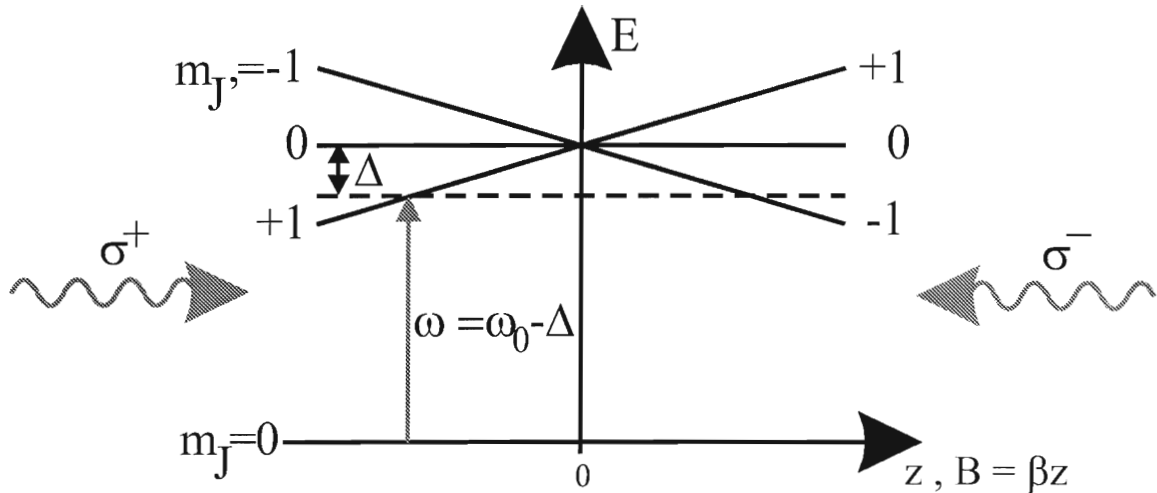
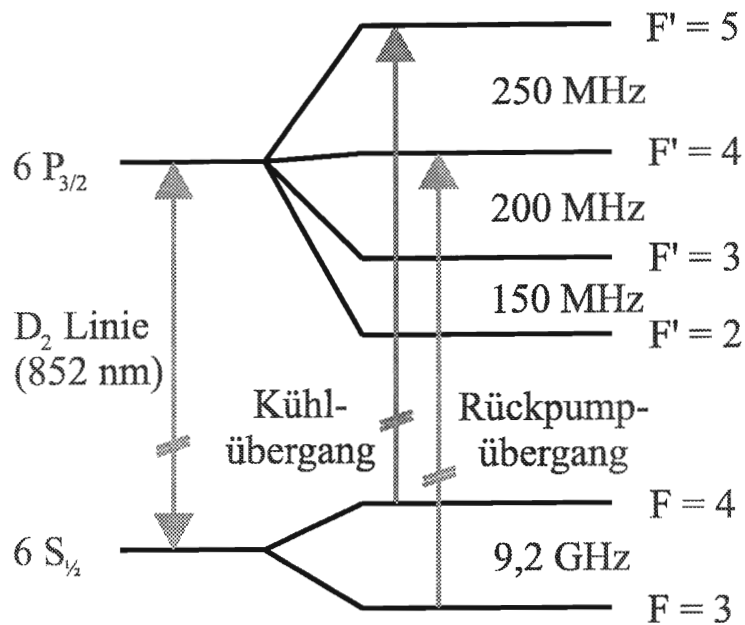


Abbildung 2.1: Eindimensionales Modell zur Veranschaulichung der Wirkungsweise der MOT anhand eines atomaren Übergangs $J = 0 \rightarrow J = 1$.

Cäsiumisotop ^{133}Cs entspricht dies dem Übergang von $6S_{1/2} F = 4$ nach $6P_{3/2} F' = 5$ der D_2 -Linie (vgl. Abb. 2.2). Durch optisches Pumpen befindet sich das Atom bald in den äußersten m_F -Zuständen, wonach in der Tat ein ideales Zwei-Niveau-System realisiert wäre, käme das Licht nur aus einer Richtung. Die Anregung der Hyperfeinlinie $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ ist aufgrund der kleinen Verstimmung gegenüber den anderen möglichen Übergängen bevorzugt, und von den möglichen Übergängen zwischen verschiedenen m_F -Quantenzahlen sind wegen der Auswahlregel für Dipolstrahlung $\Delta m_F = 1$ für σ^+ -polarisiertes Licht bzw. $\Delta m_F = -1$ für σ^- -polarisiertes Licht bei hauptsächlichem Aufenthalt des Atomes in den äußeren m_F -Zuständen nur die Übergänge $m_F = 4 \rightarrow m_{F'} = 5$ bzw. $m_F = -4 \rightarrow m_{F'} = -5$ möglich.

Durch die Bestrahlung des Atoms aus allen drei Raumrichtungen „sieht“ das Atom allerdings auch noch kleine Anteile anderer Lichtpolarisationen, so daß mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit auch Übergänge von einem $m_F = 4$ -Zustand zu einem $m_{F'} = 4$ oder $m_{F'} = 3$ -Zustand möglich sind. Diese Unterzustände gibt es auch im $F' = 4$ -Zustand, für den sich dadurch eine kleine, aber endlich Anregungswahrscheinlichkeit ergibt. Diese Anregung ist aufgrund der großen Verstimmung von ungefähr 250 MHz gegenüber dem Kühlübergang in den $F' = 5$ -Zustand stark unterdrückt, aber sie kann aufgrund der sehr vielen Absorptionszyklen in der MOT nicht vernachlässigt werden (vgl. Abschnitt 4.3). Vom $F' = 4$ -Zustand kann das Atom anschließend in den $F = 3$ Zustand des Grundzustandes zerfallen. Wegen der großen Hyperfeinaufspaltung von 9,2 GHz im Grundzustand kann es dann von dem Kühllaser nicht mehr effizient angeregt werden. Es erfährt somit keine Kraft mehr durch Strahlungsdruck und verläßt die Falle.

Aus diesem Grund wird in allen MOTs noch eine weitere Lichtfrequenz eingestrahlt, durch

Abbildung 2.2: Relevante Energieniveaus im Termschema von Cs (D_2 -Linie)

den sog. *Rückpumpelaser*. Dieser Laser ist hier resonant zum Übergang $F = 3$ nach $F' = 4$. Atome im $F = 3$ Zustand werden so schnell wieder in den $F' = 4$ Zustand gepumpt, aus dem sie mit einer Wahrscheinlichkeit von $7/12$ (Teilungsverhältnis aus den Linienstärken) wieder in den $F = 4$ -Zustand zerfallen. Damit werden Atome aus dem „dunklen“ Zustand $F = 3$ rasch in den Kühlübergang zurückgebracht.

Das konkrete MOT System, das während der Anfertigung dieser Arbeit verwendet wurde, wird in 3.1.2 vorgestellt. Auf weitere Konsequenzen der Abweichung des Atoms vom reinen Zwei-Niveau-System, wie z.B. Sub-DOPPLER-Kühlen und Einflüsse auf die atomare Dynamik in der Falle, soll hier nicht eingegangen werden. Eine Übersicht der relevanten Kühlmechanismen ist in [DAL89] gegeben, mit den Konsequenzen auf die atomare Dynamik beschäftigt sich z.B. [SCH99].

Nach der beschriebenen Funktionsweise der MOT sollte klar sein, daß man nicht von einem *Fallenpotential* im konservativen Sinne sprechen kann. Die Kräfte, die die Atome in der Falle zusammenhalten, sind dissipative Reibungskräfte, die sich nicht von einem konservativen Potential ableiten lassen. Weiter beruht die MOT entscheidend auf vielen *spontanen* Prozessen, die schnell jegliche Kohärenz zerstören.

2.2 Die optische Dipolfalle

2.2.1 Dipolkräfte

Dipolkräfte lassen sich klassisch verstehen als die Wechselwirkung zwischen einem elektrischen Feld und dem induzierten Dipolmoment \vec{d} eines Atoms. In unserem Fall ist das elektrische Feld durch den elektrischen Anteil eines Lichtfeldes \vec{E} mit Frequenz ω gegeben. Die Wechselwirkungsenergie U_D läßt sich aus diesem Ansatz angeben als

$$U_D = -\vec{d} \cdot \vec{E} = -\alpha(\omega) E^2, \quad (2.4)$$

wobei $\alpha(\omega)$ die atomare Polarisierbarkeit ist. Die Dipolkräfte ergeben sich in diesem Bild als der negative Gradient dieser Wechselwirkungsenergie. Unter Benutzung des klassischen LORENTZ-Modells und klassischer Elektrodynamik zur Berechnung von $\alpha(\omega)$ und \vec{d} kann man die wesentlichen Skalierungsgesetze des Dipolpotentials für die wichtigsten experimentell zugänglichen Parameter (Laserverstimmung Δ , Intensität I) auf rein klassischem Weg gewinnen. Wie üblich entspricht der reelle Teil der Wechselwirkungsenergie dem Potential und der imaginäre Anteil der vom System dissipierten Leistung [GRI99]:

$$U_D(\vec{x}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) I(\vec{x}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{x}) \quad (2.5)$$

$$\Gamma_{sc}(\vec{x}) = \frac{1}{\hbar \epsilon_0 c} \Im(\alpha) I(\vec{x}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{x}) \quad (2.6)$$

Als Maß für die vom Atom aufgenommene Leistung wird hier die spontane Photonenstreurate Γ_{sc} angegeben. Da mit jedem Streueignis eine konstante Energieaufnahme $\hbar\omega$ durch Absorption verbunden ist, ist Γ_{sc} direkt proportional zur aufgenommenen Leistung.

Zum einen sind diese klassischen Formeln für die Alkaliatome bis auf ca. 2 % genau verglichen mit den quantenmechanisch hergeleiteten, zum anderen lassen sich bereits hier grundlegende Skalierungsgesetze ableiten. Definiert man eine effektive Verstimmung Δ' durch

$$\frac{1}{\Delta'} \equiv \frac{1}{\omega - \omega_0} + \frac{1}{\omega + \omega_0}, \quad (2.7)$$

so lassen sich die folgenden Skalierungen und wichtigen Eigenschaften feststellen, die auch noch bei einer quantenmechanischen Rechnung richtig sind:

- Vorzeichen der Verstimmung. Für „rote“ Verstimmung ($\Delta < 0$) ist das Dipolpotential negativ; die Dipolkräfte ziehen das Atom in den Ort maximaler Intensität. Für „blaue“ Verstimmung verhält es sich umgekehrt.
- Skalierung mit Laserleistung (bzw. Intensität) und Verstimmung. Potential und Dipolkräfte skalieren mit I/Δ und die Streurrate I/Δ^2 .

Wie später klar werden wird, ist es in Dipolfallen sehr erwünscht, daß das Atom möglichst wenig angeregt wird. Aus diesem Grund bietet es sich an, eine bestimmte Potentialtiefe $U_D \sim I/\Delta$ durch möglichst hohe Intensität I und große Verstimmung Δ zu erreichen.

- Verhältnis Potentialtiefe gegen Streurrate. Aus den Gleichungen ergibt sich für das Verhältnis U_D/Γ_{sc}

$$\hbar\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{\Delta}U_D. \quad (2.8)$$

Man kann also sagen, daß sich Dipolkräfte in ihren Grundzügen durchaus in einem klassischen Rahmen verstehen lassen.

Eine weitere semiklassische, ähnliche Herleitung der Dipolkräfte benutzt die optischen BLOCH-Gleichungen [COH72]. Doch auch dabei gewinnt man nur Aussagen bezüglich eines Zwei-Niveau-Atoms. Weitere Fragen wie die Abhängigkeit des Potentials von der Lichtpolarisation können ebenfalls nicht beantwortet werden. Hier hilft eine quantenmechanische Behandlung weiter.

2.2.2 Optisches Dipolpotential und AC-STARK-Verschiebung

Nach [DAL85] läßt sich das Dipolpotential für ein Atom im stationären Fall angeben als das Produkt der AC-STARK-Verschiebung mit der jeweiligen Aufenthaltswahrscheinlichkeit in diesem Zustand. Hierbei ist die AC-STARK-Verschiebung (im folgenden auch mit *Lichtverschiebung* oder dem geläufigeren englischen Ausdruck *light shift* bezeichnet) die oszillierende Version der bekannten statischen STARK-Verschiebung. Statt eines statischen elektrischen Feldes betrachten wir hier den oszillierenden elektrischen Anteil des Lichtfeldes. Wie bereits angedeutet ist es sinnvoll, sich nur auf sehr weit von der atomaren Resonanz verstimmte Lichtfelder zu beschränken. In diesem Fall ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für den Grundzustand sehr nahe bei 1, während die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für den angeregten Zustand sehr nahe bei 0 liegt. Für diese Dipolfallen sind daher der light shift im Grundzustand ΔE und das Dipolpotential U_D identisch.

Dipolkräfte lassen sich als Gradient des Potentials darstellen. Meist ist es jedoch bequemer, mit dem Potential zu rechnen.

Allgemeine Zusammenhänge

Der theoretische Ausdruck für den light shift läßt sich aus zeitabhängiger Störungsrechnung gewinnen [SAK94]. Für ein elektrisches Feld

$$\vec{E}(t) = \vec{E} \cos(\omega t) = \frac{\vec{E}}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (2.9)$$

ergibt sich eine Energieverschiebung ΔE von

$$\Delta E = -1/4 \sum_{J',F',m'} \underbrace{\left(\frac{1}{\hbar\omega_f - \hbar\omega_i - \hbar\omega} + \frac{1}{\hbar\omega_f - \hbar\omega_i + \hbar\omega} \right)}_{:= \frac{1}{\hbar\Delta_{if}}} \left| \langle JIFm | \vec{E} \cdot \vec{d} | J'IF'm' \rangle \right|^2. \quad (2.10)$$

Im wesentlichen ergibt sich also die Energieverschiebung aus einer Summe von Dipolenergie-Matrixelementen, wobei i für den Grundzustand (*initial state*) steht und f für einen beliebigen Zustand, an den der Grundzustand über das Matrixelement koppeln kann (*final state*).

Die Summe über die Matrixelemente soll nun in experimentell zugängliche Größen umgeformt werden. Um das WIGNER-ECKART-Theorem anwenden zu können, muß das Skalarprodukt zweier kartesischer Vektoren $\vec{E} \cdot \vec{d}$ erst in sphärischer Notation aufgeschrieben werden. Nach der bekannten Transformation eines Vektors in einen sphärischen Tensor erster Ordnung (z.B. [SAK94]) erhält man

$$\vec{E} \cdot \vec{d} = \sum_{\mu=-1}^1 (-1)^\mu E_\mu d_{-\mu}. \quad (2.11)$$

Das WIGNER-ECKART-Theorem wird hier in der Form

$$\langle Jm|T_q^k|J'm'\rangle = (-1)^{J-m} \begin{pmatrix} J & k & J' \\ -m & q & m' \end{pmatrix} \langle J||T^k||J'\rangle \quad (2.12)$$

benutzt. Damit ergibt sich aus (2.10) und (2.11) für die Energieverschiebung

$$\Delta E = -1/4 \sum_{J',F',m',\mu} \frac{(E_\mu)^2}{\hbar\Delta'_{if}} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ -m & -\mu & m' \end{pmatrix}^2 |\langle JIF||d||J'IF'\rangle|^2. \quad (2.13)$$

Das reduzierte Matrixelement soll auf die natürliche Linienbreite Γ zurückgeführt werden. Diese hängt jedoch nicht von F , sondern nur von J und J' ab; und zwar in der Form

$$\Gamma_{JJ'} = \frac{8\pi^2}{3\hbar\epsilon_0\lambda^3} \frac{1}{2J'+1} |\langle J||d||J'\rangle|^2. \quad (2.14)$$

Also ist es notwendig, die Kopplung von J und I zu F in (2.13) wieder aufzuheben. Das ist mit Hilfe des 6-J-Symbol Formalismus möglich. In unserem Fall wirkt der Dipoloperator d nur auf den Drehimpuls J , jedoch nicht auf den Kernspin I . Danach kann aus dem Matrixelement die F - und I - Abhängigkeit extrahiert werden:

$$|\langle JIF||d||J'IF'\rangle|^2 = (2F+1)(2F'+1) \left\{ \begin{matrix} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{matrix} \right\}^2 |\langle J||d||J'\rangle|^2. \quad (2.15)$$

[EDM74, S. 111]. Mit (2.14) und (2.15) wird aus (2.13) somit

$$\Delta E = -1/4 \sum_{J',F',m',\mu} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ -m & -\mu & m' \end{pmatrix}^2 \left\{ \begin{matrix} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{matrix} \right\}^2 \quad (2.16)$$

$$(2F+1)(2F'+1)(2J'+1)(E_\mu)^2 \frac{3\epsilon_0\lambda^3}{8\pi^2} \frac{\Gamma_{JJ'}}{\Delta'_{if}}.$$

Mit Hilfe der Beziehungen

$$I_0 = \frac{\pi h c}{3\lambda^3} \Gamma_{JJ'} \quad (2.17)$$

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2 \quad (2.18)$$

läßt sich diese Formel noch etwas einfacher fassen. Man erhält

$$\Delta E = \sum_{J', F', m', \mu} \left(\begin{array}{ccc} F & 1 & F' \\ -m & -\mu & m' \end{array} \right)^2 \left\{ \begin{array}{ccc} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{array} \right\}^2 \quad (2.19)$$

$$(2F+1)(2F'+1)(2J'+1) \frac{\hbar \Gamma_{JJ'}^2 I_\mu}{8\Delta'_{if} I_0}.$$

Das ist die allgemeinste brauchbare Formel für den light shift, gültig für ein beliebiges Atom mit LS-Kopplung.

Anwendung auf Alkalimetalle und Cäsium im besonderen

Im weiteren soll zunächst der Sonderfall des light shift von Alkali-Atomen im Grundzustand untersucht werden, und zwar unter der zusätzlichen Einschränkung einer sehr großen Verstimmung des Lasers $|\Delta'_{if}| \gg \Gamma$. Die Energienenner $1/\Delta'$ können angesichts der großen Verstimmung als konstant für verschiedene Hyperfeinzustände F angesehen werden, so daß die Summe über die verschiedenen J' -Quantenzahlen im Fall der Alkaliatome auf die D_1 - und D_2 -Linie beschränkt werden kann. Weitere Übergänge sind energetisch noch sehr viel weiter entfernt. Im einzelnen sind dann die J -Quantenzahlen in Gleichung (2.19)

$$\begin{aligned} J &= 1/2 \\ J'_{D_1} &= 1/2 \\ J'_{D_2} &= 3/2 \end{aligned}$$

Formel (2.19) läßt sich damit expliziter schreiben als

$$\Delta E = - \sum_{\mu} \frac{I_\mu}{8I_0} \sum_{F'=F-1}^{F+1} (2F+1)(2F'+1) \left(\begin{array}{ccc} F & 1 & F' \\ -m & -\mu & m+\mu \end{array} \right)^2 \quad (2.20)$$

$$\left(2 \left\{ \begin{array}{ccc} 1/2 & F & I \\ F' & 1/2 & 1 \end{array} \right\}^2 \frac{\hbar \Gamma_{D_1}^2}{\Delta'_{D_1}} + 4 \left\{ \begin{array}{ccc} 1/2 & F & I \\ F' & 3/2 & 1 \end{array} \right\}^2 \frac{\hbar \Gamma_{D_2}^2}{\Delta'_{D_2}} \right)$$

Hierbei sind die Verstimmungen Δ'_D analog wie in (2.10) definiert. Die vorkommenden 3-J- und 6-J-Symbole sind alle analytisch bekannt, aber sehr kompliziert. Für den Fall des Alkaliatoms Cäsium ($I = 7/2$) läßt sich jedoch das Ergebnis der Summation über F' ausdrücken als

$$\sigma^+ : \Delta E^+ = -\frac{1}{3} \left((1 - g_F m) \frac{\hbar \Gamma_{D_1}^2}{8 I_{0,D_1} \Delta'_{D_1}} + (2 + g_F m) \frac{\hbar \Gamma_{D_2}^2}{8 I_{0,D_2} \Delta'_{D_2}} \right) I_+ \quad (2.21)$$

$$\pi : \Delta E^\pi = -\frac{1}{3} \left(\frac{\hbar \Gamma_{D_1}^2}{8 I_{0,D_1} \Delta'_{D_1}} + 2 \frac{\hbar \Gamma_{D_2}^2}{8 I_{0,D_2} \Delta'_{D_2}} \right) I_\pi \quad (2.22)$$

$$\sigma^- : \Delta E^- = -\frac{1}{3} \left((1 + g_F m) \frac{\hbar \Gamma_{D_1}^2}{8 I_{0,D_1} \Delta'_{D_1}} + (2 - g_F m) \frac{\hbar \Gamma_{D_2}^2}{8 I_{0,D_2} \Delta'_{D_2}} \right) I_- \quad (2.23)$$

Hierbei ist g_F der LANDÉ-Faktor

$$g_F = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{F(F+1)}. \quad (2.24)$$

Aus den Rechnungen ergibt sich, daß die atomaren Grundniveaus im Falle „roter“ Verstimmung ($\omega \ll \omega_f - \omega_i \Leftrightarrow \Delta'_{if} \gg 0$) abgesenkt werden. Man kann daher eine einfache Dipolfalle durch einen rot verstimmtten fokussierten Laserstrahl realisieren. Durch die Absenkung der atomaren Energieniveaus entsteht ein anziehendes Potential proportional zur lokalen Intensität. Ist die kinetische Anfangsenergie der Atome kleiner als die Potentialtiefe, so können die Atome gefangen werden.

Im Experiment kontrolliert man statt der Intensität die Laserleistung P . In einer Ebene senkrecht zur Strahlausbreitung muß gelten $\int I dA = P$. Für einen GAUSSSchen Strahl mit der Leistung P sind die Leistung und Intensität daher durch

$$I(\vec{x}) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right) \quad (2.25)$$

mit

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_r)^2} \quad (2.26)$$

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.27)$$

verknüpft. Für eine Dipolfalle ist die maximale Potentialtiefe (*Fallentiefe*) relevant, die sich bei $\vec{x} = 0$ aus der maximalen Intensität ergibt:

$$I(0) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (2.28)$$

Mit (2.19) und (2.28) läßt sich nun im Prinzip für jeden Grundzustand eines Atoms mit LS-Kopplung die Fallentiefe errechnen. Im Fall von Cäsium kann auf die abgeleiteten Formeln für Alkalis zurückgegriffen werden. Die benötigten numerischen Werte für die atomaren Parameter sind in Anhang A aufgeführt.

In Tabelle 2.1 sind numerische Ergebnisse für die Potentialtiefe von Cäsium in einem beliebigen Hyperfeinzustand $|Fm_F\rangle$ für den im Experiment benutzten Nd:YAG-Laser

Tabelle 2.1: Numerische Werte für den light shift des Cäsium-Grundzustandes ($6S_{1/2}$). Der light shift ΔE beträgt für 1 Watt linear polarisiertem Licht in einem Fokus von $1 \mu\text{m}$ $\Delta E^\pi = -4087, 2\hbar\Gamma_{D_2} = -1023, 9 \text{ mK} \cdot k_B$, und ist unabhängig vom $|Fm_F\rangle$ -Unterszustand. Alle weiteren Fälle sind unten aufgeführt. Die Zahlenwerte müssen jeweils noch mit $P [\text{W}]/w_0^2 [\mu\text{m}^2]$ multipliziert werden.

	σ^+	π	σ^-
$F = 3$	$(1-0,024m_F) \Delta E^\pi$	ΔE^π	$(1+0,024m_F) \Delta E^\pi$
$F = 4$	$(1+0,024m_F) \Delta E^\pi$	ΔE^π	$(1-0,024m_F) \Delta E^\pi$

($\lambda = 1,064 \mu\text{m}$, im folgenden kurz YAG-Laser) als Dipolfallenlaser aufgeführt. Die Werte gelten für einen Fokus des YAG-Laserstrahls von $w_0 = 1\mu\text{m}$ und eine Leistung von 1 W. Für andere Laserleistungen muß entsprechend skaliert werden.

Wie man aus der Tabelle ersehen kann, ist die Energieverschiebung im Falle von linear polarisiertem Licht unabhängig vom Unterszustand, während bei zirkularem Licht eine lineare Abhängigkeit von der m_F -Zahl vorliegt, die bis zu 9,6% der Gesamtverschiebung für ein Atom im $m_F = 4$ -Zustand ausmachen kann. Die lineare Abhängigkeit der Unterniveaus entspricht im letzten Fall der erwarteten Aufspaltung bei einem externen Magnetfeld. Die Aufspaltung der m_F -Unterszustände in einem fokussierten Laserstrahl mit einer Fokusgröße von $10 \mu\text{m}$ und 1 W Leistung entspricht einem Magnetfeld von 91,4 Gauss. Diese Analogie zum ZEEMAN-Effekt ist schon experimentell benutzt [ZIE98B] und auch theoretisch näher untersucht worden [CHO97]. Die Stärke der m_F -Abhängigkeit hängt vor allem von der Verstimmung des verwendeten Lasers ab. Im Falle des nahresonanten MOT-Kühl-lasers sorgen eben diese Abhängigkeiten für Effekte wie die Sisyphuskühlung, während die Abhängigkeit in Fallen mit CO_2 -Lasern ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ gegenüber $\lambda = 1,06\mu\text{m}$ für den YAG-Laser) noch schwächer wird. Für konkrete Experimente kann die Polarisation auch aufgrund von Pumpeffekten eine Rolle spielen.

Verschiebung der angeregten Zustände

Genau wie der Grundzustand des Cäsiumatoms werden auch alle anderen Zustände durch den light shift verschoben. Von Interesse sind hier besonders die Verschiebung der energetisch nächst höheren Niveaus $6P_{1/2}$ und $6P_{3/2}$.

Die Rechnung verläuft für linear polarisiertes Licht analog wie für die Grundzustände, wird jedoch komplizierter durch die größere Anzahl von Zuständen, die ankoppeln können. Für zirkular polarisiertes Licht werden optische Pumpeffekte wichtig, die die Rechnung deutlicher verkomplizieren. Da im Experiment ausschließlich linear polarisiertes Laserlicht benutzt wurde, wird auch hier nur dieser vergleichsweise einfache Fall behandelt. Ein Term-schemata mit den relevanten Zuständen (ohne Hyperfeinaufspaltungen) ist in Abbildung 2.3 wiedergegeben.

Für eine quantitative Behandlung der Verschiebungen wird ebenfalls die Hyperfeinauf-

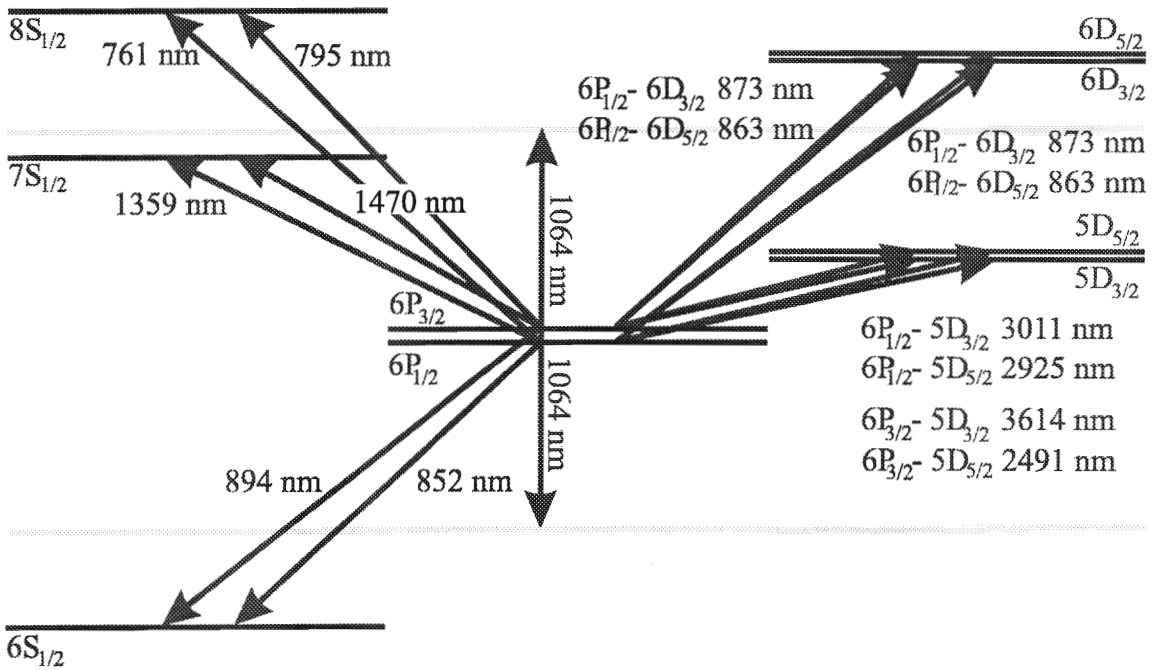


Abbildung 2.3: Termschema mit den Zuständen, die signifikant zur Verschiebung der angeregten Zustände beitragen.

spaltung vernachlässigt, daß heißt es wird in Gleichung (2.19) über alle $|F, m \rangle$ -Zustände gemittelt. Dann ist das Ergebnis unabhängig von der Lichtpolarisation. Die Aufspaltung errechnet sich dann nach einem Ausdruck der Form

$$\Delta E = C(I) \sum_f \Gamma_{i,f}^2 / \Delta'_{i,f}, \quad (2.29)$$

wobei $C(I)$ eine von den beteiligten Zuständen unabhängige Konstante ist. Der Anfangszustand i ist entweder der $6P_{1/2}$ -Zustand oder der $6P_{3/2}$ -Zustand. Es wird über alle an-koppelbaren Zustände f summiert.

Die Aufspaltung $\Delta E_{6S_{1/2}}$ des Grundzustandes ist oben ausführlich durchgerechnet worden. Gleichung (2.29) kann als Skalierungsgesetz angesehen werden, mit dem die Ergebnisse des Grundzustandes auf die Beiträge der Verschiebung der angeregten Zustände übertragen werden können. In Tabelle 2.2 sind alle Beiträge aufgeführt, skaliert auf die Verschiebung des Grundzustandes. Die notwendigen spektroskopischen Daten für Γ und Δ sind den theoretischen Arbeiten [FAB76] und [HEA61] entnommen.

Aus den Einzelbeiträgen ist erkennbar, daß der Hauptanteil der Verschiebung aus den Übergängen nach $6S_{1/2}$ resultiert. Die Addition der Beiträge ergibt die Gesamtverschiebung. Beide Zustände werden energetisch angehoben, also in entgegengesetzter Richtung wie der $6S_{1/2}$ verschoben. Die Höhe der Verschiebung ist bei beiden Zuständen unterschiedlich; der $6P_{1/2}$ -Zustand wird um 30,4 % der Grundzustandsverschiebung und der $6P_{3/2}$ um 53,2 % angehoben.

Tabelle 2.2: Beiträge zur Verschiebung der angeregten Zustände.

Zustand	6P _{1/2}			6P _{3/2}		
	Δ' [THz]	Γ [MHz]	$\Delta E/\Delta E_{6S_{1/2}}$	Δ' [THz]	Γ [MHz]	$\Delta E/\Delta E_{6S_{1/2}}$
6S _{1/2}	49,1	28,6	0,500	63,1	32,4	0,500
5D _{3/2}	349,1	0,94	$7,60 \cdot 10^{-5}$	437,3	0,11	$8,31 \cdot 10^{-7}$
7S _{1/2}	69,7	6,23	0,017	92,7	11,4	0,042
6D _{3/2}	-55,0	12,7	-0,088	-40,8	2,66	$-5,21 \cdot 10^{-3}$
6D _{5/2}	-56,1	15,2	-0,124	-41,9	0	0
8S _{1/2}	-96,2	2,04	$-1,30 \cdot 10^{-3}$	-83,5	3,6	$-4,66 \cdot 10^{-3}$

2.2.3 Heiz- und Verlustmechanismen

Würde mit der Dipolfalle ein perfektes konservatives Potential ohne weitere Störeinflüsse realisiert, so behielten alle einmal gefangenen Atome stets ihre anfängliche Gesamtenergie und blieben für immer gefangen. Das entspricht natürlich nicht so der Realität. In realen Dipolfallen gibt es sowohl fundamentale als auch technische Störquellen, die beide zu einer Aufheizung der Atome und zum Verlust aus der Falle führen können.

Eine prinzipielle langsame Aufheizung wird durch Absorption von Photonen aus dem Dipolfallenlaser gegeben. Obwohl der YAG-Laser sehr weit von den nächsten atomaren Resonanzen verstimmt ist, resultiert doch aufgrund der hohen lokalen Laserleistung eine endliche Photonenstreurrate Γ_{sc} .

Der klassische Ausdruck für Γ_{sc} wurde bereits in (2.6) angegeben. Auch eine Skalierung zwischen Potentialtiefe U_D und Streurrate Γ_{sc} wurde bereits gefunden. Dieser Zusammenhang gilt auch im quantenmechanischen Bild exakt, d.h. es gilt

$$\Gamma_{sc} = \frac{U_{D_1}}{\hbar \Delta'_{D_1}} \Gamma_{D_1} + \frac{U_{D_2}}{\hbar \Delta'_{D_2}} \Gamma_{D_2}, \quad (2.30)$$

wobei U_{D_1} und U_{D_2} die entsprechenden Beiträge zum light shift aus der D_1 - und der D_2 -Linie in Gleichung (2.21) bis (2.23) sind. Die Übereinstimmung rührt daher, daß beim Übergang von den klassischen Formeln zu den quantenmechanischen die Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ lediglich durch entsprechende Matrixelemente ersetzt werden muß. Es handelt sich dabei um die gleichen Matrixelemente, wie sie auch in der quantenmechanischen Berechnung des Dipolpotentials ausgewertet sind (Dipolübergänge). Somit muß das Verhältnis von Potentialtiefe bezüglich einer Linie zur Streurrate aus einer Linie konstant bleiben.

Die Streuraten werden also im wesentlichen durch das Verhältnis der Linienbreiten $\Gamma_{D_2} = 2\pi \cdot 5,22$ MHz und $\Gamma_{D_1} = 2\pi \cdot 4,68$ MHz zu den effektiven Verstimmungen $\Delta'_{D_1} = 2\pi \cdot 7,85$ THz und $\Delta'_{D_2} = 2\pi \cdot 10,05$ THz bestimmt. Das Verhältnis zwischen diesen Frequenzen bestimmt den Faktor, den man bei der Verminderung der Streuraten gewinnt, wenn man bei gleichbleibender Potentialtiefe Laserquellen mit großer Verstimmung benutzt.

Tabelle 2.3: Numerische Werte für die Streuraten des Cäsium-Grundzustandes ($6S_{1/2}$). Die Streuraten Γ_{sc}^π beträgt für 1 Watt linear polarisiertes Licht in einem Fokus von $1 \mu\text{m}$ $\Gamma_{sc}^\pi = 74860\text{s}^{-1}$ und ist unabhängig vom $|Fm_F\rangle$ -Unterszustand. Alle weiteren Fälle sind unten aufgeführt. Die Zahlenwerte müssen jeweils noch mit $P [\text{W}]/w_0^2 [\mu\text{m}^2]$ multipliziert werden.

	σ^+	π	σ^-
$F = 3$	$(1+0,036m_F) \Gamma_{sc}^\pi$	Γ_{sc}^π	$(1-0,036m_F) \Gamma_{sc}^\pi$
$F = 4$	$(1-0,036m_F) \Gamma_{sc}^\pi$	Γ_{sc}^π	$(1+0,036m_F) \Gamma_{sc}^\pi$

Mit Hilfe von Gleichung (2.30), sowie (2.21) bis (2.23) ergibt sich somit für die Anregungsrate in einem beliebigen Grundzustand des Cäsiumatoms

$$\sigma^+ : \Gamma_{sc}^+ = \frac{1}{24} \left((1 - g_F m) \left(\frac{\Gamma_{D_1}}{\Delta'_{D_1}} \right)^2 + (2 + g_F m) \left(\frac{\Gamma_{D_2}}{\Delta'_{D_2}} \right)^2 \right) \frac{I_+}{I_{0,D_2}} \Gamma_{D_2} \quad (2.31)$$

$$\pi : \Gamma_{sc}^\pi = \frac{1}{24} \left(\left(\frac{\Gamma_{D_1}}{\Delta'_{D_1}} \right)^2 + 2 \left(\frac{\Gamma_{D_2}}{\Delta'_{D_2}} \right)^2 \right) \frac{I_\pi}{I_{0,D_2}} \Gamma_{D_2} \quad (2.32)$$

$$\sigma^- : \Gamma_{sc}^- = \frac{1}{24} \left((1 + g_F m) \left(\frac{\Gamma_{D_1}}{\Delta'_{D_1}} \right)^2 + (2 - g_F m) \left(\frac{\Gamma_{D_2}}{\Delta'_{D_2}} \right)^2 \right) \frac{I_-}{I_{0,D_2}} \Gamma_{D_2}, \quad (2.33)$$

wobei zur Vereinfachung zusätzlich die Gleichung

$$\Gamma_{D_1}/I_{0,D_1} = \Gamma_{D_2}/I_{0,D_2} \quad (2.34)$$

benutzt wurde.

Analog zu Tabelle 2.1 sind in Tabelle 2.3 die Streuraten für jeden Grundzustand für den Fall eines einfallenden YAG-Laserstrahls mit 1 W Leistung und einem Fokus von $1 \mu\text{m}$ Fokusgröße angegeben. Die Skalierung auf andere Geometrien erfolgt genauso wie bei Tabelle 2.1.

Der Aufheizeffekt durch Anregung des Atoms resultiert aus dem Impulsübertrag von Photonen aus dem YAG-Laser bei Absorption- und Emission-Vorgängen. Die Absorption hat immer einen Impulsübertrag aus der Laserrichtung zur Folge. Abgesehen von extrem stark fokussierten Strahlen erfolgt dieser Übertrag sehr anisotrop stets aus longitudinaler Strahlrichtung. Die kinetische Energie des Atoms erhöht sich somit bei jedem Absorptionsprozeß um den Betrag der Rückstoßenergie $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m$. Im Gegensatz dazu erfolgt die Emission fast ausschließlich spontan und somit in sehr guter Näherung isotrop. Das bedeutet, daß das Atom im Mittel sowohl in longitudinaler als auch in beiden axialen Richtungen $E_r/3 = \hbar^2 k^2 / 6m$ zu seiner kinetischen Energie hinzugewinnt.

Somit beträgt die Heizrate insgesamt in longitudinaler Richtung \dot{E}_l sowie in den beiden axialen Richtungen \dot{E}_a

$$\dot{E}_l = \frac{2\hbar^2 k^2}{3m} \Gamma_{sc} \quad (2.35)$$

$$\dot{E}_a = \frac{\hbar^2 k^2}{6m} \Gamma_{sc}. \quad (2.36)$$

In Dipolfällen mit vielen Atomen erfolgt laut [GRI99] eine schnelle Mischung der Bewegungsfreiheitsgrade der Atome, so daß im Mittel eine Aufheizung um $2/3E_r$ in jeder Richtung pro Streueignis stattfindet und die Unterscheidung zwischen longitudinalen und axialen Richtungen nicht mehr wichtig ist. Im Fall einzelner Atome ist eine solche Durchmischung, wie sie z.B. durch elastische Stöße bewerkstelligt werden könnte, nicht mehr so rasch zu erwarten. Vielmehr sollte man unterschiedliche Aufheizungsraten beobachten können.

Neben der Aufheizung haben Anregungen des Atoms noch weitere unerwünschte Folgen. Jedes spontane Ereignis zerstört die kohärente Zeitentwicklung des Atoms, was in vielen Anwendungen sehr störend sein kann.

Die zweite wichtige Aufheizquelle resultiert aus technischen Begrenzungen. Fluktuationen in der Dipollaserleistung im spektralen Bereich der Oszillationsfrequenz der Atome im Potential können die Bewegung des Atoms parametrisch anregen und somit zu einer weiteren Aufheizung beitragen.

Schließlich sind auch Kollisionen der gefangenen Atome mit dem Hintergrundgas sehr wichtig, denn sie führen fast immer zum sofortigen Verlust des gefangenen Atoms. Im Gegensatz zur MOT sind kalte Stöße zwischen gefangenen Atomen [UEB99] nicht relevant. Das Fallenvolumen der MOT ist unter typischen Bedingungen kleiner als das der Dipolfalle. Eine einfache Abschätzung der Volumina einer GAUSSförmigen MOT und einer Dipolfalle führt auf das Verhältnis

$$V_{Dipol}/V_{MOT} = \frac{8w_0^2 z_0}{\pi w_{MOT}^3}. \quad (2.37)$$

Hierbei sind w_0 die Fokusgröße des YAG-Lasers, z_0 die Auslenkung des Atomes in der Dipolfalle in axialer Richtung und w_{MOT} der Radius der MOT. Für typische Werte ($w_{MOT} = 20 \mu\text{m}$, $w_0 = 10 \mu\text{m}$, $z_0 = 100 \mu\text{m}$) ist das Dipolfallenvolumen ca 16 mal größer. Das Volumen geht quadratisch in die Stoßwahrscheinlichkeit ein; zusätzlich können in der Dipolfalle nur Stöße zwischen Atomen im Grundzustand erfolgen, die nur ca. 20% aller Stöße in der MOT ausmachen. Für die gegebenen Werte sollten daher Kollisionen zwischen Atomen in der Dipolfalle um mehr als drei Größenordnungen gegenüber den Raten in der MOT unterdrückt und somit vernachlässigbar klein sein.

Die Abschätzung zeigt auch, daß es durch eine sehr starke Fokussierung möglich ist, vergleichbare oder sogar höhere Dichten zu erzielen als in der MOT. Ein Ansatz dazu ist in [ADA95] vorgestellt, wo eine Dipolfalle aus zwei gekreuzten Strahlen beschrieben wird. Damit wird insbesondere die Ausdehnung der Falle in axialer Richtung vermieden.

2.2.4 Atome in der Dipolfalle

Die Bewegung einzelner Atome in der Dipolfalle kann mit den Mitteln der klassischen Mechanik behandelt werden. Da die Dipolfalle ein konservatives Potential darstellt, wird

ein Atom von ihr genau dann gespeichert, wenn die kinetische Energie des Atomes kleiner als das Dipolpotential am Ort des Atomes ist.

Das Potential fällt, wie schon angeführt, in axialer Richtung LORENTZFÖRMIG und in radialer Richtung GAUSSFÖRMIG ab. Entsprechend muß die Anfangsposition des Atomes um so näher am Mittelpunkt der Dipolfalle sein, je größer seine kinetische Energie ist, um noch in der Dipolfalle gespeichert zu werden. Daraus ergibt sich die experimentelle Aufgabe, den Fokus des Dipolfallenlasers möglichst nah an die MOT zu justieren. Praktisch wird aber die Anfangsposition des Atomes eine endliche Entfernung vom Fokus haben. In diesem Fall wird das Atom in der Dipolfalle oszillieren.

Die genaue Bewegung des Atomes in der Falle ist kompliziert und kann nicht in analytisch geschlossener Form angegeben werden, da die Bewegung in axialer und radialer Richtung zum Laserstrahl nicht voneinander separierbar sind. Um ein Gefühl für die Bewegung zu erhalten, kann man jedoch die axiale und radiale Oszillationsfrequenz für bestimmte ausgezeichnete Punkte abschätzen.

Für die Bewegung in axialer Richtung betrachten wir den Spezialfall $r = 0$, das heißt, das Atom bewegt sich genau auf der Strahlachse, und wir erhalten ein eindimensionales Problem mit dem Potential

$$U_D(z) = \frac{U_0(w_0, P)}{1 + z^2/z_R^2}. \quad (2.38)$$

Entsprechend kann man in senkrechter Richtung dazu die Bewegung für den Fall $z = 0$ studieren. Es ergibt sich ebenfalls ein eindimensionales Problem mit dem Potential

$$U_D(r) = U_0(w_0, P) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right). \quad (2.39)$$

Für eindimensionale schwingende Systeme mit der Gesamtenergie E kann die Oszillationsdauer direkt nach dem Energieerhaltungssatz berechnet werden [LAN76]:

$$T = 2\sqrt{2m} \int_{-x_0}^{x_0} \frac{dx}{\sqrt{E - U(x)}}. \quad (2.40)$$

Hierbei sind x_0 und $-x_0$ die Umkehrpunkte der Bewegung in dem symmetrischen Potential. Die Anwendung von Gleichung (2.40) auf das axiale und das radiale Problem ergibt für die Periodendauern T_a und T_r

$$T_a = 4\sqrt{\frac{\pi m(\lambda^2 z_0^2 + \pi^2 w_0^4)}{U_0(w_0, P)}} \frac{w_0}{\lambda} E(z_0^2/z_R^2) \quad (2.41)$$

$$T_r = 2\sqrt{\frac{\pi m}{U_0(w_0, P)}} r_0 w_0 \exp\left(\frac{r_0^2}{w_0^2}\right) \underbrace{\int_{-1}^1 dx \left[\exp\left(-2\left(\frac{r_0}{w_0}\right)^2 (x^2 - 1)\right) - 1 \right]^{-1/2}}_{:=G(r_0/w_0)} \quad (2.42)$$

Hierbei ist $E(x)$ das zweite vollständige elliptische Integral:

$$E(x) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - x^2 \sin^2(\phi)} d\phi. \quad (2.43)$$

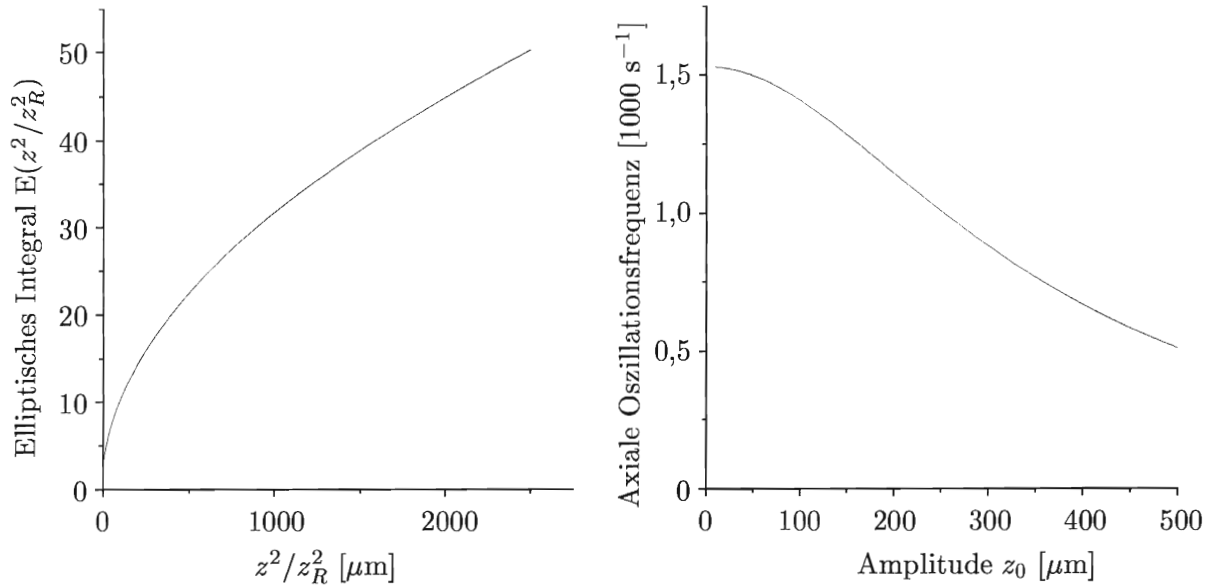


Abbildung 2.4: Axiale Oszillationsfrequenzen für eine Falle mit $w_0 = 10\mu\text{m}$ und $P = 1 \text{ W}$. Links das elliptische Integral zweiter Art E , rechts die Oszillationsfrequenz.

Das Integral $G(x)$ läßt sich ebenfalls nicht mehr analytisch vereinfachen.

Da $U_0(w_0, P)$ proportional zur Laserleistung P ist, ist die Periodendauer in beiden Fällen proportional zu $P^{-1/2}$. Die Abhängigkeit von w_0 ist dagegen komplizierter, insbesondere hängen beide Integrale noch von w_0 ab.

In den Abbildungen 2.4 und 2.5 sind die berechneten Oszillationsfrequenzen $\omega = 2\pi/T$ für den Fall einer Fokusgröße $w_0 = 10\mu\text{m}$ und einer Laserleistung von 1 W in Abhängigkeit von der Anfangsamplitude dargestellt. Ebenfalls wiedergegeben sind die beiden verbleibenden Integrale, um ein Gefühl für die Abhängigkeit der Gesamtausdrücke (2.41) und (2.42) von den Integralen zu vermitteln.

Die axiale Oszillationsfrequenz hängt demnach nur schwach von der Amplitude der Schwingung ab, die Frequenzen sind im Bereich weniger kHz. Bei der radialen Bewegung ist die Abhängigkeit von der Auslenkung dagegen deutlich ausgeprägter, was an der steileren Form des Potentials liegt. Bei guter Justierung der Dipolfalle sollten die Atome eine geringe Schwingungsamplitude in der Größenordnung von nur $10 \mu\text{m}$ besitzen. In diesem Fall sind die Oszillationsfrequenzen in radialer Richtung mindestens eine Größenordnung höher als in axialer Richtung.

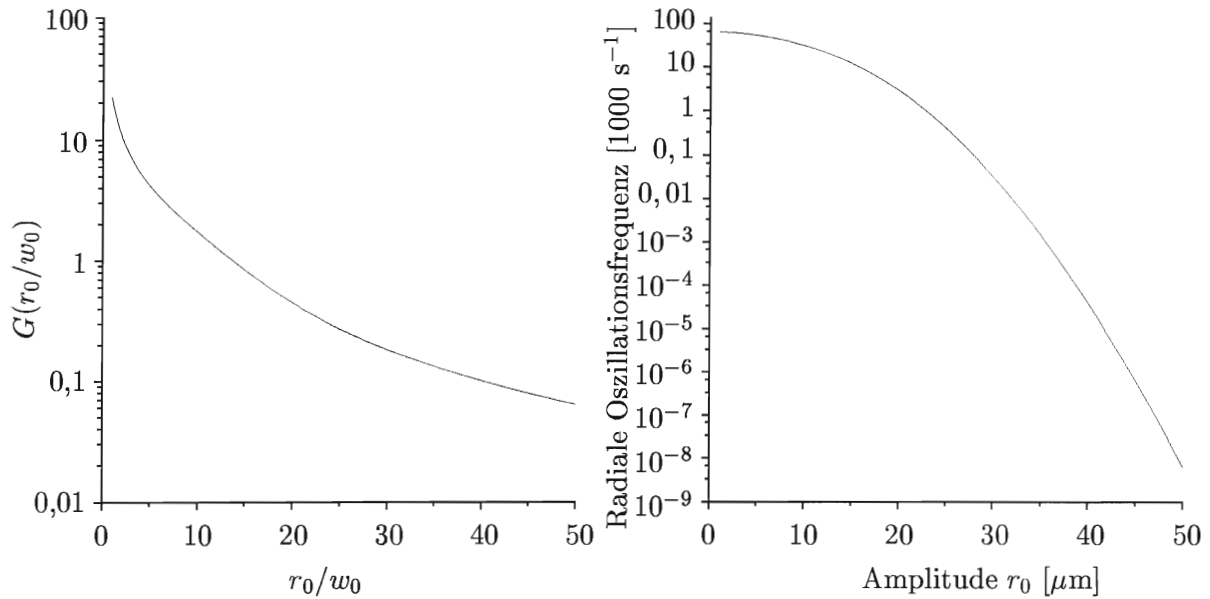


Abbildung 2.5: Radiale Oszillationsfrequenzen für eine Falle mit $w_0 = 10\mu\text{m}$ und $P = 1$ W. Links das Integral $G(x)$, rechts die Oszillationsfrequenz.

2.3 Die magnetische Quadrupolfalle

Die magnetische Speicherung hat im Zusammenhang mit der Erzeugung von BOSE-EINSTEIN-Kondensaten zur Zeit wieder eine große Aufmerksamkeit erlangt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit spielt sie eine eher untergeordnete Rolle, soll aber dennoch kurz behandelt werden, da bei vielen Messungen Effekte aufgrund von magnetischer Speicherung auftraten. Dies hat seine Ursache vor allem in den hohen Magnetfeldgradienten durch die Verwendung von Permanentmagneten in der MOT (vgl. 3.1.2).

Teilchen mit einem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ erhalten in einem magnetischen Feld \vec{B} die potentielle Energie $E = \vec{\mu} \cdot \vec{B}$. In einem inhomogenen magnetischen Feld folgt das magnetische Moment eines Teilchens dem Magnetfeld adiabatisch, falls die Magnetfeldänderung durch die Bewegung des Teilchens kleiner ist als die LARMOR-Frequenz. Dann kann man die vektorielle Eigenschaften von Moment und Magnetfeld vernachlässigen und der Ausdruck für die potentielle Energie reduziert sich auf $E = \mu B$. Auf die Teilchen wirkt eine Kraft $\vec{F}_m = -\nabla(\mu B) = -\mu \nabla|B|$.

Dies sind die Grundlagen für das Fangen neutraler Atome in einer magnetischen Falle. Das magnetische Moment von Atomen hängt im allgemeinen noch einmal von dem externen Magnetfeld ab, je nachdem ob man im ZEEMAN-Regime, im PASCHEN-BACK-Regime oder dazwischen ist. In der verwendeten Apparatur befindet sich das Atom stets im ZEEMAN-Bereich, so daß μ eine Konstante ist. Es ergibt sich, daß es Zustände gibt, deren potentielle Energie mit steigendem Feld ebenfalls steigt (*Schwachfeldsucher*) oder

kleiner wird (*Starkfeldsucher*). Ein magnetisches Quadrupolfeld besitzt einen Nullpunkt und kann deshalb Schwachfeldsucher einfangen.

Im Falle des Cäsiumatoms sind die Hyperfeinzustände $|F = 3, m_F = -3 \rangle \dots |F = 3, m_F = -1 \rangle$ und $|F = 4, m_F = 1 \rangle \dots |F = 4, m_F = 4 \rangle$ des Grundzustandes $6S_{1/2}$ solche Schwachfeldsucher. Die Magnetfalle ist deutlich flacher als die aufgebaute Dipolfalle, was besonders in dem Vergleich der wirksamen Kräfte in Abschnitt 2.4 deutlich wird. Magnetische Speicherung in der verwendeten Apparatur wurde bereits in [HAU96] untersucht.

2.4 Übersichtsvergleich zwischen den Fallentypen

In der vorliegenden Arbeit waren alle drei bisher vorgestellten Fallentypen vertreten, wenn auch in unterschiedlichem Ausmaße.

Sowohl die magnetische als auch die rein optische Dipolfalle lassen sich mit Hilfe von konservativen Potentialen verstehen, während die MOT wesentlich auf Reibungskräften basiert. Dies sorgt für einige grundsätzliche Unterschiede zwischen der MOT und den beiden anderen Fallen. Mit einem konservativen Potential ist es nicht möglich, die Energie von Teilchen zu ändern; entsprechend können mit einer Dipolfalle oder einer magnetischen Falle keine heißen Atome gekühlt und eingefangen werden. Dies ist nur mit einer MOT (bzw. einer optischen Melasse) möglich. Dementsprechend dient die MOT üblicherweise als Quelle kalter Atome für die beiden anderen Fallentypen.

Die MOT beruht auf spontanen Prozessen, so daß kohärente Eigenschaften des gefangenen Ensembles nur auf einer ns-Zeitskala erhalten bleiben. Die beiden anderen Fallen können dagegen Atome im Grundzustand speichern und unterbrechen nicht die kohärente Zeitentwicklung der gespeicherten Atome (abgesehen von Prozessen aufgrund von Imperfektionen der realen Fallen verglichen mit dem theoretischen Modell). Dabei kann die Magnetfalle nur Atome mit geeignet orientiertem Spin (Schwachfeldsucher) speichern, während die Dipolfalle jeden Grundzustand speichern kann.

Ein anderer Unterschied zwischen den Fallen ergibt sich durch einen Vergleich der jeweils wirksamen Kräfte. Die in der MOT wirkende Kraft ist geschwindigkeitsabhängig, während die in den anderen Fallen wirkenden Kräfte nur vom Ort abhängen. Um die Größenordnungen der Kräfte zu demonstrieren, werden die Kräfte jeweils mit ihrem Maximalwert verglichen. Für die MOT bedeutet dies der Fall vollständiger Sättigung des Atomes, die Kraft aus (2.1) geht dann gegen den Ausdruck $F_{MOT} = \hbar k \Gamma / 2$. Bei der Dipolfalle muß man aufgrund des stark anisotropen Potentials zwischen Kräften in radialer Richtung zum Strahl und axialer Richtung unterscheiden. Bei dem Vergleich wird von einer Fokusgröße des YAG-Laserstrahls von $10 \mu\text{m}$ und einer Leistung von 1 W ausgegangen. Die Kräfte werden mit der auf ein Cäsiumatom wirkenden Gewichtskraft verglichen, diese beträgt $F_g = 2,18 \cdot 10^{-24} \text{ N}$. Somit ergibt sich:

Magnetfalle (375 G/cm)	F_M	=	12,5 F_g
Dipolfalle, axiale Richtung	$F_{D,a}$	=	114 F_g
Dipolfalle, radiale Richtung	$F_{D,r}$	=	7856 F_g
MOT	F_{MOT}	=	5752 F_g

Aus dem Vergleich wird deutlich, daß Effekte aufgrund von magnetischer Speicherung vernachlässigbar sein sollten, sobald eine der anderen Fallen in Betrieb ist. Weiter sind die Kräfte der Dipolfalle in radialer Richtung durchaus vergleichbar mit den MOT-Kräften oder sogar größer. In axialer Richtung jedoch sind MOT-Kräfte wesentlich größer.

Aus experimenteller Sicht bietet die Dipolfalle schließlich zwei Vorteile gegenüber den anderen Fallentypen. Sowohl die MOT als auch die Magnetfalle benötigen ein Magnetfeld zum Speichern, während dieser Freiheitsgrad bei der Dipolfalle noch offen ist. Ein Experiment, daß Magnetfelder gezielt zur Präparation von in einer Dipolfalle gespeicherten Atome in einem bestimmten Zustand einsetzt, ist z.B. in [ZIE98A] beschrieben.

Der zweite Vorteil liegt in der Möglichkeit, eine optischen Pinzette für Atome zu konstruieren. Weder die MOT noch die Magnetfalle lassen eine kontrollierte Bewegung der gefangenen Atome zu. Eine Dipolfalle jedoch, die im wesentlichen aus einem Laserstrahl besteht, kann es eher ermöglichen, die Atome kontrolliert zu bewegen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Wie in der Theorie gezeigt wurde, kann die Dipolfalle alleine keine „heißen“ Atome aus dem Hintergrundgas einfangen, sondern läßt sich nur zusammen mit einer MOT betreiben. Die konstruierte Dipolfalle baut daher entscheidend auf der schon existierenden MOT auf, wie sie in [HAU96] bereits beschrieben wurde.

3.1 Gesamtaufbau des Experiments

3.1.1 Die Einzelatom-MOT

Eine schematische Übersicht der MOT ist in Abbildung 3.1 wiedergegeben. Die verbreitete „Standard“-MOT speichert üblicherweise zwischen 10^5 und 10^{10} Atome in einem Volumen mit einem Durchmesser von bis zu einem Centimeter. Im Gegensatz dazu fängt die hier verwendete MOT zwischen 1 und 20 Atomen in einem Volumen mit einem Durchmesser von ca. $20 \mu\text{m}$ ein.

Erreicht wird dies durch eine drastische Reduzierung des Einfangquerschnitts der Falle. Die beiden entscheidenden Parameter hierzu sind

- Der Cäsiumpartialdruck. Während viele Fallen, die entwickelt sind um sehr viele Atome zu fangen, einen ZEEMAN-Slower oder ähnliche Methoden benutzen, um die Falle zu laden, wird die MOT hier direkt aus dem Cäsium-Hintergrundgas geladen. Der gesamte Hintergrundgasdruck liegt in der Größenordnung von 10^{-10} mbar, während der Cäsiumpartialdruck mit 10^{-13} mbar abgeschätzt werden kann. Dabei können nur die langsamsten Cäsiumatome aus dem Hintergrund eingefangen werden. Dies stellt einen sehr wirksamen Mechanismus zur Reduzierung des Einfangquerschnittes dar.

Im Experiment läßt sich die mittlere Atomanzahl mit einer Regelzeit von etwa einer halben Stunde über das Ventil des Cäsium-Reservoirs zum Vakuumtopf regeln. Ein weit geöffnetes Ventil bedeutet einerseits eine hohe mittlere Atomanzahl und

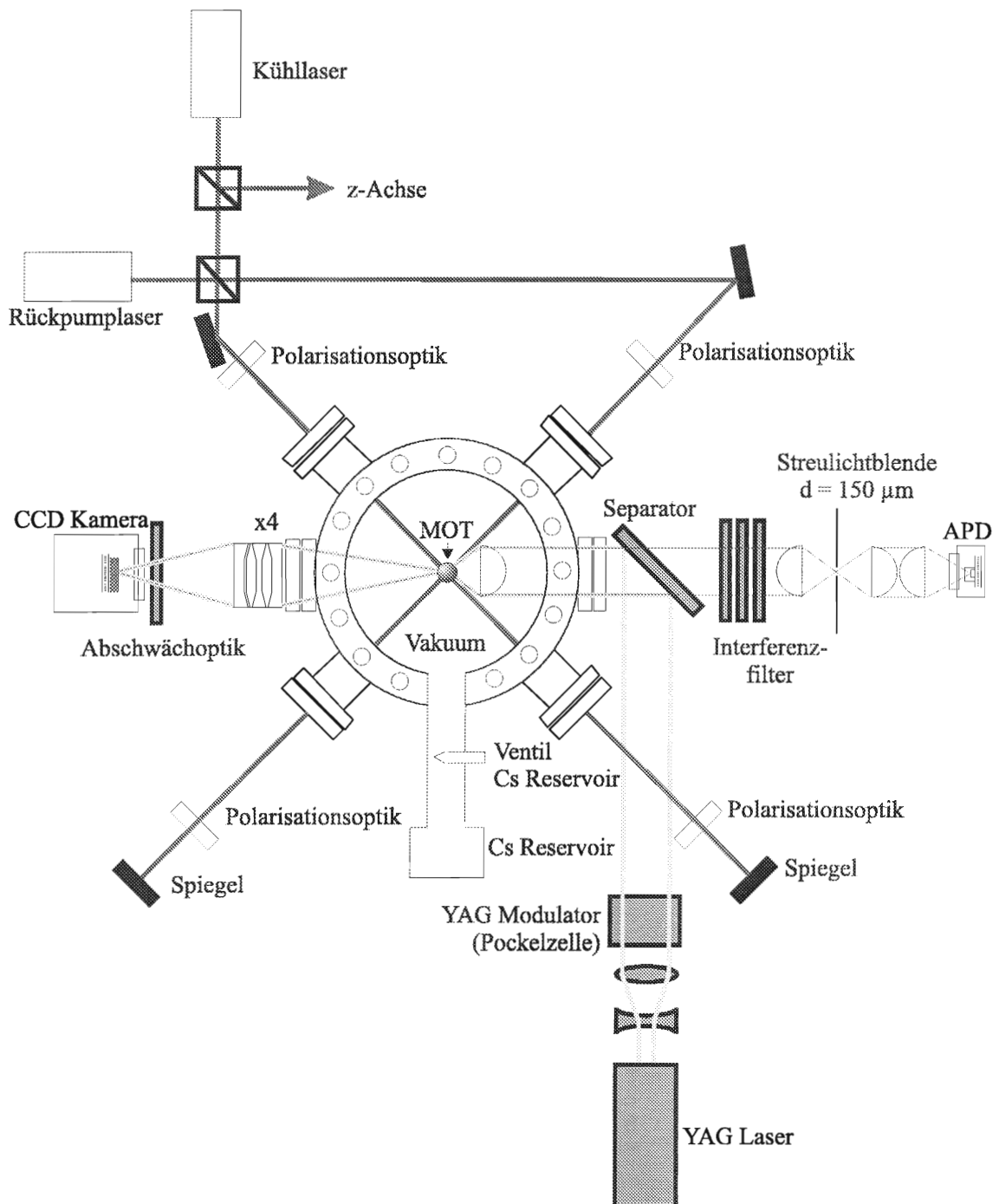


Abbildung 3.1: Schematischer Versuchsaufbau von MOT und Dipolfalle

kurze Ladezeiten aufgrund des erhöhten Cäsiumpartialdruckes, aber auch andererseits kurze Lebenszeiten (in der Größenordnung von einigen Sekunden) aufgrund von vermehrten Kollisionen mit dem Hintergrundgas. Ein fast geschlossenes Ventil bedeutet dagegen eine niedrige mittlere Atomanzahl, lange Ladezeiten und lange Lebensdauern (mehrere Minuten).

- Der Magnetfeldgradient. Die geometrische Größe der Falle wird hauptsächlich durch den Magnetfeldgradienten bestimmt. Die Ausdehnung der Falle bestimmt die Lokalisierung der Atome und die zugängliche Bremsstrecke, um Atome aus dem Hintergrundgas von thermischen Geschwindigkeiten abzubremsen und einzufangen. Eine genauere Untersuchung hierzu findet sich in [HAU96].

Um einzelne Atome einzufangen und zu beobachten sind sowohl eine große Lokalisierung, wegen des besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N -Verhältnis) bei der Detektion der schwachen Fluoreszenz gegenüber dem Streulicht, als auch kleine Bremsstrecken, wegen des geringeren Einfangbereiches, nützlich. Beides läßt sich mit einem höherem Magnetfeldgradienten erreichen.

In unserem Fall war der Gradient auf 375 G/cm eingestellt. Dies ist etwa zwei Größenordnungen mehr als in den üblicherweise benutzten MOT Konfigurationen und wird durch die Verwendung von Permanentmagneten anstelle der üblichen Spulen ermöglicht.

Abgesehen von diesen Unterschieden entsprechen der Vakuumaufbau sowie die Optik und die Laser (vgl. hierzu Abschnitt 3.3) weitgehend einer Standard-MOT, wie sie mittlerweile recht weit verbreitet ist. Kühl- und Rückpumplaser sind Diodenlaser im sogenannten Gitteraufbau [RIC95]. Der Rückpumplaser ist durch eine Polarisationspektroskopie auf den $F = 3 \rightarrow F' = 4$ Übergang der D_2 -Linie stabilisiert, der Kühllaser durch eine heterodyne Phasenstabilisierung mithilfe eines Referenzlasers auf den Übergang $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Hierbei ist die schmale Linienbreite des Kühllasers kleiner als $\Gamma/20$ hervorzuheben.

3.1.2 Das Detektionssystem

Bei einer großen Anzahl gefangener Atomen können zur Beobachtung einfache oder gekühlte CCD-Kameras verwendet werden. Die Leuchtleistung von einzelnen Atomen ist natürlich viel schwächer, so daß wir in der Wahl des Detektionssystems höheren Ansprüchen gerecht werden mußten.

Das Hauptdetektionssystem besteht aus einer *Avalanche-Photodiode* (im folgenden auch kurz *APD*) der Firma EG&G Ortec. Die Diode wird mit PELTIER-Elementen gekühlt und erreicht eine Dunkelzählrate von weniger als 15 Zählereignissen/Sekunde bei einer Detektionseffizienz von ungefähr 50% bei $\lambda = 852$ nm. Mit dieser Diode lassen sich noch Leistungen im Sub-Femto-Watt Bereich nachweisen.

Die Diode wird im GEIGER-Modus betrieben, d.h. sie erzeugt eine Elektronen-Lawine für jedes einzelne detektierte Photon. Um die Diode vor Streulicht aus dem sehr intensiven

YAG-Laserstrahl zu schützen, wurden Interferenzfilter in den Strahlengang positioniert. Die gemessene Abschwächung von Licht aus dem YAG-Laser ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) beträgt ca. 10^{-15} , Licht mit der Beobachtungswellenlänge $\lambda = 852 \text{ nm}$ wird dagegen nur um den Faktor 2,3 reduziert. Um ein möglichst großes Signal zu erhalten, muß ein möglichst großer Teil der Fluoreszenz der Atome auf die APD fokussiert werden. Daher ist die erste Linse im Vakuum, um einen möglichst großen Raumwinkel abzudecken. Die Linse ist 36 mm von der MOT entfernt und deckt damit einen Raumwinkel von 2,3 % ab.

Zur Weiterverarbeitung der APD-Impulse stehen zwei verschiedene Elektroniken zur Verfügung.

Um direkt die Dynamik in der Falle verfolgen zu können, werden die APD-Impulse in einen Multi-Channel-Scaler (*MCS*) gegeben. Der Ausgang des MCS liefert die Zahl der detektierten Photonen innerhalb einer einstellbaren Integrationszeit. Üblicherweise wurde eine Integrationszeit von 100 ms verwendet. Dies ist schnell genug, um Änderungen in der Atomanzahl in der MOT zeitlich aufzulösen und integriert gleichzeitig genug Ereignisse, um ein gutes S/N-Verhältnis zu gewährleisten. In Abbildung 3.2 sind Ausschnitte aus typischen Fluoreszenzzeitreihen zu sehen, einmal vor dem Einbau der Interferenzfilter und einmal danach. In beiden Fällen ist deutlich eine stufenartige Struktur zu sehen, die eine genaue Bestimmung der augenblicklichen Atomanzahl mit großer Sicherheit zuläßt. Dies wird auch durch die scharf getrennten Peaks in den Histogrammen bestätigt. Zu sehen ist auch die Verschlechterung des S/N-Verhältnisses nach dem Einbau der Filter, welche durch die Abschwächung des Meßsignals verursacht wird.

Wird eine höhere Zeitauflösung benötigt, so kann auf eine Zählerkarte der Firma Silicon Solutions zurückgegriffen werden. Die Zeitauflösung ist hierbei durch die Karte begrenzt auf 100 ns. Die Zählerkarte schreibt die Ankunftszeiten aller Photonen auf die Festplatte eines angeschlossenen Rechners. Diese Meßdaten können dann auf einem Computer beliebig weiterverarbeitet werden.

Es ist auch möglich, Koinzidenzmessungen mit zwei APDs durchzuführen, um z.B. sehr schnelle Prozesse (beispielsweise RABI-Oszillationen) zu messen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hiervon allerdings kein Gebrauch gemacht.

Als zweiter Detektor ist eine ebenfalls PELTIER-gekühlte CCD-Kamera verfügbar. Aufgrund des kleineren Raumwinkelanteils, aus dem die Fluoreszenz gewonnen wird, und dem höheren Dunkelrauschen muß für das Bild eines einzelnen Atoms mehrere Sekunden belichtet werden. Die erforderliche Belichtungszeit verkürzt sich entsprechend mit der Anzahl der gefangenen Atome. Wird die Dipolfalle betrieben, so wird der YAG-Laserstrahl direkt in die CCD-Kamera fokussiert, so daß zusätzlich starke Abschwächer eingefügt werden müssen. Die gefangenen Atome sind dann nicht mehr mit der Kamera zu beobachten.

3.1.3 Ergänzungen für die Dipolfalle

Die Dipolfalle besteht aus einem einzelnen, stark fokussierten YAG-Laserstrahl. Der Strahl wird in umgekehrter Richtung dem Beobachtungstrahl überlagert und von der Linse, die

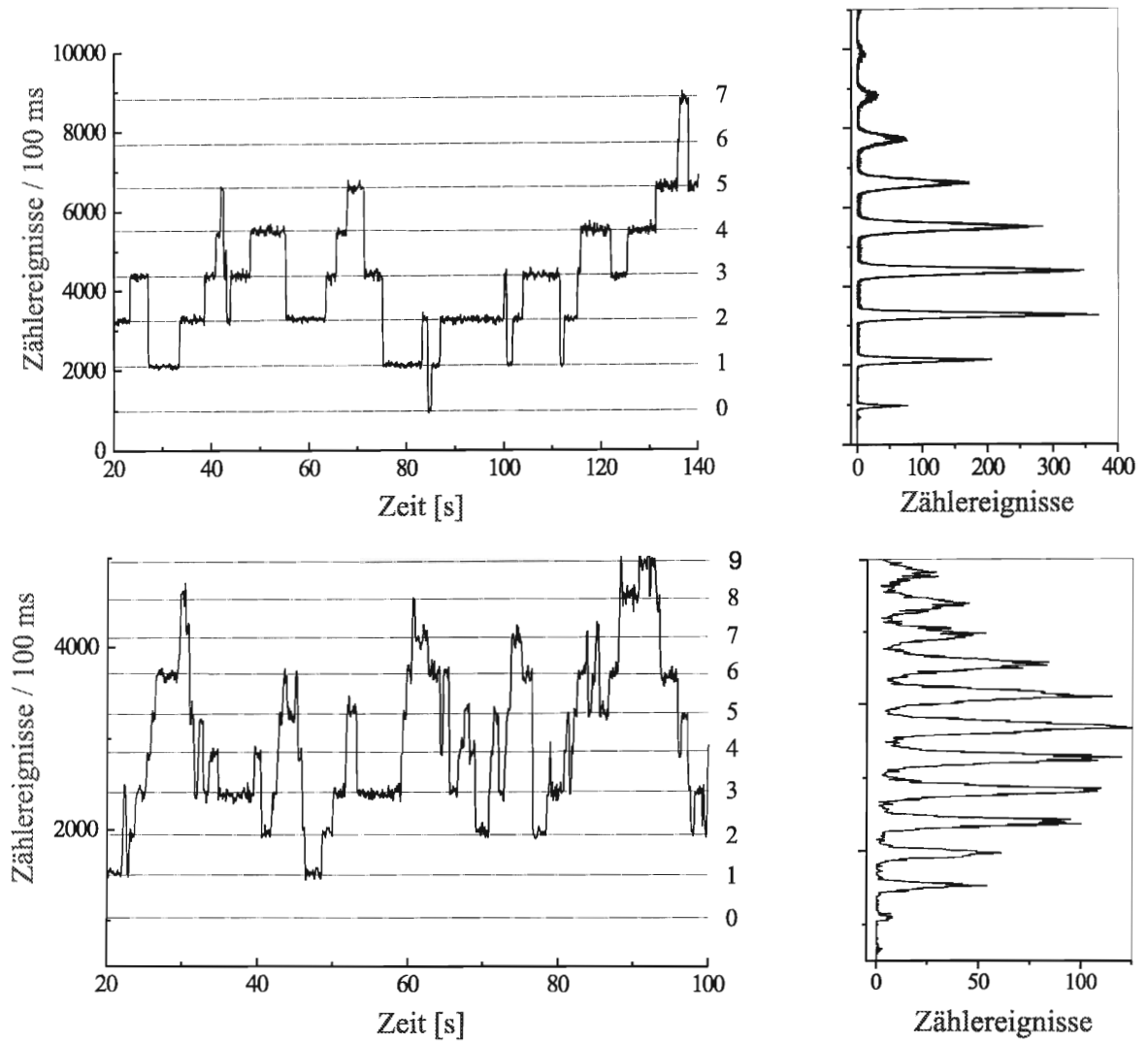


Abbildung 3.2: Ausschnitte aus typischen Fluoreszenz-Zeitreihen, mit dem MCS aufgenommen, und dazugehörige Histogramme. Oben vor dem Einbau der Interferenzfilter, unten danach.

die Fluoreszenz für die APD sammelt, direkt in das MOT-Volumen fokussiert. Diese Methode hat den Vorteil, daß diese Linse bereits sehr gut justiert ist (das APD Signal ist sehr empfindlich auf Dejustage), und die Linse zudem sehr kurzbrennweitig und nahe an den Atomen ist. Das ermöglicht einen sehr kleinen Fokus w_0 des YAG-Lasers und entsprechend große Fallentiefen der Dipolfalle. Der Nachteil der gewählten Geometrie besteht in Einschränkungen bei der Detektion.

Das Potential der Dipolfalle, das durch den YAG-Laser erzeugt wird, ist stark anisotrop. Radial fällt es GAUSSförmig ab wie $\exp(-2r^2/w_0^2)$, axial dagegen LORENTZFörmig mit $(1+z^2/z_R^2)^{-1}$. Der gesamte YAG-Laserstrahl läßt sich gut durch einen GAUSSschen Strahl beschreiben; die Intensität um den Fokuspunkt bei $z, r = 0$ ist danach gegeben durch

$$I(\vec{x}) = \frac{2P}{\pi w_0^2 (1 + (z/z_R)^2)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2 (1 + (z/z_R)^2)}\right). \quad (3.1)$$

Hierbei sind die Fokusgröße (*waist*) und die sog. RAYLEIGH-Länge durch

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.2)$$

miteinander verknüpft.

Die Justierung des YAG-Laser Fokus kann in radialer Richtung durch die Spiegel vor der Überlagerung in den Beobachtungsstrahlengang, sowie in axialer Richtung durch eine Variation der Vorfokussierung mit dem eingezeichneten Teleskop erfolgen (vgl. hierzu wieder die Messungen in 4.2.1). Der YAG-Laser wurde meist mit einer Leistung von 1 bis 4 Watt betrieben.

Bei den Messungen war es wichtig, die MOT und die Dipolfalle jeweils definiert an- und auszuschalten. Bei den Diodenlasern der MOT konnte das durch mechanische Shutter der Firma Vincent Associates vom Typ UNIBLITZ realisiert werden. Die Shutter sind in den Fokuspunkten von Teleskopen justiert und können die Laserstrahlung in weniger als 20 μs völlig verdunkeln oder durchlassen. Für den YAG-Laser wurde zunächst die resonatorinterne Verschlußblende benutzt, die üblicherweise die Laser-Tätigkeit völlig unterbindet. Angesteuert wurde die Verschlußblende über den Sicherheits-Anschluß (*interlock*) des Lasers. Weder Verschlußblende noch Sicherheits-Anschluß sind für eine zeitgenaue Ansteuerung im sub-ms Bereich gedacht. So überrascht es nicht, daß die Verschlußzeit etwa 1 ms beträgt, noch zusätzlich mit einer halben ms wechselnder Verzögerungszeit (*jitter*) gegenüber dem Triggerimpuls. Zusätzlich konnten wir in der ersten halben ms nach Öffnen des Shutters das bekannte *spiking* Verhalten bei Aufbau der Lasertätigkeit beobachten, wie es in sog. Güte-geschalteten (*Q-switched*) Systemen zur Erzeugung von ns-Pulsen hoher Energie ausgenutzt wird.

Gegen Ende der Arbeit stand mit einer PÖCKELS-Zelle eine Möglichkeit zur Verfügung, den YAG-Laser mit einer Bandbreite von 200 MHz extern zu schalten; die Schaltungsgenauigkeit gegenüber dem Triggerimpuls rührt hier hauptsächlich von der zur Ansteuerung benutzten D/A - Karte und beträgt einige μs . Die Zelle besteht aus einem doppelbrechenden Kristall, der die Polarisation des eintretenden Lichts in Abhängigkeit von einer

angelegten Spannung (0 - 470 V) dreht. Mit Hilfe eines nachgeschalteten Polarisators kann die durchgelassene Lichtleistung stufenlos verändert und auch schnell umgeschaltet werden. Das ganze System wird von der Firma Gsänger unter dem Namen „YAG-Modulator“ vertrieben. Das Auslöschungsverhältnis von maximaler zu minimaler Transmission ist 250, was für diese Arbeit ausreichend hoch ist. Die PÖCKELSZELLE kam bei den Messungen in 4.2.2 und 4.3 zum Einsatz.

3.2 Justierung der Dipolfalle

Eines der wichtigsten Ergebnisse der vorgestellten Arbeit ist die Methode, mit der sich die Dipolfalle schnell realisieren ließ. Dementsprechend sollte die grobe Justierungs-Strategie kurz aufgeführt werden. Die Prozedur, vom Öffnen des Vakuumrezipienten bis zur ersten optischen Speicherung von Atomen, hat weniger als anderthalb Monate gedauert. Die Schlüsselschritte waren

- Justierung des YAG-Laserfokus in den Schnittpunkt der Diodenlaser im Vakuumtopf. Dies hatte bei offenem Rezipienten zu geschehen. Um die Verschmutzung in der Apparatur zu minimieren (vor allem durch schwer abpumpbares Wasser) wurde der Topf kontinuierlich durch einen kleinen Durchfluß Stickstoff belüftet. Da die MOT vor dem Öffnen schon gut funktionierte, waren die Diodenlaser bereits wie erwartet gut aufeinander justiert. Die Justierung des YAG-Laser in den Schnittpunkt der anderen Strahlen wurde mithilfe einer CCD-Kamera bewerkstelligt.
- Vor dem erneuten Verschließen der Apparatur wurde die optische Beobachtungsachse, auf der APD, MOT und CCD-Kamera wie in Abb. 3.1 ersichtlich später liegen sollten, mit einem Justierlaser definiert. Gerade dieser Schritt hat vermutlich eine enorme Zeitersparnis bei der späteren Justierung bedeutet. Dieser Laser diente auch zur Justierung einer neu eingesetzten Linse im Vakuumtopf.

Anschließend wurde die Apparatur wieder verschlossen und ca. zwei Wochen lang ausgepumpt.

- Für die Arbeiten war es notwendig gewesen, das Detektionssystem völlig zu entfernen. Bei der Neuinstallation wurde zuerst die CCD-Kamera sowie die zugehörige Abbildungslinse mit Hilfe des Justierlasers positioniert. Der Aufbau für die APD ist komplett auf einer optischen Schiene installiert, die sich ebenfalls mit Hilfe des Justierlasers schnell wieder positionieren ließ. Gleiches gilt für die optischen Elemente auf der Schiene, die anschließend ausgerichtet wurden. Die APD konnte mit Hilfe der CCD-Kamera direkt grob einjustiert werden; bei guter Justierung wird die APD-Oberfläche direkt auf die CCD-Kamera abgebildet.
- Eine Feinjustage der APD wurde mit Hilfe der MOT bei einem niedrigeren Magnetfeldgradienten durchgeführt. Wechselseitig wurden APD und Magnetfeldgradient justiert, bis die APD optimal positioniert war und der alte Magnetfeldgradient von 375 G/cm wiederhergestellt war.

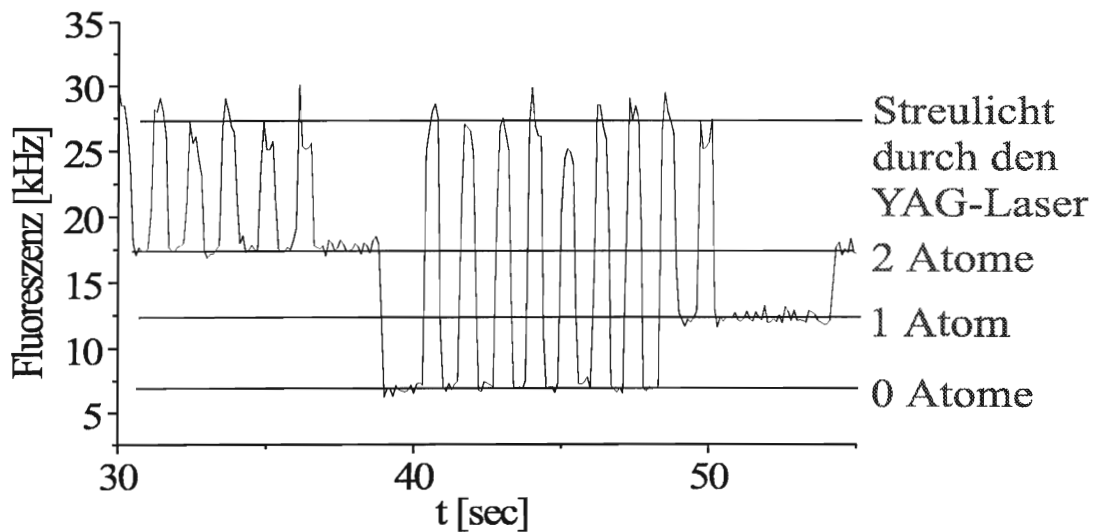


Abbildung 3.3: Links der Effekt der verschwindenden Resonanzfluoreszenz beim Anschalten des YAG-Laser. Die Zacken entstehen durch das manuelle An- und Ausschalten des YAG-Lasers und sind reines Streulicht. Rechts die Erklärung durch das Auseinanderschieben von Grundzustand und angeregtem Zustand (schwarze Linien) im YAG-Laser Fokus.

- Zuletzt wurde der YAG-Laser auf die wieder funktionierende MOT feinjustiert. Zuerst wurde er sowohl vor dem Eintritt in die MOT durch eine Blende auf die optische Achse justiert, als auch nach dem Austritt mit Hilfe der CCD-Kamera. Die letzte Feinjustage erfolgte mit der MOT, indem der durch den YAG-Laser erzeugte light shift maximiert wurde. Trifft der YAG-Laser die MOT genau, so verschwindet die Fluoreszenz der Atome, da der YAG-Laser wie in der Theorie beschrieben die Energieniveaus des Atoms auseinander schiebt. Der Kühllaser, der für das Fluoreszenzsignal verantwortlich war, ist dann nicht mehr nahresonant, sondern mehrere Linienbreiten verstimmt (vgl. 2.2.2).

Der Effekt und seine Erklärung ist noch einmal in Abbildung 3.3 wiedergegeben. Dieser letzte Schritt wurde auch nach der ersten Justierung der Falle gelegentlich wiederholt, um eine mechanische Drift der Spiegel des YAG-Laserstrahls auszugleichen.

3.3 Einige technische Details zum Aufbau

Die meisten technischen Probleme, die während der Arbeit auftraten, waren mit relativ kleinem Aufwand zu lösen. Einige Stolpersteine erforderten jedoch weitaus mehr Arbeit

und wurden in einer Weise gelöst, die auch für andere Anwendungen im Labor interessant sein könnten.

Um Atome in der Dipolfalle zu spektroskopieren oder auch nur anzuleuchten wird ein über weite Bereiche (mehrere 100 MHz) durchstimmbarer Laser benötigt (vgl. Abschnitt 4.3). Statt einen neuen Laser dafür aufzubauen wurde der bestehende Kühllaser modifiziert.

Der Kühllaser ist durch eine heterodyne Phasenstabilisierung mit Hilfe eines Referenzlasers stabilisiert. Dabei werden Anteile des Kühllasers und des Referenzlasers auf einer schnellen Photodiode überlagert. Das Schwebungssignal wird mit dem Signal eines lokalen Oszillators gemischt, der die Verstimmung zwischen Kühllaser und Referenzlaser festlegt. Sind die Laser richtig gegeneinander verstimmt, so liegt eines der entstehenden Seitenbänder gerade bei DC. Dieses Seitenband wird mit Hilfe eines Tiefpaßfilters isoliert und Abweichungen davon von einem Vergleichswert dienen als Fehlereingangssignal für die Regelung. Das Verfahren hat den Vorteil einer kleinen Kühllaserbreite (ca. 250 kHz in unserem Aufbau), zudem ist anhand des Schwebungssignales auf der Photodiode stets die aktuelle Verstimmung des Kühllasers ablesbar. Details zu dem Aufbau finden sich in [HAU95].

Diese Regelung ist im sog. *Lock-Modus* aktiv, im *Scan-Modus* wird dagegen eine externe Spannung direkt auf ein Gitter im Laser durchgeschleift. Das Gitter ist im Laser so angebracht, daß die erste Ordnung in die Laserdiode zurückfällt (LITROW-Aufbau) und den spektralen Verstärkungsschwerpunkt festlegt. Durch das Scannen des Gitters läßt sich somit die Frequenz des Lasers direkt über mehrere Gigahertz verändern.

Um im Scan-Modus die Wellenlänge des Lasers auf einen Trigger-Impuls hin verfahren zu können wurde die existierende Stabilisierungselektronik (Lock-Box) modifiziert, so daß man auf elektronischem Weg vom Lock-Modus auf den Scan-Modus wechseln kann.

Dabei tauchte ein für die Phasenstabilisierung typisches Problem auf. Aufgrund des genauen Stabilisierungsmechanismus liegen die Gittersteuerspannung auf einem verschiedenen Offset je nach Modus auf; der Unterschied kann auf die Verstimmung des Gitters übertragen u.U. mehrere GHz betragen und driftet langsam über einen Zeitraum von Stunden.

Zur Lösung dieses Problems wurde eine Sample & Hold-Schaltung (S/H) entwickelt. Das grobe Funktionsschema ist in Abbildung 3.4 abgebildet. Nähere Angaben hierzu und der vollständige Schaltplan sind in Anhang B abgedruckt. Die Schaltung wird zwischen dem Ausgang der Lock-Box und dem Gitter geschaltet, und sollte somit unabhängig von der Art der verwendeten Stabilisierung funktionieren.

Im Normalmodus schleifen die eingezeichneten Sample & Hold-Bausteine das Eingangssignal durch; somit gibt es für das Gitter keinen Unterschied zur Situation ohne S/H-Schaltung.

Wird die Schaltung jedoch kurz vor dem Umschalten vom Lock- in den Scan- Modus getätigt, so speichert S/H-Baustein 1 sofort die momentane Lock-Box-Spannung; nach dem Umschalten in den Scan- Modus liegt am Ausgang des Subtrahierers somit die Offsetdifferenz zwischen den Modi an. Mit einer Verzögerung speichert nun Baustein S/H 2 diese Differenz, die ab dann vom Addierer auf die Spannung aus der Lock Box zuaddiert wird.

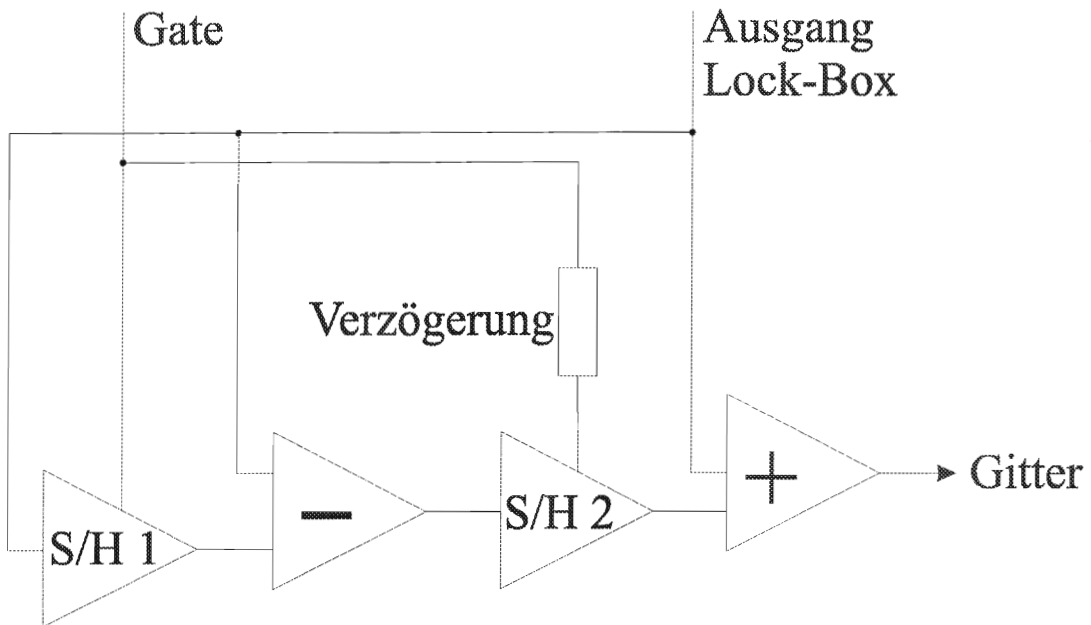


Abbildung 3.4: Funktionsprinzip der entwickelten Sample & Hold Schaltung.

Somit ist nach der kurzen Einregelzeit (einige ms) der Offsetunterschied korrigiert und man kann das Gitter mit Hilfe der von der Lock-Box durchgeschliffenen externen Spannung die Laserfrequenz beliebig verändern.

Kapitel 4

Experimentelle Messungen und Auswertungen

4.1 Speicherzeitmessungen

Eine der wichtigsten Größen zur Charakterisierung von Atomfallen ist die durchschnittliche Speicherzeit. Dementsprechend wurden viele Speichermessungen am System durchgeführt.

4.1.1 Meßmethode und Ergebnisse

Die Grundidee für die Speichermessungen ist recht einfach. Die Atome werden anfangs in der MOT eingefangen. Durch die Detektion der Fluoreszenz läßt sich zweifelsfrei bestimmen, wieviele Atome in der MOT sind. Der YAG-Laser wird eingestrahlt, worauf man aufgrund des light shift die Atomanzahl nicht mehr so ohne weiteres bestimmen kann (vgl. hierzu auch Abb. 3.3). Nach einer Überlagerungszeit ΔT_u wird die MOT durch die Shutter im Rückpumper- und Kühllaserstrahlengang ausgeschaltet. Diese Verzögerungszeit wurde üblicherweise mit 5 msec gewählt. Die genaue Länge der Überlagerungszeit hat sich nicht als signifikant für die Messungen herausgestellt.

Die Atome verbleiben anschließend für eine Zeit ΔT in der Dipolfalle. Nach Ablauf der Zeit ΔT wird dann wieder die MOT eingeschaltet und nach einer erneuten Überlagerungszeit ΔT_u der YAG-Laser ausgeschaltet. Anschließend wird die Anzahl der sich nun in der MOT befindlichen Atome wieder aus dem Fluoreszenz-Signal entnommen. In Abbildung 4.1 ist diese Schaltfolge für die beteiligten Laser schematisch aufgezeichnet. Aus dem Verhältnis von anfangs in der MOT vorhandenen Atomen N_{in} zu der Anzahl der nach der optischen Speicherung noch vorhandenen N_{out} läßt sich sofort die Speicherquote p berechnen. Wird dieses Schema für verschiedene Speicherzeiten ΔT durchgeführt, so erhält man eine Speicherkurve, die als Messung Speicherwahrscheinlichkeit p gegen die Speicherzeit ΔT interpretieren werden kann.

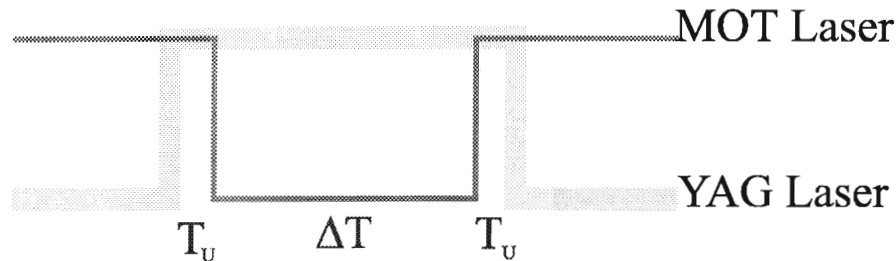


Abbildung 4.1: Typisches Schaltschema bei einer Speicherzeitmessung

Eine Speicherkurve, die mit diesem Schema aufgenommen wurde, ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Die eingestrahelte Leistung des YAG-Laser betrug 3,7 W, das Teleskop für den axialen Fokus war auf den optimalen Wert eingestellt (vgl. 4.2.1). Aufgetragen ist die Speicherquote

$$p = N_{out}/N_{in}. \quad (4.1)$$

Die beiden Größen N_{in} und N_{out} können aufgrund der diskreten Natur des Signals exakt bestimmt werden. Es ist zu erwarten, daß die Verlustwahrscheinlichkeit für die Atome POISSON-verteilt ist. Dann muß der Fehler für p mit $\sqrt{N_{out}}$ skalieren. Konkret wurde als Fehler für p die Formel

$$\Delta p = \sqrt{N_{out}}/N_{in} \quad (4.2)$$

verwendet. Durch die Kurven sind bereits exponentielle Fits eingezeichnet, die genauen Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt diskutiert. Zusätzlich zu den Messungen mit dem YAG-Laser wurde auch stets eine „Untergrundmessung“ ohne YAG-Laser durchgeführt. Die Speicherung von Atomen ohne YAG-Laser wird auf magnetische Speicherung zurückgeführt.

Diesem Schema liegen implizit einige experimentelle Annahmen zugrunde.

Es ist wichtig, daß die Atomzahl, die mit der MOT gemessen wird, auch wirklich die Anzahl der Atome ist, die in die Dipolfalle umgeladen wird bzw. wieder aus ihr extrahiert wird. Dies könnte dann verfälscht sein, wenn während der Überlappzeiten T_u noch Atome von der MOT eingefangen werden oder aus ihr verloren gehen. Während der Experimente wurde dies durch eine passende Wahl der Lade- und Verlustdynamik sicher gestellt. Wie schon beim Abschnitt über den Aufbau der MOT in Abschnitt 3.1.1 angedeutet, läßt sich die Dynamik in der MOT durch eine entsprechende Einstellung des Cäsium-Reservoir-Ventils steuern. Bei allen Messungen in dieser Arbeit war die MOT-Dynamik stets mit Zeitkonstanten deutlich im Sekundenbereich, so daß man während der nur einige ms langen Überlappzeiten mit weniger als 0,2 % keine Änderung in der Atomanzahl hat.

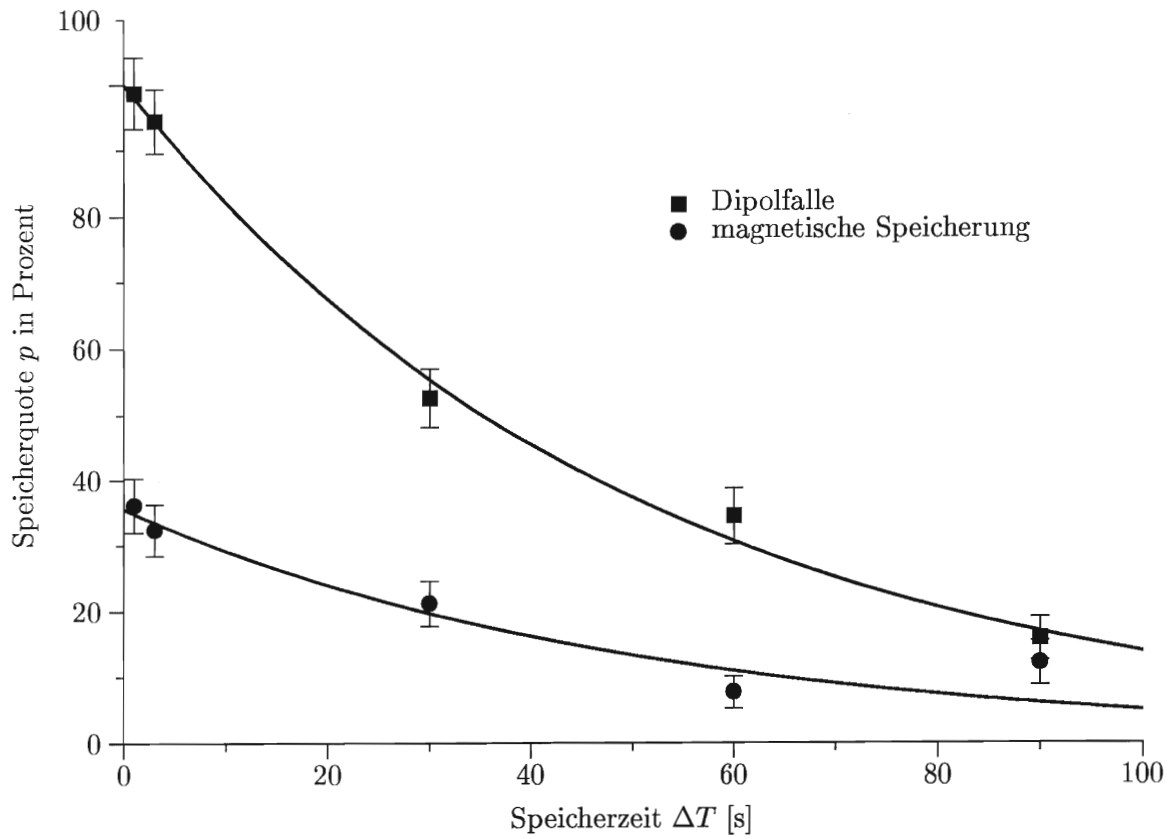


Abbildung 4.2: Speichercurve zur Bestimmung der typischen Speicherzeit in der Dipolfalle und in der magnetischen Falle.

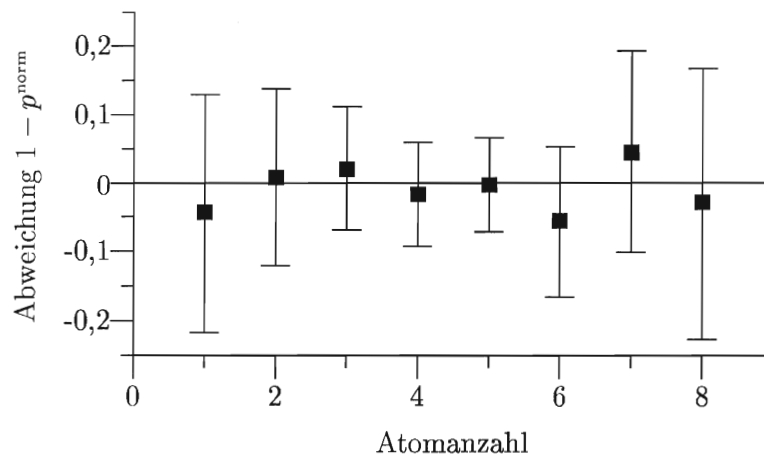


Abbildung 4.3: Vergleich der Abweichungen der Speicherzeiten für verschiedene Eingangsatomanzahlen von dem Gesamtdurchschnitt.

Weiterhin ist schon angedeutet worden, daß bei den Speichermessungen anfangs verschiedene Atomanzahlen in die MOT geladen wurden, und lediglich das Verhältnis der Gesamtanzahl vor und nach der optischen Speicherung benutzt wurde. Dies setzt implizit voraus, daß sich die Atome untereinander nicht beeinflussen, oder anders gesagt, daß eine Messung mit anfangs 7 Atomen in der MOT äquivalent zu sieben Messungen mit jeweils einem Atom in der MOT sind.

In der MOT ist dies aufgrund von kalten Stößen zwischen den Atomen nicht gegeben [UEB99], in der vorliegenden Dipolfalle sollten solche Effekte vernachlässigbar sein (vgl. die Ausführungen in Abschnitt 2.2.3 hierzu). Wegen der großen Bedeutung der oben genannten Methode für viele Messungen innerhalb dieser Arbeit wurde jedoch die Abhängigkeit der Speicherzeiten von der Atomanzahl in der Dipolfalle kurz überprüft.

Die eindeutigste Messung zur Überprüfung der Unabhängigkeit der Speicherzeiten von der Atomanzahl wäre sicherlich die Anfertigung einer Speicherkurve für jede Atomanzahl. Insbesondere für niedrige mittlere Atomanzahlen wäre dies jedoch mit einer sehr großen Anzahl von Messungen verbunden, um durch eine ausreichende Statistik die Meßfehler klein genug zu halten. In der Meßpraxis würde das auch die Anforderungen auf konstante Meßbedingungen auf mehr als eine Woche hochschrauben, um die Daten direkt erhöhen zu können.

Daher wurde hier ein anderer Weg beschritten. Für die in Abbildung 4.2 gezeigte Kurve wurde für jede einzelne Messung festgehalten, wieviele Atome vor und nach der Ein- und Ausschaltens der Dipolfalle in der MOT waren. Innerhalb jedes der gezeigten Meßpunkte ΔT_i wurde dann wie oben vorgeschlagen die spezifische Speicherquote $p_{\Delta T, N}$ für eine Atomanzahl N und Speicherzeit ΔT bestimmt. Wie zu erwarten, waren die Fehler aufgrund zu kleiner Statistik zu groß, um irgendeine quantitative Aussage machen zu können. Um die Statistik zu verbessern, sollten daher alle Meßpunkte für eine Atomanzahl zusammengefaßt werden. Dazu wurde erst die normierte Wahrscheinlichkeit

$$p_{\Delta T, N}^{\text{norm}} = p_{\Delta T, N} / \langle p_{\Delta T, N} \rangle_N := \exp(\Delta T / \tau) \cdot p_{\Delta T, N} \quad (4.3)$$

für jeden Meßpunkt ΔT und jede Atomanzahl N errechnet. τ ist hierbei die durch einen exponentiellen Fit bestimmte Speicherzeit der Falle (vgl. nächsten Abschnitt). $p_{\Delta T, N}^{\text{norm}}$ ist somit ein Maß für die Abweichung der Speicherquote einer bestimmten Atomanzahl verglichen mit dem Durchschnitt $p_{\Delta T}$ über alle Atomanzahlen. $p_{\Delta T, N}^{\text{norm}}$ läßt sich nun für verschiedene Meßpunkte vergleichen, so daß die statistischen Fehler wesentlich durch die Berechnung eines gewichteten Mittelwerts verbessert werden kann. Der Mittelwert wurde durch die Formel

$$p_N^{\text{norm}} = \langle p_{\Delta T, N}^{\text{norm}} \rangle_{\Delta T} = \frac{\sum_{\Delta T_i} \frac{p_{\Delta T_i, N}^{\text{norm}}}{(\Delta p_{\Delta T_i, N}^{\text{norm}})^2}}{\sum_{\Delta T_i} \frac{1}{(\Delta p_{\Delta T_i, N}^{\text{norm}})^2}} \quad (4.4)$$

berechnet. Diese Formel zur Mittelwertbildung entspricht gerade der least-square-Formel für das Problem eines Fits einer Konstanten an Daten mit gegebenen Standardabweichungen.

chungen. Der Fehler für p_N^{norm} wurde aus dieser Formel nach der GAUSSSchen Fehlerformel bestimmt.

Die gemessenen Abweichungen von p_N^{norm} für die verschiedenen Atomanzahlen N vom Idealwert 1 sind in Abbildung 4.3 wiedergegeben. Die Abweichungen sind alle klein, es läßt sich zudem keine Tendenz in eine Richtung feststellen. Der gewichtete Mittelwert der p_N^{norm} beträgt $0,991 \pm 0,031$. Dies ist nah genug beim zu erwartenden Wert 1, um die Konsistenz der Methode zu untermauern. Aufgrund dieser Messungen kann davon ausgegangen werden, daß atomzahlabhängige Effekte für Speicherzeitmessungen im Rahmen dieser Arbeit keine Rolle spielen und die Meßmethode somit anwendbar ist.

4.1.2 Interpretation der Ergebnisse

Beide Kurven in Abbildung 4.2, sowohl die Speicherkurve der Dipolfalle als auch die Speicherkurve der rein magnetischen Falle, lassen sich gut durch Exponentialkurven der Art

$$p(t) = p_0 \exp(-t/\tau) \quad (4.5)$$

fitten. Hierbei ist p_0 die Umladeeffizienz von der MOT in die Dipolfalle bzw. in die magnetische Falle, und τ die für die jeweilige Falle typische Speicherzeit. In dieser Deutung wird eine Umladewahrscheinlichkeit am Ende der Speicherperiode zurück in die MOT von 100% angenommen, denn der Einfangbereich der MOT für Atome niedriger Geschwindigkeit ist deutlich größer als die geometrische Ausdehnung von Dipolfalle oder Magnetfalle. Weiter geht diese Interpretation davon aus, daß der Einfluß der Magnetfalle auf die Dipolfalle vernachlässigt werden kann. Dies wird von dem Vergleich der jeweils wirkenden Kräfte in 2.4 untermauert.

Die Fits ergeben folgende Werte für die Parameter:

	Effizienz p_0	Speicherzeit τ
Dipolfalle	$1,00 \pm 0,03$	$(51 \pm 3) \text{ s}$
Magnetfalle	$0,36 \pm 0,04$	$(51 \pm 12) \text{ s}$

Die Werte spiegeln die bessere Statistik für Messungen der Speicherzeit in der Dipolfalle deutlich wieder. In der Tat wurden die Messungen für die magnetische Speicherung in erster Linie zum Abgrenzen der Effekte der Dipolfalle gegenüber dem „Untergrund“ durch magnetische Speicherung durchgeführt. Hierfür sind natürlich weniger Messungen notwendig, als für das detaillierte Studium der Falle, wie es für die Dipolfalle angestrebt wurde.

Innerhalb der Fehlergrenzen kann man aufgrund der Ergebnisse sagen, daß alle Atome von der MOT in die Dipolfalle transferiert werden. Für die Magnetfalle erwartet man, daß zwischen $3/7$ und $4/9$ der Atome in die magnetische Falle transferiert werden, entsprechend dem Anteil an Schwachfeldsuchern im $F = 3$ und $F = 4$ Grundzustand (vgl. 2.3). Der gemessene Anteil liegt unter diesen beiden Werten, was durch verschiedene Verlustkanäle

erklärt werden kann. Der gemessene Wert ist innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit dem in [HAU96] festgestellten Ergebnis.

Weiter sind die langen Speicherzeiten auffällig, die zudem fast gleich groß sind. Dies ist ein Hinweis darauf, daß hier für beide Fallen derselbe Verlustmechanismus zugrunde liegt. Der dominante Verlustmechanismus ist in beiden Fällen durch Stöße mit dem Hintergrundgas gegeben. Der Einfluß von Hintergrundstößen wurde schon in [HAU96] für die magnetische Speicherung beobachtet.

Ein weiterer Beleg für die Begrenzung der Lebenszeit durch Hintergrundstöße sind die Veränderungen in der Speicherquote für einen Meßpunkt, nachdem das Cäsiumventil an der Apparatur verändert wurde. Je nach Verlust- und Ladedynamik, wie sie in der MOT zu beobachten waren, waren Änderungen der Speicherzeiten bis zu einer Größenordnung festzustellen. Eine quantitative Untersuchung dieses Zusammenhanges von Hintergrunddruck und Speicherzeiten ist schwierig wegen der schon relativ groben Druckmessung durch die verwendete UHV BAYARD-ALPERT-Röhre verglichen mit der geforderten Genauigkeit in diesem UHV-Bereich. Für alle Messungen wurde daher das Cäsiumventil mindestens die letzten 24 Stunden vor der Messung nicht mehr verändert, um konstante Versuchsbedingungen während der Messungen zu gewährleisten.

Die starke Abhängigkeit der Speicherzeiten vom Hintergrundgasdruck sowie vor allem auch die sehr gute Übereinstimmung von magnetischer und Dipolfallen-Speicherzeit weisen darauf hin, daß Aufheizeffekte durch den YAG-Laser noch keinen großen Einfluß auf die Speicherzeiten haben.

4.2 Untersuchungen zu zugänglichen Fallenparametern

4.2.1 Verschieben des YAG-Laser Fokus relativ zur MOT

Meßmethode und Ergebnisse

Eine Verschiebung des YAG-Laser Fokus in radialer Richtung läßt sich mit einem der Einkoppelspiegel leicht bewerkstelligen. Zudem kann die Verschiebung direkt mit der CCD-Kamera verfolgt werden und macht sich auch in dem schon angeführten Effekt der verschwindenden Fluoreszenz bemerkbar.

Eine Verschiebung in axialer Richtung ist hingegen nicht so leicht durchzuführen und auch nicht so direkt dokumentierbar. Verwirklicht werden kann eine derartige Verschiebung durch Variation des Teleskops hinter dem YAG-Laser (vgl. Abbildung 3.1). Durch verschiedene Vorfokussierungen wird der YAG-Laser in verschiedener Entfernung von der letzten Linse im Vakuumtopf fokussiert. Zugleich ändert sich allerdings auch die Größe des Fokus, denn entsprechend den Gesetzen der GAUSSschen Strahlenoptik ist die Fokusgröße umgekehrt proportional zu der Ausleuchtung der letzten Linse.

Beim Aufbau der Dipolfalle wurde das Teleskop mit großer Sorgfalt so justiert, daß ein Verschieben der beiden Linsen gegeneinander nicht in einer Veränderung der Strahlachse

resultiert. Erleichtert wird dies durch die Befestigung der Linsen auf einer optischen Bank. Die Verschiebung der beiden Linsen gegeneinander kann mit einer Mikrometerschraube und Markierungen auf dem Schlitten mit einer Genauigkeit von einigen μm durchgeführt werden. Die Abbildung des YAG-Lasers auf der CCD-Kamera hinter dem Vakuumrezipienten veränderte ihre Form beim Verschieben der Linsen, aber nicht ihre Position. Durch die Abschwächoptik vor der Kamera erhält man allerdings ein sehr verzerrtes und verschmiertes Bild, so daß die Kamera kein geeignetes Kontrollinstrument darstellt.

Es trat bei den Verschiebungen der Linse keine deutliche Änderung des light shift-Effekts auf, wie dies bei radialen Verschiebungen war. Dies läßt sich mit der größeren Steilheit des radialen Abfalls erklären.

Bei der Aufnahme von Speicherkurven für verschiedene Positionen der Teleskoplinsen fiel auf, daß die Lebenszeiten der Atome unabhängig von der Teleskopeinstellung war, aber die Überführungsquote von MOT in die Dipolfalle eine starke Abhängigkeit davon aufwies.

Für eine systematische Untersuchung wurden mehrere Speicherzeitmessungen analog zu der in Abschnitt 4.1.1 dargestellten Messung vorgenommen. Hier wurde jedoch stets eine konstante Speicherzeit von 50 ms gewählt und für die einzelnen Kurven die Entfernung zwischen den Teleskoplinsen variiert. Da diese Speicherzeit deutlich unter der während des Versuchs beobachteten Speicherzeit von mehreren Sekunden lag, kann die beobachtete Speicherquote völlig auf die Transferprozesse von der MOT in die Dipolfalle und umgekehrt zurückgeführt werden. Da weiter der Rückefang von der Dipolfalle in die MOT aufgrund des großen Einfangbereiches der MOT für langsame Atome mit fast 100% Effizienz geschieht, kann die beobachtete Speicherquote direkt mit der Umladequote von der MOT in die Dipolfalle identifiziert werden.

Die eingestrahlte Laserleistung betrug bei den Messungen 3,5 W.

Die Meßergebnisse der Versuchsreihe sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Eingezeichnet ist auch bereits eine Anpassungskurve aufgrund eines Modells, das im nächsten Abschnitt besprochen wird.

Interpretation der Ergebnisse

Durch das Variieren des Teleskoplinsenabstandes wird eine verschiedene Vorfokussierung des YAG Laserstrahls erreicht. Bei einer Einstellung von 0 mm Verschiebung sind die Linsen 138 mm voneinander entfernt. Dies war die gefundene Position der Linsen für eine optimale Fokussierung in den Schnittpunkt der Diodenlaser der MOT bei der ersten Justierung. Die Justierung wurde dabei bei offenem Vakuumtopf mit einer CCD-Kamera durchgeführt, die Genauigkeit liegt im Bereich einiger 100 μm . Durch eine veränderte Vorfokussierung wird der Strahl in zweierlei Weise gleichzeitig geändert.

1. Die letzte Linse im Vakuum wird verschieden stark ausgeleuchtet. Dies führt vor allem zu einer Veränderung der Fokusgröße. Solange Beugungseffekte aufgrund der

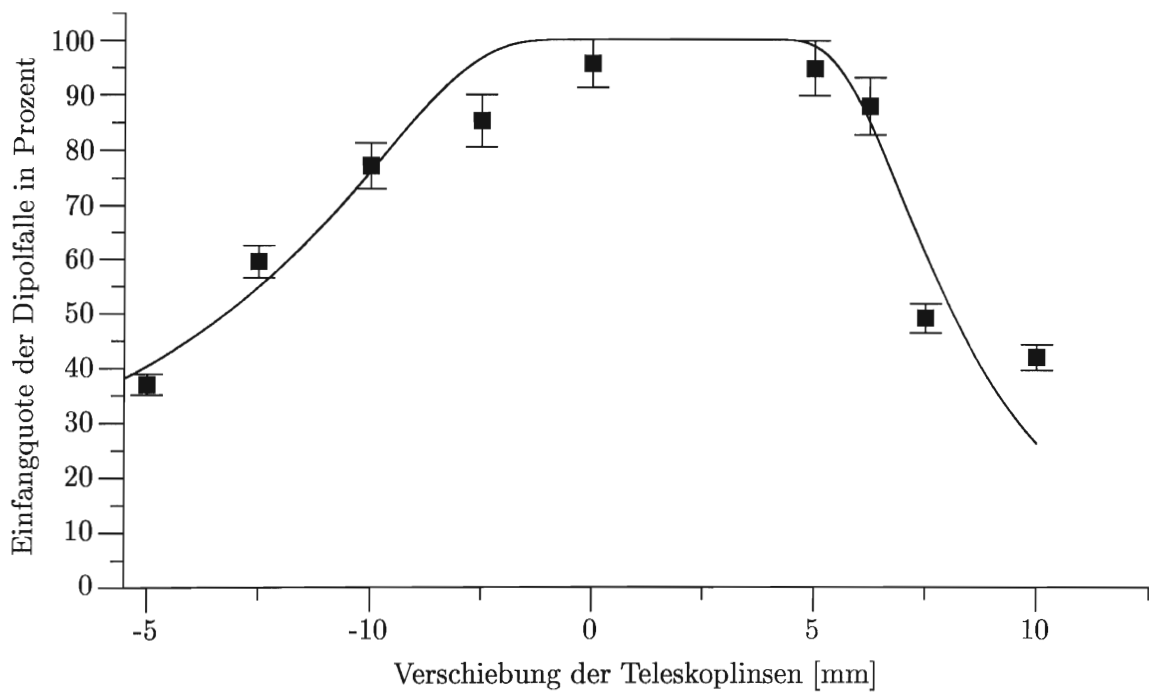


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeit von der MOT in die Dipolfalle von der Einstellung des Teleskops.

endlichen Linsengröße noch zu vernachlässigen sind, skaliert die Fokusgröße umgekehrt proportional zur Ausleuchtung der Linse. Als Faustregel sind Beugungseffekte vernachlässigbar, solange die Linse nur bis zu einem Drittel ausgeleuchtet ist [SIE86].

Mit der Fokusgröße ändert sich auch die RAYLEIGH-Länge quadratisch. Fokusgröße und RAYLEIGHlänge legen die Tiefe des Dipolfallenpotentials und die Steilheit des Potentials in axialer Richtung fest.

2. Der Strahl erreicht die letzte Linse nicht mehr kollimiert, sondern entweder konvergent oder divergent. Dies führt zu einer Verschiebung des Fokusses näher zur Linse hin (konvergenter Einfall auf die Linse) oder weiter weg (divergenter Einfall auf die Linse). Entsprechend wird der Mittelpunkt der Dipolfalle in axialer Strahlrichtung von der MOT hin- oder wegbewegt.

Zur Deutung der Messung müssen diese Effekte in einer quantitativen Weise erfaßt werden. Für die Behandlung der Propagation von achsennahen Strahlen durch optische Elemente bietet sich der Formalismus der GAUSSschen Optik an. Die Grundlagen hierzu sind in vielen Optiklehrbüchern dargestellt; bei der konkreten Rechnung wurde die Notation aus [YAR91] benutzt.

In der GAUSSschen Optik kann jeder Strahl durch einen komplexen Parameter q beschrieben werden, dessen reeller Teil die Information über die Krümmung der Wellenfronten und imaginärer Anteil über den Strahlradius enthält. Optische Elemente, aber auch die Ausbreitung im freien Raum, werden durch ebenfalls komplexe 2×2 -Matrizen beschrieben. Ein optisches System aus mehreren Komponenten wird durch das Produkt der Komponentenmatrizen beschrieben. Die Transformation eines GAUSSstrahls ist dann durch eine Abbildung $q_{\text{alter Strahl}} \rightarrow q_{\text{neuer Strahl}}$ gegeben, in die nur die vier Koeffizienten der Matrix eingehen (sog. „ABCD-Gesetz“).

Für das Abbildungssystem vom Ausgang des YAG-Lasers bis zum Fokuspunkt im Vakuumtopf wurde eine solche GAUSSsche Analyse durchgeführt, mit einer gesonderten Rechnung für die letzte Linse. Hier ist die Bedingung von achsennahen Strahlen insofern nicht mehr erfüllt, als daß mehr als ein Drittel der Linse ausgeleuchtet ist und Beugungserscheinungen berücksichtigt werden müssen.

Eine exakte Behandlung von Abbildungen mit Berücksichtigung von Beugungserscheinungen ist kompliziert und verringert stark die Handhabbarkeit des Ergebnisses. Daher wurde eine übliche Näherung benutzt, in der das Bild des Fokus durch die Faltung des Ergebnisses der GAUSSanalyse mit dem beugungstheoretischen Punktbild gegeben wurde (vgl. [GOO96]). Dies führt effektiv zu einer Verbreiterung des Fokus gegenüber dem aus der GAUSSanalyse berechneten Fokus. In der Tat hätten die Fokusgrößen aus der reinen GAUSSanalyse bereits unter dem Beugungslimit von $3,65 \mu\text{m}$ gelegen, was physikalisch nicht sinnvoll ist.

Entsprechende Rechnungen wurden mit dem Computer Algebra System MATHEMATICA der Firma Wolfram Research durchgeführt. Prinzipiell ist es zwar möglich, analytische Ausdrücke zu gewinnen, diese sind jedoch so kompliziert, daß auf numerische Ergebnisse zurückgegriffen werden muß. In Abbildung 4.5 ist die mit dieser Methode errechnete

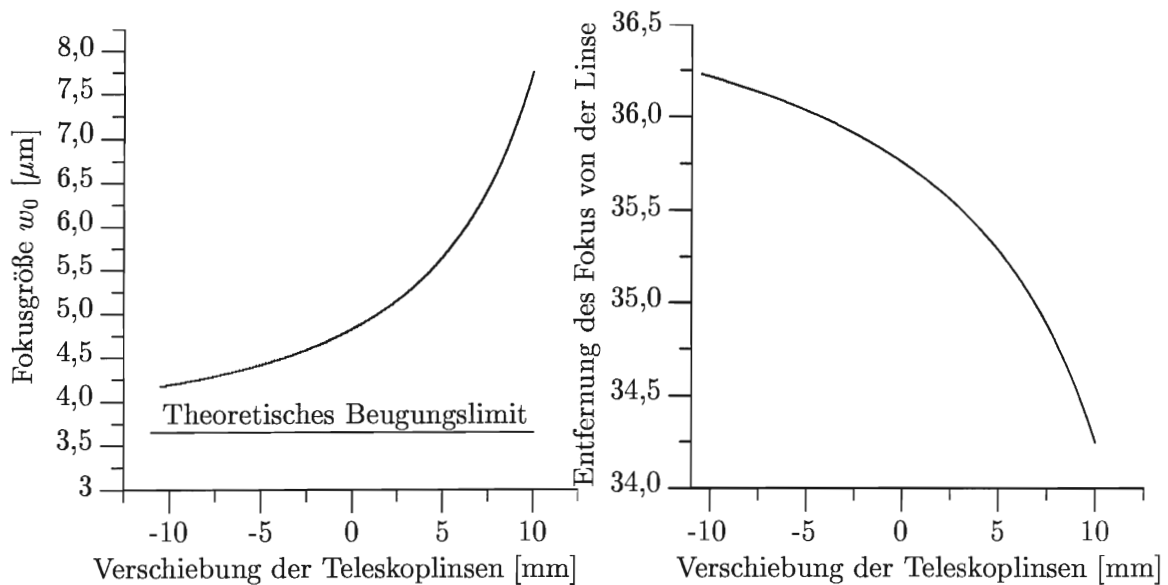


Abbildung 4.5: Abhängigkeit von Fokusgröße (links) und Fokuslage (rechts) von der Entfernung der beiden Teleskoplinsen gegenüber dem Referenzpunkt

Fokusgröße in Abhängigkeit von der Teleskopverschiebung und die entsprechende Änderung der Fokuslage dargestellt. Die Fokusgröße ändert sich ungefähr um den Faktor 2 über den gesamten Meßbereich, was einer vierfachen Änderung der Falltiefe und der RAYLEIGH-Länge entspricht. Die Verschiebung des Fokus von der letzten Linse im Vakuum erstreckt sich über insgesamt 2 mm. Verglichen mit der Variation der Linsenentfernung über 2 cm liegt somit ein Übersetzungsfaktor von ungefähr 10 vor. Zu bemerken ist, daß die Abhängigkeit der Fokusentfernung von der Linsenverschiebung keineswegs linear ist, sondern der Fokus sich bei größerer Entfernung der Teleskoplinsen schneller entfernt als bei kleiner Entfernung.

Mit Hilfe der bekannten Abhängigkeit von Fokusgröße und Fokuslage läßt sich die gemessene Kurve 4.4 gut erklären. Hierzu gehen wir von einem vereinfachenden Modell aus, bei dem wir annehmen, daß der YAG-Laserstrahl in radialer Richtung zentral durch die MOT geht und sich bei Veränderung der Teleskoplinsen nur in axialer Richtung, nicht jedoch in radialer verschiebt. Beide Annahmen sollten einige RAYLEIGH-Längen vom Fokus entfernt in guter Näherung erfüllt sein. Bei gegebener Fokusgröße und Fokuslage läßt sich dann für jeden Punkt auf der Strahlachse das Dipolpotential ausrechnen. Ist zusätzlich die genaue Position der MOT, sowie die Verteilung der kinetischen Energie der Atome in der MOT bekannt, kann man direkt berechnen, wieviel Prozent der Atome eine kinetische Energie kleiner als das Dipolpotential an der MOT-Position haben und somit in die Dipolfalle geladen werden.

Die genaue Energieverteilung der MOT ist nicht bekannt, wird aber gut durch eine BOLTZMAN-Verteilung $B(E_{kin}, T) dE_{kin}$ zu beschreiben sein:

$$B(E_{kin}, T)dE_{kin} = \frac{2}{\sqrt{\pi}(k_B T)^3} \exp\left(-\frac{E_{kin}}{k_B T}\right) \sqrt{E_{kin}} dE_{kin}. \quad (4.6)$$

Die mittlere Temperatur $3T/2$ sollte sich in der Größenordnung der DOPPLER-Temperatur befinden ($125 \mu\text{K}$, vgl. Abschnitt 2.1.1). Der Anteil an Atomen p , der aus dieser Verteilung in eine Dipolfalle der Tiefe U übernommen wird, ergibt sich direkt als die Fläche unter dieser Verteilungsfunktion von $E_{kin} = 0$ bis U :

$$\begin{aligned} p &= \int_0^U B(E_{kin}, T) dE_{kin} \\ &= \text{erf}(\sqrt{q}) - \frac{2\sqrt{q} \exp(-q)}{\sqrt{\pi}} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Hierbei ist $q = U/k_B T$ und erf die Fehlerfunktion.

Die Position der MOT ist ebenfalls nur auf einige Bruchteile eines Millimeters bekannt. Um die gemessenen Werte zu erklären, wurden daher die mittlere Temperatur und die genaue MOT-Position als Fitparameter in ein Modell gesteckt. Für einen Satz dieser Parameter und eine Teleskoplinseposition wurde der Überlapp der BOLTZMANN-Kurve der MOT mit dem errechneten Dipolpotential an der MOT-Position errechnet. Die beiden Fitparameter wurden dabei von einer Fitroutine geändert, bis der beste Fit gefunden war. Die Fitroutine bedient sich dabei eines Marquardt-Algorithmus.

Das auf diesem Weg bestimmte Dipolpotential an der gefitteten Position der MOT ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

Die resultierende berechnete Ladewahrscheinlichkeit ist bereits in Abbildung 4.4 eingezeichnet. Für die zu fittenden Werte MOT Position z_{MOT} und MOT Temperatur T_{MOT} ergab sich dabei

$$z_{MOT} = 149 \pm 31 \mu\text{m} \quad (4.8)$$

$$T_{MOT} = 2605 \pm 265 \mu\text{K} = 20,8 \pm 2,1 T_D. \quad (4.9)$$

In Anbetracht der komplizierten Funktion, die durch die Fitkurve angepaßt werden muß, und der vorgenommenen Vereinfachungen fügt sich die Modellkurve mit diesen bestimmten Parametern sehr gut in die Meßpunkte ein. Dies zeigt, daß das Modell den wesentlichen physikalischen Effekt richtig erklärt. Die Qualität der gefitteten Ergebnisse ist jedoch sehr unterschiedlich zu beurteilen.

Der Wert für die Entfernung der MOT von der Dipolfalle bei der anfänglichen Linsenentfernung liegt mit $149 \mu\text{m}$ in der vermuteten Größenordnung. Diese Entfernung ist sozusagen der Fehler bei der ersten Justierung der Dipolfalle. Zudem ergibt sich der Wert konsistent aus dem Modell, auch wenn verschiedene Laserleistungen für den YAG-Laser eingesetzt werden. Man kann also sagen, daß die Meßreihe eine gute Möglichkeit zur Bestimmung der relativen Position MOT - Dipolfalle darstellt.

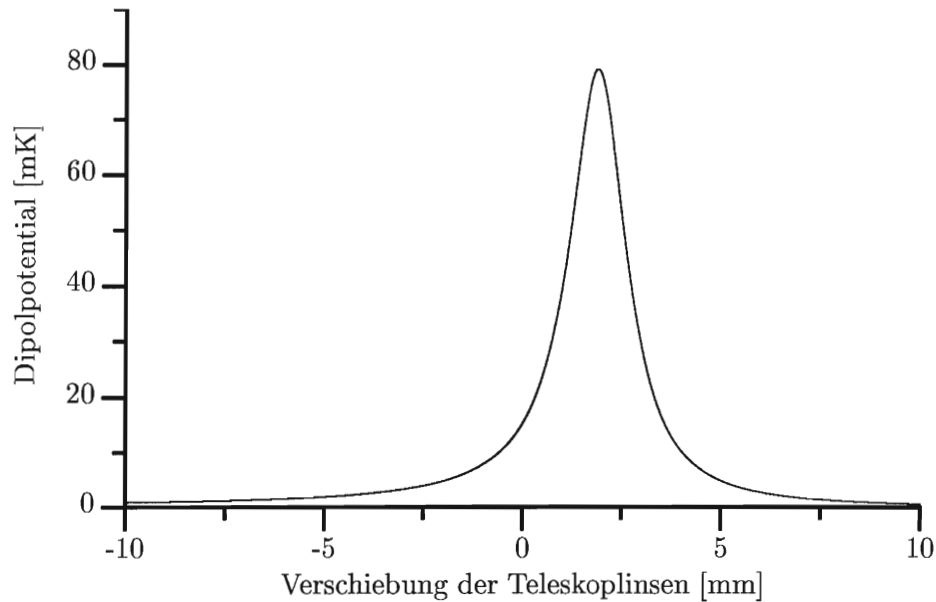


Abbildung 4.6: Das Dipolpotential am gefitteten Ort der Falle.

Der Wert für die MOT-Temperatur ist hingegen deutlich höher als erwartet.

Bei den Rechnungen wurde stets vorausgesetzt, daß der YAG-Laser zentral durch die MOT hindurchgeht. In unmittelbarer Nähe des Fokus ist die Abhängigkeit von einer radialen Dejustierung jedoch sehr groß; bei einer Fokusgröße von $5 \mu\text{m}$ reicht eine radiale Verschiebung von $5 \mu\text{m}$ schon aus, um die lokale Leistung um den Faktor e^2 zu reduzieren. Es ist somit sehr wahrscheinlich, daß die Dipolfalle nur einen kleinen Teil der durch die GAUSSsche Optik-Analyse abgeschätzte Falltiefe im Bereich der MOT hat, wenn der Fokus in axialer Richtung näher als eine RAYLEIGH-Länge entfernt ist. Die Temperatur der geht aber wie in Gleichung (4.6) ersichtlich nur im Verhältnis $q = U/T$ in die Fitfunktion ein. Wenn somit in der Fitfunktion effektiv eine zu hohe Potentialtiefe eingeht, resultiert dies zwangsläufig in einer zu hohen Temperatur.

Es ist wichtig zu beachten, daß dieser Effekt der radialen Abweichung nur relevant wird, wenn die Dipolfalle axial schon recht gut bei der MOT justiert ist, da die radiale Abfallbreite des Strahlenprofils mit der axialen Richtung wie $w(z) = w_0(1 + z^2/z_0^2)^{1/2}$ skaliert. Aus diesem Grund beeinträchtigt dieser Effekt auch nicht die Bestimmung der anfänglichen Entfernung z_{MOT} des Fokus von der MOT. Diese Größe wird im wesentlichen aus dem Abfall der Speicherquote bei relativ großer Entfernung von MOT und Dipolfalle bestimmt.

Insofern muß man die angegebene Leistung von 3,5 W als obere Schranke für die lokale Leistung ansehen, und dementsprechend auch die bestimmte Temperatur als obere Schranke für die MOT-Temperatur. Die wahre Temperatur kann durchaus tiefer sein, was auch aufgrund des in der Theorie vorgestellten DOPPLER-Kühlungsmechanismus erwartet werden kann. Somit reicht eine Messung dieser Art allein nicht für eine Bestimmung der

MOT-Temperatur aus. In Kombination mit der im nächsten Abschnitt diskutierten Leistungsmessung eröffnet sich aber dennoch die Möglichkeit einer Temperaturbestimmung. Das Ergebnis bedeutet in jedem Fall, daß die Funktion der Dipolfalle nicht kritisch von der axialen Justierung abhängt. Gerade weil eine kontrollierte Änderung des Fokus in axialer Richtung nur mit dem Aufwand von vielen Speichermessungen möglich ist, bedeutet dies eine enorme experimentelle Erleichterung.

4.2.2 Veränderung der YAG-Laser Leistung

Meßmethode und Ergebnisse

Analog zu der Messung der Überföhrungsrate von der MOT in die Dipolfalle kann man auch die Abhängigkeit dieser Transferrate von der eingestrahkten Leistung des Dipolfallenlaser untersuchen. Die Vorgehensweise hierbei ist ähnlich zur Messung der Fokusverschiebung. Es werden wiederum Speicherraten bei einer Speicherzeit von 50 ms bestimmt, und es gelten die gleichen Überlegungen bezüglich der Interpretierbarkeit der Daten.

Aus technischer Sicht ist diese Messung grundlegend auf den Einsatz der erst später eingebauten PÖCKELS-Zelle angewiesen, um die Leistung des YAG-Lasers zu variieren. Die Ausgangsleistung des Lasers läßt sich auch direkt am Gerät ändern, was jedoch zu technischen Problemen im Experiment führt. Der YAG-Laser besteht im wesentlichen aus dem Nd:YAG-Kristall (und einem optischen Resonator), dem die zum Laser-Prozess notwendige Pumpenergie durch Blitzlampen zugeführt wird. Durch die Änderung der durchschnittlichen Helligkeit der Blitzlampen kann man direkt die Ausgangsleistung des Laser ändern. Bei unterschiedlicher Ausgangsleistung der Blitzlampen wird der Nd:YAG-Kristall unterschiedlich stark erhitzt. Dies ändert den Brechungsindex des Kristalls und damit das Strahlprofil des Laserlichts im Resonator, insbesondere verläßt der Strahl das Lasergehäuse mit verschiedener Divergenz (*thermal lensing*).

Dies bewirkt unerwünschte Nebeneffekte bei der Messung, da der Fokus des YAG-Lasers seine Position in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung ändert. Im Experiment ist ein nichtlinearer Anstieg des Streulicht aus dem Laser sichtbar, wenn die Leistung erhöht wird.

Der YAG-Modulator ermöglicht dagegen eine kontrollierte Änderung der Ausgangsleistung, ohne die Strahlform zu ändern. Der Laser wird konstant mit hoher Leistung betrieben (während der Messung 7 W), und die in die MOT gehende Leistung wird durch die PÖCKELSZelle gesteuert.

In Abbildung 4.7 ist das mit dieser Methode erlangte Meßergebnis aufgetragen. Eingezeichnet ist bereits eine Anpassungskurve, sowie zwei weitere Kurven mit dem halben und doppelten Wert des bestimmten Fitparameters.

Interpretation der Ergebnisse

Die Variation der Laserleistung kann ähnlich wie die Änderung des Fokus verstanden werden. Durch die Änderung der Laserleistung wird proportional dazu das Dipolpotential

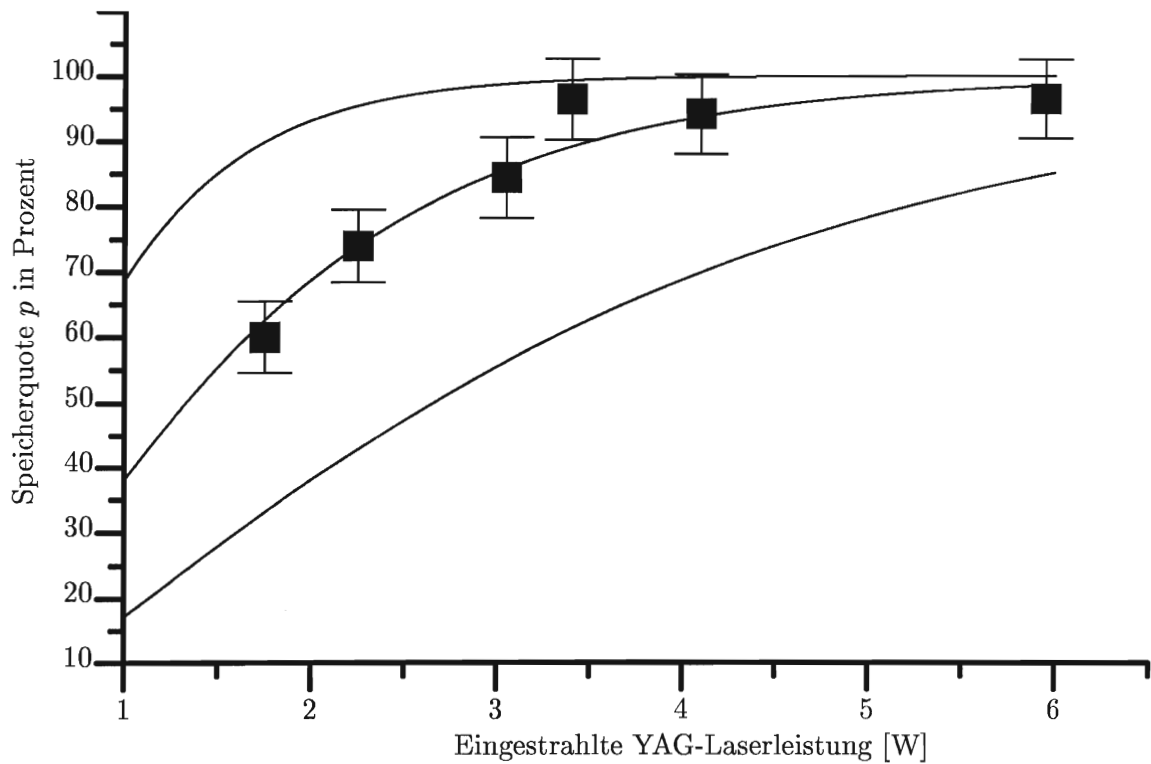


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Transferrate von MOT in die Dipolfalle von der eingestrahnten Laserleistung. Eingezeichnet sind eine Fitkurve, sowie jeweils eine Kurve mit dem doppelten und halben Fitwert. Verschiedene Fitparameter entsprechen verschiedenen MOT-Temperaturen

am Ort der MOT verändert. Je nach dem Verhältnis zwischen der Tiefe des Potentials und der mittleren Temperatur in der MOT werden unterschiedlich viele Atome aus der MOT in die Dipolfalle überführt. Die Analyse ist hier einfacher als bei der Veränderung der Fokusslage, da keine komplizierten geometrischen Abhängigkeiten vorhanden sind. Sei der Proportionalitätsfaktor zwischen der Laserleistung P und der Tiefe der Dipolfalle an der MOT Position mit k bezeichnet. Dann muß die Lage der Meßpunkte nach Gleichung (4.6) beschrieben werden können durch

$$p(k, T) = \operatorname{erf}(kP/k_B T) - \frac{2\sqrt{kP/k_B T} \exp(-kP/k_B T)}{\sqrt{\pi}} \quad (4.10)$$

Durch einen Fit läßt sich somit das Verhältnis k/T bestimmen. Es ergibt sich

$$k/T = 0,89 \pm 0,04 \text{ s/K} \quad (4.11)$$

Wie gut dieses Verhältnis bestimmt werden kann, ist durch einen Vergleich der Anpassungskurve mit diesem Wert mit den beiden anderen in Abbildung 4.7 eingezeichneten Kurven ersichtlich. Die beiden Kurven ergeben sich, wenn das Verhältnis k/T verdoppelt oder halbiert wird.

Aus den Rechnungen in der Theorie kann man den Proportionalitätsfaktor k auch direkt bestimmen. Es ergibt sich

$$k = \frac{1,023 \text{ K } \mu\text{m}^2}{w_0^2} g(r, z), \quad (4.12)$$

wobei $g(r, z) = \exp(-2r^2/w_0^2(1 + z^2/z_0^2))(1 + z^2/z_0^2)^{-1}$ die räumliche Abhängigkeit des Potentials beschreibt.

Mit Hilfe dieser Messung kann man somit einen Zusammenhang zwischen der MOT-Temperatur T und einigen geometrischen Größen r , z und w_0 herstellen. Zusätzlich ist die Messung sehr genau und relativ schnell durchzuführen. Die Aufnahme der Meßpunkte hat in diesem Fall etwa zwei Stunden gedauert. Kombiniert man diese Art von Messung mit der Verschiebung des Fokus, indem man für jede Teleskolinsenstellung die Abhängigkeit der Transferraten von der Leistungsabhängigkeit aufnimmt, so kann man für jede Linsenstellung das Verhältnis der Laserausgangsleistung zur lokalen Intensität ermitteln. Nimmt man das Ergebnis der Fokussmessung hinzu, so benötigt man zwei Punkte, um Temperatur und alle geometrischen Größen zu bestimmen. Bei der Bestimmung an mehr als zwei Punkten ist darüber hinaus ein Konsistenztest der Messungen möglich und die Ungenauigkeiten in der Messung werden ebenfalls beträchtlich reduziert.

Die Bedeutung dieser Methode liegt vor allem darin, daß es keine vergleichbar schnelle und einfache Art gibt, die Temperatur einer MOT mit wenigen Atomen zu bestimmen, während man hier durch Zunahme von mehr Punkten die Genauigkeit der Messung nach Bedarf erhöhen kann. Die Methoden, wie sie für MOTs mit vielen Atomen angewendet werden, namentlich die time-of-flight Methode, ist für eine MOT mit sehr wenigen Atomen ungeeignet.

4.3 Zustandsselektive Spektroskopie

In den bisher aufgeführten Messungen waren Kühllaser und Rückpumpulaser stets (im Rahmen der Schaltgenauigkeit) gleichzeitig bei allen Speichermessungen an- und ausgeschaltet worden. Entsprechend war es bei allen bisher erfolgten Messungen nicht relevant gewesen, in welchem Hyperfeinzustand des Grundzustandes die Atome gespeichert waren, $F = 3$ oder $F = 4$ (vgl. Abbildung 2.2).

Durch ein verzögertes Ausschalten kann man die Atome in einen der beiden Zustände optisch pumpen. Schaltet man zuerst den Rückpumpulaser aus, so befinden sich schließlich alle Atome im $F=3$ -Zustand. Die Zeitkonstante für diesen Prozeß ist einige $100 \mu\text{s}$. Umgekehrt werden durch früheres Ausschalten des Kühllasers die Atome in den $F = 4$ -Zustand überführt.

Die Relaxationszeit einer solchen Präparation durch spontane Streuung während einer langen Speicherzeit ist wichtig für viele Anwendungen. Daher wird in dieser Messung ein erster Schritt unternommen, um eine systematische Untersuchung dieser Relaxationszeiten durchzuführen.

Die Grundidee der Messung ist einfach. Atome werden durch eine geeignete Ausschaltsequenz der beiden MOT-Laser in einen bestimmten F -Unterzustand präpariert und in der Dipolfalle gespeichert. Dazu werden, nachdem der YAG-Laser eingeschaltet wurde, Kühl- bzw. Rückpumpulaser 3 ms vor dem anderen Laser ausgeschaltet. Dann werden die Atome wie bisher in der Dipolfalle für 50 ms gespeichert.

Der Nachweis, in welchem Zustand das Atom nach der Speicherzeit ist, darf dann mit nur einem Laser erfolgen. Schaltet man wie bisher beide MOT-Laser gleichzeitig an, so wird das Atom, unabhängig von seinem Anfangszustand, sehr schnell in den Kühlzyklus gepumpt und man verliert alle Informationen.

Daher wird bei der Messung nur der Kühllaser angeschaltet. Da der $F = 4$ -Zustand jedoch innerhalb einiger $100 \mu\text{s}$ durch Umpumpprozesse entleert wird, reicht die bisher benutzte Zeitauflösung von 100 ms bei weitem nicht mehr aus. Statt dessen wird das Beobachtungssignal der APD mit Hilfe der Zählerkarte (vgl. 3.1.2) mit einer Zeitauflösung von $100 \mu\text{s}$ analysiert.

Um eine sichere Detektion des Signals zu ermöglichen, ist es wichtig, daß der Kühllaser erst angeschaltet wird, *nachdem* der YAG-Laser schon ausgeschaltet ist. Würden die beiden Laser wie bisher zeitlich überlappen, so wäre ein Fluoreszenz Signal gleichzeitig mit der Änderung des durch den YAG-Laser verursachten Streulicht nur sehr schwer zu detektieren.

In der Messung wurde der Kühllaser $100 \mu\text{s}$ nach dem Ausschalten des YAG-Lasers angeschaltet. Die Genauigkeit dieser Zeitdifferenz betrug etwa $30 \mu\text{s}$ und war durch Ungenauigkeiten bei der verwendeten D/A - Steuerkarte gegeben. Diese Präzision in der Zeitansteuerung wurde erst durch die Verwendung der PÖCKELS-Zelle ermöglicht. In $100 \mu\text{s}$ haben sich die Atome nach dem Ausschalten nicht weiter als $10 \mu\text{m}$ aus dem Beobachtungsvolumen entfernt.

Da das S/N-Verhältnis in einem Integrationszeitraum von $50 \mu\text{s}$ nicht mehr gut genug ist, um die Signale mit einem Meßzyklus zu erkennen, wurden mehrere Zyklen durchgeführt und die Signale addiert. In Abbildung 4.8 sind 60 Durchläufe addiert abgedruckt, der entscheidende Ausschnitt beim Ausschalten der Dipolfalle ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Deutlich sind die einzelnen Zeitabschnitte der Messung zu unterscheiden. Erst ist ein hohes Fluoreszenzplateau zu sehen, daß dem Fluoreszenzniveau der MOT entspricht. Darauf folgt ein Einbruch des Signal, wenn der YAG-Laser eingeschaltet wird. Der nächste Einbruch bei 52 ms ist auf das Abschalten des letzten MOT-Lasers zurückzuführen. 50 ms später wird der YAG-Laser ausgeschaltet und der Kühllaser angeschaltet. Weitere 5 ms später kommt der Rückpumper hinzu, und die MOT fängt alle Atome ein, die noch im Einfangbereich sind.

Man kann in Abbildung 4.9 deutlich einen sprunghaften Anstieg der Fluoreszenz für den Fall erkennen, daß die Atome anfangs im $F = 4$ -Zustand präpariert werden und im $F = 4$ -Zustand mit dem Kühllaser abgefragt werden (Unterer Teil der Abbildung). Sind die Atome dagegen im $F = 3$ -Zustand präpariert worden, so bleibt dieser Sprung aus. (Oberer Teil der Abbildung). Der Fluoreszenzsprung fällt ab mit einer Zeitskala von einigen $100 \mu\text{s}$.

Die Messung läßt sich interpretieren als Beweis für die Erhaltung des anfangs präparierten Zustandes. Dies zeigt, daß die Relaxationszeiten länger als 50 ms sind, obwohl die Atome nach den Ergebnissen aus der Theorie in dieser Zeit mehrfach durch den YAG-Laser angeregt worden sind.

Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit Beobachtung von Cline et.al [CLI94]. Eine genaue Behandlung der Anregungen in der Dipolfalle zeigt, daß die Streuprozesse aufgrund der großen Verstimmung des anregenden Lasers fast ausschließlich aus elastische RAYLEIGH-Streuung besteht. Die inelastische RAMAN-Streuung, die zu einem Wechsel des f -Zustands führen sind dagegen durch Interferenzeffekte signifikant unterdrückt.

Dieses experimentelle Ergebnis ist für die weiteren Anwendungen der Dipolfalle von großer Bedeutung. Es demonstriert zunächst, daß sich einzelne Atome in einem Hyperfeinzustand präparieren lassen und in diesem Zustand wesentlich länger verbleiben als man es aufgrund der spontanen Streurrate erwarten würde. Zudem zeigt das Ergebnis auch, mit welchen Signalen gerechnet werden muß, wenn mit Hilfe der S/H-Schaltung während laufender Dipolfalle mit einem scannenden Laser nach den Atomen gesucht werden soll.

Die genaue Untersuchung der Relaxationszeiten erfordert weitere Untersuchungen, vor allem mit erhöhter Speicherzeit.

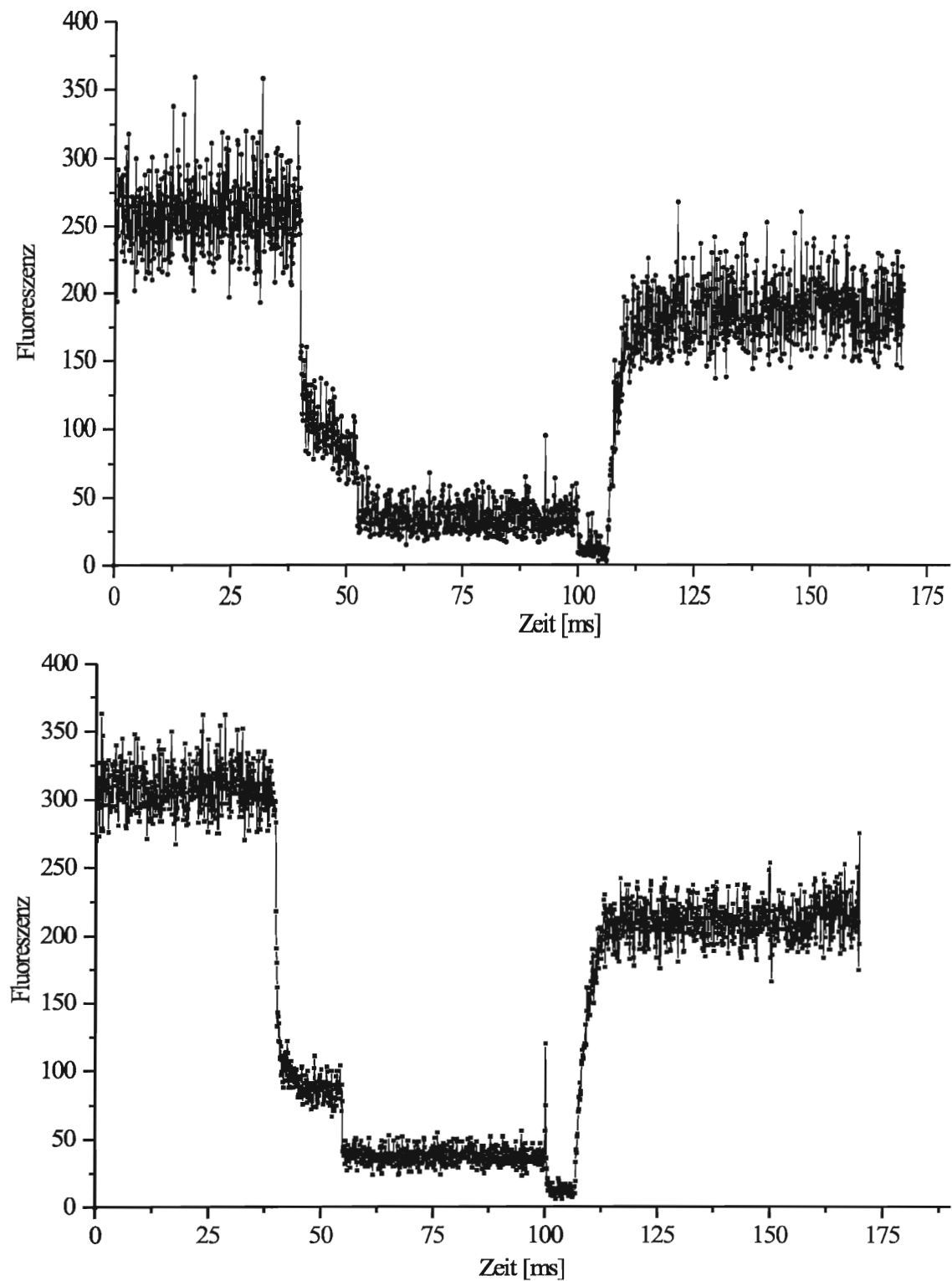


Abbildung 4.8: Selektive Spektroskopie, unten Atome im $F = 4$ Zustand präpariert, oben im $F = 3$ -Zustand präpariert und im $F = 4$ -Zustand abgefragt. Die Fluoreszenz ist in a.u. aufgetragen

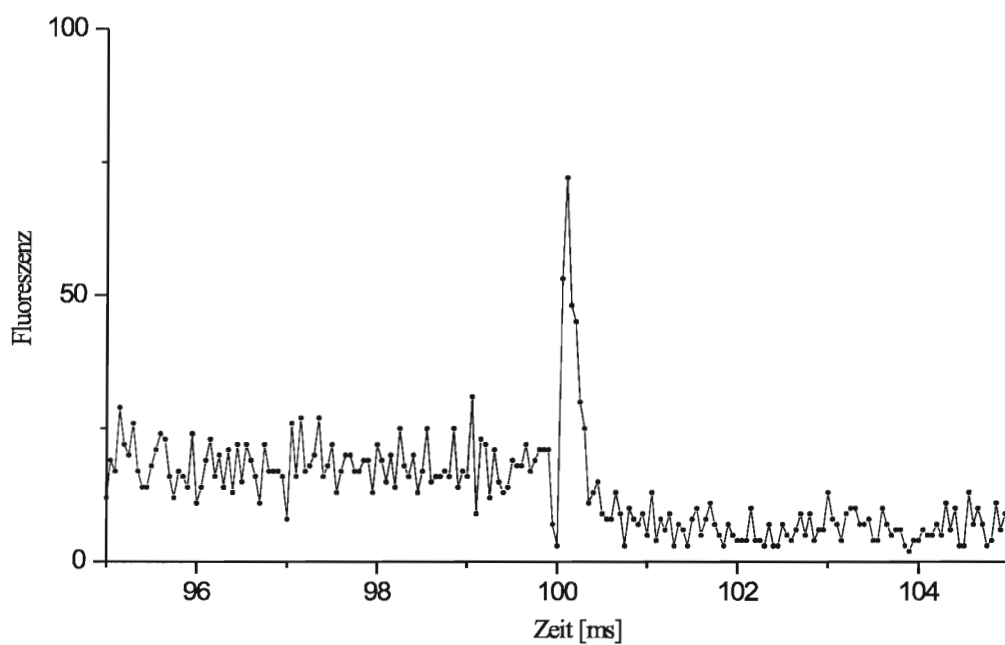
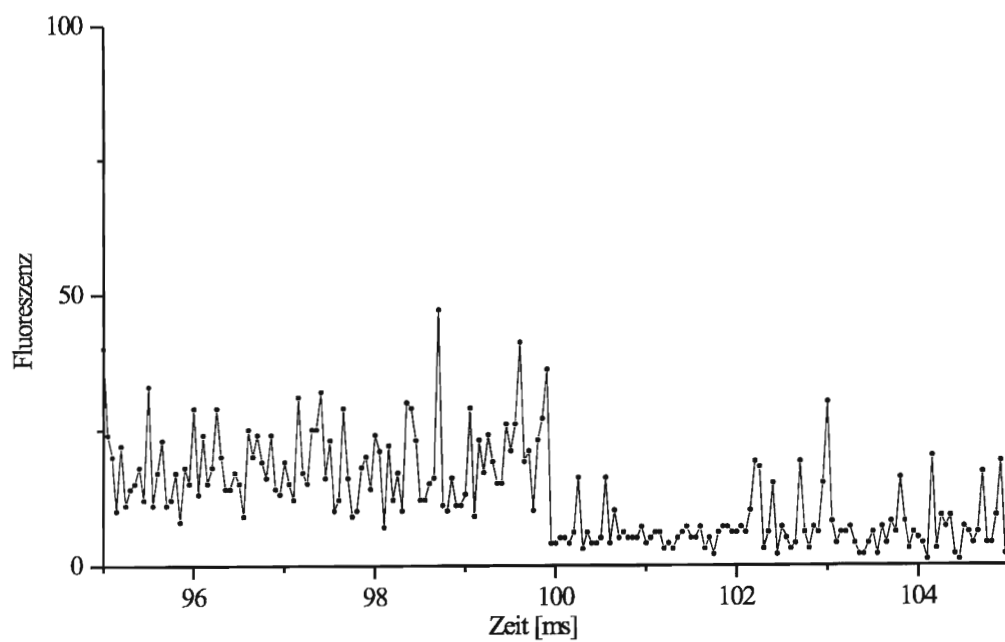


Abbildung 4.9: Selektive Spektroskopie, unten Atome im $F = 4$ Zustand präpariert, oben im $F = 3$ -Zustand präpariert und im $F = 4$ -Zustand abgefragt. Die Fluoreszenz ist in a.u. aufgetragen

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Verwirklichung einer Dipolfalle für wenige und einzelne Atome vorgestellt. Die gezielte Präparation von kleinen atomaren Ensembles oder einzelnen Teilchen stellt eine kritische Anforderung auf dem Weg zur Erzeugung von verschränkten Zuständen dar, und die aufgebaute Dipolfalle ist der erste Schritt dahin.

Von den vorgestellten Messergebnissen sind die langen Speicherzeiten besonders hervorzuheben. Es wurde gezeigt, daß die erreichbaren mittleren Speicherzeiten der einzelnen Atome nur vom Hintergrundgasdruck abhängen und somit sehr lange Speicherzeiten um die 50 s erreichbar sind. Dies ist für viele Anwendungen eine mehr als ausreichende Zeit.

Darüber hinaus wird man durch die 100 % Effizienz beim Umladen von der MOT in die Dipolfalle sowie die zweifelsfreie Bestimmung der Atomanzahl in der MOT in die Lage versetzt, die Dipolfalle deterministisch mit einer beliebigen Anzahl von Atomen zu laden. Zusammen mit den Ergebnissen der zustandsselektiven Spektroskopie verfügt man nun über eine Apparatur, die eine gewünschte Anzahl von Atomen in einen bestimmten Hyperfeinzustand präparieren kann. Insbesondere ist die Relaxationszeit für die Verteilung der Hyperfeinzustände signifikant größer als die Anregungszeit durch den YAG-Laser. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit [CL194].

Die experimentellen Ergebnisse zeigen, daß die Falle insgesamt in ihren technischen Eigenschaften gut verstanden ist und die auftretenden Probleme beim Aufbau der Falle innerhalb eines gewissen Aufwandes überwindbar sind.

Für das Experiment sind verschiedene Fortsetzungen mit unterschiedlich langer Verwirklichungsdauer denkbar.

Auf der kurzfristigen Zeitebene (einige Wochen), bietet es sich vor allem an, die Ansätze weiter zu entwickeln, die im Rahmen dieser Arbeit vorbereitet wurden. Mit der geleisteten Vorarbeit, und vor allem auch in Anbetracht der in Abschnitt 4.3 präsentierten ersten Ergebnisse sollte die Verwirklichung einer direkten Spektroskopie der Atome in der Dipolfalle sowie eine Messung der Relaxationszeiten der Hyperfeinzustände der Atome in der Falle zügig möglich sein. Hierbei sind noch einige offene Fragen zu erklären. So ist die Auswir-

kung der atomaren Bewegung auf spektroskopische Untersuchungen und insbesondere die zu erwartende Linienform noch nicht klar.

Mittelfristig (innerhalb eines Zeitrahmens von Monaten) sollte es möglich sein, den experimentellen Aufbau weiter zu ergänzen. Die aufgebaute Falle bietet einen guten Startpunkt, um das Problem einer optischen Pinzette für einzelne Atome anzugehen. Hierzu muß ein geeigneter Mechanismus konzipiert werden, um den YAG-Laserstrahl mit hinreichender Präzision zu verschieben und Atome auch außerhalb des Beobachtungsvolumens der MOT nachzuweisen. Im Zusammenhang damit ist auch der Einbau einer Cavity eine direkte und interessante Erweiterung des Experiments. In dem Maße, in dem die kontrollierte Bewegung einzelner Atome möglich wird, ergeben sich neue Möglichkeiten auf dem Bereich der Cavity-QED. Bisherige Versuche auf diesem Gebiet mit einzelnen Atomen plazieren im wesentlichen die Cavity unterhalb einer MOT, schalten dann diese MOT aus und führen spektroskopische Untersuchungen durch, sobald eines der Atome zufällig durch den Resonator hindurchfällt [MAB99]. Die Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Cavity ist in diesem Fall auf die Durchfallzeit in der Größendordnung von $100 \mu\text{s}$ begrenzt. Ganz offensichtlich würde die Verwendung einer verfahrbaren Dipolfalle hier einen großen experimentellen Fortschritt bedeuten.

Langfristig lassen sich mit der Kombination aus Dipolfalle und einzelnen Atomen interessante Modellsysteme für die Quantenmechanik konstruieren. Hierbei wirkt sich das einfache Funktionsprinzip der Dipolfalle sehr positiv aus. Bei der MOT muß man üblicherweise mit Modellen arbeiten, die den relevanten Teil des Experiments in die Wirklichkeit abbilden sollen, aber phänomenologische Elemente enthalten. Im Gegensatz dazu ist das Verständnis von Dipolfallen einfacher.

Als natürlicher Kandidat für solche Modellsysteme bieten sich auch Systeme aus der Cavity-QED an. Es gibt Überlegungen, mit Hilfe von Resonatoren hoher Güte verschränkte Zustände zwischen einem Atom und einem Lichtfeld oder zwischen zwei Atomen herzustellen [DOM95, TUR95]. Solche Zustände sind sehr interessant für die Quanteninformationstheorie, insbesondere für die Realisierung von Quantencomputern [DIV95]. Ein anderes interessantes Modellsystem ist der Ein-Atom-Laser, zu dem es bisher lediglich umfangreiche theoretische Untersuchungen gibt [LÖF98].

Je nach der angestrebten Anwendung kann man das Design der Dipolfalle in weiten Maßen anpassen. So gibt es leistungsstarke CO_2 -Laser (Leistungen von mehreren 10 W), die aufgrund ihrer großen Verstimmung zu den nächsten Übergängen ($\lambda_{\text{CO}_2} = 10 \mu\text{m}$) deutlich längere Kohärenzzeiten ermöglichen. Allerdings geht dies auf Kosten der Falltiefe und der Lokalisierung der gespeicherten Atome ($w_0 \propto \lambda$) [GRI99].

Ein anderer Ansatz benutzt blau verstimmt Laser, um die Atome mit Dipolkräften zu speichern. Dabei werden die Atome von dem blauen Licht eingesperrt. Blau verstimmtes Laserlicht erzeugt ein abstoßendes Dipolpotential, so daß die Atome in ein Intensitätsminimum gedrängt werden. Im Inneren eines hohlen blauen Strahls lassen sich somit ebenfalls Atome speichern; durch den bevorzugten Aufenthalt der Atome in einem Intensitätsminimum sind die Atome deutlich schwächer am Lichtfeld angekoppelt als bei roten Dipolfallen. Dies äußert sich in einem geringeren light shift, sowie einer reduzierten spontanen

Streurate. Mittlerweile gibt es unterschiedlich Vorschläge zur einfachen Realisierung eines geeignet geformten Strahles [GRI99].

Insgesamt kann man Dipolfallen auf unzählige Arten realisieren. Je nach Polarisierung, Wellenlänge, Leistung und geometrischen Aufbau ergeben sich Fallen mit sehr unterschiedlichem Charakter. Das Studium dieser verschiedenen Varianten, wie z.B. Mikropotentiale in weit verstimmtten Stehfeldern, verspricht ein breites Instrumentarium zur Speicherung und kohärenten Manipulation von neutralen Atomen.

Anhang A

Relevante numerische Werte für die Dipolfalle

In diesem Anhang sind alle benutzten numerischen Werte des Cäsiumatoms und des YAG-Lasers zusammengefaßt, auf die in dieser Arbeit in Rechnungen oder Auswertungen zurückgegriffen wird.

Linienbreite D_1 -Linie	Γ_{D_1}	$2\pi \cdot 4,68$	MHz
Linienbreite D_2 -Linie	Γ_{D_2}	$2\pi \cdot 5,22$	MHz
	$\omega - \omega_{D_1}$	$2\pi \cdot 8,53$	THz
	$\omega + \omega_{D_1}$	$2\pi \cdot 98,28$	THz
effekt. Verstimmung des YAG-Laser (D_1 -Linie)	Δ'_{D_1}	$2\pi \cdot 7,85$	THz
	$\omega - \omega_{D_2}$	$2\pi \cdot 11,17$	THz
	$\omega + \omega_{D_2}$	$2\pi \cdot 100,92$	THz
effekt. Verstimmung des YAG-Laser (D_2 -Linie)	Δ'_{D_2}	$2\pi \cdot 10,05$	THz
Sättigungsintensität D_1 -Linie	I_{0,D_1}	0,86	mW/cm ²
Sättigungsintensität D_2 -Linie	I_{0,D_2}	1,1	mW/cm ²
g-Faktor $ 6S_{1/2}, F = 3 \rangle$	$g_{F=3}$	$-\frac{1}{4}$	
g-Faktor $ 6S_{1/2}, F = 4 \rangle$	$g_{F=4}$	$+\frac{1}{4}$	
Rückstoßtemperatur D_1 -Linie	T_{r,D_1}	89	nK
Rückstoßtemperatur D_2 -Linie	T_{r,D_2}	99	nK
DOPPLER-Temperatur	T_D	125	μ K
ZEEMAN-Aufspaltung der m_F -Unterstände		$m_F \cdot 350$	kHz
Masse des Cäsiumatoms	m	$2,21 \cdot 10^{-25}$	kg

Anhang B

Schaltplan der Sample & Hold - Schaltung

Der konkrete Schaltplan der Schaltung ist in Abbildung B.2 wiedergegeben. Für die Sample & Hold-Bausteine S/H1 und S/H2 wurde der Chip LF398N verwendet. Die Werte der verwendeten Kondensatoren und Widerstände sind in der Schaltung angegeben.

In Abbildung B.1 ist das Verhalten der Schaltung am Beispiel einer Dreieck-Eingangsspannung illustriert. Die Verzögerungszeit, bis die Schaltung den gefundenen Offset auf das Eingangssignal addiert, wird durch die Kombination von Kondensator C_2 und Widerstand R_3 festgelegt (vgl. Schaltschema B.2). In der konkreten Ausführung waren diese Werte so dimensioniert, daß sich eine Verzögerungszeit von 11 ms ergibt. Die beiden Elemente bestimmen auch die Verzögerung, nach der nach dem Ende des Gate-Impulses wieder das Eingangssignal durchgeschliffen wird. R_3 kann durch ein Potentiometer ersetzt werden, um der jeweiligen Anwendung angepaßte Verzögerungen einzustellen.

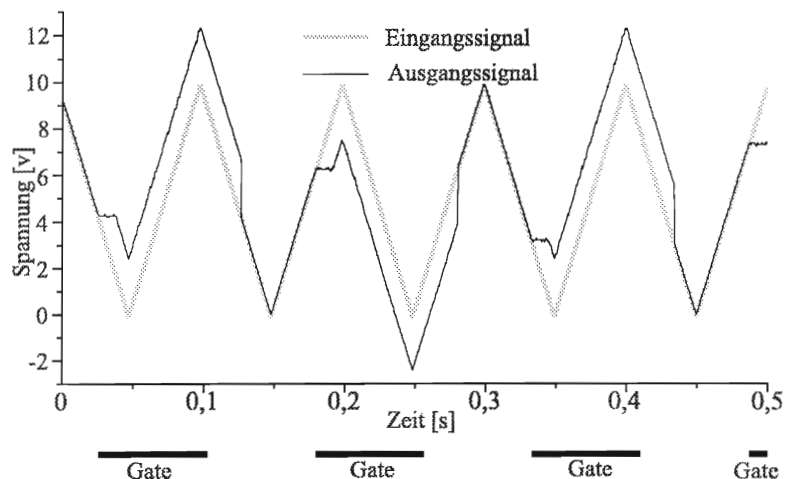


Abbildung B.1: Verhalten der Sample & Hold Schaltung am Beispiel einer Dreieck-Eingangsspannung.

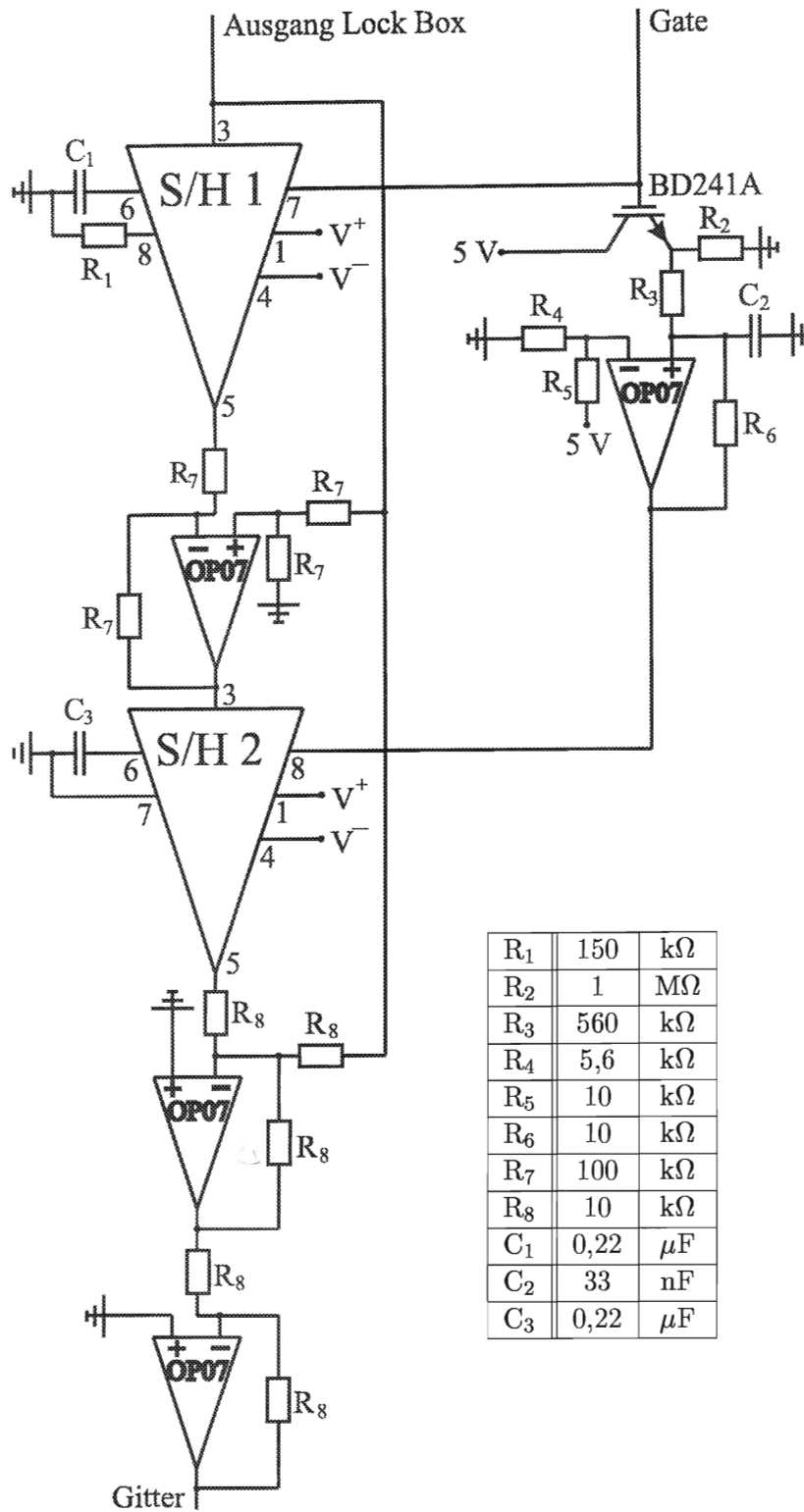


Abbildung B.2: Schaltplan der Sample & Hold - Schaltung. V⁺ und V⁻ entsprechen ±15V. 5V sind durch einen Spannungsregler L7805 gegeben.

Literaturverzeichnis

- [ADA94] C. S. ADAMS, *Atom optics*, Contemporary Physics **35**(1), S. 1–19 (1994)
- [ADA95] C. S. ADAMS, H. J. LEE, N. DAVIDSON, M. KASEVICH UND S. CHU, *Evaporative cooling in a crossed dipole trap*, Physical Review Letters **74**(18), S. 3577–3580 (1995)
- [AND95] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WUEMAN UND E. A. CORNELL, *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor below 200 nanokelvin*, Science **256**, S. 198 (1995)
- [CHO97] D. CHO, *Analogous Zeeman effect from the tensor polarizability in alkali atoms*, Journal of the Korean Physical Society **30**(2), S. 373–376 (1997)
- [CHU98] S. CHU, *The manipulation of neutral particles*, Reviews of Modern Physics **70**(3), S. 685 (1998)
- [CLI94] R. A. CLINE, J. D. MILLER, M. R. MATTHEWS UND D. J. HEINZEN, *Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering*, Optics Letters **19**(19), S. 207–209 (1994)
- [COH72] C. COHEN-TANNOUJDI, G. DUPONT-ROC UND G. GRYNBERG, *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*, Wiley, erste Auflage (1972)
- [COH98] C. COHEN-TANNOUJDI, *Manipulating atoms with photons*, Reviews of Modern Physics **70**(3), S. 707 (1998)
- [DAL85] J. DALIBARD UND C. COHEN-TANNOUJDI, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, Journal of the Optical Society of America B **2**(11), S. 1707 (1985)
- [DAL89] J. DALIBARD UND C. COHEN-TANNOUJDI, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, Journal of the Optical Society of America B **6**(11), S. 2023 (1989)
- [DIV95] D. P. DIVINCENZO, *Quantum Computation*, Science **270**, S. 255 (1995)
- [DOM95] P. DOMOKOS, J. M. RAIMOND, M. BRUNE UND S. HAROCHE, *Simple cavity-QED two-bit universal quantum logic gate: the principle and expected performances*, Physical Review A **52**(5), S. 3554 (1995)
- [EDM74] A. R. EDMONDS, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton University Press, dritte Auflage (1974)
- [FAB76] M. FABRY UND J. R. CUSSENOT, *Theoretical determination of oscillator strengths for the cesium atom*, Canadian Journal of Physics **54**(8), S. 836–844 (1976)
- [GOO96] J. W. GOODMAN, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill, zweite Auflage (1996)

- [GRI99] R. GRIMM UND M. WEIDEMÜLLER, *Optical dipole traps for neutral atoms*, preprint (Februar 1999)
- [HAU93] D. HAUBRICH, A. HÖPE UND D. MESCHEDE, *A simple model for optical capture of atoms in strong magnetic quadrupole fields*, Optics Communications **102**(3-4), S. 225 (1993)
- [HAU95] D. HAUBRICH, *Beobachtung und magnetische Speicherung einzelner neutraler Atome*, Dissertation, Universität Hannover (1995)
- [HAU96] D. HAUBRICH, H. SCHADWINKEL, F. STRAUCH, B. UEBERHOLZ, R. WYNANDS UND D. MESCHEDE, *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, Europhysical Letters **34**(9), S. 663 (1996)
- [HEA61] O. S. HEAVENS, *Radiative probabilities of the lower excited states of the alkali metals*, Journal of the Optical Society of America **51**(10), S. 1058 (1961)
- [LAN76] L. D. LANDAU UND E. M. LIFSCHITZ, *Mechanik*, Akademie Verlag, 9. Auflage (1976)
- [LÖF98] M. LÖFFLER, G. M. MEYER UND H. WALTHER, *Spectral properties of the one-atom laser*, Physical Review A **55**(5), S. 3923 (1998)
- [MAB99] H. MABUCHI, J. YE UND H. J. KIMBLE, *Full observation of single-atom dynamics in cavity QED*, Applied Physics B **68**, S. 1095 (1999)
- [MEW97] M. O. MEWES, M. R. ANDREWS, D. M. KURN, C. G. TOWNSEND UND W. KETTERLE, *Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms*, Physical Review Letters **78**(4), S. 582-5 (1997)
- [MUN99] P. MUNSTERMANN, T. FISCHER, P. W. H. PINKSE UND G. REMPE, *Single slow atoms from an atomic fountain observed in a high-finesse optical cavity*, Optics Communications **159**(1-3), S. 63-67 (1999)
- [PHI98] W. PHILLIPS, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Reviews of Modern Physics **70**(3), S. 721 (1998)
- [RAA87] RAAB, E. M. CABLE, S. CHU UND D. PRITCHARD, *Trapping of neutral atoms with radiation pressure*, Physical Review Letters **59**, S. 2631 (87)
- [RIC95] L. RICCI, M. WEIDEMÜLLER, T. ESSLINGER, C. Z. A. HEMMERICH, V. VULETIC, W. KÖNIG UND T. W. HÄNSCH, *Compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Optics Communications **117**, S. 541 (1995)
- [SAK94] J. J. SAKURAI, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, überarbeitete Auflage (1994)
- [SCH99] H. SCHADWINKEL, *Die magneto-optische Falle als lichtgebundenes Atomgitter*, Dissertation, Universität Bonn (1999)
- [SIE86] A. E. SIEGMAN, *Lasers*, University Science Books, erste Auflage (1986)
- [TUR95] Q. A. TURCHETTE, C. J. HOOD, W. LANGE, H. MABUCHI UND H. J. KIMBLE, *Measurement of conditional phase shifts for quantum logic*, Physical Review Letters **75**(25), S. 4710 (1995)
- [TUR97] Q. A. TURCHETTE, C. S. WOOD, B. E. KING, C. J. MYATT, D. LEIBFRIED, W. M. ITANO UND D. J. WINELAND, *Deterministic Entanglement of two trapped ions*, Physical Review Letters **91**(17), S. 3631 (1997)

- [UEB99] B. UEBERHOLZ, S. KUHR, D. FRESE, D. MESCHEDE UND V. GOMER, *Counting cold collisions*, eingereicht zur Veröffentlichung bei Physical Review Letters (April 1999)
- [WEI99] J. WEINER, V. S. BAGNATO, S. ZILIO UND P. S. JULIENNE, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Review of Modern Physics **71**(1), S. 1–85 (1999)
- [YAR91] A. YARIV, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, überarbeitete Auflage (1991)
- [ZIE98A] M. ZIELONKOWSKI, I. MANEK, U. MOSLENER, P. ROSENBUSCH UND R. GRIMM, *Manipulation of spin-polarized atoms in an optical dipole-force trap*, Europhysics Letters **44**, S. 700 (1998)
- [ZIE98B] M. ZIELONKOWSKI, J. STEIGER, U. SCHÜNEMANN, M. DEKIEVIET UND R. GRIMM, *Optically induced spin precession and echo in an atomic beam*, Physical Review A **58**, S. 3993 (1998)

Danksagung

Ich möchte mich gern an dieser Stelle bei allen Leuten, die mir bei dieser Arbeit geholfen haben, bedanken.

Zuerst will ich Herrn Meschede erwähnen, der mir die Gelegenheit gab, ein interessantes Thema zu bearbeiten, das mir viel Spaß bereitet hat.

Ohne die tatkräftige Unterstützung aus dem MOT-Labor wäre natürlich nichts gegangen. Victor, Bernd und Stefan haben mich das ganze Jahr begleitet und waren immer mit Rat und Tat zur Stelle. Mit Harald, Margit und Markus war der zeitliche Überlapp zwar kleiner, aber auch hier bin ich stets auf Hilfsbereitschaft gestoßen

Insgesamt habe ich mich im Klima der ganzen Arbeitsgruppe sehr wohl gefühlt, und wohl jeder hatte mal in der Zeit irgendwann eine helfende Hand. Stellvertretend für alle möchte ich mich bei Dietmar und Robert dafür bedanken.

Außerhalb des Instituts war meine Freundin Christine mein größter Rückhalt. Meine Eltern haben mich ebenfalls während der ganzen Zeit wo immer möglich unterstützt.

Abschließend will ich mich auch bei dem Korreferenten, Herrn Kobel, bedanken für die freundliche Übernahme der Kokorrektur.

Erklärung

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, im Juni 1999

