

Kalte Stöße in einer magnetooptischen Falle mit hohem Magnetfeldgradienten

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Bernd Ueberholz

aus

Wittlich

Bonn 2001

Kalte Stöße in einer magnetooptischen Falle mit hohem Magnetfeldgradienten

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Bernd Ueberholz

aus

Wittlich

Bonn 2001

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Referent: Prof. Dr. Dieter Meschede
Korreferent: Prof. Dr. Norbert Wermes

Tag der Promotion: 29.11.2001

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Die magnetooptische Falle bei hohem Magnetfeldgradienten	3
1.1 Die magnetooptische Falle	3
1.1.1 Funktionsprinzip	4
1.1.2 Das Cäsium-Atom	6
1.2 Eigenschaften der Fallentiefe bei hohen Magnetfeldgradienten	8
1.2.1 Zeeman-Verstimmung der Lichtkraft	8
1.2.2 Besetzungswahrscheinlichkeiten in der MOT	9
1.2.3 Abschätzung der Fallentiefe	10
2 Klassifizierung von Stößen kalter Atome	13
2.1 Wechselwirkungen neutraler Alkali-Dimere	13
2.2 Grundzustandsstöße	15
2.3 Lichtinduzierte Stoßprozesse	16
2.3.1 Feinstrukturändernde Stöße	16
2.3.2 Strahlungsumverteilende Prozesse	16
2.4 Das Gallagher-Pritchard-Modell	17
3 Präparation und Detektion einzelner Neutralatom-Stöße	23
3.1 Einfang und Speicherung einzelner Atome	23
3.2 Experimenteller Aufbau	24
3.2.1 Lichtquellen	24
3.2.2 Vakuumsystem	27
3.2.3 Nachweis einzelner gespeicherter Atome	28
3.3 Bestimmung der Verlustkoeffizienten	32
3.3.1 Viel-Atom-MOT	32
3.3.2 Einzel-Atom-MOT	33
3.3.3 Erweiterung der Ratengleichung	36
3.3.4 Atomanzahlverteilung	37
4 Kalte Stöße einzelner Atome in der magnetooptischen Falle	39
4.1 Einfluss der Kühllaserleistung	39
4.1.1 Ergebnisse	40
4.1.2 Bestimmung der Temperatur	44
4.1.3 Diskussion der Ergebnisse	46
4.2 Unterdrückung kalter Stöße durch das Rückpumplaserfeld	51
4.2.1 Die Rolle des Rückpumplasers	51
4.2.2 Optische Unterdrückung kalter Stöße	52
4.2.3 Ergebnisse und Diskussion	59

4.3	Einfluss eines rotverstimmten Testlasers	62
4.4	Untersuchung der Ein-Atom-Verluste bei kalten Stößen	63
	Zusammenfassung und Ausblick	69
	A Berechnungen zur Falltiefe	71
	Literatur	74

Einleitung

Die Untersuchung von Neutralatom-Stößen bei niedrigen Temperaturen stellt ein faszinierendes und stetig wachsendes Forschungsgebiet dar. Nicht zuletzt angetrieben durch die erstmalige experimentelle Verwirklichung eines entarteten Quantengases [AND95] entwickelte sich bis heute ein steigendes Interesse am Verständnis von kalten Stößen und der Reduktion der Verluste aus Neutralatom-Fallen.

Den Techniken der Laserkühlung seit Ende der 80er Jahre ist es zu verdanken, dass atomare Ensembles mit ausreichenden Dichten bei sehr tiefen Temperaturen präpariert werden können. Entsprechend der Terminologie nach Suominen [SUO96] sollen hier Stoßprozesse von Atomen im Temperaturbereich zwischen etwa 1 mK und 1 μ K als *kalte Stöße* bezeichnet werden. Bei diesen kleinen kinetischen Energien kommt den langreichweitigen Molekülpotentialen eine besondere Bedeutung zu. Die Stoßzeiten liegen dabei im Bereich der Lebensdauer der atomaren, elektronisch angeregten Niveaus, sodass die Stoßdynamik durch Anwesenheit vom nahresonanten Laserfeld entscheidend beeinflusst wird. Dies bringt eine ganze Fülle von neuen physikalischen Effekten hervor und ermöglicht somit den Zugang zur gezielten Untersuchung interatomarer Wechselwirkungen in Anwesenheit von resonanten und nahresonanten Lichtfeldern.

Die magnetooptische Falle (MOT) hat sich zur Untersuchung von Stößen gekühlter Atome als Arbeitspferd etabliert. Sie ermöglicht die Speicherung von Atomen auf engstem Raume bei gleichzeitig niedrigen Temperaturen. Die MOT bietet im Gegensatz zu Atomstrahl-Experimenten intrinsisch Zugang zur Dichte und Atomanzahl durch alleinige Beobachtung der Fluoreszenz. Sie wirkt gleichzeitig als ein Energiediskriminator für exotherme Stöße: Überschreitet die durch den Stoß frei gewordene Energie die Fallenpotentialtiefe, verlassen die Stoßpartner die Falle. Die von der Atomdichte quadratisch abhängigen Verluste sind ein klares Indiz für binäre kalte Stöße und die wichtigste Informationsquelle für ihre Untersuchung.

Erst vor wenigen Jahren wurde der experimentelle Nachweis einzelner neutraler Atome demonstriert [HU94, RUS96, HAU96A], wodurch die Untersuchung von dynamischen Prozessen an einem einzelnen Atom ermöglicht wurde. Diese Prozesse tragen einerseits zum Verständnis der Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld bei, andererseits können sie Aufschluss über strahlende und nicht-strahlende Zustandsänderungen geben. Die Resonanzfluoreszenz bildet dabei eine Detektionsquelle, die es erlaubt, die innere und äußere Dynamik der Atome auf *nicht-invasive* Weise zu beobachten und zu studieren [GOM98B].

Die Speicherung und Beobachtung einzelner neutraler Atome zeigte bereits, mit welcher Präzision und Signal-zu-Untergrund-Verhältnis die Bewegung in einer magnetooptischen Falle beobachtet und erklärt werden kann und trägt nicht zuletzt mit bei zum näheren Verständnis von rein nichtklassischen Effekten, die der Natur der Photonen zugrundeliegen (Antibunching [KIM77]) sowie der Beobachtung von RABI-Oszillationen eines einzelnen Atoms. Die Verwendung ei-

ner magnetooptischen Falle mit hohem Magnetfeldgradienten ermöglicht es, einzelne Atome bei gleichzeitig hohen Dichten zu beobachten und zum ersten Mal individuelle Stoßprozesse zu untersuchen [UEB00].

Durch geschickte Wahl der Fallenparameter kann die Stoßrate in der Falle soweit reduziert werden, dass eine genaue Bestimmung von isolierten Lade- und Verlustereignissen unter genauer Kenntnis der momentanen Atomanzahl in der Falle ermöglicht wird. Durch diese neuartige Messmethode von kalten Stößen lassen sich die Verlustkoeffizienten in der Falle mit hoher Präzision und ohne jede zusätzliche Einwirkung auf die Fallenparameter während der Messung bestimmen.

In dieser Arbeit wird erstmals über die Untersuchung von kalten binären und abzählbaren Stößen zwischen Neutralatomen berichtet. In Kapitel 1 werden die Eigenschaften einer MOT mit hohem Magnetfeldgradienten vorgestellt. Über die bei kalten Stößen auftretenden Wechselwirkungen zwischen den Atompaaaren und dem Lichtfeld wird in Kapitel 2 berichtet. Kapitel 3 stellt den experimentellen Aufbau zur Präparation und Detektion einzelner neutraler Atome und das Auswerteverfahren zur Bestimmung der physikalischen Größen aus der Dynamik der Atomanzahl in der Falle vor. In Kapitel 4 werden die experimentellen Ergebnisse zusammengefasst, die anhand der theoretischen Modelle ausführlich diskutiert werden. Abschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

Die magnetooptische Falle bei hohem Magnetfeldgradienten

Bei der Untersuchung von Stoßprozessen kalter Atome in einer Neutralatom-Falle wie der hier verwendeten magnetooptischen Falle treten Effekte auf, die sowohl von der Verteilung der inneren und äußeren Zustände eines jeden gespeicherten Atoms als auch von der Niveauverschiebung zweier Atome während des Stoßes abhängen können. Hierzu müssen eine Reihe von Wechselwirkungen einerseits zwischen Atomen, andererseits zwischen der molekularen Struktur der stoßenden Atumpaare mit dem Lichtfeld berücksichtigt werden.

Um diese Prozesse näher zu verstehen, soll zunächst in Kapitel 1.1 eine kurze Beschreibung der Funktionsweise der Spontankraftkühlung und die zur Erzeugung einer Falle notwendige Rückstellkraft erfolgen. Kapitel 1.2 stellt die wesentlichen Merkmale der Fallentiefe heraus. Hierbei soll die Bedeutung des Magnetfeldgradienten auf die Speicherung und die Kinematik des Verlustprozesses der Atome herausgestellt werden.

1.1 Die magnetooptische Falle

Die magnetooptische Falle (magneto-optical trap, MOT) stellt seit der experimentellen Realisierung [RAA87] das Standardwerkzeug für die Erzeugung kalter Atome dar. Sie hat insbesondere in der experimentellen Quantenoptik und Atomphysik einen enormen Stellenwert erreicht - von der Präzisionsspektroskopie [PET99, SOR00] bis hin zur stärksten Erhöhung der Phasenraumdichte eines atomaren Gases für die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates [AND95, BRA95, DAV95A]. Letzterem ist es zu verdanken, dass den Stoßprozessen zwischen kalten Atomensembles eine besondere Aufmerksamkeit zuteil geworden ist. Seither hat sich ein eigenständiges, breites Forschungsgebiet mit dem Schwerpunkt der Untersuchung kalter Stöße herauskristallisiert.

Durch die Reduktion der Temperatur um mehr als 6 Größenordnungen bei gleichzeitiger Erzeugung von hohen Dichten war es erstmals möglich, Stoßprozesse zeitlich im Bereich der natürlichen Lebensdauer der angeregten atomaren Niveaus und damit den Einfluss des Lichtfeldes auf die Stoßdynamik zu beobachten. Zum besseren Verständnis dieser Manipulation der Stöße durch das Lichtfeld der Falle sollen im folgenden die wesentlichen Eigenschaften der MOT vorgestellt werden.

1.1.1 Funktionsprinzip

Das Funktionsprinzip der MOT beruht im wesentlichen auf der gerichteten Photonenaufnahme und isotrop verteilter spontanen Emission des zu kühlenden Gases in einem nah-resonanten Lichtfeld. Betrachtet man ein ideales Zwei-Niveau-Atom, so führt die spontane Emission von Photonen aufgrund ihrer Isotropie über viele Kühlzyklen zu einem resultierenden Photonen-Impulsübertrag von Null, wogegen der Impulsübertrag bei der Absorption von Null verschieden ist, falls das Atom Photonen bevorzugt aus einer Strahlrichtung absorbiert. Folglich wird auf das Atom gerade entlang dieser Strahlrichtung eine Kraft ausgeübt. Führt man das Atom in ein optisches Feld zweier entgegengerichteter Laserstrahlen der Frequenz ω_L und bezüglich der atomaren

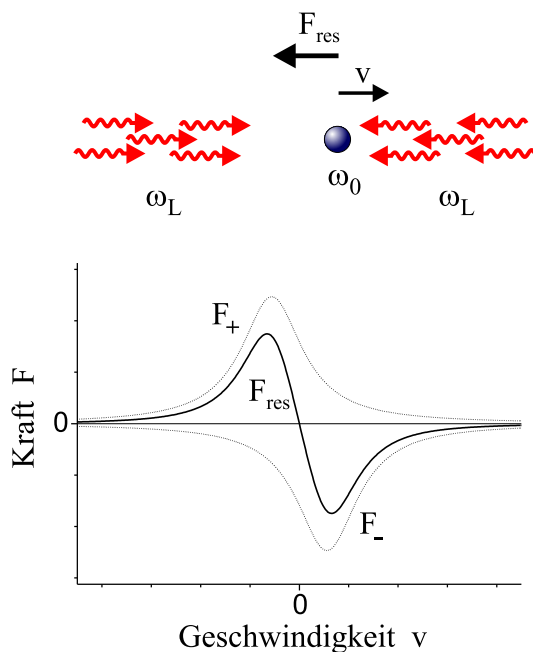


Abbildung 1.1: Eindimensionales Prinzip des Spontankraftkühlens eines sich mit Geschwindigkeit v bewegenden Atoms in einem optischen Feld zweier entgegengerichteter Laserstrahlen. Dargestellt sind die Kräfte F_+ und F_- beider Teilstrahlen sowie deren resultierende Kraft F_{res} .

Resonanz $\hbar\omega_0$ rot verstimmt ($\omega_L - \omega_0 = \delta < 0$), so kann das Atom bevorzugt aus dem ihm entgegenlaufenden Strahl Photonen absorbieren, wobei es den Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k} = m\Delta\vec{v}$ pro absorbiertem Photon wegträgt. Durch die isotrope Verteilung der emittierten Photonen stellt sich über viele Absorptions-Emissions-Zyklen ein Netto-Impulsübertrag ein, der sich aus der Summe der Impulsüberträge der absorbierten Photonen ergibt. Die resultierende Kraft F_{res} auf das Atom summiert sich aus Kräften der beiden Strahlen und ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Durch diese gerichtete Absorption verliert das Atom kinetische Energie und erfährt somit eine Reibungskraft. Dieser Effekt wurde von T. W. Hänsch und A. L. Schawlow vorhergesagt [HÄN75] und später von S. Chu und Mitarbeitern erstmals experimentell demonstriert [CHU85B].

Da sich gekühlte Atome aufgrund dieser Reibungskräfte wie durch einen zähen Sirup bewegen, wird diese Konfiguration auch als *optische Melasse* bezeichnet. Die spontane Emission führt zum *random walk* im Impulsraum und begrenzt dadurch die Temperatur der Atome. Die hierbei erreichbare DOPPLER-Temperatur beträgt typischerweise

$$T_D = \frac{\hbar}{k_B} \frac{\Gamma}{2}, \quad (1.1)$$

mit BOLTZMANN-Konstante k_B und Γ als natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs. Γ kann hier als das *Auflösungsvermögen* der entgegengerichteten Kräfte der beiden Lichtstrahlen angesehen werden. Für das Cäsium-Atom liegt diese Temperatur bei $T_D = 125 \mu K$.

Die zu einer Falle noch notwendige Rückstellkraft kann durch Ausnutzung des ZEEMAN-Effektes mittels eines inhomogenen Magnetfeldes mit Feld-Minimum im Zentrum der Falle

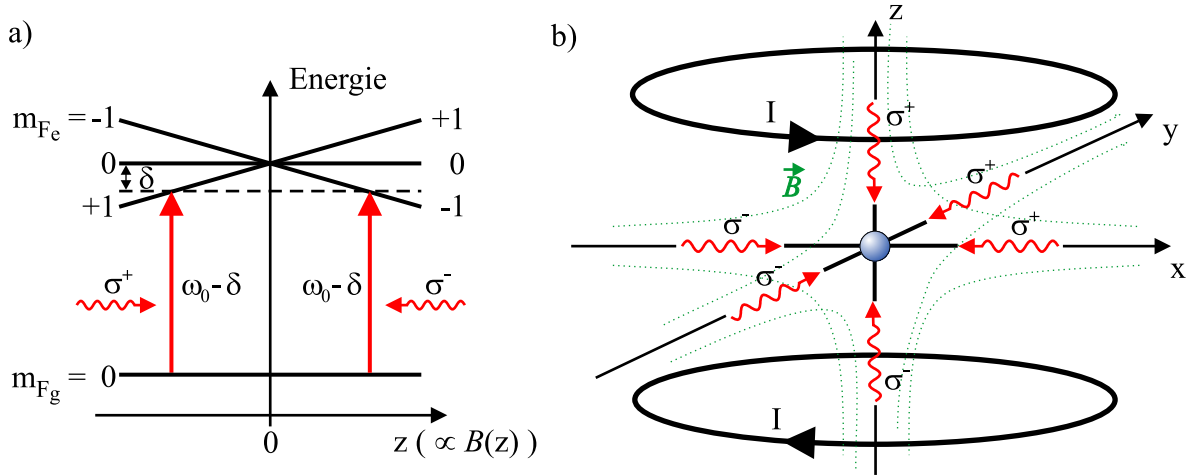


Abbildung 1.2: a): Eindimensionales Prinzip zur Erzeugung der Rückstellkraft anhand eines Atoms mit $F_g = 0 \rightarrow F_e = 1$ -Übergang mit Resonanzfrequenz ω_0 und relativer Verstimmung δ des Laserfeldes. b): Realisierung der $\sigma^+ - \sigma^-$ -Standardkonfiguration der MOT in drei Dimensionen.

realisiert werden [RAA87], welche die zusätzliche ortsabhängige Verstimmung der Resonanz erzeugt. Betrachtet man vereinfacht ein Atom mit dem Übergang vom Grundzustand mit Drehimpuls $F_g = 0$ zum angeregten Zustand mit $F_e = 1$ in einem Lichtfeld zweier entgegengesetzter Laserstrahlen entgegengesetzter zirkularer Polarisation ($\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration), so kann bei Anwesenheit eines konstanten Magnetfeldgradienten $\partial B / \partial z$ das Atom zunehmend mit dem ihm zugewandten Laserstrahl in Resonanz geraten, sobald es sich vom magnetischen Nullpunkt entfernt (siehe Abbildung 1.2a).

Die hierbei auftretende Kraft eines jeden Strahls für ein Atom mit Geschwindigkeit v_z und Position z lässt sich in folgender Form darstellen:

$$F_{\pm z} = \mp \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4(\delta \pm k v_z \pm \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} z)^2 / \Gamma^2}, \quad (1.2)$$

mit $s_0 = I / I_s$ als resonanten Sättigungsparameter, wobei I der Intensität des Lichtfeldes und I_s der Sättigungsintensität des atomaren Übergangs entspricht. Die resultierende Kraft kann dann geschrieben werden als $F_{res} = F_{+z} + F_{-z}$, wie bereits in Abbildung 1.1 auf der vorherigen Seite schematisch dargestellt wurde.

Als Folge dieser Kraft erhält man eine Bewegungsgleichung für die gespeicherten Atome, die sich vereinfacht durch

$$F = m \ddot{z} = -\alpha \dot{z} - \kappa z - \xi(t) \quad (1.3)$$

darstellen lässt. Hier beschreibt die Dämpfungskonstante α die Reibung in der optischen Melasse, die Federkonstante κ die Rückstellkraft durch das Magnetfeld und die LANGEVIN-Kraft $\xi(t)$ die zeitlichen Impuls-Fluktuationen bei Absorption und Emission der Photonen.

Dieses eindimensionale Modell lässt sich auf drei Dimensionen übertragen mit drei zueinander orthogonal verlaufenden Laserstrahlpaaren in einem sphärischen Quadrupol-Magnetfeld, wie in Abbildung 1.2b dargestellt.

Abhängig von Intensität und Verstimmung können in einer MOT zudem dissipative Kräfte auftreten, die von einem Zwischenspiel von räumlicher Modulation der Lichtverschiebung (*light shift*) und optischem Umpumpen der ZEEMAN-Untereinstände des Grundzustandes herühren. Diese Prozesse ermöglichen es, Temperaturen weit unterhalb der DOPPLER-Temperatur zu erzeugen [LET88, STE91]. Eine theoretische Beschreibung von solchen Sub-DOPPLER-Kühlmechanismen findet sich in [DAL89], soll aber hier nicht im Detail diskutiert werden, da im Parameterbereich der im Experiment verwendeten MOT diese Effekte nicht die dominierende Rolle spielen. Die Temperatur der gespeicherten Atome kann durch die Variation der Kühllaser-Intensität und -Verstimmung so manipuliert werden, dass Temperaturen um T_D erreicht werden können.

1.1.2 Das Cäsium-Atom

Das im Experiment verwendete neutrale Cäsium-Isotop $^{133}_{55}\text{Cs}$ stellt bei weitem noch kein idealisiertes (entartetes) Zwei-Niveau-Atom dar, wie in Abbildung 1.2 dargestellt. Jedoch kann durch optisches Pumpen erreicht werden, dass dieses Alkali-Atom seinen Zustand bevorzugt nur innerhalb *eines* Hyperfeinstruktur-Niveaus im Grund- und im angeregten Zustand ändert.

Zur Anregung des Atoms wird die Cäsium- D_2 -Linie mit einer Wellenlänge von 852 nm und einer Sättigungsintensität von $I_s = 1,1 \text{ mW/cm}^2$ verwendet. Der Kernspin beträgt $I = 7/2$, wodurch der $6S_{1/2}$ -Grundzustand zweifach aufgespalten ist mit den Hyperfeinstruktur-Niveaus $F_g = 3$ und $F_g = 4$.

Der untere angeregte Zustand $6P_{1/2}$ liegt weit außerhalb des Anregungsbereiches des D_2 -Überganges bei einer Wellenlänge von $\lambda_{D_1} = 895 \text{ nm}$ und kann für den Kühlprozess in der MOT vernachlässigt werden. Der für den Kühlübergang relevante angeregte Zustand $6P_{3/2}$ besteht aus 4 Hyperfeinstruktur-Untereinständen ($F_e = 2, 3, 4, 5$) und besitzt eine Lebensdauer von $\tau = 1/\Gamma = 30,6 \text{ ns}$ [RAF99].

In Abbildung 1.3a sind die relevanten Energiezustände des Cäsium-Atoms dargestellt. Der Kühlübergang erfolgt vom Zustand $F_g = 4$ nach $F_e = 5$. Das Atom befindet sich somit im obersten F_e -Zustand, von wo es aufgrund der Auswahlregel für Dipolübergänge nur in den oberen F_g -Grundzustand zerfallen kann. Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit (etwa jeden tausendsten Kühlzyklus) kann das Atom aufgrund seiner endlichen Linienbreite in den benachbarten angeregten $F_e = 4$ -Zustand durch den Kühllaser angeregt werden, wodurch es mit der Wahrscheinlichkeit $5/12$ in den unteren $F_g = 3$ -Zustand zerfällt und somit dem Kühlzyklus entzogen wird. Hierzu wird ein zusätzliches Rückpumpfeld von $F_g = 3$ nach $F_e = 4$ eingestrahlt, um den Kühlzyklus zu schließen (siehe Abbildung 1.3a). Durch die verhältnismäßig geringe Anregungsrate hat der Rückpumplaser jedoch keinen wesentlichen Einfluss auf die Temperatur der gespeicherten Atome.

Im Magnetfeld B der MOT findet eine ZEEMAN-Aufspaltung der um $2F+1$ entarteten Hyperfeinstruktur-Niveaus statt, sodass eine positionsabhängige ZEEMAN-Verschiebung von

$$\Delta E = (m_{F_e} g_{F_e} - m_{F_g} g_{F_g}) \mu_B |B| \quad (1.4)$$

zwischen den Unterniveaus mit $m_{F_e} = (m_{F_g}, m_{F_g} \pm 1)$ zustande kommt. In Abbildung 1.3b sind die entsprechenden Übergangsenergien für die äußersten Zustände $m_{F_g} = F_g$ dargestellt. Der Bereich der normalen ZEEMAN-Aufspaltung hat seine Gültigkeit bis zu einer Magnetfeldstärke

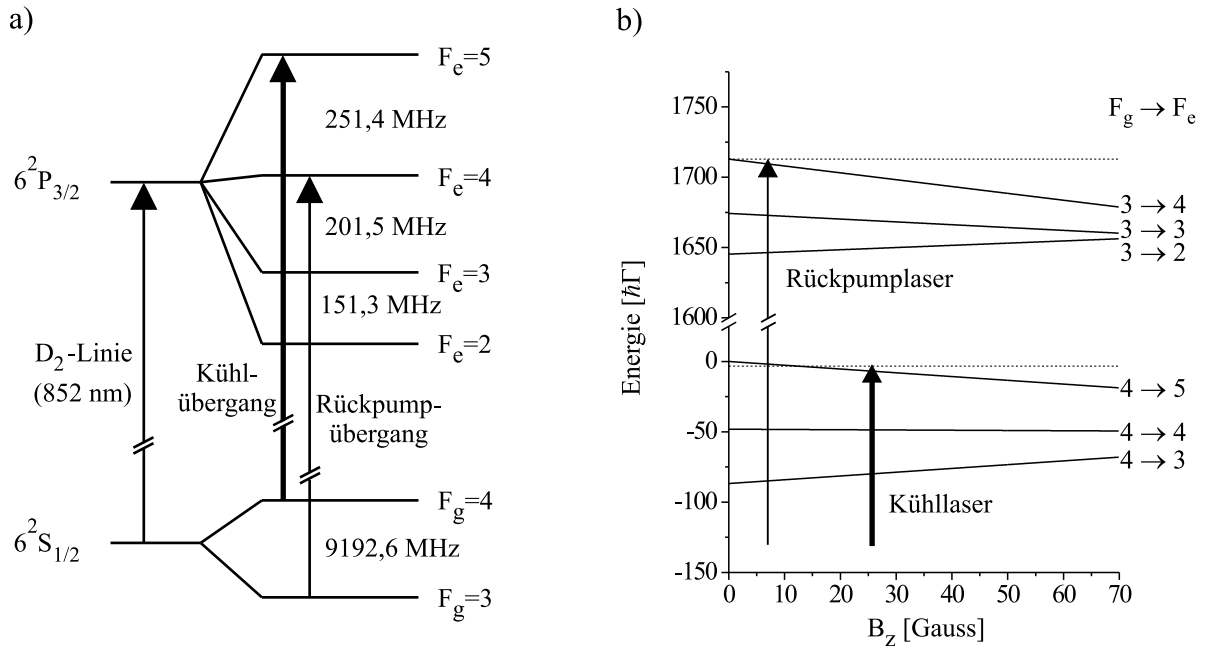


Abbildung 1.3: a): Relevantes Termschema von $^{133}_{55}\text{Cs}$ zur Laserkühlung. b): ZEEMAN-Verschiebung der Hyperfeinstrukturübergänge der D₂-Linie im Magnetfeld der MOT (die Energien sind relativ zum Kühlübergang dargestellt).

von etwa 70 Gauß für den $6P_{3/2}$ -Zustand und ist in der MOT immer erfüllt. Die räumliche Ausdehnung der magnetooptischen Falle wird mit zunehmenden Magnetfeldgradienten kleiner. Dies führt dazu, dass für die gespeicherten Atome in der MOT selbst bei hohem Magnetfeldgradienten die Magnetfeldstärke nicht mehr als 1 Gauß beträgt, was einer Verstimmung des Kühlübergangs von weniger als $0,2 \Gamma$ entspricht. Ein hoher Magnetfeldgradient wirkt sich jedoch entscheidend auf das Einfang- und Verlustverhalten der Atome in der MOT aus: Die ZEEMAN-Aufspaltung kann innerhalb des Kreuzungsbereiches der Kühllaserstrahlen zu einer Verstimmung der Resonanzfrequenz um mehrere Γ führen, die am Rande der Fallenstrahlen mit einem Radius von z_{max} einer ZEEMAN-Verstimmung von

$$\delta_B = (m_{F_e} g_{F_e} - m_{F_g} g_{F_g}) \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} \cdot z_{max} \quad (1.5)$$

entspricht und je nach Strahlradius und Magnetfeldgradient an die Grenze des ZEEMAN-Bereiches reichen kann. Dieser Einfluss auf die Falltiefe wird in Kapitel 1.2 näher erläutert.

1.2 Eigenschaften der Falltiefe bei hohen Magnetfeldgradienten

Die MOT eignet sich in zweifacher Weise zur Untersuchung von kalten Stößen. Einerseits dient sie als Quelle für kalte Atome, zum anderen funktioniert sie als Energiediskriminator, der die Stoßenergie, die zu einem Verlust aus der Falle führt, vorgibt. Zur Charakterisierung der Stoßprozesse ist daher die Kenntnis der Falltiefe der MOT von ausschlaggebender Bedeutung. Wie bereits in Kapitel 1.1.1 gezeigt wurde, treten neben den konservativen Rückstellkräften auch dissipative Kräfte auf, so dass kein konservatives Potenzial in der MOT vorherrscht. Die effektive Falltiefe ist durch die Grenzgeschwindigkeit bestimmt, die notwendig ist, um das Atom vom Zentrum der Falle gerade noch aus dem Kräftebereich der Fallenstrahlen zu befördern. Erste Überlegungen zu Einfanggeschwindigkeiten von Atomen in MOTs mit hohem Magnetfeldgradienten wurden bereits in einem vereinfachten Modell beschrieben [LIN92, HAU93].

Im folgenden soll eine Abschätzung der Falltiefe vorgestellt und die wesentlichen Unterschiede zwischen einer Standard-MOT mit typischerweise $\partial B/\partial z \approx 5 - 10 \text{ G/cm}$ und einer MOT mit hohem Magnetfeldgradienten ($\partial B/\partial z > 100 \text{ G/cm}$) herausgestellt werden.

1.2.1 Zeeman-Verstimmung der Lichtkraft

Die ZEEMAN-Verstimmung kann bei hohen Magnetfeldgradienten zu einer starken Verschiebung der Resonanzfrequenz der Atome außerhalb des Fallenzentrums führen. Hierbei ist zunächst zu unterscheiden zwischen der räumlichen Ausdehnung des Aufenthaltsbereiches der gespeicherten Atome in der MOT und dem Einfang- bzw. Wiedereinfang-Bereich, der durch die Größe der Fallenstrahlen vorgegeben wird. Die MOT, in der die Stöße auftreten und untersucht werden, ist

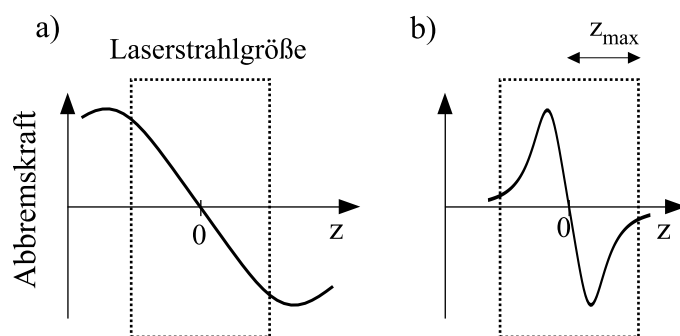


Abbildung 1.4: Vergleich der Abbremskraft für „flüchtende“ Atome in einer Standard-MOT (a) und einer Starkgradienten-MOT (b) bei konstanter Laserstrahlgröße.

dabei typischerweise um mehr als 2 Größenordnungen kleiner als der Strahlenradius z_{max} . Somit wirken während der *Flucht* der Atome nach dem Stoß Abbremskräfte, die innerhalb von z_{max} eine Modifizierung durch das Magnetfeld erfahren. In Abbildung 1.4 ist die Abbremskraft für eine Standard-MOT und eine Starkgradienten-MOT im Ortsraum für eine typische Laserstrahlgröße schematisch dargestellt. Hier zeigt sich in

Analogie zur geschwindigkeitsabhängigen Kraft aus Abbildung 1.1 auf Seite 4, dass bei hohen Magnetfeldgradienten die Extrema der Kräfte näher aneinanderrücken und eine weitere Steigung des Magnetfeldgradienten die Falltiefe reduziert.

Zur Bestimmung der Falltiefe ist die Geschwindigkeit von Relevanz, bei der die Atome nach dem Stoß im Strahlgröße-begrenzenden Kräftebereich gerade noch eingefangen werden können. Für kinetische Energien im Bereich der Falltiefe kann die DOPPLER-Verschiebung bei hohem Gradienten vernachlässigt werden, wie in Kapitel 1.2.3 noch näher begründet wird.

1.2.2 Besetzungswahrscheinlichkeiten in der MOT

Der Einfluss des Magnetfeldgradienten auf die Falltiefe wird deutlich, wenn man die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Untere Zustände der gespeicherten Atome im Lichtfeld von Kühl- und Rückpumpplaser vergleicht. Mit Hilfe eines einfachen Ratenmodells können die stationären Besetzungswahrscheinlichkeiten des Cäsium-Atoms bestimmt werden. Abbildung 1.5a zeigt die Besetzungswahrscheinlichkeiten für beide F_g -Grundzustände als Funktion des Abstandes $z \sim B$ vom Fallenzentrum bei konstanten Fallenparametern für drei unterschiedliche Kühllaserleistungen. In der Besetzung des oberen Grundzustandes (unteres Kühlniveau) ist ein Einbruch bei kleinem Abstand zum Fallenzentrum zu erkennen. Dieser kommt durch die erhöhte Absorptionswahrscheinlichkeit an der Stelle zustande, an der die ZEEMAN-Verstimmung gerade der Verstimmung des Kühllasers entspricht - das Atom wird verstärkt das obere Kühlniveau besetzen. Position und Breite dieses Einbruchs hängen dabei vorwiegend vom Magnetfeldgradienten ab. Mit zunehmender Leistung verbreitert sich dieser Absorptionseinbruch zudem aufgrund der Leistungsverbreiterung. Vergrößert sich der Abstand vom Fallenzentrum, so findet eine zunehmende Besetzung in benachbarte Zustände über den Hauptverlustkanal $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ statt. Von dort aus kann das Atom in den unteren $F_g = 3$ -Grundzustand zerfallen. Die ZEEMAN-Aufspaltung des Rückpumpüberganges ist - durch unterschiedliche Landé- g_F -Faktoren bestimmt - etwa doppelt so groß wie die des Kühlüberganges (siehe auch Abbildung 1.3b in Kapitel 1.1.2). Die Anregung durch den Rückpumpplaser reicht bei größeren Abständen nicht aus, um den oberen Grundzustand verstärkt zu besetzen und die Verbreiterung des Absorptionseinbruches koinzidiert bei hohen Kühllaserleistungen schließlich mit der Entvölkerung des oberen Grundzustandes (siehe

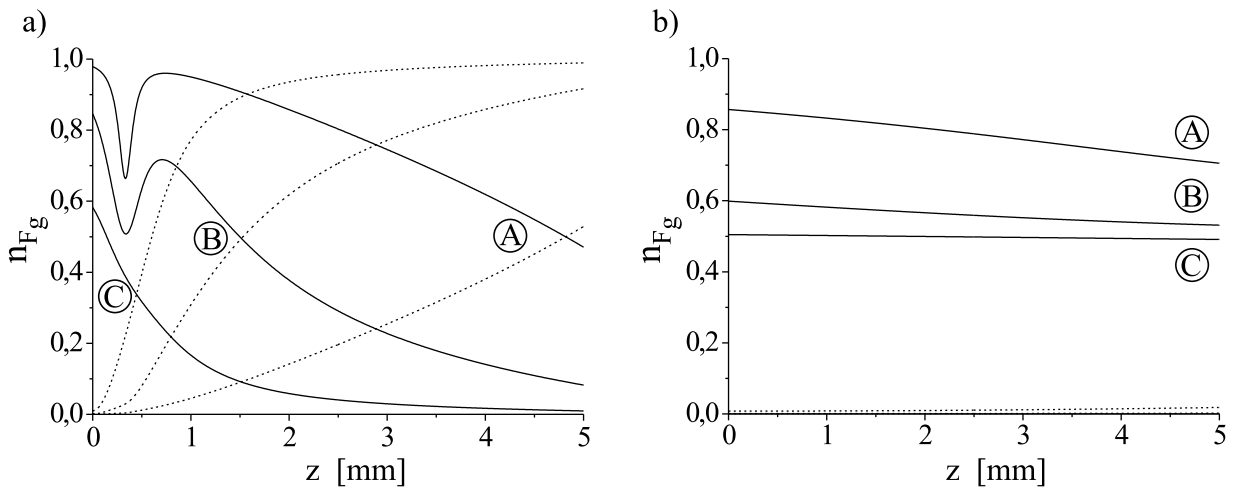


Abbildung 1.5: Stationäre Besetzungswahrscheinlichkeiten n_{F_g} der Cs-Grundzustände in der MOT in Abhängigkeit vom Abstand z zum Fallenzentrum für verschiedene Sättigungsparameter s_0 des Kühllasers (A) : $s_0 = 1$, (B) : $s_0 = 10$, (C) : $s_0 = 100$). Die durchgezogenen Linien stellen die Besetzungsdichten des Kühl-Grundzustandes $F_g = 4$, gestrichelte Linien die des unteren Grundzustandes $F_g = 3$ dar. a) : hier verwendete MOT mit hohem Magnetfeldgradienten $\partial B / \partial z = 375$ G/cm, $\delta = -3, 35 \Gamma$. (A), (B) und (C) markieren die Kreuzungspunkte, an denen eine Gleichbesetzung der beiden zugehörigen Grundzustände stattfindet. b) : Standard-MOT mit $\partial B / \partial z = 5,1$ G/cm, $\delta = -\Gamma$. Die Rückpumpleistung beträgt in beiden MOT-Typen $s_0 = 4$.

© in Abbildung 1.5 auf der vorherigen Seite). Entsprechend sinkt auch die Abbremslichtkraft. Im Vergleich zu den Besetzungen in einer Standard-MOT mit kleinem Magnetfeldgradienten, wie in Abbildung 1.5b dargestellt, finden innerhalb eines typischen Strahlradius von 5 mm keine signifikanten Verluste in den unteren Grundzustand statt - die ZEEMAN-Verstimmung reicht für eine Entvölkerung des oberen Grundzustandes nicht aus und die Atome bleiben trotz höherer Anregungsrate (erhöhte Besetzung im oberen Kühlniveau) im Kühlzyklus. Demzufolge wird die Abbremsstrecke vorwiegend durch die Strahlgröße abgeschnitten.

1.2.3 Abschätzung der Falltiefe

Im folgenden sollen die vorangegangenen Überlegungen bei der Bestimmung der Potenzialtiefe herangezogen werden. In einer Dimension findet sich ein analytischer Ausdruck für die auftretenden Kräfte in der MOT innerhalb eines vereinfachten semiklassischen Modells für ein Drei-Niveau-Atom [DAL84], welches der magnetischen Orientierung Rechnung trägt. Die Bestimmung der Falltiefe kann nur numerisch durchgeführt werden. Dies geschieht mit Hilfe eines Differenzenverfahrens nach EULER, das durch Iteration die Maximalgeschwindigkeit bestimmt, wobei von einem festen Strahlradius z_{max} ausgegangen wird, bis zu dem das Atom durch die Strahlungskräfte gerade noch abgebrems werden kann (siehe Anhang A).

In Abbildung 1.6a ist die Falltiefe in Abhängigkeit vom Magnetfeldgradienten dargestellt. Deutlich zu erkennen ist das Maximum der Falltiefe bei dem Gradienten b_δ , der durch die ZEEMAN-Verstimmung die Verstimmung des Kühllasers gerade kompensiert:

$$b_\delta = \frac{\delta \hbar}{\mu_B z_{max}} \quad (1.6)$$

(vergleiche auch Gleichung (1.2)). Bei kinetischen Energien im Bereich der Falltiefe von 0,2 K beträgt die DOPPLER-Verschiebung etwa 1Γ . Hier zeigt sich, dass im Vergleich zu der ortsabhängigen ZEEMAN-Verstimmung die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Abbremskraft keinen signifikanten Einfluss auf die Falltiefe hat.

In Abbildung 1.6b ist die Abhängigkeit der Falltiefe von der Verstimmung des Kühllasers dargestellt. Man erkennt, dass mit kleiner werdender Verstimmung δ die Falle zunehmend flacher wird. Für die Standard-MOT mit kleinen Magnetfeldgradienten und kleiner Kühllaserverstimmung findet man folglich, dass die Falltiefe ihr Maximum erreicht.

Jedoch kann das vereinfachte eindimensionale Modell lediglich den qualitativen Verlauf der Falltiefe in drei Dimensionen wiedergeben. Gründe für quantitative Abweichungen liegen in der Mannigfaltigkeit der möglichen Übergänge zwischen den magnetischen Unterzuständen des Atoms und der komplizierten dreidimensionalen Lichtfeldkonfiguration der MOT und werden in Abschnitt 4.1.3 näher erläutert. Die weiterführenden Untersuchungen ergeben dabei, dass die Falltiefe etwa um 20 % kleiner ist.

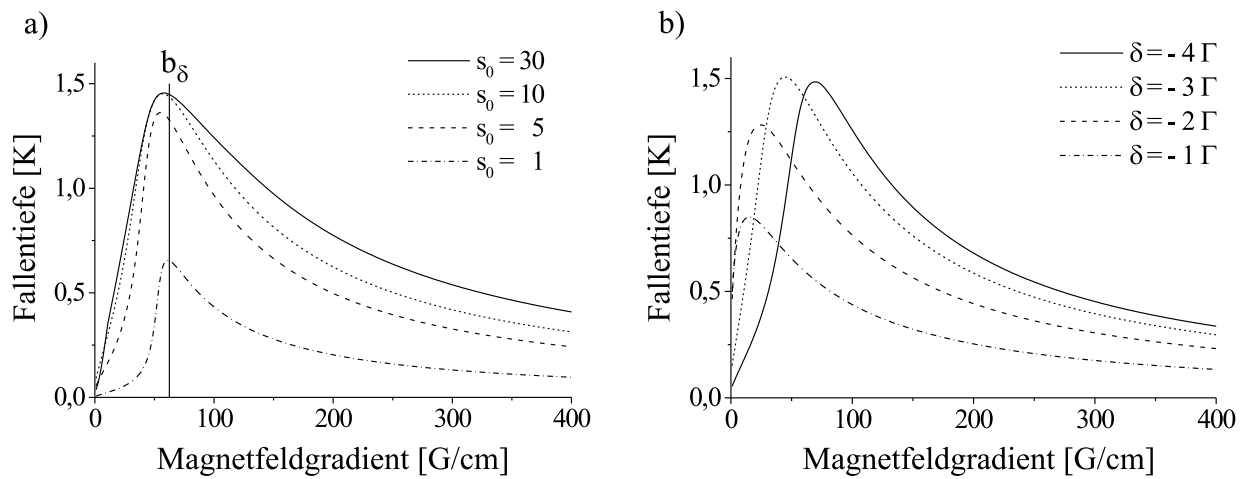


Abbildung 1.6: Falltiefen im 1D-Modell als Funktion des Magnetfeldgradienten mit Strahlradius $z_{max} = 2 \text{ mm}$ a): Falltiefen mit der im Experiment verwendeten Verstimmung $\delta = -3,35 \Gamma$ bei unterschiedlichen Kühllaserleistungen (s_0 entspricht dem Sättigungsparameter eines Fallenstrahlpaares). Die Gerade gibt die Stelle an, an der die ZEEMAN-Verstimmung die Laser-Verstimmung δ kompensiert. b): Falltiefen bei unterschiedlichen Kühllaser-Verstimmungen δ und mit $s_0 = 10$.

Klassifizierung von Stößen kalter Atome

Für kalte Atome in einer MOT sind die charakteristischen Stoßzeiten vergleichbar mit den Lebensdauern des angeregten atomaren Zustandes im nahresonanten Laserfeld. Die Stoßdynamik wird von schwachen langreichweitigen Wechselwirkungen zwischen neutralen Atomen im Grund- beziehungsweise im optisch angeregten Zustand dominiert.

Im diesem Kapitel werden die Eigenschaften der langreichweitigen Quasimolekülpotenziale von Cäsium-Dimeren und deren Einfluss auf die möglichen Stoßprozesse bei Anwesenheit eines nahresonanten Lichtfeldes erläutert. Es wird ein Überblick auf die verwendeten theoretischen Modelle gegeben, welche im Kapitel 4 anhand der experimentellen Ergebnisse ausführlich diskutiert werden.

2.1 Wechselwirkungen neutraler Alkali-Dimere

Je nach Anregungszustand zeigen die Wechselwirkungspotenziale zwischen zwei Atomen unterschiedliche funktionelle Abhängigkeiten. Bei der Wechselwirkung zweier neutraler Atome im Grundzustand skaliert das zugehörige Potenzial mit dem Kehrwert der sechsten Potenz des interatomaren Abstandes ($\sim 1/R^6$), welches als VAN DER WAALS-Potenzial wohlbekannt ist (zur Übersicht siehe auch [MAR93]). Zwischen zwei Atomen, von denen eines im Grund-, das andere im angeregten Zustand ist, wirkt das resonante Dipol-Dipol-Potenzial proportional zu $1/R^3$ [EIS30]. Nähern sich zwei solche Stoßpartner, so oszilliert jedes der Atome zwischen seinem S - und P -Zustand. Die Kopplungsenergie rührt von der Wechselwirkung der beiden Dipole her, die durch diese Resonanz induziert wird. Kopplungsstärke und Vorzeichen hängen dabei von der Orientierung der Dipole bezüglich der internuklearen Achse ab. Physikalisch kann diese Art der Kopplung als gegenseitiger Anregungsaustausch angesehen werden - die Abregung des einen Atoms durch die Anregung des anderen.

Die langreichweitige Wechselwirkung der S - und P -Zustände dominiert also die Stoßdynamik der lasergekühlten Atome. Im folgenden sollen die wichtigsten Eigenschaften der resonanten Dipol-Dipol-Kräfte - in Anlehnung an [KIN39] - kurz herausgestellt werden:

Für große Abstände, bei denen der Überlapp der Ladungsverteilung der beiden Atome vernachlässigt werden kann, lassen sich die Wellenfunktionen aus den Lösungen Ψ_1 und Ψ_2 der Schrödingergleichung für isolierte Atome konstruieren. Unter Berücksichtigung der Ununterscheidbarkeit beider Atome erhält man die Gesamtwellenfunktion in symmetrischer und asymmetrischer Form $\Psi_{\pm} = [\Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2) \pm \Psi_2(r_1)\Psi_1(r_2)]/\sqrt{2}$. Je nach Wahl des Vorzeichens erhält man somit die Zustände $\Psi_+ = u$ und $\Psi_- = g$.

Der Hauptbeitrag zum Störungsterm des Hamiltonoperators für zwei neutrale Atome ist durch

die Dipol-Dipol-Wechselwirkung gegeben,

$$H' = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{x_1x_2 + y_1y_2 - 2z_1z_2}{R^3} + \dots, \quad (2.1)$$

wobei x_i der x -Koordinate des i -ten Atoms entspricht. Der Einfachheit halber sollen hier Atome mit nur einem Valenzelektron betrachtet werden, was das Ergebnis nicht wesentlich verändert. Die Wechselwirkungsenergie U ergibt sich somit aus dem Erwartungswert des Hamiltonoperators $U = \langle \Psi | H' | \Psi \rangle$. Aus einfachen Symmetrieüberlegungen ist der Erwartungswert für jede Komponente des elektrischen Dipolmomentes in jedem Energie-Eigenzustand des Atoms identisch Null. Daher verschwinden die Matrixelemente $\langle \Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2) | H' | \Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2) \rangle$, wogegen die Atom-Austauschelemente $\langle \Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2) | H' | \Psi_2(r_1)\Psi_1(r_2) \rangle$ dann von Null verschieden sind, falls Ψ_1 und Ψ_2 unterschiedliche Parität aufweisen.

Um die Wechselwirkung zwischen zwei Atomen im gleichen Zustand zu berechnen, muss der nächste Term der Multipolentwicklung von H' herangezogen werden. Durch Mischung zweier

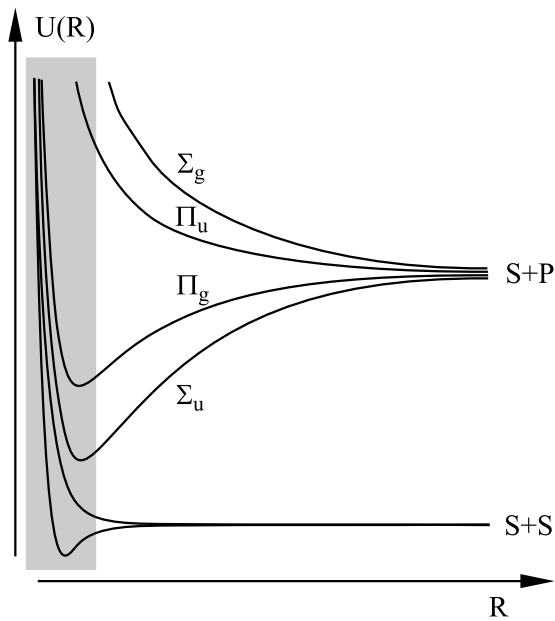


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Quasimolekülpotenziale im langreichweitigen Regime (die schattierte Fläche markiert den Nahfeldbereich).

P -Zustände ist es möglich, ein Quadrupolmoment zu erzeugen. Daher entspricht der Hauptterm bei der Wechselwirkung der beiden P -Zustände der Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkung, dessen Potenzial bei großen internuklearen Abständen mit $1/R^5$ skaliert [MAR93]. Für zwei Atome im S -Zustand hingegen dominiert nur der $1/R^6$ -Term (eine aktuelle Behandlung von Grundzuständen von Alkali-Atomen findet sich in [DER99]).

Für ein $S+P$ -Atompaar ist der resonante Dipol-Dipol-Term H' in der Größenordnung von $d^2/(4\pi\epsilon_0 R^3)$. Betrachtet man das Matrixelement von H' in Gleichung (2.1), so zeigt sich, dass die resonanten Dipolkräfte doppelt so stark sind für einen quasimolekularen Σ -Zustand (mit der Komponente des Bahndrehimpulses parallel zur Molekülachse, $\Lambda = 0$) wie für einen Π -Zustand ($\Lambda = \pm 1$). Dies lässt sich leicht mit Hilfe der Ladungsverteilung des angeregten Atoms veranschaulichen. Für $\Lambda = 0$ zeigt die Hauptachse der Ladungsverteilung auf das Atom im Grundzustand, für $\Lambda = \pm 1$ hingegen ist sie senkrecht zu internuklearen Achse gerichtet. Somit lässt sich leicht erkennen, dass die Zustände Σ_u und Π_g anziehend, die Zustände Σ_g und Π_u dagegen abstoßend wirken (siehe Abbildung 2.1).

Das Quadrat des Dipolmoments $d^2 = d_x^2 + d_y^2 + d_z^2$ (mit beispielsweise $d_z = e \int \Psi_S(r_1)z\Psi_P(r_1)d\tau$) bezüglich des optisch erlaubten Übergangs steht im Verhältnis zur zugehörigen natürlichen Linienbreite Γ wie

$$\Gamma = \frac{2\omega_0^2 d^2}{3\epsilon_0 h c^3} = \frac{4}{3} \frac{d^2}{4\pi\epsilon_0 (\lambda/2\pi)^3 \hbar}. \quad (2.2)$$

Daher ist das dominierende langreichweitige Potenzial bei der Untersuchung von Stößen lasergekühlter Atome das R^{-3} -Potenzial für $S+P$ -Zustände, welches durch

$$U_{\Sigma} = 2U_{\Pi} = \pm \hbar \Gamma \left[\frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{R} \right]^3 \quad (2.3)$$

gegeben ist und in der Nähe des charakteristischen Abstandes $\lambda/2\pi$ (≈ 136 nm für Cs-Atome) der DOPPLER-Temperatur T_D entspricht. In diesem langreichweitigen Regime sind die Grundzustandspotenziale der $S+S$ -Zustände nahezu konstant, so dass ein Laser, der um δ bezüglich der Resonanzfrequenz verstimmt ist, ein Atompaar auf das attraktive Quasimolekülpotenzial (bei Rotverstimmung, $\delta < 0$) oder repulsive Quasimolekülpotenzial (für $\delta > 0$) anregen kann.

Die in Abbildung 2.1 dargestellten Potenzialkurven geben lediglich den qualitativen Verlauf vor. Für das im Experiment verwendete Cäsium findet sich in Wahrheit eine Vielzahl von Grundzustandspotenzialen [BUS85, KRA90], auf deren Komplexität hier jedoch nicht näher eingegangen werden soll. Aufgrund der Auswahlregeln und der unterschiedlichen Kopplungsstärken bei den $S+S \rightarrow S+P$ -Übergängen zwischen den Molekülzuständen tragen jedoch nur wenige Zustände signifikant zu den Stoßprozessen der gekühlten Atome bei [JUL91].

2.2 Grundzustandsstöße

Grundzustandsstöße sind in allen Fallentypen für neutrale Atome zu beobachten. Dabei lässt sich zunächst zwischen elastischen und inelastischen Stößen unterscheiden. Elastische Stöße können einerseits zwischen gekühlten Atomen und heißen Hintergrundgas-Atomen auftreten, welche auch als streifende Stöße bekannt sind [HEL64]. Solche Stöße tragen zu einem Fallendichte-unabhängigen Verlustuntergrund bei, deren Stoßrate durch den Partialdruck von Cäsium und Restgas-Molekülen vorgegeben ist und in Kapitel 4.1.1 näher diskutiert wird.

Elastische Stöße zwischen gespeicherten Atomen spielen eine wichtige Rolle in „dunklen“ Fallen wie beispielsweise der magnetischen Falle. Die hierbei stattfindende Thermalisierung ermöglicht es, dass der höherenergetische Anteil der gespeicherten Atome durch gezielte Abschwächung der Potenzialtiefe aus der Falle entfernt wird (*Verdampfungskühlen*) [DAV95B], um somit die zur Erzeugung von polarisierten Atomensembles notwendige Erhöhung der Phasenraumdichte zu erreichen. Bei der Untersuchung der Verlustprozesse in der magnetooptischen Falle können diese elastischen Prozesse jedoch vernachlässigt werden, da die kinetische Energie der gespeicherten Atome um ein Vielfaches kleiner ist ($\approx 10^{-3}$) als die Fallentiefe (siehe Kapitel 1.2).

Inelastische Grundzustandsstöße hingegen können durch Änderung des Hyperfeinstrukturzustandes auftreten, wobei der beim Stoß dissipierte Energieübertrag auf das Atompaar von der zugehörigen Grundzustandsaufspaltung abhängt. Ist dieser größer als die Fallentiefe, so werden durch diese Prozesse Verluste der Atome aus der Falle induziert. Im untersten Grundzustand sind inelastische Stöße verboten. In der MOT finden Grundzustandsstöße aufgrund optischen Pumpens vorwiegend zwischen Atomen im oberen Grundzustand $S_{1/2}$, $F_g=4$ statt (vergleiche auch Abbildung 1.5), sodass die Wahrscheinlichkeit für inelastische, hyperfeinstrukturändernde Stöße gegeben ist. Bei einem Stoß kann eine Änderung des Hyperfeinstrukturzustandes (*hyperfine structure changing collisions*, HCC) erfolgen, sodass ein ($\Delta F = -1$) oder beide Atome ($\Delta F = -2$) in den unteren $F_g=3$ -Grundzustand fallen. Die freigesetzte kinetische Energie beträgt $\Delta E_{HCC}/2k_B = 0,22$ K pro Atom für einen $\Delta F = -1$ -Übergang.

Bei Abwesenheit von äußeren Lichtfeldern liefern HCC-Stöße oft den Hauptbeitrag zu Aufheizprozessen oder gar Verlusten aus der Falle. Solche Prozesse sind daher auch in anderen Fallentypen für neutrale Atome ebenfalls von großem Interesse, wie beispielsweise in magnetischen Fallen [BER87] oder optischen Dipolfallen [CHU85A].

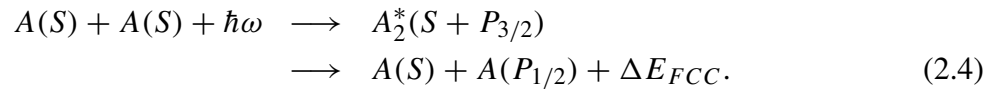
2.3 Lichtinduzierte Stoßprozesse

Durch die niedrigen Temperaturen in der MOT sind die Stoßzeiten mit der typischen Aufenthaltszeit auf der angeregten Potenzialkurve vergleichbar. Somit kann sich das Atompaar einerseits mit vergleichsweise langsamer Geschwindigkeit den Kreuzungsbereichen zwischen zwei angeregten quasimolekularen Potenzialen nähern und einen Übergang ermöglichen. Zum anderen kann ein Zerfall während des Beschleunigungsprozesses auftreten.

Bei den lichtinduzierten Prozessen handelt es sich also vorwiegend um inelastische Stöße. Diese inelastischen Stöße dissipieren innere atomare Energie in kinetische Energie. Für den Fall zweier identischer Atome wird diese Energie auf beide Stoßpartner gleich verteilt.

Ohne Berücksichtigung der Falltiefe lassen sich zunächst zwei wesentliche Stoßprozesse zwischen kalten Alkali-Atomen unterscheiden, bei denen die kinetische Energie der Stoßpartner erhöht wird [WEI99]. Ausgangspunkt ist ein Atompaar im Grundzustand, welches bei relativ großem interatomaren Abstand R_0 ein Photon aus dem Lichtfeld der Falle absorbiert und auf das langreichweitige attraktive Quasimolekülpotenzial angeregt wird.

2.3.1 Feinstrukturändernde Stöße

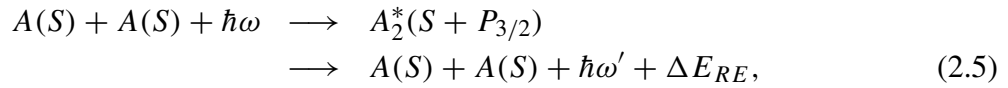


Dieser Stoßprozess führt zu einer Änderung des Feinstrukturzustandes (*fine structure changing collision*, FCC) am resonanten Kreuzungspunkt R_{FCC} der Quasimolekülpotenzialkurven. Hierbei verlässt das Atompaar ($A+A$) den langreichweitigen Molekülpotenzialbereich auf der $S - P_{1/2}$ -Asymptote und überträgt einen Betrag an kinetischer Energie von $\Delta E_{FCC}/2$ auf jedes Atom, entsprechend der Differenz der Feinstrukturaufspaltung $\Delta E_{FCC} = E(P_{3/2}) - E(P_{1/2})$ (siehe Abbildung 2.2a). Für Cäsium-Atome beträgt der Abstand zwischen der D_1 - und D_2 -Linie etwa $\Delta\lambda = 43$ nm und führt zu einem Gewinn an kinetischer Energie für jedes Atom von $\Delta E_{FCC}/2k_B = 400$ K.

2.3.2 Strahlungsumverteilende Prozesse

Zerfällt das Atompaar hingegen während des Stoßes auf der attraktiven Quasimolekülpotenzialkurve, so findet ebenso ein Energieübertrag auf die Stoßpartner statt. Diese Prozesse werden neben strahlungsumverteilenden Prozessen auch als Strahlungsflucht (*radiative escape* (RE)) be-

zeichnet.



Dieser Stoßprozess (2.5) transferiert den Energiebetrag $\Delta E_{RE} = \hbar(\omega - \omega')$ auf die Atome im Grundzustand und ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Im Gegensatz zu den FCC-Prozessen hat der Energieübertrag auf das Atompaar eine kontinuierliche Verteilung. Die Falltiefe entscheidet also darüber, ab welchen Energien bei diesen Prozessen ein Verlust aus der Falle stattfindet.

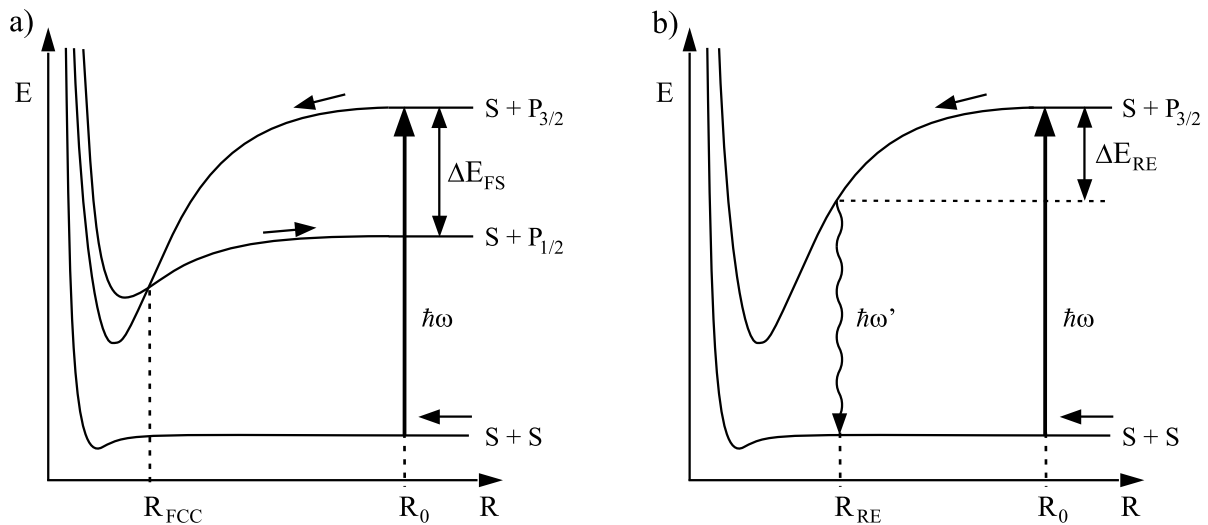


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung lichtinduzierter Stoßprozesse. Ein Atompaar im Grundzustand $S+S$ wird bei interatomarem Abstand R_0 durch den Kühllaser der Frequenz ω auf das obere $S+P_{3/2}$ Quasimolekülpotenzial angeregt, wo es mit kleiner werdendem Abstand R beschleunigt wird. a): Das Atompaar unterzieht sich einer Änderung des Feinstrukturzustandes bei R_{FCC} und verlässt den Nahfeld-Bereich auf dem $S+P_{1/2}$ -Kanal, noch bevor es wieder in den Grundzustand zerfällt (FCC). b): Alternativ kann das Atompaar während des Stoßes innerhalb des langreichweitigen Potenzialbereiches in den Grundzustand zerfallen (RE).

2.4 Das Gallagher-Pritchard-Modell

Unmittelbar nach der ersten Beobachtung von kalten Stößen in Neutralatom-Fallen [RAA87, HES87, SES89] wurde von A. GALLAGHER und D. E. PRITCHARD ein semiklassisches Modell zur Beschreibung von lichtinduzierten Stößen entwickelt (GP-Modell) [GAL89], das im folgenden vorgestellt werden soll.

Wird ein Atompaar im Grundzustand mit interatomarem Abstand R_0 mit einem Laser der Frequenz ω_L und der Intensität I angestrahlt, so ist die Rate der molekularen Anregung gegeben durch

$$\mathcal{R}(R_0, \omega_L, I) = \underbrace{\left[\frac{I/3I_s}{(2\Delta_M(\omega_L, R_0)/\Gamma_M)^2 + I/3I_s + 1} \right]}_{\varepsilon(\omega_L, R_0, I)} \frac{1}{2} \frac{\Gamma_M}{2} \quad (2.6)$$

Die Verstimmung zwischen Molekülpotenzial und Lichtfeld ist durch $\Delta_M(\omega_L, R_0) = \omega_L - \omega(R_0)$ gegeben, wobei $\omega(R_0) = \omega_A - C_3/\hbar R_0^3$ die Resonanzfrequenz bei R_0 ist. ω_A bezeichnet die atomare Resonanzfrequenz. Der Koeffizient C_3 charakterisiert die langreichweitige, elektrostatische Dipol-Dipol-Wechselwirkung und ist als Mittelung über alle attraktiven Molekülpotenzialkurven zu verstehen. $\Gamma_M = 1/\tau_M = 2\Gamma_A$ entspricht der spontanen Zerfallsrate des Moleküls. Ein Faktor 3 zur atomaren Sättigungsintensität I_s berücksichtigt die räumliche Mittelung über die möglichen Orientierungen der Molekülachse relativ zum Polarisationsvektor des Lichtfeldes [MAR94, SUO95]. Ein zusätzlicher Korrekturterm von $1/2$ trägt dem Photonenabsorptionsquerschnitt zu allen *attraktiven* Potenzialkurven Rechnung [GAL89].

Im ursprünglichen GP-Modell wird angenommen, dass für jeden interatomaren Abstand R_0 die Übergangswahrscheinlichkeit auf das angeregte Quasimolekülpotenzial durch die Schwachfeld-Näherung ($\varepsilon \sim I/[(2\Delta/\Gamma)^2+1]$) gegeben ist. Im Experiment liegt die eingestrahlte Lichtintensität bei mehreren Sättigungsintensitäten I_s des atomaren Übergangs, sodass die Leistungsverbreiterung in Gleichung (2.6) - in Analogie zu [TEL01A] - mit berücksichtigt wird. In Abbildung 2.3a ist der Verlauf der Anregungswahrscheinlichkeit $\varepsilon(\omega_L, R_0, I)$ für typische Laserverstimmungen dargestellt.

Feinstrukturändernde Stöße

Nach einer Anregung bei R_0 wird das Atompaar auf der (langreichweitigen) attraktiven Molekülpotenzialkurve beschleunigt. Es erreicht einen Bereich, wo dann, wie bereits in Abschnitt 2.3 erwähnt, feinstrukturändernde und strahlungsumverteilende Prozesse stattfinden können, die zu einem Verlustereignis führen. Vom kinematischen Standpunkt aus sind beide Prozesse miteinander verwandt. Daher soll zunächst der Mechanismus der feinstrukturändernden Stöße beschrieben werden. Die Zeit $t(R_0)$, die das Atompaar benötigt, um bis zum Kreuzungsbereich der Potenzialkurven zu gelangen, erhält man aus der Integration der Bewegungsgleichung über die klassische Trajektorie,

$$t(R_0) = \int_0^{R_0} \frac{dR}{\sqrt{4/m(k_B T + C_3/R^3 - C_3/R_0^3)}} , \quad (2.7)$$

die sich bei Vernachlässigung der kinetischen Energie $k_B T$ vor dem Stoß zu $t(R_0) = 0,747 \cdot [m R_0^5 / 4C_3]^{1/2}$ vereinfacht, mit m als atomare Masse. Die Wahrscheinlichkeit, dass bis zu diesem Zeitpunkt noch kein spontaner Zerfall eingetreten ist, ist gegeben durch $\gamma = \exp[-\Gamma_M t(R_0)]$. Der Kreuzungsbereich wird in sehr kurzer Zeit ($t \ll 1/\Gamma_M$) zweimal durchlaufen, was zu einer Wahrscheinlichkeit für einen feinstrukturändernden Prozess von $\eta_J = 2P(1-P)$ führt [MOT65]. Hierbei ist P die LANDAU-ZENER-Wahrscheinlichkeit für einen einzelnen Übergang [MOT65] (siehe hierzu auch Kapitel 4.2.2). Die Berücksichtigung mehrerer Oszillationen auf der Molekülpotenzialkurve führt zu einer Gesamtwahrscheinlichkeit P_{FCC} , die sich als Summe über die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Prozesse ergibt:

$$P_{FCC} = \eta_J \gamma + \eta_J (1 - \eta_J) \gamma^3 + \dots = \frac{\eta_J}{1 - \gamma^2 + \eta_J \gamma^2}. \quad (2.8)$$

Bei einer atomaren Dichte n der Atome in der MOT ist die Anzahl der Atompaare mit einem Abstand zwischen R_0 und $R_0 + dR_0$ gegeben durch $n^2 4\pi R_0^2 dR_0 / 2$. Die gesamte Stoßrate für feinstrukturändernden Stöße ergibt sich durch Integration über alle Anfangsabstände. Der zugehörige Ratenkoeffizient (hier: pro Atom und Zeit) ist dann gegeben durch

$$\beta_{FCC} = \int_0^{\infty} \mathcal{R}(R_0, \omega_L, I) P_{FCC}(R_0) 4\pi R_0^2 dR_0 . \quad (2.9)$$

Der interatomare Abstand, an denen FCC-Stöße auftreten, liegt für Cäsium bei etwa 0,6 nm [JUL91], was die Integration von Null in Gleichung (2.9) rechtfertigt. Bei diesem Abstand beträgt die freigesetzte Stoßenergie $\Delta E_{FCC} / 2k_B = 400$ K pro Atom und liegt somit um 3 Größenordnungen oberhalb der Falltiefe. Da die an diesen Prozessen beteiligten Atome die Falle stets verlassen, kann der Ratenkoeffizient mit dem Verlustkoeffizient gleichgesetzt werden.

Radiative Escape

Der Ratenkoeffizient für Radiative-Escape-Verluste kann analog bestimmt werden. In Gleichung (2.9) ist lediglich P_{FCC} durch P_{RE} zu ersetzen. P_{RE} gibt die Wahrscheinlichkeit für einen spontanen Zerfall an. Der Energieübertrag ist in diesem Fall kontinuierlich verteilt. Für den Verlustkoeffizienten sind jedoch nur die Energieüberträge von Relevanz, deren Betrag größer als die Falltiefe der MOT ist. Zur Bestimmung von P_{RE} wird ebenso wie in Gleichung (2.8) über mehrere Oszillationen auf der Molekülpotenzialkurve summiert:

$$P_{RE}(R_0, R_{krit}) = 2t_E(R_0, R_{krit}) \Gamma_M \left[\gamma + (1 - \eta_J) \gamma^3 + \dots \right] = \frac{2t_E(R_0, R_{krit}) \Gamma_M}{1 - \gamma^2 + \eta_J \gamma^2} . \quad (2.10)$$

Hier ist $2t_E(R_0, R_{krit})$ die Zeit, die das Atompaar in einem Bereich $R \leq R_{krit}$ verweilt, in dem die beim Stoß gewonnene Energie größer als die Falltiefe ist. Der Verlustkoeffizient berechnet sich dann durch

$$\beta_{RE} = \int_0^{\infty} \mathcal{R}(R_0, \omega_L, I) P_{RE}(R_0, R_{krit}) 4\pi R_0^2 dR_0 . \quad (2.11)$$

GP-Modell für Cäsium

Die C_3 -Koeffizienten der langreichweitigen Molekülpotenziale für Cäsium sind für die folgenden Berechnungen wichtig [DUL94] und können aus [BUS85] entnommen werden. Diese Werte sind zudem durch neue Arbeiten von FIORETTI et al. [FIO98] mit Hilfe von Photoassoziationsspektroskopie auch experimentell verifiziert worden.

Eine größere Unsicherheit liegt in der Bestimmung des Kopplungskoeffizienten η_J . Die genaue Kenntnis von η_J ist insofern wichtig, da β_{FCC} nach Gleichung (2.8) und (2.9) in erster Näherung linear von η_J abhängt. Nach JULIENNE und VIGUÉ (JV) [JUL91] sind von der Vielzahl der attraktiven Molekülpotenzialkurven nur Übergänge zwischen den 0_u^+ -Zuständen der $S_{1/2} - P_{3/2}$ - und $S_{1/2} - P_{1/2}$ -Asymptoten (Spin-Bahn-Kopplung, HUNDScher Fall c) [SHA99] auf die unteren Molekülpotenzialkurven von Relevanz. Sie geben einen Wert von $\eta_J = 0,035$ an, der im

folgenden verwendet wird. Ursprünglich wurde das GP-Modell in der Schwachfeld-Näherung und nur für große Laserverstimmungen $|\delta| > 20 \Gamma$ entwickelt. Für diesen Fall zeigt die Verteilung der Anfangsabstände $\varepsilon(R_0)$ die Form einer Delta-Funktion, was eine analytische Lösung von Gleichung (2.9) ermöglicht. In vorliegendem Fall ist dies nicht gegeben, wie sich aus Abbildung 2.3a erkennen lässt. Das Integral (2.9) lässt sich jedoch numerisch lösen. Die Einzelbeiträge des Integrals sind in Abbildung 2.3b dargestellt. Hier zeigt sich, dass nur für Anfangsabstände im Bereich von $R_0 = 20 - 100$ nm ein Beitrag zur Verlustrate zu erwarten ist. Für große Abstände ist die Überlebenswahrscheinlichkeit zu gering, bei zu kleinen Abständen findet dagegen keine Anregung mehr statt. Der kleine Überlappbereich von $P_{FCC}(R_0)$ mit $\varepsilon(\delta, R_0, I)$ zeigt zudem, dass bezüglich der optischen Anregungsrate ein inelastischer Stoß sehr unwahrscheinlich ist. Bei fast allen lichtinduzierten Stößen findet also lediglich eine Strahlungsumverteilung mit einem geringen Gewinn an kinetischer Energie statt.

Eine weitere Vereinfachung im GP-Modell ist die feste Falltiefe der MOT, die keine Abhängigkeit von der Laserintensität aufweist. Wie sich in Kapitel 4.1 zeigen wird, überwiegen in unserem Fall aufgrund der geringen Falltiefe die Radiative-Escape-Prozesse gegenüber den feinstrukturändernden Stößen. Deshalb ist eine korrekte Berücksichtigung der Intensitätsabhängigkeit der Falltiefe wichtig, auf die in Kapitel 4.1 näher eingegangen wird. Für den Anregungsabstand $R_0 = 87$ nm beträgt der kritische Radius $R_{krit} = 10$ nm für eine typische Falltiefe von $U_{MOT} = k_B \cdot 0,2$ K. In Abbildung 2.4a ist zu erkennen, dass die Verlustwahrscheinlichkeit P_{RE} bei diesem Radius ihr Maximum erreicht. Die Falltiefe steigt mit zunehmender Lichtintensität I , sodass die Verlustwahrscheinlichkeit durch die kleiner werdende Aufenthaltszeit im Intervall $R < R_{krit}$ abnimmt. Bei der Bestimmung des Verlustkoeffizienten, welcher näherungsweise proportional zum Produkt aus Anregungs- und Verlustwahrscheinlichkeit ist, zeigt sich jedoch, dass die Anregung überwiegt und folglich höhere Verluste mit zunehmender Intensität des Lichtfeldes zu erwarten sind (siehe Abbildung 2.4b). Eine genaue Behandlung der Abhän-

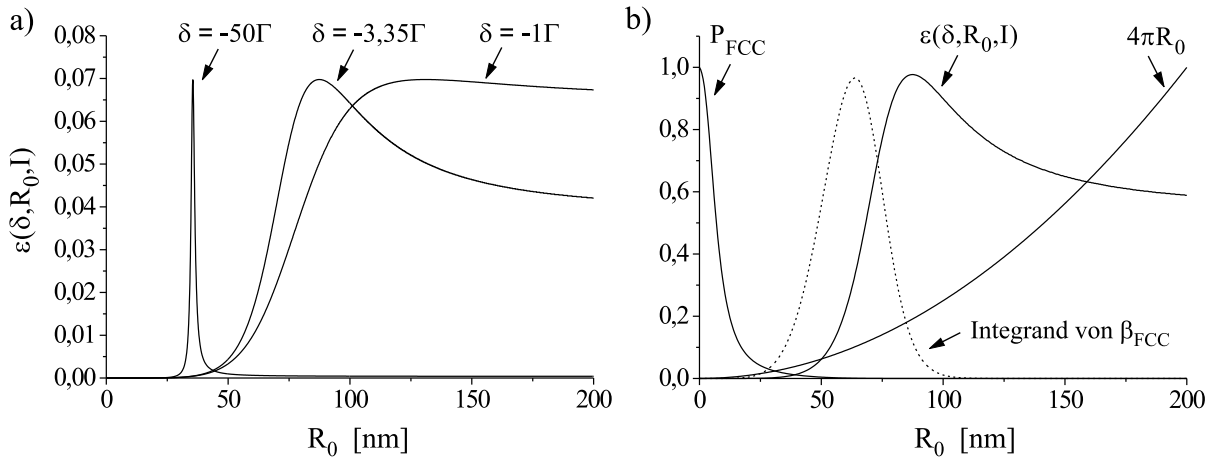


Abbildung 2.3: a): Verteilung der Anregungswahrscheinlichkeit auf die attraktive Molekülpotenzialkurve bei Anregungsabstand R_0 für verschiedene Laserverstimmungen $\delta = \omega_L - \omega_A$. Im Experiment ($\delta = -3,35 \Gamma$) liegt der resonante Anregungsabstand bei $R_0 = 87$ nm. b): Einzelbeiträge zum Integral aus Gleichung (2.9) in willkürlichen Einheiten. Die Intensität in beiden Graphen beträgt $I = 40 I_5$.

gigkeit der Temperatur und der Falltiefe von der Intensität I wird in Kapitel 4.1.3 vorgestellt. Im Experiment ist der mittlere Abstand r_0 zweier gespeicherter Atome in der MOT für alle durchgeführten Messungen stets größer als $r_0 \geq 7 \mu\text{m}$. Die Bereiche, in denen inelastische Prozesse wirksam werden, spielen sich allerdings erst bei interatomaren Abständen von etwa 100 nm ab - dem mittleren Abstand für die Bevölkerung des angeregten Quasimolekülpotenzials durch den Kühllaser. Dies bedeutet, dass sich eine Gleichverteilung des Stoßparameters b zweier sich annähernden Atome annehmen lässt und auf eine Winkelverteilung beim Stoßprozess verzichtet werden kann.

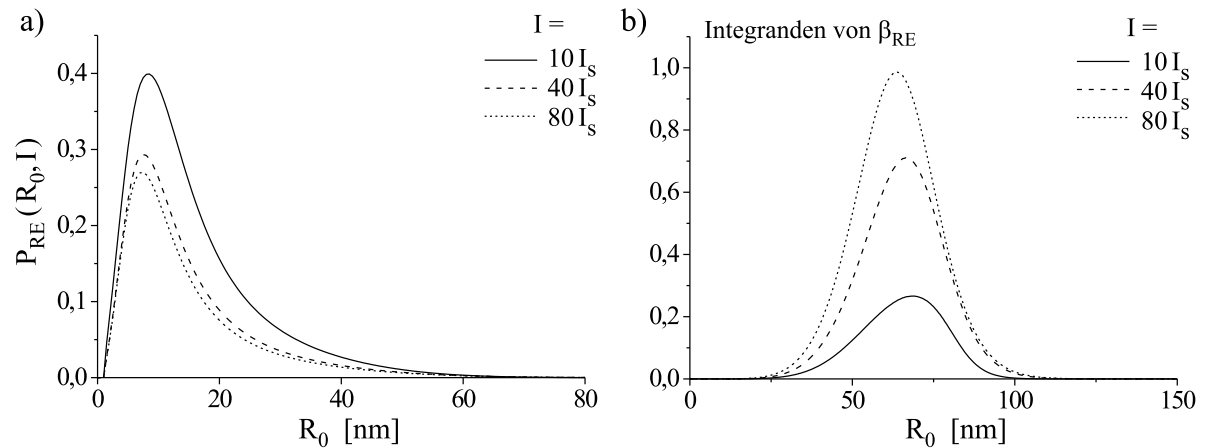


Abbildung 2.4: a): Verlustwahrscheinlichkeit für Radiative-Escape-Prozesse. b): Die zu (a) gehörigen Integranden von β_{RE} aus Gleichung (2.11) in willkürlichen Einheiten.

Klassische Behandlung der interatomaren Bewegung

Trotz einer großen DE BROGLIE-Wellenlänge von $\lambda_D \approx 24 \text{ nm}$ bei $T \approx T_D$ ist eine semiklassische Behandlung der Absorption gefolgt von einer klassischen Bewegung gerechtfertigt. Wie in Abbildung 2.3 gezeigt wurde, liegen die Anregungsabstände im Bereich von 10 nm bis 100 nm, so dass mehrere Partialwellen zur Beschreibung der relativen Bewegung nötig sind. Quantenmechanische Rechnungen ergeben eine oszillierende Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für einen Feinstruktur-Übergang vom Bahndrehimpuls [JUL91, S. 4473]. Eine Mittelung über viele Partialwellen lässt diese Oszillationen verschwinden und liefert die selben Übergangswahrscheinlichkeiten wie in der klassischen Behandlung. Im Gegensatz zum JV-Modell versagt das GP-Modell bei hohen Temperaturen, da der Effekt des relativen Drehmomentes l auf den Stoßprozess vernachlässigt wird. Dies spielt im Falle der kalten Stöße jedoch eine untergeordnete Rolle.

Der Abstand der relevanten Vibrationsniveaus im angeregten Molekülzustand ist kleiner als Γ_M , so dass immer eine kohärente Superposition von Vibrationsniveaus angeregt wird. Das so entstehende Wellenpaket hat aber eine Ausdehnung, die kleiner ist als die DE BROGLIE-Wellenlänge des Grundzustandes [GAL89]. Somit kann auch hier auf eine quantenmechanische Behandlung verzichtet werden.

Präparation und Detektion einzelner Neutralatom-Stöße

In diesem Kapitel werden die experimentellen Schritte erläutert, die den Einfang einzelner Atome aus einem thermischen Gas und die Speicherung einzelner kalter Atome mit hohen Dichten ermöglichen. Ein weiterer Schwerpunkt bildet die Detektion der Fluoreszenz der gespeicherten Atome in der Falle, welche eine neuartige Untersuchung kalter Stöße ermöglicht. Es wird das Auswerteverfahren zur Bestimmung der Verlustkoeffizienten bei der Detektion der binären Stöße vorgestellt und mit Standard-Methoden bei einer MOT mit vielen Atomen verglichen.

3.1 Einfang und Speicherung einzelner Atome

Durch die Reduktion des Einfangquerschnittes ist es möglich, einzelne Atome in einer magneto-optischen Falle einzufangen und zu speichern [HU94, RUS96, HAU96A]. Der Betrieb der MOT erfolgt in einer Vakuumapparatur, die mit den hier verwendeten Cäsium-Atomen kontrolliert befüllt werden kann. Zur Reduktion stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung. Einerseits führt eine Verringerung des Cäsium-Partialdruckes n_{Cs} zu einer niedrigen Laderate R , welche proportional zu n_{Cs} ist. Zum anderen kann durch geeignete Parameter der MOT eine Reduktion erfolgen. Dies kann beispielsweise durch eine Verringerung des Strahldurchmessers der Fallenstrahlen erreicht werden. Aus der Größe des Laserstrahlradius z_{max} wird die Abbremsstrecke der Atome vorgegeben. Daraus ergibt sich eine maximale Einfanggeschwindigkeit v_c , die den Anteil der langsamen Atome, die noch eingefangen werden können, bestimmt.

Ein weiterer Parameter der MOT, welcher einen Einfluss auf das Einfangverhalten hat, ist die Stärke des verwendeten Magnetfeldgradienten, wie bereits in Kapitel 1.2 demonstriert wurde. Bei ausreichend hohem Magnetfeldgradienten kann die resultierende ZEEMAN-Verschiebung die Streurate über das Strahlvolumen hinweg reduzieren, sodass die Summe der zum Einfang benötigten Netto-Photonenimpulsüberträge $n\hbar k = mv_c$ und damit die Einfanggeschwindigkeit v_c erniedrigt wird.

Um Speicherzeiten der gefangenen Atome im Sekunden- bis Minutenbereich zu erreichen, ist ein geringer Gesamthintergrund-Gasdruck notwendig. Er bestimmt die Stoßzeit τ_{coll} bei entsprechender Dichte n_B des Hintergrundgases und totalem Verlustquerschnitt σ_{loss} für eine mittlere Geschwindigkeit \bar{v} nach

$$\tau_{coll} = \frac{1}{n_B \sigma_{loss} \bar{v}}. \quad (3.1)$$

Somit wird sich bei einer niedrigen Laderate und gleichzeitig geringem Hintergrundgasdruck

eine abzählbare mittlere Atomanzahl von $\bar{N} \approx R \tau_{coll}$ einstellen.

Das Zeitintervall Δt , welches für eine präzise Zuordnung der Atomanzahl notwendig ist, muss daher um ein Vielfaches kleiner sein als die Lebensdauer der zu bestimmenden Anzahl N gespeicherter Atome

$$\tau(N) = \frac{1}{R + N/\tau_{coll}} \gg \Delta t. \quad (3.2)$$

Im Experiment liegen die Werte für die Laderate im Bereich von $R \approx 0,1 \text{ s}^{-1}$ bei einer typischen Stoßzeit von $\tau_{coll} = 200 \text{ s}$. Somit liegen typische Lebensdauern τ_N im Sekundenbereich für Atomanzahlen bis $N = 20$ (siehe Kapitel 3.3.2).

3.2 Experimenteller Aufbau

Die in diesem Experiment verwendete magnetooptische Falle entspricht der bereits in Kapitel 1.1.1 vorgestellten $\sigma^+ - \sigma^-$ -Standardkonfiguration. Zur Erzeugung des sphärischen Quadrupol-Magnetfeldes werden hier jedoch Permanentmagnetscheiben aus Neodym-Eisen-Bor (NdFeB) verwendet [HAU95]. Diese bieten den Vorteil, dass sie sowohl einen hohen als auch stabilisierungsfreien Magnetfeldgradienten liefern. Bei Magnetfeldgradienten größer als 600 G/cm ist es nur mit hohem Aufwand möglich, noch einzelne Atome nachzuweisen, da sich zum einen durch die ZEEMAN-Verstimmung der Einfangquerschnitt stark reduziert (vergleiche auch Kapitel 3.1), zum anderen kann durch die verstärkte Lokalisierung die Dichte derart zunehmen, dass kalte Stöße bevorzugt auftreten und somit eine Speicherung von mehr als zwei Atomen kaum möglich ist [WIL97]. Um im Experiment durchweg hohe Dichten zu erhalten, wurde daher ein konstanter moderater Magnetfeldgradient von 375 G/cm gewählt, welcher um etwa einen Faktor 100 größer ist als in Standard-MOT's und zur starken räumlichen Lokalisierung der gespeicherten Atome führt (vergleiche hierzu auch Kapitel 1.2.1). Man beachte, dass in diesem Bereich die Dichten vergleichbar sind mit einer Standard-MOT mit vielen Atomen ($n \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}/\text{Atom}$).

3.2.1 Lichtquellen

Zur Kühlung des Cäsiumgases werden ausschließlich Diodenlaser verwendet, welche aufgrund ihrer Verfügbarkeit bei der Wellenlänge der Cäsium- D_2 -Linie und ihrer Handhabbarkeit die geeignetsten Kandidaten für die benötigten monochromatischen Lichtquellen darstellen.

Kühlaser

Als Kühlaser kommt ein Gitterlaser in LITTROW-Anordnung [WIE91] zum Einsatz, der durch heterodyne Phasenstabilisierung auf einen Referenzlaser (Masterlaser) stabilisiert wird. Als Masterlaser dient ein Diodenlaser im HOLLBERG-Aufbau [DAH87], der durch optische Rückkopplung mit Hilfe eines externen FABRY-PEROT-Resonators auf die dispersive Flanke des Kühlübergangs ($F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$) innerhalb einer Polarisationspektroskopie [WIE76] stabilisiert wird und eine *rms*-Linienbreite von etwa 4 kHz besitzt [HAU96B]. Referenzstrahl und Kühlaserstrahl werden hierbei auf eine schnelle Photodiode (Bandbreite etwa 4 GHz) phasenfrontrichtig überlagert. Nach anschließender Verstärkung wird dem Schwebungssignal mit der Differenzfrequenz $\omega_S/2\pi$ der beiden Strahlen eine zusätzliche Modulation der Frequenz $\delta/2\pi$ mit

Hilfe eines Lokal-Oszillators (Signal Generator, Typ 2022D, Fa. Marconi Instruments) auferlegt, wie in Abbildung 3.1 dargestellt. Auf die so erzeugten Seitenbänder kann nun derart stabilisiert werden, dass bei einer Verstimmung beider Laser gerade mit der Frequenz $\delta/2\pi$ ein *ac*-Regelsignal um den Frequenzsprung vorliegt. Dieses Regelsignal wird mit Hilfe eines „Bypass“-Feldeffekttransistors benutzt, um den Strom der Laserdiode (LD) und damit die Kühllaserfrequenz relativ zum Referenzlaser phasenrichtig zu stabilisieren. Der Feldeffekttransistor kommt hierbei als zur Laserdiode parallel angeschlossener, regelbarer Widerstand zum Einsatz. Der niederfrequente Anteil des Regelsignales kann benutzt werden, um Driften des Gitters mit Hilfe der Piezospannung zu kompensieren. Unter Beachtung des Vorzeichens der Verstimmung kann also durch Vorgabe von δ die Verstimmung des Kühllasers gegenüber dem Kühlübergang eingestellt werden. Somit wird eine Linienbreite des Kühllasers von etwa 200 kHz erreicht. Unmittelbar hinter dem Gitter befindet sich ein optischer Isolator (zweistufiger FARADAY-Rotator, Fa. Gsänger DLI 1) mit einem entgegengerichteten Extinktionsverhältnis von 60 dB, um Rückreflexionen vorwiegend von der Faser-Einkopplfläche über das Gitter (Reflektivität etwa 30 %) in die Laserdiode zu vermeiden, da sonst das Verstärkungsprofil und damit die Frequenzstabilität des Lasers entscheidend gestört wird.

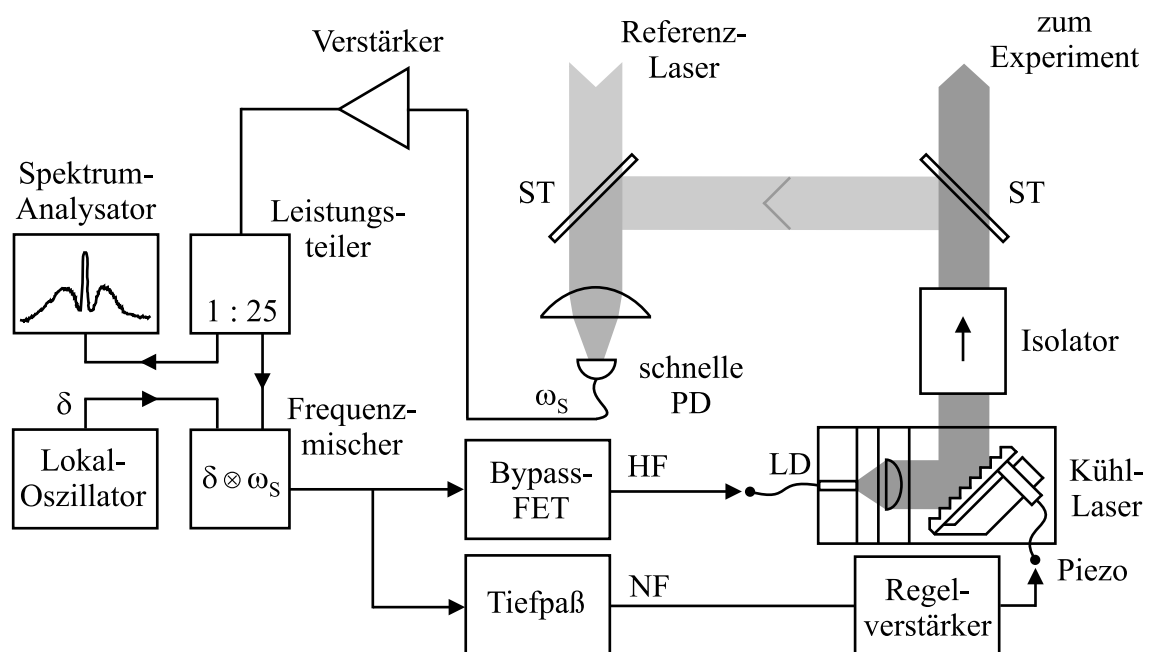


Abbildung 3.1: Optischer und elektronischer Aufbau zur Phasenstabilisierung des Kühllasers auf den Referenzlaser. Mit Hilfe von Strahlteilerplatten (ST) werden Kühl- und Referenzlaser auf eine schnelle Photodiode (PD) überlagert. Die Differenzfrequenz ω_S liefert durch Frequenzmischung mit der gewünschten Verstimmung δ das Regelsignal (siehe Text).

Rückpumplaser

Wie in Kapitel 4.2 noch näher erläutert wird, kann sich die Anregung der Atome durch den Rückpumplaser entscheidend auf die Stoßdynamik in der magnetooptischen Falle auswirken.

Daher wurde besondere Aufmerksamkeit auf Intensitäts- und Frequenzstabilität des Rückpumpasers gelegt. Durch die Stabilisierung auf die entsprechende Flanke innerhalb der Polarisationspektroskopie am Regelpunkt RP (siehe Abbildung 3.2) wurde eine Frequenzstabilität von $\Delta\nu_{rms} = 1$ MHz erzielt.

Die Intensitätsstabilität von Kühl- und Rückpumpaser beträgt jeweils 1 - 2 %. Wie bereits angemerkt, werden die Laserstrahlen in eine Faser eingekoppelt, um ein gleichmäßiges gaußförmiges Strahlprofil am Experimentiertisch zu erhalten. Kühl- und Masterlaser wurden auf einem separaten optischen Tisch aufgebaut, um akustische Schwankungen zu vermeiden. Am Experimentiertisch werden Kühl- und Rückpumpaser mit Hilfe eines Strahlteilers gleichmäßig überlagert zur Falle geführt. Durch ein Blendensystem in jedem Fallenarm wird das Strahlvolumen um die MOT vorgegeben. Bei einer Begrenzung der Strahlen auf einen Radius von je $z_{max} = 2$ mm wird eine nahezu homogene Intensitätsverteilung erreicht.

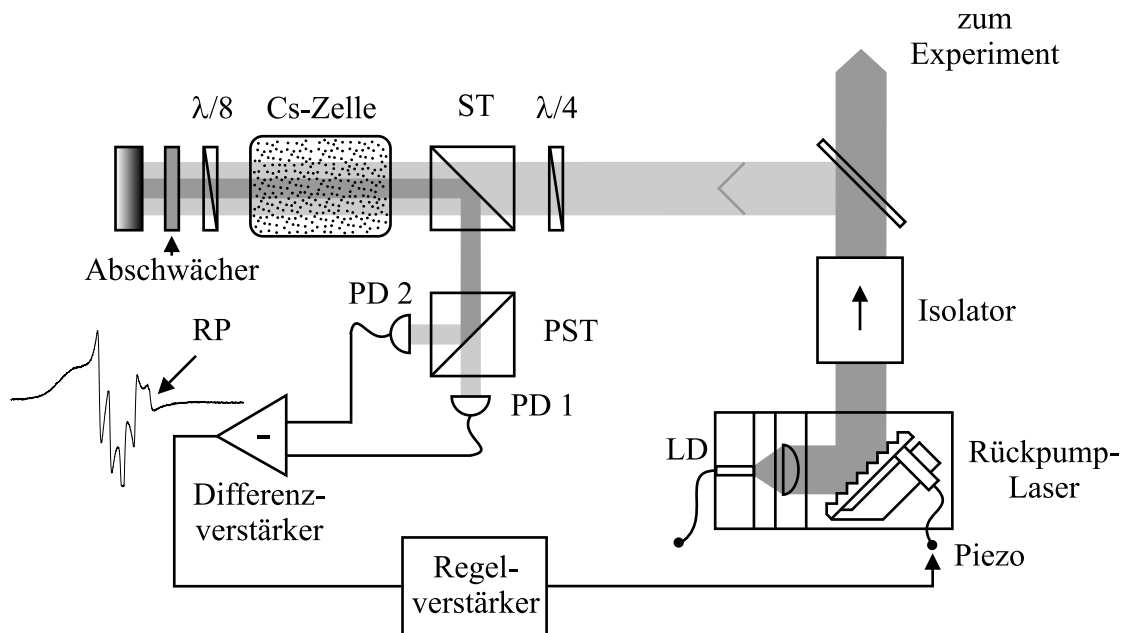


Abbildung 3.2: Optischer und elektronischer Aufbau zur Stabilisierung des Rückpumpasers mit Hilfe der Polarisationspektroskopie nach [TEE77]. Das Differenzsignal der beiden Photodioden PD1 und PD2 am polarisierenden Strahlteiler PST liefert ein intensitätsunabhängiges Polarisationspektrum.

3.2.2 Vakuumsystem

Bei der Speicherung von Atomen mit Lebensdauern im Sekunden- bis Minutenbereich muss gewährleistet sein, dass die Verlustrate durch Stöße mit dem Hintergrundgas auf ein entsprechendes Maß reduziert wird. Hierzu wird eine Ultrahochvakuum-Apparatur verwendet [HAU95], die es gestattet, einen Gesamthintergrund-Gasdruck von 10^{-10} mbar zu erzeugen. Der Kern der Vakuumapparatur bildet ein Vakuumrezipient mit jeweils gegenüberliegenden Sichtfenstern für die 3 orthogonal zueinander, antikollinear verlaufenden Laserstrahlpaare sowie zwei gegenüberliegenden Detektionsfenstern im Winkel von 45 Grad zu den beiden in der Tischebene liegenden Laserstrahlpaaren.

Nach dem Vorpumpen der Vakuumapparatur kommen im darauffolgend geschlossenem Vakuumsystem (siehe Abbildung 3.3) eine Ionen-Getter-Pumpe (StarCell VacIon Plus, Fa. Varian, Saugleistung 120 l/s) und eine Titan-Sublimationspumpe (Fa. Varian) zum Einsatz. Die Sublimationspumpe befindet sich zum schnelleren Pumpen innerhalb eines mit flüssigem Stickstoff befüllbaren doppelwandigen Behälters. Die letzte Größenordnung der Druckänderung bis zum erwünschten Enddruck erfolgt durch eine Kryostatpumpe (Kaltkopf, Typ RGD 210, Fa. Leybold), dessen Kryostatfläche einen Abstand von 7 cm zum Zentrum der Falle besitzt. Auf der gegenüberliegenden Seite der Apparatur befindet sich das Cäsium-Reservoir, welches mit Hilfe eines PELTIER-Elementes auf wenige Grad Celsius zur Reduktion des Dampfdruckes gekühlt wird. Ein Linearventil ermöglicht dabei eine empfindliche Regulierung des Cäsium-Diffusionsflusses in die Vakuumapparatur, wodurch sich eine Laderate von wenigen Atomen pro Minute in der magnetooptischen Falle einstellen lässt.

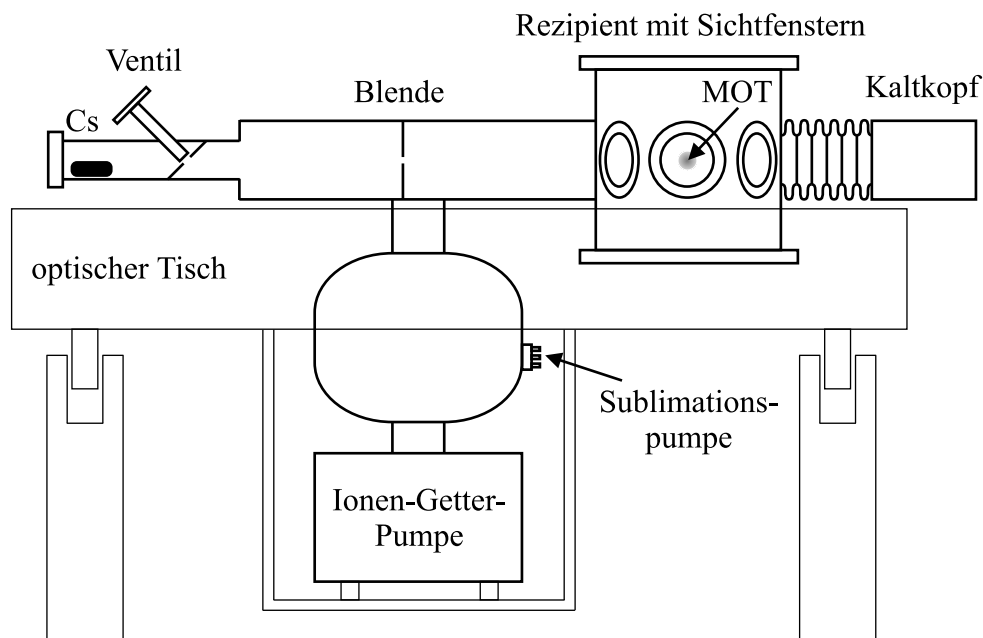


Abbildung 3.3: Aufbau der Vakuumapparatur

3.2.3 Nachweis einzelner gespeicherter Atome

Im Experiment stehen uns zwei Methoden zur Detektion der Fluoreszenz einzelner Atome zur Verfügung. Zum einen kann mit einer CCD-Kamera (charged coupled device, Fa. Theta Systems, TH7863CDT) über mehrere Sekunden die integrale Fluoreszenzverteilung der einzelnen Atome aufgenommen werden, woraus die Dichteverteilung und damit das Fallenvolumen bestimmt werden kann. Zum anderen erfolgt ein schneller Photonendetektionsnachweis mit einer Lawinen-Photodiode (avalanche photo diode: APD), die es erlaubt, die momentane Atomanzahl sowie die Dynamik von Lade- und Verlustprozessen in der Falle zeitaufgelöst zu beobachten. Die Anordnung beider Detektionssysteme ist in Abbildung 3.4 schematisiert.

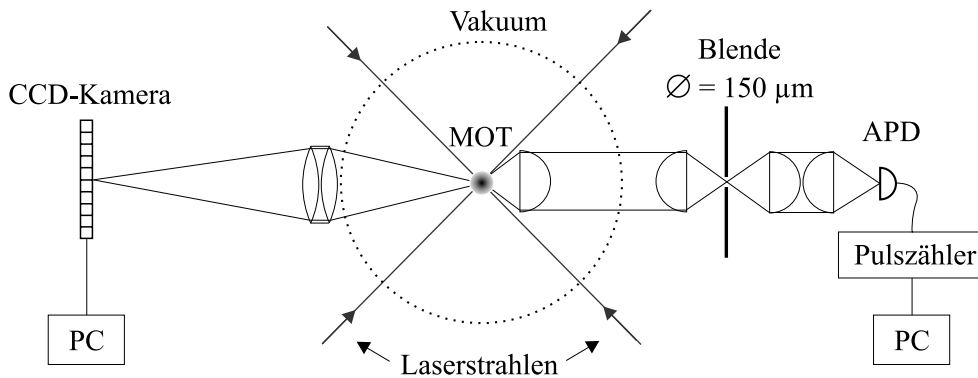


Abbildung 3.4: Experimentelle Anordnung zur Detektion der Fluoreszenz einzelner Neutralatome. Links: Zweidimensionale Projektion auf einen CCD-Kamera-Chip. Rechts: Schneller Photonendetektionsnachweis mit einer Lawinen-Photodiode (APD). Eine Blende in der Zwischenabbildung dient zur Streulichtreduktion.

Fallengröße und Dichte

Die atomare Dichte in der magnetooptischen Falle stellt eine wichtige Größe dar, da sie zur Normierung der Verlustraten herangezogen wird.

Abbildung 3.5 auf der nächsten Seite zeigt eine Kameraaufnahme der Fluoreszenzverteilung von 6 Atomen. Zur Abbildung der Falle auf den Kamera-Chip wurden zwei Achromate verwendet, welche sich neben chromatischen Korrekturen auch durch eine gute Kompensation der sphärischen Aberration auszeichnen. Die Abbildungsvergrößerung beträgt dabei 3,7. Die Kamerapixel besitzen eine Kantenlänge von $23 \mu\text{m}$. Da sich trotz dieser Abbildungsvergrößerung die Breite der Fluoreszenzverteilung über nur wenige Kamerapixel erstreckt, muss die integrale Verteilung bei der Bestimmung der Fallengröße mit berücksichtigt werden. Hängt die Temperatur der gespeicherten Atome nicht von deren Anzahl N ab, so ist der Fallradius unabhängig von N und damit die Dichte proportional zu N . Dies ist nicht immer der Fall für eine MOT mit hoher Atomanzahl, wie in Kapitel 3.3.1 noch näher erläutert wird. Aufgrund der diffusiven Bewegung der Atome erwartet man für eine MOT mit wenigen Atomen eine gaußförmige Fluoreszenzverteilung [TOW95],

$$n(\mathbf{r}) = \frac{N}{V_P} e^{-(2r^2/r_0^2)}, \quad \text{mit} \quad V_P = (\pi/2)^{3/2} r_0^3, \quad (3.3)$$

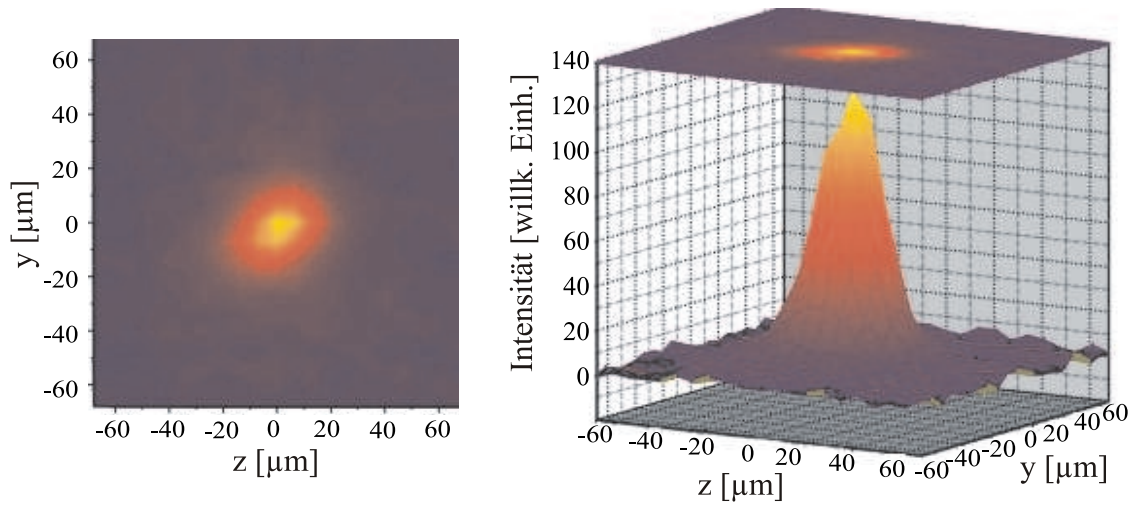


Abbildung 3.5: Fluoreszenzverteilung von 6 gespeicherten Atomen in der MOT, aufgenommen mit einer CCD-Kamera bei einer Integrationszeit von 10 Sekunden.

was durch eine zweidimensionale Anpassung an die gemessene Verteilung mit hoher Übereinstimmung bestätigt wurde. Die Fallengröße wurde als $1/e^2$ -Radius r_0 mit dem zugehörigen Peakdichte-Volumen V_P aus der gemessenen Verteilung bestimmt. Eine Korrektur der gemessenen Fallengröße r'_0 ist aufgrund der Auflösungsverbreiterung der Abbildung notwendig. Dieses wurde mit demselben optischen Aufbau durch diffuse Beleuchtung einer scharfen Kante mit dem Fluoreszenzlicht einer Cäsium-Zelle bestimmt. Die so bestimmte Auflösungsverbreiterung zeigte eine gute Übereinstimmung mit einer Fehlerfunktion (partiell integrierte GAUSS-Verteilung) der Breite σ_A , wodurch sich aus der Faltung beider Verteilungen ein einfacher analytischer Ausdruck zur Korrektur des echten Fallenradius r_0 ergibt

$$r_0 = \sqrt{r_0'^2 - \sigma_A^2}. \quad (3.4)$$

Eine detaillierte Beschreibung zur Bestimmung der Fallengröße findet sich in [KUH99]. Am Ort der Falle wurde somit eine effektive Auflösung von $r_{min} = (9,0 \pm 0,7) \mu\text{m}$ erzielt, was etwa einen Faktor 3 oberhalb des minimal erreichbaren Beugungslimits liegt.

Schrotrauschbegrenzte Photonendetektion der Fluoreszenz

Zur zeitaufgelösten Detektion der Fluoreszenzphotonen wird eine APD (EG&G Ortec, SPCM) verwendet (Abbildung 3.4, rechts). Im Gegensatz zu alternativen Detektoren wie dem Photomultiplier zeichnet sich die auf Silizium-Basis hergestellte Photodiode vor allem durch eine hohe Photonendetektionswahrscheinlichkeit von 50 % [DÄS96] bei der Wellenlänge der Cäsium- D_2 -Linie aus. Die APD wird im Geigermodus betrieben und der vom Photoelektron ausgelöste Lawinenelektronendurchbruch wird durch einen Lastwiderstand aufgefangen (passives Quenchen), was zu einer Totzeit der APD von 200 ns führt. Durch Kühlung der Diode auf etwa -10°C sinkt die Dunkelzählrate unterhalb 10 Hz.

Für die zeitaufgelöste Untersuchung der Lade- und Verlustereignisse ist es notwendig, einerseits eine hohe Photonen-zählrate zu erhalten, andererseits ein gutes Signal-zu-Rausch- und Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erzielen.

Um einen möglichst hohen Anteil der isotrop abstrahlenden Fluoreszenz zu erhalten, wurde eine Linse mit einer Raumwinkelausnutzung von $d\Omega = 4\pi \cdot 4,6\%$ innerhalb der Vakuumapparatur eingebaut. Eine Zwischenabbildung, in welcher sich eine Streulichtblende (Durchmesser $150\ \mu\text{m}$) befindet, dient zum Herausfiltern von störendem Streulicht innerhalb der Vakuumapparatur. Zusätzlich wurde ein Blendensystem außerhalb und ein mit Ruß geschwärztes Blendensystem innerhalb der Vakuumapparatur eingerichtet, um Rückreflektionen der Laserstrahlen an den Vakuumfenstern aufzufangen. Je nach Kühllaserleistung wurde eine Streulichtzählrate zwischen 2 und 10 kHz erreicht, was einer Leistung von maximal 2 fW entspricht. Dies ist ein Anteil von nur 10^{-13} der in die Apparatur eingestrahlenen Laserleistung! Das kollimierte Fluoreszenzlicht wird mit einem Verhältnis von 1:1 auf die APD abgebildet. Die so erhaltenen Photonenpulse werden verstärkt und mit einem Pulszähler (Turbo MCS, Fa. EG&E Ortec) in fortlaufenden, fest vorgegebenen Zeitintervallen von 100 ms akkumuliert.

Abbildung 3.6 auf der nächsten Seite zeigt einen typischen Ausschnitt aus der so aufgenommenen Fluoreszenzzeitreihe. Deutlich zu erkennen sind die charakteristischen Fluoreszenzstufen, die es erlauben, jedem Integrationszeitintervall eine bestimmte Anzahl von Atomen in der Falle zuzuordnen. Die Häufigkeitsverteilung aus dieser Messung gibt dabei Aufschluss über die mittlere Photonenzählrate für jede Atomanzahl N sowie deren zugehörige Schwankungen, die von der Photonenzählstatistik und den residualen Intensitätsfluktuationen der stabilisierten Laser herrühren. Die mittlere Photonendetektionsrate n bei N Atomen in der Falle ist gegeben durch

$$\langle n \rangle = \langle n_s \rangle + N \langle n_a \rangle, \quad (3.5)$$

mit Streulichtrate n_s und Fluoreszenzrate n_a pro Atom. Für das mittlere Schwankungsquadrat ergibt sich

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n_s \rangle + N \langle n_a \rangle + \langle n_s \rangle^2 \frac{\langle \Delta I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} + N^2 \langle n_a \rangle^2 \frac{\langle \Delta R_s^2 \rangle}{\langle R_s \rangle^2} \quad (3.6)$$

$$\text{mit } \frac{\langle \Delta R_s^2 \rangle}{\langle R_s \rangle^2} = \frac{\langle \Delta I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} \left[\frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} \right]^2. \quad (3.7)$$

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite von Gleichung (3.6) geben die statistischen Schwankungen des Streulichtes und der Fluoreszenz wieder und stellen somit die absolute Schrotrauschgrenze dar. Der dritte Term berücksichtigt die Fluktuationen im Streulicht, welche durch die residualen Intensitätsschwankungen des Kühllasers hervorgerufen werden und zusätzlich sättigungsabhängige Fluktuationen in der Fluoreszenz mit der Rate R_s induzieren (letzter Term). Abbildung 3.7 auf der nächsten Seite zeigt die so erhaltenen mittleren Photonenzählraten mit den zugehörigen Schwankungsquadraten in Abhängigkeit von der Atomanzahl. Aus der Verbreiterung $\langle n_s \rangle$ lässt sich eine relative Intensitätsfluktuation von $\sqrt{\langle \Delta I^2 \rangle} / \langle I \rangle = 1,3\%$ ableiten, welche gut mit der gemessenen Intensitätsfluktuation des Lasers (unter Berücksichtigung von Langzeitdriften) von 1 - 2 % übereinstimmt.

Die Möglichkeit, die Resonanzfluoreszenz an der Schrotrauschgrenze beobachten zu können, erlaubt zudem eine genaue Untersuchung der Photonenkorrelationen in der Fluoreszenz der einzelnen gespeicherten Atome, aus denen Aufschluss über die innere Dynamik wie optische Anregungs- und Umpumpprozesse innerhalb der magnetischen Unterniveaus des Kühlübergangs gewonnen werden kann [GOM98A, GOM98B, KNA98]. Eine positionsempfindliche Korrela-

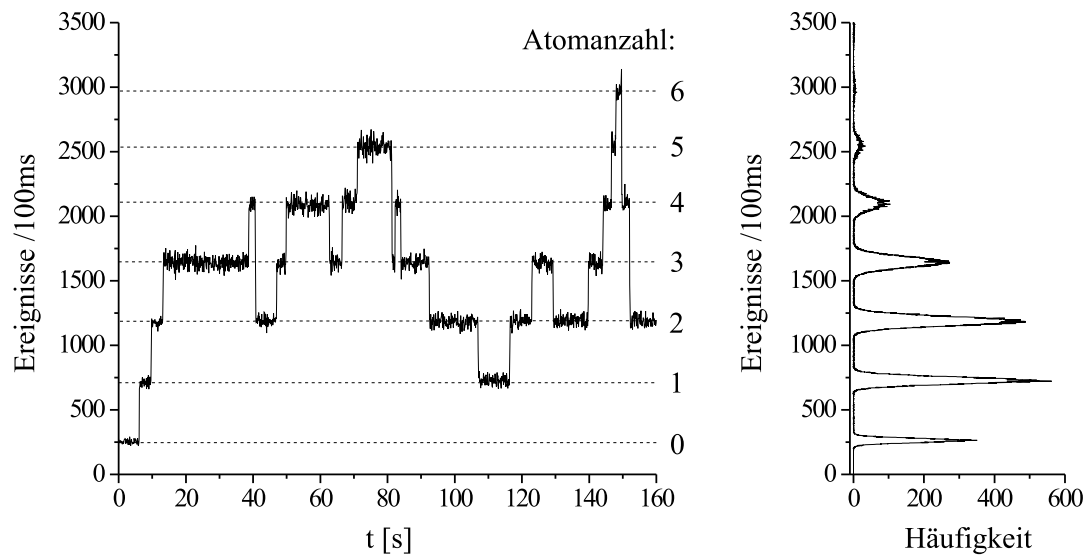


Abbildung 3.6: Zeitlicher Verlauf der Photonenzählereignisse bei einer Integrationszeit von 100 ms. Kühlaserparameter $s_0 = 82$, $\delta = -3,8 \Gamma$. Links: Ausschnitt aus der Fluoreszenzratenmessung. Rechts: zugehörige Häufigkeitsverteilung der Photonenzählrate über eine Messzeit von 4,5 Stunden. Die Photonenzählrate bei Atomanzahl $N = 0$ wird durch restliches Laserstreulicht innerhalb der Vakuumapparatur verursacht.

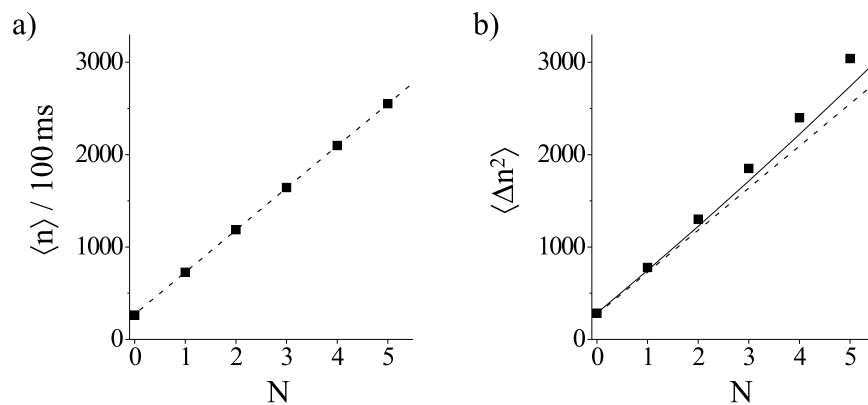


Abbildung 3.7: Statistik der Photonenzählraten n aus der Messung von Abbildung 3.6 in Abhängigkeit von der Atomanzahl N : a): Mittlere Photonenzählrate $\langle n \rangle$ mit linearem Fit (gestrichelte Linie). b): Mittleres Schwankungsquadrat von n . Die beiden Kurven zeigen die berechnete Schrotrauschgrenze mit (durchgezogen) und ohne (gestrichelt) Berücksichtigung der Intensitätsschwankungen (siehe Text).

tion der Fluoreszenz erlaubt zudem eine Bestimmung der diffusiven Bewegungseigenschaften [STR97], woraus sich wichtige Parameter der MOT auf *nicht-invasive* Weise bestimmen lassen.

3.3 Bestimmung der Verlustkoeffizienten

3.3.1 Viel-Atom-MOT

Die bevorzugte Methode zur Bestimmung der Verlustkoeffizienten kalter Stöße mit vielen Atomen besteht in der Beobachtung der Fluoreszenz in einer magnetooptischen Falle bei instantaner Unterbrechung des Ladeprozesses. Der dabei beobachtete Zerfall des Fluoreszenzsignales $I(t)$ wird als proportional zu der Abnahme der Atomanzahl N in der Falle angenommen. Die Änderung der Atomanzahl ist in allgemeiner Form durch die Ratengleichung

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N(t) - \beta \int_V n^2(\mathbf{r},t) d^3r \quad (3.8)$$

gegeben. Der erste Term rechterhand von Gleichung (3.8) beschreibt die Verlustrate, die durch Stöße mit Hintergrundgas-Molekülen zustande kommt und folglich linear mit der Atomanzahl ansteigt. Der zweite Term trägt den Verlusten durch kalte Stöße zwischen gespeicherten Atomen mit der Dichteverteilung $n(\mathbf{r},t)$ Rechnung. Unter der Annahme, dass die Form der Dichteverteilung Zeit- und Atomanzahl-unabhängig ist, vereinfacht sich die Ratengleichung zu

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N(t) - \frac{\beta}{V} N^2(t), \quad (3.9)$$

mit V als effektivem Volumen der Falle. In diesem Fall ist die Ratengleichung analytisch lösbar, und aus dem beobachteten Fluoreszenzsignal

$$I(t) \sim N(t) = \frac{N_0 e^{-\alpha t}}{\frac{\beta}{V} \frac{1}{\alpha} N_0 (1 - e^{-\alpha t}) + 1} \quad (3.10)$$

lassen sich somit die Verlustkoeffizienten α und β ermitteln.

In Wahrheit ergeben sich jedoch komplizierte Zusammenhänge zwischen Dichte und Anzahl der gespeicherten Atome: Die MOT stellt im normalen Betrieb mit Dichten von $10^8 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Anzahl von $10^6 - 10^9$ Atomen kein System unabhängiger gespeicherter Teilchen dar, da einerseits die Zustandsänderung bei einem Stoß, andererseits die Reabsorption der Fluoreszenzphotonen der gespeicherten Atome untereinander (Mehrfachstreuung) zu einer Beeinflussung von Größe und Dichteverteilung der Falle führen kann [WAL90, SES91, STE92]. Wird die Atomanzahl noch weiter erhöht, so kann dies dazu führen, dass die Falle für den Kühllaser optisch dicht wird. Durch diese Lichtabschirmung für die sich im Fallenzentrum befindlichen Atome stellt die gekühlte Atomwolke ein äußerst kompliziertes und inhomogenes System dar, welches die absolute Bestimmung von N erschwert, d.h. die dynamische Änderung der Atomanzahl N in der Standard-Methode macht die Annahme der Ratengleichung (3.9) fraglich. Die notwendige Kenntnis der absoluten Atomanzahl verlangt eine aufwendige kalibrierte Fluoreszenzmessung. Selbst unter diesen Bedingungen kann die Atomanzahl nur mit einer Genauigkeit innerhalb eines Faktors von 2 erzielt werden [GEN97].

3.3.2 Einzel-Atom-MOT

In dem hier vorgestellten Experiment wird die Atomanzahl N exakt und zeitaufgelöst bestimmt. Dies erlaubt die Untersuchung kalter Stöße im Gleichgewicht und bei vergleichbar niedrigen Dichten. Die Falle befindet sich in einem Gleichgewichtszustand mit einem Fluss von Atomen in und aus der Falle heraus. Die Fluktuationen der Atomanzahl resultieren aus den statistisch auftretenden Lade- und Verlustprozessen und führen zu einer mittleren Atomanzahlverteilung P_N , die in Kapitel 3.3.4 näher diskutiert wird.

Im Vergleich zu der Viel-Atom-MOT werden hier die Stöße in einem Dichte-unabhängigen System untersucht. Für Dichten von 10^9 cm^{-3} , die mit denen im hier vorgestellten Experiment vergleichbar sind, können bei einer Atomanzahl von weniger als 10^4 Atomen in der MOT kollektive Effekte, die von der oben beschriebenen Mehrfachstreuung und Lichtabschirmung herrühren, vernachlässigt werden [TOW95], was experimentell überprüft wurde (siehe hierzu Abbildung 4.4).

Die Auswertung der Lade- und Verlustraten erledigt ein Computerprogramm, welches die Fluoreszenzstufen diskretisiert (siehe Abbildung 3.8). Aufgrund des hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses bei niedrigem Streulichtuntergrund kann die Anzahl von bis zu 20 Atomen noch deutlich getrennt detektiert werden. Sowohl die Laderate R als auch die Verlustereignisse, die als Ein-Atom- und Zwei-Atom-Verlustraten entsprechend L_{1Atom} und L_{2Atome} detektiert werden, können für jede exakt gemessene Atomanzahl $N(t)$ aus den Zeitreihen, wie in Abbildung 3.8 dargestellt, bestimmt werden. Für den Fall einzelner Atome ergibt sich daher eine Ratenglei-

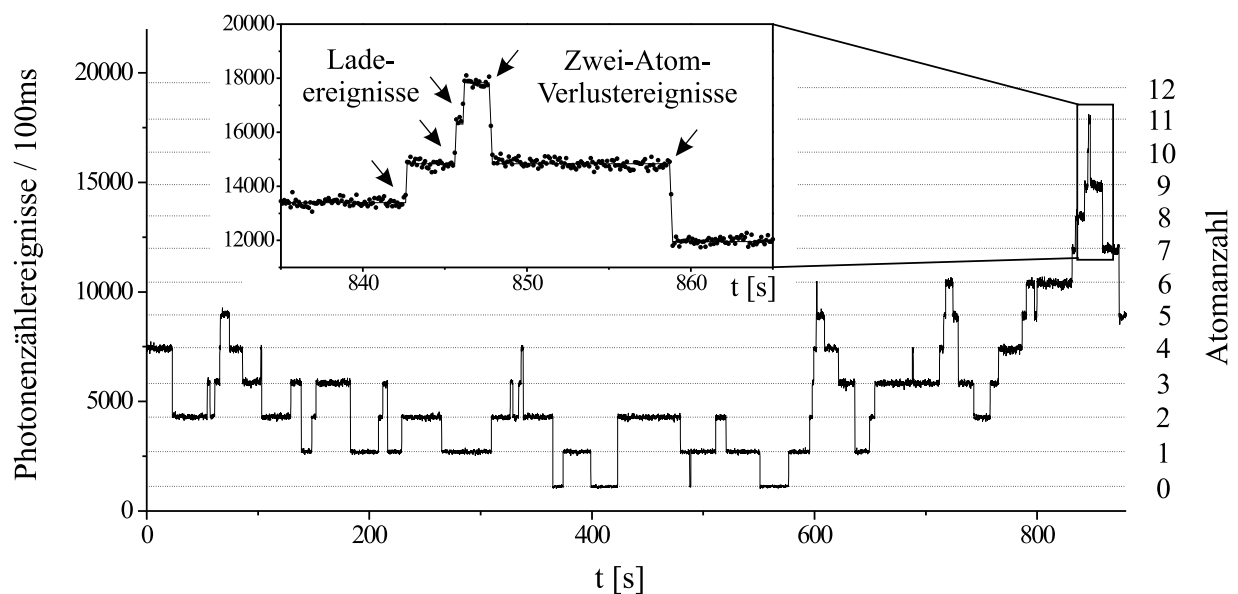


Abbildung 3.8: Ausschnitt aus einer Photonenraten-Zeitreihe bei Kühlaserparametern $s_0 = 115$ und $\delta = -2,3 \Gamma$. Die Integrationszeit für jeden Punkt beträgt 100 ms. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt die Lade- und Zwei-Atom-Verlustereignisse mit dem zur Auswertung herangezogenen diskretisierten Fluoreszenzsignal (durchgezogene Linie).

chung der Form:

$$\frac{dN}{dt} = R - L_{1Atom}(N) - 2L_{2Atome}(N), \quad (3.11)$$

wobei dem Verlustereignis L_{2Atome} zwei Verluste eines einzelnen Atoms zugeordnet sind. Abbildung 3.9 zeigt die so erhaltenen Raten bei typischen Fallenparametern als Funktion der Atomanzahl N , repräsentativ für alle durchgeführten Messungen. Wie erwartet erhält man eine von der Atomanzahl unabhängige Laderate R . Für die Zwei-Atom-Verluste wird die quadratische Abhängigkeit der binären Stoßraten in der Falle sehr gut wiedergegeben.

Überraschenderweise zeigt die Ein-Atom-Verlustrate neben der linearen Abhängigkeit aufgrund der Stöße mit dem Hintergrundgas zusätzlich einen quadratischen Beitrag von kalten Stößen, der in allen durchgeführten Messungen auftritt. Die Existenz dieser Verlustprozesse wird als Verlust nur eines Atoms bei einem Stoß zweier gespeicherter Atome interpretiert und wird durch diese neuartige Messmethode erstmals beobachtet. Das Zustandekommen eines solchen Verhaltens verwundert zunächst, da die Falle bislang als punktsymmetrisches System angesehen wird und ein Stoß von zwei identischen Atomen auch symmetrisch, d.h. mit gleicher Geschwindigkeit in entgegengesetzte Richtung ablaufen sollte. Erste Erklärungsansätze hierzu werden in Kapitel 4.4 näher diskutiert.

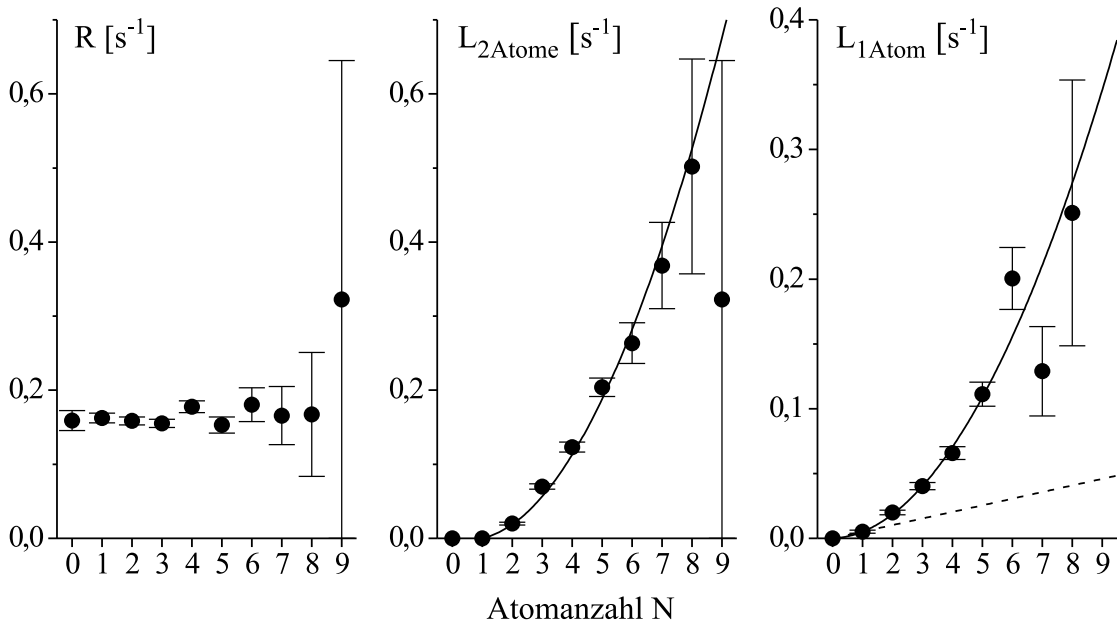


Abbildung 3.9: Laderate R mit Ein- und Zwei-Atom-Verlustrate L_{1Atom} und L_{2Atome} als Funktion der Atomanzahl N bei Kühlaserintensität $s_0 = 38$ und Verstimmung $\delta = -3,35 \Gamma$. Die maximale Atomanzahl während der Messung betrug $N = 9$ bei einer mittleren Anzahl von $\langle N \rangle = 2,6$. Die durchgezogene Linie entspricht einem Fit des Polynoms zweiter Ordnung. Die gestrichelte Linie zeigt die lineare Abhängigkeit aufgrund von Stößen mit dem Hintergrundgas. Die Fehlerbalken resultieren aus der statistischen Unsicherheit der Lade- und Verlustereignisse.

Mit zunehmender Atomanzahl N erniedrigt sich die Lebensdauer, die aus der Häufigkeitsverteilung der Aufenthaltszeiten für konstantes N (Plateaus in der Photonenraten-Zeitreihe) abgeleitet werden kann und eine statistische Verteilung mit einer Zeitkonstanten von $\tau(N)$ aus Gleichung (3.2) aufweist, die unter Berücksichtigung aller Verlustprozesse zu

$$\tau(N) = \frac{1}{R + L_{1Atom}(N) + L_{2Atome}(N)} \quad (3.12)$$

führt. Dies erhöht jedoch die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlzuordnung der Verlustraten für zunehmende Atomanzahlen und hängt von der Wahl der Integrationszeit Δt des Pulszählers ab. Die Wahrscheinlichkeit $P_2(N, \Delta t)$, dass zwei Ereignisse, die zu einer Änderung in der Atomanzahl führen, innerhalb von Δt gleichzeitig auftreten, ist gegeben durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten $P_1(N, \Delta t)$:

$$P_2(N, \Delta t) = [P_1(N, \Delta t)]^2 = [1 - e^{-\Delta t/\tau(N)}]^2. \quad (3.13)$$

Für alle durchgeführten Messung liegt dieser Wert bei allen auftretenden Atomanzahlen deutlich unterhalb von 1 % und kann im Vergleich zu der statistischen Unsicherheit der Lade- und Verlustereignisse (siehe Abbildung 3.9) vernachlässigt werden. Die Bedingung, dass das detektierte Zeitintervall deutlich kleiner ist als die mittlere Lebensdauer, ist somit erfüllt.

Konsistenz der Messmethode

Zur Überprüfung des oben vorgestellten Auswerteverfahrens wird die Lebensdauer, d.h. die Verteilung der Zeitintervalle konstanter Atomanzahl aus der Fluoreszenzzeitreihe untersucht. Aufgrund des zeitlich statistischen Auftretens der Lade- und Verlustereignisse erwarten wir eine Verteilung der Form

$$f(N) = A(N) \cdot e^{-t/\tau(N)}, \quad (3.14)$$

mit $\tau(N)$ aus Gleichung (3.12). Abbildung 3.10 auf der nächsten Seite zeigt den Vergleich zwischen einer angepassten Exponentialfunktion und der zu erwartenden Verteilung unter Vorgabe der ermittelten Zeitkonstanten $\tau(N)$ und der Amplitude A , die sich aus der Summe n_E aller Zeitintervallereignisse durch $A(N) = n_E t_{bin}/\tau(N)$ ermitteln lässt. t_{bin} gibt dabei das Zeitintervall an, über welches die Ereignisse aufsummiert werden. Die relative Abweichung der gefitteten Zeitkonstanten vom Erwartungswert beträgt 7 % für $N=2$ und 6,2 % für $N=3$. Der relative Fehler der Fits beträgt $\Delta\tau/\tau = 5,5\%$ ($N=2$) beziehungsweise $\Delta\tau/\tau = 3,8\%$ ($N=3$). Innerhalb der statistischen Genauigkeit der Ereignisanzahl bestätigt diese geringe Abweichung das neue Messverfahren.

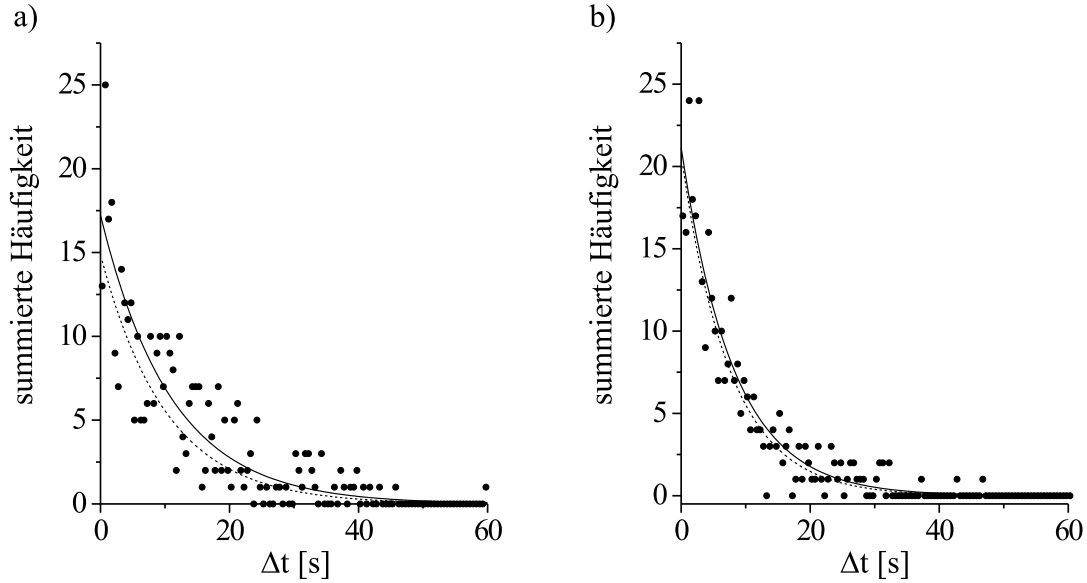


Abbildung 3.10: Bestimmung der Lebensdauern aus der Fluoreszenzzeitreihe für Kühllaserparameter $s_0 = 82$, $\delta = -3,35 \Gamma$ bei fester Atomanzahl $N = 2$ (a) und $N = 3$ (b). Die Zeitintervallereignisse sind über $t_{bin} = 0,5$ s aufsummiert. Die Kurven zeigen den exponentiellen Fit (gestrichelt) und die erwartete Verteilung (durchgezogen) mit Vorgabe von Zeitkonstante $\tau(N)$ und Amplitude A nach Gleichung (3.14) (keine freien Parameter!).

3.3.3 Erweiterung der Ratengleichung

Die Änderung der Atomanzahl unterliegt den zeitlich statistischen Schwankungen von Lade- und Verlustereignissen. Unter Berücksichtigung der *kalten* Ein-Atom-Verlustprozesse ergibt sich aus Gleichung (3.8) eine Zustandsänderung für abzählbare Atomanzahl der Form

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= R - N\alpha - \beta \int_V n(\mathbf{r}, t)^2 d^3r \\ &= R - N\alpha - \frac{\beta_1 + \beta_2}{V} N(N - 1), \end{aligned} \quad (3.15)$$

so dass sich nach Gleichung (3.11) folgende Abhängigkeiten ergeben:

$$L_{1Atom}(N) = \alpha N + \frac{\beta_1}{V} N(N - 1), \quad 2 \cdot L_{2Atome}(N) = \frac{\beta_2}{V} N(N - 1). \quad (3.16)$$

Zum Vergleich der Verlustkoeffizienten mit denen aus der Viel-Atom-Messung, müssen auch hier die Verlustraten L_{1Atom} und L_{2Atome} mit dem effektiven Volumen V normiert werden, welches bei einer gaußschen Dichteverteilung $n(\mathbf{r})$ zu $V = 2^{3/2} V_P$ gemäß Gleichung (3.3) führt. Hier zeigt sich ein wesentlicher Vorteil bei der Messung diskreter Atomanzahländerungen zur Untersuchung kalter Stöße, da R , α , β_1 und β_2 unabhängig voneinander ermittelt werden können.

3.3.4 Atomanzahlverteilung

Im folgenden soll die stationäre Atomanzahlverteilung betrachtet und mit den in Kapitel 3.3 ermittelten Verlustkoeffizienten verglichen werden.

Die Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeiten $P_N(t)$ einer bestimmten Atomanzahl N führt mit der erweiterten Ratengleichung (3.15) zu der Mastergleichung:

$$\begin{aligned} \dot{P}_N(t) = & R[P_{N-1}(t) - P_N(t)] + \alpha[(N+1)P_{N+1}(t) - NP_N(t)] \\ & + \beta_1/V[(N+1)NP_{N+1}(t) - N(N-1)P_N(t)] \\ & + \beta_2/V[(N+2)(N+1)P_{N+2}(t) - N(N-1)P_N(t)] \end{aligned} \quad (3.17)$$

mit $P_N(t) = 0$ für $N < 0$ und abwesenden Verlusten durch kalte Stöße für $N < 2$. Betrachtet man den einfachen Fall mit $\beta_1 = \beta_2 = 0$, so reduziert sich die Mastergleichung im stationären Fall ($\dot{P}_N(t) = 0$) auf

$$RP_N = \alpha(N+1)P_{N+1}. \quad (3.18)$$

Dies ist gerade die Poissonsche Verteilung mit dem Mittelwert $\langle N \rangle = R/\alpha$. Für den allgemeinen stationären Fall existiert keine analytische Lösung, jedoch kann bei vorgegebener Abbruchbedingung ($P_N = 0$ für große N) die Verteilung analytisch bestimmt werden.

Abbildung 3.11 zeigt den Vergleich der gemessenen Besetzungswahrscheinlichkeiten der Atomanzahl mit der analytischen Lösung der Mastergleichung (3.17) ($P_N = 0$ für $N \geq 10$) bei vorgegebenen Lade- und Verlustkoeffizienten, welche aus dem Fit nach Gleichung (3.16) bestimmt wurden. Wie erwartet fällt die Verteilung mit Berücksichtigung der kalten Stöße durch die quadratische Abhängigkeit zu höheren Atomanzahlen stärker ab als bei der Poissonschen Verteilung. Die Übereinstimmung ist zudem innerhalb des geringen statistischen Messfehlers deutlich zu erkennen.

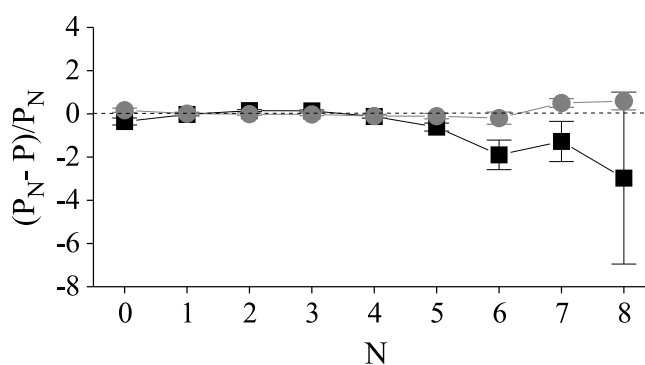


Abbildung 3.11: Relative Abweichung der gemessenen Besetzungswahrscheinlichkeit P_N aus der Messung von Abbildung 3.6 von Verteilung P : ■: Abweichung von einer POISSON-Verteilung ohne Berücksichtigung kalter Stöße bei vorgegebener mittlerer Atomanzahl, ●: Abweichung von der Verteilung aus der Lösung der modifizierten Mastergleichung unter Vorgabe der ermittelten Lade- und Verlustraten (siehe Text).

Kalte Stöße einzelner Atome in der magnetooptischen Falle

Trotz langjähriger Forschung auf dem Gebiet der kalten Stöße treten bis heute immer wieder neue Phänomene in Neutralatom-Fallen auf. Erste Untersuchungen von Verlustprozessen an lasergekühlten Atomen [SES89] stellten bereits die wesentlichen Verlustmechanismen heraus, welche mit Hilfe eines einfachen semiklassischen Modells qualitativ gut beschrieben werden konnten. Durch die zunehmende Kenntnis der langreichweitigen Molekülpotenzialverläufe können jedoch neue Stoßmechanismen identifiziert werden. Die Komplexität dieser quasimolekularen Zustände stellen jedoch viele theoretischen Stoß-Modelle in Frage [WEI99] und es wurde bis heute kein Modell entwickelt, welches die Ergebnisse aus Theorie und Experiment in Einklang bringt. Das von GALLAGHER und PRITCHARD vorgeschlagene semiklassische Modell, zusammen mit der von LANDAU und ZENER entwickelten Theorie zur Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen zwei entarteten Zuständen, stellt ein einfaches und anschauliches Modell dar, welches gegenwärtig wieder Interesse findet [TEL01A].

Die Beobachtung der Dynamik der Atomanzahl in der hier vorgestellten Einzel-Atom-MOT erlaubt die getrennte Beobachtung von Lade- und Verlustprozessen und lässt die Unterscheidung verschiedener Verlustmechanismen zu. Diese neue Messmethode leistet einen wichtigen Beitrag zur Klärung der komplizierten Zusammenhänge zwischen den in der MOT stattfindenden Verlustmechanismen.

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt und die Verlustprozesse anhand der Abhängigkeiten der Fallenparameter untersucht und diskutiert. Der Einfluss des Kühllaserlichtfeldes auf die Verlustkoeffizienten wird in Kapitel 4.1 besprochen. Die im Rahmen dieser Arbeit erstmals beobachtete starke Reduktion der Verlustkoeffizienten durch das Rückpumplaserfeld der MOT wird in Kapitel 4.2 vorgestellt und erklärt. Dieser Effekt wurde bisher nur durch Einstrahlung eines zusätzlichen Testlaser in die MOT beobachtet. Welchen Einfluss dieses Lichtfeld bei der Fluoreszenzdetektion haben kann, wird in Kapitel 4.3 demonstriert. Bei allen durchgeführten Messungen zeigte sich das in der MOT erstmals beobachtete Phänomen von kalten Ein-Atom-Verlusten, welches bereits in Kapitel 3.3.2 vorgestellt wurde. Mögliche Erklärungsansätze hierzu werden in Kapitel 4.4 näher diskutiert.

4.1 Einfluss der Kühllaserleistung

Die Kühllaserleistung stellt die entscheidende Einflussgröße auf das dynamische Verhalten der Atome in der MOT dar. Die Kopplungsstärke zwischen Atom und Lichtfeld bestimmt sowohl

dissipative (Kühlung) als auch stochastische (Heizung) Lichtkräfte. Dadurch werden die folgenden Eigenschaften der MOT verändert:

- Fallentiefe:
Die Fallentiefe ergibt sich aus der Rate der Impulsüberträge der Kühllaserphotonen für den Wiedereinfang der Atome in die Falle nach dem Stoß und stellt den Energiediskriminator dar, der die Verlustkoeffizienten maßgeblich bestimmt.
- Temperatur:
Durch sie wird die Geschwindigkeitsverteilung der Atome vor dem Stoß vorgegeben.
- Atomdichte:
Sie ergibt sich aus der Fallenpotenzialform und der Temperatur.
- Lichtinduzierte binäre Stöße:
Das Kühllaserfeld koppelt zwei sich annähernde Atome an das angeregte quasimolekulare Potenzial und gibt die entsprechende Anregungsrate vor.

Innerhalb der MOT findet selbst bei hohen Magnetfeldgradienten keine signifikante Verstimmung der Anregungsfrequenz durch das Magnetfeld statt (vergleiche Kapitel 1.1.2), sodass sich eine von B unabhängige Anregungsrate R_e der Atome durch den Kühllaser,

$$R_e = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s} \quad \text{mit } s = \frac{s_0}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (4.1)$$

einstellt. Hier bezeichnet s den effektiven, von der Verstimmung δ abhängigen Sättigungsparameter. Der resonante Sättigungsparameter $s_0 = I/I_s$ wird dabei aus der Intensität I aller 6 Fallenstrahlen bestimmt. Diese Annahme wird zudem durch Messungen der Rabifrequenz in der Resonanzfluoreszenz der Atome in der gleichen Apparatur mit Hilfe von Photonenkorrelations-techniken bestätigt [GOM98B].

4.1.1 Ergebnisse

Lade- und Verlustereignisse

Zur Bestimmung der Verlustkoeffizienten wird das in Kapitel 3.3.3 vorgestellte Auswerteverfahren verwendet. Dabei betrachten wir zunächst die Verlustkoeffizienten pro Fallenvolumen V , die durch Anpassung der Atomanzahl-abhängigen Verlustraten nach Gleichung (3.16) und (3.11) ermittelt werden.

Abbildung 4.1 auf der nächsten Seite zeigt die Abhängigkeit der Verlustkoeffizienten vom Sättigungsparameter s_0 des Kühllasers. Jeder Messwert wurde hierbei aus einer Fluoreszenz-Zeitreihe von ca. 2 - 3 Stunden bestimmt, deren relativer Fehler im Bereich von etwa 5 % liegt. In Abbildung 4.1b sind die von der Atomdichte in der Falle unabhängigen Laderaten R und Verlustraten α dargestellt. Die Verlustraten α , die durch Stöße mit dem Hintergrundgas zustande kommen, hängen wie die Laderate R vom Cs-Partialdruck n_{Cs} in der Vakuumkammer ab. Hier zeigt sich die Tendenz, die auf die Proportionalität zwischen R und α rückschließen lässt. Da die Messungen an unterschiedlichen Tagen durchgeführt wurden, sind Schwankungen des Resthintergrundgases nicht auszuschließen.

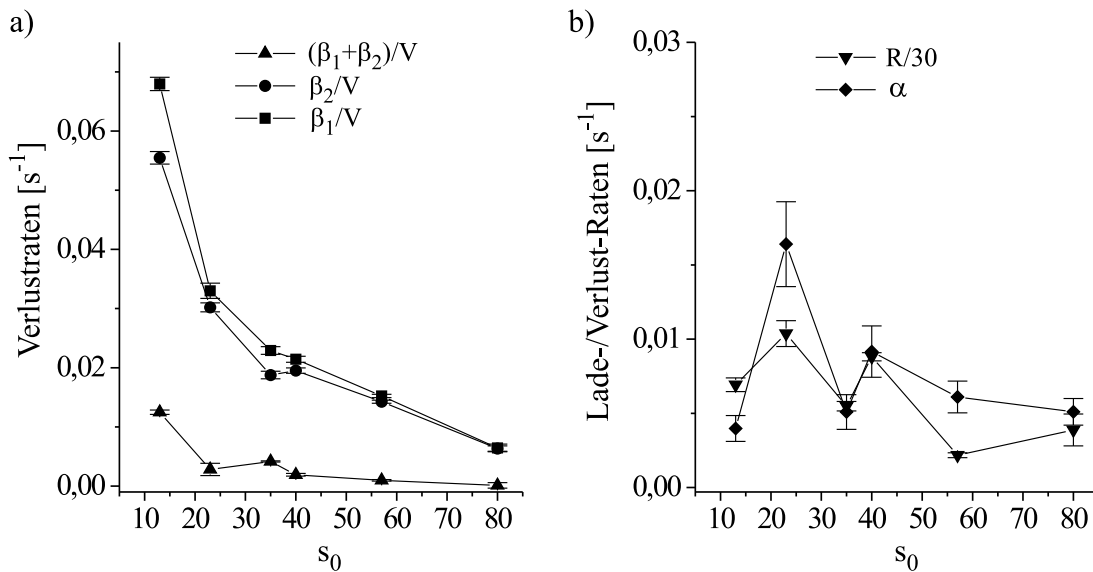


Abbildung 4.1: Lade- und Verlustraten im Fallenvolumen als Funktion der Kühlaserleistung bei konstanter Verstimmung $\delta = -3,35 \Gamma$. a): Verlustraten durch kalte Stöße b): Laderate R ($\times 1/30$) und Verlustrate α der Hintergrundgasstöße.

Hintergrundgas-Stöße

Zur Bestimmung der zu erwarteten Stoßzeiten für Hintergrundgasstöße, $\tau_B = 1/\alpha$, soll folgend kurz die Kleinwinkelstreuung (elastische Streuung am VAN DER WAALS-Potenzial $V = -C_6/R^6$) für einige relevante Hintergrundgas-Atome betrachtet werden. Bei diesen elastischen Stößen wird die kinetische Energie ΔE_{kin} auf die gespeicherten (Target-)Atome übertragen. Ist ΔE_{kin} größer als die Falltiefe U_{MOT} , so verlässt das Teilchen die Falle. Durch die hohen Geschwindigkeiten der Hintergrundgas-Atome bei Zimmertemperatur sind die Stoßzeiten deutlich kürzer als die Lebensdauer des angeregten Zustands (\approx ps-Bereich), sodass die gespeicherten Atome quasi frei sind und Wechselwirkungen mit dem Lichtfeld während des Stoßes hierbei vernachlässigt werden können.

Nach HELBING und PAULI findet sich eine semiklassische Näherungsformel zur Bestimmung des differentiellen Streuquerschnitts [HEL64, AND74]. Im Gegensatz zu dem differentiellen Streuquerschnitt der klassischen Mechanik, der zu kleinen Streuwinkeln hin divergiert, findet sich ein endlicher Wert im semiklassischen Fall. Der totale Verlustquerschnitt berechnet sich durch Integration des differentiellen Streuquerschnitts über den Winkelbereich, der dem Energiebereich von der Falltiefe U_{MOT} bis zum maximalen Energieübertrag ΔE_{max} entspricht.

Ein wesentlicher Punkt dieser semiklassischen Beschreibung der Streuung an gekühlten Atomen besteht darin, dass der Hauptbeitrag zum totalen Verlustquerschnitt von kleinen Stoßwinkeln des einlaufenden Atoms herrührt (*Kleinwinkelstreuung*). In Abbildung 4.2 sind die totalen Verlustquerschnitte gegen die Falltiefe für thermische Cäsium-Atome und einige ausgewählte Edelgase, welche bevorzugt in Ultrahochvakuum-Apparaturen auftreten, dargestellt.

Die zum Hintergrundgasdruck p zugehörige Dichte n lässt sich aus der Zustandsgleichung idealer Gase ($pV = Nk_B T \Rightarrow n = p/[k_B T]$) ableiten. Unter der Annahme, dass jeweils nur ein Element zum Gesamthintergrundgasdruck beiträgt, lässt sich die zugehörige Zeitkonstante τ aus dem totalen Verlustquerschnitt σ_{loss} der Kleinwinkelstreuung und der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} des einlaufenden Atoms bestimmen. In Analogie zu Gleichung (3.1) ergibt sich die Zeitkonstante für Hintergrundgasstöße dann zu

$$\tau_B(A_1, A_2) = [n(A_2) \sigma_{loss}(A_1, A_2) \bar{v}(A_2)]^{-1}, \quad (4.2)$$

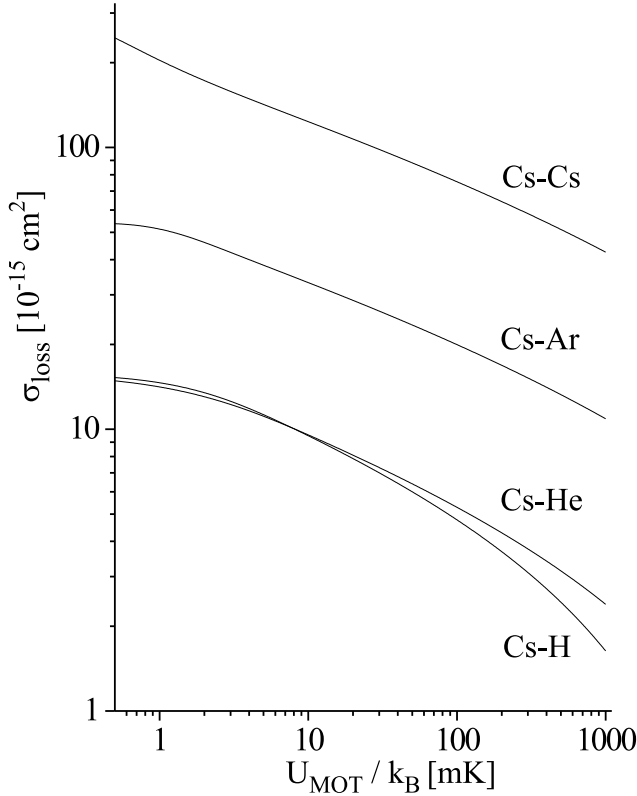


Abbildung 4.2: Totaler Verlustquerschnitt σ_{loss} der Kleinwinkelstreuung als Funktion der Falltiefe für streifende Stöße mit Cs, Ar, He und H.

mit der Konvention A_1 als gespeichertem Target-Atom und A_2 als einlaufendem Atom.

In Tabelle 4.1 sind die aus der Kleinwinkelstreuung zu erwartenden Zeitkonstanten für die entsprechenden Stoßpartner dargestellt. Eine präzisere Aussage lässt sich unter Kenntnis der Partialdrücke machen, deren Bestimmung zum Zeitpunkt des Experimentes jedoch nicht möglich war. In Abbildung 4.1b ist zu erkennen, dass typische Stoßzeiten $\tau_B = 1/\alpha$ im Bereich von etwa 200 s liegen. Dies lässt vermuten, dass der Hauptbeitrag der Kleinwinkelstreuung durch Stöße mit Cäsium-Atomen im Hintergrundgas zustande kommt, was durch die Korrelation mit der Laderate R zudem bestätigt wird.

A_1 - A_2	$C_6(A_1, A_2)$ [a.u.] [†]	$\bar{v}(A_2)$ [m/s]	$\sigma_{loss}(A_1, A_2)$ [10^{-15} cm ²]	$\tau_B(A_1, A_2)$ [s]
Cs-Cs	69,5	237	64,3	272
Cs-Ar	4,04	433	16,9	565
Cs-He	0,53	1367	4,29	705
Cs-H	1,46	2725	3,68	412

Tabelle 4.1: Zeitkonstanten der Kleinwinkelstreuung für typische MOT-Parameter $p = 10^{-10}$ mbar, $T(A_2) = 300$ K, $U_{MOT}/k_B = 0,2$ K (Erläuterungen siehe Text).

[†] a.u. = $E_0 a_0^6 = 0,9571 \cdot 10^{-79}$ Jm⁶, die entsprechenden VAN DER WAALS-Konstanten sind aus [TAN76] entnommen.

Normierung der Verlustraten

Die Genauigkeit, mit der die Verlustraten durch die Methode abzählbarer Verlustereignisse bestimmt werden können, wurde bereits anhand von Abbildung 4.1 demonstriert. Wie bereits in Kapitel 3.2.3 erläutert, werden die gemessenen Verlustraten noch mit dem Fallenvolumen normiert, um die eigentlichen Verlustkoeffizienten (mittlere Atomverluste im Fallenvolumen pro Zeit) zu erhalten und mit den Messungen an einer Viel-Atom-MOT vergleichen zu können.

Die Fallenradien in Abhängigkeit von der Kühllaserleistung sind in Abbildung 4.3a dargestellt. Die beobachtete Proportionalität zwischen Fallenradius und Rabifrequenz ($r_0 \sim \sqrt{s_0}$) zeigt eine gute Übereinstimmung mit der erwarteten Abhängigkeit bei kleiner Sättigung [TOW95]. Durch die erhöhte Kühllaserleistung werden die Atome aufgeheizt, wodurch sich das Fallenvolumen vergrößert beziehungsweise die Dichte pro Atomanzahl abnimmt. Die ermittelten Volumina in Abbildung 4.3b zeigen, dass bereits ab einer Atomanzahl von $N = 2$ die Dichten in der Starkgradient-MOT mit den Dichten in einer Standard-MOT mit vielen Atomen ($\approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$) vergleichbar sind. Um eine gegenseitige Beeinflussung der Dynamik der gespeicherten Atome (vergleiche Kapitel 3.3.1) ausschließen zu können, wurde zusätzlich für alle durchgeführten Messungen die Abhängigkeit der Fallengröße von der Atomanzahl überprüft. In Abbildung 4.4 ist eine solche Messung dargestellt. Durch die verhältnismäßig geringe Fluoreszenzrate und Lebensdauer der einzelnen Atome wurde eine Serie von Aufnahmen mit je 5 s Belichtungszeit für jede Atomanzahl durchgeführt. Der beobachtete konstante Verlauf des Fallenradius bis zu einer Atomanzahl von $N = 10$ ist repräsentativ für alle durchgeführten Messungen, sodass kollektive Effekte, die zu einer Beeinflussung der Dichteverteilung führen, vernachlässigt werden können.

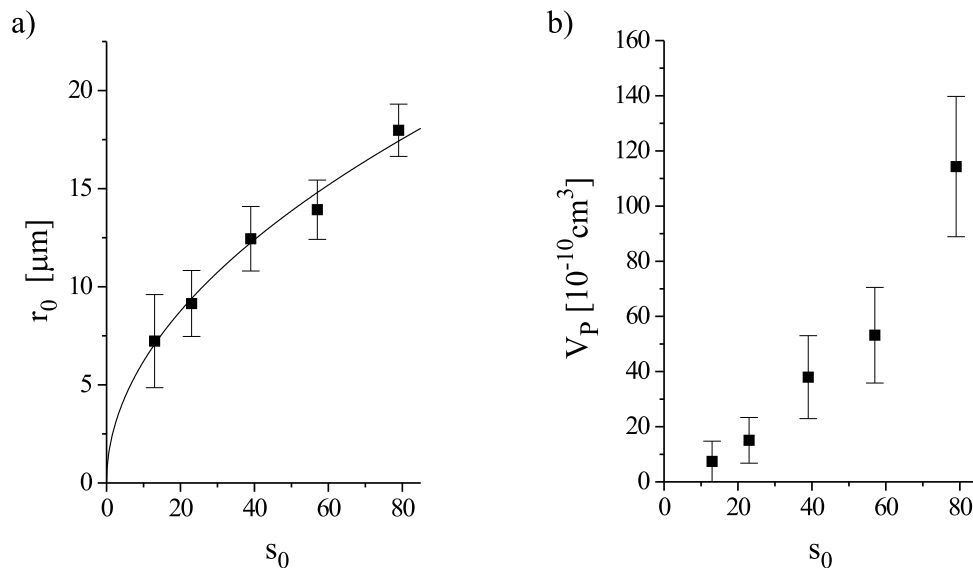


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der Fallengröße von der Kühllaserleistung mit Sättigungsparameter s_0 bei konstanter Verstimmung $\delta = -3,35 \Gamma$. a): Experimentell bestimmter $1/e^2$ -Radius r_0 korrigiert mit der Abbildungsverbreiterung. Der Fit spiegelt die wurzelförmige Abhängigkeit wider. b): zugehöriges Peakdichte-Volumen V_P .

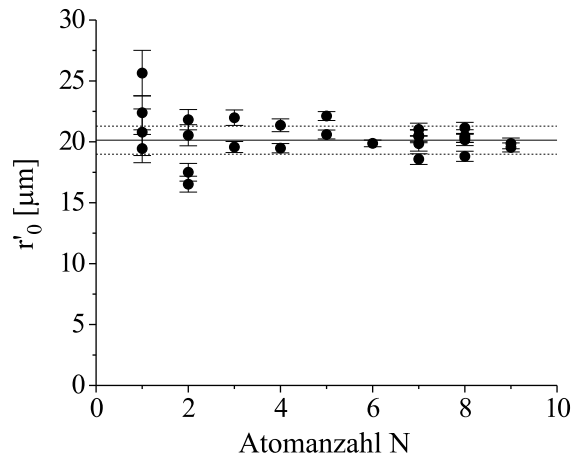


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Fallengröße von der Atomanzahl für Kühlaserleistung $s_0 = 80$ und $\delta = -3,35 \Gamma$ (ohne Korrektur mit der Auflösungsverbreiterung). Die Linien geben den gewichteten Mittelwert und dessen zugehörige Fehlergrenzen wieder.

4.1.2 Bestimmung der Temperatur

Bei der Untersuchung der Verlustkoeffizienten für RE- und FCC-Prozesse fällt eine starke Abhängigkeit von der Temperatur auf: Dies zeigt sich bereits bei der Betrachtung der Aufenthaltsdauer t , die das Atompaar benötigt, um auf der Quasimolekülpotenzialkurve vom mittleren Anregungsabstand R_0 den Nahfeldbereich ($R \approx 0$) zu erreichen. In diesem Bereich nimmt t bei einem Temperaturanstieg von $T = 0$ K auf $T = T_D$ bereits von $t = 10 \tau_M$ um $3 \tau_M$ ab. Das angeregte Atompaar verweilt bei niedrigen Temperaturen länger auf der langreichweitigen Flanke der Potenzialkurve, was die Wahrscheinlichkeit für verlustfreien Abbruch durch spontane Emission erhöht. Die berücksichtigte Temperaturverteilung (MAXWELL-BOLTZMANN-Verteilung) in den Berechnungen von β_{FCC} und β_{RE} führt zusätzlich zu einem relativen Anstieg der Verlustkoeffizienten von etwa 12 %.

Die Bestimmung der Temperatur der Atome erweist sich aufgrund der geometrischen Anordnung des Versuchsaufbaus und der verhältnismäßig geringen Fluoreszenzrate der einzelnen Atome als experimentell schwierig, sodass Standard-Methoden zur Temperaturmessung wie die „Release & Recapture -Methode“ und „Time of Flight -Methode“ [LET88], bei der ein Abschalten des Magnetfeldes erforderlich ist, keine geeigneten Werkzeuge darstellen. Beide Methoden basieren auf der Beobachtung des gespeicherten Atomensembles nach Ausschaltung der magneto-optischen Kräfte. Aus der Zeitabhängigkeit der thermischen Ausdehnung des Ensembles lässt sich Aufschluss über die Temperatur gewinnen. Zur Bestimmung der Temperatur in der magneto-optischen Falle bei hohen Sättigungsintensitäten und Magnetfeldgradienten existieren jedoch bis heute keine theoretischen Modelle.

Extern getriebene Positionszillation

In Kapitel 1.1.1 wurde gezeigt, dass die MOT als harmonischer Oszillator mit rücktreibenden Kraft $F = -\kappa z$ und Dämpfungskraft $F = -\alpha \dot{z}$ beschrieben werden kann. Von KOHNS *et al.*

[KOH93] wurde ein Verfahren zur Temperaturbestimmung vorgestellt, welches auf einer extern getriebenen Positionszillation der gespeicherten Atome basiert. Hierbei wird dem Quadrupolfeld mit Hilfe von Stromspulen ein sinusförmig variierendes Magnetfeld überlagert. Aus der dadurch verursachten Phasenverschiebung zwischen dem Erregerfeld und der Phase Φ des schwingenden Atomensembles kann dann die Temperatur T ermittelt werden. Im Resonanzfall bei $\Phi = \pi/2$ ist die Federkonstante $\kappa = m\omega_0^2$ in einfacher Weise durch die Erregerfrequenz $\omega = \omega_0$ gegeben. Dieses Verfahren wurde bereits in einer Starkgradienten-MOT für Cäsium-Atome untersucht [HÖP93]. In dieser MOT liegt die Atomanzahl bei $N < 10^4$, sodass wie in der Einzelatom-MOT die Vernachlässigung kollektiver Strahlungseffekte gerechtfertigt ist. Mit Hilfe des Equipartitionstheorems lässt sich dann ein Zusammenhang zwischen der experimentell bestimm- baren Fallengröße r_0 und der Temperatur der Atome bestimmen [LET95]:

$$\frac{1}{2}\kappa r_0^2 = \frac{1}{2}k_B T . \quad (4.3)$$

Eine semiklassische 1D-Analyse zeigt, dass κ für Verstimmungen $|\delta| > 2\Gamma$ unabhängig von der Intensität und umgekehrt proportional zu Verstimmung ist [TOW95]:

$$\kappa = \kappa_0 \frac{\Gamma}{|\delta|} \frac{\partial B / \partial z}{b_0} , \quad (4.4)$$

mit $\kappa_0 = 5 \cdot 10^{-20}$ N/m als experimentell bestimmte Proportionalitätskonstante für Cäsium [HÖP93, DRE94] und $b_0 = 1$ G/cm. Die Temperatur zeigt dann die Abhängigkeit

$$T = \kappa_0 \frac{\Gamma}{|\delta|} \frac{\partial B}{\partial z} \frac{1}{b_0} \frac{r_0^2}{k_B} . \quad (4.5)$$

Die Temperatur bei hohen Intensitäten und Magnetfeldgradienten

Um den im Experiment verwendeten hohen Lichtintensitäten Rechnung zu tragen, wird die Temperatur in der MOT mit Hilfe der allgemeineren Form der Kraft nach dem EULER-Verfahren (siehe Anhang A) numerisch ermittelt. Da in diesem Kräfte-Modell keine Einschränkungen in der Lichtintensität und der Geschwindigkeit der Atome gemacht werden und der Kühlzyklus im Fallenvolumen als geschlossen angesehen werden kann, liefert dieses Modell eine sinnvolle Näherung für die Temperatur in der MOT bei hohen Sättigungsintensitäten. Zur Bestimmung der Temperatur wird neben den Fallenparametern s_0 , δ und $\partial B / \partial z$ alleine der experimentell ermittelte Fallenradius r_0 vorgegeben, der die mittlere Auslenkung der Atome vom Zentrum der MOT definiert. Nehmen wir an, dass die Atome die mittlere Geschwindigkeit v_T im Fallenzentrum $z = 0$ besitzen, so kann wie bei der Bestimmung der Fallentiefe durch iteratives Suchen der Anfangsgeschwindigkeit v_T , bei der die Atome durch die Strahlungskräfte bis zum Ort $z = r_0$ abgebremst werden, die Temperatur $T = mv_T^2 / (2k_B)$ ermittelt werden.

In Abbildung 4.5a sind nun beide Temperatur-Modelle im untersuchten Bereich der Kühllaserleistung dargestellt. Hierbei werden die gemessenen Fallenradien aus unserem Experiment herangezogen. Der Vergleich zeigt, wie zu erwarten, ein asymptotisches Verhalten mit abnehmender Intensität. Ab einer Kühllaserintensität von $s_0 = 50$ ($s = 1$) macht sich der Sättigungseffekt bemerkbar. Anschaulich betrachtet führt also die Sättigungsverbreiterung der Kraftprofile

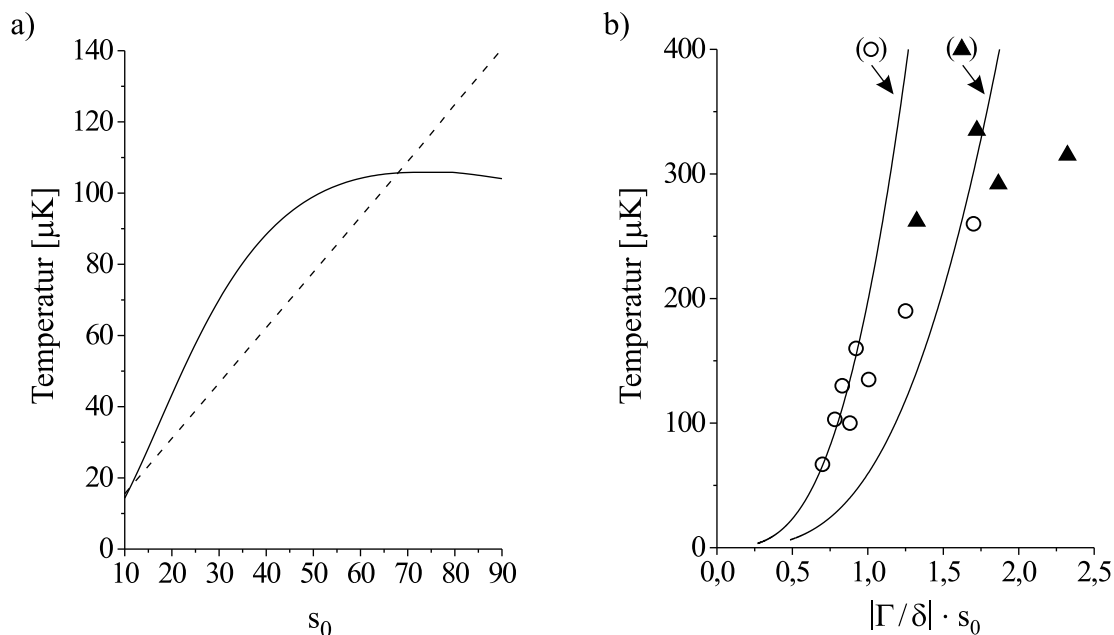


Abbildung 4.5: a): Temperatur in unserer MOT als Funktion der Kühllaserleistung s_0 für $\delta = -3,35 \Gamma$ und $\partial B/\partial z = 375 \text{ G/cm}$. Die durchgezogene Linie wurde mit Hilfe des semiklassischen 1D-Modells ermittelt (siehe Text). Die gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf nach Gleichung (4.5). b): Vergleich des semiklassischen Modells (Linien, ohne Anpassung!) mit den Messwerten aus einer Starkgradienten-MOT mit $\partial B/\partial z = 92 \text{ G/cm}$ bei Variation von δ (Kreise: $s_0 = 2$, Dreiecke: $s_0 = 3,6$) [HÖP93, HÖP94].

aus jedem Teilstrahl zu einem Abflachen der resultierenden Kraft um den Geschwindigkeitsursprung (siehe hierzu Abbildung 1.1 auf Seite 4). Zur Überprüfung des numerischen Modells wurden Messergebnisse aus einer Temperaturmessung nach dem Verfahren von KOHNS bei hohem Magnetfeldgradienten herangezogen [HÖP93], die in Abbildung 4.5b dargestellt sind. Man erkennt die sowohl qualitativ als auch quantitativ gute Übereinstimmung für Verstimmungen von $|\delta| > 2\Gamma$. Insbesondere geben die so erhaltenen Temperaturen den Verlauf besser wieder als die nach Gleichung (4.5) zu erwartende lineare Abhängigkeit. Diese Übereinstimmungen erlauben es uns, die Temperaturbestimmungen aus dem numerischen Modell auf unser Experiment anzuwenden.

4.1.3 Diskussion der Ergebnisse

In Abbildung 4.6a sind nun die volumennormierten Verlustkoeffizienten gegen die Kühllaserleistung aufgetragen. Ein Vergleich der relativen Fehler der Verlustraten aus Abbildung 4.1 und den zugehörigen Volumina zeigt, dass der Hauptbeitrag zum Fehler der Verlustkoeffizienten aus der auflösungsbedingten Unschärfe bei der Bestimmung der Fallenradien resultiert. Der überproportionale Anstieg des Volumens führt zu einem Anstieg der Verlustkoeffizienten mit zunehmender Kühllaserleistung.

Bei der Interpretation der Kühllasermessung wollen wir nochmals die in Kapitel 2.4 beschriebenen, wesentlichen Mechanismen in der MOT vergegenwärtigen. Die Erhöhung der Kühllaser-

leistung (mit Sättigungsparameter s_0) führt zu einer stärkeren Anregungswahrscheinlichkeit des Atompaars auf das angeregte Quasimolekülpotenzial. Mit ihr steigt die Temperatur $T(s_0)$ der Atome in der MOT, welche die kinetische Anfangsenergie vor dem Stoß vorgibt. Gleichzeitig nimmt der Anteil der Atome zu, die den Kreuzungsbereich für feinstrukturändernde Übergänge (R_{FCC}) erreichen können.

Den strahlungsumverteilenden Prozessen (RE) kommt eine besondere Bedeutung zu. Die mit der Kühllaserleistung zunehmende kinetische Energie am Anregungsort um R_0 erhöht die Wahrscheinlichkeit für spontane Emission bei kleineren interatomaren Abständen und der Gewinn an kinetischer Energie nimmt zu. Bei diesen Prozessen wird also die Anzahl und der Fluss der angeregten Atompaare sowie die beim Stoß freigesetzte Energie erhöht. Im Gegenzug führt die zunehmende Kühllaserleistung auch zu einer Erhöhung der Falltiefe U_{MOT} , die ihrerseits den Beitrag der niederenergetischen Stoßprozesse zu den Verlusten unterdrückt. Es handelt sich bei den RE-Verlustprozessen folglich um ein Zwischenspiel aus dem Fluss angeregter Atompaare und der energetischen Diskriminatorschwelle in der MOT. Nimmt also der Gesamteffekt der steigenden Anregungsrate und der Energieverlustdichte beim Stoß stärker zu als die Falltiefe, so erwarten wir jeweils eine monoton steigende Funktion der einzelnen Verlustkoeffizienten.

In jüngsten Untersuchungen des modifizierten, semiklassischen GP-Modells wurde jedoch demonstriert, dass RE-Prozesse bei kleiner werdender Kühllaserleistung zu einem Anstieg in der Verlustrate führen können [TEL01A]: Sinkt die Falltiefe unter der bei RE-Prozessen freigesetzte mittlere Energie, ist ein Anstieg des RE-Verlustkoeffizienten zu kleinen Intensitäten möglich. Diese Überlegungen beziehen sich jedoch auf eine Vernachlässigung von FCC ($\eta_J = 0$, vergleiche hierzu Gleichung 2.10), welche die Wahrscheinlichkeit für RE insbesondere bei kleinen Anregungsabständen reduziert. In dem hier untersuchten Parameterbereich von Lichtintensität, Temperatur und Falltiefe treten solche Effekte nur für Kühllaserleistungen unterhalb von $s_0 = 4$ und unter der Bedingung $\eta_J = 0$ auf.

Der innerhalb des Modells zu erwartende totale Verlustkoeffizient als Funktion des Sättigungsparameters s_0 des Kühllasers ergibt sich aus der Summe der Verlustkoeffizienten der drei relevanten Stoßprozesse:

$$\beta(s_0) = \beta_{FCC}(T(s_0), s_0) + \beta_{RE}(U_{MOT}(s_0), T(s_0), s_0) + \beta_{HCC}(T(s_0)) \quad (4.6)$$

Abbildung 4.6a zeigt den Vergleich der experimentellen Daten mit den Einzelbeiträgen für Radiative-Escape-Prozesse und feinstrukturändernden Stößen, die aus dem modifizierten GP-Modell ermittelt wurden. Eine Anpassung von β_{FCC} und β_{RE} an die Messwerte mit einem Faktor von 5,1 zeigt eine gute Übereinstimmung. Die berechneten Einzelbeiträge aus Gleichung (4.6) sind in Abbildung 4.6b dargestellt.

Im ursprünglichen GP-Modell wurde von einer konstanten Falltiefe ausgegangen und die Temperatur vor dem Stoß vernachlässigt. Bei den hier vorgestellten Berechnungen fließt sowohl die Falltiefe als auch die Temperaturverteilung mit ein.

Der Verlustkoeffizient für hyperfeinstrukturändernde Grundzustandsstöße β_{HCC} kann aus den experimentell ermittelten Daten bestimmt werden. Die Abhängigkeit von der Kühllaserleistung trägt der entsprechenden Temperaturänderung Rechnung. Eine genauere Untersuchung zu β_{HCC} findet sich in Abschnitt 4.2.3.

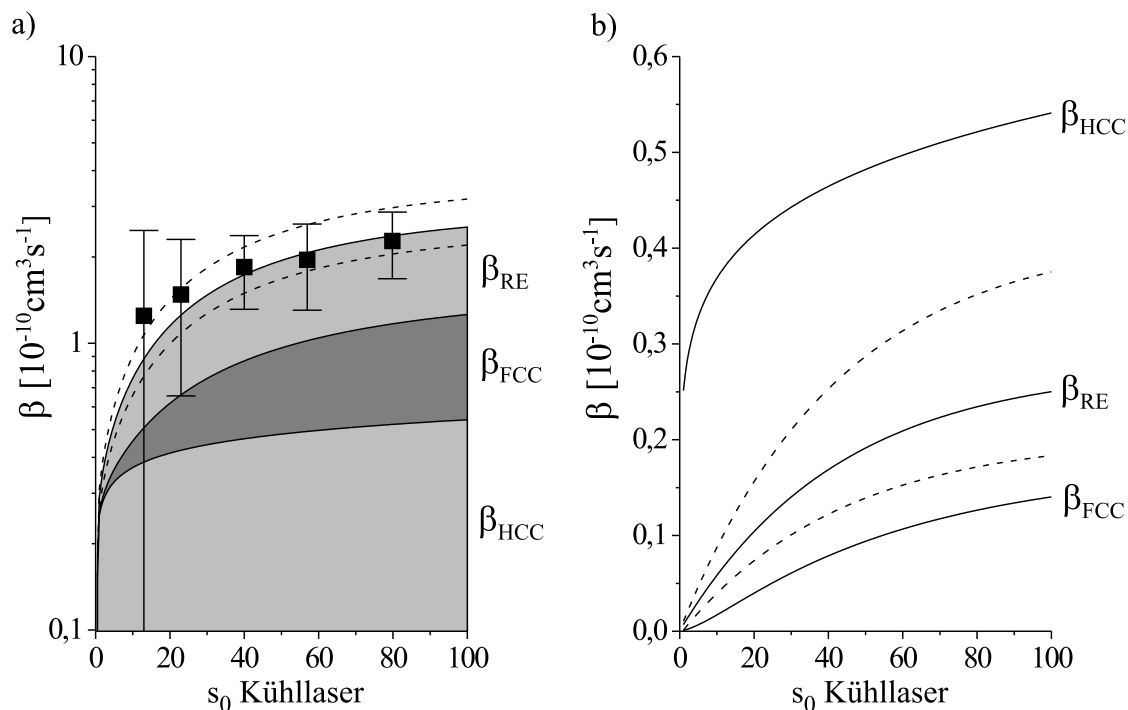


Abbildung 4.6: a): Experimentell bestimmter Gesamtverlustkoeffizient β in Abhängigkeit von der Kühlaserleistung s_0 mit $\delta = -3,35 \Gamma$ und einer Rückpumpleistung von $s_0 = 4$. Die schattierten Flächen zeigen die Beiträge der angepassten Verlustkoeffizienten (siehe Text). Die gestrichelten Linien geben die Fehlergrenzen von β_{RE} durch die Unsicherheit in der Fallentiefe von einem Faktor 2 an. b): Einzelbeiträge der berechneten Verlustkoeffizienten aus (a).

Vergleich der experimentellen Ergebnisse

Zum Vergleich der gemessenen Verlustkoeffizienten in unserer MOT werden nun Messergebnisse aus einer Standard-Cäsium-MOT mit niedrigem Magnetfeldgradienten [SES89] herangezogen, die in Abbildung 4.7a dargestellt sind. Deutlich zu erkennen ist der starke Abfall der Verluste bis zu einer Sättigung von $s = 0,8$. SESKO und Mitarbeiter erklärten dieses Verhalten durch die Unterdrückung der hyperfeinstrukturändernden Grundzustandsstöße, sobald die Fallentiefe die Potenzialbarriere $\Delta E_{\text{HCC}}/2$ überschreitet. Der darauffolgende Anstieg ist den strahlungs-umverteilenden Prozessen und feinstrukturändernden Stößen zuzuschreiben. Dieses qualitative Verhalten ist neben neueren Messungen an einer Cs-MOT [SHA99] ebenfalls in magneto-optischen Fallen mit Atomen, welche eine HFS-Grundzustandsaufspaltung im Bereich der Fallentiefe besitzen, zu beobachten (Li [KAW93, RIT95], Na [SHA94], ^{85}Rb und ^{87}Rb [WAL92], K [MOD01]).

Über die Bestimmung der Verlustkoeffizienten β_{FCC} und β_{RE} aus dem GP-Modell für die Standard-MOT wurde in [WAL89] berichtet. Hier zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messwerten durch Anpassung der berechneten Verlustkoeffizienten mit einem Faktor 4,5, der mit dem hier ermittelten Skalierungsfaktor gut übereinstimmt. Die quantitativen Abwei-

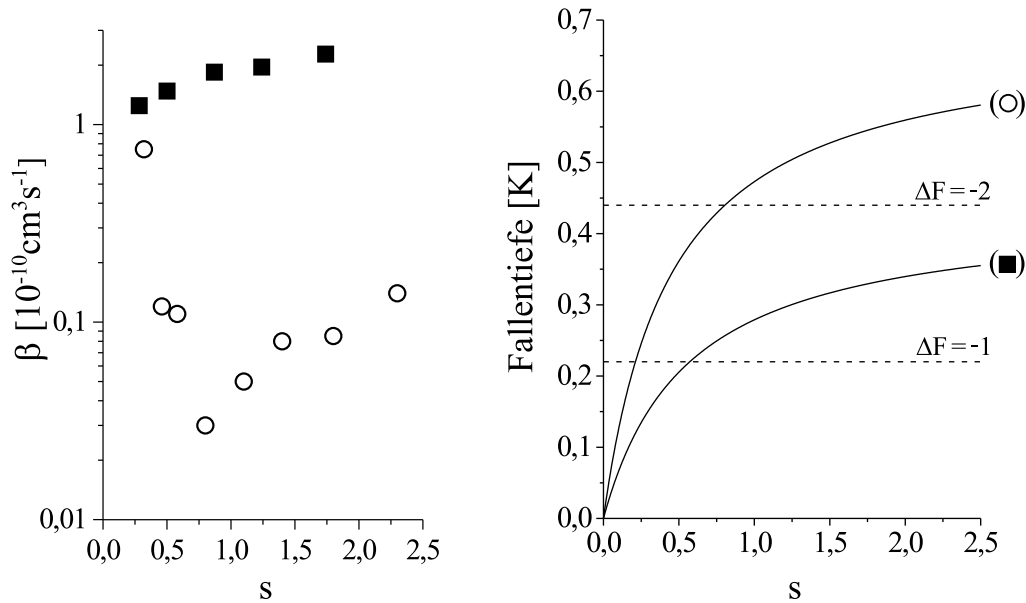


Abbildung 4.7: a): Vergleich der experimentell bestimmten Gesamtverlustkoeffizienten β mit den Ergebnissen aus einer Standard-Cs-MOT. Rechtecke: Unsere Daten aus Abbildung 4.6a. Kreise: Mittelwerte der gestreuten Daten aus [SES89] bei Kühlserverstimmung $\delta = -\Gamma$ und Magnetfeldgradient $\partial B/\partial z = 5,1 \text{ G/cm}$ - aufgetragen in Abhängigkeit vom effektiven Sättigungsparameter s des Kühlasers. b): Berechnete Fallentiefen für beide Fallentypen aus (a). Die gestrichelten Linien zeigen die Potenzialbarrieren $\Delta E_{HCC}/2$ der HCC-Prozesse mit einem ($\Delta F = -1$) beziehungsweise zwei ($\Delta F = -2$) Spinflips.

chungen in beiden Fällen sind jedoch aufgrund der Vernachlässigung der Mannigfaltigkeit der Quasimolekülpotentiale und den Vereinfachungen im GP-Modell durchaus akzeptabel.

Die zu beiden Messungen gehörigen Fallentiefen sind in Abbildung 4.7b dargestellt. Die Fallentiefen wurden aus dem erweiterten eindimensionalen Kräfte-Modell mit Berücksichtigung der magnetischen Unterniveaus des Kühl- UND Rückpumpübergangs bestimmt (Anhang A). Ein Vergleich mit dem in Kapitel 1.2.3 bereits vorgestellten 1D-Modell für ein Drei-Niveau-Atom zeigt einen qualitativ gleichen Verlauf (siehe Abbildung 4.8 auf der nächsten Seite). Die Berechnungen aus diesem Modell liegen dabei um etwa 20 % höher. Die Gründe hierfür liegen möglicherweise in den schwächer koppelnden Übergängen *zwischen* den äußersten magnetischen Unterniveaus (vergleiche hierzu Anhang A). Die ermittelten Fallentiefen für unser Experiment liefern jedoch auch Werte, die oberhalb der Potenzialbarriere $\Delta E_{HCC}/2$ für einen hyperfeinstrukturändernden Grundzustandsstoß mit $\Delta F = -1$ liegen, wie in Abbildung 4.7b zu erkennen ist.

Die insgesamt deutlich höheren Verluste sowie vor allem der fehlende Einbruch mit den nahezu gleichen Verlustkoeffizienten bei kleinem Sättigungsparameter in der vorliegenden Arbeit legen also nahe, dass die Fallentiefe in unserem Experiment nicht ausreichend hoch genug ist, um hyperfeinstrukturändernde Stöße zu unterdrücken und HCC-Prozesse mit $\Delta F = -2$ -Übergängen stattfinden. Diese Annahme wird zudem durch den Vergleich gemessener Verlustkoeffizienten und berechneter Fallentiefen in einer MOT mit Rubidium-Atomen unterstützt [GEN97].

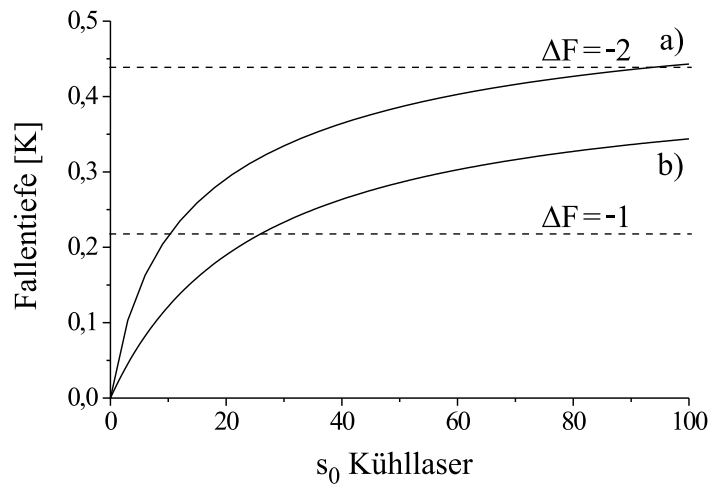


Abbildung 4.8: Berechnete Fallentiefe als Funktion des Sättigungsparameters s_0 des Kühllasers bei $\delta = -3,35 \Gamma$, $\partial B/\partial z = 375 \text{ G/cm}$. a): 1D-Modell für das Drei-Niveau-Atom, b): 1D-Modell mit Berücksichtigung der HFS-Unterniveaus und für Rückpumpleistung $s_0 = 4$.

4.2 Unterdrückung kalter Stöße durch das Rückpumpplaserfeld

4.2.1 Die Rolle des Rückpumpplasers

Bei der Untersuchung von kalten Stößen in einer Standard-MOT kommt dem Rückpumpplaser normalerweise eine eher untergeordnete Bedeutung zu.

Die Gründe finden sich dabei in folgenden Punkten:

- Die Aufgabe des Rückpumpplasers besteht lediglich darin, die in den $F = 3$ -Grundzustand zerfallenen Atome wieder in den Kühlzyklus zu befördern. Dies erfolgt in einer Zeit, die kürzer sein muss als die typische Diffusionszeit eines Atoms in der MOT (ms-Bereich), was sich in einem sehr großen Bereich von Rückpumpleistungen und Verstimmungen erreichen lässt. Deshalb wird auf die Frequenzstabilität ursprünglich nicht geachtet. Der Rückpumpplaser wird in manchen Stoßexperimenten sogar freilaufend betrieben [WAL92, LET95].
- Die mittlere Anregungsrate durch den Rückpumpplaser ist um mehrere Größenordnungen ($\approx 10^3 - 10^4$) kleiner als die des Kühl lasers - der Rückpumpplaser übt daher keine signifikante Kraft aus und die Temperatur der gespeicherten Atome bleibt unverändert.
- Die Lichtverschiebung (*light shift*) des Kühlüberganges durch das Rückpumpfeld ist ebenfalls vernachlässigbar ($\Delta E_{ls} \approx \hbar \Gamma_A / 200$ für Rückpumpleistung $s_0 = 50$), womit auch hierbei die gespeicherten Atome keine Kraftänderung erfahren.

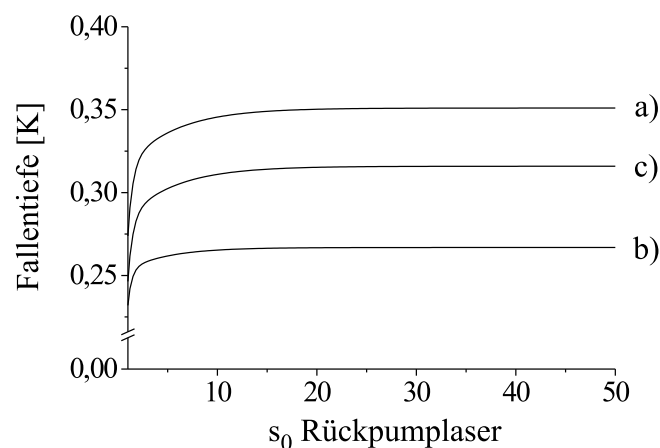


Abbildung 4.9: Berechnete Fallentiefe als Funktion des Sättigungsparameters s_0 des Rückpumpplasers für verschiedene Kühl laserparameter. a): $s_0 = 40$, $\delta = -3,35 \Gamma$ b): $s_0 = 80$, $\delta = -3,35 \Gamma$ und c): $s_0 = 115$, $\delta = -2,3 \Gamma$.

- Um den Einfluss der Rückpumpleistung auf die Falltiefe zu untersuchen, wurde eine Simulation durchgeführt, bei der die relevanten m_F -Unterniveaus des Kühl- und Rückpumpeübergangs mit berücksichtigt wurden. Die so erhaltenen Falltiefen sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Falltiefe ab einer Rückpumpleistung von $s_0 \approx 2$ nahezu konstant bleibt. Eine Variation der Rückpumpleistung im untersuchten Bereich beeinflusst also nicht die Schwelle des Energiediskriminators, der die Stoßenergien klassifiziert.

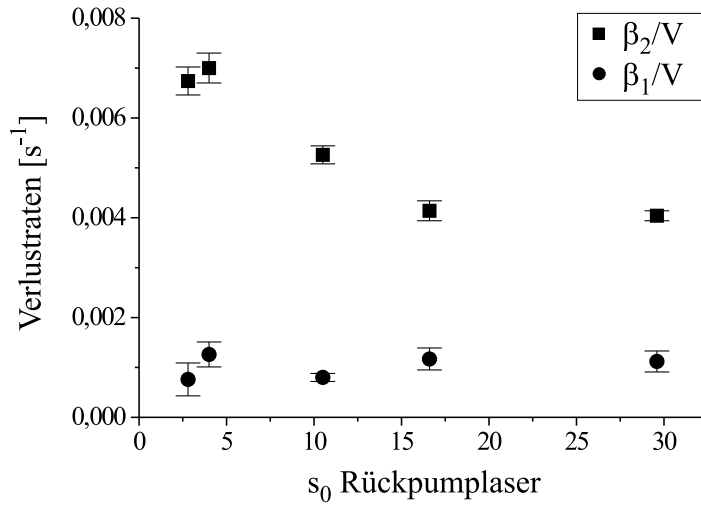


Abbildung 4.10: Ein- und Zwei-Atom-Verlustraten β_2/V als Funktion der Rückpumplaserleistung für Kühlaserparameter $s_0 = 80$ und $\delta = -3,35 \Gamma$ bei einem Magnetfeldgradienten von $\partial B/\partial z = 375 \text{ G/cm}$.

Um so erstaunlicher ist die in diesem Experiment beobachtete starke Abhängigkeit der Verlustraten von der Rückpumpleistung, welche in Abbildung 4.10 zu erkennen ist. Da das zugehörige Fallenvolumen V im Rahmen der Messgenauigkeit keine Abhängigkeit von der Rückpumpleistung aufweist, wird auf eine Normierung an dieser Stelle verzichtet. Neben der im gemessenen Bereich konstanten Ein-Atom-Verlustrate ist eine signifikante Abnahme der Zwei-Atom-Verlustrate von etwa 40 % zu erkennen.

Die beobachtete Abhängigkeit kann mit Hilfe eines vereinfachten semiklassischen Modells beschrieben werden, welches in den folgenden Abschnitten vorgestellt wird.

4.2.2 Optische Unterdrückung kalter Stöße

Neben den in Kapitel 2.3 beschriebenen lichtinduzierten Verlustprozessen in der magnetooptischen Falle können Lichtfelder auch verhindern, dass sich die gekühlten Atome inelastischen Stößen unterziehen. In diesem Fall findet eine optische Abschirmung (*optical shielding*) statt, welche verhindert, dass sich zwei Atome in interatomaren Bereichen nähern, in denen die inelastischen Prozesse auftreten. Das Grundprinzip der optischen Unterdrückung liegt in der Anregung

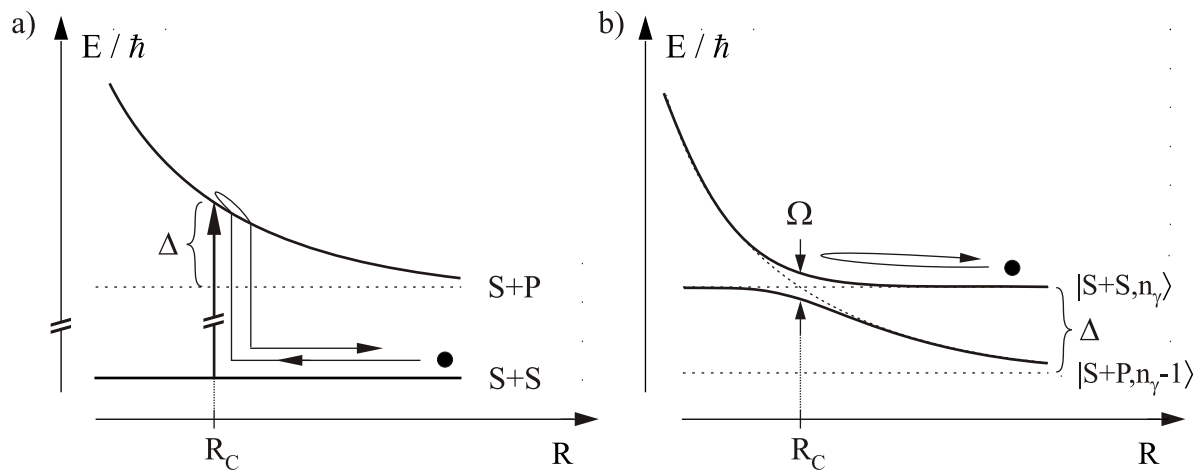


Abbildung 4.11: Schematische 1D-Darstellung der optischen Unterdrückung. a): Semiklassisches Modell: Das Atompaar nähert sich auf der S+S-Potenzialkurve, bis es in der Nähe von R_C auf das repulsive S+P-Potenzial angeregt und abgestoßen wird. b): *Dressed-state*-Modell: Die asymptotischen Zustände sind Atom-Feld-Zustände. n_γ ist die Anzahl der Photonen im Laserfeld. Die optische Kopplung um R_C verursacht die molekulare Rabi aufspaltung Ω .

eines Atompaars im Grundzustand auf ein repulsives Quasimolekülpotenzial. Der interatomare Abstand, von dem aus auf das repulsive Potenzial angeregt wird, muss dabei größer sein als der Abstand, an dem die inelastischen Stoßprozesse auftreten.

Der erste experimentelle Nachweis der optischen Manipulation von Fallenverlustprozessen wurde von Bali und Mitarbeitern [BAL94] an einer Rubidium-MOT demonstriert. Hierzu wurde ein *zusätzlicher*, bezüglich des asymptotischen atomaren Übergangs um mehrere GHz *blau* verstimmt „Katalyselaser“ eingestrahlt, der zu einer Reduktion der Atomverluste führte. Motiviert durch die damit verbundene Erhöhung der Phasenraumdicke wurde eine Stoßreduktion auch für andere Elemente (Na [MAR94, MUN97], ^{87}Rb [SAN95], metastabile Edelgase: Kr^* [KAT94], Xe^* [WAL95]) untersucht.

Im folgenden wird demonstriert, dass alleine der Rückpumplaser der MOT, der um 8,96 GHz gegenüber dem Kühlübergang blau verstimmt ist, eine Unterdrückung der inelastischen Grundzustandsstöße bewirkt. Die Tatsache, dass durch Änderung der Rückpumplaserintensität eine starke Variation der Verluste in der MOT stattfindet, stellt ein Novum dar [KUH99] und wurde in Stoßexperimenten mit kalten gespeicherten Atomen bisher nicht berücksichtigt.

Das Prinzip kann am einfachsten in einem semiklassischen Modell verdeutlicht werden. Für eine quantitative Untersuchung erweist sich der Wechsel zum *Dressed-state*-Modell als hilfreich.

Semiklassisches Modell

Der Prozess der optischen Unterdrückung in einem konventionellen Zwei-Niveau-Modell ist in Abbildung 4.11(a) dargestellt. Beide Atome befinden sich im Grundzustand und nähern sich auf der VAN DER WAALS-Potenzialkurve $V_{S+S} = -C_6/R^6$. In der Nähe des CONDON-Punktes $R_C = (C_3/\hbar\Delta)^{1/3}$ koppelt das gegenüber der atomaren Resonanz um Δ blau verstimmt Laserfeld an die repulsive Molekülpotenzialkurve V_{S+P} . Das Zwei-Atom-System wird angeregt und

auf der repulsiven Potenzialkurve abgestoßen, noch bevor es den Bereich $R_G < R_C$ erreicht. Somit werden die Grundzustandsstöße, die bei interatomarem Abstand R_G stattfinden, unterdrückt. Bei Verlassen auf der $S+P$ -Asymptote gewinnen die Atome allerdings an kinetischer Energie. Ist die Aufenthaltsdauer auf der angeregten Potenzialkurve ausreichend groß, so können durch diesen Prozess auch Verluste induziert werden: Bei einem Abstand von $R_C \approx 10$ nm ist das VAN DER WAALS-Potenzial noch sehr flach, sodass die kinetische Anfangsenergie vor dem Stoß nahezu vollständig auf das angeregte Potenzial übertragen wird. Aufgrund der Steilheit der angeregten Potenzialkurve bei R_C liegt der klassische Umkehrpunkt für typische Temperatur $T = T_D$ in unmittelbarer Nähe des CONDON-Punktes R_C . Innerhalb der Lebensdauer des angeregten Zustands Γ_M^{-1} erreichen die Atome einen Abstand von $R_\Gamma \approx 35$ nm. Die bis dorthin gewonnene kinetische Energie ist zum Verlassen der Falle bereits ausreichend groß.

Dressed-state-Modell

Um die komplizierte Dynamik der Wechselwirkung des Systems mit dem Lichtfeld korrekt zu beschreiben, könnte man sich innerhalb des semiklassischen Modells der optischen Blochgleichungen bedienen [ALL87]. Eine viel elegantere Beschreibung liefert das *Dressed-state*-Modell, bei dem zusätzlich zum Zwei-Niveau-System auch die Energie des Strahlungsfeldes quantisiert wird. Wird, wie im vorliegenden Fall, die atomare Bewegung klassisch beschrieben, sind die Quantenzustände des Systems in einer Tensorproduktbasis aus Atom- und Feldzuständen darstellbar [COH92]. Im folgenden sei n_γ die Anzahl der Photonen im Laserfeld. Wir erhalten zwei im Punkt R_C energetisch entartete Zustände $|S+S, n_\gamma\rangle$ und $|S+P, n_\gamma - 1\rangle$, die in Abbildung 4.11b dargestellt sind.

Das System im $|S+S, n_\gamma\rangle$ -Zustand wird beim interatomaren Abstand R_C durch das elektrische Dipolmoment \vec{d} an den repulsiven $|S+P, n_\gamma - 1\rangle$ -Zustand angekoppelt. Wie Abbildung 4.11b verdeutlicht, bewirkt die Kopplung $V = -\vec{d} \cdot \vec{E}$ in diesem Punkt eine Aufhebung der Entartung. Die Aufspaltung erfolgt mit der Rabi-Frequenz $\Omega = \vec{d} \cdot \vec{E}/\hbar$. Bei einer Annäherung der Atome kann das System, das sich anfänglich im $|S+S, n_\gamma\rangle$ -Zustand befindet, der oberen, repulsiven Potenzialkurve adiabatisch folgen und ein Grundzustandsstoß wird unterdrückt. Es besteht aber auch die Möglichkeit eines nicht-adiabatischen Übergangs auf die untere Kurve, was sehr einfach mit dem LANDAU-ZENER-Modell [SUO95] beschrieben werden kann.

Die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang zwischen den adiabatischen Potenzialkurven ist durch die bekannte LANDAU-ZENER-Formel

$$P_{LZ} = e^{-\frac{\pi \hbar \Omega^2}{2Dv_C}} \quad (4.7)$$

gegeben [MOT65], wobei

$$D = \left| \frac{\partial V_{S+P}}{\partial R} - \frac{\partial V_{S+S}}{\partial R} \right|_{R_C} \approx \frac{3C_3}{R_C^4} \quad (4.8)$$

die Differenz der Steigungen der Potenzialkurven am CONDON-Punkt R_C bezeichnet. Des weiteren bezeichnet

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{3}} \Omega_A = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{I}{2I_s}} \Gamma = \sqrt{\frac{s_0}{6}} \Gamma \quad (4.9)$$

die Rabifrequenz der quasi-molekularen Anregung. Der zusätzlicher Korrekturterm $1/\sqrt{3}$ zur atomaren Rabifrequenz Ω_A in Gleichung (4.9) berücksichtigt die räumliche Mittelung über die möglichen Orientierungen der Molekülachse relativ zum Polarisationsvektor des Lichtfeldes [MAR94, SUO95]. Der Kreuzungsbereich der Potenzialkurven des Grundzustandspaares liegt für Cäsium bei $R_G \approx 2,5$ nm, aber bereits bei $R_C \approx 10$ nm ist der Rückpumplaser resonant mit der repulsiven Potenzialkurve des angeregten Zustands¹. Bei diesem Abstand ist das Grundzustandspotenzial V_{S+S} noch vergleichsweise flach und kann für die folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden. Die Näherung in Gleichung (4.8) ist also sehr gut erfüllt. Die Relativgeschwindigkeit v_C der Stoßpartner in R_C ergibt sich mit der Anfangsgeschwindigkeit $v_0 = \sqrt{4k_B T/m}$ und dem Sättigungsparameter s_0 aus dem Energieerhaltungssatz:

$$v_C = \sqrt{v_0^2 - 2\hbar\Omega/m}. \quad (4.10)$$

Findet ein Übergang in R_C statt, können sich die Atome weiter annähern. Mit einer Wahrscheinlichkeit, die im folgenden mit η_{HCC} bezeichnet wird, kann ein inelastischer Grundzustandsstoß stattfinden. Passiert dies nicht, laufen die Atome wieder auseinander und erreichen den Kreuzungspunkt R_C erneut. Ein adiabatisches Folgen der Potenzialkurve führt dann zu einem Energietransfer von $\Delta E = \hbar\Delta/2k_B$ auf beide Stoßpartner.

Optische Unterdrückung kalter Grundzustandsstöße durch das Rückpumplaserfeld

Der Rückpumplaser kann also zwei konkurrierende Prozesse verursachen. Zum einen kann durch die optische Unterdrückung ein Grundzustandsstoß unterbrochen werden, wodurch HCC *unterdrückt* wird. Zum anderen handelt es sich um einen durch den Rückpumplaser *induzierten* Verlust, der zunächst nicht von den hyperfeinstrukturändernden Stößen des Grundzustands unterschieden werden kann, da die freiwerdenden Energien näherungsweise gleich sind.

Es gibt drei verschiedene Möglichkeiten für einen Verlust zweier Atome aufgrund eines der genannten Prozesse. Die Wege, die das Atompaar nehmen kann, sind den Buchstaben (i-iii) in Abbildung 4.12 zugeordnet. Die gesamte Wahrscheinlichkeit P_I für einen Verlust ist somit

$$P_I = \underbrace{P_{LZ}\eta_{HCC}}_{\text{HCC}} + \underbrace{(1 - P_{LZ})P_{LZ}}_{\text{induz. Verlust}} + \underbrace{P_{LZ}(1 - \eta_{HCC})(1 - P_{LZ})}_{\text{induz. Verlust}}, \quad (4.11)$$

was sich zu

$$P_I = \underbrace{\eta_{HCC}P_{LZ}}_{\text{HCC}} + \underbrace{(2 - \eta_{HCC})P_{LZ}(1 - P_{LZ})}_{\text{induz. Verluste}} \quad (4.12)$$

vereinfacht.

Der Sättigungsparameter des Rückpumplasers wird im Experiment von $s_0 = 1,8$ bis $s_0 = 50$ geändert. Die Aufspaltung Ω variiert dabei von $\Omega = 0,55 \Gamma$ bis $\Omega = 2,89 \Gamma$. Um den Abstand R_C zu erreichen, bei dem ein Übergang stattfinden kann, müssen die Atome aber mindestens eine kinetische Energie von $\hbar\Omega/2$ haben. Dies entspricht etwa der Energie, die die Atome im Mittel aufgrund der thermischen Bewegung in der Falle besitzen. Da man zunächst annehmen kann,

¹Wie in Kapitel 2.1 wird im folgenden vereinfachend von einem einzigen gemittelten repulsiven Zustand mit $C_3 = 7,75 \cdot 10^{-48} \text{ Jm}^3$ ausgegangen.

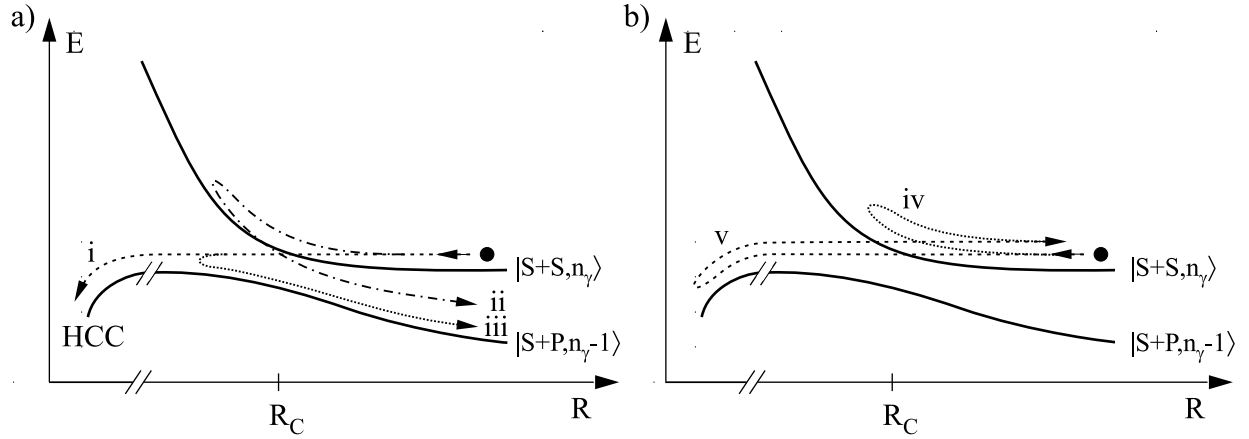


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der möglichen Pfade des Atompaars am Kreuzungspunkt der Potenzialkurven im *Dressed-state*-Modell: a): Inelastische Prozesse mit einem einfachen LANDAU-ZENER-Übergang. b): Elastische Prozesse mit keinem (iv, optische Unterdrückung) beziehungsweise zwei (v) Landau-ZENER-Übergängen.

dass die thermische Energie in der Größenordnung des DOPPLER-Limits $k_B T_D = \hbar \Gamma / 2$ liegt, können also selbst bei niedriger Leistung des Rückpumpasers nur die schnellsten Atome bis zum Kreuzungsbereich gelangen (vergleiche Abbildung 4.13).

Zur Bestimmung der gesamten Übergangsrates muss über die MAXWELL-BOLTZMANN-Verteilung der *Relativgeschwindigkeiten* integriert werden. Diese Verteilungsfunktion ist für eine Temperatur T gegeben durch

$$\mathcal{W}_{MB}(v_r, T) dv_r = \left(\frac{m}{4\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv_r^2}{4k_B T}} 4\pi v_r^2 dv_r . \quad (4.13)$$

In Abbildung 4.13 ist die MAXWELL-BOLTZMANN-Verteilung der Relativgeschwindigkeiten v_r zusammen mit der LANDAU-ZENER-Übergangswahrscheinlichkeit $P_{LZ}(v_r)$ für unterschiedlich starke Rabiaufspaltungen Ω aufgetragen. P_{LZ} zeigt für alle Ω einen stufenförmigen Verlauf. Der immer kleiner werdende Überlappbereich zwischen P_{LZ} und der Geschwindigkeitsverteilung macht den Abschirmungseffekt durch das Lichtfeld deutlich. Aufgrund der starken exponentiellen Abhängigkeit von der Geschwindigkeit steigt die Übergangswahrscheinlichkeit P_{LZ} in einem sehr kleinen Geschwindigkeitsintervall Δv_r für P_{LZ} von 0 bis e^{-1} an.

Mit den Gleichungen (4.7), (4.8), (4.10) und (4.15) ergibt sich dann

$$\Delta v_r = v_r(P_{LZ} = e^{-1}) - v_{min}(P_{LZ} = 0) = \sqrt{\left(\frac{\pi \hbar \Omega^2 R_C^4}{6C_3} \right)^2 - \frac{2\hbar\Omega}{m}} - \sqrt{\frac{2\hbar\Omega}{m}} . \quad (4.14)$$

Dieses Geschwindigkeitsintervall liegt in einem Bereich von $\Delta v_r \approx 2 \cdot 10^{-7} v_D - 3 \cdot 10^{-5} v_D$ für $\Omega = 1 \Gamma - 4 \Gamma$ in Einheiten der relativen DOPPLER-Geschwindigkeit $v_D = \sqrt{4k_B T_D / m}$.

Die scharfe Trennung der Übergangswahrscheinlichkeit erlaubt es uns nun, die Atompaare in zwei Geschwindigkeitsklassen einzuteilen:

- $v_r < v_{min}$: Die Atompaare, die den CONDON-Punkt nicht erreichen, und

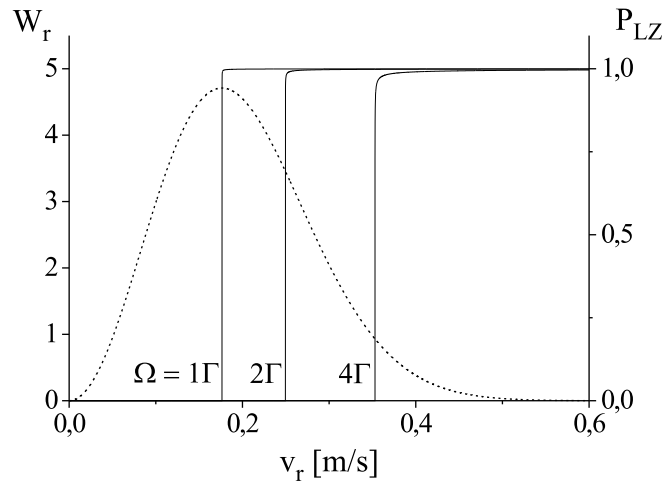


Abbildung 4.13: LANDAU-ZENER-Übergangswahrscheinlichkeit P_{LZ} für verschiedene Rabi-aufspaltungen. Der steile Anstieg von P_{LZ} erfolgt bei $v_r = v_{min}$. Die gestrichelte Kurve zeigt die MAXWELL-BOLTZMANN-Verteilung der Relativgeschwindigkeiten $\mathcal{W}_r(v_r, T)$ für Atome mit Temperatur $T = T_D$.

- $v_r > v_{min}$: Die Atompaare, die an den in Abbildung 4.12a dargestellten Prozessen teilnehmen.

Die Integration von P_I zur Bestimmung der gesamten Wahrscheinlichkeit $P_{Verlust}$ für einen Verlust der kalten Atome durch Grundzustandsstöße erfolgt also von der unteren Integrationsgrenze

$$v_{min} = \sqrt{2\hbar\Omega/m} , \quad (4.15)$$

für die die Geschwindigkeit am CONDON-Punkt $v_C = 0$ ist. Hieraus und aus Gleichung (4.7) ergibt sich die Gesamtwahrscheinlichkeit:

$$\begin{aligned} P_{Verlust}(s_0, T) &= \int_{v_{min}}^{\infty} P_I(s_0, v_C(v_r, s_0)) \mathcal{W}_{MB}(v_r, T) dv_r \\ &= \underbrace{\eta_{HCC} \int_{v_{min}}^{\infty} P_{LZ} \mathcal{W}_{MB} dv_r}_{P_{HCC}} + \underbrace{(2 - \eta_{HCC}) \int_{v_{min}}^{\infty} P_{LZ} (1 - P_{LZ}) \mathcal{W}_{MB} dv_r}_{P_{ind}} . \end{aligned} \quad (4.16)$$

Wie im weiteren demonstriert wird, ist der Beitrag der induzierten Verluste P_{ind} vernachlässigbar und die Gesamtverlustwahrscheinlichkeit reduziert sich zu

$$P_{Verlust} = P_{HCC} . \quad (4.17)$$

Übergangswahrscheinlichkeit η_{HCC}

Eine Unsicherheit liegt zunächst in der Unkenntnis des Parameters η_{HCC} , der zur Auswertung von $P_{Verlust}$ notwendig ist. Die Größe dieses Parameters entscheidet darüber, ob überwiegend Grundzustandsstöße ($P_{HCC} > P_{ind}$) oder durch den Rückpumplaser induzierte Verluste ($P_{ind} > P_{HCC}$) vorliegen.

Die Bestimmung von η_{HCC} lässt sich aus den Überlegungen der in der MOT stattfindenden LANGEVIN-Kräfte ableiten [WAL89]. Vernachlässigen wir dabei die Abhängigkeit des Rückpumplasers, so erhalten wir den Verlustkoeffizient für hyperfeinstrukturändernde Stöße aus dem Produkt von η_{HCC} und dem LANGEVIN-Ratenkoeffizient:

$$\beta_{HCC} = \eta_{HCC} \cdot \frac{9\pi}{4} \sqrt{\frac{6k_B T}{m}} \left(\frac{6C_6}{k_B T} \right)^{1/3}. \quad (4.18)$$

Die Anpassung des Ratenkoeffizienten (4.18) an die vorgestellten Vergleichsdaten aus der Standard-MOT von SESKO *et al.* liefert einen Wert von $\eta_{HCC} = 0,3$ [WAL89].

Um festzustellen, wie stark sich der Anteil der induzierten Verlustwahrscheinlichkeit P_{ind} auf die Gesamtwahrscheinlichkeit auswirkt, wurden zusätzlich numerische Berechnungen ohne Näherung durchgeführt. Das Verhältnis der Verlustwahrscheinlichkeit für hyperfeinstrukturändernde Grundzustandsstöße P_{HCC} zur Gesamtverlustwahrscheinlichkeit $P_{Verlust}$ ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Wie man erkennen kann, tragen die induzierten Verluste P_{ind} bei einer Übergangswahrscheinlichkeit von $\eta_{HCC} > 0,1$ um weniger als 10 % zu $P_{Verlust}$ bei. Zudem ist der Einfluss der Temperatur auf dieses Verhältnis vernachlässigbar.

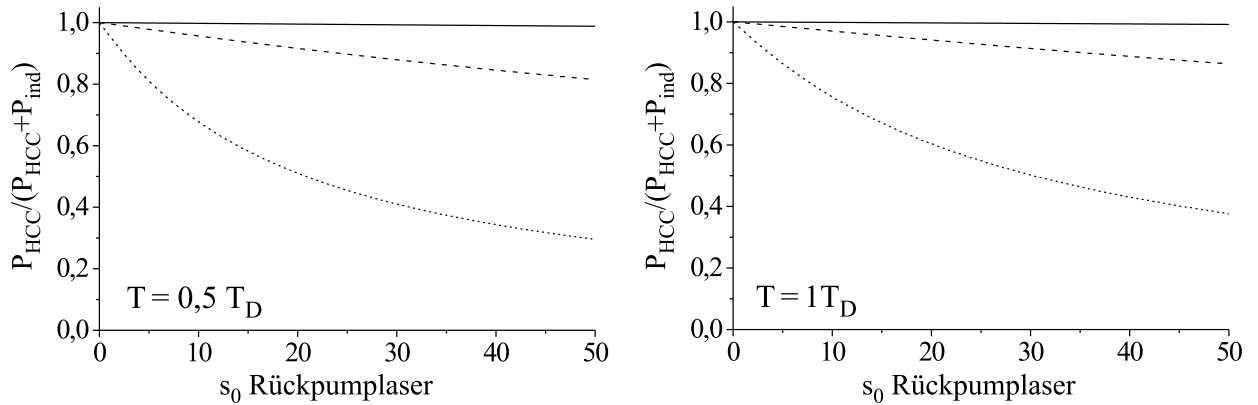


Abbildung 4.14: Anteil der Verlustwahrscheinlichkeit P_{HCC} zur Gesamtverlustwahrscheinlichkeit $P_{Verlust}$ in Abhängigkeit vom Übergangskoeffizient η_{HCC} . Die Kurven zeigen die berechneten Werte für $\eta_{HCC} = 1$ (durchgezogen), $\eta_{HCC} = 0,1$ (gestrichelt) und $\eta_{HCC} = 0,01$ (gepunktet).

Verlustwahrscheinlichkeit für hyperfeinstrukturändernde Stöße

Das kleine Geschwindigkeitsintervall Δv_r , in dem die LANDAU-ZENER-Übergangswahrscheinlichkeit für Rabiaufspaltungen Ω von wenigen natürlichen Linienbreiten Γ ansteigt, gestattet uns

nun, die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{LZ} = 1$ für $v_r \geq v_{min}$ zu setzen. Die Verlustwahrscheinlichkeit der hyperfeinstrukturändernden Stoßprozesse lässt sich dann leicht durch

$$P_{HCC} = \eta_{HCC} \int_{v_{min}}^{\infty} \mathcal{W}_{MB}(v_r, T) dv_r \quad (4.19)$$

ermitteln. Substituieren wir nun mit $d\rho_r = \sqrt{m/(4k_B T)} dv_r$ und $\rho = \sqrt{m/(4k_B T)} v_{min}$, so können wir das Integral auf eine einfache Form bringen:

$$P_{HCC} = \eta_{HCC} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \rho e^{-\rho^2} - \operatorname{erf}(\rho) + 1 \right]. \quad (4.20)$$

Hier beschreibt $\operatorname{erf}(\rho)$ die gaußsche Fehlerfunktion über das Geschwindigkeitsverhältnis ρ von minimaler Geschwindigkeit v_{min} zum Erreichen des CONDON-Punktes R_C und der mittleren Anfangsgeschwindigkeit v_0 des Atompaars:

$$\rho = \frac{v_{min}}{v_0} = \sqrt{\frac{\hbar\Omega}{2k_B T}} = \sqrt{\frac{T_D}{T} \frac{\Omega}{\Gamma}}. \quad (4.21)$$

Einer geeigneten Überprüfung dieses Modells steht also eine Messung der Verlustkoeffizienten in Abhängigkeit von der Rückpumpplaserleistung für unterschiedliche Temperaturen in der MOT gegenüber.

4.2.3 Ergebnisse und Diskussion

Um das vorgestellte Modell experimentell zu überprüfen, wird durch die Erhöhung der Kühlaserintensität die Temperatur der Atome in der MOT erhöht und die Abhängigkeit der Verlustraten von der Rückpumpleistung beobachtet. Hierzu wurden 3 Messungen durchgeführt, bei denen jeweils die Intensität und Verstimmung des Kühllasers konstant gehalten und die Rückpumpleistung variiert wird. Ein stabiler Betrieb der MOT kann bis zu einer Rückpumpleistung $s_0 = 1,8$ erzielt werden. Ab Leistungen unterhalb dieser Schwelle sinkt die mittlere Atomanzahl auf einen Wert deutlich unterhalb von $\bar{N} = 1$ und es können zeitlich unregelmäßige Lade- und Verlustergebnisse beobachtet werden, die keine sinnvolle Auswertung der Fluoreszenzzeitreihen erlauben. Dieses Verhalten erscheint plausibel, da in diesem Bereich die Empfindlichkeit der Falltiefe auf die Rückpumpleistung sehr hoch ist (vergleiche Abbildung 4.9).

Die experimentellen Ergebnisse sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Bei allen Messungen ist der signifikante Abfall der Verlustrate mit zunehmender Rückpumpleistung zu erkennen.

In Abschnitt 4.2.1 wurde bereits gezeigt, dass alle charakteristischen Falleneigenschaften von der Rückpumpleistung unabhängig sind. Die Besetzung der beiden Grundzustandsniveaus vor dem Stoß bleibt ebenfalls konstant: Für den gewählten Messbereich variiert die stationäre Besetzungswahrscheinlichkeit lediglich um weniger als 3% für den $F = 4$ - und 0,3% für den $F = 3$ -Grundzustand. Somit ist gewährleistet, dass alle Anfangsbedingungen vor dem Stoß konstant gehalten werden und die Erhöhung der Rückpumpleistung lediglich die Aufspaltung $\hbar\Omega$ zwischen den Molekülzuständen erhöht.

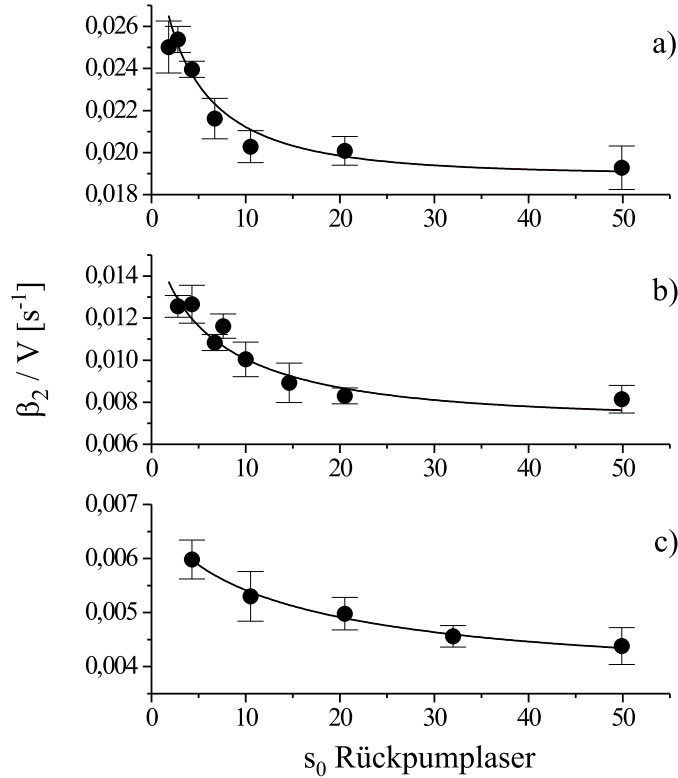


Abbildung 4.15: Zwei-Atom-Verlustrate β_2/V als Funktion der Rückpumplaserleistung für Kühlaserparameter a): $s_0 = 40$, $\delta = -3,35 \Gamma$, b): $s_0 = 80$, $\delta = -3,35 \Gamma$ und c): $s_0 = 115$, $\delta = -2,3 \Gamma$. Die durchgezogenen Linien wurden mit Hilfe des LANDAU-ZENER-Modells angepasst (siehe Text).

Die Anpassung an die Messergebnisse findet wie folgt statt:

$$\beta_2 = \beta_{LI} + P_{HCC}(s_0, T) \cdot \beta_{HCC}^0 . \quad (4.22)$$

Hier beschreibt β_{LI} den von der Rückpumplaserintensität unabhängigen Verlustanteil, der durch die lichtinduzierten Prozesse (strahlungsumverteilende und feinstrukturändernde Stöße) verursacht wird und als konstanter Untergrund in jeder Messung auftritt. β_{HCC}^0 bezeichnet die Amplitude der Anpassung für P_{HCC} von verschwindender Rückpumpleistung ($s_0 = 0$) bis zur vollständigen Unterdrückung der Grundzustandsstöße (Asymptote für hohe s_0). Die Anpassung des vorgestellten Modells an die Messwerte erfolgt also durch alleinige Anpassung von Temperatur T und Amplitude β_{HCC}^0 und ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Man erkennt die sehr gute qualitative Übereinstimmung.

In Tabelle 4.2 sind die ermittelten Verlustkoeffizienten und Temperaturen zusammen mit den numerisch berechneten Temperaturen T_{theo} nach Kapitel 4.1.2 dargestellt. Die Fehlergrenzen von T_{theo} stammen aus der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Fallenradien. Innerhalb der Fehlergrenzen finden wir also eine sehr gute Übereinstimmung.

s_0	δ [Γ]	β_{LI} [$10^{-10}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$]	β_{HCC}^0 [$10^{-10}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$]	T [T_D]	T_{theo} [T_D]
40	-3,35	$1,46 \pm 0,43$	$1,10 \pm 0,43$	$0,49 \pm 0,15$	$0,71 \pm 0,18$
80	-3,35	$1,30 \pm 0,37$	$1,78 \pm 0,55$	$0,68 \pm 0,22$	$0,85 \pm 0,22$
115	-2,3	$2,90 \pm 0,97$	$2,32 \pm 0,69$	$1,01 \pm 1,01$	$0,90 \pm 0,08$

Tabelle 4.2: Ergebnisse für Verlustkoeffizienten und Temperatur (in Einheiten der DOPPLER-Temperatur $T_D = 125 \mu\text{K}$) aus der Anpassung des semiklassischen Modells an die volumennormierten Messwerte aus Abbildung 4.15 bei Kühllaserleistung s_0 und Verstimmung δ .

Die Kenntnis des Proportionalitätsfaktors η_{HCC} , welche die Wahrscheinlichkeit für hyperfeinstrukturändernde Grundzustandsstöße angibt, kann nun mit dem bereits vorgestellten LANGEVIN-Ratenkoeffizient (Gleichung (4.18)) abgeschätzt werden:

Für die Anpassung von η_{HCC} an die Asymptote β_{HCC}^0 erhalten wir einen Wert von

$$\eta_{HCC}^0 = 0,59 \pm 0,11 . \quad (4.23)$$

Zur Interpretation der Ergebnisse aus der Messung der Verlustkoeffizienten in Abhängigkeit von der Kühllaserleistung kann aus den obigen Überlegungen ein Untergrund an hyperfeinstrukturändernden Grundzustandsstößen abgeschätzt werden: Durch die Flachheit der Falle bei hohem Magnetfeldgradient in diesem Experiment wird die Abhängigkeit der hyperfeinstrukturändernden Grundzustandsstöße von der Falltiefe eliminiert, sodass sich lediglich ein temperaturabhängiger Untergrund bei der Variation der Kühllaserleistung ergibt. Aus den Messwerten aus Abbildung 4.15 finden wir den zur Kühllasermessung zugehörigen Untergrund bei entsprechender Rückpumpleistung von $s_0 = 4$:

$$\eta_{HCC} = 0,21 \pm 0,08 . \quad (4.24)$$

Die durch den Rückpumlaser induzierten Verluste können also vernachlässigt werden.

Die Messung der Verlustraten in Abhängigkeit vom Rückpumlaser erweist sich als eine geeignete Methode zur Messung des Verlustkoeffizienten für Grundzustandsstöße β_{HCC} . Die exponentielle Abnahme der Verlustraten durch optische Unterdrückung ermöglicht eine exakte Identifikation der Grundzustandsstöße *ohne* eine vorherige Berechnung der Verlustraten von lichtinduzierten Stößen, wie sie zur Deutung der Ergebnisse in Kapitel 4.1 durchgeführt wurde.

4.3 Einfluss eines rotverstimmten Testlasers

Eine weitere Standard-Methode zur Untersuchung von Stoßprozessen in der MOT besteht in der Anregung der gespeicherten Atome durch ein zum Kühlübergang *rot*-verstimmtes Laserfeld. Dieser Testlaser „katalysiert“ förmlich die Atompaare und regt sie auf das attraktive Quasi-Molekülpotenzial $V = -C_3/R^3$ an, wodurch die Wahrscheinlichkeit für strahlungsumverteilende und feinstrukturändernde Stoßprozesse erhöht wird. Die Variation der Frequenz des Katalyselasers erlaubt es sozusagen, die langreichweitigen Molekülpotenzialkurven abzutasten [WAL92, LET95]. Die Gefahr dabei ist allerdings, dass dieser Katalyselaser die Fluoreszenz der gespeicherten Atome ändern kann, was als eine Atomzahländerung (Verluste) fehlinterpretiert werden kann.

Durch die Beobachtung der Fluoreszenz eines einzelnen Atoms ist erstmals die Möglichkeit gegeben, den Einfluss des Katalyselasers alleine auf die Fluoreszenz zu untersuchen. In Abbildung 4.16 ist die Abhängigkeit der Fluoreszenzrate eines einzelnen gespeicherten Cäsium-Atoms von der Verstimmung des Testlasers dargestellt. Die Kurve zeigt die auf die Fluoreszenzrate normierte Besetzungswahrscheinlichkeit des oberen Kühlniveaus. Die schattierten Flächen markieren die Bereiche, in denen eine Speicherung der Atome nicht möglich ist, da in der Nähe der zum Kühlübergang benachbarten Übergänge ein Umpumpen des Atoms in den unteren Hyperfeinstrukturzustand $F_g = 3$ erfolgt und somit das Atom dem Kühlzyklus entzogen wird. Messungen dieser Art liefern wichtige Informationen bei der Untersuchung von Verlustprozessen in einer Viel-Atom-MOT und können für künftige Experimente mit einem Katalyselaser sehr hilfreich sein.

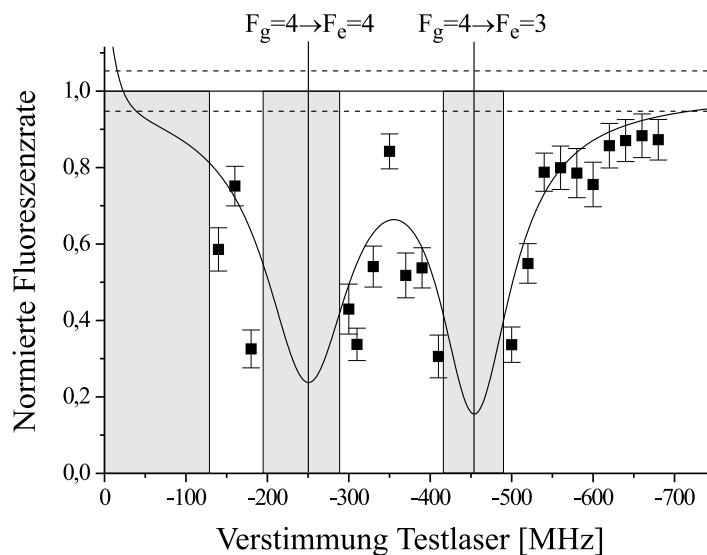


Abbildung 4.16: Einfluss der Verstimmung eines zusätzlichen Testlasers auf die Fluoreszenzrate eines einzelnen Atoms in der MOT. Die Verstimmung erfolgt relativ zum Kühlübergang $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$. Kühllaserleistung $I = 67$ mW bei einer Verstimmung von $\delta = -20$ MHz, Rückpumpleistung $s_0 = 4$, Testlaserleistung $I = 66$ mW (Erläuterung siehe Text).

4.4 Untersuchung der Ein-Atom-Verluste bei kalten Stößen

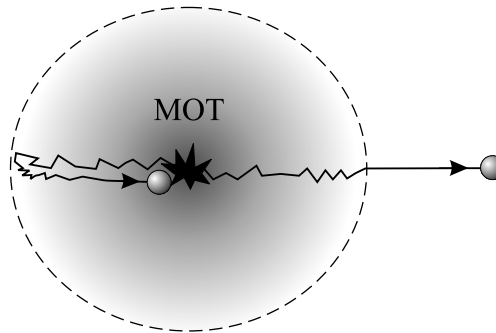


Abbildung 4.17: Fiktive Darstellung der Trajektorien zweier Atome nach einem kalten Stoß mit einem Ein-Atom-Verlust. Der gestrichelte Bereich markiert den „Wieder“-Einfangbereich der MOT.

Unsere Meßmethode ermöglicht es, zwischen kalten Ein- und Zwei-Atom-Stößen unterscheiden zu können. Die Existenz solcher Ein-Atom-Verluste widerspricht jedoch den Symmetrieeigenschaften der magnetooptischen Falle. Das sphärische Quadrupolmagnetfeld bildet mit dem Lichtfeld der 6 gekreuzten Laserstrahlen ein punktsymmetrisches System. Für einen idealisierten Stoßprozess, bei dem die beiden Stoßpartner die Falle mit gleicher Geschwindigkeit in einem Winkel von 180° verlassen, kann der Beitrag der Ein-Atom-Verlustprozesse von 10 % zu den Gesamtverlusten an kalten Stößen in der MOT nicht erklärt werden. Ein möglicher Fehler bei der Auswertung der Fluoreszenzstufen - ein Lade-Ereignis in Koinzidenz mit einem Zwei-Atom-Verlustereignis - kann ebenfalls ausgeschlossen werden, da dieser Beitrag unterhalb von 1% liegt (vergleiche Abschnitt 3.3.2). Es muss folglich eine Art Symmetriebrechung beim Verlassen der Atome aus der MOT vorliegen. Zunächst soll jedoch untersucht werden, ob es sich bei diesen Stoßprozessen um Effekte handelt, deren Ursprung nicht von äußeren Kräften außerhalb der Fallenregion herrührt.

Untersuchung zur Existenz kalter Ein-Atom-Verlustprozesse

Zunächst ist jedoch sicher zu stellen, dass thermische Hintergrundgas-Stöße keinen Einfluss auf die Zwei-Atom-Verluste haben. Als Test für die Existenz solcher kalten Ein-Atom-Verlustprozesse wurde der Cäsium-Partialdruck in der UHV-Kammer durch weitere Öffnung des Linearventils am Cäsium-Reservoir erhöht und die zeitliche Entwicklung der Verlustraten beobachtet. Diese Messung ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Die leichte Streuung der ermittelten Raten ist der kurzen Messzeit der Fluoreszenzzeitreihe von 27 Minuten zuzuschreiben. Es zeigt sich, dass mit sichtbar zunehmender Laderate keine signifikante Änderung der mit der Atomanzahl quadratisch abhängenden Ein- und Zwei-Atom-Verlustraten zu beobachten ist. Da wir einen Hauptbeitrag an Verlusten durch Hintergrundgasstöße dem thermischen Cäsium zuschreiben können, was insbesondere durch den Anstieg von R und α in Abbildung 4.18 zu erkennen ist, kann ein auf Hintergrundgasstößen beruhender Effekt ausgeschlossen werden.

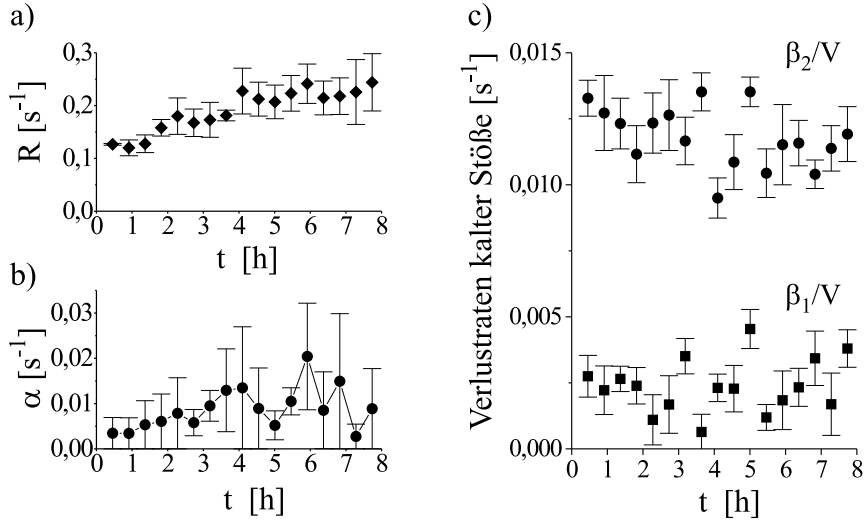


Abbildung 4.18: Abhängigkeit der Verlustraten kalter Stöße vom Cäsium-Partialdruck. Durch Erhöhung des Cs-Diffusionsflusses in die Apparatur zur Zeit $t=0$ erfolgt ein zeitlicher Anstieg der Laderate R (a) und der Verluste α durch Hintergrundgasstöße (b). Die Ein- und Zwei-Atom-Verlustraten zeigen keine signifikante Änderung (c).

Ergebnisse für Ein-Atom-Verlustprozesse

In Abbildung 4.19 sind die Ergebnisse für den Ein-Atom-Verlustkoeffizienten β_1 aus der Kühl- und Rückpumplaser-Messung zusammengetragen. Die in Abbildung 4.19b dargestellten Messergebnisse sind repräsentativ für alle durchgeführten Messungen bei Variation der Rückpumpleistung. Beide Messungen liefern also das überraschende Ergebnis eines nahezu konstanten Ein-Atom-Verlustkoeffizienten von $\beta_1 \approx 1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Wir wollen nun die in Frage kommenden Effekte näher durchleuchten.

Mögliche Erklärungsansätze

Wir können also annehmen, dass es sich bei den Ein-Atom-Verlusten um einen MOT-*intrinsischen* Effekt handelt und die Stoßpartner eine kinetische Energie im Bereich der Fallentiefe besitzen. Feinstrukturändernde Stoßprozesse können daher als Ursache ausgeschlossen werden, da der Energieübertrag $\Delta E_{FCC}/2 = 400 \text{ K}$ pro Atom stets zu einem Zwei-Atom-Verlust führt.

Es sollen nun folgend die in Frage kommenden Einflüsse, die zu einer solchen Symmetriebrechung führen können, diskutiert werden:

- **Statistische Fluktuationen der Fallentiefe:**

Die Photonenstreuungsprozesse der flüchtenden Atome unterliegen statistischen Fluktuationen. Gehen wir zunächst davon aus, dass sich jedes Atom nach dem Stoßprozess antikollinear vom Fallenzentrum entfernt und im Mittel n Photonen innerhalb des Strahlvolumens der MOT streut. Für den idealisierten Fall, dass der Impulsübertrag bei der Absorption stets zum Fallenzentrum gerichtet ist, erhalten wir also die minimale Summe der Impulsüberträge $\langle p \rangle = \langle n \rangle k \hbar$, die zum Verlassen der Falle notwendig ist. Die Fallentiefe hat

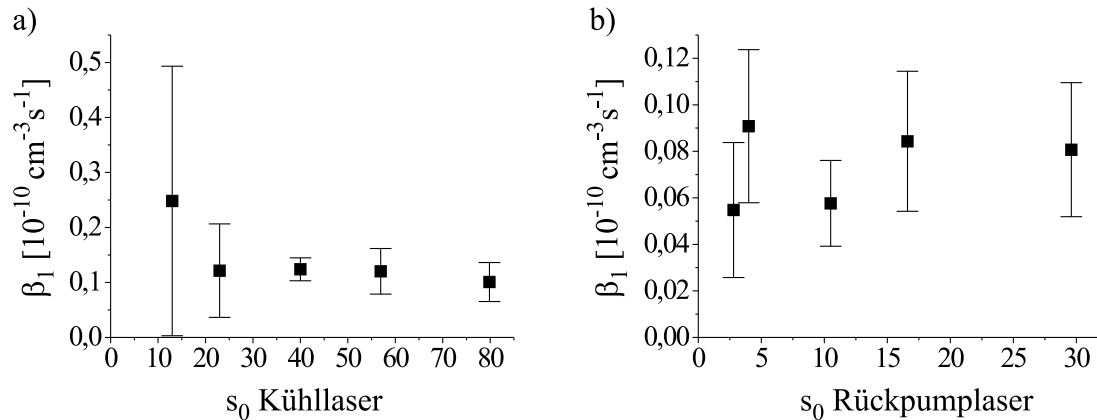


Abbildung 4.19: Ein-Atom-Verlustkoeffizient β_1 bei Kühlaserverstimmung $\delta = -3,35 \Gamma$ und Magnetfeldgradient $\partial B/\partial z = 375 \text{ G/cm}$. a): Variation der Kühlaserleistung mit Rückpumpleistung $s_0 = 4$, b): Variation der Rückpumpleistung mit Kühlaserleistung $s_0 = 80$.

dann die proportionale Abhängigkeit zur Photonenzahl $U_{MOT} \sim \langle n \rangle^2$. Der Unschärfe der Photonenzählung liegt die POISSON-Statistik zugrunde mit $\langle \Delta n^2 \rangle = n$, sodass wir eine Unschärfe in der Falltiefe von $\Delta U_{MOT} \sim 2n\Delta n$ erwarten. Bei einer Falltiefe von $U_{MOT}/k_B = 0,2 \text{ K}$ ($n \approx 1400$) erhalten wir eine radiale Unsicherheit in der Falltiefe von

$$\frac{\langle \Delta U_{MOT} \rangle}{\langle U_{MOT} \rangle} = \frac{2}{\sqrt{n}} \approx 5\% . \quad (4.25)$$

Die Schwankungen der Photonenzahl durch Intensitätsschwankungen der Laser (etwa 1-2 %, vergleiche Kapitel 3.2.3) können dabei vollständig vernachlässigt werden.

- **Fallen-Anisotropie und Trajektorien-Änderung:**

Ein weiterer möglicher Grund ist die Anisotropie der Falltiefe. Wir führen den Gedanken der Photonenzählung weiter fort und lassen das Atompaar in alle Raumrichtungen emittieren. Die Summe der zum Verlassen der Falle benötigten Photonimpulse sei wieder $\langle n \rangle \hbar k$, wogegen die Photonenzählung nun senkrecht zur Flugrichtung betrachtet wird. Berücksichtigen wir die Ablenkung beider Atome, erhalten wir die mittlere Winkeländerung zwischen den Trajektorien durch $\Delta\theta = 4/\sqrt{n}$. Aufwendige 3D-Simulationen zeigen, dass die Falltiefe bei einer Abweichung von der Symmetrieachse des sphärischen Quadrupolmagnetfeldes um etwa einen Faktor 3 variieren kann [RIT94, RIT95, HOF96]. Für den vorliegenden Fall nehmen wir vereinfacht an, dass die Falltiefen einen qualitativ gleichen Verlauf von θ wie in [RIT94] aufweist. Mit einer Winkelabhängigkeit von $dU_{MOT}/d\theta \cdot 1/U_{MOT} \approx 3$ im relevanten Raumwinkelanteil $d\Omega/4\pi$ von etwa 15 % erhalten wir dann für die Unsicherheit in der Falltiefe

$$\frac{\langle \Delta U_{MOT} \rangle}{\langle U_{MOT} \rangle} \approx 3 \cdot \frac{4}{\sqrt{n}} \cdot 0,15 \approx 5\% \quad (4.26)$$

für $U_{MOT}/k_B = 0,2 \text{ K}$.

- **Magnetische Orientierung:**

Nehmen wir nun an, dass sich das Atompaar nach dem Stoß in unterschiedlichen magnetischen Unterzuständen des Grundzustandes befindet, wobei ein flüchtendes Atom eine gegenüber dem ihm entgegenlaufenden Strahl *schwach koppelnde* magnetische Orientierung aufweist, mit beispielsweise $m_{F_g} = -4$ für einen σ^+ -Strahl. Für dieses Atom ist die Kopplungsstärke um einen Faktor 45 kleiner als für ein Atom mit entgegengesetzt magnetischer Orientierung [ARD78, AVI87]. Dieses Atom muss daher zunächst umgepumpt werden, bevor es die Abbremskräfte signifikant *spürt*. Dieser Effekt wurde mit Hilfe der Fallentiefen-Berechnung (siehe Anhang A) überprüft. Die Ergebnisse sind für die Fallenparameter der Kühl-lasermessung (Kapitel 4.1) in Abbildung 4.20 dargestellt.

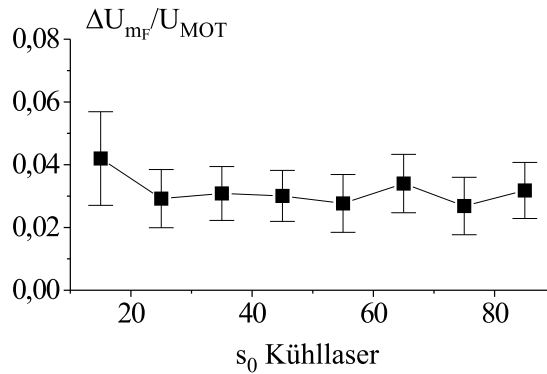


Abbildung 4.20: Relative Abweichung der Fallentiefe für Atome mit entgegengesetzten magnetischen Unterzuständen.

Innerhalb des untersuchten Intensitätsbereiches finden wir hier eine relative Unsicherheit in der Fallentiefe von

$$\frac{\langle \Delta U_{MOT} \rangle}{\langle U_{MOT} \rangle} \approx 3\% . \quad (4.27)$$

Diese vorgestellten Effekte der Symmetriebrechung in der Fallentiefe unterliegen noch der Permutation über alle mögliche Trajektorien der beiden Atome. Somit muss eine Wahrscheinlichkeit von 1/2 für das Auftreten von Ein-Atom-Verlusten mit berücksichtigt werden.

Untersuchung der strahlungsumverteilenden Prozesse

Um die Einflüsse der symmetriebrechenden Prozesse auf die Gesamtverluste herauszustellen, betrachten wir die Energieverteilung $n_{RE}(E)$, die sich bei den strahlungsumverteilenden Prozessen ergibt. Die Verteilung der kinetischen Energie E , die beide Stoßpartner nach dem Zerfall besitzen, erhält man leicht aus der Ableitung des normierten Verlustkoeffizienten $\beta_{RE}(E)$ für Radiative-Escape-Prozesse:

$$n_{RE}(E) = \left. \frac{d\beta_{RE}(E')}{dE'} \right|_{E'=E} \cdot \beta_{RE}^{-1}(E=0) . \quad (4.28)$$

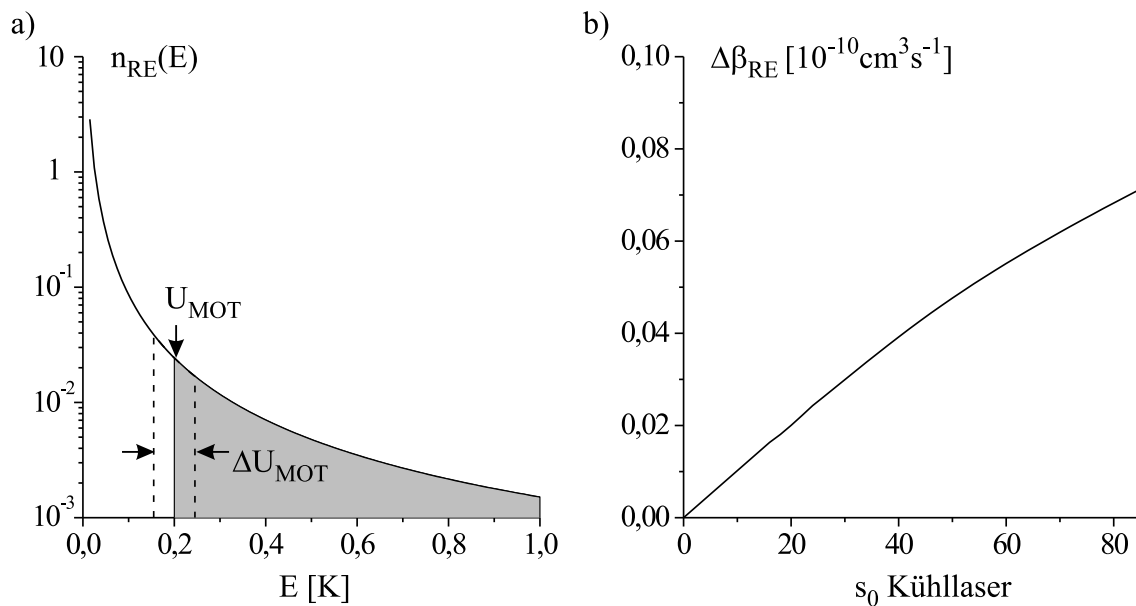


Abbildung 4.21: a): Normierte Energieverteilung bei strahlungsumverteilenden Prozessen. Die schattierte Fläche markiert den Bereich, der zu einem Verlust der Atome führt (hier für Kühllaserparameter $s_0 = 27$ beziehungsweise $U_{MOT}/k_B = 0,2$ K) b): Verlustanteil an strahlungsumverteilenden Prozessen bei Variation der Kühllaserleistung.

Diese Verteilungsfunktion ist in Abbildung 4.21a dargestellt. Von Interesse ist nun der RE-Verlustanteil, der sich durch die Änderung der Falltiefe aufgrund der oben beschriebenen Effekte der Symmetriebrechung ergibt. Da sowohl Falltiefe als auch deren Unschärfe eine Funktion der Kühllaserleistung ist, stellt sich die Frage, welche der beiden Abhängigkeiten überwiegt. Eine Verringerung der Kühllaserleistung führt sowohl zu einer niedrigeren Falltiefe als auch zu der zugehörigen Unschärfe. In Abbildung 4.21a ist jedoch zu erkennen, dass die Empfindlichkeit der Verlustwahrscheinlichkeit durch Schwankungen in der Falltiefe für kleine Falltiefen zunimmt. Aufschluss über diesen Verlustanteil erhält man aus der Differenz

$$\Delta\beta_{RE} = \beta_{RE}(E = U_{MOT} - \Delta U_{MOT}/2) - \beta_{RE}(E = U_{MOT} + \Delta U_{MOT}/2), \quad (4.29)$$

die in Abbildung 4.21b dargestellt ist. Hier zeigt sich eine nahezu lineare Abhängigkeit von der Kühllaserleistung.

Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen (Abbildung 4.19a) zeigt, dass der Anteil der RE-Verluste quantitativ in der Größenordnung der beobachteten Messwerte liegt. Durch den verhältnismäßig großen Fehler der Messwerte bei kleinen Kühllaserleistungen ist ein qualitativer Vergleich nur bedingt aussagekräftig.

Zur Klärung der für die Ein-Atom-Verluste verantwortlichen Prozesse bedarf es sicher noch weiterer Untersuchungen. Die Verbesserung von Zeitauflösung und höherer Raumwinkelausnutzung bei der Detektion der Fluoreszenz über dem Strahlvolumen um die MOT ließe möglicherweise Aufschluss zu über das dynamische Verhalten der kalten Stöße, die zum Verlust von nur einem

Atom führen. Erste zeitaufgelöste Untersuchung zeigen jedoch keine signifikanten Unterschiede beim Abfall der Fluoreszenzrate nach einem Ein-Atom-Verlust. Bei einer kinetischen Stoßenergie im Bereich der Falltiefe ist eine Photonenzahl von $n \approx 2000$ innerhalb des Strahlvolumens zu erwarten. Verlässt das Atom hingegen nach einem Hintergrundgasstoß die Falle bei Zimmertemperatur, so kann die Photonenstreurrate aufgrund der DOPPLER-Verschiebung gänzlich vernachlässigt werden. Diese Änderung mit einer statistisch signifikanten Photonendetektionsrate zeitlich aufzulösen verlangt allerdings eine nahezu vollständige Raumwinkelausnutzung bei der Fluoreszenzdetektion, wie sie mit einer geeigneten Auswahl von Hohlspiegeln möglich wäre.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neuartige experimentelle Methode zur Untersuchung von inelastischen kalten Stößen zwischen Neutralatomen vorgestellt. Das Experiment wurde in einer speziell präparierten magnetooptischen Falle durchgeführt, in welcher der verwendete hohe Magnetfeldgradient gegenüber herkömmlichen Fallen schon mit wenigen neutralen Atomen eine hohe Dichte erzeugt. Der Einfluss des hohen Magnetfeldgradienten in der MOT auf die Verlusteigenschaften der gespeicherten Atome wurde herausgestellt. Die Dynamik der Atomanzahl konnte dabei mit Hilfe der Detektion der Resonanzfluoreszenz in einem bisher unerreichten Signal-zu-Untergrund-Verhältnis detektiert werden, wodurch eine präzise Zuordnung der momentanen Atomanzahl in der Falle von bis zu 20 Atomen gewährleistet ist. Somit wurde erstmals ermöglicht, Lade- und Verlustereignisse getrennt voneinander zu beobachten, die eine Bestimmung der Verlustkoeffizienten ohne jede Einwirkung auf die Fallenparameter zulässt. Diese neuartige Messmethode erlaubt einen neuen Zugang zur Studie verschiedener Stoßprozesse - im Gegensatz zu Standardexperimenten mit vielen gespeicherten Atomen. Durch die geringe Fallentiefe der magnetooptischen Falle hat man Zugang zu Grundzustandsstößen, deren Unterdrückung durch den Rückpump Laser erstmals beobachtet wurde. Die Abhängigkeit der Stoßkoeffizienten konnte mit einem einfachen semiklassischen Modell sehr gut wiedergegeben werden. Dieser in jeder MOT stattfindende Effekt ist für das ganze Forschungsgebiet von großer Relevanz. Es wurden alle relevanten Verlustmechanismen diskutiert und sorgfältige semiklassische Berechnungen präsentiert.

Von besonderem Interesse wäre ebenfalls eine zeitaufgelöste Untersuchung der Fluoreszenz während des Stoßereignisses, um somit im Besonderen bei den Ein-Atom-Verlustprozessen zwischen Stößen kalter Atome und Hintergrundgasstößen unterscheiden zu können.

Diese neue Methode zur Untersuchung von kalten Stößen in einer MOT kann direkt auf andere laserkühlbare Atome übertragen werden. Als besonders interessant erscheinen dabei Gemische aus verschiedenen Elementen [MAR01, TEL01B]. Binäre Stöße dieser Art können durch die unterschiedlichen Fluoreszenz-Frequenzen identifiziert werden. Die bis heute sehr unzureichend bekannten hetero-molekularen Wechselwirkungen und die entsprechenden Stoßeigenschaften können dadurch auch zugänglich gemacht werden. Man kann darüber spekulieren, ob es möglich ist, eine „Geburt“ von einem einzelnen Molekül direkt zu beobachten.

Abschließend sei erwähnt, dass die in dieser Arbeit verwendete MOT als eine „deterministische Quelle kalter Atome“ in einem weiteren Experiment gedient hat [FRE00, KUH01], was eine kontrollierte Manipulation von individuellen Atomen ermöglichen sollte und zukünftig für Quanteninformationsverarbeitung eingesetzt werden kann.

Berechnungen zur Falltiefe

Im folgenden soll ein eindimensionales Modell vorgestellt werden, welches eine für dieses Experiment grobe aber akzeptable Abschätzung von Falltiefe und Temperatur in der MOT ermöglicht. Eine vollständige Behandlung des Problems ist aufgrund der komplizierten dreidimensionalen Lichtfeldkonfiguration und der Mannigfaltigkeit der Unterniveaus des Cäsium-Atoms trotz enormen Rechenaufwandes nur näherungsweise möglich. Zunächst werden jedoch Effekte, welche zu Verlusten aus dem Kühlzyklus führen, vernachlässigt.

Die Kraft als analytische Funktion

Es wird die Strahlungskraft innerhalb eines vereinfachten semiklassischen Modells (klassisches Atom - quantisiertes Feld) auf ein Atom in einer eindimensionalen Stehwelle bestimmt [DAL84]. Das Stehwellenfeld wird gebildet aus entgegengesetzt verlaufenden und entgegengesetzt zirkular polarisierten σ^+ - σ^- -Strahlen (1D-MOT-Konfiguration). Die sich daraus ergebende Kraft F auf das Atom ist analytisch lösbar. Sie gilt für beliebige Intensität I und Geschwindigkeit v und hat die Form

$$F = \hbar k \frac{\Gamma N}{2 D}, \quad (\text{A.1})$$

mit

$$N = \delta \eta \left[\Gamma^2 + 4\eta^2 \right] \Omega_R^2 \quad (\text{A.2})$$

$$D = \left[\Gamma^2 + 4\eta^2 \right] \left\{ \mathcal{Q} + \frac{1}{8} \Omega_R^2 \left[4\Delta^2 + \frac{3}{8} \Omega_R^2 + 4\eta^2 \right] \right\} + \frac{1}{16} \Omega_R^4 \left[\Delta^2 + \frac{3}{8} \Omega_R^2 - 3\eta^2 \right] \quad (\text{A.3})$$

$$\Delta^2 = \delta^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2 + \frac{1}{8} \Omega_R^2 \quad (\text{A.4})$$

$$\mathcal{Q} = \left[\Delta^2 - \eta^2 \right]^2 + \eta^2 \Gamma^2 \quad (\text{A.5})$$

$$\eta = k \cdot v + \underbrace{(m_{F_e} g_{F_e} - m_{F_g} g_{F_g})}_{\varepsilon} \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot \frac{\partial B}{\partial z} z, \quad (\text{A.6})$$

sowie Γ als natürliche Linienbreite, δ als Verstimmung beider Strahlen gegenüber der Resonanzfrequenz des Atoms, $\partial B/\partial z$ als Magnetfeldgradient, $k=2\pi/\lambda$ als Wellenzahl des entsprechenden

Übergangs und Ω_R als resonante Rabi-Frequenz, resultierend aus der Gesamt-Feldamplitude \vec{E} beider entgegengesetzt verlaufenden σ^+ - σ^- -Strahlen:

$$\Omega_R = -\frac{\vec{d} \cdot \vec{E}}{\hbar}. \quad (\text{A.7})$$

\vec{d} bezeichnet das elektrische Dipolmoment des Kühlübergangs. Als Abhängigkeit zur Strahlintensität $2I$ beider entgegengerichteter Strahlen ergibt sich

$$\Omega_R^2 = \left(\frac{\vec{d} \cdot \vec{E}}{\hbar}\right)^2 = \frac{1}{2}\Gamma^2 s_0 = \frac{1}{2}\Gamma^2 \frac{2I}{I_s}, \quad (\text{A.8})$$

mit

$$I_s = \frac{2\pi^2 \hbar c \Gamma}{3\lambda^3} \quad (\text{A.9})$$

als Sättigungsintensität ($I_s = 1,1 \text{ mW/cm}^2$ für Cs). Die Gleichung (A.1) hat ihre Gültigkeit für ein Drei-Niveau-Atom mit Grundzustand $F_g = 0$, $m_{F_g} = 0$ und angeregtem Zustand $F_e = 1$, $m_{F_e} = \pm 1$ (V-System), was mit den zugehörigen g_F -Faktoren zu $\varepsilon = 1$ in Gleichung (A.6) führt. Im Falle des Cäsium-Atoms liegen jedoch eine Vielzahl von Unterniveaus vor mit den Zuständen $F_g = 4$ und $F_e = 5$. Nimmt man jedoch an, dass das Atom sich aufgrund optischen Pumpens gerade bevorzugt in den äußeren ZEEMAN-Zuständen ($m_{F_g} = \pm 4$, $m_{F_e} = \pm 5$ und $\varepsilon = 1$) aufhält, so lässt sich dieses Modell in guter Näherung auf das Cäsium-Atom anwenden. Diese Annahme wird zudem unterstützt durch experimentelle und theoretische Ergebnisse aus einer polarisationsempfindlichen Photonenkorrelationsmessung in dem Fluoreszenzsignal eines einzelnen Cäsium-Atoms [GOM98B, KNA98]. Diese Messungen wurden in der hier vorgestellten MOT bei gleichen Fallenparametern durchgeführt. Hierbei zeigte sich, dass eine Umverteilung der Besetzungswahrscheinlichkeiten in die gegenüberliegenden äußeren Unterzustände innerhalb weniger Kühlzyklen erreicht werden kann.

Numerische Bestimmung der Falltiefe

Mit Hilfe des Differenzenverfahrens nach EULER [BRO89] kann nun aus der Kraftgleichung (A.1) die Falltiefe derart bestimmt werden, dass bei vorgegebenem Strahlradius z_{max} die maximale Anfangsgeschwindigkeit $v_0(z=0)$ gesucht wird, bei der das Atom durch die Strahlungskräfte bis zum Strahlenrand abgebremst wird ($v(z_{max})=0$), von wo es folglich gerade noch eingefangen werden kann [GEN97]. Dieser iterative Suchprozess ($v_f = v_i + F/m \Delta t$ und $z_f = z_i + v_f \Delta t$ mit m als atomare Masse und Zeitintervall Δt ausreichend klein) erledigt ein kleines Computerprogramm. Hieraus lässt sich eine Falltiefe in der Form

$$U\left(\frac{\partial B}{\partial z}, \delta, s_0, z_{max}\right) = \frac{1}{2}m v_0^2\left(\frac{\partial B}{\partial z}, \delta, s_0, z_{max}\right) \quad (\text{A.10})$$

bestimmen.

Falltiefe als Funktion von Kühl- und Rückpumpleistung

Um die Auswirkungen der Verstimmung von Kühl- und Rückpumpanregung durch den hohen Magnetfeldgradienten bei der Flucht der Atome aus der Falle zu verstehen, wurde zusätzlich zum oben vorgestellten Modell eine modifizierte Berechnung der Falltiefe in einer Dimension durchgeführt. Hierbei wurden die zeitlichen Impulsüberträge von Kühl- *und* Rückpumpübergang unter Berücksichtigung der relevanten Hyperfeinstruktur-niveaus und deren zugehörige Übergangswahrscheinlichkeiten [ARD78] innerhalb des Strahlvolumens der MOT bestimmt.

Literaturverzeichnis

- [ALL87] L. ALLEN UND J. H. EBERLY, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Dover, New York (1987)
- [AND74] R. W. ANDERSON, *Quantum correction factors for classical small angle scattering by inverse power potentials*, J. Chem. Phys. **60**(7), S. 2880–2883 (1974)
- [AND95] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN UND E. A. CORNELL, *Observation of Bose-Einstein Condensation in an Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, S. 198–201 (1995)
- [ARD78] M. ARDITI, I. HIRANO UND P. TOUGNE, *Optical pumping of a cesium beam and detection of the 0-0 'clock' transition*, J. Phys. D **11**(18), S. 2465–2475 (1978)
- [AVI87] G. AVILA, V. GIORDANO, V. CANDELIER, E. DE CLERCQ, G. THEOBALD UND P. CEREZ, *State selection in a cesium beam by laser-diode optical pumping*, Phys. Rev. A **36**(8), S. 3719–3728 (1987)
- [BAL94] S. BALI, D. HOFFMANN UND T. WALKER, *Novel Intensity Dependence of Ultracold Collisions Involving Repulsive States*, Europhys. Lett. **27**(4), S. 273–277 (1994)
- [BER87] T. BERGEMAN, G. EREZ UND H. J. METCALF, *Magnetostatic Trapping Fields for Neutral Atoms*, Phys. Rev. A **35**(4), S. 1535–1546 (1987)
- [BRA95] C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT, J. J. TOLLET UND R. G. HULET, *Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**(9), S. 1687–1690 (1995)
- [BRO89] I. N. BRONSTEIN UND K. A. SEMENDJAJEW, *Taschenbuch der Mathematik*, BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig (1989)
- [BUS85] B. BUSSERY UND M. AUBERT-FRÉCON, *Multipolar long-range electrostatic, dispersion, and induction energy terms for the interactions between two identical alkali atoms Li, Na, Rb, and Cs in various electronic states*, J. Chem. Phys. **82**(7), S. 3224–3234 (1985)
- [CHU85A] S. CHU, J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN UND A. CABLE, *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **57**(3), S. 314–317 (1985)
- [CHU85B] S. CHU, L. HOLLBERG, J. E. BJORKHOLM, A. CABLE UND A. ASHKIN, *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**(1), S. 48–51 (1985)

- [COH92] C. COHEN-TANNOUJDI, *Atomic motion in laser light*, in: J. DALIBARD, J.-M. RAIMOND UND J. ZINN-JUSTIN (Hrsg.), *Fundamental Systems in Quantum Optics*, S. 1–164, North-Holland, Amsterdam (1992)
- [DAH87] B. DAHMANI, L. HOLLBERG UND R. DRULLINGER, *Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback*, *Opt. Lett.* **12**(11), S. 876–878 (1987)
- [DAL84] J. DALIBARD, S. REYNAUD UND C. COHEN-TANNOUJDI, *Potentialities of a new σ_+ - σ_- laser configuration for radiative cooling and trapping*, *J. Phys. B* **17**, S. 4577–4594 (1984)
- [DAL89] J. DALIBARD UND C. COHEN-TANNOUJDI, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**(11), S. 2023–2045 (1989)
- [DÄS96] K. DÄSTNER, *Korrelationsmessungen an einzelnen neutralen Atomen*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1996)
- [DAV95A] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN UND W. KETTERLE, *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **75**(22), S. 3969–3973 (1995)
- [DAV95B] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES UND W. KETTERLE, *An Analytical Model for Evaporative Cooling of Atoms*, *Appl. Phys. B* **60**, S. 155–159 (1995)
- [DER99] A. DEREVIANKO, W. R. JOHNSON, M. S. SAFRONOVA UND J. F. BABB, *High-Precision Calculations of Dispersion Coefficients, Static Dipole Polarizabilities, and Atom-Wall Interaction Constants for Alkali-Metal Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **82**(18), S. 3589–3592 (1999)
- [DRE94] M. DREWSSEN, P. LAURENT, A. NADIR, G. SANTARELLI, A. CLAIRON, Y. CASTIN, D. GRISON UND C. SALOMON, *Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap*, *Appl. Phys. B* **59**, S. 283–298 (1994)
- [DUL94] O. DULIEU, P. JULIENNE UND J. WEINER, *Accuracy of molecular data in the understanding of ultracold collisions*, *Phys. Rev. A* **49**(1), S. 607–610 (1994)
- [EIS30] R. EISENSCHITZ UND F. LONDON, *Über das Verhältnis der van der Waalsschen Kräfte zu den homöopolaren Bindungskräften*, *Z. f. Physik* **60**, S. 491–527 (1930)
- [FIO98] A. FIORETTI, D. COMPARAT, A. CRUBELLIER, O. DULIEU, F. MASNOU-SEEUWS UND P. PILLET, *Formation of Cold Cs_2 Molecules through Photoassociation*, *Phys. Rev. Lett.* **80**(20), S. 4402–4405 (1998)
- [FRE00] D. FRESE, B. UEBERHOLZ, S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, V. GOMER UND D. MESCHÉDE, *Single Atoms in an Optical Dipole Trap: Towards a Deterministic Source of Cold Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **85**(18), S. 3777–3780 (2000)
- [GAL89] A. GALLAGHER UND D. PRITCHARD, *Exoergic Collisions of Cold Na^* - Na* , *Phys. Rev. Lett.* **63**(9), S. 957–960 (1989)
- [GEN97] S. D. GENSEMER, V. SANCHEZ-VILLICANA, K. Y. N. TAN, T. T. GROVE UND P. L. GOULD, *Trap-loss collisions of ^{85}Rb and ^{87}Rb : Dependence on trap parameters*, *Phys. Rev. A* **56**(5), S. 4055–4063 (1997)

- [GOM98A] V. GOMER, F. STRAUCH, B. UEBERHOLZ, S. KNAPPE UND D. MESCHEDE, *Single-atom dynamics revealed by photon correlations*, Phys. Rev. A **58**(3), S. R1657–R1660 (1998)
- [GOM98B] V. GOMER, B. UEBERHOLZ, S. KNAPPE, F. STRAUCH, D. FRESE UND D. MESCHEDE, *Decoding the dynamics of a single trapped atom from photon correlations*, Appl. Phys. B **67**, S. 689–697 (1998)
- [HÄN75] T. W. HÄNSCH UND A. L. SCHAWLOW, *Cooling of Gases by Laser Radiation*, Opt. Commun. **13**(1), S. 68–69 (1975)
- [HAU93] D. HAUBRICH, A. HÖPE UND D. MESCHEDE, *A simple model for optical capture of atoms in strong magnetic quadrupole fields*, Opt. Commun. **102**(3-4), S. 225–230 (1993)
- [HAU95] D. HAUBRICH, *Beobachtung und magnetische Speicherung einzelner neutraler Atome*, Dissertation, Universität Hannover (1995)
- [HAU96A] D. HAUBRICH, H. SCHADWINKEL, F. STRAUCH, B. UEBERHOLZ, R. WYNANDS UND D. MESCHEDE, *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, Europhys. Lett. **34**(9), S. 663–668 (1996)
- [HAU96B] D. HAUBRICH UND R. WYNANDS, *A modified commercial Ti:sapphire laser with 4kHz rms linewidth*, Opt. Commun. **123**, S. 558–562 (1996)
- [HEL64] R. HELBING UND H. PAULY, *Differentielle Streuquerschnitte bei der Wechselwirkung neutraler Moleküle - Messungen der Kleinwinkelstreuung*, Z. f. Physik **179**, S. 16–37 (1964)
- [HES87] H. F. HESS, G. P. KOCHANSKI, J. M. DOYLE, N. MASUHARA, D. KLEPPNER UND T. J. GREYTAK, *Magnetic trapping of spin-polarized atomic hydrogen*, Phys. Rev. Lett. **59**(6), S. 672–675 (1987)
- [HOF96] D. HOFFMANN, S. BALI UND T. WALKER, *Trap-depth measurements using ultracold collisions*, Phys. Rev. A **54**(2), S. R1030–R1033 (1996)
- [HÖP93] A. HÖPE, D. HAUBRICH, G. MÜLLER, W. G. KAENDERS UND D. MESCHEDE, *Neutral Cesium Atoms in Strong Magnetic-Quadrupole Fields at Sub-Doppler Temperatures*, Europhys. Lett. **22**(9), S. 669–674 (1993)
- [HÖP94] A. HÖPE, *Die magnetooptische Falle bei starken Feldgradienten und bei linearer Laserpolarisation*, Dissertation, Universität Hannover (1994)
- [HU94] Z. HU UND H. J. KIMBLE, *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*, Opt. Lett. **19**(22), S. 1888–1890 (1994)
- [JUL91] P. S. JULIENNE UND J. VIGUÉ, *Cold collisions of ground- and excited-state alkali-metal atoms*, Phys. Rev. A **44**(7), S. 4464–4485 (1991)
- [KAT94] H. KATORI UND F. SHIMIZU, *Laser-Induced Ionizing Collisions of Ultracold Krypton Gas in the $1(S5)$ Metastable State*, Phys. Rev. Lett. **73**(19), S. 2555–2558 (1994)
- [KAW93] J. KAWANAKA, K. SHIMIZU, H. TAKUMA UND F. SHIMIZU, *Quadratic collisional loss rate of a ^7Li trap*, Phys. Rev. A **48**(2), S. R883–R885 (1993)

- [KIM77] H. J. KIMBLE, M. DAGENAIS UND L. MANDEL, *Photon Antibunching in Resonance Fluorescence*, Phys. Rev. Lett. **39**(11), S. 691–695 (1977)
- [KIN39] G. W. KING UND J. H. V. VLECK, *Dipole-Dipole Resonance Forces*, Phys. Rev. **55**, S. 1165–1172 (1939)
- [KNA98] S. KNAPPE, *Polarisationssensitive Photonenkorrelation am einzelnen Atom*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1998)
- [KOH93] P. KOHNS, P. BUCH, W. SÜPTITZ, C. CSAMBAL UND W. ERTMER, *On-Line Measurement of Sub-Doppler Temperatures in a Rb Magneto-optical Trap by Trap Centre Oscillations*, Europhys. Lett. **22**, S. 511–517 (1993)
- [KRA90] M. KRAUSS UND W. J. STEVENS, *Effective core potentials and accurate energy curves for Cs₂ and other alkali dimers*, J. Chem. Phys. **93**(6), S. 4236–4242 (1990)
- [KUH99] S. KUHR, *Kalte Stöße mit einzelnen Atomen*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1999)
- [KUH01] S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, M. MÜLLER, V. GOMER UND D. MESCHEDÉ, *Deterministic Delivery of a Single Atom*, Science **293**, S. 278–280 (2001)
- [LET88] P. D. LETT, R. N. WATT, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS, P. L. GOULD UND H. J. METCALF, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Phys. Rev. Lett. **61**(2), S. 169–172 (1988)
- [LET95] P. D. LETT, K. MØLMER, S. D. GENSEMER, K. Y. N. TAN, A. KUMARAKRISHNAN, C. D. WALLACE UND P. L. GOULD, *Hyperfine structure modifications of collisional losses from light-force atom traps*, J. Phys. B **28**(1), S. 65–81 (1995)
- [LIN92] K. LINDQUIST, M. STEPHENS UND C. WIEMAN, *Experimental and theoretical study of the vapor-cell Zeeman optical trap*, Phys. Rev. A **46**(7), S. 4082–4090 (1992)
- [MAR93] H. MARGENAU, *Van der Waals Forces*, Rev. Mod. Phys. **11**(1), S. 1–35 (1993)
- [MAR94] L. MARCASSA, S. MUNIZ, E. DE QUEIROZ, S. ZILIO, V. BAGNATO, J. WEINER, P. S. JULIENNE UND K.-A. SUOMINEN, *Optical Suppression of Photoassociative Ionization in a Magneto-Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **73**(14), S. 1911–1914 (1994)
- [MAR01] L. G. MARCASSA, G. D. TELLES, S. R. MUNIZ UND V. S. BAGNATO, *Collisional losses in a K-Rb cold mixture*, Phys. Rev. A **63**, S. 013413 (2001)
- [MOD01] G. MODUGNO, G. ROATI, M. INGUSCIO, M. S. SANTOS, G. D. TELLES, L. G. MARCASSA UND V. S. BAGNATO, *Comparative investigation of ³⁹K and ⁴⁰K trap loss rates: alternative loss channel at low light intensities*, zur Veröffentlichung eingereicht bei Phys. Rev. A (2001)
- [MOT65] MOTT UND MASSEY, *The Theory of Atomic Collisions*, Clarendon, Oxford, dritte Auflage (1965)
- [MUN97] S. R. MUNIZ, L. G. MARCASSA, R. NAPOLITANO, G. D. TELLES, J. WEINER, S. C. ZILIO UND V. S. BAGNATO, *Optical suppression of hyperfine-changing collisions in a sample of ultracold sodium atoms*, Phys. Rev. A **55**(6), S. 4407–4411 (1997)

- [PET99] A. PETERS, K. Y. CHUNG UND S. CHU, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*, Nature **400**(6747), S. R906–R909 (1999)
- [RAA87] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU UND D. E. PRITCHARD, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**(23), S. 2631–2634 (1987)
- [RAF99] R. J. RAFAC, C. E. TANNER, A. E. LIVINGSTON UND H. G. BERRY, *Fast-beam laser lifetime measurements of the cesium $6p^2P_{1/2,3/2}$ states*, Phys. Rev. A **60**(5), S. 3648–3662 (1999)
- [RIT94] N. W. M. RITCHIE, E. R. I. ABRAHAM UND R. G. HULET, *Trap Loss Collisions of ^7Li : The Role of Trap Depth*, Laser Phys. **51**(2), S. R890–R893 (1994)
- [RIT95] N. W. M. RITCHIE, E. R. I. ABRAHAM, Y. Y. XIAO, C. C. BRADLEY, R. G. HULET UND P. S. JULIENNE, *Trap-loss collisions of ultracold lithium atoms*, Phys. Rev. A **51**(2), S. R890–R893 (1995)
- [RUS96] F. RUSCHEWITZ, D. BETTERMANN, J. L. PENG UND W. ERTMER, *Statistical investigations on single trapped neutral atoms*, Europhys. Lett. **34**(9), S. 651–662 (1996)
- [SAN95] V. SANCHEZ-VILICANA, S. D. GENSEMER, K. Y. N. TAN, A. KUMARAKRISHNAN, T. P. DINNEEN, W. SÜPTITZ UND P. L. GOULD, *Suppression of Ultracold Ground-State Hyperfine-Changing Collisions with Laser Light* (1995)
- [SES89] D. SESKO, T. WALKER, C. MONROE, A. GALLAGHER UND C. WIEMAN, *Collisional Losses from a Light-Force Atom Trap*, Phys. Rev. Lett. **63**(9), S. 961–964 (1989)
- [SES91] D. W. SESKO, T. G. WALKER UND C. E. WIEMAN, *Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap*, J. Opt. Soc. Am. B **8**(5), S. 946–958 (1991)
- [SHA94] S.-Q. SHANG, Z. T. LU UND S. J. FREEDMAN, *Comparison of the cold-collision losses for laser-trapped sodium in different ground-state hyperfine sublevels*, Phys. Rev. A **50**(6), S. R4449–R4452 (1994)
- [SHA99] J. P. SHAFFER, W. CHALUPCZAK UND N. P. BIGELOW, *Differential measurement of the ultracold Cs radiative escape and fine structure changing collision rates*, Eur. Phys. J. D **7**, S. 323–330 (1999)
- [SOR00] Y. SORTAIS, S. BIZE, C. NICOLAS, A. CLAIRON, C. SALOMON UND C. WILLIAMS, *Cold Collision Frequency Shifts in a ^{87}Rb Atomic Fountain*, Phys. Rev. Lett. **85**(15), S. 3117–3120 (2000)
- [STE91] A. M. STEANE UND C. J. FOOT, *Laser Cooling below the Doppler Limit in a Magneto-Optical Trap*, Europhys. Lett. **14**(3), S. 231–236 (1991)
- [STE92] A. M. STEANE, M. CHOWDHURY UND C. J. FOOT, *Radiation force in the magneto-optical trap*, J. Opt. Soc. Am. B **9**(12), S. 2142–2158 (1992)
- [STR97] F. STRAUCH, *Positionsempfindliche Korrelationsmessungen an einem einzelnen Atom*, Dissertation, Universität Bonn (1997)
- [SUO95] K.-A. SUOMINEN, M. J. HOLLAND, K. BURNETT UND P. JULIENNE, *Optical shielding of cold collisions*, Phys. Rev. A **51**(2), S. 1446–1457 (1995)

- [SUO96] K.-A. SUOMINEN, *Theories for cold atomic collisions in light fields*, J. Phys. B **29**, S. 5981–6007 (1996)
- [TAN76] K. T. TANG, J. M. NORBECK UND P. R. CERTAIN, *Upper and lower bounds of two- and three-body dipole, quadrupole, and octupole van der Waals coefficients for hydrogen, noble gas, and alkali atom interactions*, J. Chem. Phys. **64**(7), S. 3063–3074 (1976)
- [TEE77] R. E. TEETS, F. V. KOWALSKI, W. T. HILL, N. CARLSON UND T. W. HÄNSCH, *Laser Polarization Spectroscopy*, Proc. SPIE **113**, S. 80–87 (1977)
- [TEL01A] G. D. TELLES, V. S. BAGNATO UND L. G. MARCASSA, *Alternative to the Hyperfine-Change-Collision Interpretation for the Behavior of Magneto-optical Trap Losses at Low Light Intensity*, Phys. Rev. Lett. **86**(20), S. 4496–4499 (2001)
- [TEL01B] G. D. TELLES, W. GARCIA, L. G. MARCASSA, V. S. BAGNATO, D. CIAMPINI, M. FAZZI, J. H. MÜLLER, D. WILKOWSKI UND E. ARIMONDO, *Trap loss in a two-species Rb-Cs magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **63**, S. 033406 (2001)
- [TOW95] C. G. TOWNSEND, N. H. EDWARDS, C. J. COOPER, K. P. ZETIE, C. J. FOOT, A. STEANE, P. SZRIFTGISER, H. PERRIN UND J. DALIBARD, *Phase-space density in the magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **52**(2), S. 1423–1440 (1995)
- [UEB00] B. UEBERHOLZ, S. KUHR, D. FRESE, D. MESCHÉDE UND V. GOMER, *Counting Cold Collisions*, J. Phys. B **33**(4), S. L135–L142 (2000)
- [WAL89] T. G. WALKER, D. W. SESKO, C. MONROE UND C. WIEMAN, *Collisional loss mechanisms in light-force atom traps*, in: A. DALGARNO, R. S. FREUND, P. M. KOCH, M. S. LUBELL UND T. B. LUCATORTO (Hrsg.), *The physics of electronic and atomic collisions*, Band 205, S. 593–598, AIP, New York (1989)
- [WAL90] T. WALKER, D. SESKO UND C. WIEMAN, *Collective behavior of optically trapped neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **64**(4), S. 408–411 (1990)
- [WAL92] C. D. WALLACE, T. P. DINNEEN, K. Y. TAN, T. T. GROVE UND P. L. GOULD, *Isotopic Difference in Trap Loss Collisions of Laser Cooled Rubidium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **69**(6), S. 897–900 (1992)
- [WAL95] M. WALHOUT, U. STERR, C. ORZEL, M. HOOGERLAND UND S. L. ROLSTON, *Optical Shielding of Ultracold Collisions in Metastable Xenon*, Phys. Rev. Lett. **74**(4), S. 506–509 (1995)
- [WEI99] J. WEINER, V. S. BAGNATO, S. ZILIO UND P. S. JULIENNE, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**(1), S. 1–85 (1999)
- [WIE76] C. WIEMAN UND T. W. HÄNSCH, *Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **36**(20), S. 1170–1173 (1976)
- [WIE91] C. E. WIEMAN UND L. HOLLBERG, *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Inst. **62**, S. 1–20 (1991)
- [WIL97] P. A. WILLEMS, R. A. BOYD, J. L. BLISS UND K. G. LIBBRECHT, *Stability of Magneto-optical Traps with Large Field Gradients: Limits on the Tight Confinement of Single Atoms*, Phys. Rev. Lett. **78**(9), S. 1660–1663 (1997)

Danksagung

Am Ende einer langen Zeit, in der ich vieles über Physik und Menschen gelernt habe, möchte ich all denen danken, die mich auf diesem Wege mit begleitet haben.

Ich bedanke mich bei Prof. Meschede für die Gelegenheit, an einem Experiment promovieren zu können, das einem die Möglichkeit bot, in verschiedene interessante Bereiche der Quantenoptik einzutauchen, für die Freistellung des Themas sowie für die Ermunterungen und Diskussionen, wenn es für mich wichtig war.

Victor Gomer, der die Arbeit stets mit Interesse verfolgte, sei besonders gedankt für die vielen Diskussionen über das Leben und die Physik.

Zusammen mit der „Aufbau-Mannschaft“ in Bonn - Frank Strauch und Harald Schadwinkel - verbrachte ich die meiste Zeit im „Dunkeln“, deren Tage und Nächte im Labor aber auch Erlebtes außerhalb stets in guter Erinnerung bleiben werden. Dietmar Haubrich, Andreas Göpfert, Frank Lison und Oliver Harms belebten die gegenüberliegenden Labore und ließen die Labornächte nie einsam werden.

Besonderen Dank an Stefan Kuhr und Daniel Frese, mit denen ich die letzten Monate im Labor sehr intensiv erlebt habe, die mich stets tapfer ertragen haben und deren Hilfe viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Robert Wynands danke ich für seine Ratschläge physikalischer und persönlicher Natur.

Bei meinen Mitstreitern Christoph Affolderbach, Wolfgang Alt, Margit Dornseifer, Svenja Knappe, Habib Merimesche, Mario Mützel, Alexa Nagel, Dominik Schrader und Jiayu Wang bedanke ich mich für das freundliche Miteinander.

Für das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit danke ich Stefan, Dietmar und Victor.

Dem Team aus dem 3. Stock, Dagmar Eichler-Becker, Ilona Jaschke, Annelise Miglo, Fien Latumahina und Herrn Robert Haberstroh sei gedankt für die Formalitäten und die Hilfsbereitschaft, wenn gerade mal etwas fehlte.

Kein Experiment ohne die Mithilfe der Werkstätten: Dem Elektronik-Team um Herrn Krause und Herrn Rudloff sei gedankt für die elektronische Versorgung. Danke auch an Herrn Langen, Herrn Lütz und Herrn Kath für die Versorgung des Experimentes mit feinmechanischen Komponenten. Meiner Familie und Freunden danke ich für die vielfältige Unterstützung während der Studien- und Promotionszeit.

