

Diplomarbeit

Kalte Stöße mit einzelnen Atomen

Stefan Kuhr

Juni 1999

*„Atome können wir nirgends wahrnehmen, sie sind wie
alle Substanzen Gedankendinge.“*

Ernst Mach, 1912

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	3
1.1 Die magnetooptische Falle	3
1.2 Speicherung einzelner Atome	5
1.3 Atomanzahldynamik in der MOT	5
1.4 Molekülpotentiale von Alkali-Dimeren	6
1.5 Inelastische Stöße in einer MOT	8
1.5.1 Lichtinduzierte Stöße	8
1.5.2 Grundzustandsstöße	10
2 Versuchsaufbau und Meßmethode	13
2.1 Versuchsaufbau	13
2.1.1 Vakuumapparatur	14
2.1.2 Lasersystem	14
2.1.3 Detektoren	15
2.2 Meßmethode	15
2.2.1 Digitalisierung der Zeitreihen	17
2.2.2 Bestimmung des Fehlers der Verlustraten	18
2.2.3 Ermittlung der Verlustkoeffizienten	18
2.2.4 Eine neue Ratengleichung	20
2.3 Bestimmung der Fallengröße	20
3 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	23
3.1 Abhängigkeit der Verlustraten von der Kühllaserleistung	24
3.1.1 Messung	24
3.1.2 Das Gallagher-Pritchard-Modell	26
3.1.3 Bestimmung der Fallentiefe	29
3.1.4 Interpretation der Meßergebnisse	31
3.1.5 Grenzen des Modells	33
3.2 Abhängigkeit der Verlustraten vom Rückpumplaser	34
3.2.1 Messung	34
3.2.2 Einfluß auf die Fallenparameter	35
3.2.3 Optical Shielding	37
3.2.4 Fazit	45
3.3 Untersuchung der Ein-Atom-Verluste	47
3.3.1 Experimentelle Befunde	47

3.3.2	Mögliche Erklärungsansätze	48
3.3.3	Anisotropie des Fallenpotentials	50
3.3.4	Zeitaufgelöste Ein-Atom-Verluste	52
3.3.5	Fazit	56
Zusammenfassung und Ausblick		57
Anhang		59
A Bestimmung der Fallengröße		59
B Strahlungsumverteilende Prozesse		63
B.1	Bewegung auf der Molekülpotentialkurve	63
B.2	Energieverteilung bei Radiative-Escape-Prozessen	65
C Zur Maxwell-Boltzmann-Verteilung		67
Literaturverzeichnis		68

Einleitung

Das Konzept eines Atoms ist fundamental für die gesamte Physik und schon seit langem bekannt. Schon Demokrit behauptete um 400 v. Chr., daß die Welt aus kleinsten Bausteinen, den Atomen, zusammengesetzt sei. Selbst zu Beginn dieses Jahrhunderts war man aber von einer Präparation und direkten Beobachtung einzelner Atome weit entfernt. Noch Ernst Mach bezeichnete 1912 das Atom als ein rein theoretisches Konstrukt [MAC12, S. 466]. Spätestens aber seit dem ersten direkten Nachweis eines einzelnen Ba^+ -Ions von Neuhauser und Kollegen [NEU80] wurde die gezielte Manipulation einzelner Teilchen möglich. Die Speicherung einzelner oder nur weniger neutraler Atome wurde hingegen erst vor wenigen Jahren erreicht [HU94, HAU95, RUS96].

Bei fast allen Arbeiten mit neutralen Teilchen werden Lichtkräfte zum Kühlen und Speichern von Atomen benutzt [HÄN75, PHI85]. Wichtigstes Instrument der Laserkühlung ist die magnetooptische Falle (MOT), die auch in dieser Arbeit verwendet wird. Dort können hohe atomare Dichten bei tiefen Temperaturen erreicht werden. Mit zunehmender Dichte werden allerdings inelastische Stöße zwischen gespeicherten Atomen, die zu einem Verlust aus der Falle führen können, immer wahrscheinlicher. Die Untersuchung derartiger Stoßprozesse soll Gegenstand dieser Arbeit sein.

Eine entscheidende Bedeutung kommt der Temperatur zu, bei der die Stoßprozesse stattfinden. Bei chemischen Prozessen, die bei Zimmertemperatur in der Gasphase ablaufen, liegen die Stoßzeiten im Bereich von Pikosekunden. Mit de-Broglie-Wellenlängen in der Größenordnung von einigen Tausendstel Nanometern können solche Prozesse als Wechselwirkung zwischen klassischen Punktteilchen verstanden werden. Völlig anders stellt sich die Situation in dem von uns untersuchten Temperaturbereich dar. Bei Temperaturen von einigen $100 \mu\text{K}$ liegen die Stoßzeiten in der Größenordnung der Lebensdauern von optisch angeregten Zuständen. Somit können Lichtfelder einen starken Einfluß auf die Stoßprozesse bekommen. Durch Einstrahlung von Licht geeigneter Frequenz lassen sich Stoßprozesse sowohl induzieren als auch unterdrücken.

Den Temperaturbereich von 1 mK bis 1 μ K werden wir, einer Klassifikation Suominens [SUO96] folgend, als das Regime der *kalten* Stöße bezeichnen. Im Temperaturbereich der *ultrakalten* Stöße unterhalb 1 μ K wird die de-Broglie-Wellenlänge so groß wie der mittlere Abstand zwischen zwei Atomen. Diese ultrakalten Kollisionen spielen auf dem Weg zur Bose-Einstein-Kondensation eine wichtige Rolle. Elastische Impulsüberträge bestimmen den Prozeß des evaporativen Kühlens, wodurch die zur Bildung eines Kondensats notwendige hohe Phasenraumdichte erzeugt wird. Inelastische Stöße zwischen kondensierten Atomen geben eine untere Grenze für die Verluste aus dem Kondensat und können so dazu beitragen, dessen Lebensdauer zu bestimmen.

Die in dieser Arbeit untersuchten Prozesse liegen im Regime der kalten Stöße. Im Gegensatz zu allen vorherigen Arbeiten auf diesem Gebiet haben wir weder hohe atomare Dichten noch eine große Teilchenzahl. Ein spezieller Versuchsaufbau ermöglicht es, nur wenige Atome zu fangen und deren Anzahl exakt zu bestimmen. Dadurch sind wir in der Lage, isolierte Lade- und Verlustereignisse zu detektieren.

Dies eröffnet neue Möglichkeiten, Einzelprozesse zu studieren, die normalerweise in Ensemblemittelwerten verborgen bleiben. So gelingt es mit diesem Aufbau erstmals, inelastische Stoßprozesse zwischen zwei Atomen nachzuweisen, bei denen nur ein Stoßpartner die Falle verläßt. Aufgrund der geringen Falltiefe ist unser System empfindlicher auf Prozesse mit kleinem Energieübertrag. Dies ermöglicht auch eine präzise Untersuchung der Grundzustandsstöße, deren Rate sich in Standard-MOTs nur sehr ungenau ermitteln läßt.

Kapitel 1

Grundlagen

Als Instrument zur Messung kalter Stöße wird im Rahmen dieser Arbeit eine magnetooptische Falle (MOT) verwendet. Sie erweist sich als geeignet, da hier gleichzeitig niedrige Temperaturen und hohe atomare Dichten erreicht werden können. In den folgenden Abschnitten 1.1 und 1.2 soll daher zunächst das Funktionsprinzip der MOT erläutert werden. Die Dynamik der Atomanzahl in der Falle kann durch Ratengleichungen beschrieben werden, die in Abschnitt 1.3 vorgestellt werden. Die möglichen inelastischen Stoßprozesse, die zu einem Verlust der Atome aus der MOT führen können, und deren Abhängigkeiten von den Fallenparametern werden in Abschnitt 1.5 qualitativ beschrieben. Für eine tiefergehende quantitative Analyse, die in Kapitel 3 durchgeführt werden soll, ist die genaue Kenntnis der Wechselwirkung zwischen zwei Cäsiumatomen unumgänglich, weshalb in Abschnitt 1.4 kurz auf die Molekülpotentiale von Alkali-Dimeren eingegangen wird.

1.1 Die magnetooptische Falle

Die magnetooptische Falle besteht aus drei Paaren orthogonal zueinander stehender Laserstrahlen, die sich im Nullpunkt eines magnetischen Quadrupolfeldes kreuzen. Der Überlappbereich der Laserstrahlen wird als optische Melasse bezeichnet. Durch Rotverstimmung der Laserfrequenz gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz werden aufgrund des Dopplereffekts aus dem der Propagationsrichtung entgegengerichteten Laserstrahl vermehrt Photonen absorbiert, die anschließend räumlich isotrop emittiert werden [HÄN75]. Pro Zyklus wird also ein Impuls in Strahlrichtung auf das Atom übertragen und im Mittel ein Energiebetrag von $\Delta E = \hbar^2 k^2 / 2m$ dissipiert. Dieser als Dopplerkühlung bezeichnete Mechanismus führt zu einer geschwindigkeitsabhängigen Reibungskraft. Die so erreichbare kleinstmögliche Temperatur T_D

wird Doppler-Limit [CHU85] genannt:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = 125 \mu\text{K} \quad (\text{für Cäsium}) \quad (1.1)$$

Hierbei ist $\Gamma = 2\pi \cdot 5,22 \text{ MHz}$ die natürliche Linienbreite des angeregten Zustands. Experimentelle Befunde zeigen, daß das Doppler-Limit mit der selben Versuchsanordnung deutlich unterschritten werden kann [LET88]. Auf die hierfür verantwortlichen Sub-Doppler-Effekte [DAL89] soll an dieser Stelle nicht genauer eingegangen werden, da diese bei uns nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Um zusätzlich zu den niedrigen Geschwindigkeiten eine räumliche Lokalisierung zu erreichen, wird der Melasse ein inhomogenes Quadrupolfeld überlagert. Dieses kann durch ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Anordnung erzeugt werden. Der Feldgradient führt zu einer Aufspaltung der Zeeman-Unterstufen im Cäsium, wie sie für einen $J=0 \rightarrow J'=1$ -Übergang in Abbildung 1.1(a) dargestellt ist. Entfernt sich das Atom vom Fallenzentrum, wird es resonant mit einem der Bewegung entgegengerichteten, zirkular polarisierten Laserstrahl und erfährt eine rücktreibende Kraft zur Fallenzentrum. Dieses Bild ist näherungsweise auch für den Kühlübergang $F=4 \rightarrow F'=5$ des Cäsiums gültig, da durch optisches Pumpen fast immer die äußeren Zeemanzustände bevölkert werden.

Zusammengefaßt werden kann die Bewegung der Atome in einer Raumdimension

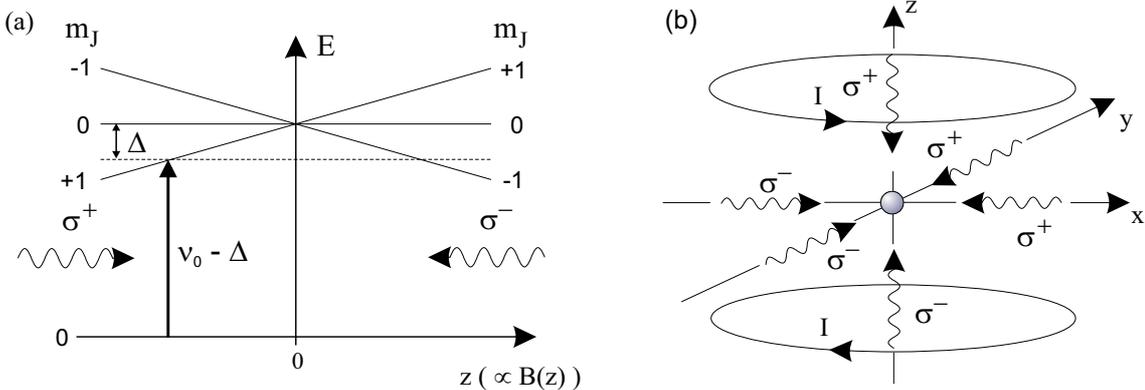


Abbildung 1.1: Funktionsprinzip der magneto-optischen Falle. (a) Eindimensionales Bild: Ein lineares Magnetfeld hebt die Entartung der magnetischen Unterzustände des angeregten Zustands auf. Ein Atom, das sich vom Fallenzentrum entfernt, wird resonant mit einem der Bewegung entgegengerichteten Laserstrahl und erfährt durch Strahlungsdruckkräfte eine rücktreibende Kraft. Die dreidimensionale Konfiguration mit sechs Strahlen ist in Bild (b) gezeigt, bei der Spulen ein Quadrupolfeld mit magnetischem Nullpunkt im Fallenzentrum erzeugen.

durch folgende Kraftgleichung:

$$F = -m\ddot{z} = \alpha\dot{z} + \kappa z + \xi(t). \quad (1.2)$$

Hierbei beschreibt die Dämpfungskonstante α den Einfluß der optischen Melasse, und die Federkonstante κ charakterisiert die rückstellende Kraft der MOT. Die fluktuierende Langevin-Kraft $\xi(t)$ beschreibt ein Aufheizen durch Rückstöße infolge von Absorption und spontaner Emission von Photonen. Diese Kraft hat die Existenz der endlichen Gleichgewichtstemperatur (1.1) zur Folge.

1.2 Speicherung einzelner Atome

Magnetooptische Fallen für viele ($10^3 - 10^{10}$) Atome sind seit mehr als einem Jahrzehnt [RAA87] Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Relativ neu ist dagegen eine Variante, mit der sich einzelne Atome speichern lassen [HU94, RUS96, HAU96A]. Dies kann erreicht werden durch einen vergleichsweise hohen Magnetfeldgradienten, zusammen mit einem niedrigeren Cäsium-Hintergrundgasdruck [HÖP93, HAU95].

1.3 Atomanzahldynamik in der MOT

Konventionelle Stoßexperimente werden meist in magnetooptischen Fallen mit vielen Atomen durchgeführt. Bei vielen Experimenten wird die MOT mit Hilfe eines gebremsten Atomstrahls geladen. Dies hat neben der leicht erreichbaren hohen Atomanzahl den Vorteil, daß der Ladevorgang gezielt unterbrochen werden kann. Bei der Einzel-Atom-MOT hingegen werden langsame Atome direkt aus dem Hintergrundgas eingefangen.

In einer Standard-MOT nimmt die Zahl N der gefangenen Atome nach Unterbrechung des Ladevorgangs ab gemäß:

$$\dot{N} = -\alpha \cdot N - \beta \cdot \int n^2(\vec{r}, t) d^3r. \quad (1.3)$$

Hierbei beschreibt der erste Term die Abnahme der Atomzahl durch Stöße mit Teilchen aus dem Hintergrundgas. Der zweite Term repräsentiert die Verluste durch inelastische Stöße der Atome untereinander, deren räumliche Verteilung durch das Dichteprofil $n(\vec{r}, t)$ gegeben ist. Die charakteristische Größe für die Beschreibung der Verlustprozesse ist der sogenannte Verlustkoeffizient für kalte Stöße β ($[\beta] = \text{cm}^3\text{s}^{-1}$). Aus dem Ratenkoeffizienten läßt sich unter Kenntnis der Dichteverteilung der Atome direkt die Zahl der Kollisionen pro Zeit- und Volumeneinheit ableiten. Der Zusammenhang mit dem weitaus geläufigeren totalen Verlustquerschnitt σ_{tot} ergibt sich

aus

$$\beta = \langle \sigma_{tot} v \rangle_v, \quad (1.4)$$

wobei über alle relativen Stoßgeschwindigkeiten zu mitteln ist.

Für unsere Einzel-Atom-MOT muß die Ratengleichung (1.3) modifiziert werden:

$$\dot{N} = R - \alpha \cdot N - \beta \cdot \frac{N(N-1)}{V_{eff}} \quad (1.5)$$

Die Atome werden hier mit der Rate R aus dem Hintergrundgas in die Falle geladen, ferner kann die Integration über die räumliche Verteilung durch ein effektives Fallenvolumen V_{eff} ersetzt werden. Bei einer radialsymmetrischen, gaußförmigen Verteilung der atomaren Position mit einem $1/e^2$ -Radius von r_0 ist $V_{eff} = (\pi/2)^{3/2} r_0^3$. Die Dynamik der Atomanzahl ist bei der Einzel-Atom-MOT deutlich langsamer als bei konventionellen Fallen. Sowohl Laderate als auch die Verlustrate durch Stöße können durch Verringern des Hintergrundgasdrucks deutlich unter 1 Hz liegen, was die Voraussetzung für eine Beobachtbarkeit der Einzelereignisse liefert.

1.4 Molekülpotentiale von Alkali-Dimeren

Bei inelastischen Stößen wird potentielle Energie in kinetische umgewandelt. Ein erster Schritt zum Verständnis dieser Prozesse ist die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen neutralen Atomen.

Traditionell werden in magnetooptischen Fallen bevorzugt Alkalimetalle verwendet. Dies liegt zum einen an ihren relativ einfachen, wasserstoffähnlichen Termschemata. Zum anderen liegen die Übergangsfrequenzen in einem für viele Laser leicht zugänglichen Bereich. Es gibt bereits eine Vielzahl von Arbeiten, die mit numerischen Methoden die Potentialkurven von Alkalimetall-Dimeren berechnen [JEU83, BUS85, KRA90, MAR95]. Unsere quantitativen Überlegungen stützen sich auf deren Ergebnisse.

Nähern sich die Atome während einer Kollision, beginnen molekulare Wechselwirkungen bei hinreichend kleinen Abständen (ca. 1000 \AA) eine Rolle zu spielen. Relevant für die Untersuchung kalter Stöße sind im wesentlichen die langreichweitigen Anteile der Potentiale, die je nach elektronischem Anregungszustand des Moleküls unterschiedliche räumliche Abhängigkeiten zeigen. Befinden sich beide Atome im Grundzustand, findet nur eine Wechselwirkung zwischen den *induzierten* Dipolmomenten statt. Dieses, durch die sogenannten Van-der-Waals-Kräfte hervorgerufene Potential, zeigt eine Abhängigkeit vom interatomaren Abstand R gemäß $V(R) = -C_6/R^6$. Ist hingegen ein Atom angeregt und das andere im Grundzustand, so verhalten sich die langreichweitigen Potentiale aufgrund der

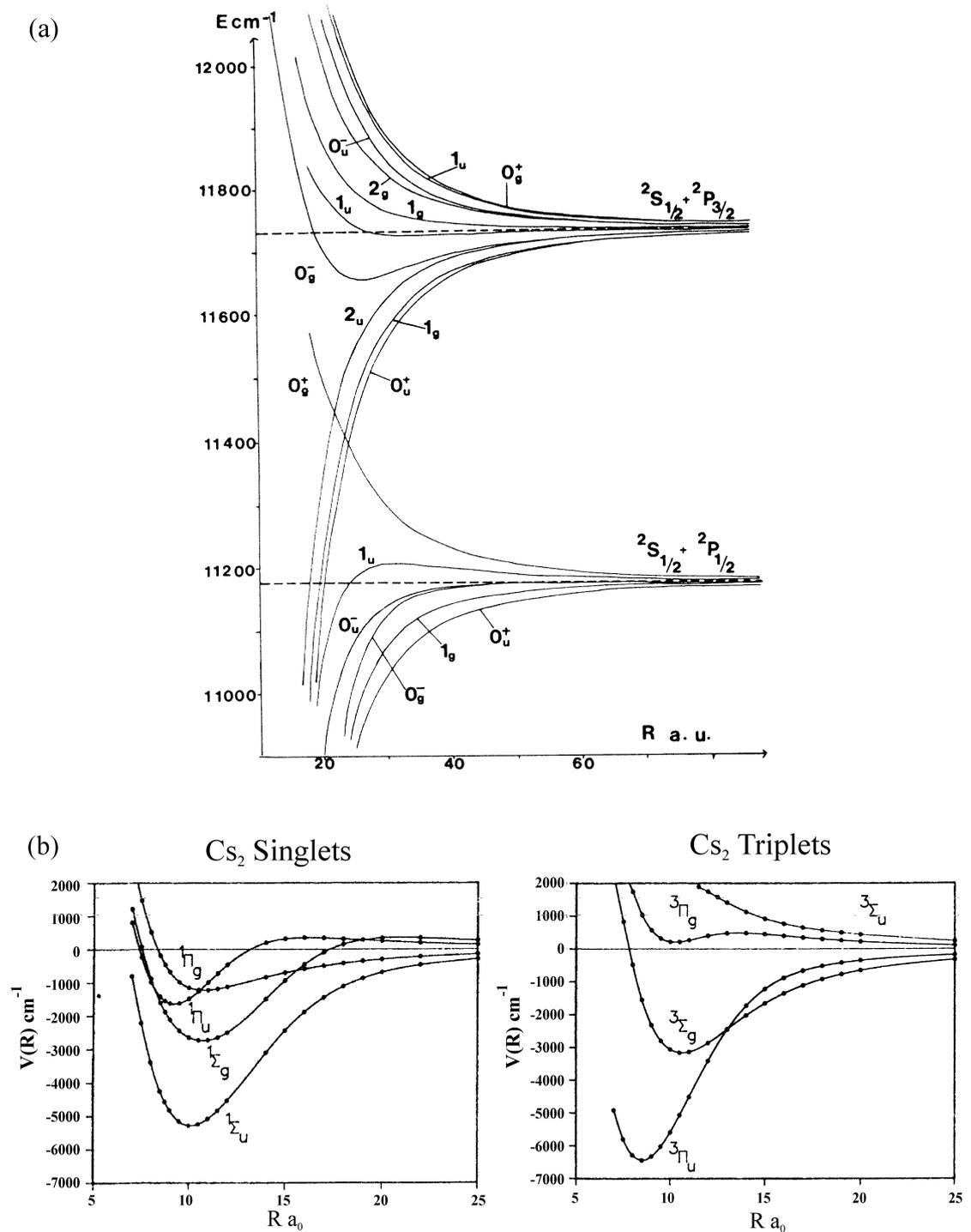


Abbildung 1.2: Molekulpotentiale für Cs₂. (a) Langreichweitige Potentialkurven für die 16 Molekülzustände von Cs₂, die der Asymptote 6S+6P entsprechen [BUS85]. (b) Kurzreichweitige Singulett- und Triplet-Zustände der 6S+6P-Asymptote (ohne Berücksichtigung der Feinstruktur) [KRA90].

resonanten Dipol-Dipol-Wechselwirkung wie $V(R) = \pm C_3/R^3$.

Wird die elektronische Struktur eines Alkali-Dimers genauer berücksichtigt, so ergibt sich eine komplizierte Struktur attraktiver und repulsiver Potentialkurven, wie sie für das von uns verwendete Cäsium in Abbildung 1.2 dargestellt sind. Je nach Abstand der Atome ergeben sich unterschiedliche Kopplungen¹ der atomaren Drehimpulse an die Symmetrieachse des Moleküls, was in einer unterschiedlichen Bezeichnung der Molekülzustände resultiert.

Im langreichweitigen Fall (Hundscher Kopplungsfall c) stellt nur die Projektion des Gesamt-Hüllenspins $\vec{\Omega}$ auf die Molekülachse eine gute Quantenzahl dar, woraus sich die Bezeichnung $\Omega_{g/u}^{(+/-)}$ ergibt. Hierbei beschreiben (+/-) und g/u die Symmetrieeigenschaften der Wellenfunktion. In dieser Darstellung ergeben sich sechs bzw. zehn verschiedene Molekülzustände, deren Asymptoten den Feinstrukturzuständen $^2S_{1/2}+^2P_{1/2}$ bzw. $^2S_{1/2}+^2P_{3/2}$ entsprechen. Nicht eingezeichnet sind die drei Zustände, die asymptotisch auf $^2S_{1/2}+^2S_{1/2}$ zulaufen.

Für kleine Abstände zwischen den Atomen (Hundscher Kopplungsfall a) wird die Spin-Bahn-Kopplung aufgehoben. Die Quantenzahlen des Systems sind nun die Projektionen des Elektronenspins Σ und des Bahnspins Λ auf die Molekülachse. In Analogie zur Notation der atomaren Niveaus werden die Molekülzustände mit $^{2\Sigma+1}\Lambda_{\Omega}$ bezeichnet.

1.5 Inelastische Stöße in einer MOT

Je nach Anregungszustand der Atome werden im folgenden zwei verschiedene Klassen von Stößen unterschieden. Bei den lichtinduzierten Stößen (S+P) befindet sich eines der Atome im Grundzustand und das andere im angeregten Zustand. Grundzustandstöße (S+S) finden ohne Einwirkung von Licht statt.

1.5.1 Lichtinduzierte Stöße

Die beiden wichtigsten Mechanismen der lichtinduzierten Stöße sind in Abbildung 1.3 dargestellt. Durch Absorption eines Photons der Frequenz ω_L kann das System vom Grundzustand auf ein langreichweitiges Molekülpotential angeregt werden. Aufgrund der attraktiven Wechselwirkung bewegen sich die Atome aufeinander zu, potentielle Energie wird dabei in kinetische Energie umgewandelt [VIG86]. Während des Stoßes kann das angeregte Atom spontan ein zur atomaren Resonanz rotverschobenes Photon der Frequenz ω_E emittieren. Somit wird auf jeden Stoßpartner ein Energiebetrag von $\Delta E_{RE}/2 = \hbar(\omega_L - \omega_E)/2$ transferiert. Dieser Prozeß wird

¹Hundsche Kopplungsfälle, vgl. z.B. [HER50]

spontane Emission statt. So können die Atome einen Abstand erreichen, wo sich die Potentialkurven der beiden angeregten Zustände ${}^2S_{1/2}+{}^2P_{3/2}$ und ${}^2S_{1/2}+{}^2P_{1/2}$ kreuzen, was schematisch in Abbildung 1.3 dargestellt ist. Im Kreuzungspunkt kann das Paar auf die ${}^2S_{1/2}+{}^2P_{1/2}$ -Asymptote gelangen. Der damit verbundene Energiegewinn von $\Delta E_{FS}/2k_B \approx 400$ K ist viel größer als die Falltiefe, die im Bereich von 0,1 K–1 K liegt. Der Reaktionsablauf wird durch die Gleichung



qualitativ beschrieben. Auf eine quantitative Beschreibung der beiden Effekte im Rahmen eines einfachen semiklassischen Modells wird in Kapitel 3 genauer eingegangen.

Vernachlässigt wurde in obiger Betrachtung die Hyperfeinstruktur des angeregten Zustands. Auch zwischen diesen Niveaus ist ein Übergang möglich, der bei Cäsium typische Energien von $\Delta E/2k_B = h \cdot 250 \text{ MHz}/2k_B = 10 \text{ mK}$ freisetzt. Dies ist viel kleiner als die obengenannte Potentialtiefe; deshalb sollen solche Prozesse an dieser Stelle nicht weiter berücksichtigt werden.

1.5.2 Grundzustandsstöße

Von den lichtinduzierten Stößen zu unterscheiden sind die hyperfeinstrukturändernden Stöße des Grundzustands. Jeder der beiden am Stoß beteiligten Cäsium-Atome besitzt zwei mögliche Hyperfeinkomponenten ($F_1, F_2 = 3, 4$). Somit ergeben sich, wie in Abbildung 1.4 dargestellt, drei Grundzustandspotentiale

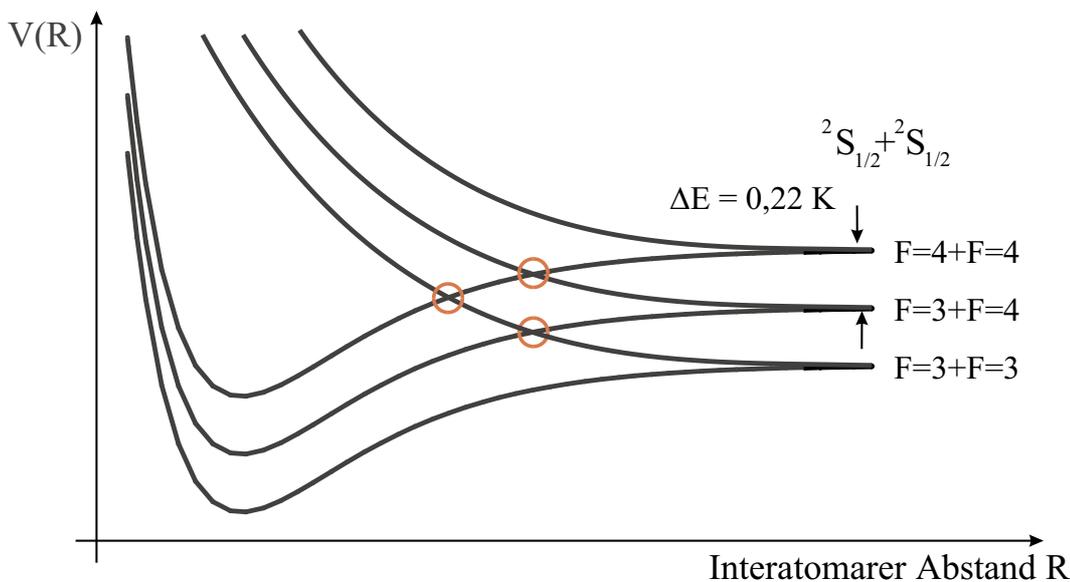


Abbildung 1.4: Grundzustandsstöße

$(F_1+F_2 = 4+4, 3+4, 3+3)$, die der ${}^2S_{1/2}+{}^2S_{1/2}$ -Asymptote entsprechen, jeweils mit einer Energiedifferenz von $\Delta E/h = 9,2$ GHz. Auch die Quasimolekülpotentiale des Grundzustandes haben attraktive und repulsive Komponenten, die sich bei einem Abstand von ca. 30 \AA kreuzen. In Analogie zu den feinstrukturändernden Stößen des angeregten Zustands kann es während einer Kollision zu einer Änderung des Hyperfeinzustandes eines oder beider Stoßpartner kommen. Der hiermit verbundene Energiegewinn von $\Delta E_{kin}/2k_B = h \cdot 9,2 \text{ GHz}/2k_B = 0,22 \text{ K}$ bzw. $0,44 \text{ K}$ pro Atom kann je nach Falltiefe zu einem Verlust der Atome aus der Falle führen.

Zusammengefaßt haben wir es mit *drei* verschiedenen Mechanismen zu tun, die für Verluste von Atomen aus der MOT verantwortlich sein können und die unterschiedliche Abhängigkeiten von den Fallenparametern zeigen:

- Radiative Escape (β_{RE}). Die Rate dieser Verlustprozesse ist von der Falltiefe und der Laserintensität abhängig.
- Feinstrukturändernde Stöße (β_{FCC} , **f**ine **s**tructure **c**hanging **c**ollisions). Diese Verluste führen unabhängig von der Falltiefe immer zu einem Verlust beider Stoßpartner. β_{FCC} ist proportional zur Laserintensität.
- Hyperfeinstrukturändernde Stöße von Atomen im Grundzustand (β_{HCC} , **h**yperfine **s**tructure **c**hanging **c**ollisions). Bei geringen Falltiefen können Grundzustandsstöße zu einem Verlust der Atome aus der MOT führen.

Der gesamte Verlustkoeffizient β aus Gleichung (1.5) setzt sich als Summe aus den Einzelbeiträgen zusammen:

$$\beta = \beta_{RE} + \beta_{FCC} + \beta_{HCC} \quad (1.8)$$

Kapitel 2

Versuchsaufbau und Meßmethode

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau und die Methode zur Bestimmung der Verlustkoeffizienten beschrieben. Einige erstaunliche Ergebnisse, wie zum Beispiel das Auftreten von Ein-Atom-Verlusten, deren Rate quadratisch von der Atomanzahl abhängt, werden bereits an dieser Stelle vorgestellt. Zuletzt wird genauer auf die Bestimmung des Fallenvolumens eingegangen, da dies zur Normierung der Verlustkoeffizienten benötigt wird.

2.1 Versuchsaufbau

Die von uns verwendete magneto-optische Falle entspricht der Standardkonfiguration mit drei Paaren orthogonal zueinander stehender, zirkular polarisierter Laserstrahlen, die sich im Nullpunkt eines magnetischen Quadrupolfeldes inmitten eines Vakuumumpfes kreuzen. Um den zur guten Lokalisierung von einzelnen Atomen notwen-

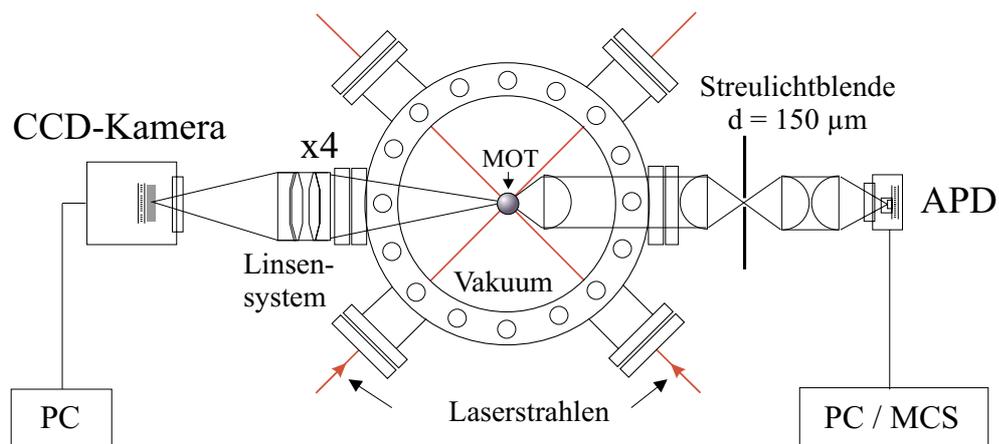


Abbildung 2.1: Schematischer Versuchsaufbau mit Detektorsystem

digen hohen Feldgradienten zu erreichen, werden im Gegensatz zu Standard-MOTs Permanentmagnete verwendet, die sich außerhalb des Vakuums befinden. Mit dieser Anordnung lassen sich Feldgradienten von bis zu 800 G/cm erreichen, wogegen mit Spulen ohne aufwendige Kühlung nur einige 10 G/cm zu erreichen sind. Im folgenden verwenden wir einen Gradienten von 375 G/cm.

2.1.1 Vakuumapparatur

Durch Hintereinanderschaltung verschiedener Pumpstufen kann ein Druck von einigen 10^{-10} mbar erreicht werden. Eine genaue Beschreibung findet sich in [HAU95]. Mit der Vakuumapparatur ist ein Cäsium-Reservoir verbunden, das mit Peltierelementen auf einige Grad Celsius gekühlt wird. Der Zustrom des ausdiffundierenden Cäsiums in die Vakuumapparatur kann mit Hilfe eines Ventils kontrolliert werden.

2.1.2 Lasersystem

Alle im Experiment verwendeten Laser sind Diodenlaser. Die Verstimmung des Kühllasers wird mit Hilfe einer heterodynen Phasenstabilisierung [HAU96B] auf einen weiteren Referenzlaser kontrolliert. Bei diesem handelt es sich um einen Diodenlaser im Hollbergbau [DAH87], der mit Hilfe einer Polarisationspektroskopie auf den Kühlübergang stabilisiert ist. Der Referenzlaser ist durch eine thermische und akustische Isolierung gegen Langzeitdriften geschützt. Durch diesen speziellen Aufbau werden Linienbreiten von unter 10 kHz erreicht [HAU95].

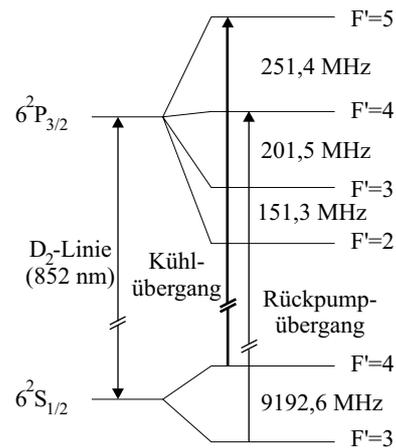


Abbildung 2.2: Hyperfeinstruktur der D₂-Linie von ¹³³Cs.

Als Kühlübergang wird der $F=4 \rightarrow F'=5$ -Übergang der D₂-Line des Cäsiums verwendet (vgl. Abb. 2.2). Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit wird auch das $F'=4$ -Niveau angeregt, von dem ein Zerfall in den $F=3$ -Grundzustand möglich ist. Um das Atom wieder in den Kühlzyklus zu überführen, wird ein Rückpumplaser eingesetzt. Bei diesem handelt es sich wiederum um einen Diodenlaser, der mit Hilfe einer Polarisationspektroskopie stabilisiert wird und eine Linienbreite von 2 MHz aufweist. Der Rückpumplaser wird in diesem Experiment nur in zwei der drei MOT-Arme eingekoppelt, die in der Ebene des optischen Tisches liegen, und die im folgenden als x- und y-Arm bezeichnet werden.

2.1.3 Detektoren

In einem Winkel von 45° zu den MOT-Strahlen befinden sich in der x-y-Ebene im Vakuumtopf zwei Beobachtungsfenster (vgl. Abb. 2.1). Auf der einen Seite wird die Falle durch ein Abbildungssystem mit einer ca. 4-fachen Vergrößerung auf eine CCD-Kamera (Theta Systems, TH7863CDT) abgebildet, was der Bestimmung des Fallenvolumens dient. Zur Abbildung wurden zwei Achromaten verwendet, deren sphärische Abbildungsfehler reduziert sind. Die Eigenschaften des Abbildungssystems und die Verfahren zur Bestimmung der Fallengröße werden ausführlich in Anhang A dargestellt. Die Kamera hat eine Pixelgröße von $23\ \mu\text{m}$ und besitzt im Wellenlängenbereich von $850\ \text{nm}$ eine Quantenausbeute von $40\ \%$. Zur Reduktion der Dunkelzählereignisse durch thermisches Rauschen wird die Kamera mit Hilfe von Peltierelementen auf ca. 0°C gekühlt.

Auf der der CCD-Kamera gegenüberliegenden Seite gelangt das Fluoreszenzlicht durch eine 1:1-Abbildung auf eine Avalanche-Photodiode (APD). Wichtigstes Element dieser Abbildungsoptik ist eine Linse im Vakuumtopf, die etwa $4\ \%$ des gesamten Raumwinkels erfaßt. In der Zwischenabbildung des Linsensystems (vgl. Abb. 2.1) ist eine Blende mit einem Durchmesser von $150\ \mu\text{m}$ eingefügt, die ebenso wie ein hier nicht eingezeichnetes Blendensystem im Innern des Topfes zur Unterdrückung des Streulichts dient.

Die APDs werden im „single photon counting mode“ verwendet. So kann mit einer Detektionseffizienz von etwa $50\ \%$ [DÄS96] das Eintreffen einzelner Photonen mit einer Totzeit von $200\ \text{ns}$ registriert werden. Durch Kühlung auf -10°C kann die Dunkelzählrate auf weniger als $20\ \text{Hz}$ gesenkt werden. Dies ist außerordentlich gering im Vergleich zur Untergrundzählrate von etwa $2\ \text{kHz}$, die durch das Streulicht hervorgerufen wird. Das Fluoreszenzlicht liefert typische Zählraten von ca. $10\text{-}15\ \text{kHz}$ pro Atom. Somit erhalten wir insgesamt ein sehr gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis.

2.2 Meßmethode

Die Photonenzählimpulse werden mit einem Multi-Channel-Scaler (MCS) der Firma EG&G Ortec in Zeitintervallen von $t_I = 100\ \text{ms}$ integriert und können über mehrere Stunden hinweg aufgezeichnet werden. Diese Wahl von t_I garantiert bei einer detektierten Fluoreszenzrate von $10\text{-}15\ \text{kHz}$ pro Atom eine genügend große Ereigniszahl pro Intervall, so daß eine sichere Bestimmung der Zahl der Atome in der MOT gewährleistet ist. Andererseits darf das Zeitintervall nicht zu lang gewählt werden, da ansonsten die Einzelereignisse nicht mehr unterscheidbar sind (vgl. Abschnitt 2.2.2). Aus den Zeitreihen läßt sich klar entnehmen, wie viele Atome sich zu einem gegebenen Zeitpunkt in der Falle befinden, wie in Abbildung 2.3 zu ersehen ist.

Die Dynamik der Atomanzahl gehorcht der bereits vorgestellten Ratengleichung

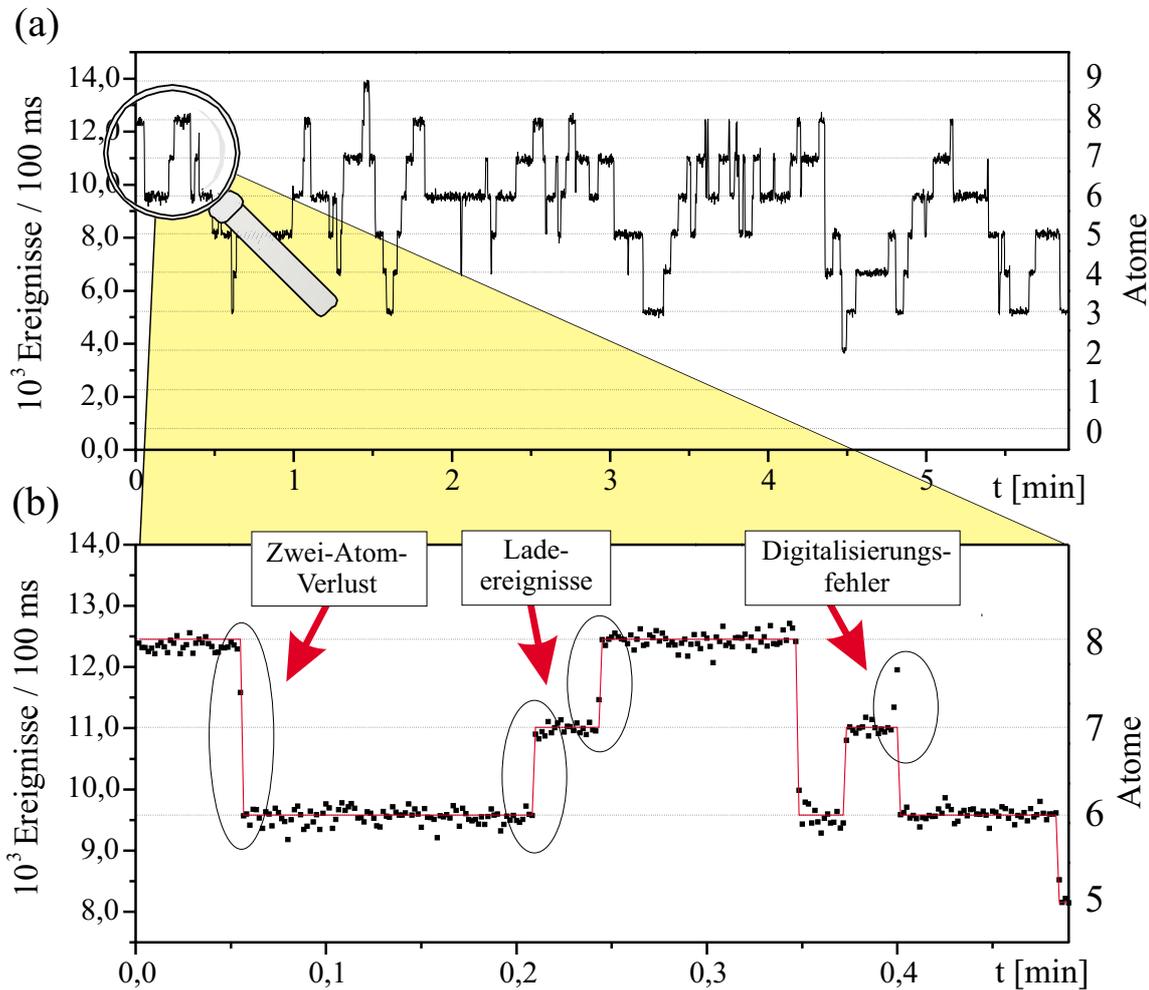


Abbildung 2.3: MCS-Zeitreihen. (a) Ausschnitt aus einer typischen Zeitreihe mit einer Integrationszeit von 100 ms. (b) Vergrößerter Ausschnitt aus (a) und Ergebnis der Digitalisierung durch das Computerprogramm. Besonders gekennzeichnet ist hier neben Lade- und Verlustereignissen ein Digitalisierungs-„Fehler“, d.h. ein nicht erfaßtes Lade- und Verlustereignis innerhalb eines Integrationszeitfensters (vgl. Abschnitt 2.2.2).

(1.5). Einzelne Atome werden zufällig aus dem Hintergrundgas geladen oder durch Stöße mit Hintergrundgasatomen wieder aus der Falle entfernt. Außerdem beobachten wir, daß häufig zwei Atome gleichzeitig das Beobachtungsvolumen verlassen, was auf inelastische Stöße zwischen zwei Atomen in der MOT zurückzuführen ist.

Pro Atom werden in einem Integrationszeitfenster ca. 1.500 Photonen detektiert, was dem Abstand zwischen zwei Stufen entspricht. Der Untergrund von ca. 200 Zählerereignissen wird zu ca. 80 % durch Streuung der Laserstrahlen an Vakuumfenstern

und -rohren hervorgerufen. Den restlichen Beitrag (ca. 20 %) liefern Cäsiumatome aus dem Hintergrundgas. Dies zeigt sich daran, daß die Zählrate bei Öffnung des Cäsium-Reservoirs ansteigt.

Um die mittlere Fluoreszenzrate für die verschiedenen Atomanzahlen möglichst genau zu bestimmen, werden die Zählraten zunächst in ein Histogramm eingetragen (vgl. Abb. 2.4). An die Peaks im Histogramm werden Gaußkurven gefittet. Solange die Halbwertsbreiten viel kleiner sind als die Abstände zwischen den Kurven, ist eine fehlerfreie Trennung der verschiedenen Atomanzahlen möglich. Die Trennbarkeit ist unter idealen Bedingungen bis zu einer Atomanzahl von $N = 20$ gewährleistet. Sobald die statistischen Schwankungen in der Zahl der Zählereignisse mehr als halb so groß sind wie der Unterschied zwischen zwei Fluoreszenzstufen, ist eine saubere Trennung nicht mehr möglich.

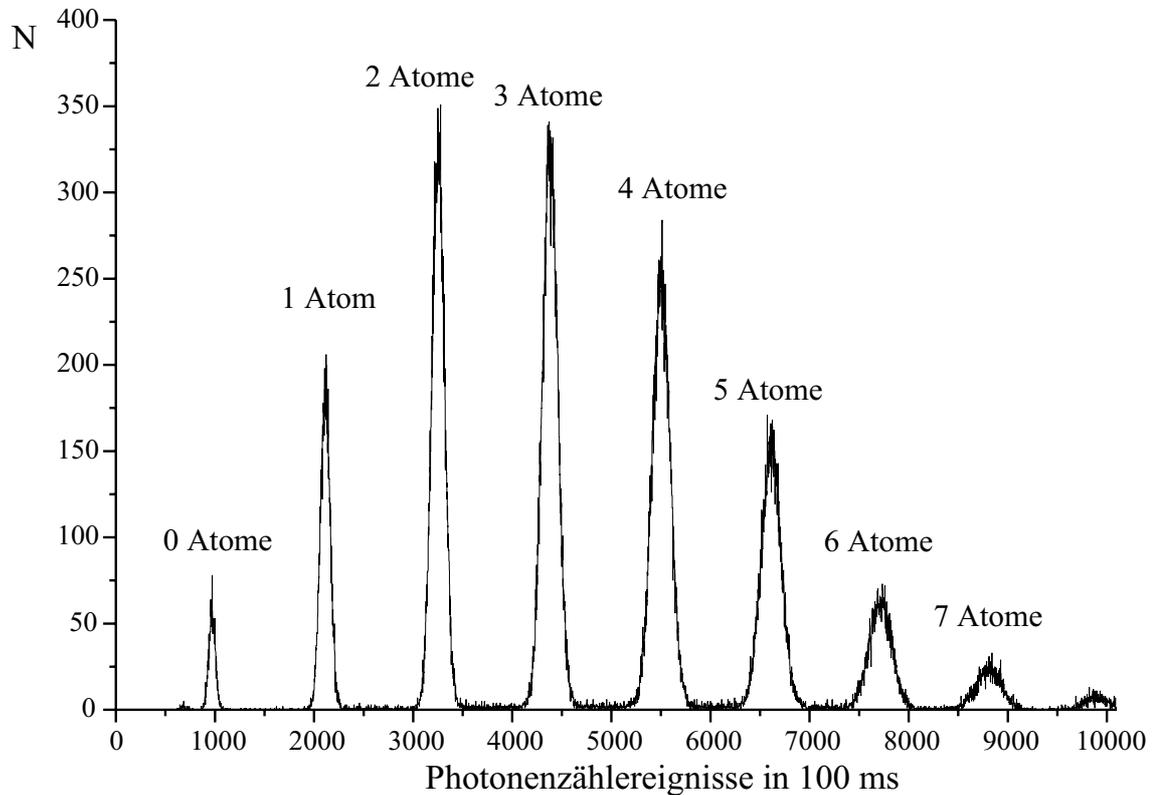


Abbildung 2.4: Histogramm der Zählraten

2.2.1 Digitalisierung der Zeitreihen

Ziel ist es nun, aus den Zeitreihen die Anzahl der Ladeereignisse sowie der Ein- und Zwei-Atom-Verluste in Abhängigkeit von der Zahl der Atome zu entnehmen. Die-

se „digitale“ Information wird mit Hilfe eines Computerprogramms gewonnen. Vor einer weiteren Auswertung werden zur Kontrolle gemessene und digitalisierte Zeitreihen in einem gemeinsamen Diagramm dargestellt (vgl. Abb. 2.3). Hieraus und aus den Histogrammen der Fluoreszenzraten lassen sich Driften in der Fluoreszenzrate – meist verursacht durch Schwankungen der Kühlaserleistung oder durch Änderung der Zahl der Cäsium-Atome im Hintergrundgas – leicht erkennen. Zeitreihen mit zu hoher Drift werden verworfen, da hier nicht mehr von konstanten Fallenparametern ausgegangen werden kann, welche die Voraussetzung für eine spätere Interpretation der Ergebnisse sind.

2.2.2 Bestimmung des Fehlers der Verlustraten

In manchen Meßreihen fallen einige offensichtliche Fehler in der Digitalisierung der Zeitreihen auf (vgl. Abb. 2.3). Diese werden hervorgerufen durch direkt aufeinanderfolgende Lade- und Verlustereignisse innerhalb eines Integrationszeitfensters. Dies kann dazu führen, daß die Zählrate genau zwischen zwei Fluoreszenzstufen liegt und die Ereignisse vom Computerprogramm nicht erkannt werden. Die Größe dieses Fehlers soll im folgenden abgeschätzt werden.

Seien R und αN die gemessenen Lade- bzw. Verlustraten, N bezeichne die Anzahl der Atome. Die Wahrscheinlichkeiten, daß innerhalb eines Zeitfensters der Länge t_I ein Ereignis stattfindet, sind näherungsweise gegeben durch:

$$\begin{aligned} P_R(t_I) &= 1 - e^{-t_I R} \approx t_I R && \text{(Ladeereignis)} \\ P_\alpha(t_I, N) &= 1 - e^{-t_I \alpha N} \approx t_I \alpha N && \text{(Verlustereignis)}, \end{aligned}$$

wobei angenommen wird, daß die gemessenen Größen R und α nicht wesentlich von den tatsächlichen Werten abweichen. P_R und P_α sind voneinander statistisch unabhängig, so daß die Wahrscheinlichkeit für beide Ereignisse das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten ist. Die Rate der nicht detektierten Ereignisse ist dann $R_-(N) = P_R(t_I)P_\alpha(t_I, N)/t_I$.

Auch bei hohen Lade- und Verlustraten sind $R_-(N)/R$ bzw. $R_-(N)/(\alpha N) < 1\%$. Einem Meßpunkt, wie er in Abbildung 2.5 zu sehen ist, liegen maximal etwa 500 Einzelereignisse zugrunde, so daß der statistische Fehler ca. 5% beträgt. Die Unsicherheit aufgrund von systematischen Fehlern dieser Art ist also sogar im ungünstigsten Fall viel kleiner als die rein statistischen Schwankungen in der Zahl der Lade- und Verlustereignisse und wird im folgenden nicht weiter berücksichtigt.

2.2.3 Ermittlung der Verlustkoeffizienten

Die aus den Zeitreihen ermittelten Lade- sowie die Ein- und Zwei-Atom-Verlustraten können nun gegen die Atomanzahl N aufgetragen werden (vgl. Abb. 2.5). Die folgenden Resultate sind für alle durchgeführten Messungen charakteristisch und sollen daher schon an dieser Stelle diskutiert werden.

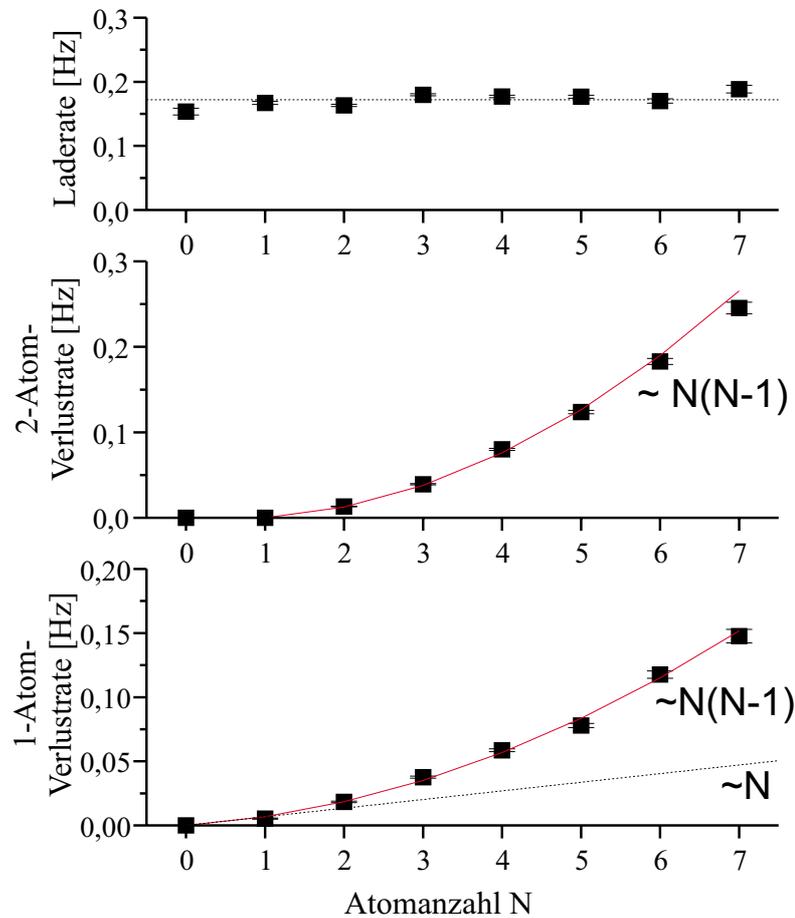


Abbildung 2.5: Laderate, 2- und 1-Atom-Verlustraten als Funktion der Atomanzahl.

Laderate

Für kleine Atomanzahlen wird keine Abhängigkeit der Laderate von der Atomanzahl erwartet, was sich in den Messungen auch bestätigt. Die Laderate läßt sich also durch gewichtete Mittelung der einzelnen Meßwerte berechnen. Die unterschiedliche Größe der Fehlerbalken bei den verschiedenen Datenpunkten resultiert aus der unterschiedlichen Zahl der Ereignisse, die dem Meßpunkt zugrunde liegen.

Zwei-Atom-Verlustrate

Für die Zwei-Atom-Verluste zeigt sich die erwartete zu $N(N - 1)$ proportionale Abhängigkeit. Nach der Ratengleichung (1.5) ist der Proportionalitätsfaktor genau $L = \beta/V$. Er läßt sich durch einen mit den Fehlern gewichteten, quadratischen Fit aus den Daten extrahieren. Zur Bestimmung des Verlustkoeffizienten β muß der er-

mittelte Proportionalitätsfaktor noch mit dem Fallenvolumen multipliziert werden.

Ein-Atom-Verluste

Gemäß der vorangegangenen Überlegungen in Abschnitt 1.3 ist eine lineare Abhängigkeit der Ein-Atom-Verlustrate von N zu erwarten, da diese allein durch Stöße mit dem Hintergrundgas zustande kommen sollten. Erstaunlicherweise zeigt sich aber eine zusätzliche *quadratische* Abhängigkeit von der Atomanzahl. Die Ursache dieser Abweichung ist bis zum Zeitpunkt des Entstehens dieser Arbeit nicht vollständig geklärt. Eine ausführliche Diskussion der in Frage kommenden Effekte erfolgt in Kapitel 3.3.

2.2.4 Eine neue Ratengleichung

Nach den vorhergehenden Erläuterungen handelt es sich also um eine quadratisch von der Atomanzahl abhängige Ein-Atom-Verlustrate. Die Ratengleichung (1.5) muß also modifiziert werden. Ohne Normierung durch das Fallenvolumen ergibt sich

$$\dot{N} = R - \alpha \cdot N - (L_{1Atom} + 2L_{2Atome}) \cdot N(N - 1). \quad (2.1)$$

R , α , L_{1Atom} und L_{2Atome} sind die aus den Fits gewonnenen Raten. Durch Multiplikation mit dem Fallenvolumen erhalten wir zwei Verlustkoeffizienten β_1 und β_2 :

$$\beta_1 = L_{1Atom} \cdot V \quad \text{und} \quad \beta_2 = 2L_{2Atome} \cdot V \quad (2.2)$$

Einsetzen in Gl. (2.1) ergibt:

$$\dot{N} = R - \alpha \cdot N - (\beta_1 + \beta_2) \cdot \frac{N(N - 1)}{V_{eff}} \quad (2.3)$$

2.3 Bestimmung der Fallengröße

Zur Bestimmung der Fallengröße wird das Bild der MOT auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die 4-fache Vergrößerung der Falle durch zwei Linsen führt nur zu einer Beleuchtung von wenigen Pixeln des CCD-Chips.

Gemäß der Ergodenhypothese aus der statistischen Physik, nach welcher das Zeitmittel dem Ensemblemittel gleichzusetzen ist, läßt sich selbst durch Aufnahme nur weniger Atome über einen langen Zeitraum die Größe der Falle bestimmen. Abbildung 2.6 zeigt das Bild der MOT mit 6 Atomen. Erstaunlicherweise weist das Bild im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Asymmetrie auf, obwohl der magnetische Feldgradient in z -Richtung doppelt so groß ist wie in den beiden anderen Raumrichtungen. Die konservative Komponente der Lichtkraft ist also asymmetrisch; die

runde Falle deutet auf eine starke Kopplung der Freiheitsgrade und den dissipativen Charakter des MOT-Potentials hin.

Kleine Bilder, deren Ausdehnung sich nur über wenige CCD-Pixel erstreckt, sowie die Auflösungsbegrenzung des Abbildungssystems erschweren die Auswertung erheblich. Die genauen mathematischen Verfahren zur Bestimmung der Fallengröße werden ausführlich in Anhang A dargestellt.

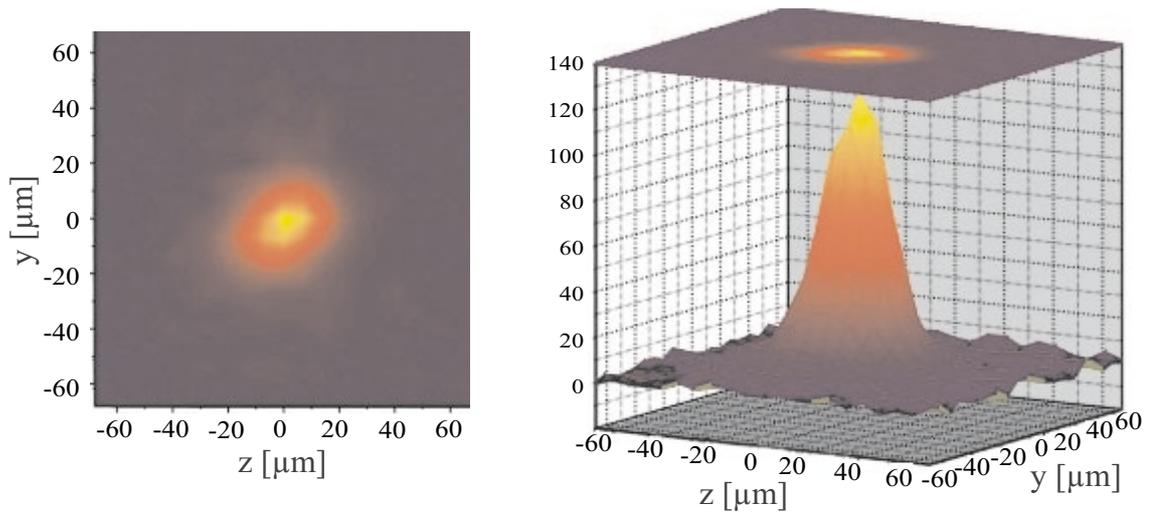


Abbildung 2.6: CCD-Aufnahme des Fluoreszenzlichts von 6 Atomen mit einer Integrationszeit von 10 s.

Kapitel 3

Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Dieses zentrale Kapitel stellt die wichtigsten experimentellen Ergebnisse zusammen. In unserem Experiment gibt es mindestens drei verschiedene inelastische Verlustprozesse, die unterschiedliche Abhängigkeiten von den Fallenparametern zeigen. Um die einzelnen Verlustkanäle trennen zu können, müssen die Fallenparameter systematisch variiert werden.

Als Standardmessung werden die Verlustraten in Abhängigkeit von der Kühllaserleistung aufgenommen. Aufgrund der geringen Potentialtiefe unterscheidet sich die von uns gefundene Abhängigkeit signifikant von den bisher veröffentlichten Messungen [SES89]. Die Deutung mit Hilfe eines semiklassischen Modells liefert eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Meßdaten.

Völlig neu ist hingegen die Abhängigkeit der Verlustraten vom Rückpumplaser. Im Gegensatz zu den meisten anderen Arbeiten auf diesem Gebiet wurde in unserem Experiment auch der Rückpumplaser frequenzstabilisiert. Die beobachtete exponentielle Abnahme der Verlustraten bei zunehmender Leistung des Rückpumpasers gibt Einblick in ein interessantes Phänomen, der „optischen Unterdrückung“ (optical shielding) von Grundzustandsstößen. Dieser Effekt ist zwar seit langem bekannt, wurde aber bisher immer unter Zuhilfenahme eines weiteren Lasers analysiert. Die Tatsache, daß der Rückpumplaser selbst zu diesem Effekt beiträgt, es sich also um einen MOT-intrinsischen Effekt handelt, stellt ein Novum dar und gibt Anlaß zur genauen Prüfung bestehender Messungen von Grundzustandsstößen [SES89, SAN95, MUN97].

Zuletzt wird das Phänomen der quadratisch mit der Atomanzahl ansteigenden Ein-Atom-Verluste analysiert, und es werden verschiedene Erklärungsansätze diskutiert.

3.1 Abhängigkeit der Verlustraten von der Kühl- laserleistung

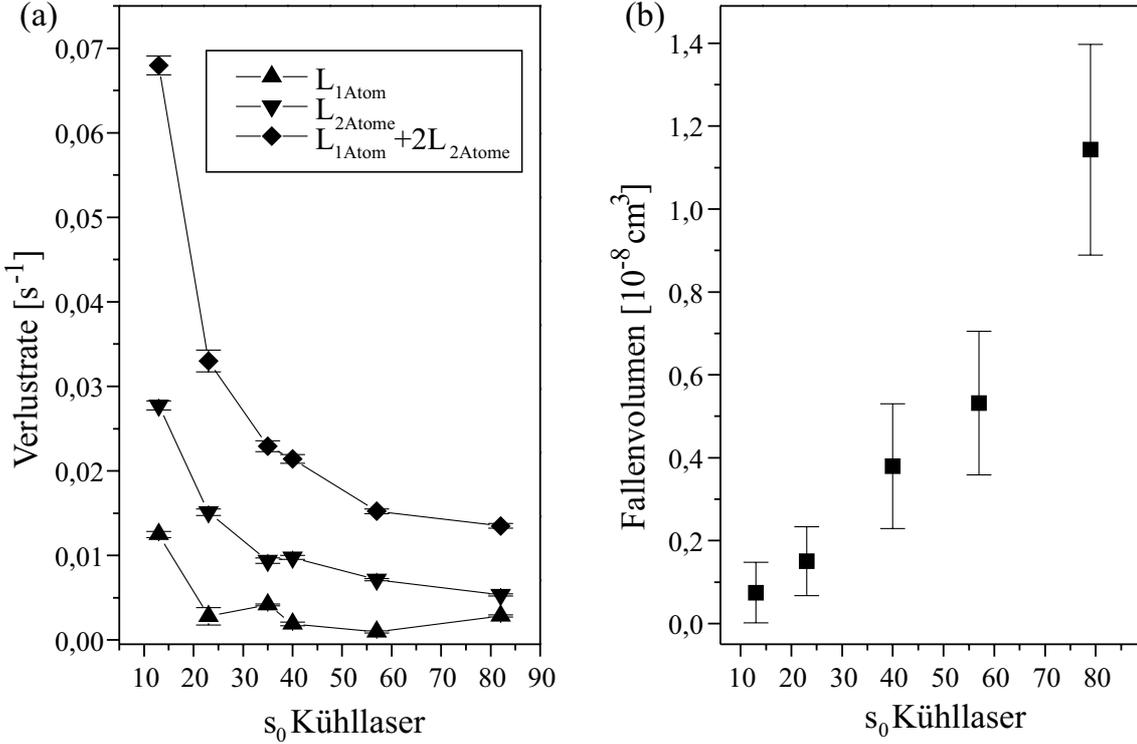


Abbildung 3.1: Abhängigkeit der Verlustrate (a) und des Fallenvolumens (b) von der Kühlaserleistung.

3.1.1 Messung

Die gemessene Änderung der Verlustraten $L_{1\text{Atom}}$ und $L_{2\text{Atome}}$ von der Kühlaserleistung zeigt Abbildung 3.1(a). Die Intensität ist in Form des resonanten Sättigungsparameters $s_0 = I/I_0$ ($I_0 = 1,1 \text{ mW/cm}^2$) aufgetragen. Die kleinen Fehlerbalken resultieren aus einer Meßzeit von ca. 2 Stunden pro Meßpunkt. Der Fehler ergibt sich aus der Bestimmung der Verlustraten mit Hilfe der Fitfunktion (vgl. Abs. 2.2.3). Mit zunehmender Kühlaserleistung wird ein Anstieg des Fallenvolumens beobachtet (vgl. Abb. 3.1b). Durch die steigende Photonenstreurrate werden die Atome in der Falle aufgeheizt, was zu einer Vergrößerung des Fallenvolumens führt. Das Auftreten des großen relativen Fehlers von fast 100 % beim ersten Meßwert liegt daran, daß der gemessene Fallenradius mit $(11,5 \pm 1,4) \mu\text{m}$ sehr nah an der Auflösungsgrenze von $9,0 \mu\text{m}$ liegt (vgl. Anhang A). Die Vergrößerung des Volumens bei konstanter

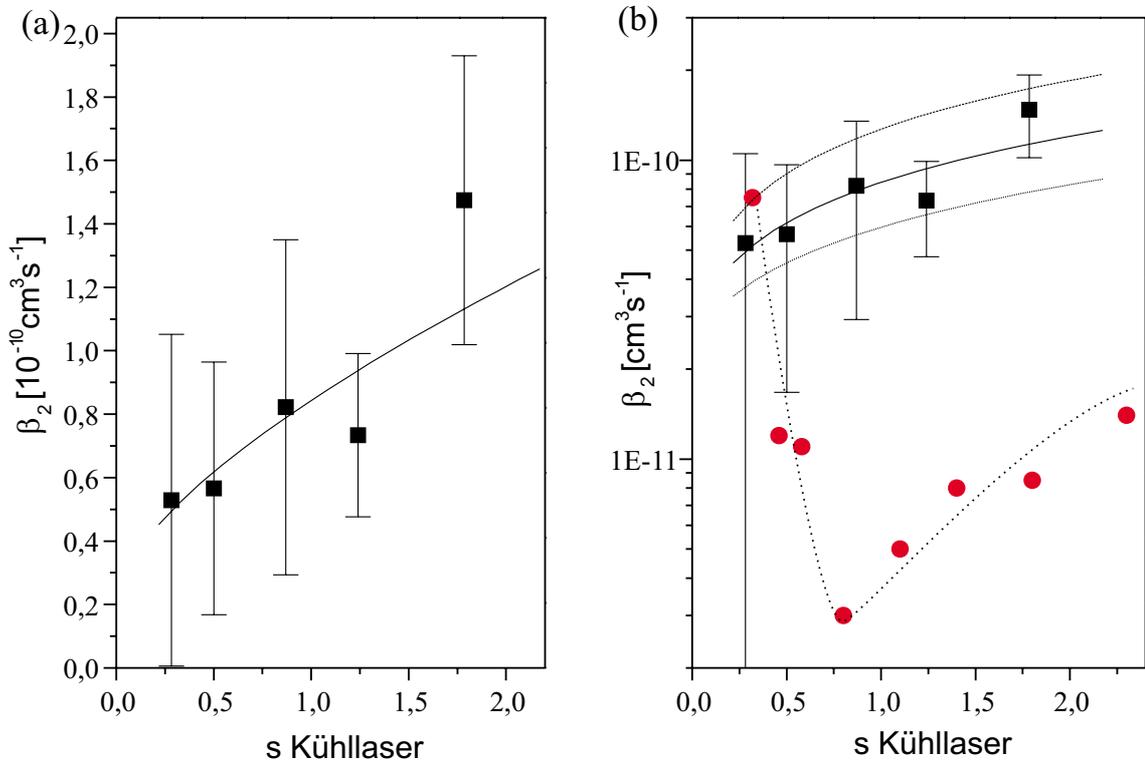


Abbildung 3.2: Abhängigkeit des Verlustkoeffizienten von der Kühllaserleistung. (a) Lineare Darstellung. (b) Logarithmische Darstellung mit Vergleichsdaten (Kreise) aus [SES89], die die gemittelten Werte darstellen und auf den effektiven Sättigungsparameter skaliert wurden. Die durchgezogene Linie zeigt die Berechnung der Verlustraten auf Basis des Gallagher-Pritchard-Modells (vgl. Abs. 3.1.2). Die gestrichelten Linien ergeben sich bei einer Variation der Falltiefe um einen Faktor 2.

Atomanzahl hat eine geringere Teilchendichte zur Folge, die für die Abnahme der Verlustraten in Abbildung 3.1(a) verantwortlich ist.

Der Verlustkoeffizient β , das Produkt aus Volumen und Verlustrate, ist in Abbildung 3.2 eingetragen. Der erkennbare Anstieg wird also durch die Vergrößerung des Volumens erzeugt. Auch der Fehler ist im wesentlichen durch die Unsicherheit im Fallenvolumen gegeben. Im Unterschied zu Abbildung 3.1 sind die Verlustkoeffizienten gegen den *effektiven* Sättigungsparameter $s = s_0 / [1 + (2\Delta/\Gamma)^2]$ aufgetragen, um einen Vergleich mit anderen Daten zu ermöglichen. Abbildung 3.2(b) zeigt unsere Meßdaten in logarithmischer Darstellung zusammen mit Daten, die von SESKO et al. [SES89] mit einer Cs-Standard-MOT gewonnen wurden ($\Delta = -1\Gamma$, $\partial B/\partial z = 5,1 \text{ G/cm}$). Wie zu sehen ist, stimmen die Verlustkoeffizienten bei niedrigen Sättigungsparametern überein, zeigen dann aber eine qualitativ unterschiedliche Abhängigkeit von der Laserintensität. Der steile Anstieg bei $s = 0,72$

für die Standard-MOT zu kleineren Sättigungsparametern hin wird hyperfeinstrukturändernden Stößen des Grundzustands zugerechnet. Für große Sättigungsparameter wird das Fallenpotential so tief, daß die Atome die Falle nach Grundzustandsstößen nicht mehr verlassen können. Andererseits steigt mit zunehmender Laserintensität die Wahrscheinlichkeit für lichtinduzierte Stöße, die für den Anstieg der Verlustraten verantwortlich sind.

3.1.2 Das Gallagher-Pritchard-Modell

Zur Trennung der verschiedenen Verlustkanäle inelastischer Stöße (vgl. Kap. 1.5) wird im folgenden die Abhängigkeit der Verlustraten von den Fallenparametern quantitativ untersucht. Es sei an dieser Stelle bereits vorweggenommen, daß bei diesem Experiment aufgrund der geringen Potentialtiefe die Grundzustandsstöße – unabhängig von der Leistung des Kühllasers – zu einem Verlust beider Stoßpartner führen. Die Grundzustandsstöße erscheinen also als konstanter Untergrund bei den Verlustraten.

Wir beschränken unsere Überlegungen zunächst auf die beiden lichtinduzierten Prozesse, die bereits in Abschnitt 1.5.1 eingeführt wurden. GALLAGHER und PRITCHARD [GAL89] verwendeten als erste ein einfaches semiklassisches Modell zur Berechnung von Verlustkoeffizienten, welches im folgenden vorgestellt werden soll.

Ausgangspunkt des Modells ist ein Atompaar mit interatomarem Abstand R_0 . Wird dieses Paar mit einem Laser der Frequenz ω_L und der Intensität I angestrahlt, ist die Rate der Anregung auf ein Molekülpotential gegeben durch [WEI99]:

$$\mathcal{R}(R_0, \omega_L, I) = \underbrace{\left[\frac{(\Gamma_M/2)^2}{[\Delta_M(R_0)]^2 + (\Gamma_M/2)^2} \right]}_{=: \epsilon(\omega_L, R_0)} \frac{I}{\hbar\omega_L} \frac{\lambda^2}{2\pi} \quad (3.1)$$

Hier ist $\lambda^2/2\pi$ der Photoabsorptionsquerschnitt zu allen *attraktiven* Potentialkurven (daher die Hälfte des atomaren Wertes). Ferner ist $\Delta_M(R_0) = [\omega_L - \omega(R_0)]$, wobei $\omega(R_0) = \omega_A - C_3/\hbar R_0^3$ die Resonanzfrequenz bei R_0 ist. ω_A bezeichnet die atomare Resonanzfrequenz. Die Konstante C_3 charakterisiert das angeregte Molekülpotential und ist als Mittelung über alle attraktiven Potentialkurven (vgl. Abb. 1.2) zu verstehen. $\Gamma_M = 2\Gamma_A$ ist die spontane Zerfallsrate des Moleküls. Abbildung 3.3 zeigt den Verlauf der Anregungswahrscheinlichkeit $\epsilon(\omega_L, R_0)$ für verschiedene Laserverstimmungen.

Feinstrukturändernde Stöße

Nach einer Anregung bei R_0 wird das Atompaar auf der (langreichweitigen) attraktiven Molekülpotentialkurve beschleunigt. Es erreicht einen Bereich, wo dann, wie bereits in Abschnitt 1.5.1 erwähnt, feinstrukturändernde oder strahlungsumverteilende Prozesse stattfinden können, die zu einem Verlustereignis führen. Zunächst wird der Mechanismus der feinstrukturändernden Stöße beschrieben. Die Zeit $t(R_0)$, die das Atompaar benötigt, um bis zum Kreuzungsbereich der Potentialkurven zu gelangen, erhält man aus der Integration der Bewegungsgleichung (vgl. Anhang B). Die Wahrscheinlichkeit, daß bis zu diesem Zeitpunkt noch kein spontaner Zerfall eingetreten ist, ist gegeben durch $\beta = \exp[-\Gamma_M t(R_0)]$. 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 [LAN32, ZEN32]. Die Berücksichtigung mehrerer Oszillationen auf der Molekülpotentialkurve führt zu einer Gesamtwahrscheinlichkeit P_{FCC} , die sich als Summe über die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Prozesse ergibt:

$$P_{FCC} = \eta_J \beta + \eta_J (1 - \eta_J) \beta^3 + \dots = \frac{\eta_J}{1 - \beta^2 + \beta \eta_J}. \quad (3.2)$$

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 $n 4\pi R_0^2 dR_0/2$. Der gesamte Ratenkoeffizient für die feinstrukturändernden Stöße ergibt sich durch Integration über alle Anfangsabstände:

$$\beta_{FCC} = 2 \int_0^\infty dR_0 2\pi R_0^2 \mathcal{R}(R_0, \omega_L, I) P_{FCC}(R_0) \quad (3.3)$$

Radiative Escape

Der Ratenkoeffizienten für Radiative-Escape-Verluste wird analog berechnet. In Gleichung (3.3) wird lediglich P_{FCC} durch P_{RE} ersetzt:

$$\beta_{RE} = \int_0^\infty dR_0 4\pi R_0^2 \mathcal{R}(R_0, \omega_L, I) P_{RE}(R_0, R_{krit}) \quad (3.4)$$

P_{RE} gibt die Wahrscheinlichkeit für einen spontanen Zerfall in einem Bereich $R \leq R_{krit}$ an, in dem die beim Stoß gewonnene Energie größer ist als die Potentialtiefe der MOT. Zur Bestimmung von P_{RE} wird ebenso wie in Gleichung (3.2) über mehrere Oszillationen auf der Molekülpotentialkurve summiert:

$$P_{RE} = 2t_E(R_0)\Gamma_M [\beta + (1 - \eta_J)\beta^3 + \dots] = \frac{2t_E(R_0)\Gamma_M}{1 - \beta^2 + \beta\eta_J}. \quad (3.5)$$

Hier ist $2t_E(R_0)$ die Zeit, in der $R \leq R_{krit}$ gilt.

Rechtfertigung einer klassischen Behandlung der atomaren Bewegung

Trotz einer großen de-Broglie-Wellenlänge von $\lambda_D \approx 250 \text{ \AA}$ bei $T \approx T_D$ ist eine semiklassische Behandlung der Absorption gefolgt von einer klassischen Bewegung zu rechtfertigen. Wie in Abschnitt 3.1.2 gezeigt wurde, liegen die Anregungsabstände im Bereich von 100 \AA bis 1000 \AA , 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 l [JUL91, S. 4473]. Eine Mittelung über viele Partialwellen läßt diese Oszillationen verschwinden und liefert die selben Übergangswahrscheinlichkeiten wie eine klassische Behandlung.

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 als die de-Broglie-Wellenlänge des Grundzustands ist [GAL89]. Somit kann auch hier auf eine quantenmechanische Behandlung verzichtet werden.

Übertragung des Modells auf unsere Parameter

Die bei GALLAGHER und PRITCHARD [GAL89] vorgestellten Ergebnisse beziehen sich auf Natrium. Eine Übertragung auf das von uns verwendete Cäsium stellt prinzipiell kein Problem dar. Die C_3 -Koeffizienten der langreichweitigen Molekülpotentiale sind für die folgenden Berechnungen wichtig [DUL94] und können aus der theoretischen Arbeit von BUSSERY et al. [BUS85] entnommen werden. Die Werte sind durch neue Arbeiten von FIORETTI et al. [FIO98] mit Hilfe von Photoassoziationsspektroskopie auch experimentell verifiziert. Eine größere Unsicherheit liegt in der Bestimmung des Kopplungskoeffizienten η_J . Die genaue Kenntnis von η_J ist insofern wichtig, als β_{FCC} gemäß der Gleichungen (3.2) und (3.3) in erster Näherung linear von η_J abhängt. Nach JULIENNE und VIGUÉ [JUL91] sind von der Vielzahl der attraktiven Molekülpotentialkurven nur Übergänge vom 0_u^+ -Zustand auf die unteren Molekülpotentialkurven möglich. Sie geben einen Wert von $\eta_J = 0,0035$ an, der im folgenden verwendet wird.

In der ursprünglichen Form verwendeten GALLAGHER und PRITCHARD ihr Modell nur für große Laserverstimmungen $\Delta > 20 \Gamma$. In diesem Fall zeigt die Verteilung der Anfangsabstände den Verlauf einer Deltafunktion (vgl. Abb. 3.3), was eine analytische Lösung von Gl. (3.3) ermöglicht. In unserem Fall ist dies nicht gegeben, wie sich aus Abb. 3.3(a) ergibt, daher müssen wir uns auf eine numerische Lösung beschränken. Alle Einzelbeiträge zum Integral (3.3) sind in Abb. 3.3(b) eingezeichnet. Es zeigt sich, daß nur für Anfangsabstände im Bereich von $R_0 = 200 - 600 \text{ \AA}$ 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 $\epsilon(\Delta, R_0)$ zeigt, daß in Relation zur optischen Anregungsrate ein inelastischer Stoß sehr unwahrscheinlich ist. Bei fast allen lichtinduzierten Stößen findet also lediglich eine Strahlungsumverteilung mit einem geringem Gewinn an kinetischer Energie statt. Auf die Verteilung der Energien wird im Zusammenhang mit den Ein-Atom-Verlusten in Abschnitt 3.3.3 noch genauer eingegangen.

Eine weitere Vereinfachung im Modell von GALLAGHER und PRITCHARD ist die feste Potentialtiefe der MOT, die keine Abhängigkeit von der Laserintensität aufweist. Wie sich in Abschnitt 3.1.4 zeigt, überwiegen in unserem Fall aufgrund der geringen Potentialtiefe die Radiative-Escape-Prozesse über die feinstrukturändernden Stöße. Deshalb ist eine korrekte Berücksichtigung der Intensitätsabhängigkeit der Fallentiefe wichtig, die im folgenden Abschnitt bestimmt werden soll.

3.1.3 Bestimmung der Fallentiefe

Die genaue Bestimmung der Potentialtiefe einer MOT erweist sich als experimentell sehr aufwendig und ist methodisch unklar. Eine vollständige Behandlung kann nur quantenmechanisch erfolgen und läuft auf aufwendige numerische Simulationen hinaus [GEN97], was den Rahmen dieser Arbeit sprengt. Wir betrachten daher im folgenden ein vereinfachtes eindimensionales Modell. Die Bewegungsgleichung eines

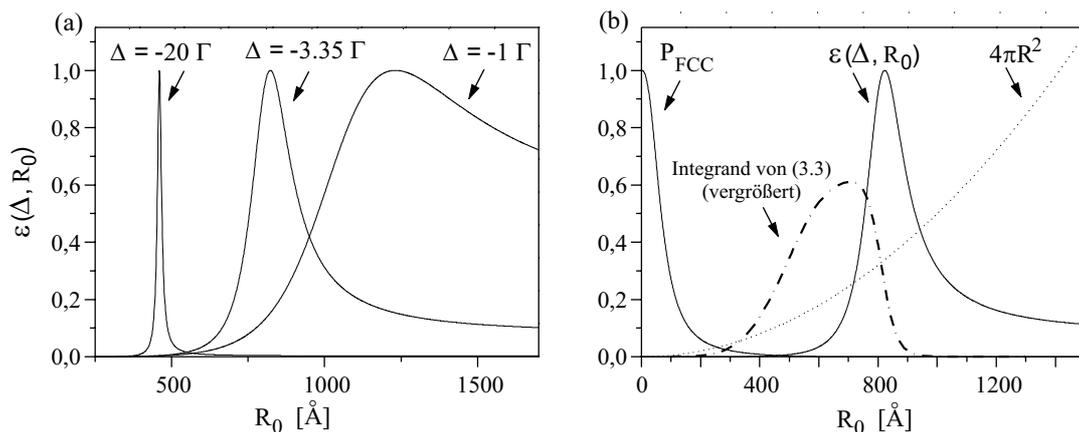


Abbildung 3.3: a) Verteilung der Anfangsabstände eines lichtinduzierten Stoßes für verschiedene Laserverstimmungen Δ . In unserem Experiment ($\Delta = -3,35 \Gamma$) ist der mittlere Anregungsabstand bei $R_0 = 822 \text{ \AA}$. b) Einzelbeiträge zum Integral (3.3).

Atoms in einer MOT mit $\sigma^+ - \sigma^-$ -Lichtfeldkonfiguration ist gegeben durch:

$$-m\ddot{z}(t) = F_+ + F_- \quad (3.6a)$$

$$\text{mit } F_{\pm} = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{(\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2 + \Delta_{\pm}} \quad (3.6b)$$

$$\Delta_{\pm} = \Delta \pm B'z(t) \pm k\dot{z}(t)$$

Die Trajektorien eines Teilchens lassen sich leicht numerisch aus dieser Differentialgleichung berechnen. Werden die Teilchen als Anfangsbedingung ins Zentrum der Falle gesetzt, so läßt sich für jede anfängliche Geschwindigkeit $\dot{z}(0)$ bestimmen, ob das Teilchen die Falle verläßt. Mit Hilfe eines Iterationsverfahrens findet man die maximale Anfangsgeschwindigkeit v_{max} , bei der das Atom gerade noch eingefangen wird. Hieraus ergibt sich dann die Potentialtiefe: $U_{MOT} = mv_{max}^2/2$.

Die funktionale Abhängigkeit der Potentialtiefe vom Sättigungsparameter des Kühl lasers s_0 läßt sich auch auf einem anderen Weg durch einige einfache Überlegungen ermitteln. Die Potentialtiefe ist begrenzt durch die maximale Spontankraft F_{max} multipliziert mit der effektiven Abbremsstrecke $z_d = \pi\Delta\omega/2b$, die durch die gesättigte Linienbreite $\Delta\omega = \Gamma\sqrt{1+s_0}$ und die Zeemanverschiebung $b = (m_{F_2}g_{F_2} - m_{F_1}g_{F_1})\mu_B B'/\hbar$ bestimmt ist:

$$U_{max} = F_{max} \cdot z_d = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s_0}{\sqrt{1+s_0}} \frac{\pi \Gamma}{2b}. \quad (3.7)$$

Diese Formel gibt den Verlauf, der aus der numerischen Integration gewonnen wurde, in erster Näherung wieder. Die so ermittelte Potentialtiefe U_{max} stellt nur eine *Obergrenze* für die reale Potentialtiefe U dar. Für die Berechnung der Verlustraten erscheint aber eher eine *mittlere* Fallentiefe angemessen. Diese Unterscheidung rechtfertigt sich aus der räumlichen Anisotropie des Fallenpotentials (näheres hierzu in Kap. 3.3 sowie in [RIT95, HOF96, GEN97]). Unter der Annahme, daß die funktionale Abhängigkeit (3.7) bestehen bleibt, ist die Potentialtiefe mit einem Skalierungsfaktor $\gamma_s < 1$ zu multiplizieren: $U = \gamma_s U_{max}$.

Zur Ermittlung von γ_s erweisen sich die gemessenen Verlustkoeffizienten von SESKO et al. [SES89], die zusammen mit unseren Messungen in Abbildung 3.2 dargestellt sind, als hilfreich. Für Sättigungsparameter $s < 0,72$ können Grundzustandsstöße zu einem Verlust führen, folglich muß die maximale Potentialtiefe für kleine s kleiner als $\Delta E_{HCC}/2k_B = 0,22 \text{ K}$ sein, was den gesuchten Skalierungsfaktor $\gamma_s = 0,30$ liefert.

Abbildung 3.4 zeigt die Potentialtiefen sowohl für unsere Fallenparameter als auch für die Parameter von SESKO. Wir sehen, daß die Potentialtiefe unserer Falle immer kleiner ist als $\Delta E_{HCC}/2$, weshalb Atome nach Grundzustandsstößen nicht wieder eingefangen werden können.

3.1.4 Interpretation der Meßergebnisse

Nach den vorangehenden Überlegungen haben wir es gleichzeitig mit drei verschiedenen Verlustkanälen zu tun, die unterschiedliche Abhängigkeiten vom Sättigungsparameter des Kühllasers und der Falltiefe zeigen:

$$\beta(s) = \beta_{FCC}(s) + \beta_{RE}(U_{MOT}(s), s) + \beta_{HCC}. \quad (3.8)$$

Abbildung 3.5 zeigt die nach Gleichung (3.3) und (3.4) berechneten Verlustkoeffizienten für lichtinduzierte Stöße β_{FCC} und β_{RE} . Es ist zu erkennen, daß bei uns die Radiative-Escape-Verluste im Vergleich zu den feinstrukturändernden Stößen überwiegen.

Zur Berechnung der Rate der Grundzustandsstöße steht derzeit kein Modell zur Verfügung. Eine Veröffentlichung zu einer theoretischen Beschreibung ist zum Zeitpunkt des Entstehens dieser Arbeit aber in Vorbereitung [JUL99]. Auf der Basis von Gleichung (3.8) kann unsere Meßkurve zur Bestimmung von β_{HCC} benutzt werden. Aufgrund der geringen Größe der Falltiefe (vgl. Abs. 3.1.3) führen in unserer Falle die Grundzustandsstöße *immer* zu einem Verlust beider Atome. Deshalb sehen wir β_{HCC} als konstanten Offset in der Meßkurve. Eine Anpassung an unsere Meßkurve ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Hier wurde zunächst durch einen Polynomfit

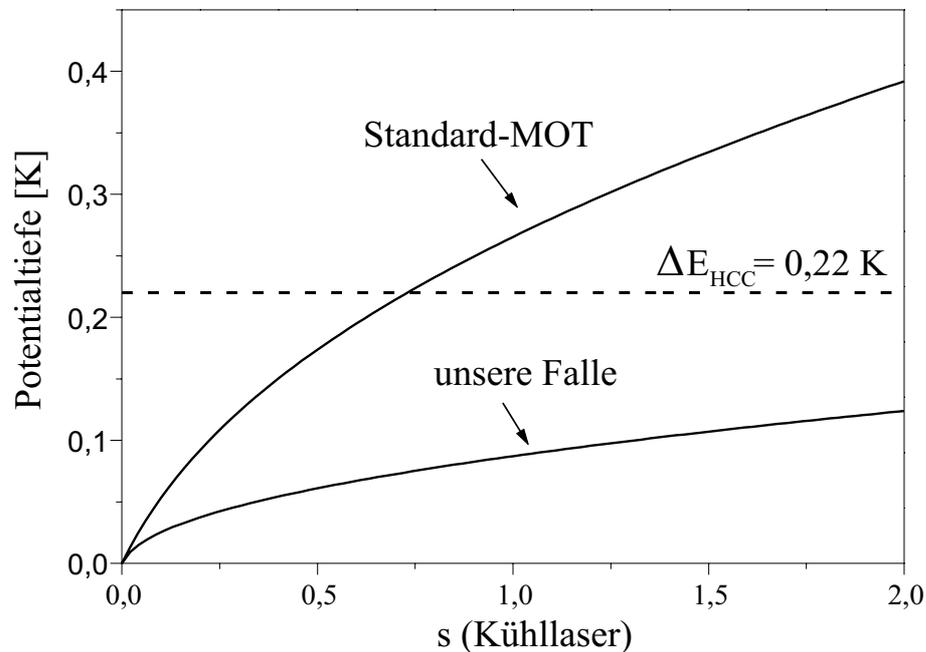


Abbildung 3.4: Potentialtiefe der MOT in Abhängigkeit vom effektiven Sättigungsparameter. Im Gegensatz zu Standard-MOTs [SES89] ist die Potentialtiefe unserer Einzel-Atom-MOT immer kleiner als ΔE_{HCC} .

eine einfache funktionelle Abhängigkeit für $\beta_{RE}(s_0)$ und $\beta_{FCC}(s_0)$ gewonnen (vgl. Abb. 3.5). Mit deren Hilfe konnte der Offset β_{HCC} an die Meßdaten angepaßt werden.

So erhalten wir für den Verlustkoeffizienten der hyperfeinstrukturändernden Stöße des Grundzustandes einen Wert von

$$\beta_{HCC} = (1,6 \pm 0,9) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (3.9)$$

Die größte Unsicherheit bei dieser Methode liegt klar in der Fallentiefe und somit in der Bestimmung des Beitrags von β_{RE} . Das Modell erweist sich dennoch als relativ robust gegenüber Unsicherheiten in der Fallentiefe, wie die gestrichelten Linien in Abbildung 3.2(b) zeigen, die sich durch Multiplikation der Potentialtiefe mit 2 bzw. 0,5 ergeben.

Wie in dem nächsten Kapitel zu sehen ist, ist der hier bestimmte Verlustkoeffizient β_{HCC} allein nicht charakteristisch für die Stoßvorgänge zwischen zwei Atomen im Grundzustand, da ein Teil der Stöße durch Optical Shielding unterdrückt wird.

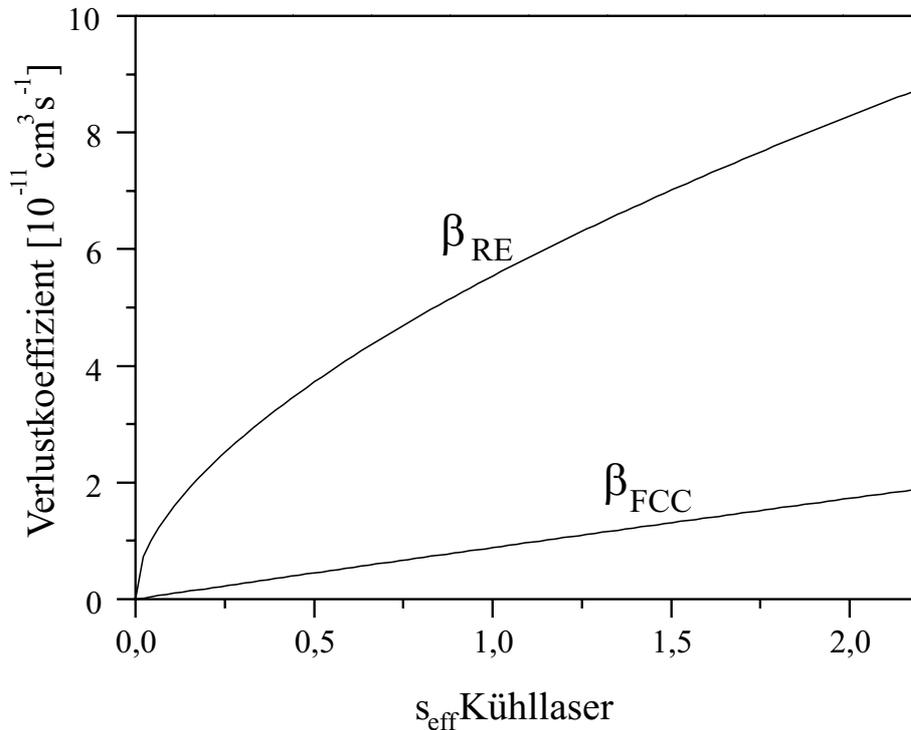


Abbildung 3.5: Berechnete Verlustkoeffizienten für lichtinduzierte Stöße. Die Radiative-Escape-Prozesse (β_{RE}) überwiegen gegenüber den feinstrukturändernden Stößen (β_{FCC}).

3.1.5 Grenzen des Modells

Das vorgestellte Modell gilt in dieser Form nur für kleine Laserintensitäten. Die lineare Abhängigkeit der Anregungsrate \mathcal{R} von der Laserintensität in Gleichung (3.1) ist nur gültig, sofern keine Sättigungseffekte eintreten. Für eine vollständige Beschreibung könnten zum Beispiel Rategleichungen mit einem zusätzlichen Verlustkanal aus dem angeregten Niveau angesetzt werden. Dieser Verlustkanal würde dem Verlassen des resonanten Bereichs auf der attraktiven Potentialkurve Rechnung tragen. BAND und JULIENNE [BAN92] wählen einen anderen Zugang und berechnen die Evolution der Population des angeregten Zustands mit Hilfe der optischen Bloch-Gleichungen. Das in dieser Arbeit vorgestellte einfache Modell kann nur verwendet werden, wenn der Anregungsbereich in einer Zeit verlassen wird, die klein ist gegenüber der natürlichen Lebendauer des angeregten Zustands $1/\Gamma_M$. Für die relevanten Anregungsabstände ist diese Bedingung aber gewährleistet, also können Sättigungseffekte vernachlässigt werden.

An dieser Stelle können die weiterführenden theoretischen Modelle und ihre Ergebnisse nur angedeutet werden. JULIENNE und VIGUÉ [JUL91] verzichten auf die Mittelung über alle attraktiven Molekülpotentialkurven und berücksichtigen die Vielzahl der attraktiven Zustände. Außerdem berücksichtigen sie den Einfluß des relativen Bahndrehimpulses l auf die Wahrscheinlichkeit eines feinstrukturändernden Stoßes im Rahmen einer Partialwellenzerlegung. Dieses Modell erweist sich als universeller und erlaubt eine Vorhersage der Verlustkoeffizienten in einem größeren Temperaturbereich.

LETT et al. [LET95] erweitern das Modell von GALLAGHER und PRITCHARD und berücksichtigen die Hyperfeinstruktur des angeregten Zustands. Bei großen Laserverstimmungen können auch energetisch tiefer liegende Hyperfeinniveaus angeregt werden. Ebenso betrachten sie mögliche Kreuzungspunkte zwischen den attraktiven und repulsiven Potentialkurven dieser Zustände.

3.2 Abhängigkeit der Verlustraten vom Rückpumpplaser

In fast allen bisher veröffentlichten Arbeiten zu kalten Stößen kommt dem Rückpumpplaser eher eine untergeordnete Bedeutung zu. Zu seiner Stabilisierung wurden meist keine besonderen Anstrengungen unternommen, oder er wurde sogar „freilaufend“ betrieben [WAL92, LET95]. Da sich das Atom die meiste Zeit im Kühlzyklus befindet und somit der Rückpumpplaser wenig Einfluß auf die Falltiefe und die Besetzungswahrscheinlichkeiten der beteiligten Niveaus hat, ist keine starke Änderung der Verlustraten zu erwarten.

3.2.1 Messung

Die Abhängigkeit der Verlustraten von der Leistung des Rückpumpasers ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Der Sättigungsparameter des Kühllasers wird auf den ma-

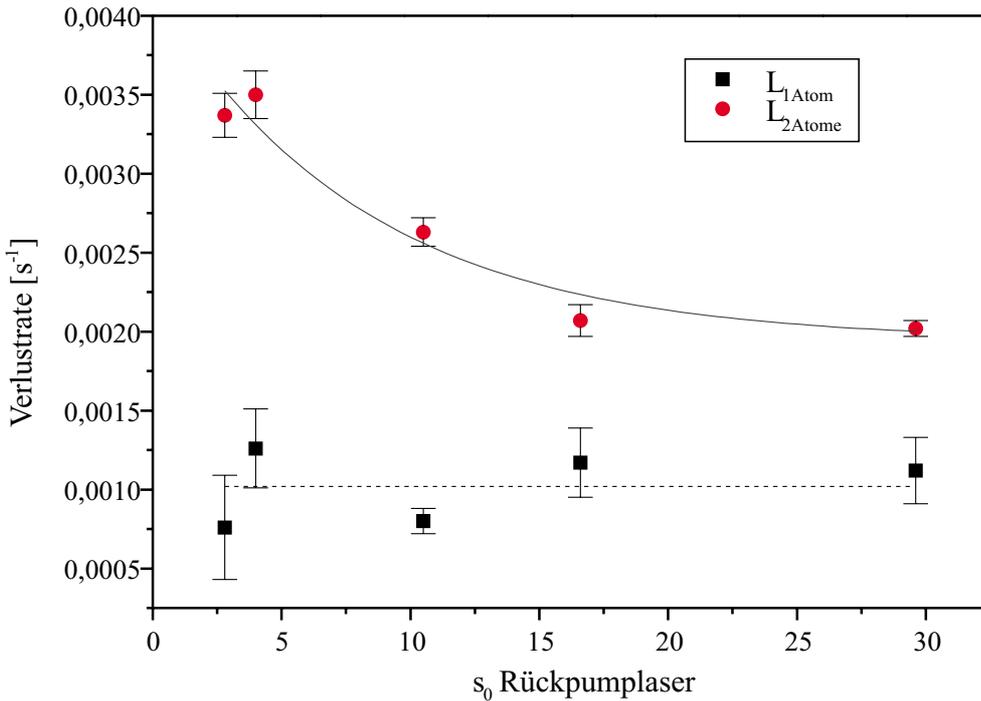


Abbildung 3.6: Ein- und Zwei-Atom-Verlustraten als Funktion des Sättigungsparameters des Rückpumpasers (bei Kühllaser-Parametern von $s_0 = 80$, $\Delta = -3,35 \Gamma$). Die Abnahme der Zwei-Atom-Verlustraten kann durch Optical Shielding erklärt werden. Die durchgezogene Linie zeigt den Fit einer Exponentialkurve $L(s_0) = L_0 + \exp[-s_0^R/A_0]$ mit $A_0 = 8,2 \pm 3,0$, $L_0 = 0,0019 \pm 0,0001$. Die Ein-Atom-Verlustrate bleibt im Rahmen der Fehlerbalken konstant.

ximalen Wert von $s_0 = 80$ bei einer Verstimmung von $\Delta = -3,35\Gamma$ eingestellt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit weist die Fallengröße keine Abhängigkeit vom Rückpumplaser auf (vgl. Abb. 3.7), weshalb auf eine Normierung durch das Volumen an dieser Stelle verzichtet wird. Dies hätte lediglich eine Vergrößerung der absoluten Fehler zur Folge, würde aber an dem qualitativen Verlauf der Kurve nichts ändern. Es ist zu erkennen, daß die Ein-Atom-Verlustrate im Rahmen der Fehlerbalken näherungsweise gleich bleibt, die Rate der Zwei-Atom-Verluste hingegen einen exponentiellen Abfall auf einen konstanten Wert aufweist. Die deutliche Änderung der Verlustraten um fast 50 % ist auf den ersten Blick erstaunlich, da in den bisher diskutierten Modellen der Rückpumplaser keine Rolle spielt.

3.2.2 Einfluß auf die Fallenparameter

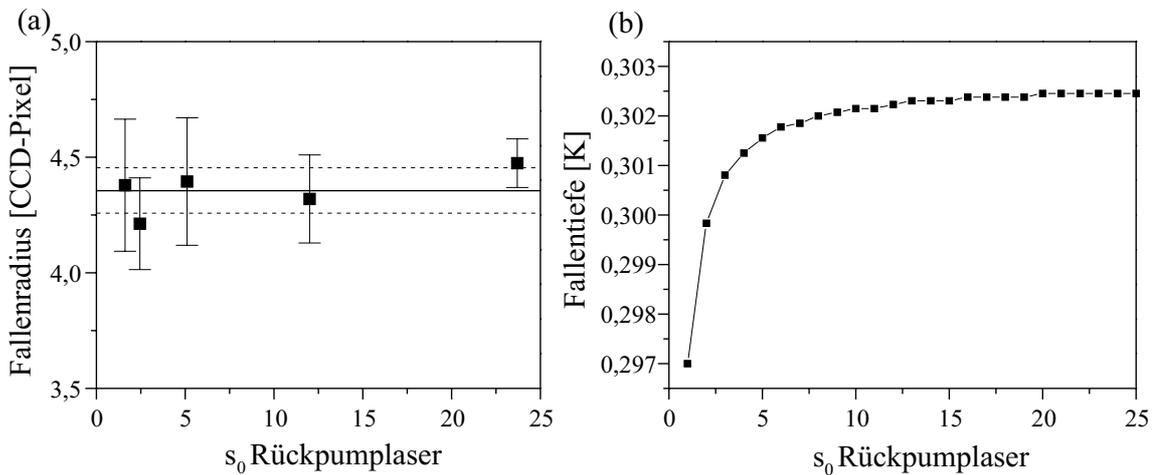


Abbildung 3.7: Fallenradius (a) (in CCD-Pixeln) und berechnete Fallentiefe (b) als Funktion der Intensität des Rückpumplasers bei $s_0(\text{Kühlaser}) = 80$. Die Fallengröße ist im Rahmen der Meßgenauigkeit konstant. Auch die Fallentiefe ändert sich nur um wenige Prozent.

Bei den gegebenen Parametern wird ein ruhendes Atom im Fallenzentrum nur etwa einmal pro 10.000 Fluoreszenzzyklen in den $F'=4$ -Zustand angeregt, von dem aus es in den $F=3$ -Grundzustand zerfallen kann. Nur dort ist der Rückpumplaser für das Atom sichtbar. Es findet eine Anregung in das $F'=4$ -Niveau statt. Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit, die durch das Verhältnis der Linienstärken gegeben ist, zerfällt es in den oberen Grundzustand und befindet sich wieder im Kühlzyklus. Die Fluoreszenzrate zeigt keine meßbare Abhängigkeit vom Rückpumplaser. Es wird also keine Vergrößerung des Fallenvolumens erwartet, was die bereits erwähnte Messung (vgl. Abb. 3.7) bestätigt.

Ebenso wird erwartet, daß der Rückpumplaser keinen starken Einfluß auf die Fallentiefe hat. Eine genaue quantitative Untersuchung der Abhängigkeit der Fallentiefe vom Rückpumplaser kann aber dennoch von Interesse sein. Um diese quantitativ zu ermitteln, wird das Modell aus Abschnitt 3.1.3 modifiziert. Ein Verlassen des Kühlzyklus wird die dissipative Kraft auf das Atom kurzzeitig „ausschalten“. Wir nehmen aber vereinfachend an, daß im Mittel die Kühlkraft (3.6b) um einen Faktor $\xi < 1$ abgeschwächt wird, die Bewegungsgleichung (3.6a) weiterhin numerisch integrieren zu können.

$$\begin{aligned}
 -m\ddot{z}(t) &= \xi \cdot (F_+ + F_-) & (3.10) \\
 \xi = \frac{T_K}{T_R + T_K} &= \left(1 + \frac{T_R}{T_K}\right)^{-1} = \left(1 + \frac{\Gamma_K}{\Gamma_R}\right)^{-1}
 \end{aligned}$$

Hier bezeichnen T_K und T_R die Zeiten, die das Atom im Mittel im Kühl- bzw. Rückpumpzyklus verweilt. Die Zerfallsrate des Kühlzyklus $\Gamma_K = 1/T_K$ kann experimentell ermittelt werden. Hierzu wird der Magnetfeldgradient auf einen Wert von $\partial B/\partial z = 50 \text{ G/cm}$ verringert, um das Laden von vielen Atomen zu ermöglichen. Während des Betriebs der MOT wird der Rückpumplaser plötzlich ausgeschaltet. Man beobachtet eine exponentielle Abnahme des Fluoreszenzlichts mit der Zeitkonstante T_K (vgl. Abb. 3.8(a)). Für verschiedene Kühllaserleistungen durchgeführt (s. Abb. 3.8(b)), erhält man zwischen Zerfallsrate und resonantem Sättigungsparameter des Kühllasers den linearen Zusammenhang

$$\Gamma_K(s_0^K) = (41, 7 \pm 1, 3)s_0^K [\text{s}^{-1}]. \quad (3.11)$$

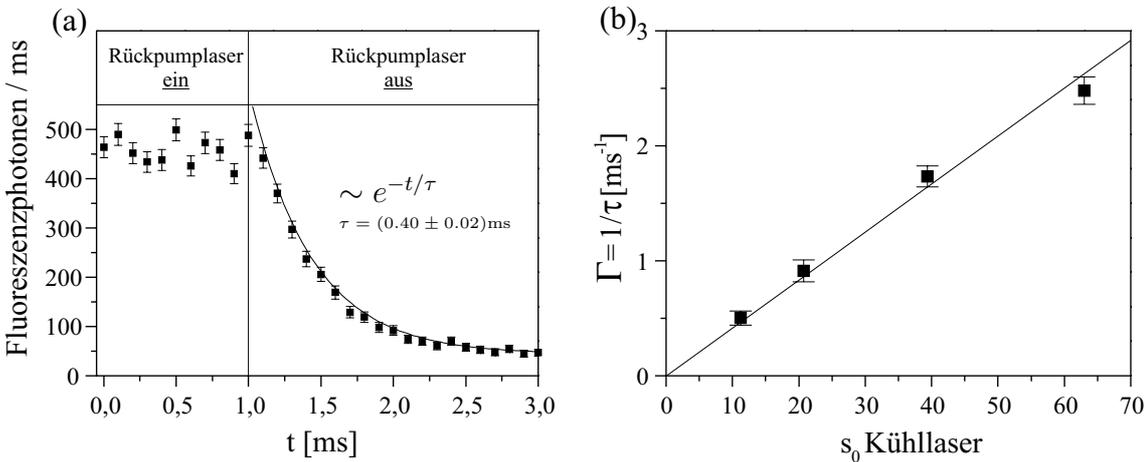


Abbildung 3.8: Bestimmung der Zerfallsrate des Kühlzyklus. (a) Abnahme des Fluoreszenzlichts der MOT nach dem Ausschalten des Rückpumplasers, aufgenommen bei $\partial B/\partial z = 50 \text{ G/cm}$. Das Bild zeigt die Überlagerung von 50 Messungen für $s_0^K = 63$. Bild (b) zeigt die aus verschiedenen Messungen gewonnenen Zerfallsraten in den F=3-Zustand als Funktion der Kühllaserleistung.

Ein größerer Magnetfeldgradient sollte sich nicht stark auf Γ_K auswirken, denn die Zeeman-Verschiebung ist für den Bereich der größten Lokalisierung der Atome immer kleiner als die Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustands. Somit bleiben die beteiligten Übergänge in erster Näherung gleich.

In die Rückpumpzeit T_R gehen sowohl Zeeman- als auch Doppler-Verschiebung ein:

$$T_R^{-1} = \Gamma_R = \frac{144}{35} \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0^R}{1 + s_0^R + \left[\frac{2}{\Gamma} \left(\frac{\partial B}{\partial z} z + |k\dot{z}| \right) \right]^2} \quad (3.12)$$

Der Faktor $144/35$ resultiert aus den unterschiedlichen Oszillatorstärken der Übergänge und ist durch das Verhältnis der Linienstärken gegeben.

Mit den gewonnenen Informationen kann Gleichung (3.10) erneut numerisch integriert werden. Abbildung 3.7(b) zeigt die Abhängigkeit der Falltiefe vom Sättigungsparameter des Rückpumpasers bei $s_0^K=80$. Wie zu erwarten, ist die Abhängigkeit nicht sehr stark. In unserem Parameterbereich ändert sich die Falltiefe nur um ca. 1 %.

Eine kleine Variation der Falltiefe kann lediglich Einfluß auf die Verluste durch Radiative Escape haben. Das in Kapitel 3.1 vorgestellte Modell sagt eine Reduzierung der Gesamtverluste um maximal 2 % voraus. Die beobachtete starke Abnahme um fast 50 % kann also in dem bisherigen Bild *nicht* verstanden werden. Es müssen noch andere, bisher nicht diskutierte Effekte eine Rolle spielen.

3.2.3 Optical Shielding

Erst seit wenigen Jahren ist das sogenannte Optical Shielding bekannt, d.h. die Unterdrückung von kalten und ultrakalten Stößen durch optische Anregung repulsiver Molekülzustände [BAL94, MAR94, SAN95, MUN97]. Im folgenden wird demonstriert, daß allein der Rückpumpaser, der gegenüber dem Kühlübergang um 8,9 GHz blauverstimmt ist, eine Unterdrückung der inelastischen Grundzustandsstöße bewirken kann. Das Prinzip kann am einfachsten in einem semiklassischen Bild verdeutlicht werden. Für eine quantitative Untersuchung erweist sich der Wechsel zum Dressed-Atom-Bild als hilfreich.

Der Kreuzungsbereich der Potentialkurven des Grundzustands liegt für Cäsium bei $R_G \approx 30 \text{ \AA}$ (vgl. Abb. 1.4), aber bereits bei $R_C = 100 \text{ \AA}$ ist der Rückpumpaser resonant mit der repulsiven Potentialkurve des angeregten Zustands.¹ Bei diesem Abstand ist das Grundzustandspotential noch näherungsweise flach und kann für die folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden.

¹Wie in Kapitel 3.1 wird im folgenden vereinfachend von einem einzigen gemittelten repulsiven Zustand mit $C_3 = +10 \text{ a.u.}$ (= atomic units) ausgegangen.

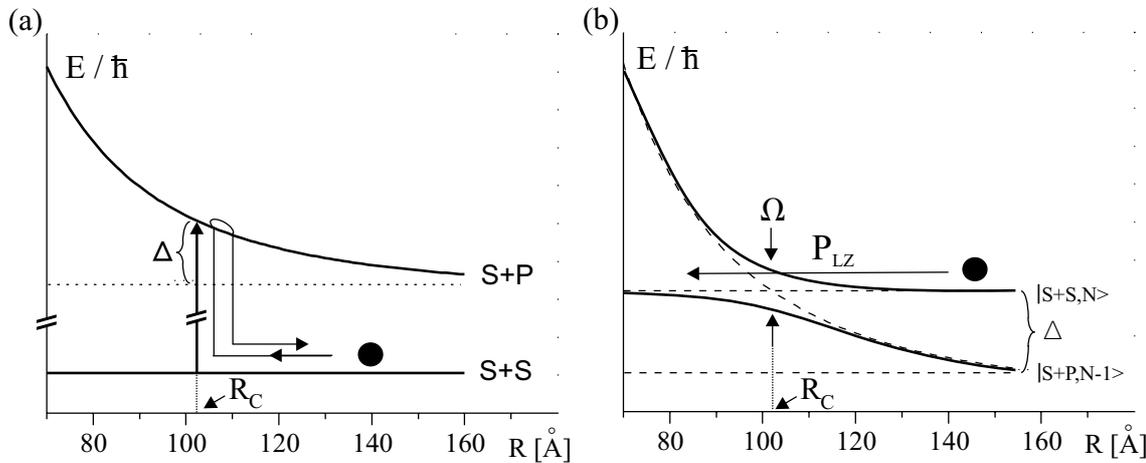


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des *Optical Shielding*. (a) Semiklassisches Bild: Die Atome nähern sich auf der S+S-Potentialkurve und werden bei R_C auf das repulsive S+P-Potential angeregt. (b) Dressed-Atom-Bild: Die Atome folgen adiabatisch der oberen Potentialkurve und stoßen sich ab, bevor sie den Übergangsbereich bei R_C erreichen können (nach [SAN95]).

Semiklassisches Bild

Den Prozeß in einem konventionellen Zwei-Niveau-Bild zeigt Abbildung 3.9(a). Die Atome sind beide im Grundzustand und nähern sich auf der S+S-Potentialkurve. Bei einem Abstand R_C koppelt das gegenüber der atomaren Resonanz um Δ blauverstimmte Laserfeld an eine repulsive Molekülpotentialkurve. Das System wird angeregt, und die Atome laufen auf der S+P-Asymptote wieder auseinander, noch bevor sie einen Abstand $R_G < R_C$ erreichen können. Somit wird eine Unterdrückung der Grundzustandsstöße erreicht. Gleichzeitig können aber Verluste induziert werden, denn beim Auseinanderlaufen auf der repulsiven Potentialkurve gewinnen beide Stoßpartner kinetische Energie.

Ein spontaner Zerfall des angeregten Zustands, der den Beschleunigungsvorgang beim Auseinanderlaufen der Atome beendet, kann in unserem Fall vernachlässigt werden. Aufgrund der Steilheit der Potentialkurve in $R_C \approx 100 \text{\AA}$ erreichen die Atome innerhalb der Lebensdauer des angeregten Zustands Γ_M^{-1} bereits einen Abstand von $R_F \approx 350 \text{\AA}$. Die bis dorthin gewonnene kinetische Energie ist zum Verlassen der Falle bereits ausreichend groß.

Dressed-Atom-Bild

Um die komplizierte Dynamik der Wechselwirkung des Systems mit dem Lichtfeld korrekt zu beschreiben, müßte man sich im semiklassischen Bild der optischen

Bloch-Gleichungen bedienen [ALL75]. Eine viel elegantere Beschreibung liefert das Dressed-Atom-Bild, bei dem zusätzlich zum Zwei-Niveau-System auch die Energie des Strahlungsfeldes berücksichtigt wird. Wird, wie in unserem Fall, die atomare Bewegung als klassisch angenommen, sind die Quantenzustände des Systems in einer Tensorproduktbasis aus Atom- und Feldzuständen darstellbar [COH92]. Im folgenden sei N die Anzahl der Photonen im Laserfeld. Wir erhalten zwei im Punkt R_C energetisch entartete Zustände $|S+S, N\rangle$ und $|S+P, N-1\rangle$, die in Abbildung 3.9(b) durch die gestrichelten Linien dargestellt sind.

Das System im $|S+S, N\rangle$ -Zustand wird beim interatomaren Abstand R_C durch das elektrische Dipolmoment \vec{d} an den repulsiven $|S+P, N-1\rangle$ -Zustand angekoppelt. Wie Abbildung 3.9(b) 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 $|S+S, N\rangle$ -Zustand befindet, der oberen, repulsiven Potentialkurve adiabatisch folgen. Eine Kollision findet nicht statt. Es ist aber auch die Möglichkeit eines Übergangs auf die untere Kurve gegeben, was sehr einfach mit dem Landau-Zener-Modell [SUO95] beschrieben werden kann. Die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang zwischen den adiabatischen Kurven ist durch die bekannte Landau-Zener-Formel

$$P_{LZ} = e^{-\pi\hbar\Omega^2/2Dv_C} \quad (3.13)$$

gegeben [LAN32, ZEN32], wobei

$$D = \left| \frac{\partial V_{S+S}}{\partial R} - \frac{\partial V_{S+P}}{\partial R} \right|_{R_C} \approx \frac{3C_3}{R_C^4} \quad (3.14)$$

die Differenz der Steigungen der Potentialkurven in R_C bezeichnet. v_C ist die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner in R_C . Falls ein Übergang erfolgt, 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 Potentialkurve führt dann zu einem Energietransfer von $\Delta E_{kin}/2k_B = h \cdot \Delta$ auf die Stoßpartner.

Optical Shielding mit dem Rückpumplaser

Der Rückpumplaser beeinflusst also zwei konkurrierende inelastische Prozesse. Zum einen kann durch Optical Shielding ein Grundzustandsstoß *unterdrückt* werden. 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.

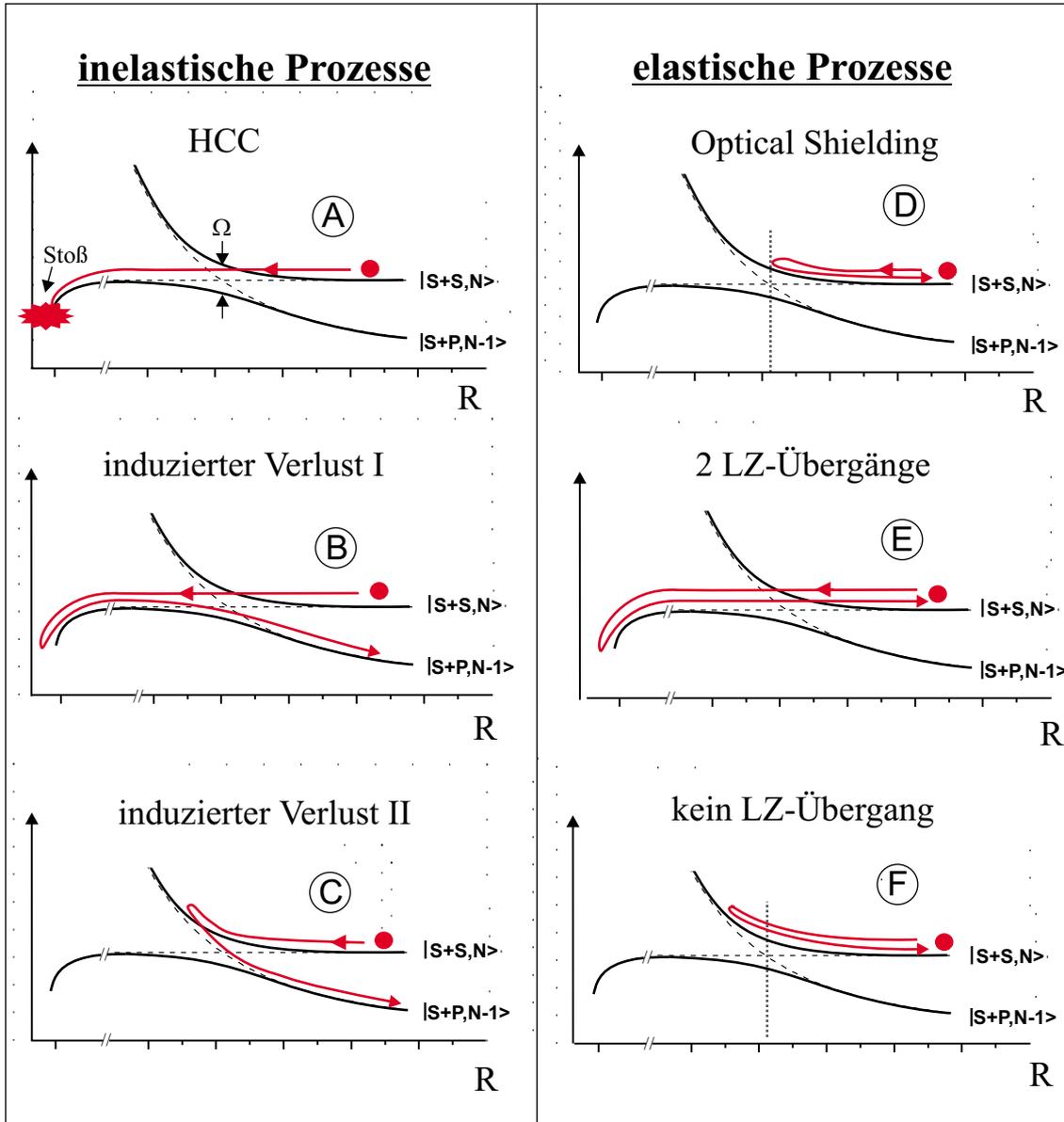


Abbildung 3.10: Übersicht aller möglichen Wege am Kreuzungspunkt der Potentialkurven. Links: Die drei Prozesse (A), (B) und (C) führen zu einem Übergang auf die untere Potentialkurve, also zu einem *inelastischen* Prozeß. Rechts sind die drei *elastischen* Prozesse dargestellt.

Es gibt drei verschiedene Möglichkeiten für einen Verlust zweier Atome aufgrund eines der genannten Prozesse. Die Wege, die das Atompaar nehmen kann, sind durch die umkreisten Buchstaben in Abbildung 3.10 symbolisiert. Die gesamte Wahrscheinlichkeit P_I für einen Verlust ist somit:

$$P_I = \underbrace{P_{LZ}\eta_{HCC}}_{\text{LZ-Übergang} + \text{HCC}} \overset{\textcircled{A}}{+} \underbrace{P_{LZ}(1-\eta_{HCC})(1-P_{LZ})}_{\text{LZ-Übergang, kein HCC} + \text{induz. Verlust}} \overset{\textcircled{B}}{+} \underbrace{(1-P_{LZ})P_{LZ}}_{\text{kein LZ-Übergang} + \text{induz. Verlust}} \overset{\textcircled{C}}{+}, \quad (3.15)$$

was sich zu

$$P_I = \underbrace{\eta_{HCC}P_{LZ}}_{\text{HCC}} + \underbrace{(2-\eta_{HCC})P_{LZ}(1-P_{LZ})}_{\text{induz. Verluste}}. \quad (3.16)$$

vereinfacht. Der Sättigungsparameter des Rückpumpasers wird im Experiment von $s_0 = 2,8$ bis $s_0 = 29,6$ erhöht. Die Aufspaltung $\Omega = \sqrt{I/2I_0}\Gamma = \sqrt{s_0/2}\Gamma$ variiert dabei von $\Omega = 1,1\Gamma$ bis $\Omega = 3,7\Gamma$. 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 ist etwas mehr als die Energie, die die Atome im Mittel aufgrund der thermischen Bewegung in der Falle besitzen. Da man zunächst annehmen kann, daß die thermische Energie in der Größenordnung des Doppler-Limits $k_B T_D = \hbar\Gamma/2$ liegt, können also selbst bei niedrigster Leistung des Rückpumpasers nur die schnellsten Atome überhaupt bis zum Kreuzungsbereich gelangen (vgl. Abb. 3.11).

Zur Berechnung der gesamten Übergangsrate muß über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung der *Relativgeschwindigkeiten* integriert werden. Diese Verteilungsfunktion ist für eine Temperatur T gegeben durch (vgl. Anhang C):

$$\mathcal{W}_{MB}(v_r, T) dv_r = \left(\frac{m}{\pi k_B T}\right)^{3/2} 4\pi v_r^2 e^{-\frac{mv_r^2}{k_B T}} dv_r \quad (3.17)$$

Hieraus und aus Gl. (3.13) ergibt sich durch Integration von P_I über alle relevanten Geschwindigkeiten die gesamte Wahrscheinlichkeit für einen Verlust der Atome:

$$\begin{aligned} P_{Verlust}(s_0, T) &= \int_{v_{min}}^{\infty} P_I(s_0, v_C(v', s_0)) \mathcal{W}_{MB}(v', T) dv' \\ &= \underbrace{\eta_{HCC} \int_{v_{min}}^{\infty} P_{LZ} \mathcal{W}_{MB} dv'}_{=: P_{HCC}} + \underbrace{(2-\eta_{HCC}) \int_{v_{min}}^{\infty} P_{LZ}(1-P_{LZ}) \mathcal{W}_{MB} dv'}_{=: P_{induz}} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Die Geschwindigkeit $v_C(v_0, s_0)$ im Kreuzungspunkt als Funktion der Anfangsgeschwindigkeit v_0 und des Sättigungsparameters s_0 folgt aus dem Energiesatz:

$$v_C(v_0, s_0) = \sqrt{v_0^2 - 2\hbar\Omega(s_0)/m}. \quad (3.19)$$

Aus $v_C(v_{min}, s_0) = 0$ ergibt sich die untere Integrationsgrenze $v_{min} = \sqrt{2\hbar\Omega(s_0)/m}$.

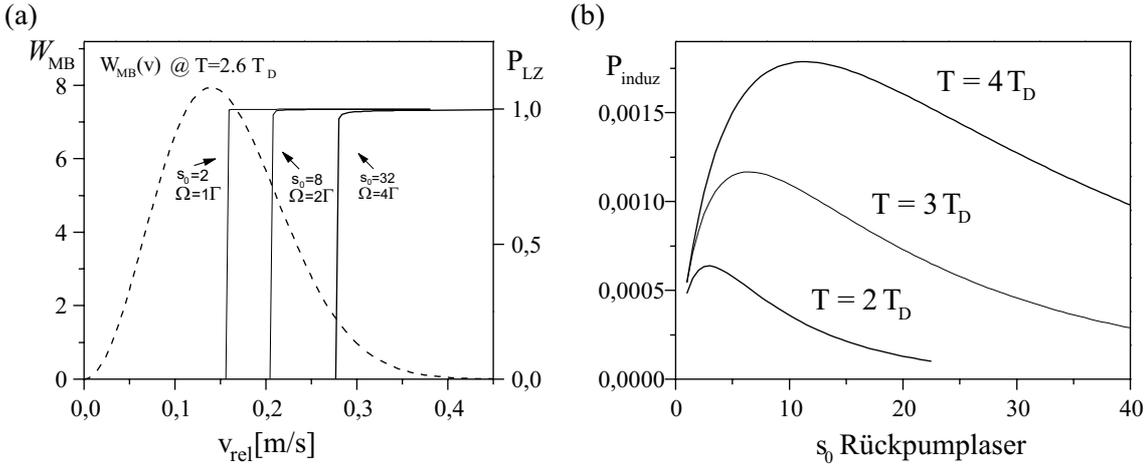


Abbildung 3.11: (a) Landau-Zener-Übergangswahrscheinlichkeit P_{LZ} als Funktion der Relativgeschwindigkeit der Atome für verschiedene Rabiaufspaltungen $\Omega/\Gamma = 1, 2, 4$. Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Relativgeschwindigkeiten (hier für $T = 2,6 T_D$) zeigt, daß nur für die schnellsten Atome P_{LZ} von Null verschieden ist, da die anderen den Kreuzungsbereich nicht erreichen können. (b) Obergrenze der Wahrscheinlichkeit P_{induz} für induzierte Verluste.

In Abbildung 3.11(a) ist $P_{LZ}(v_{rel})$ für verschiedene Sättigungsparameter zusammen mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Relativgeschwindigkeiten ($T = 2,6 T_D$) aufgetragen. P_{LZ} zeigt für alle s_0 einen stufenförmigen Verlauf. Der immer kleiner werdende Überlappbereich zwischen P_{LZ} und der Geschwindigkeitsverteilung macht den Abschirmungseffekt durch das Lichtfeld deutlich. P_{LZ} springt in einem kleinen Geschwindigkeitsintervall um v_{min} von 0 % auf einen Wert nahe 100 %. Hierdurch werden die Atome in zwei Geschwindigkeitsklassen eingeteilt. Ein Erreichen des Kreuzungspunktes findet entweder nicht statt, oder der Prozeß ist mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht adiabatisch, d.h. die Atome durchlaufen den Kreuzungspunkt ohne Interaktion mit dem Lichtfeld.

Vernachlässigung der induzierten Verluste

Ein Problem liegt in der Unkenntnis des Parameters η_{HCC} , der zur Auswertung von $P_{Verlust}$ notwendig ist. Die Größe dieses Parameters entscheidet darüber, ob wir

überwiegend Grundzustandsstöße ($P_{HCC} > P_{induz}$) oder durch den Rückpumplaser induzierte Verluste ($P_{induz} > P_{HCC}$) beobachten.

Im folgenden wird die Größe der Verlustraten mit Hilfe einiger experimenteller Daten näherungsweise bestimmt. Um die Verlustkanäle zu trennen, wäre eine Kenntnis mit einem Fehler von einer Größenordnung bereits ausreichend. Hierzu wird abgeschätzt, wie häufig die Atome sich während ihrer diffusiven Bewegung bis auf einen Abstand R_C nähern. Die Rate für diesen Prozeß ist gegeben durch

$$\Gamma_C = N(N-1)\sigma\bar{v}/V = N(N-1)\Gamma'_C. \quad (3.20)$$

Hier sind $\sigma = \pi R_C^2$ der zugehörige Stoßquerschnitt, \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit, $n = N/V$ die Teilchendichte und N die Zahl der Atome in der Falle. Mit $\sigma = \pi \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$, $\bar{v} = 15 \text{ cm/s}$, $V = 10^{-8} \text{ cm}^3$ ergibt sich $\Gamma'_C \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Der vom Rückpumplaser abhängige Anteil an der Verlustrate beträgt maximal $L_{2Atome}^R = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (vgl. Abb. 3.6). Somit kommen wir zu einer Stoßeffizienz bzw. Verlustwahrscheinlichkeit von $\mathcal{S} = L_{2Atome}^R/\Gamma'_C \approx 30\%$, d.h. etwa jede dritte Annäherung auf $R_C = 100 \text{ \AA}$ führt zu einem Verlustereignis. Für die Trennung der Verlustkanäle ist diese Angabe von entscheidender Wichtigkeit. Wird in Gleichung (3.18) zunächst $\eta_{HCC} = 0$ gesetzt, erhält man eine Obergrenze \hat{P}_{induz} für die induzierten Verluste. In Abbildung 3.11(b) sehen wir, daß selbst für hohe Temperaturen ($T = 4T_D$) $\hat{P}_{induz} < 0,2\%$ ist, also der maximale Beitrag der induzierten Prozesse um drei Größenordnungen kleiner ist als die abgeschätzte totale Verlustwahrscheinlichkeit \mathcal{S} . Dies folgt wiederum aus dem stufenförmigen Verlauf von P_{LZ} . Die Atome in der Geschwindigkeitsklasse, die beim Annäherungsprozeß der Potentialkurve nicht adiabatisch folgen, tun dies auch nicht beim darauffolgenden Auseinanderlaufen. Folglich ist ein Übergang auf die untere $|S+P, N-1\rangle$ -Potentialkurve stark unterdrückt. Somit muß der Hauptbeitrag zur totalen Verlustrate (3.18) von P_{HCC} kommen. Die induzierten Verluste können vernachlässigt werden.

Bestimmung der Temperatur

Somit verbleibt nur noch die Temperatur als freier Parameter, weil η_{HCC} lediglich eine Proportionalitätskonstante in P_{HCC} ist. Für die obigen Abschätzungen wurde benutzt, daß die Temperatur *in der Größenordnung* des Doppler-Limits liegt. Die experimentellen Daten lassen jedoch eine genauere Bestimmung zu. Aus Abbildung 3.12 ist zu ersehen, daß sich für P_{HCC} als Funktion des Sättigungsparameters näherungsweise eine Exponentialkurve der Form

$$P_{HCC}(s_0, T) \approx \exp[-s_0/A(T)] \quad (3.21)$$

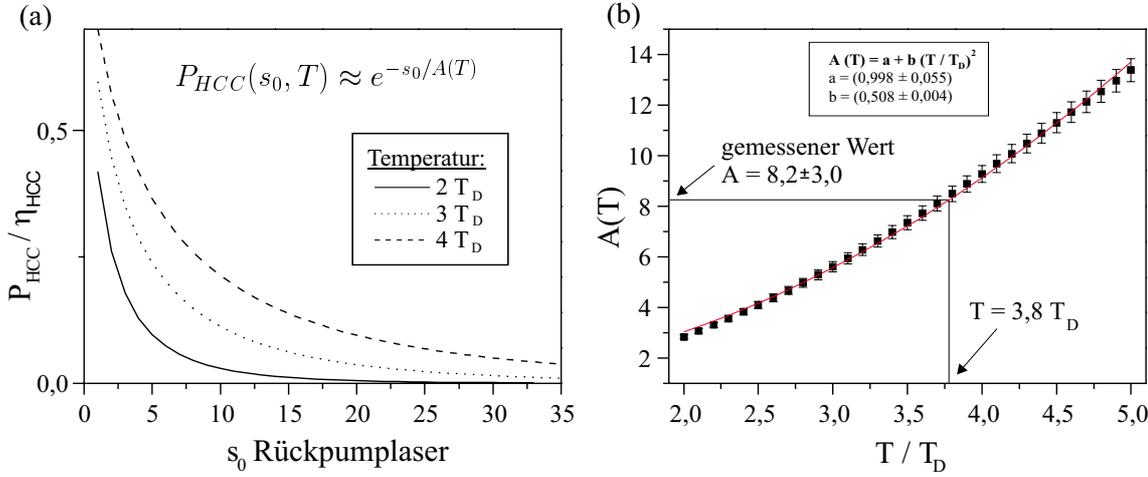


Abbildung 3.12: (a) Übergangswahrscheinlichkeit P_{HCC}/η_{HCC} nach Gleichung (3.18) für unterschiedliche Temperaturen. (b) Nach Gleichung (3.21) gefittete Zerfallskonstanten einer Exponentialfunktion als Funktion der Temperatur. Eine Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert wird für eine Temperatur von $T = 3,8 T_D = 470 \mu\text{K}$ erzielt.

ergibt. Die Zerfallskonstante $A(T)$ ist von der Temperatur abhängig und kann durch einen Fit an die berechnete Kurve gewonnen werden. Für $A(T)$ ergibt sich ein parabelförmiger Verlauf gemäß

$$A(T) = a + b \cdot (T/T_D)^2 \quad (3.22)$$

mit den Fitparametern:

$$a = (0,998 \pm 0,055) \quad \text{und} \quad b = (0,508 \pm 0,004). \quad (3.23)$$

Die aus der Messung der Verlustraten gewonnene Zerfallskonstante beträgt $A_0 = 8,2 \pm 3,0$ (s. Abb. 3.6). Mit der berechneten Abhängigkeit von $A(T)$ in Gl. (3.22) erhalten wir aus $A(T) = A_0$ die Temperatur der Atome

$$T = (3,8 \pm 0,8) T_D = (470 \pm 100) \mu\text{K}. \quad (3.24)$$

Dieser Wert steht in hervorragender Übereinstimmung mit den Resultaten einer Diffusionsmessung, die in einer früheren Arbeit [STR97] an der selben Apparatur durchgeführt wurde. Hier wurde eine Temperatur von $T = (410 \pm 20) \mu\text{K}$ ermittelt. Auch in anderen Arbeiten [WAL90, GRE96] wird bei vergleichbarem effektiven Sättigungsparameter des Kühllasers experimentell eine Temperatur von $(250\text{--}400) \mu\text{K}$ bestimmt. Insgesamt läßt dies die obigen Überlegungen konsistent erscheinen.

Klarheit über die Richtigkeit der vorgestellten Überlegungen kann nur die Aufnahme einer oder mehrerer zusätzlicher Meßkurven ergeben, die bis zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit experimentell noch nicht realisiert werden konnte. Bisher ist der Kühllaser auf die maximale Intensität eingestellt worden. Denkbar wäre es, durch Reduzierung der Kühllaserleistung eine geringere Temperatur der Atome in der Falle zu erreichen. Bei steigender Leistung des Rückpumpasers müßte sich eine kleinere Zerfallskonstante $A(T)$ ergeben, also ein stärkerer exponentieller Abfall der Verlustraten zu beobachten sein.

3.2.4 Fazit

Die Messung der Verlustraten in Abhängigkeit vom Rückpumpaser erweist sich als eine ideale Methode zur Messung des Verlustkoeffizienten für Grundzustandsstöße β_{HCC} . Die exponentielle Abnahme der Verlustraten durch Optical Shielding ermöglicht eine exakte Identifikation der Grundzustandsstöße *ohne* eine vorherige Berechnung der Verlustraten von lichtinduzierten Stößen, wie sie zur Deutung der Ergebnisse in Kapitel 3.1 durchgeführt wurde. Wie bereits in Abschnitt 3.1.5 herausgestellt wurde, erwies sich diese aufgrund der Unkenntnis vieler Parameter und der Einfachheit des verwendeten Modells als bedingt aussagekräftig.

Bestimmung von β_{HCC}

In allen bisher veröffentlichten Messungen weist β_{HCC} einen großen Fehler von fast einer Größenordnung auf und wird auf $10^{-10} - 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ geschätzt [WEI99]. SESKO et al. [SES89] beobachteten zwar einen Anstieg der Grundzustandsstöße bei abnehmender Kühllaserleistung, allerdings erfolgt dieser aufgrund einer Verringerung der Falltiefe (vgl. Abb. 3.2). Da selbst bei der kleinstmöglichen Kühllaserleistung, bei der ein Betrieb der MOT noch möglich ist, noch keine Sättigung in den Verlustraten zu erkennen ist, kann β_{HCC} nur derart ungenau bestimmt werden.

Bei dem kleinstmöglichen Sättigungsparameter des Rückpumpasers von $s_0^R = 2,0$ ist $P_{HCC} = 0,55$. Es liegt also eine Unterdrückung der Grundzustandsstöße um ca. 45% vor. Physikalisch sinnvoller ist eine Angabe von β_{HCC} in Abwesenheit von allen Lichtfeldern. Dieser Wert kann durch Extrapolation der exponentiellen Zerfallskurve nach $s_0^R = 0$ gewonnen werden. Mit einem Volumen von $V = (1,51 \pm 0,46) \cdot 10^{-8} \text{cm}^3$ erhalten wir

$$\beta_{HCC} = (3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}. \quad (3.25)$$

Der Fehler entspricht dem Fitfehler. Ohne Extrapolation der Zerfallskurve wird ein Wert von $\beta_{HCC} = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ erhalten. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem Resultat aus Kapitel 3.1, wo ein Wert von $\beta_{HCC} =$

$(1,6 \pm 0,9) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ ermittelt wurde. Obwohl die Methode der Bestimmung von β_{HCC} dort völlig anders und unabhängig von der hier verwendeten ist, stimmen die Werte innerhalb der Fehlergrenzen überein, was für die Konsistenz der Überlegungen spricht.

3.3 Untersuchung der Ein-Atom-Verluste

Wie in Abschnitt 2.2.3 angesprochen, steigt die Rate der Ein-Atom-Verluste nicht wie erwartet linear, sondern quadratisch mit der Atomanzahl. Es muß sich also um inelastische Stoßprozesse zwischen gespeicherten Atomen handeln, bei denen nur ein Atom die Falle verläßt. Dieser Effekt wurde an unserer MOT zum ersten Mal beobachtet. An Standard-MOTs ist der Verlust eines einzelnen Atoms nicht detektierbar.

Bei den Messungen aus Kapitel 3.1 und 3.2, wo quadratisch ansteigende Ein-Atom-Verluste zu beobachten waren, beträgt deren Rate ca. 10 % der Zwei-Atom-Verlustrate. Dieser große Wert ist mit den bisherigen Vorstellungen über den Stoßprozeß nicht vereinbar.

Ein-Atom-Verluste als Symmetriebrechung

Da es sich bei einem inelastischen Stoß um ein Zweikörperproblem handelt, wird die kinetische Energie zu gleichen Teilen auf beide Stoßpartner aufgeteilt. Die Unterschiede aufgrund der thermischen Verteilung der Geschwindigkeiten sind vernachlässigbar, da die zum Verlassen der Falle benötigte Energie um fast drei Größenordnungen über der mittleren kinetischen Energie der Atome in der Falle liegt.

Beide Stoßpartner laufen nach einer Kollision mit derselben Geschwindigkeit in einem Winkel von 180° auseinander. Bezüglich der Achse, die durch die Bewegungsrichtung der Atome gegeben ist, weist auch das System aus den sechs MOT-Laserstrahlen eine Symmetrie auf. Beide Atome spüren die Wirkung gleich vieler Laserstrahlen unter den gleichen Winkeln. Hin- und rücklaufende Strahlen unterscheiden sich in der Intensität um maximal 1 %, so daß sie als identisch angenommen werden können.

Die für uns relevanten Stoßprozesse sind also zunächst völlig symmetrisch. Stöße, bei denen nur ein Atom die Falle verläßt, stellen in diesem Zusammenhang eine Symmetriebrechung dar.

3.3.1 Experimentelle Befunde

Die experimentellen Befunde legen nahe, daß bei den Ein-Atom-Verluste die strahlungsumverteilenden Prozesse eine entscheidende Rolle spielen. Zum einen zeigt die Verlustrate L_{1Atom} bei Variation der Kühlaserleistung die gleiche Tendenz wie die Zwei-Atom-Verluste (vgl. Abb. 3.1). Aus der Vergrößerung des Fallenvolumens in Abbildung 3.1 entnehmen wir, daß auch hier aufgrund der erhöhten Anregungswahrscheinlichkeit ein Anstieg von β_1 erfolgt. Die feinstrukturändernden

Stöße des angeregten Zustands können aus dieser Betrachtung völlig ausgeklammert werden, denn der Energieübertrag ist für einen Wiedereinfang viel zu groß. Zum anderen ist bei Variation der Leistung des Rückpumpasers im Rahmen der Fehler keine Tendenz zu erkennen. Dies deutet darauf hin, daß die Ein-Atom-Verluste keine hyperfeinstrukturändernden Stöße sind, denn diese weisen eine deutliche Abhängigkeit vom Rückpumpaser auf.

3.3.2 Mögliche Erklärungsansätze

Systematische Fehler bei der Auswertung

Zuerst ist sicherzustellen, daß das erhöhte Auftreten von Ein-Atom-Verlusten nicht durch die Meßmethode an sich oder durch Fehler in der Auswertung zustandekommt. In den Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 wurde bereits ausführlich auf die Methode der Digitalisierung der Zeitreihen und der Bestimmung des Fehlers der Verlustraten eingegangen. Innerhalb eines Integrationszeitfensters können ein Ladeereignis gefolgt von einem Zwei-Atom-Verlust als ein Ein-Atom-Verlust fehlinterpretiert werden. Die Rate solcher Fehlinterpretationen läßt sich genau wie die Rate der nicht detektierten Ereignisse leicht abschätzen. Selbst unter ungünstigsten Bedingungen fällt bei weniger als 1 % aller Zwei-Atom-Verluste ein Ladeereignis in dasselbe Integrationszeitfenster. Somit können systematische Effekte dieser Art nicht für den quadratischen Anstieg von der Ein-Atom-Verlustraten verantwortlich sein. Zudem würde sich dies in einer Abnahme der Laderate mit höherer Atomanzahl zeigen, die aber nicht beobachtet wird (vgl. Abb. 2.5).

Geometrische Faktoren

Unter der Annahme, daß der Stoß nicht im Fallenzentrum stattfindet, sondern in den Randbereichen der MOT, legen beide Atome unterschiedlich lange Wege in der optischen Melasse zurück. Die dissipativen Kräfte wirkten also auch unterschiedlich lange, somit könnten die beiden Stoßpartner ein unterschiedliches Fallenpotential erfahren. Liegt die freiwerdende kinetische Energie nahe bei der mittleren Potentialtiefe der MOT, könnte ein Atom die Falle verlassen, wogegen das andere wieder eingefangen wird.

Aus der Auswertung der CCD-Kamerabilder wurde ein Fallenradius von bis zu $16 \mu\text{m}$ ermittelt. Der Zeeman-Effekt bewirkt eine Änderung der Resonanzfrequenz um etwa Γ pro $100 \mu\text{m}$. Der Raumbereich, in dem die dissipativen Kräfte wirken, hat also eine Ausdehnung von einigen $100 \mu\text{m}$. Der genaue Ort des Stoßprozesses ist somit für den anschließenden eventuellen Wiedereinfangprozeß, der in der Melasse stattfindet, unerheblich. Ein Effekt in der beobachteten Größenordnung kann also ausgeschlossen werden.

Einfluß des Rückpumpasers

Die hyperfeinstrukturändernden Stöße im Grundzustand stellen im Sinne von Abschnitt 3.3 eine Symmetriebrechung dar. Nach einem Stoß befindet sich ein Atom im $F=4$ -, das andere im $F=3$ -Zustand. Das erste Atom kann sofort abgebremst werden, wogegen das andere zunächst für den Kühllaser unsichtbar ist, da es erst zurückgepumpt werden muß. Es ist also zunächst für die Dauer des Rückpumpvorgangs ungebremst.

Die Energie nach einem Grundzustandsstoß ist nach den Überlegungen aus Abschnitt 3.1.3 größer als die Potentialtiefe der MOT. Unter der Annahme, daß diese Berechnung aufgrund der Einfachheit des verwendeten Modells eine Unsicherheit aufweist, soll dennoch der mögliche Einfluß der Grundzustandsstöße diskutiert werden.

Nach einem Grundzustandsstoß besitzen die Atome eine Geschwindigkeit von $5,2 \text{ m/s}$, was zu einer Dopplerverschiebung von $kv = 1,2\Gamma$ führt. Die kleinstmögliche Anregungsrate durch den Rückpumpaser bei der geringsten Leistung ist dann $\Gamma_{min} = \Gamma/5$. Während der Zeit $t = 1/\Gamma_{min} \approx 0,2 \mu\text{s}$ kann das Atom höchstens eine Strecke von $1 \mu\text{m}$ zurücklegen, die um 2 Größenordnungen kleiner ist als die Ausdehnung der Melasse. Der Einfluß des Zeeman-Effekts kann in diesem Bereich vernachlässigt werden.

Somit sind diese Prozesse für das Auftreten der Ein-Atom-Verluste nicht verantwortlich. Die experimentellen Befunde unterstützen diese Hypothese. Bei Variation der Intensität des Rückpumpasers ist keine signifikante Änderung der Ein-Atom-Verluste zu erkennen.

Magnetische Speicherung

Ein weiterer Effekt, bei dem eine Asymmetrie auftritt, ist die magnetische Speicherung. Je nach Polarisationsrichtung des Atoms ergibt sich ein positives oder negatives magnetisches Potential. Die Atome werden näherungsweise zu gleichen Teilen auf positive und negative magnetische Unterzustände aufgeteilt. Somit kann nur eine Hälfte, die sogenannten Schwachfeldsucher, von der magnetischen Falle gehalten werden. Die andere Hälfte, die Starkfeldsucher, erfahren eine repulsive Kraft vom Fallenzentrum weg. Im folgenden wird die Größe dieses Effektes abgeschätzt.

Eine Obergrenze des magnetischen Potentials läßt sich angeben durch:

$$U_M(z_0) = h \cdot 350 \frac{\text{kHz}}{\text{G}} \cdot m_F \cdot 375 \frac{\text{G}}{\text{cm}} \cdot z_0 \quad (3.26)$$

Unter der Annahme, daß das Atom in die äußeren Zeeman-Unterzustände $m_F = \pm 4$ gepumpt ist, ergibt sich:

$$U_M(z_0)/k_B \approx 15 \mu\text{K} \cdot \frac{z_0}{1 \mu\text{m}} \quad (3.27)$$

Die Absorption eines Photons kann eine Umverteilung der Besetzung in den m -Unterzuständen zur Folge haben. Charakteristisch ist also die Strecke, die das Atom bis zur Absorption eines Photons zurücklegt. Nach den Überlegungen im vorherigen Abschnitt läßt sich diese Strecke mit einigen Mikrometern nach oben abschätzen. Das magnetische Potential ist also viel kleiner als 1 mK. Die aus den Berechnungen in Abschnitt 3.1.3 ermittelte Falltiefe beträgt ca. 100 mK. Die Asymmetrie durch magnetische Speicherung ist zu klein, um den hohen Anteil der Ein-Atom-Verluste an kalten Stößen von 10% zu erklären.

3.3.3 Anisotropie des Fallenpotentials

Bisher wurde davon ausgegangen, daß das Fallenpotential radialsymmetrisch ist. Tatsächlich aber wird das Fallenpotential in Richtung eines der Kühllaserstrahlen anders sein als auf einer Achse, die einen Winkel von 45° mit den Laserstrahlen einschließt. Theoretische Überlegungen und einige experimentelle Befunde geben Hinweise auf eine räumliche Anisotropie des MOT-Potentials.

Dreidimensionale Simulationsrechnungen von RITCHIE et al. [RIT95] für eine Lithium-MOT ergeben eine richtungsabhängige Variation der Falltiefe um einen Faktor 4. HOFFMANN et al. [HOF96] nutzen die in Kapitel 3.2 diskutierten Anregungen von repulsiven Molekülzuständen, um Informationen über das Fallenpotential zu erhalten. Durch Variation der Verstimmung eines blauverstimmten Lasers können Atompaare mit genau definierter kinetischer Energie in der MOT erzeugt werden. Ein experimentelles Resultat ist, daß für einen großen Bereich der Laserverstimmung die Atome die Falle nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit verlassen. Dies deutet auf eine Anisotropie des Potentials hin. GENSEMER et al. [GEN97] verwenden ähnliche Simulationsrechnungen wie RITCHIE und erhalten vergleichbare experimentelle Resultate für eine Rubidium-MOT, die deutlich auf eine Anisotropie des Fallenpotentials hinweisen.

Änderung der Trajektorien durch Photonenstreuung

Das exakte Auseinanderlaufen der Atome nach einer Kollision im 180° -Winkel stellt eine Idealisierung dar. Während des Abbremsvorgangs werden Photonen in alle Richtungen gestreut. Wenn für einen Wiedereinfang N Impulsüberträge durch Photonen notwendig sind, wird die Abweichung der Zahl nach links von der nach rechts gestreuten Photonen ungefähr \sqrt{N} sein. Die relative Abweichung von einer geraden Linie ist dann also $\sqrt{N}/N = 1/\sqrt{N}$.

Um die Zahl der Photonen für einen Abbremsvorgang abzuschätzen, wird von einer kinetischen Energie in der Größenordnung der Falltiefe von 0.1 K ausgegangen. Bei einem Impulsübertrag von $\Delta p = \hbar k$ pro Photon werden nicht mehr als 2000 Photonen benötigt, um das Atom abzubremsen. Für $N = 2000$ beträgt die relative

Abweichung von einer geraden Linie also etwa 2%. Bei einer Anisotropie des Fallenpotentials im Bereich eines Faktors von 4 (s.o.) sähen beide Stoßpartner ein um 8% anderes Potential.

Genauere Untersuchung der Radiative-Escape-Prozesse

Möglicherweise handelt es sich bei den Ein-Atom-Verlusten um Radiative-Escape-Prozesse. Um einen Effekt in der beobachteten Größenordnung erklären zu können, muß gewährleistet sein, daß die meisten Atome nach einem Stoß eine kinetische Energie besitzen, die so groß ist wie die Falltiefe. Zur Klärung dieser Frage ist es notwendig, die Verteilungsfunktion der Energie zu kennen.

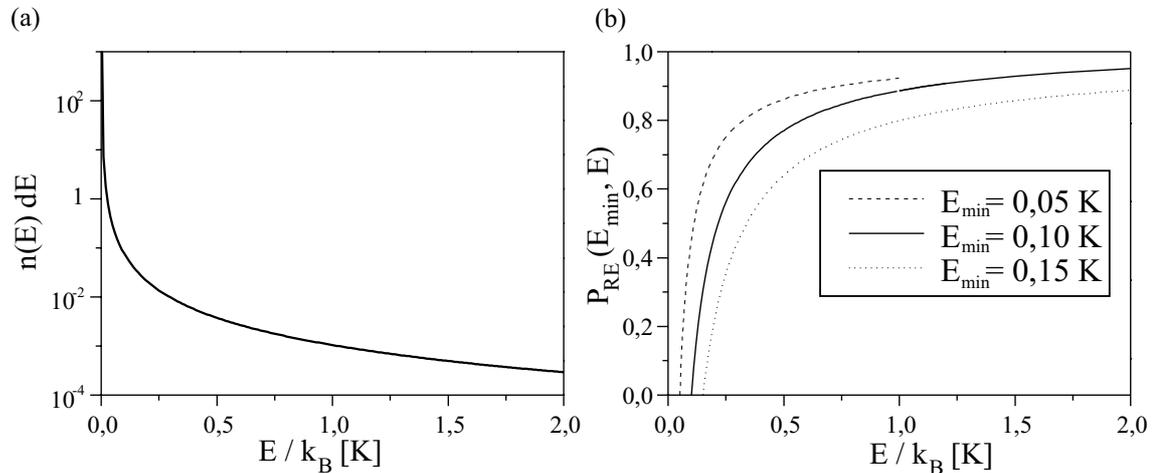


Abbildung 3.13: Energieverteilung bei strahlungsumverteilenden Prozessen. (a) Die Wahrscheinlichkeitsdichte $n(E)dE$ fällt zu hohen Energien hin stärker als exponentiell ab (logarithmische Darstellung!) (b) Wahrscheinlichkeit $P_{RE}(E_{min}, E)$, bei einem strahlungsumverteilenden Prozeß einen Betrag an kinetischer Energie im Intervall $[E_{min}, E]$ zu übertragen.

Energieverteilung bei strahlungsumverteilenden Prozessen

Aus dem semiklassischen Modell der lichtinduzierten Stöße (vgl. Kap. 3.1) läßt sich die geforderte Verteilungsfunktion für die kinetische Energien bei strahlungsumverteilenden Prozessen ableiten (vgl. Anhang B.2). Die resultierende Wahrscheinlichkeitsdichte $n(E)dE$ aus Gleichung (B.15) ist in Abbildung 3.13(a) dargestellt. Es zeigt sich, daß $n(E)$ zu hohen Energien hin stärker als exponentiell abfällt. Dieser Verlauf wird verständlich, wenn man die Bewegung des angeregten Atompaars auf der attraktiven Molekülpotentialkurve betrachtet. Bewegten sich die Atome auf dem Molekülpotential mit konstanter Geschwindigkeit, so würde

aufgrund der exponentiellen Zerfallswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands auch eine exponentielle Verteilung der Energien erwartet. Da das Atompaar aber auf der Molekülpotentialkurve beschleunigt wird, verkürzt sich die Aufenthaltsdauer in einem Energieintervall fester Größe mit zunehmender Energie. Somit muß die Abnahme von $n(E)$ stärker als exponentiell sein.

Wenn vereinfachend eine feste Untergrenze E_{min} für die Falltiefe angenommen wird, läßt sich die Wahrscheinlichkeit $P_{RE}(E_{min}, E)$ für einen Radiative-Escape-Prozeß in einem bestimmten Energieintervall $[E_{min}, E]$ angeben:

$$P_{RE}(E_{min}, E) = \int_{E_{min}}^E n(E) dE. \quad (3.28)$$

Abbildung 3.13 zeigt P_{RE} für eine Untergrenze der Falltiefe $E_{min} = 0,1 \text{ K}$. Es ist zu erkennen, daß bereits 50% aller Verlustereignisse in dem Energieintervall bis $0,4 \text{ K}$ liegen. Für andere Werte von E_{min} (s. gestrichelte Linien in Abb. 3.13) ergeben sich vergleichbare Abhängigkeiten. Da E_{min} nicht genau festzulegen ist, bleibt festzuhalten, daß ein großer Anteil der strahlungsunverteilenden Prozesse einen Energiebetrag freisetzt, der nahe an der Untergrenze der Falltiefe liegt. Somit sind diese Prozesse besonders empfindlich auf eine Anisotropie des Fallenpotentials.

3.3.4 Zeitaufgelöste Ein-Atom-Verluste

Kalte Stöße, bei denen ein Stoßpartner gerade noch wieder eingefangen wird, könnten unter bestimmten Umständen detektierbar sein. Ein solcher Beinahe-Verlust führt während des Wiedereinfangprozesses zu einem höheren Fluoreszenzaufkommen. Da sich diese ebenso wie die Ladeereignisse im Zeitbereich von etwa 1 ms abspielen, ist zur Detektion eine Aufnahme des Fluoreszenzlichts mit hoher Zeitauflösung und großer Lichtausbeute notwendig. Verluste eines Atoms, die aufgrund von Stößen mit dem Hintergrundgas zustande kommen, sollten zu keinem meßbaren Anstieg des Fluoreszenzlichts führen, weil die Geschwindigkeit für einen Wiedereinfang zu hoch ist. Berechnungen zeigen, daß nur die langsamsten Atome aus der thermischen Geschwindigkeitsverteilung (ca. 1%) [HAU93] von der MOT eingefangen werden können. Also sind fast alle Stöße mit dem Hintergrundgas Stöße mit sehr schnellen Atomen oder Molekülen, die das Atom in einer Zeit $t_{coll} \ll 1 \text{ ms}$ aus der Falle entfernen. Die in dieser Zeit emittierten Fluoreszenzphotonen sind nicht mehr detektierbar. Somit könnten Stöße mit dem Hintergrundgas von inelastischen Stößen mit geringem Energieübertrag unterschieden werden.

Zeitaufgelöste Ladeereignisse

An dieser Stelle soll zunächst abgeschätzt werden, wie groß die Erhöhung der Fluoreszenzrate bei der zeitaufgelösten Betrachtung eines Ladeereignisses sein kann. Für die Beinahe-Verluste sind Effekte in derselben Größenordnung zu erwarten. Die maximale Geschwindigkeit, mit der ein Atom bei einem Ladeereignis noch in der Melasse gebremst werden kann, ist ungefähr so groß, wie die kritische Geschwindigkeit, die ein Atom zum Verlassen der Falle besitzen muß. Also sollten auch die Abbremszeiten und die Erhöhung der Fluoreszenzraten vergleichbar sein. Die Betrachtung von Ladeereignissen hat den Vorteil, daß hieran zunächst die Meßmethode leichter getestet werden kann, da bei diesen Ereignissen mit viel größerer Wahrscheinlichkeit eine Erhöhung stattfindet.

Es wird hier ebenso wie in Kapitel 3.1 kein umfassendes theoretisches Modell der Bewegung der Atome in der MOT entwickelt. Statt dessen wird wieder die eindimensionale Bewegungsgleichung (3.6a) aus Abschnitt 3.1.3 verwendet. Eine numerische Integration liefert je nach Anfangsbedingung Trajektorien, wie sie in Abbildung 3.14

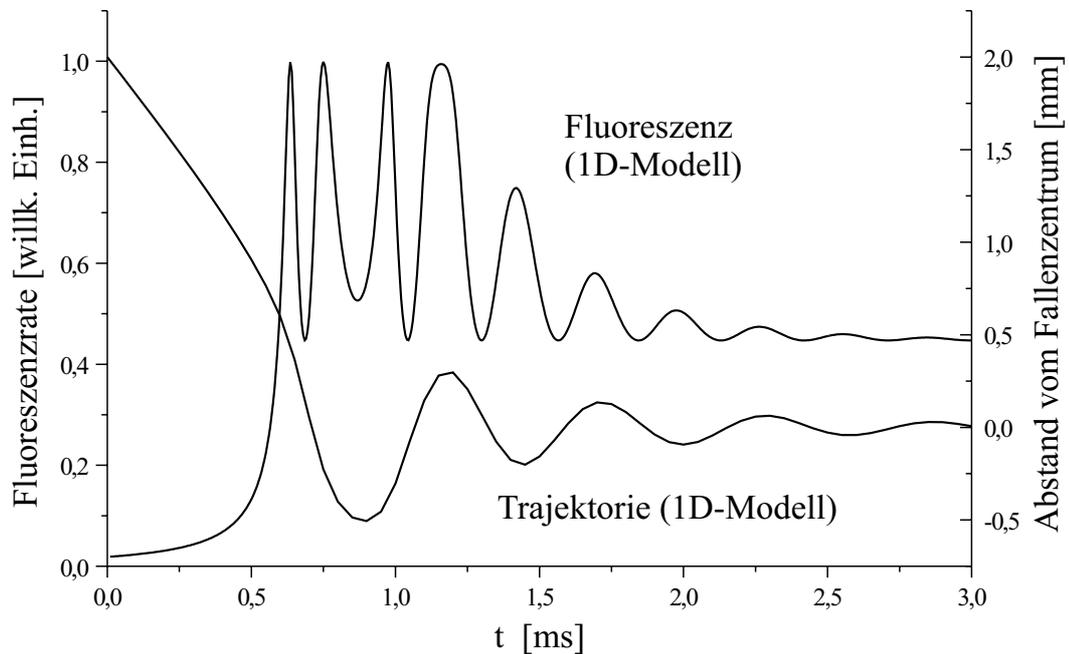


Abbildung 3.14: Simulierte Fluoreszenzrate während eines Ladeereignisses. Exemplarisch wird eine Startgeschwindigkeit von $\dot{z}(0) = 2 \text{ m/s}$ angenommen, die ca. 50 % unterhalb der maximalen Einfanggeschwindigkeit liegt.

dargestellt sind, woraus sich wiederum die Zahl der gestreuten Photonen als Funktion der Zeit bestimmen läßt. Die orts- und geschwindigkeitsabhängige Fluoreszenzrate R setzt sich additiv aus den Beiträgen des hin- und rücklaufenden Laserstrahls zusammen:

$$R(t) = R_+(t) + R_-(t) \quad (3.29a)$$

$$\text{mit } R_{\pm}(t) = \frac{s_0/6}{1 + (s_0/6) + \left(2 \frac{\Delta \pm B'z(t) \pm k\dot{z}(t)}{\Gamma}\right)^2} \quad (3.29b)$$

s_0 bezeichnet den Sättigungsparameter des Kühllasers als Summe über alle 6 MOT-Strahlen. Die anderen Bezeichnungen sind mit denen aus Gl. (3.6b) identisch. Abbildung 3.14 zeigt außerdem die qualitative Entwicklung der Fluoreszenzrate, die sich aus einer Mittelung über verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten ergibt.

Zu sehen ist, daß die Dauer eines Ladeereignisses nicht mehr als 2 ms beträgt. Während des Abbremsprozesses kommt es zu einer Erhöhung der Fluoreszenzrate, denn die dissipative Kraft beruht auf der Streuung von Photonen aus dem der Bewegung entgegengerichteten Laserstrahl. Die Erhöhung der Fluoreszenzrate innerhalb eines Zeitintervalls von ca. 1 ms liegt in der Größenordnung von 10 %.

Anforderungen für die Detektierbarkeit

Um eine Erhöhung der Fluoreszenz um 10 % innerhalb eines Intervalls von 1 ms zu detektieren, müssen die statistischen Schwankungen natürlich kleiner sein. Will man diese z.B. auf 5 % verringern, erfordert das pro Zeitintervall im Mittel schon 400 Ereignisse. Die hierzu notwendige Erhöhung der Zählrate um einen Faktor 20 ist theoretisch zwar möglich, denn mit der vorhandenen Detektionsoptik (s. Kap. 2.1) wird zur Zeit nur etwa 4 % des Raumwinkels ausgenutzt. Dennoch ist ein Aufbau, bei dem nahezu 100 % des Fluoreszenzlichts auf die APD fokussiert wird, experimentell derzeit nicht realisiert. Eine Erhöhung der Fluoreszenzrate ließe sich auch durch Änderung der Verstimmung des Kühllasers von derzeit $\Delta = -3,35\Gamma$ auf einen niedrigeren Wert erreichen. Bei einer Verringerung auf den kleinstmöglichen Wert von $\Delta = -2\Gamma$, bei der ein Betrieb der MOT mit einem hohem Gradienten von 375 G/cm noch möglich ist, steigt die Fluoreszenzrate um ca. 30 %.

Abbildung 3.15 zeigt die Aufnahme von einigen realen Lade- und Verlustereignissen. Wird die Integrationszeit für die Photonenzählereignisse von 100 ms auf 1 ms verringert, beträgt die rein statistische Schwankung der Zahl der Photonen pro Intervall mehr als 25 %. Änderungen der Fluoreszenzrate in der Größenordnung von 10 % sind bei diesen Schwankungen nicht mehr detektierbar.

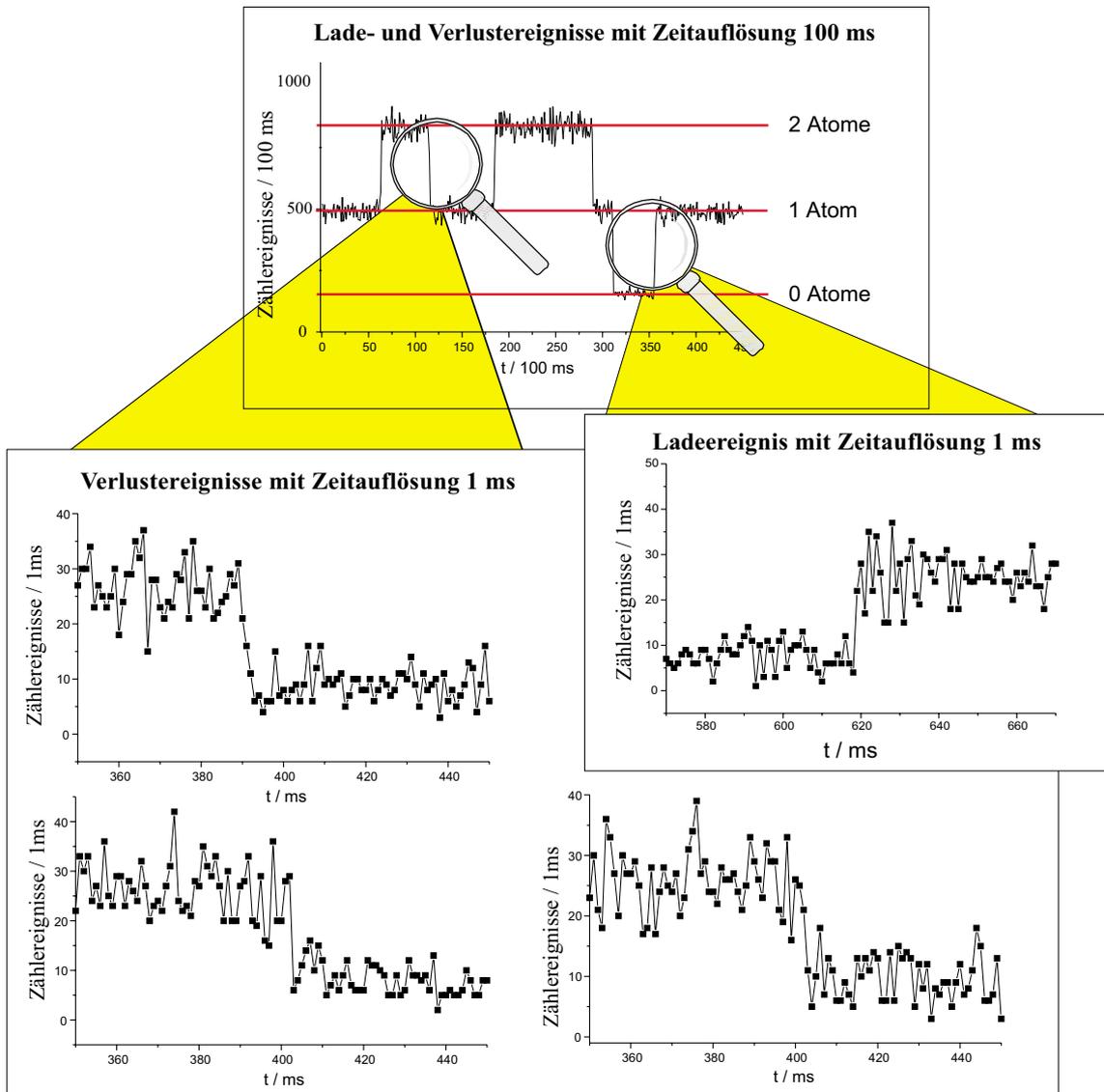


Abbildung 3.15: Aufnahme von zeitaufgelösten Lade- und Verlustereignissen. Wird die Integrationszeit für die Photonenzählereignisse von 100 ms auf 1 ms verringert, sind im Rahmen der statistischen Schwankungen keine Unterschiede zwischen den Verlustereignissen zu erkennen.

3.3.5 Fazit

In den vorangehenden Abschnitten wurden verschiedene Erklärungsansätze für das Auftreten der Ein-Atom-Verluste diskutiert. Die Betrachtungen legen nahe, daß es sich bei den quadratisch ansteigenden Ein-Atom-Verlusten um Radiative-Escape-Prozesse handelt. Die Änderung der Trajektorien durch Photonenstreuung, die räumliche Anisotropie des Fallenpotentials sowie die Betrachtungen zur Energieverteilung können als einziger Erklärungsansatz einen Anteil der Ein-Atom-Verluste in der beobachteten Größenordnung rechtfertigen. Die Unkenntnis über die genaue Größe und Richtungsabhängigkeit der Falltiefe macht eine präzisere Analyse unmöglich.

Möglich ist, daß neben der experimentell bestätigten Anisotropie des MOT-Potentials weitere Faktoren eine Rolle spielen. Bisher wurde noch nicht auf die Mikrostruktur des MOT-Potentials eingegangen. Durch Interferenzeffekte wird das Lichtfeld räumlich moduliert. Das könnte die Existenz weiterer Verlustkanäle zur Folge haben.

Außerdem wurde die Möglichkeit einer Messung zeitaufgelöster Lade- und Verlustereignisse diskutiert. Die experimentellen Bedingungen erweisen sich hierfür aufgrund der geringen Lichtausbeute bei der Detektion der Fluoreszenzphotonen als nicht ausreichend.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Einblick in die Stoßprozesse zwischen einzelnen Cäsium-Atomen gewonnen. Unsere Ergebnisse unterscheiden sich signifikant von denen anderer Experimente, die an Standard-MOTs mit vielen Atomen durchgeführt wurden. Die Beobachtung nur weniger Atome sowie die geringe Potentialtiefe der MOT haben es ermöglicht, völlig neuartige Effekte zu studieren.

Die gemessene Abhängigkeit der Verlustraten wird mit Hilfe eines semiklassischen Modells zufriedenstellend gedeutet. Aus den Meßdaten kann außerdem der experimentell nur schwer zugängliche Verlustkoeffizient für Grundzustandsstöße ermittelt werden. Die Ergebnisse dieses Experiments sind hierbei um eine Größenordnung genauer als bisherige Messungen.

Ein hervorzuhebendes Ergebnis ist die gemessene Abnahme der Verlustraten bei zunehmender Leistung des Rückpumpasers. Sorgfältige Berechnungen legen die Interpretation nahe, daß der Rückpumpaser eine Unterdrückung der Grundzustandsstöße durch Optical Shielding bewirkt. Es handelt sich also um einen MOT-intrinsischen Effekt, der in anderen Experimenten bisher nicht erkannt wurde.

Eine Besonderheit unserer Messungen ist der Nachweis von Stoßprozessen zwischen zwei Atomen, bei denen nur ein Atom die Falle verläßt. Dies widerspricht der vorher angenommenen Symmetrie des Stoßprozesses und des Fallenpotentials. Zur Erklärung wurden verschiedene Ansätze diskutiert. Am plausibelsten erweist sich eine Interpretation, daß es sich um strahlungsumverteilende Prozesse handelt. Aufgrund der räumlichen Anisotropie des Fallenpotentials ist es dabei möglich, daß ein Atom die Falle verläßt, wogegen das andere wieder eingefangen wird.

Rückblickend hat sich die Einzel-Atom-MOT aufgrund des hohen experimentellen Aufwandes nicht als ideales Instrument zur Untersuchung von kalten Stößen herausgestellt. Durch die hohen Anforderungen an die Stabilität der Laser, die in der geforderten Toleranz in der Praxis nur selten erreicht werden konnte, mußte eine Vielzahl von Messungen verworfen werden. Selbst bei idealen Bedingungen

dauert die Aufnahme eines einzelnen Meßpunkts bereits mehrere Stunden. Die Variation mehrerer Parameter innerhalb eines Zeitraums, in dem die experimentellen Bedingungen ausreichend konstant sind, ist so nur schwer realisierbar.

Dennoch wäre die weitere Untersuchung des Optical Shielding von Grundzustandsstößen von großem Interesse für die Interpretation bestehender Messungen. Um das in Kapitel 3.2 vorgestellte Landau-Zener-Modell zu testen, muß die Messung für verschiedene Temperaturen durchgeführt werden. Eine Übertragung dieses Modells auf andere Alkali-Atome stellt eine weitere interessante Aufgabe dar.

Anhang A

Bestimmung der Fallengröße

Das zur Bestimmung der Verlustkoeffizienten β notwendige Fallenvolumen wird aus Aufnahmen der Falle mit einer CCD-Kamera ermittelt (vgl. Abschnitt 2.3). Hierbei muß sowohl der geringen Größe des Bildes im Vergleich zur Pixelgröße des CCD-Chips als auch der Auflösungsbeschränkung des Abbildungssystems Rechnung getragen werden.

Wahl der Fitfunktion

Aus der Fokker-Planck-Gleichung der diffusiven Bewegung eines Atoms in einem harmonischen Potential ergibt sich eine gauß'sche Verteilung der Position [BEC64]. Daher ist die Annahme naheliegend, die Zählrate $z(x, y)$ eines Pixels sei gleich dem Funktionswert $g(x, y)$ einer Gaußkurve [STR97]:

$$z(x, y) \stackrel{!}{=} g(x, y) := A \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{w^2} \right] + B. \quad (\text{A.1})$$

Hierbei bezeichne (x_0, y_0) die Koordinaten des Fallenzentrums. Als Breite w_r der Falle definieren wir den $1/e^2$ -Radius der Dichteverteilung, also gilt, $w_r = \sqrt{2}w$, mit w aus Formel (A.1). Für Aufnahmen einer MOT, deren Bild groß ist im Vergleich zur Pixelgröße des CCD-Chips, ist ein Fit gemäß (A.1) sicherlich korrekt. Für Bilder kleiner Objekte hingegen, die sich nur über wenige Pixel erstrecken, muß sowohl die Größe der Pixel als auch Einfluß des Abbildungssystems mit berücksichtigt werden. Tatsächlich ist $z(x, y)$ eine *integrierte* Zählrate über einem Ausschnitt der Gaußfunktion. Für ein CCD-Pixel der Breite und Höhe Δ gilt:

$$z(x, y) \stackrel{!}{=} e(x, y) := \int_{x-\frac{\Delta}{2}}^{x+\frac{\Delta}{2}} \int_{y-\frac{\Delta}{2}}^{y+\frac{\Delta}{2}} g(x', y') \frac{1}{\Delta^2} dx' dy' \quad (\text{A.2})$$

Für $\Delta = 1$ ergibt sich:

$$e(x, y) = w^2 A [\varepsilon_+(x, x_0) - \varepsilon_-(x, x_0)] [\varepsilon_+(y, y_0) - \varepsilon_-(y, y_0)] + B \quad (\text{A.3})$$

mit

$$\varepsilon_{\pm}(x, x_0) = \operatorname{erf}\left(\frac{x \pm 1/2 - x_0}{w}\right), \quad (\text{A.4})$$

wobei

$$\operatorname{erf}(x) := \int_0^x e^{-u^2} du. \quad (\text{A.5})$$

Der Fit mit Gleichung (A.5) liefert einen um ca. 5% kleineren Wert für w . Die Verbesserung mag auf den ersten Blick wenig erscheinen, führt aber für Fallengrößen nahe der Auflösungsgrenze zu einer Verkleinerung des Volumens um bis zu 50% gegenüber der herkömmlichen Auswertung. Eine Anwendung des neuen Verfahrens ist also für die korrekte Bestimmung der Verlustkoeffizienten unumgänglich.

Einfluß des Abbildungssystems

Die aus dem Fit gewonnenen Fallradien entsprechen nicht der tatsächlichen Fallengröße. Denn bisher wurde der Einfluß des Abbildungssystems bestehend aus dem Linsensystem und der Kamera nicht berücksichtigt. Die Auflösungsgrenze ist ein Maß für die Größe, mit der eine ideale Punktquelle abgebildet würde. Bei einer Wellenlänge λ beträgt sie für eine ideale, beugungsbegrenzte Linse der Brennweite f und des Durchmessers D [HEC89]:

$$(\Delta\ell)_{min} = 1,22 \frac{f\lambda}{D}. \quad (\text{A.6})$$

Objekte, deren Abstand kleiner als $(\Delta\ell)_{min}$ ist, sind nicht mehr getrennt sichtbar. Ein weiterer zu einer Vergrößerung des Bildes führender Effekt ist das Übersprechen der CCD-Pixel. Hier wird vom Hersteller eine Obergrenze von 5% angegeben.

Mathematisch kann der Einfluß des Abbildungssystems am besten mit Methoden der Fourier-Optik beschrieben [GOO68] werden: Es wird angenommen, daß sich das Bild aus vielen Punktquellen zusammensetzt, die jede für sich nach obigen Effekten ein beugungsbegrenztes Bild erzeugen. Das gemessene Bild $b(x, y)$ ergibt sich durch Faltung des realen Bildes $o(x, y)$ mit einer Abbildungs- oder Transferfunktion $a(x, y)$:

$$b = o * a \quad \text{bzw.} \quad b(x, y) = \int dx' dy' o(x', y') a(x - x', y - y'). \quad (\text{A.7})$$

Im Fourierraum läßt sich dies nach dem Faltungstheorem als Multiplikation darstellen:

$$\mathcal{F}(b) = \mathcal{F}(o) \cdot \mathcal{F}(a). \quad (\text{A.8})$$

Gleichung (A.8) kann nach der gesuchten Übertragungsfunktion a aufgelöst werden. Interessant ist, daß mit dieser Behandlung mehrere zu einer Verbreiterung des Fallbildes führende Effekte des Abbildungssystems, so auch das Übersprechen der

CCD-Pixel, berücksichtigt werden, ohne ihre jeweiligen einzelnen Beiträge genau zu kennen.

Unter der vereinfachenden Annahme, daß eine ideale Punktquelle anstelle einer Airy-Funktion zu einer Gaußverteilung mit Breite r_A verschmiert wird, läßt sich aus obigen Überlegungen ein näherungsweise Zusammenhang zwischen realem und gemessenem Fallenradius ableiten:

$$r_{real}^2 = r_{gem}^2 - r_A^2. \quad (\text{A.9})$$

Im folgenden Abschnitt wird auf die Bestimmung der Auflösungsgrenze r_A genauer eingegangen.

Bestimmung des Auflösungsvermögens

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens wird mit demselben Linsen- und Kamerasystem das Bild einer scharfen Kante analysiert. Diese muß ebenfalls mit Licht der Wellenlänge von 852 nm beleuchtet werden, so daß keine Verfälschung durch chromatische Aberration auftritt. Außerdem hängen die Abbildungseigenschaften von der Kohärenz des Lichts ab. Um eine möglichst inkohärente Strahlungsquelle zu bekommen, bedienen wir uns eines einfachen Tricks: Der Kühlaserstrahl wird durch eine Cäsiumzelle gelenkt, die dann als „Infrarot-Dampflampe“ einen Schirm beleuchtet. Abbildung A.1 zeigt eine Aufnahme der Blende. Durch das Bild werden

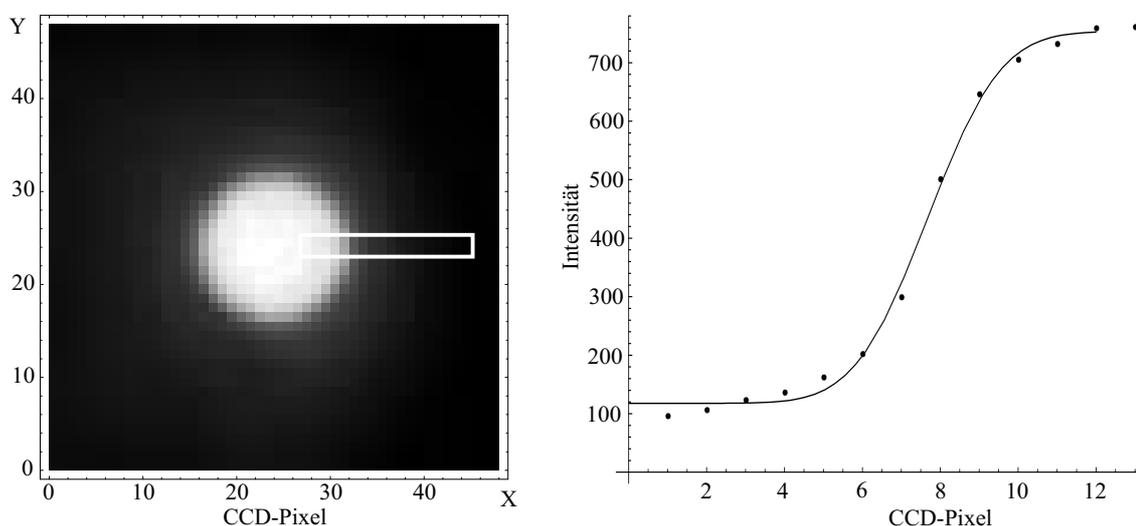


Abbildung A.1: Aufnahme der Blende mit der CCD-Kamera zur Bestimmung der Auflösungsgrenze des Abbildungssystems. An den Bereich der Kante im linken Bild (weißes Rechteck) wird eine Fehlerfunktion gemäß Gleichung (A.11) angefitet (rechtes Bild).

an den gekennzeichneten Stellen Schnitte gelegt. Wenn wiederum eine gaußförmige Übertragungsfunktion $a(x, y)$ zugrundegelegt wird, müssen die Kanten deren Integral entsprechen. Aus diesem Grunde ist es naheliegend, an die Kanten eine Fehlerfunktion der Form

$$e(x) = wA \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x - x_0}{r_A} \right) - \operatorname{erf} \left(-\frac{x_0}{r_A} \right) \right] + b \quad (\text{A.10})$$

anzupassen; die Auflösungsgrenze r_A ergibt sich als Fitparameter. Da sich der Bereich der Kante nur über wenige Pixel erstreckt, muß aber analog zu Gleichung (A.2) eine Integralfunktion von (A.10) angepaßt werden:

$$i(x) = \int_{x-0,5}^{x+0,5} e(x') dx' \quad (\text{A.11})$$

Wird dies für mehrere Kanten durchgeführt, ergibt sich eine gemittelte Auflösungsgrenze von

$$\begin{aligned} r_A &= (1,46 \pm 0,11) \text{ Pixel} \\ &= (9,0 \pm 0,7) \mu\text{m}. \end{aligned}$$

Die theoretische Auflösungsgrenze für die Linse (mit $f = 8 \text{ cm}$, $\lambda = 852 \text{ nm}$, $D = 5 \text{ cm}$) beträgt nach Gleichung (A.6) $(\Delta\ell)_{\min} = 1,7 \mu\text{m}$. Das von uns verwendete Abbildungssystem liegt also um etwa einen Faktor 5 über dem Beugungslimit.

Anhang B

Strahlungsumverteilende Prozesse

B.1 Bewegung auf der Molekülpotentialkurve

Im ersten Teil dieses Anhangs soll die klassische Bewegung des Atompaars auf der Potentialkurve dargestellt werden. Die Berechnung der Oszillationsdauer auf der Molekülpotentialkurve ist an die Überlegungen von GALLAGHER und PRITCHARD [GAL89] angelehnt. Im Unterschied zu deren Betrachtungen, bei denen die anfängliche kinetische Energie nur näherungsweise berücksichtigt wird, soll auch der Einfluß der thermischen Bewegung der Atome genau erfaßt werden. Die hier gefundenen analytischen Ausdrücke liegen den Berechnungen in Kapitel 3.1 zugrunde.

Modell ohne Berücksichtigung der thermischen Energie

Berechnet werden soll die Zeit, die das Quasimolekül benötigt, um auf der Potentialkurve vom Anregungsabstand R_0 nach R zu gelangen. Für die kinetische Energie gilt

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \mu v^2 = \frac{1}{2} \mu \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \quad \Rightarrow \quad dt = \sqrt{\frac{\mu}{2E_{kin}}} dr \quad (\text{B.1})$$

Aus dem Energiesatz:

$$E_{kin}(r) + V(r) = V(R_0) \quad \text{mit} \quad V(r) = -\frac{C_3}{r^3} \quad (\text{B.2})$$

folgt:

$$E_{kin}(r) = \frac{C_3}{r^3} - \frac{C_3}{R_0^3} \quad (\text{B.3})$$

Dies ergibt mit der reduzierten Masse $\mu = \frac{M_{Cs}}{2} = \frac{M}{2}$ durch Integration von (B.1):

$$t(R_0, R) = \int_R^{R_0} \sqrt{\frac{M}{4E_{kin}(r)}} dr \quad (B.4)$$

$$= \left(\frac{M}{4}\right)^{1/2} \int_R^{R_0} \left(\frac{C_3}{r^3} - \frac{C_3}{R_0^3}\right)^{-1/2} dr \quad (B.5)$$

$$= \sqrt{\frac{MR_0^5}{4C_3}} \mathcal{I}\left(\frac{R}{R_0}, 1\right) \quad \text{mit} \quad \mathcal{I}(a, b) = \int_a^b \frac{x^{3/2}}{\sqrt{1-x^2}} dx \quad (B.6)$$

Der Ausdruck $\mathcal{I}(R/R_0, 1)$ kann durch eine Reihenentwicklung numerisch ausgewertet werden.

Mit Berücksichtigung der thermischen Energie

Zu Beginn des Stoßes haben die Atome nun die thermische Energie $k_B T$, die einer mittleren relativen Anfangsgeschwindigkeit $\langle v_{rel} \rangle$ nach $2k_B T = \mu \langle v_{rel} \rangle^2$ entspricht. Aus dem Energiesatz:

$$E_{kin}(r) + V(r) = V(R_0) + k_B T \quad (B.7)$$

ergibt sich:

$$E_{kin} = \frac{C_3}{r^3} - \frac{C_3}{R_0^3} + k_B T \quad (B.8)$$

$$\begin{aligned} t_{korr}(R_0, R) &= \sqrt{\frac{M}{4}} \int_R^{R_0} \left(\frac{C_3}{r^3} - \frac{C_3}{R_0^3} + k_B T\right)^{-1/2} dr \\ &= \sqrt{\frac{M}{4}} \int_R^{R_0} \left(\frac{C_3}{r^3}\right)^{-1/2} \left(1 - \frac{r^3}{R_0^3} + \frac{k_B T r^3}{C_3}\right)^{-1/2} dr. \end{aligned} \quad (B.9)$$

mit

$$1 - \frac{r^3}{R_0^3} + \frac{k_B T r^3}{2C_3} = 1 - \underbrace{\left(\frac{1}{R_0^3} - \frac{k_B T}{C_3}\right)}_{=: \eta^3} r^3 \quad (B.10)$$

folgt

$$\begin{aligned} t_{korr}(R_0, R) &= \sqrt{\frac{M}{4C_3}} \int_R^{R_0} r^{3/2} (1 - \eta^3 r^3)^{-1/2} dr \\ &= \sqrt{\frac{M}{4C_3 \eta^5}} \int_{\eta R}^{\eta R_0} \frac{u^{3/2}}{\sqrt{1-u^3}} du \end{aligned} \quad (B.11)$$

Also:

$$t_{\text{korrr}}(R_0, R) = \sqrt{\frac{M}{4C_3\eta^5}} \mathcal{I}(R\eta(R_0), R_0\eta(R_0)) \quad \text{mit} \quad \eta(R_0) = \left(\frac{1}{R_0^3} - \frac{k_b T}{C_3}\right)^{1/3} \quad (\text{B.12})$$

B.2 Energieverteilung bei Radiative-Escape-Prozessen

Allgemeines zu Zerfällen

Zunächst wird der Zerfall nach einem exponentiellen Zerfallsgesetz betrachtet. Am Anfang sei die Menge der Teilchen gleich N_0 . Die Zahl der Teilchen $N(t)$, die nach der Zeit t übrig bleibt, ergibt sich zu:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) \quad (\text{B.13})$$

$N(t)$ ergibt sich durch Integration über eine Wahrscheinlichkeitsdichte $n(t)$ durch:

$$N(t) = \int_0^t n(t') dt' \quad \text{mit} \quad n(t') dt' = \frac{1}{\tau} \exp(-t'/\tau) dt' \quad (\text{B.14})$$

Weitere Zerfallsgesetze

Nun sei t eine Funktion von R : $\bar{N} = N(t(R))$, gesucht ist $N(R)$ bzw. $n(R)$. Dann ist:

$$\begin{aligned} \bar{N}(R) &= \int_{R_0}^R \bar{n}(R') dR' \\ \text{mit } \bar{n}(R) &= \frac{d}{dR} \bar{N}(R) \\ &= n(t(R)) \cdot \frac{d}{dR} t(R) \end{aligned}$$

Wenn R wiederum eine Funktion von E ist, ergibt sich mit $\tilde{N}(E) = \bar{N}(R(E)) = N(t(R(E)))$

$$\begin{aligned} \tilde{N}(E) &= \int_{E_0}^E \tilde{n}(E') dE' \\ \text{mit } \tilde{n}(E) &= \frac{d}{dE} \tilde{N}(E) \\ &= n(t(R(E))) \cdot \frac{d}{dR} t(R(E')) \cdot \frac{d}{dE} R(E) \end{aligned}$$

Anwendung auf Radiative-Escape-Prozesse

Durch Anwendung der oben hergeleiteten allgemeinen Regel erhält man

$$n(E') dE' = \left[\Gamma_M e^{-\Gamma_M t_{korr}(r, R_0)} \cdot \frac{dt_{korr}(r, R_0)}{dr} \right]_{r=R(E')} \frac{dR(E)}{dE} \Big|_{E=E'} dE'.$$

Zusammengefaßt:

$$n(E) dE = \Gamma_M e^{-\Gamma_M t_{korr}[R(E), R_0]} \cdot t'_{korr}[R(E), R_0] \cdot R'(E) dE. \quad (\text{B.15})$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß nach einem Radiative-Escape-Prozeß die kinetische Energie der Atome in einem bestimmten Intervall liegt, ergibt sich durch Integration von (B.15).

Berechnung von $n(E)$

Für die Ableitungen T'_{korr} und R'_E in (B.15) ergibt sich:

$$\frac{dt_{korr}(r, R_0)}{dr} = -\sqrt{\frac{MR_0^3 r^3}{4C_3(R_0 - \eta^3 r^3)}} \quad (\text{B.16})$$

Sei $R(E)$ der Radius, bei dem nach einem spontanen Zerfall der Energiebetrag E freigesetzt würde:

$$R(E) = \left(\frac{k_b(E + E_{det})}{C_3} \right)^{-1/3} \quad \text{mit} \quad E_{det} := V(R_0) \quad (\text{B.17})$$

Daraus folgt:

$$\frac{dR(E)}{dE} = -\frac{1}{3} \left(\frac{C_3}{k_B} \right)^{1/3} (E + E_{det})^{-4/3} \quad (\text{B.18})$$

Einsetzen von (B.18) und (B.16) in (B.15) liefert die gewünschte Verteilungsfunktion.

Anhang C

Zur Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Im folgenden soll ausgehend von der Standard-Verteilungsfunktion ein Ausdruck für die Verteilung der Relativgeschwindigkeiten hergeleitet werden.

Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Die Wahrscheinlichkeit, im thermischen Gleichgewicht ein Atom mit einer Geschwindigkeit \vec{v} im (Geschwindigkeits-) Volumenelement $d^3v = dv_x dv_y dv_z$ anzutreffen, ist gegeben durch die Boltzmann-Wahrscheinlichkeit [REN87]:

$$\mathcal{W}(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} d^3v, \quad \int \mathcal{W}(\vec{v}) d^3v = 1. \quad (\text{C.1})$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein Atom mit einem bestimmten *Betrag* der Geschwindigkeit anzutreffen, ergibt sich durch Integration von (C.1) innerhalb einer Kugelschale mit den Radien v und $v + dv$ und dem Volumen $4\pi v^2 dv$:

$$\mathcal{W}_1(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} 4\pi v^2 dv, \quad \int \mathcal{W}_1(v) dv = 1. \quad (\text{C.2})$$

$\mathcal{W}_1(v)$ hat ein Maximum bei der *wahrscheinlichsten* Geschwindigkeit $v_W = \sqrt{2k_B T/m}$. Die *mittlere* Geschwindigkeit beträgt:

$$\bar{v} = \int \mathcal{W}_1(v) v dv = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (\text{C.3})$$

Verteilung der Relativgeschwindigkeiten

Für die Berechnungen in dieser Arbeit ist der Betrag der *mittleren Relativgeschwindigkeit* zweier Atome $\bar{v}_r = |\overline{\vec{v}_1 - \vec{v}_2}| = \bar{v}/\sqrt{2}$ von Interesse. Für die (nicht normierte)

Verteilungsfunktion der Relativgeschwindigkeiten gilt dann:

$$\mathcal{W}'_r(v_r)dv_r = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{k_B T}} 8\pi v_r^2 dv_r. \quad (\text{C.4})$$

Aus der neuen Normierungsbedingung

$$\int \mathcal{W}_r(v_r)dv_r \stackrel{!}{=} 1 \quad \text{mit} \quad \mathcal{W}_r(v_r) = \mathcal{W}'_r(v_r) \cdot \gamma \quad (\text{C.5})$$

ergibt sich $\gamma = \sqrt{2}$. Hieraus folgt für die normierte Verteilungsfunktion:

$$\mathcal{W}_r(v_r)dv_r = \left(\frac{m}{\pi k_B T}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{k_B T}} 4\pi v_r^2 dv_r. \quad (\text{C.6})$$

Literaturverzeichnis

- [ALL75] L. ALLEN UND J. H. EBERLY, *Optical resonance and two-level atoms*, Wiley, New York (1975)
- [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)
- [BAN92] Y. B. BAND UND P. S. JULIENNE, *Optical-Bloch-equation method for cold atom collisions: Cs loss from optical traps*, *Phys. Rev. A* **46**(1), S. 330–343 (1992)
- [BEC64] R. BECKER, *Theorie der Wärme*, Springer, Berlin (1964)
- [BUS85] M. BUSSERY UND M. AUBERT-FRÉCON, *Multipolar long-range electrostatic, dispersion, and induction energy terms for the interactions between two identical alkali atoms Li, Na, K, Rb and Cs in various electronic states*, *J. Chem. Phys.* **87**(7), S. 3224–3234 (1985)
- [CHU85] 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.* **5**(1), S. 48–51 (1985)
- [COH92] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC UND G. GRYNBERG, *Atom-Photon Interactions*, Wiley, New York (1992)
- [DAH87] B. DAHMANI, L. HOLLBERG UND R. DRULLINGER, *Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback*, *Opt. Lett.* **12**, S. 876 (1987)
- [DAL89] J. DALIBARD UND C. COHEN-TANNOUDJI, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, *J. Opt. Soc. Amer. B* **6**(11), S. 2023–2045 (1989)
- [DÄS96] K. DÄSTNER, *Korrelationsmessungen an einzelnen neutralen Atomen*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1996)
- [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)

- [FIO98] A. FIORETTI, D. COMPARAT, A. CRUBELLIER, O. DULIEU, F. MASNOU-SEEUWS UND P. PILLET, *Formation of Cold Cs₂-Molecules through Photoassociation*, Phys. Rev. Lett. **80**(20), S. 4402–4405 (1998)
- [GAL89] A. GALLAGHER UND D. E. PRITCHARD, *Exoergic Collisions of Cold Na*-Na*, Phys. Rev. Lett. **63**, S. 957 (1989)
- [GEN97] S. GENSEMER UND P. GOULD, *Trap-Loss collisions of ⁸⁵Rb and ⁸⁷Rb: Dependence on trap parameters*, Phys. Rev. A **56**(5), S. 4055–4063 (1997)
- [GOO68] J. GOODMAN, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill, New York (1968)
- [GRE96] S. GREGO, M. COLLA, A. FIORETTI, J. H. MÜLLER, P. VERKERK UND E. ARIMONDO, *A cesium magneto-optical trap for cold collisions studies*, Opt. Lett. **132**, S. 519–526 (1996)
- [HÄN75] T. W. HÄNSCH UND A. SCHAWLOW, *Cooling of Gases by Laser Radiation*, Opt. Commun. **13**(1), S. 68–69 (1975)
- [HAU93] D. HAUBRICH, A. HÖPE UND D. MESCHEDÉ, *A simple model for optical capture of atoms in strong magnetic quadrupole fields*, Opt. Commun. **102**, 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. MESCHEDÉ, *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, Europhys. Lett. **34**, S. 663 (1996)
- [HAU96B] D. HAUBRICH UND R. WYNANDS, *A modified Ti:sapphire laser with 4 kHz linewidth*, Opt. Commun. **123**, S. 558 (1996)
- [HEC89] E. HECHT, *Optik*, Addison-Wesley, Bonn (1989)
- [HER50] G. HERZBERG, *Molecular Spectra and Molecular Structure*, Band I. - Spectra of Diatomic Molecules, Krieger, New York, zweite Auflage (1950)
- [HOF96] S. HOFFMANN, S. BALI UND T. WALKER, *Trap depth measurements using ultracold collisions*, Phys. Rev. A **54**(2), S. 1030–1033 (1996)
- [HÖP93] A. HÖPE, D. HAUBRICH, G. MÜLLER, W. G. KAENDERS UND D. MESCHEDÉ, *Neutral Cesium Atoms in Strong Magnetic Quadrupole Fields at Sub-Doppler Temperatures*, Europhys. Lett. **22**(9), S. 669–674 (1993)
- [HU94] Z. HU UND H. J. KIMBLE, *Observation of a single Atom in a magneto-optical trap*, Opt. Lett. **19**, S. 1888 (1994)

- [JEU83] G. H. JEUNG, F. SPIEGELMANN, J. P. DAUDEY UND J. P. MALRIEU, *Theoretical study of the lowest states of CsH and Cs₂*, J. Phys. B **16**, S. 2659–2675 (1983)
- [JUL91] P. S. JULIENNE UND J. VIGUÉ, *Cold collisions of ground- and excited-state alkali-metal atoms*, Phys. Rev. A **44**(7), S. 4461–4485 (1991)
- [JUL99] P. S. JULIENNE, private communication (1999)
- [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)
- [LAN32] L. D. LANDAU, Phys. Z. Sowjetunion **2**, S. 46 (1932)
- [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**, S. 65–81 (1995)
- [MAC12] E. MACH, *Mechanik in ihrer Entwicklung*, Wiss. Buchges, Leipzig, 9. Auflage (1912)
- [MAR94] L. MARCASSA, S. MUNIZ, E. DÈ QUEIROZ, S. ZILIO, V. BAGNATO, J. WEINER, P. S. JULIENNE UND K.-A. SUOMINEN, *Optical Suppression on Photo-associative Ionization in a Magneto-Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **73**(14), S. 1911–1914 (1994)
- [MAR95] M. MARINESCU UND A. DALGARNO, *Dispersion forces and long-range electronic transition dipole moments of alkali-metal dimer excited states*, Phys. Rev. A **52**(1), S. 311–328 (1995)
- [MOT65] MOTT UND MASSEY, *The Theory of Atomic Collisions*, Clarendon, Oxford, dritte Auflage (1965)
- [MUN97] S. MUNIZ, L. MARCASSA, R. NAPOLITANO, G. 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)
- [NEU80] W. NEUHAUSER, M. HOHENSTATT, P. TOSCHEK UND H. DEHMELT, *Localized visible Ba⁺ mono-ion oscillator*, Phys. Rev. A **22**(3), S. 1137–1140 (1980)

- [PHI85] W. D. PHILIPS, J. V. PRODAN UND H. J. METCALF, *Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms*, J. Opt. Soc. Amer. B **2**, S. 1751–1767 (1985)
- [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**, S. 2631–2634 (1987)
- [REN87] P. RENNERT, H. SCHMIEDEL UND C. WEISSMANTEL (Hrsg.), *Kleine Enzyklopädie Physik*, Thun, Frankfurt/M. (1987)
- [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**, S. 890–893 (1995)
- [RUS96] F. RUSCHEWITZ, D. BETTERMANN, J. L. FENG UND W. ERTMER, *Statistical investigations on single trapped neutral atoms*, Europhys. Lett. **34**, S. 651 (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*, Phys. Rev. Lett. **74**(23), S. 4619–4622 (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)
- [STR97] F. STRAUCH, *Positionsempfindliche Korrelationsmessungen an einzelnen Atomen*, 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)
- [VIG86] J. VIGUÉ, *Possibility of applying laser-cooling techniques to the observation of collective quantum effects*, Phys. Rev. A **34**(2), S. 4476–4479 (1986)
- [WAL90] T. WALKER, D. SESKO UND C. WIEMAN, *Collective Behaviour of Optically Trapped Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **64**, S. 408 (1990)
- [WAL92] C. D. WALLACE, T. P. DINNEEN, K.-Y. N. 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)

-
- [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. 1–86 (1999)
- [ZEN32] C. ZENER, *Non-Adiabatic Crossing of Energy Levels*, Proc. R. Soc. London Ser. A **137**, S. 696–702 (1932)

Danksagung

Am Ende möchte ich mich bei denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Prof. Meschede danke ich für die Möglichkeit, in einem solch faszinierenden Arbeitsgebiet arbeiten zu dürfen und für die Freiheit, die mir bei der Durchführung dieser Arbeit gegeben war. Prof. Maier danke ich für die Übernahme des Korreferats. Obwohl die Länge dieser Arbeit ein wenig über die gewünschten 50 Seiten hinausgeht, hoffe ich, daß er sie dennoch mit Interesse liest.

Beim Entstehen der Arbeit hat zweifellos die MOT-Labormannschaft am meisten mitgewirkt. Ohne Bernd Ueberholz, dem „Meister der einzelnen Atome“, hätte wohl kein einziger Meßpunkt aufgenommen werden können. Sein unergründlicher Fundus an nützlichen Tips und sein mehr als geschicktes Händchen bei der Justierung waren immer eine große Hilfe. Mit Daniel Frese verband mich neben dem Interesse an einzelnen Atomen das Laster, immer den grünen Schrank in unserem Labor seines Inhalts berauben zu müssen. Einer netten Zusammenarbeit mit Margit Dornseifer und ihm in den nächsten Jahren des gemeinsamen Laboralltags sehe ich mit Freude entgegen.

Victor Gomer danke ich für seine ständige Diskussionsbereitschaft und dafür, daß ich seine Begeisterung für die Physik mit ihm teilen durfte. Zu bewundern ist seine Geduld, sich auch noch die verrückteste Erklärung der Ein-Atom-Verluste anzuhören. Seine einmalige Art, physikalische Dinge einfach zu betrachten, hat mich in dem einen Jahr der Zusammenhänge stark geprägt - obwohl ich davon überzeugt bin, daß die Welt nicht in allen Bereichen ein harmonischer Oszillator ist.

Für die kritische Durchsicht des Manuskripts danke ich Margit Dornseifer, Victor Gomer, Daniel Frese, Bernd Ueberholz, Simon Trebst, Dietmar Haubrich und Robert Wynands. Jeder von ihnen verstand es, durch seine eigene Art der Kritik die Arbeit zu verbessern. Ihre Mühen werde ich mit größtem Vergnügen in Form eines luxuriösen Abendessens entlohnen. Verbleibende Tippfehler in dieser Arbeit sind natürlich ihnen zuzurechnen. Markus Neufert danke ich für das Einscannen der Potentialkurven, Harald Schadwinkel für die Bereitstellung diverser \LaTeX -Styles.

Allen bisher nicht genannten (Ex-)Mitgliedern der Arbeitsgruppe und des Instituts danke ich für die nette Atmosphäre und die ständige Hilfsbereitschaft.

Danken möchte ich an dieser Stelle auch meinem Onkel Wolfgang, der mir während meines Studiums bei der Einrichtung meiner mittlerweile recht ansehnlichen Physik-Bibliothek unter die Arme gegriffen hat. Der größte Dank gilt meinen Eltern, die mir durch ihr Vertrauen und ihre Unterstützung dieses Studium ermöglicht haben.