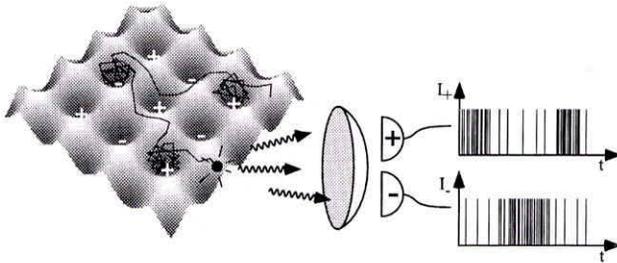


Berichte aus der Physik

Harald Schadwinkel

Die Magnetooptische Falle als lichtgebundenes Atomgitter



Inauguraldissertation
zur
Erlangung der Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Bonn
angefertigt am
Institut für Angewandte Physik

1. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede
 2. Gutachter: Prof. Dr. Eberhard Klempt
- Tag der Promotion: 11. 12. 1998

D 98 (Diss. Universität Bonn)

**Shaker Verlag
Aachen 1999**

Die Deutsche Bibliothek - CIP-Einheitsaufnahme

Schadwinkel, Harald:

Die Magnetooptische Falle als lichtgebundenes Atomgitter / Harald
Schadwinkel. - Als Ms. gedr. -

Aachen: Shaker, 1999

(Berichte aus der Physik)

Zugl.: Bonn, Univ., Diss., 1998

ISBN 3-8265-4638-5

Copyright Shaker Verlag 1999

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen
oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungs-
anlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Als Manuskript gedruckt. Printed in Germany.

ISBN 3-8265-4638-5

ISSN 0945-0963

Shaker Verlag GmbH • Postfach 1290 • 52013 Aachen

Telefon: 02407 / 95 96 - 0 • Telefax: 02407 / 95 96 - 9

Internet: www.shaker.de • eMail: info@shaker.de

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Atome Kühlen und Fangen mit Licht	3
2 Atome in optischen Stehwellenfeldern	7
2.1 Optische Stehwellenfelder	7
2.1.1 Intrinsisch stabile und variable Zeitphasen	9
2.1.2 Die Lichtfelder der MOT und NOT	10
2.2 Semiklassische Atom-Lichtfeld Wechselwirkung	13
2.2.1 Adiabatische Eliminierung des angeregten Zustands	15
2.2.2 Lichtverschiebung, Potentiale und optisches Pumpen	16
2.2.3 Lichtinduzierte Potentiale für MOT ₀₀ und NOT	20
3 Experimenteller Aufbau	23
3.1 Mechanischer Aufbau und Vakuumapparatur	23
3.2 Optischer Aufbau	25
3.3 Lichtquellen für Experimente mit Cäsium	26
3.3.1 Beeinflussung der mittleren Anzahl gespeicherter Atome	30
3.4 Ablauf und Steuerung des Experiments	31
4 Transmissionspektroskopie	33
4.1 Durchführung des Experiments	34
4.2 Experimentelle Ergebnisse	35
4.2.1 Die NOT als einfaches lichtgebundenes Atomgitter	35
4.2.2 Spektroskopie an der MOT	36
4.3 Modellierung der Transmissionspektren	39
5 Fluoreszenzmessungen an einzelnen, gespeicherten Atomen	45
5.1 Beobachtung der Fluoreszenz einzelner Atome	46
5.2 Analyse der Resonanzfluoreszenz mit Korrelationstechniken	48
5.3 Ein-Atom-Korrelationen in der MOT ₀₀	51
5.4 Interpretation	53
Zusammenfassung und Ausblick	57
A Normierung	59
B Numerische Berechnungen	63
Literatur	65



Einleitung

Das Interferenzmuster eines optischen Stehwellenfeldes, dessen Intensität oder Polarisation räumlich periodisch variieren, induziert durch die Lichtverschiebung atomarer Energieniveaus ein Potential, in dem sich die Atome anordnen können.

Theoretische Untersuchungen zeigten jedoch, daß diese lichtinduzierten Potentiale viel zu flach sind, um die Bewegung thermischer Atome signifikant zu beeinflussen [LET68]. Die dafür erforderliche Reduktion der mittleren kinetischen Energie um viele Größenordnungen wurde erst mit Hilfe der Methoden der Laserkühlung möglich [HÄN75, CHU85]. Zunächst völlig unerwartet stieß man dabei zu Temperaturen von nur wenigen μK vor [LET88], so daß es schließlich möglich wurde, die kinetische Energie in die Größenordnung der lichtinduzierten Potentialtiefe abzusenken. Die theoretische Erklärung dieser Beobachtung zeigte, daß gerade die Modulation der atomaren Energieniveaus eine wichtige Voraussetzung für das Erreichen dieser tiefen Temperaturen ist [DAL89, UNG89].

Im Rahmen der Experimente zur Laserkühlung etablierte sich die magnetooptische Falle (MOT, von magneto-optical trap) als zuverlässige Quelle kalter Atome [RAA87]. Als die MOT selbst zum Gegenstand genauer Untersuchungen wurde, zeigte sich auch hier der Einfluß lichtinduzierter Potentiale [STE91, TAB91, GR191]. Da sich die Struktur des komplizierten Lichtfeldes nicht kontrollieren ließ, war zunächst nur eine rudimentäre Erklärung der beobachteten Effekte möglich.

Gerade weil die Beobachtungen zunächst nicht befriedigend interpretiert werden konnten, inspirierten sie den Beginn eines neuen Forschungszweiges, der sich mit der Untersuchung möglichst einfacher Lichtfelder beschäftigte. Erste Experimente an eindimensionalen Stehwellen wiesen die Lokalisierung von Atomen auf Bruchteile einer optischen Wellenlänge und deren periodische Anordnung im Lichtfeld nach [JES92, VER92]. Nachdem es gelang diese spektakulären Ergebnisse auch auf zwei- und dreidimensionale Lichtfelder zu übertragen [HEM93A, GRY93A, HEM93C], wurden die Begriffe „lichtgebundene Atomgitter“ oder einfach „optische Gitter“ für diesen neuen Forschungszweig geprägt.

Eine entscheidende Voraussetzung für die Untersuchung optischer Gitter war die Entwicklung spezieller Techniken, um die Phasen des Stehwellenfeldes und damit die Stabilität des Interferenzmusters zu kontrollieren. Diese Kontrolle ermöglicht schließlich, daß charakteristische Parameter eines lichtgebundenen Atomgitters, wie die Gitterkonstante und -symmetrie sowie die Potentialtiefe und -form, leicht variiert werden können [VER94]. Die periodische Anordnung von Atomen in einem maßgeschneiderten, völlig defektfreien Potential macht lichtgebundene Atomgitter zu einem Modellsystem, das einen Brückenschlag zur Festkörperphysik erlaubt. Analogien wurden eindrucksvoll durch die Experimente zur BRAGG-Reflexion [WEI95] und zu BLOCH-Oszillationen [DAH96] demonstriert. Die aktu-

elle Forschung an lichtgebundenen Atomgittern beschäftigt sich unter anderem mit deren zeitabhängiger Dynamik [Koz96, Rai97, Rud97] und atomaren Transportphänomenen [Hod95, Cou96, Jur96, Kat97].

Die Vielfalt der physikalischen Effekte, die sich in optischen Gittern beobachten lassen, hängt eng mit der großen Zahl der möglichen Interferenzmuster zusammen, in denen sowohl Intensität als auch Polarisation räumlich variieren. Unser Ansatz ist deshalb, die zwei Grenzfälle von lichtgebundenen Atomgittern zu untersuchen, die entweder nur einen Gradienten der Intensität oder einen der Polarisation aufweisen. Eine wichtige Voraussetzung zur Erzeugung dieser Gitter war das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte neuartige Konzept zur Kontrolle der Interferenzfelder [RAU97B].

Um möglichst vollständige Information über die atomare Dynamik in diesen Lichtfeldern zu gewinnen, ist es nötig, verschiedene Untersuchungsmethoden zu verwenden. Eine etablierte Methode ist die Transmissionsspektroskopie an einem Ensemble von Atomen [VER92]. Sie erlaubt die Untersuchung der im lichtinduzierten Potential lokalisierten Atome. Die genaue Kenntnis des Lichtfeldes ermöglicht durch die Modellierung der gewonnenen Spektren detaillierte Einblicke in den atomaren Gleichgewichtszustand.

Ein alternatives Verfahren ist die zeitliche Korrelationsanalyse des Fluoreszenzlichts. Diese nicht-invasive Meßmethode liefert für atomare Ensembles allerdings im wesentlichen die gleiche spektrale Information [JUR96].

Durch die Beobachtung individueller Atome wird der Korrelationstechnik jedoch eine neue Qualität verliehen. Durch die Benutzung des einzelnen Atoms als empfindliche Sonde ist es möglich, die Ensemblemittelung zu umgehen und Prozesse fernab vom Gleichgewichtszustand zu studieren. Die Speicherung und Beobachtung eines einzelnen Atoms in einer magnetooptischen Falle wurde vor wenigen Jahren demonstriert [HU94, RUS96, HAU96A]. In dieser Arbeit werden erstmals systematische Untersuchungen an einer magnetooptischen Falle mit vollständig kontrollierbaren Lichtfeldeigenschaften präsentiert. Mittels Transmissionsspektroskopie wird die Dynamik der im lichtinduzierten Potential lokalisierten Atome analysiert. Komplementär dazu wird durch die zeitliche Korrelationen in der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen gespeicherten Atoms dessen Transport studiert.

Atome Kühlen und Fangen mit Licht

Eine wichtige Voraussetzung für die Untersuchung lichtgebundener Atomgitter ist die Verringerung der mittleren kinetischen Energie mittels Laserkühlung. Die dazu verwendeten Standardtechniken sollen in diesem Kapitel kurz erläutert werden, um im weiteren Verlauf der Arbeit kalte Atome als gegeben anzusehen.

Erste Vorschläge, atomare Gase mit Hilfe nahresonanten Laserlichts abzukühlen, kamen bereits 1975 auf [HÄN75, WIN75]. Das zugrundeliegende Prinzip läßt sich am besten anhand einer eindimensionalen Geometrie veranschaulichen. Das in Abbildung 1.1 dargestellte Atom wird dazu von zwei gegenläufigen Laserstrahlen beleuchtet. Ist die Frequenz des Lichts in die Nähe einer Absorptionslinie abgestimmt, wird das Atom fortwährend Photonen aus den Strahlen absorbieren und anschließend spontan emittieren.

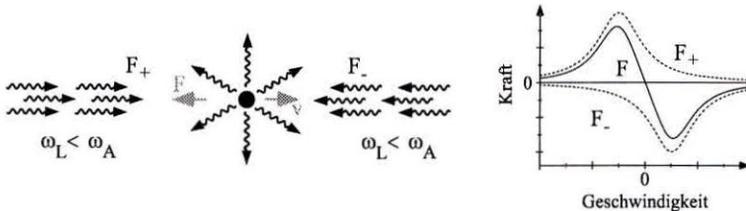


Abbildung 1.1: Bewegt sich ein Atom in einer rotverstimten optischen Schelle, so addieren sich die Kräfte der einzelnen Strahlen zu einer Reibungskraft. Die Lichtkräfte der einzelnen Laserstrahlen geben die durch den jeweiligen DOPPLER-Effekt verschobene atomare Resonanzkurve wieder.

Die Absorption ist stets mit einem Impulsübertrag in Ausbreitungsrichtung der Strahlen verbunden. Die Rückstoßimpulse der spontanen Emission sind allerdings nahezu isotrop verteilt, so daß die Strahlen im Mittel eine Kraft entlang ihrer Propagationsrichtung auf das Atom ausüben. Stellt man die Laserfrequenz auf die niederfrequente Seite des atomaren Übergangs, führt das für ein bewegtes Atom dazu, daß infolge des DOPPLER-Effekts der Strahl, dem es entgegenläuft stärker in Resonanz gerät. Da das Atom dann mehr Photonen aus diesem als aus dem mitlaufenden Strahl absorbiert, ist die resultierende Kraft der atomaren Bewegung stets entgegengerichtet. Diese Geschwindigkeitsdämpfung führt zu einer Verringerung der mittleren kinetischen Energie und wird häufig als DOPPLER- oder *Spontankraftkühlung* bezeichnet. Die stochastische Impulsverteilung der Emission führt in diesem einfachen Modell zu einer unteren Grenze für die erreichbare Temperatur. Dieses DOPPLER-Limit wird durch die Lebensdauer des angeregten Zustands bestimmt und liegt für Cäsium bei 125 μK .

Die Erweiterung dieses Kühlverfahrens auf drei Raumdimensionen gelingt mit Hilfe dreier Paare gegenläufiger Laserstrahlen und wurde erstmals von CHU und Mitarbeitern an einem Ensemble von Natriumatomen demonstriert [CHU85]. Die bereits erwähnte Fluktuation der Impulsverteilung führt in einer solchen *optischen Melasse* dazu, daß die kalten Atome bereits nach kurzer Zeit den Überlappungsbereich der Laserstrahlen verlassen. Eine deutliche Verlängerung der Speicherzeit und einen räumlichen Einschluß auf ein kleines Volumen erreicht man durch eine räumliche Modulation der Spontankraft. Auf diesem Prinzip beruht die magnetooptische Falle, bei der ein inhomogenes Magnetfeld mit geeignet polarisierten Laserstrahlen wie in Abbildung 1.2a) überlagert wird.

Um die Funktionsweise der MOT zu verstehen, muß man die magnetische Unterstruktur des Atoms berücksichtigen. Den einfachsten Fall eines Grundzustands mit Gesamtdrehimpuls $F_g = 0$ und eines angeregten Zustands mit $F_e = 1$ stellt Abbildung 1.2b) dar. Durch das inhomogene Magnetfeld wird die Entartung der ZEEMAN-Unterzustände $m_e = -1, 0, +1$ aufgehoben und die Spontankraft erfährt eine räumliche Modulation. Befindet sich das Atom an einem Ort $x \neq 0$, wird es unterschiedlich stark mit dem σ^- - und σ^+ -Strahl wechselwirken. Bei geeigneter Wahl der zirkularen Polarisationen resultiert daraus eine Rückstellkraft, die auf den Nullpunkt des Magnetfeldes gerichtet ist.

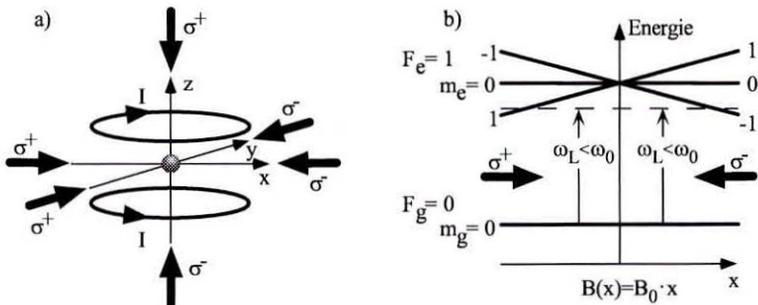


Abbildung 1.2: a) Schematische Darstellung einer magnetooptischen Falle: Die sechs Laserstrahlen sind mit einem inhomogenen Magnetfeld überlagert, das sich z. B. mit Hilfe zweier gegenseitig durchflossener Stromspulen erzeugen läßt. b) Eindimensionales Modell: Besitzt das Atom eine magnetische Unterstruktur, so wird die Niveaumentartung durch das inhomogene Magnetfeld aufgehoben. Abhängig von seiner Position erfährt das Atom ein Ungleichgewicht der Spontankräfte beider Strahlen, das es zur magnetischen Null zurücktreibt.

Nach der ersten Demonstration einer magnetooptischen Falle [RAA87] wurde die rasche Verbreitung dieser Technik vor allem durch die Entdeckung vorangetrieben, daß sich eine MOT in einer einfachen Vakuumapparatur direkt aus einem verdünnten Cäsium-Dampf bei Zimmertemperatur laden läßt [MON90]. Mittlerweile stellt die magnetooptische Falle als leistungsfähige und zuverlässige Quelle kalter Atome das wichtigste Werkzeug der Laserkühlung dar – sie kann sowohl dazu benutzt werden bis zu 10^{10} Atome zu fangen als

auch einzelne Atome zu präparieren [HU94, RUS96, HAU96A].

Zunächst in optischen Melassen und wenig später auch in magneto-optischen Fallen wurden in der Folgezeit Temperaturen weit unterhalb des DOPPLER-Limit gemessen [LET88, STE91]. Diese zunächst überraschende Beobachtung konnte theoretisch als Zusammenspiel von räumlich modulierter *Lichtverschiebung* und *optischem Pumpen* zwischen magnetischen Unterniveaus des Grundzustands erklärt werden [DAL89].

Das einfachste Lichtfeld, anhand dessen dieser neue Kühlmechanismus illustriert werden kann, ist eine eindimensionale Stehwelle, die aus zwei gegenläufigen, zueinander senkrecht linear polarisierten Strahlen gebildet wird – diese $lin \perp lin$ -Geometrie zeigt Abbildung 1.3a). Die ZEE-MAN-Niveaus des atomaren Grundzustands erfahren unterschiedliche energetische Verschiebungen, deren Betrag proportional zur Anregungswahrscheinlichkeit ist. In dem Lichtfeld konstanter Intensität ergibt sich z. B. an Orten zirkularer Polarisation – je nach magnetischer Quantenzahl – ein Potentialberg oder -tal.

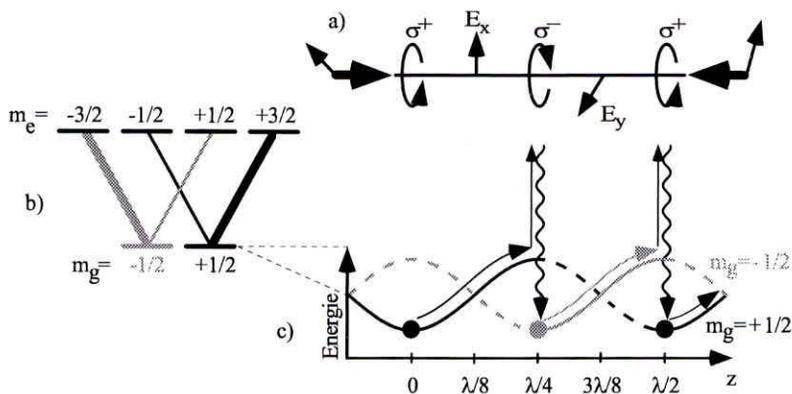


Abbildung 1.3: In einer eindimensionalen $lin \perp lin$ -Stehwelle (a), erfahren die ZEE-MAN-Unterniveaus eines Atoms (b) eine Lichtverschiebung, die von der lokalen Polarisation abhängt. Bewegt sich ein Atom in diesem Lichtfeld (c), wird es bevorzugt in den Potentialmaxima optisch gepumpt, so daß es im Mittel immer wieder Potentialberge hinaufläuft und seine kinetische Energie verliert. In Anlehnung an eine Sagenfigur der griechischen Mythologie wird dieser Effekt als *Sisyphus*-Kühlung bezeichnet.

Bewegt sich ein Atom im Zustand $|m_g = +1/2\rangle$ wie in Abbildung 1.3c) nach rechts, muß es gegen die Lichtverschiebung Arbeit leisten und verliert kinetische Energie. Je weiter das Atom den Berg hinaufläuft, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit, daß es in das energetisch tieferliegende Niveau gepumpt wird. Die zuvor gewonnene potentielle Energie wird dabei durch die spontane Emission dissipiert. Derselbe Prozeß kann nun von neuem beginnen, bis die kinetische Energie des Atoms nicht mehr ausreicht, um einen weiteren Berg zu erklimmen und das Atom schließlich im lichtinduzierten Potential gefangen bleibt.

Dieser Sisyphus-Effekt führt zu deutlich niedrigeren Temperaturen als das DOPPLER-Kühlen. Diese sind nun nicht mehr durch die Linienbreite des angeregten Zustands bestimmt, sondern über einen weiten Parameterbereich proportional zur Lichtverschiebung, d. h. Potentialtiefe. Neben dem Sisyphus-Mechanismus gibt es noch weitere Sub-DOPPLER-Verfahren, die ebenfalls auf Polarisationsgradienten beruhen. Zum Beispiel ergeben sich in einem Lichtfeld, das an jedem Ort lineare Polarisation mit wechselnder Orientierung besitzt, vergleichbare Temperaturen [DAL89].

Atome in optischen Stehwellenfeldern

2.1 Optische Stehwellenfelder

Bereits die kurze Einführung hat gezeigt, daß die Atom-Lichtfeld-Wechselwirkung empfindlich von der genauen Struktur des Lichtfeldes abhängt. In diesem Abschnitt wird deshalb untersucht, von welchen Parametern ein solches Lichtfeld abhängt und wie man im Experiment optische Stehwellenfelder mit stabiler Geometrie erzeugen kann.

Die beteiligten Laserstrahlen können in sehr guter Näherung klassisch als Überlagerung ebener Wellen beschrieben werden:

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_0 \sum_n \boldsymbol{\epsilon}_n e^{+i(\mathbf{k}_n \mathbf{r} + \phi_n)} e^{-i\omega_L t} + c.c. \quad (2.1)$$

Dabei besitzen im Rahmen dieser Arbeit alle $n = 6$ Strahlen die gleiche Laserfrequenz ω_L und die gleiche, reellwertige Feldamplitude \mathcal{E}_0 . Die $\boldsymbol{\epsilon}_n$ sind normierte, komplexwertige Polarisationsvektoren, ϕ_n die Phasen der einzelnen Strahlen, und \mathbf{k}_n sind die Wellenvektoren, deren Betrag $|\mathbf{k}_n| = 2\pi/\lambda$ durch die optische Wellenlänge λ bestimmt ist.

Trotz der relativ einfachen Struktur wird das Feld (2.1) von einer Vielzahl von Parametern bestimmt, und es lassen sich nur wenige allgemeine Eigenschaften formulieren, die nicht von der speziellen Wahl dieser Größen abhängen. Allgemein läßt sich sagen, daß die räumliche Periode des Interferenzmusters ausschließlich von den Richtungen der Wellenvektoren der beteiligten Strahlen bestimmt wird [PET94, JES96]. Das Lichtfeld besitzt also die Struktur eines Gitters – dessen Basis hängt allerdings auf komplizierte Weise von den Polarisierungen $\boldsymbol{\epsilon}_n$ und Phasen ϕ_n ab.

Bei der praktischen Realisierung eines lichtgebundenen Atomgitters muß man bedenken, daß die das Lichtfeld bestimmenden Parameter stets nur mit endlicher Genauigkeit eingestellt werden können. Die Richtungen der Wellenvektoren, die Polarisierungen der Strahlen und deren Amplituden lassen sich allerdings mit moderatem Aufwand präzise festlegen (vgl. Kapitel 3). Für die Phasen ergibt sich allerdings ein völlig anders Bild: im allgemeinen sind ihre Werte weder bekannt noch stabil! Der folgende Abschnitt beschreibt deshalb den Einfluß der Phasen auf die Lichtfeldgeometrie und ein einfaches experimentelles Konzept, in dem die Phasen zum einen intrinsisch stabil sind und zum anderen wohlbekannte, einstellbare Werte annehmen.

Zunächst wird dazu eine eindimensionale Stehwelle in y -Richtung betrachtet, für die die beiden beitragenden Strahlen linear in x -Richtung polarisiert seien. Das elektrische Feld nimmt dann die Form

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 \boldsymbol{\epsilon}_x \cos\left(ky + \frac{\phi_y^+ - \phi_y^-}{2}\right) \cos\left(\omega_L t + \frac{\phi_y^+ + \phi_y^-}{2}\right) \quad (2.2)$$

an. Dabei gehören die Phasen ϕ_y^\pm zu dem Strahl, der entlang $\pm y$ propagiert. Sie beinhalten sowohl Phasensprünge, die z. B. an Strahlteilern auftreten als auch die Akkumulation von Phase bei der Propagation. Gerade dieser letzte Beitrag ist jedoch im Experiment thermischen Driften und akustischen Schwankungen ausgesetzt. Die Verschiebung eines Spiegels um λ entspricht bereits einer Änderung der Phase um 2π . In Gleichung (2.2) sieht man allerdings, daß eine solche Drift die Struktur des Lichtfeldes nicht verändert, sondern nur zu einer Verschiebung des Orts- bzw. Zeitursprungs führt. Diese Verschiebung geschieht auf atomarer Zeitskala so langsam, daß die Atome ihr adiabatisch folgen können. Im speziellen Fall einer eindimensionalen Stehwelle hängt die mikroskopische Struktur des Lichtfeldes also nur von den gewählten Polarisationen und nicht von den Phasen ab.

Geht man zu zwei- oder dreidimensionalen Stehwellenfeldern über, gewinnen die relativen Phasen der beteiligten Strahlen allerdings einen bestimmenden Einfluß auf das Interferenzmuster. Ein illustratives Beispiel für den Einfluß der Phasen ist ein zweidimensionales Lichtfeld, das aus zwei orthogonalen, linear polarisierten Stehwellen besteht [HEM93A].

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 \left\{ \cos \left(\omega t + \frac{\phi_x^+ + \phi_x^-}{2} \right) \cos(kx') \boldsymbol{\epsilon}_y + \cos \left(\omega t + \frac{\phi_y^+ + \phi_y^-}{2} \right) \cos(ky') \boldsymbol{\epsilon}_x \right\}. \quad (2.3)$$

Realisiert man ein solches Lichtfeld mit Hilfe eines Aufbaus gemäß Abbildung 2.1, benötigt man zur Beschreibung also vier Phasen, obwohl diese nicht völlig unabhängig sind (vernachlässigt man Phasensprünge bei der Reflexion gilt: $\phi_{x,y}^- = \phi_{x,y}^+ + 2k\overline{OM}_{1,2}$).

In den ortsabhängigen Termen führt eine Drift der Phasen zu einer langsamen Translation des Ursprungs in x und y . Da die Atome wiederum adiabatisch folgen können, kann man zur Vereinfachung zu transformierten Koordinaten x', y' übergehen.

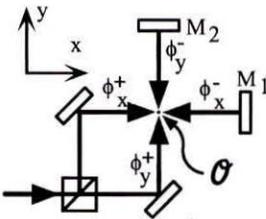


Abbildung 2.1: Standard-Aufbau für ein 2D-Stehwellenfeld.

Betrachtet man nun den Einfluß der Phasen auf die zeitabhängigen Terme, zeigt sich, daß es vom Wert der sogenannten *relativen Zeitphase* $\Phi = \phi_x^+ + \phi_x^- - (\phi_y^+ + \phi_y^-)$ abhängt, ob die beiden Stehwellen synchron ($\Phi = 0$) oder asynchron schwingen. Da die einzelnen Stehwellen linear polarisiert sind, interferieren sie im ersten Fall an jedem Ort zu einer linearen Polarisation. Für eine relative Zeitphase $\Phi = \pi/2$ ergibt sich allerdings an Orten, an denen x - und y -Stehwellen gleiche Amplituden besitzen, zirkulare Polarisation. Im zweidimensionalen Fall führt also eine minimale Drift der optischen Weglängen zu einer dramatischen Veränderung der mikroskopischen Struktur des Lichtfeldes

und damit im allgemeinen auch der Wechselwirkung von Atomen mit dem Lichtfeld. Es ist deshalb für die folgenden Experimente unerlässlich, zum einen die relative Zeitphase über die Dauer einer Messung auf einem konstanten Wert zu halten und zum anderen diesen Wert zu kennen! Bevor ein experimenteller Aufbau vorgestellt wird, der genau diese Forderungen erfüllt, soll darauf hingewiesen werden, daß man auch in obigem Aufbau die relative Zeitphase stabil halten kann, wenn man das Interferenzsignal am freien Ausgang des Strahlteilers zur aktiven Stabilisierung der Weglängendifferenz benutzt [HEM93A]. Allerdings erlaubt nur eine aufwendige Vermessung der am Strahlteiler auftretenden Phasensprünge, auch den Wert der relativen Zeitphase zu kennen.

2.1.1 Intrinsisch stabile und variable Zeitphasen

Anstatt das Lichtfeld (2.3) mit Hilfe des vorangehend beschriebenen Aufbaus zu realisieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit das in Abbildung 2.2 gezeigte Konzept entwickelt, in dem die Phasen $\phi_x^- = \phi_y^+ + kd$ und $\phi_y^- = \phi_x^+ + kd$ von der gleichen optischen Weglänge $d = \overline{OM_1M_2O}$ abhängen [RAU97B]. Der Weg d enthält dabei auch die Phasensprünge, die bei der Reflexion entstehen.

Durch Einsetzen in den Ausdruck für die relative Zeitphase $\Phi = \phi_x^+ + \phi_x^- - (\phi_y^+ + \phi_y^-)$ überzeugt man sich leicht, daß Φ in diesem Aufbau von keiner optischen Weglänge abhängt, vielmehr gilt stets $\Phi = 0$.

Die relative Zeitphase ist also intrinsisch (durch den Aufbau) stabil, und ihr Wert ist a priori bekannt. Diesen Sachverhalt kann man sich auch mit Hilfe einer anderen Argumentation verdeutlichen: Da in Abbildung 2.2 nur eine einzige, gefaltete Stehwelle vorliegt, kann es in diesem Aufbau überhaupt nur eine, also absolute Zeitphase geben (eine ‚Entfaltung‘ dieses Aufbaus zeigt Abbildung 2.3 auf der nächsten Seite). Damit besitzen dann auch alle Abschnitte – insbesondere die beiden Stehwellen in x- und y-Richtung – dieselbe Zeitphase.

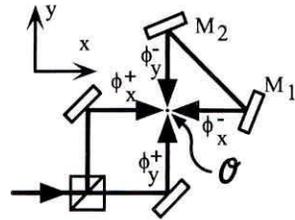


Abbildung 2.2: Aufbau mit intrinsisch stabilen Zeitphasen

Durch eine leichte Modifikation des Aufbaus lassen sich in bestimmten Fällen auch von Null verschiedene Werte

für die relative Zeitphase erreichen: Ein solches Beispiel ist das Lichtfeld der zweidimensionalen magnetooptischen Falle. Die vier Strahlen sind dann zirkular polarisiert und zwar z. B. rechtshändig für die Ausbreitungsrichtungen $+x$ und $-y$ sowie linkshändig für die Richtungen $-x$ und $+y$. Setzt man zwischen die Spiegel M_1 und M_2 einen FARADAY-Rotator, werden die Polarisationen beim Durchgang nicht verändert, allerdings akkumulieren die Strahlen je nach Durchlaufrichtung eine unterschiedliche Phase Ψ bzw. $-\Psi$.

Anhand der bekannten Eigenschaft eines FARADAY-Rotators, lineare Polarisationen zu drehen, läßt sich dieser Sachverhalt leicht verdeutlichen. Das Vorzeichen des Drehwinkels $\pm\Psi$ ist dabei von der Richtung bestimmt, in der der Strahl den Rotator durchläuft.

Zerlegt man eine rechtshändige zirkulare Polarisationen \mathbf{E}^+ in zwei lineare, zueinander orthogonale Anteile, so werden beide Anteile z. B. um einen Winkel $+\Psi$ gedreht

$$\mathbf{E}^+ = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \xrightarrow[\text{um } \Psi]{\text{Drehung}} \begin{pmatrix} \cos \Psi + i \sin \Psi \\ -\sin \Psi + i \cos \Psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} e^{i\Psi} = \mathbf{E}^+ e^{i\Psi} \quad (2.4)$$

Abgesehen von einem Phasenfaktor $e^{i\Psi}$ bleibt also die ursprüngliche rechtszirkulare Polarisation erhalten. Entsprechend ergibt sich ein Faktor $e^{-i\Psi}$, wenn der Rotator in entgegengesetzter Richtung durchlaufen wird.

Die Anwendung auf das Lichtfeld der MOT zeigt Abbildung 2.3, in der zur Verdeutlichung der Aufbau aus Abbildung 2.2 entfaltet ist. Beim Durchgang durch den Rotator akkumulieren dann die Strahlen je nach Durchlaufrichtung die Phasen $\pm\Psi$; die Reflexion an den Spiegeln überführt rechts- in linkshändigen Drehsinn und umgekehrt.

Multipliziert man in Abbildung 2.3 die Ausdrücke für den grau unterlegten Strahl mit $e^{i\Psi}$, ergeben sich auf der linken Seite die Felder $(\mathbf{E}^+, \mathbf{E}^-)$ und auf der rechten $(\mathbf{E}^+ e^{i\Psi}, \mathbf{E}^- e^{i\Psi})$.

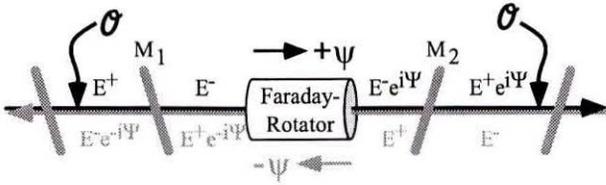


Abbildung 2.3: Einstellung der Zeitphase für das zweidimensionale Lichtfeld der MOT mittels eines FARADAY-Rotators. Der Aufbau aus Abbildung 2.2 auf der vorherigen Seite ist hier zur Verdeutlichung entfaltet dargestellt. Der Schnittpunkt der Stehwellen entspricht in dieser Darstellung \mathcal{O} .

Der Vergleich mit Abbildung 2.2 zeigt schließlich, daß die relative Zeitphase zwischen x - und y -Stehwelle den konstanten Wert Ψ annimmt.

Neben den bisher dargestellten, gibt es noch weitere Möglichkeiten, Lichtfelder mit stabiler Topographie zu realisieren. Eine Methode beruht auf der Regel, daß für ein d -dimensionales Lichtfeld, das aus n Strahlen gebildet wird im allgemeinen $n - (d + 1)$ freie Phasen existieren – die Ursprünge der d Ortskoordinaten und der Zeit legen gerade $d + 1$ Phasen fest. Für Experimente an lichtgebundenen Atomgittern wird deshalb häufig ein Aufbau mit $d + 1$ Strahlen verwendet [GRY93B]. Zur Untersuchung von Standard-Geometrien der Laserkühlung, die in d Dimensionen d orthogonale Stehwellen aus $2d$ Strahlen benutzen, eignet sich dieser Ansatz allerdings nicht. Und obwohl man bei einem Aufbau aus orthogonalen Stehwellen die verbleibenden freien Phasen durch aktive, interferometrische Stabilisierung oder einen intrinsisch stabilen Aufbau kontrollieren muß, kann die kontrollierte Einstellung der Zeitphasen dazu dienen, das Lichtfeld maßzuschneidern.

Von dieser zusätzlichen Möglichkeit der Variation der Zeitphasen wird auch in den nachfolgend beschriebenen Experimenten an der magnetooptischen Falle in drei Dimensionen Gebrauch gemacht. In diesem Fall sind dann sechs Laserstrahlen beteiligt, und es gibt zwei relative Zeitphasen zwischen den drei Stehwellen in x -, y - und z -Richtung. Eine Übersicht über andere mit diesem Konzept erreichbaren Konfigurationen gibt die Diplomarbeit [RAU97A].

2.1.2 Die Lichtfelder der MOT und NOT

Wie die vorangehenden Abschnitte gezeigt haben, kann man also mit Hilfe geeigneter Techniken optische Stehwellenfelder mit stabiler, mikroskopischer Struktur erzeugen, wobei diese Struktur allerdings empfindlich von den Phasen, Polarisierungen und Wellenvektoren abhängt. Im allgemeinen wird ein solches Lichtfeld sowohl Intensitätsgradienten als auch räumlich variierende Polarisierungen aufweisen. Im Rahmen dieser Arbeit werden erstmals zwei – in diesem Sinne sehr spezielle – Felder untersucht, eines mit konstanter Intensität und eines mit an jedem Ort linearer Polarisierung.

Im folgenden werden dazu die verwendeten Strahl-Geometrien und die daraus resultie-

renden Lichtfelder beschrieben. In allen Fällen werden sechs Laserstrahlen überlagert, die sich entlang der Richtungen $\pm x$, $\pm y$ und $\pm z$ ausbreiten, also drei paarweise orthogonale eindimensionale Stehwellen bilden, die sich im Koordinatenursprung kreuzen.

Für das Lichtfeld der magnetooptischen Falle sind alle diese Strahlen zirkular polarisiert, sie lassen sich in komplexwertiger Form durch die nachfolgende Geometrie beschreiben

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_L^x &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (0, 1, -i)/\sqrt{2} e^{ikx} e^{i(\omega t + \Phi_x)}, & \mathbf{E}_L^{-x} &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (0, 1, i)/\sqrt{2} e^{-ikx} e^{i(\omega t + \Phi_x)}, \\ \mathbf{E}_L^y &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (-i, 0, 1)/\sqrt{2} e^{iky} e^{i(\omega t + \Phi_y)}, & \mathbf{E}_L^{-y} &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (i, 0, 1)/\sqrt{2} e^{-iky} e^{i(\omega t + \Phi_y)}, \\ \mathbf{E}_L^z &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (1, i, 0)/\sqrt{2} e^{ikz} e^{i\omega t}, & \mathbf{E}_L^{-z} &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (1, -i, 0)/\sqrt{2} e^{-ikz} e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die Zeitphase der z-Stehwelle wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit zu Null gewählt, die dazu relative Zeitphase der x-Stehwelle wird mit Φ_x , die der y-Stehwelle mit Φ_y bezeichnet. Jedes der drei Paare gegenläufiger Strahlen resultiert in einer eindimensionalen Schraube linearer, rotierender Polarisation. Dabei besitzt das Feld der z-Schraube $\mathbf{E}_L^{z,z} = \mathcal{E}_0/\sqrt{2}(\cos(kz), -\sin(kz), 0)$ bezüglich der Koordinatenachse den zu den beiden anderen entgegengesetzten Drehsinn. Das dreidimensionale Interferenzmuster nimmt schließlich die Form

$$\mathbf{E}_L^{\text{MOT}} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos(kz) + \sin(ky)e^{i\Phi_y} \\ -\sin(kz) + \cos(kx)e^{i\Phi_x} \\ \sin(kx)e^{i\Phi_x} + \cos(ky)e^{i\Phi_y} \end{pmatrix} e^{i\omega t} \quad (2.6)$$

an. Für die Intensität ergibt sich damit der Ausdruck

$$\begin{aligned} I^{\text{MOT}} \propto |\mathbf{E}_L^{\text{MOT}}|^2 &= \mathcal{E}_0^2 \left[\frac{3}{2} - \cos(kx) \sin(kz) \cos \Phi_x + \sin(ky) \cos(kz) \cos \Phi_y \right. \\ &\quad \left. + \sin(kx) \cos(ky) \cos(\Phi_x - \Phi_y) \right]. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Für die spezielle Wahl $\Phi_x = \Phi_y = 0$ (Modulo π) ist das Feld (2.6) an jedem Ort linear polarisiert, in diesem Fall ist die Intensität (2.7) maximal moduliert. In einer Elementarzelle (λ^3) gibt es dann genau 8 Maxima und 8 Knoten. Dieses Lichtfeld wird im folgenden als MOT_{00} bezeichnet. Für alle anderen Werte der Zeitphasen sind die Intensitätsgradienten schwächer, aber stets vorhanden. In diesen Fällen variiert auch die *Elliptizität* $0 \leq \epsilon \leq 1$ des Lichtfeldes, die das Längenverhältnis von kleiner und großer Hauptachse der lokalen Polarisationsellipse angibt. Nur für die Konfiguration MOT_{00} gilt also $\epsilon(\mathbf{r}) \equiv 0$.

Ein Lichtfeld mit verschwindenden Intensitätsgradienten wird durch die Geometrie

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_L^x &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (0, 1, 1)/\sqrt{2} e^{ikx} e^{i\omega t}, & \mathbf{E}_L^{-x} &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (0, -1, 1)/\sqrt{2} e^{-ikx} e^{i\omega t}, \\ \mathbf{E}_L^y &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (1, 0, 1)/\sqrt{2} e^{iky} e^{i\omega t}, & \mathbf{E}_L^{-y} &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (1, 0, -1)/\sqrt{2} e^{-iky} e^{i\omega t}, \\ \mathbf{E}_L^z &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (1, 1, 0)/\sqrt{2} e^{ikz} e^{i\omega t}, & \mathbf{E}_L^{-z} &= \frac{\mathcal{E}_0}{2} (-1, 1, 0)/\sqrt{2} e^{-ikz} e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (2.8)$$

erzeugt. Diese Konfiguration wird im Rahmen dieser Arbeit nur für Zeitphasen $\Phi_x = \Phi_y = 0$ untersucht und im weiteren Verlauf als NOT bezeichnet. Dieses Akronym ist ein Relikt aus früheren Experimenten, in denen dieselbe Polarisationskonfiguration – unter besonderen Bedingungen und mit unstabilisierten Zeitphasen – zur Beobachtung einer optischen Falle (non-magnetic optical trap) führte [HÖP94].

Wenn man das resultierende Feld der NOT in der Form

$$\mathbf{E}_L^{\text{NOT}} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos(ky) + i \sin(kz) \\ \cos(kz) + i \sin(kx) \\ \cos(kx) + i \sin(ky) \end{pmatrix} e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

schreibt, sieht man leicht, daß sich eine räumlich konstante Intensität $I^{\text{NOT}} \propto |\mathbf{E}_L^{\text{NOT}}|^2 = \frac{3}{2} \mathcal{E}_0^2$ ergibt. Allerdings ist für dieses Lichtfeld die Elliptizität maximal moduliert und nimmt innerhalb einer Elementarzelle alle Werte zwischen 0 und 1 an.

Damit sind schließlich die experimentell untersuchten Lichtfelder weitgehend bezüglich ihrer Polarisierungen und Intensitäten charakterisiert. Die nächsten Abschnitte werden zeigen, daß diese Klassifizierung auch sehr hilfreich bei der Untersuchung der Atom-Lichtfeld-Wechselwirkung ist.

2.2 Semiklassische Atom-Lichtfeld Wechselwirkung

Der folgende Abschnitt gibt eine kurze Einführung in die Beschreibung der Dynamik kalter Atome in einem Lichtfeld. Da es dabei vor allem um die Einführung der Notation und die physikalische Interpretation der wesentlichen Parameter geht, wird zunächst eine Reihe von Näherungen eingeführt, die die Beschreibung deutlich vereinfachen; eine ausführliche Darstellung bieten [COH92, WAL95].

Neben dem Laserfeld sollen auch die äußeren Freiheitsgrade des Atoms klassisch beschrieben werden, lediglich die innere atomare Dynamik erfordert eine quantenmechanische Formulierung. Des weiteren soll vorausgesetzt werden, daß das Atom – mit den in der Einführung vorgestellten Methoden der Spontankraft-Kühlung – bereits gekühlt ist und man dadurch die Verschiebung der atomaren Resonanzen durch den Doppler-Effekt vernachlässigen kann.

Um die weitere Beschreibung festzulegen, werden zunächst die verschiedenen Beiträge zum Gesamtsystem dargestellt: Der energetische Beitrag des Atoms enthält einen internen und einen klassischen, kinetischen Term

$$H_{Atom} = \hbar\omega_0 P_e + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \quad (2.10)$$

$P_e = \sum |m_e\rangle \langle m_e|$ ist dabei der Projektions-Operator auf den entarteten angeregten Zustand $|F_e, m_e\rangle$ mit Drehimpuls F_e (entsprechend projiziert $P_g = \sum |m_g\rangle \langle m_g|$ auf den Grundzustand $|F_g, m_g\rangle$).

Da das elektromagnetische Feld klassisch beschrieben wird (siehe dazu auch Abschnitt 2.1), trägt es selbst keinen Hamiltonian bei, aus demselben Grund wird schließlich auch die spontane Emission phänomenologisch eingeführt.

Die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld muß allerdings als Operator formuliert werden, der für elektrische Dipolübergänge die Form

$$V_{AL} = -\mathbf{d}^+ \mathbf{E}_L^+(\mathbf{r}) e^{-i\omega_L t} - \mathbf{d}^- \mathbf{E}_L^-(\mathbf{r}) e^{+i\omega_L t} \quad (2.11)$$

annimmt, wenn man das Lichtfeld in seine positiven und negativen Frequenzanteile

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_L^+(\mathbf{r}) e^{-i\omega_L t} + \mathbf{E}_L^-(\mathbf{r}) e^{+i\omega_L t} = 2\Re(\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{r}) \mathcal{E}_L(\mathbf{r}) e^{-i\omega_L t}). \quad (2.12)$$

zerlegt (vgl. (2.1) auf Seite 7). Dabei sind die Amplitude $\mathcal{E}_L(\mathbf{r})$ reell und $\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{r})$ ein i. A. komplexer Polarisationsvektor. Der Dipol-Operator $\mathbf{d} = \mathbf{d}^+ + \mathbf{d}^-$ enthält einen Anteil, der auf den atomaren Grundzustand und einen, der auf den angeregten Zustand wirkt:

$$\mathbf{d}^+ = P_e \mathbf{d} P_g \quad \text{und} \quad \mathbf{d}^- = P_g \mathbf{d} P_e = (\mathbf{d}^+)^{\dagger}. \quad (2.13)$$

Die folgenden Rechnungen lassen sich vereinfachen, wenn man den Wechselwirkungsoperator in zwei Terme faktorisiert: 1) einen Operator, der ausschließlich von der Geometrie des Problems, also den Polarisierungen und Ausbreitungsrichtungen der Laserstrahlen aber auch den Drehimpulsen der atomaren Zustände abhängt und 2) einen skalaren Term, der

die Abhängigkeit der Wechselwirkung von der Laserintensität und -frequenz enthält. Dazu definiert man einen reduzierten Dipoloperator $\hat{\mathbf{d}}$ mittels

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathcal{D} \hat{\mathbf{d}} \quad , \quad \text{bzw.} \quad \hat{\mathbf{d}}^+ = \mathcal{D} \hat{\mathbf{d}}^+ = (\hat{\mathbf{d}}^-)^\dagger \quad (2.14)$$

$$\text{mit} \quad \mathcal{D} = \frac{\langle J_e, I, F_e | \hat{\mathbf{d}} | J_g, I, F_g \rangle}{\sqrt{2F_e + 1}}$$

als reduziertes Matrixelement. Der skalare Teil der Wechselwirkung wird dann gerade durch die Rabi-Frequenz

$$\Omega_R(\mathbf{r}) = -\frac{\mathcal{D} \mathcal{E}_L}{\hbar} \quad (2.15)$$

beschrieben. Nach dem WIGNER-ECKHART-Theorem sind die Matrixelemente der Standardkomponenten des reduzierten Dipoloperators dann bloß noch CLEBSCH-GORDAN Koeffizienten:

$$\langle m_e | \hat{\mathbf{d}}^+ \cdot \mathbf{e}_q | m_g \rangle = \langle m_g | \hat{\mathbf{d}}^- \cdot \mathbf{e}_q^* | m_e \rangle = (-1)^{-F_g+1-m} \sqrt{2F_e+1} \begin{pmatrix} F_g & 1 & F_e \\ m_g & q & m_e \end{pmatrix} . \quad (2.16)$$

Dabei sind \mathbf{e}_q mit $q = 0, \pm 1$ die Einheitsvektoren der Standardbasis

$$\boldsymbol{\epsilon}_0 = \boldsymbol{\epsilon}_z \quad , \quad \boldsymbol{\epsilon}_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\boldsymbol{\epsilon}_x \pm i\boldsymbol{\epsilon}_y) \quad (2.17)$$

und entsprechen gerade π - und σ^\pm -Polarisationen.

Die Bewegungsgleichung für die atomare Dichtematrix lautet schließlich

$$\dot{\rho}_{ab} = -\frac{i}{\hbar} P_a [H_{Atom} + V_{AL}, \rho] P_b + \mathcal{L}(\rho_{ab}) \quad , \quad (2.18)$$

wobei die Indizes a, b für den angeregten oder Grundzustand stehen können. Der letzte verbleibende Beitrag zur atomaren Dynamik, der Dämpfungsterm $\mathcal{L}(\rho_{ab})$, muß im Rahmen der gewählten Beschreibung phänomenologisch eingeführt werden. Er ist mit der spontanen Zerfallsrate Γ verknüpft und kann mit Hilfe der Definitionen aus (2.16) und (2.17) ausgedrückt werden.

$$\mathcal{L}(\rho_{ee}) = -\Gamma \rho_{ee} \quad (2.19a)$$

$$\mathcal{L}(\rho_{eg}) = -\frac{\Gamma}{2} \rho_{eg} \quad (2.19b)$$

$$\mathcal{L}(\rho_{gg}) = \Gamma \sum_{q=-1}^1 (\hat{\mathbf{d}}^- \cdot \mathbf{e}_q^*) \rho_{ee} (\hat{\mathbf{d}}^+ \cdot \mathbf{e}_q) \quad (2.19c)$$

In dieser Form [COH77] ist der Zerfall aus einem Unterzustand $|m_e\rangle$ nach $|m_g\rangle$ das Produkt aus der spontanen Zerfallsrate und zwei CLEBSCH-GORDAN Koeffizienten.

Die Bewegungsgleichungen der Dichtematrix in der Form (2.18) sind, abgesehen von der Drehwellen- und semiklassischen Näherung, exakt.

2.2.1 Adiabatische Eliminierung des angeregten Zustands

Vielfach genügt es, die Gleichgewichtslösung des Systems (2.18) zu bestimmen. Zum Beispiel die in Kapitel 4 dargestellten Experimente zur Transmissionsspektroskopie lassen sich auf diese Weise theoretisch beschreiben. Gerade für den Fall eines atomaren Übergangs $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$, also auch für die in den Experimenten verwendete Cäsium-Resonanz ($F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$), läßt sich diese Lösung sogar analytisch formulieren [TAI96, NIE98]. Zwar führt diese analytische Lösung in der Praxis auf sehr unhandliche Ausdrücke, trotzdem ist sie nicht nur von formaler Bedeutung. Die Struktur der Lösung wird sich im folgenden als sehr natürlich erweisen und eignet sich zudem hervorragend als Grundlage einer numerischen Analyse (vgl. Anhang B). Deshalb bietet sich für den weiteren Verlauf der Arbeit an, zwar alle Berechnungen numerisch auszuführen, diese Resultate jedoch anhand möglichst einfacher Situationen anschaulich zu interpretieren. Eine physikalisch besonders einfache Darstellung ergibt sich im Grenzfall schwacher Sättigung, wenn also für den Sättigungsparameter

$$s(\mathbf{r}) = \frac{\Omega_k^2(\mathbf{r})/2}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} \equiv \frac{I(\mathbf{r})/I_S}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \ll 1 \quad (2.20)$$

gilt. Dieser Grenzfall ergibt sich, wenn die lokale Intensität $I(\mathbf{r})$ des Lichtfeldes klein gegen die Sättigungsintensität I_S des atomaren Übergangs ist oder die Verstimmung δ von der Resonanz deutlich größer als deren natürliche Linienbreite Γ . Physikalisch führt dieser Grenzfall zu einer, im Vergleich zum Grundzustand, schwachen Besetzung des angeregten Zustands. Mathematisch ergeben sich die Vereinfachungen dadurch, daß sich in den Gleichungen (2.18) für die Dichtematrix der Anteil ρ_{gg} deutlich langsamer entwickelt als die anderen Komponenten, deren Zeitentwicklung durch Γ^{-1} gegeben ist. Damit bestimmt die Entwicklung der Grundzustände die des gesamten Systems, und alle sonstigen explizit zeitabhängigen Terme der linken Seite von Gleichung (2.18) lassen sich *adiabatisch eliminieren*. Da diese Terme jedoch als totale zeitliche Ableitungen auch Terme $\dot{\mathbf{r}}\nabla$ enthalten, ist diese Näherung nur im Grenzfall kleiner Geschwindigkeiten ($\mathbf{k}\mathbf{v} \ll \Gamma$) gegeben und erlaubt deshalb, wie anfangs erwähnt, lediglich die Beschreibung langsamer Atome. Die physikalische Rechtfertigung erhält man aus der experimentellen Beobachtung, daß sich gerade in diesem Regime die niedrigsten kinetischen Energien ergeben [SAL90].

Mit Hilfe der adiabatischen Eliminierung läßt sich die gesamte atomare Dynamik durch die Entwicklung des Grundzustands beschreiben.

Die internen atomaren Freiheitsgrade werden durch die Dichtematrix des Grundzustands

$$\frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} = -i\delta'(\mathbf{r})[\Lambda(\mathbf{r}), \rho_{gg}] - \frac{\Gamma'(\mathbf{r})}{2} \{\Lambda(\mathbf{r}), \rho_{gg}\} + \Gamma' \mathcal{L}(\rho_{gg}, \mathbf{r}) \quad , \text{ mit} \quad (2.21a)$$

$$\mathcal{L}(\rho_{gg}, \mathbf{r}) = \sum_{q=-1}^1 (\boldsymbol{\epsilon}_q^*(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^-) (\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^+) \rho_{gg} (\boldsymbol{\epsilon}^*(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^-) (\boldsymbol{\epsilon}_q(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^+) \quad (2.21b)$$

beschrieben. Dabei bezeichnen die Größen

$$\Gamma'(\mathbf{r}) = \Gamma \frac{s(\mathbf{r})}{2} \quad \text{und} \quad \delta'(\mathbf{r}) = \delta \frac{s(\mathbf{r})}{2} \quad (2.22)$$

in dieser Bewegungsgleichung lediglich skalare Faktoren. Im Gegensatz dazu hängen der Lichtverschiebungoperator

$$\Lambda(\mathbf{r}) = \left(\boldsymbol{\epsilon}^*(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^- \right) \left(\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{d}}^+ \right) = \Lambda^\dagger(\mathbf{r}) \quad (2.23)$$

und der spontane Zerfall (ausgedrückt durch $\mathcal{L}(\rho_{gg}, \mathbf{r})$) nicht mehr von der Intensität oder Verstimmung, sondern nur von der Topographie des Lichtfelds ab. Diese Faktorisierung vereinfacht schließlich die folgende Interpretation der Atom-Lichtfeld-Wechselwirkung und unterstreicht die Rolle der Lichtfelder NOT und MOT₀₀ als Grenzfälle.

2.2.2 Lichtverschiebung, Potentiale und optisches Pumpen

Es sind vor allem zwei Mechanismen, die die Entwicklung von ρ_{gg} bestimmen: Die *Lichtverschiebung* und das *optische Pumpen*. Der erste Term beschreibt die energetische Verschiebung der Grundzustandsniveaus infolge der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld. Er besitzt eine Form, die sich auch durch den effektiven Hamiltonian

$$H_{eff} = \hbar \delta'(\mathbf{r}) \Lambda(\mathbf{r}) \quad (2.24)$$

ergäbe. $\Lambda(\mathbf{r})$ besitzt nur nicht-negative, reelle Eigenwerte Λ_α , also wird das Vorzeichen der Energieverschiebung nur durch das Vorzeichen der Verstimmung bestimmt. Im Rahmen dieser Arbeit ist stets $\delta < 0$, so daß sich eine Absenkung der Niveaus ergibt. Durch diese Lichtverschiebung wird die Entartung der magnetischen Unterzustände im allgemeinen also aufgehoben, und man erhält neue Zustände $|g_\alpha\rangle$, die infolge der Wechselwirkung um $E_\alpha = \hbar \delta' \Lambda_\alpha$ verschoben sind.

Um die Verschiebung anschaulich zu interpretieren, kann man z. B. das *lin* \perp *lin*-Lichtfeld heranziehen, das in der Einführung zum Sisyphus-Effekt geführt hat. Zwei gegenläufige, orthogonal linear polarisierte Laserstrahlen resultieren in einem Lichtfeld konstanter Intensität der Form

$$\mathbf{E}_L^+(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 \left(\boldsymbol{\epsilon}_- \cos(kz) - i \boldsymbol{\epsilon}_+ \sin(kz) \right) \quad , \quad (2.25)$$

das entlang der Ausbreitungsrichtung z alternierend linkszirkulare, lineare und rechtszirkulare Polarisationen aufweist. Dieses Lichtfeld kann nur die in Abbildung 2.4 gezeigten σ^- - und σ^+ -Übergänge treiben.

Für rein rechtszirkulare Polarisation (z. B. bei $z = \lambda/4$) nimmt der Ausdruck für die Lichtverschiebung die einfache Form

$$\Lambda^+ = \left(\boldsymbol{\epsilon}_{\sigma^+}^* \cdot \hat{\mathbf{d}}^- \right) \left(\boldsymbol{\epsilon}_{\sigma^+} \cdot \hat{\mathbf{d}}^+ \right) \quad (2.26)$$

an. Dabei repräsentiert der zweite Term, mit $\hat{\mathbf{d}}^+$ als atomarem Aufsteige-Operator, einen σ^+ -Übergang von $|g\rangle$ nach $|e\rangle$ und der erste Term einen σ^+ -Übergang von $|e\rangle$ nach $|g\rangle$. Auf diese Weise läßt sich die Lichtverschiebung mit einem stimulierten Zwei-Photonen Prozeß identifizieren, bei dem ein Photon aus dem einen Strahl absorbiert und in den anderen

emittiert wird. Durch den damit verbundenen Impulsübertrag vom $2\hbar k$ pro Absorptions-Emissions-Zyklus wird eine Kraft auf das Atom ausgeübt. Diese Kraft ist konservativ und das zugehörige *lichtinduzierte* Potential entspricht gerade der Lichtverschlebung.

Im allgemeinen werden jedoch neben σ^+ - auch σ^- -Polarisationen vorliegen, so daß durch Übergänge mit $\Delta m = \pm 2$ auch Kohärenzen im Grundzustand angeregt werden. $\Lambda(\mathbf{r})$ ist also zwar in der Basis $|g_\alpha\rangle$ diagonal, jedoch nicht in der Basis der ZEEEMAN-Zustände $|F_g, m_g\rangle$.

Da der bisher diskutierte Beitrag zur Dynamik von ρ_{gg} in (2.21a) als Kommutator eingeht, verschwindet seine Spur und kann somit die Besetzung der Niveaus nicht verändern. Das *optische Pumpen*, das die Besetzungen der einzelnen Zustände bestimmt, wird also ausschließlich durch die beiden verbleibenden Terme bestimmt.

Der Beitrag, der den Antikommutator enthält, beschreibt die Entleerung des Grundzustands durch Absorption.

Auch dieser Term ist in der Basis der $|g_\alpha\rangle$ diagonal, und es gilt

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{g_\alpha g_\alpha}^{\text{abs}} = - \Lambda_\alpha \Gamma' \rho_{g_\alpha g_\alpha} \quad (2.27)$$

Der Operator $\Gamma' \mathcal{L}(\rho)$, der die Repopulation durch spontanen Zerfall beschreibt, hat dem Betrag nach die gleiche Spur $\Gamma' \sum_\alpha \Lambda_\alpha \rho_{g_\alpha g_\alpha}$, allerdings mit entgegengesetztem Vorzeichen, so daß die Gesamtbesetzung erhalten bleibt.

Der Grund für das verwunderliche Ergebnis, daß auch der spontane Zerfall mit einer Rate Γ' statt der natürlichen Zerfallsrate Γ geschieht, liegt an der adiabatischen Eliminierung des angeregten Zustands. Genaugenommen beschreibt nämlich $\Gamma' \mathcal{L}$ die Rate, mit der der Grundzustand bevölkert wird. Diese ist jedoch deutlich geringer als die Zerfallsrate des angeregten Zustands, weil letzterer erst nach $\Gamma'^{-1} \gg \Gamma^{-1}$ besetzt wird (vgl. dazu auch Gleichung (2.19) auf Seite 14).

Auch das optische Pumpen läßt sich gut anhand obigen Beispiels rein σ^+ -polarisierten Lichts veranschaulichen:

1. Die bereits diskutierte Struktur von Λ bewirkt, daß nur Emissions- und Absorptionsprozesse der Form $\Delta m_F = +1$ auftreten können.
2. Der Term $\mathcal{L}(\rho)$ beinhaltet den spontanen Zerfall der Zustände nach dieser Absorption mit $\Delta m_F = +1$. Der spontane Zerfall kann gemäß (2.19c) aber mit $\Delta m_F = 0, \pm 1$ verbunden sein.

Nach einer Reihe von Zyklen aus Absorption von σ^+ -Licht (1.) und spontaner Emission (2.) wird also die gesamte Besetzung in den Zustand $|m_g = 4\rangle$ transferiert. Die Isotropie der Besetzungsverteilung wird aufgehoben, weil das polarisierte Lichtfeld Drehimpuls auf das Atom überträgt. Die Zeitkonstante für das optische Pumpen ist $\tau_p \approx 1/\Gamma'$.

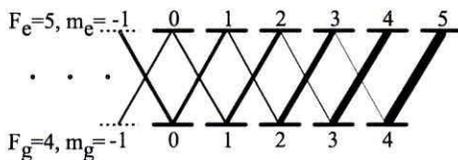


Abbildung 2.4: Ausschnitt des Cäsium-Niveauschemas mit $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$. Dargestellt sind die Übergänge, die das $\text{lin} \perp \text{lin}$ -Lichtfeld treiben kann, die Liniendicken geben die Übergangswahrscheinlichkeiten an.

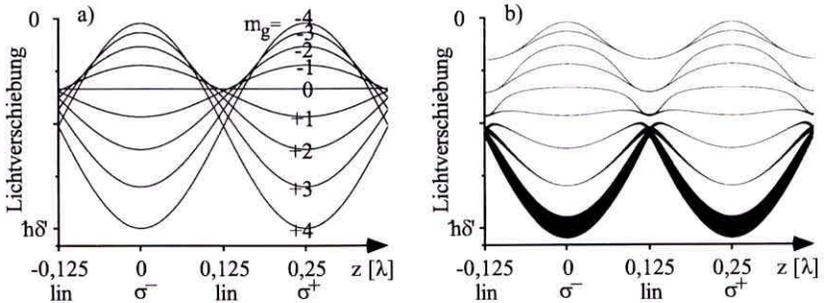


Abbildung 2.5: a) Lichtverschiebung der ZEEMAN-Zustände (adiabatische Potentiale) für einen atomaren Übergang $F_y = 4 \rightarrow F_c = 5$ in $lin \perp lin$ -Lichtfeld (2.25).
 b) Die neuen Eigenzustände $|g_\alpha\rangle$ (adiabatische Potentiale); deren relative Besetzungen im Gleichgewicht entsprechen den Linienstärken.

Anhand des Lichtfeldes aus Gleichung (2.25) läßt sich auch leicht der Einfluß anderer Lichtfeldpolarisationen veranschaulichen. Abbildung 2.5 zeigt sowohl die Verschiebung der ZEEMAN-Zustände $|m_g\rangle$ (a) als auch die neuen Eigenzustände $|g_\alpha\rangle$ (b).

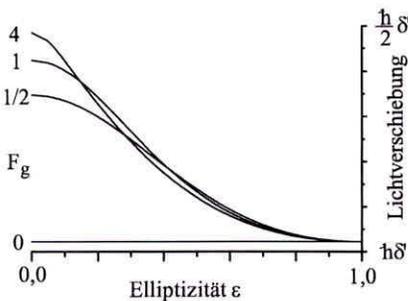


Abbildung 2.6: Lichtverschiebung im Gleichgewichtszustand als Funktion der Elliptizität bei konstanter Intensität für verschiedene atomare Drehimpulse $F_y \rightarrow F_c = F_y + 1$.

zudem – wie sich auch aus Symmetriegründen ergibt – sind diese Zustände sowohl bezüglich der Lichtverschiebung als auch der Besetzung paarweise entartet.

Diese Gleichgewichtslösung der inneren atomaren Freiheitsgrade läßt sich wie bereits erwähnt analytisch formulieren. Da die Beiträge zu (2.21a), die die Lichtverschiebung und die Entleerung des Grundzustands beschreiben, in der Basis der $|g_\alpha\rangle$ diagonal sind, kann man vermuten, daß im Gleichgewichtszustand $[\rho_{gg}, \Lambda] = 0$ gilt. Mit dieser, erst kürzlich in [NIE98] bewiesenen Vermutung, läßt sich die Lösung als Potenzreihe $\rho_{gg} = \sum_{n=0}^{2F_y} C_n(\epsilon) \Lambda^n$

Diese häufig auch als diabatische und adiabatische Potentiale bezeichneten Zustände beschreiben jeweils nur einen Grenzfall. Langsame Atome z. B. werden sehr gut durch die Bewegung entlang einer adiabatischen Potentialkurve beschrieben. In dieser quasistationären Situation kann man den einzelnen Potentialen auch eine Besetzung zuordnen, die in Abbildung 2.5b) durch die Linienstärke kodiert ist. Dabei wird deutlich, daß im Gleichgewicht an Orten rein zirkularer Polarisation nur ein Zustand besetzt ist, der mit den Minima sowohl der adiabatischen als auch der diabatischen Potentiale zusammenfällt. Für lineare Polarisationen dagegen ist im Gleichgewicht eine Reihe von Zuständen signifikant besetzt,

des Lichtverschiebungsoperators darstellen. Die Koeffizienten $C_n(\epsilon)$ hängen dabei ausschließlich von der Elliptizität des Lichtfelds ab, sie sind in analytischer Form in [TAĭ96] dargestellt.

Mit Hilfe dieser Gleichgewichtslösung läßt sich schließlich auch die gesamte – mit den Besetzungen Π_α der adiabatischen Potentiale gewichtete – Lichtverschiebung $Sp\{\rho_{gg}H_{eff}\} = \hbar\delta' \sum_\alpha \wedge_\alpha \Pi_\alpha$ angeben (vgl. Abbildung 2.6). Für ein Atom mit $F_g = 0$ ist die Lichtverschiebung unabhängig von ϵ . In diesem Fall ist keinerlei optisches Pumpen möglich, mit zunehmendem F_g steigt jedoch die Abhängigkeit der Lichtverschiebung von der Elliptizität. Im allgemeinen nimmt für $\epsilon = 1$ die Lichtverschiebung den maximalen Wert $\hbar\delta'$ an. In dieser Situation ist nur ein Zustand besetzt, aus dem nur ein Übergang mit der relativen Wahrscheinlichkeit „1“ möglich ist.

2.2.3 Lichtinduzierte Potentiale für MOT_{00} und NOT

In diesem letzten Abschnitt des Kapitels soll nun die Wechselwirkung von Atomen mit den Lichtfeldern MOT_{00} und NOT visualisiert werden. Obwohl im Gleichgewicht sogar eine analytische Beschreibung möglich ist, wird diese für die betrachteten atomaren Drehimpulse $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ sehr unhandlich. Besonders die Suche nach den Orten maximaler Lichtverschiebung wird mit Hilfe numerischer Verfahren immens vereinfacht (vgl. dazu auch Anhang B).

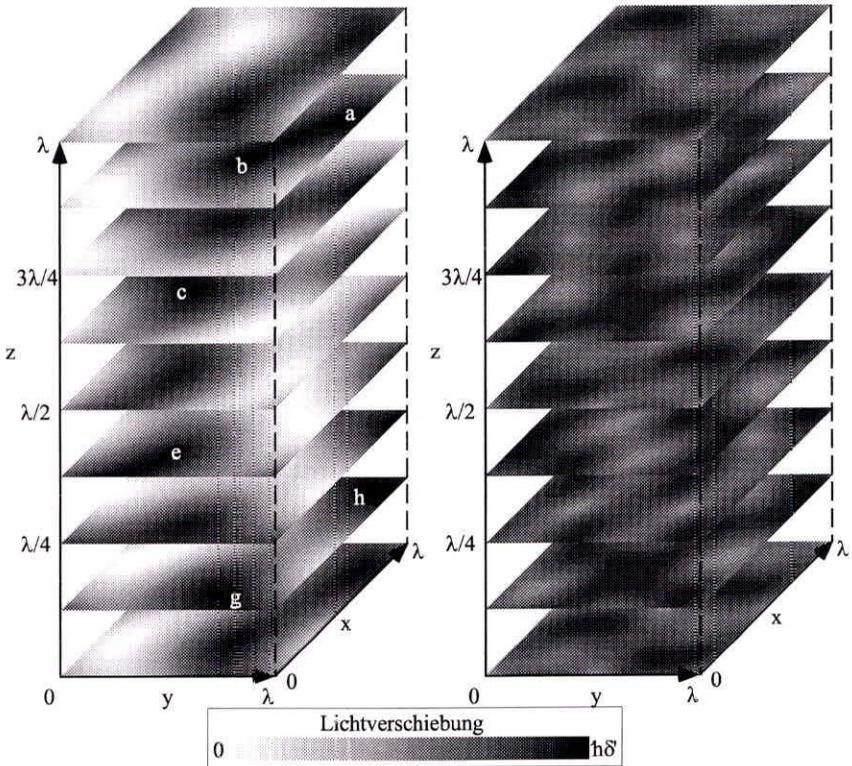


Abbildung 2.7: Potentialtiefe in der MOT_{00} (links) und in der NOT (rechts) innerhalb einer Elementarzelle λ^3 . Im Fall der MOT_{00} ergeben sich genau 8 Minima ,a' - ,h'. Die Minima ,d' und ,f' sind verdeckt, sie liegen an den Orten $\mathbf{r}_d = \frac{\lambda}{8}(5, 1, 5)$ bzw. $\mathbf{r}_f = \frac{\lambda}{8}(7, 1, 3)$.

Diese Orte maximaler Lichtverschiebung, also minimaler potentieller Energie, sind von besonderem Interesse, da die Potentialtiefe typischerweise größer ist als die mittlere kinetische

Energie der Atome. Die Atome können also in den Minima des lichtinduzierten Potentials lokalisiert werden.

Abbildung 2.7 auf der vorherigen Seite zeigt die Lichtverschiebung $Sp\{\rho_{gg}, \Lambda\}$ für die Lichtfelder MOT_{00} und NOT. Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 dargestellt, handelt es sich im ersten Fall um ein Lichtfeld, das in jedem Raumpunkt linear polarisiert ist und dessen Intensität vollständig durchmoduliert ist. Für das Lichtfeld der NOT nimmt dagegen die Elliptizität alle Werte $0 \leq \epsilon \leq 0$ an, und die Intensität ist räumlich konstant.

Daß diese beiden Situationen Extremfälle eines allgemeinen dreidimensionalen lichtgebundenen Atomgitters darstellen, wird auch besonders an der Darstellung der Lichtverschiebung in Gleichung (2.21a) deutlich, die ja gerade in einen skalaren und einen geometrischen Term faktorisiert. In diesem Sinne ist die MOT_{00} ein reines Intensitätsgitter und die NOT ein reines Polarisationsgitter.

Die Potentialtiefe für die MOT_{00} skaliert (vgl. Gleichung (2.22)) mit der Intensität, so daß die Potentialminima gerade mit den 8 Intensitätsmaxima zusammenfallen. Abbildung 2.7 auf der vorherigen Seite zeigt die Positionen der Minima in einer Elementarzelle. An diesen Orten sind die Polarisationsvektoren jeweils parallel zu einer der 8 Raumdiagonalen (vgl. Abbildung 2.8a)).

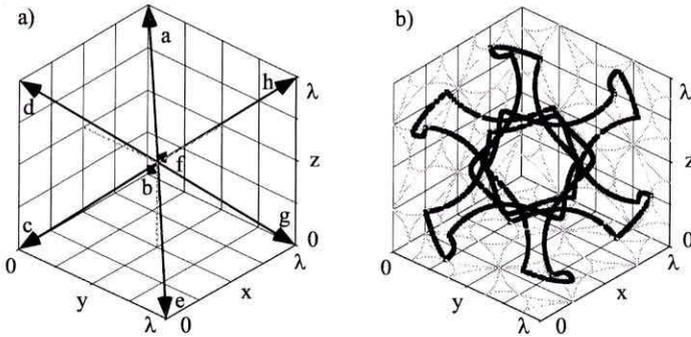
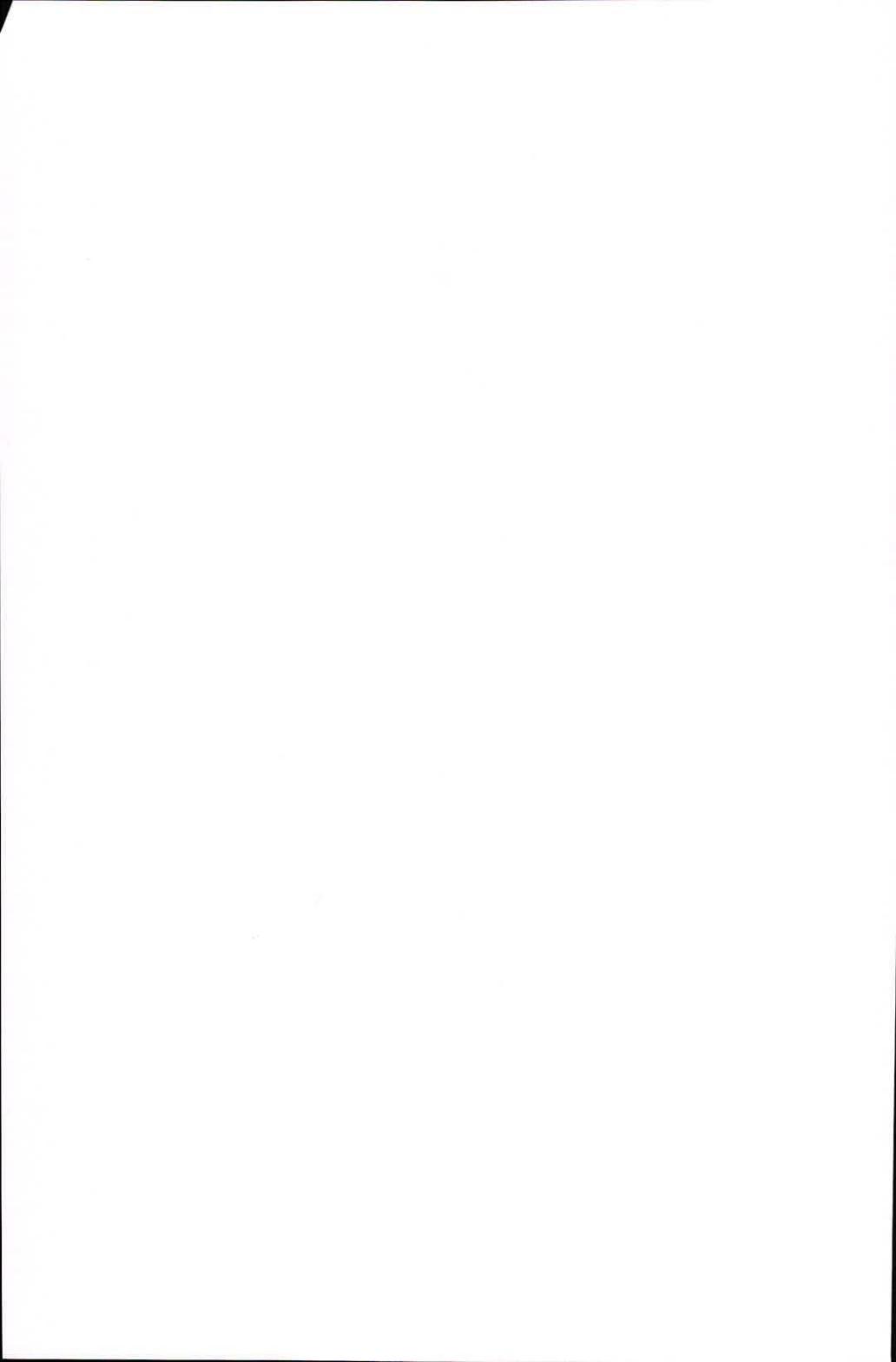


Abbildung 2.8: Beide Lichtfelder besitzen eine ausgeprägte Symmetrie. a) Die linearen Polarisationen in den Potentialminima der MOT_{00} sind entlang der Raumdiagonalen ausgerichtet, ‚a‘ – ‚h‘ entsprechen den Punkten in Abbildung 2.7 auf der vorherigen Seite. b) Die Minima des lichtinduzierten Potentials für das Lichtfeld NOT sind keine diskreten Punkte, sondern bilden eine geschlossene Linie; entlang dieser Linie ist die Polarisation des Lichtfelds zirkular. Die Projektionen auf die Koordinatenflächen sind grau dargestellt.

Für die NOT hängt die Potentialtiefe infolge der konstanten Intensität ausschließlich von der Elliptizität ab (vgl. dazu auch Abbildung 2.6). Maximale Lichtverschiebung ergibt sich für $\epsilon = 1$, also an Orten rein zirkularer Polarisation. Für die NOT existieren allerdings keine diskreten Potentialminima, vielmehr zeigt Abbildung 2.8, daß diese entlang einer Linie auftreten.



Experimenteller Aufbau

Im folgenden werden einige Besonderheiten des verwendeten apparativen Aufbaus beschrieben, vor allem werden die experimentelle Realisierung des Konzepts intrinsisch stabiler Zeitphasen, die Frequenzstabilisierung der Laserquellen und die elektronische Steuerung des Experiments dargestellt. Durch einen flexiblen Aufbau kann die Apparatur sowohl zur Präparation einzelner, kalter Cäsium-Atome eingesetzt werden als auch zur Speicherung von bis zu $\approx 10^7$ Atomen.

3.1 Mechanischer Aufbau und Vakuumapparatur

Um hohe Speicherzeiten für die gefangenen Atome zu erreichen, wird das Experiment in einer Ultrahochvakuum-Apparatur aus Edelstahl durchgeführt. Nach mehrtägigem Ausheizen bei 250°C wird mit Hilfe einer Ionen-Getter-Pumpe (VacIon Plus, Fa. Varian, Saugleistung 150 l/s) ein Enddruck von $\approx 6 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht. Neben den Vorteilen dieses Pumpentyps (keine mechanischen Vibrationen, Wartungsfreiheit und Unempfindlichkeit gegen kurzzeitige Stromausfälle) stehen externe inhomogene Streumagnetfelder als konstruktionsbedingter Nachteil. Die Pumpe ist deshalb in einem Abstand von ca. 1200 mm von der Hauptkammer installiert, so daß deren Streufeld auf weniger als 0,1 G abgeklungen ist. Um auch Magnetisierungen des mechanischen Aufbaus zu vermeiden, finden ausschließlich relativ unmagnetische Materialien (Edelstahl, Aluminium, Messing) Verwendung.

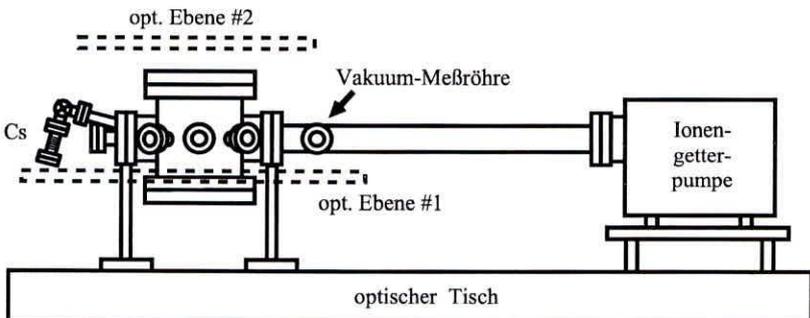


Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau des Vakuumsystems

Das für die Experimente benötigte atomare Cäsium befindet sich in einem kleinen Reservoir, das durch ein Ganzmetallventil von der Hauptkammer getrennt ist. Mit Hilfe dieses Ventils läßt sich der Cäsium-Partialdruck (und damit die Zahl der gespeicherten Atome) regulieren.

Um optischen Zugang zu erhalten, sind an den Rezipienten Sichtfenster mit Anti-Reflex-Beschichtung angeflanscht, die bezüglich ihrer optischen Eigenschaften selektiert sind. Ihre Transmission liegt bei jeweils ca. 99%, und die relative Intensität eines durch Spannungsdoppelbrechung erzeugten, zur eingestrahler Polarisation senkrechten, Anteils liegt im Promillebereich. Durch sechs dieser Fenster werden die zur Laserkühlung der Atome benötigten Laserstrahlen geführt, so daß sie im Zentrum des Rezipienten zur Kreuzung kommen. Drei weitere Sichtfenster dienen der Beobachtung der gefangenen Atome.

Die verbleibenden Imperfektionen der Fenster führen innerhalb des Rezipienten zu diffusem Streulicht, das für den Nachweis einzelner Fluoreszenzphotonen möglichst nicht auf die Detektoren gelangen darf. Durch den Einsatz eines Blendensystems innerhalb der Vakuumkammer läßt sich dieser Streulichtuntergrund jedoch stark reduzieren. Dabei wird das Zentrum des Rezipienten von einem Ring aus einer UHV-tauglichen Aluminiumlegierung umschlossen. Dieser Ring besitzt entlang der Beobachtungs- und Strahlrichtungen scharfkantige Lochblenden und ist mit Ruß beschichtet. Die Beobachtung erfolgt zudem durch Zylinder, deren Innenseiten zur Vermeidung von Streulichtreflexion mit scharfen Schneidkanten ausgestattet und mit Ruß beschichtet sind. In einem dieser Zylinder befindet sich eine Sammellinse, um das Fluoreszenzlicht der im Zentrum der Kammer gefangenen Atome aus einem möglichst großen Raumwinkel detektieren zu können. Die Linse ist Teil des Detektionssystems, das in Abschnitt 5.1 beschrieben wird.

Um die Atome in einer magneto-optischen Falle zu fangen, wird, wie in Kapitel 1 erwähnt, noch ein inhomogenes Magnetfeld benötigt. Für die Experimente zur Transmissionsspektroskopie (vgl. Abschnitt 4) wird ein magnetisches Quadrupolfeld mit Hilfe zweier Stromspulen in Anti-HELMHOLTZ-Konfiguration erzeugt. Die verwendete Stromquelle (LNG 16-30, Fa. Heinzinger) erlaubt in Verbindung mit diesen Spulen axiale Feldgradienten von maximal 6 G/cm. Sie ist extern steuerbar (Schaltzeit für Ohm'sche Lasten $< 100\mu\text{s}$), so daß sich das Magnetfeld schnell abschalten läßt. Da die Aufheizung der Spulen im Dauerbetrieb nur Gradienten bis 3 G/cm erlaubt, werden für die Experimente mit einzelnen Atomen Permanentmagnete verwendet [HAU95], wodurch sich höhere axiale Gradienten von 12,5 G/cm erreichen lassen.

Des weiteren kommen noch drei HELMHOLTZ-Spulenpaare zum Einsatz, die primär dazu dienen, das Erdmagnetfeld und magnetische Streufelder zu kompensieren. Sie können aber auch benutzt werden, um den Nullpunkt des Quadrupolfeldes mit μm -Präzision zu verschieben. Besonders der letzte Aspekt ist für die praktische Durchführung von Experimenten mit einzelnen Atomen von großer Bedeutung, weil sich dadurch die Abbildung des Fluoreszenzlichts auf den Detektor problemlos optimieren läßt.

3.2 Optischer Aufbau

Der optische Aufbau ist eine Erweiterung des in Abschnitt 2.1.1 eingeführten Konzepts – Abbildung 3.2 zeigt die im Experiment verwendete Strahlgeometrie.

Genau wie im zweidimensionalen Fall wird mit Hilfe eines Strahlteilers ein Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgespalten, die dann gegensinnig den gleichen Strahlengang durchlaufen und sich schließlich wieder am Strahlteiler treffen. Das Lichtfeld wird also auch hier durch eine einzelne gefaltete Stehwelle gebildet. Die nebenstehend gezeigte Faltung ist nicht die einzig mögliche Realisierung, sie ist jedoch die Geometrie, in der sich für die einzelnen Strahlen die minimale Zahl von Durchgängen durch optische Elemente ergibt. Des Weiteren ist zu beachten, daß die Zahl der Reflexionen zwischen den einzelnen Stehwellen bestimmt, ob diese gleiche Händigkeit (dies ist bei einer geraden Anzahl von Reflexionen der Fall) oder entgegengesetzte Händigkeit besitzen. Die Strahlen werden dabei mit Hilfe von präzise positionierten Irisblenden justiert, so daß die Überlagerung der Stehwellen innerhalb weniger $100\ \mu\text{m}$ und deren paarweise Orthogonalität auf weniger als $1\ \text{mrad}$ gewährleistet werden kann.

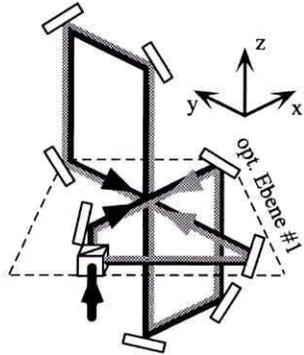


Abbildung 3.2: Strahlführung im 3D-Aufbau mit intrinsisch stabilen Zeitphasen

Zur Vereinfachung sind in Abbildung 3.2 zunächst nur die optischen Komponenten dargestellt, die den Strahlengang festlegen.

Die Polarisationen der einzelnen Strahlen sind durch eine Reihe optischer Elemente bestimmt, die in Abbildung 3.3 dargestellt sind. Das Licht von Rückpump- und Kühl-Laser wird mit Hilfe von Ein-Moden Glasfasern zum Experiment geführt und am Strahlteiler kombiniert. Jeder der zwei Teilstrahlen durchläuft zunächst einen Polarisationsstrahlteiler, so daß dann der Strahl, der entlang der x -Achse propagiert, in Richtung $(\epsilon_y + \epsilon_z)$ und der Strahl, der sich entlang der y -Achse ausbreitet, in Richtung $(\epsilon_x + \epsilon_z)$ polarisiert ist. Die Polarisationen lassen sich jedoch mit Hilfe der elektrooptischen Modulatoren (EOM: LM-0202 IR, Fa. Gsänger) verändern; diese werden dabei als Verzögerungsplatten verwendet, deren Verzögerung von der angelegten Spannung abhängt. Legt man z. B. die sogenannte Nullspannung (U_0) an, wird der Polarisationszustand der Strahlen beim

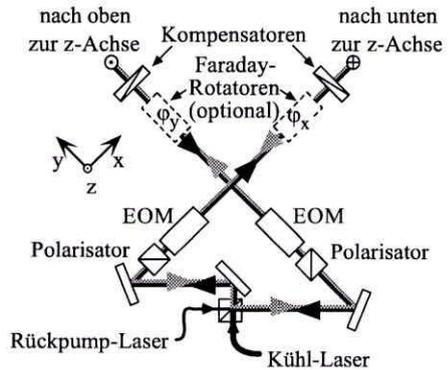


Abbildung 3.3: Optischer Aufbau in der in Abbildung 3.2 angedeuteten optischen Ebene #1.

Durchgang nicht verändert. Im Falle der $\lambda/4$ -

Spannung ($U_{\lambda/4}$), werden aus den ursprünglich linearen Polarisationen zirkulare. Die Faltung in Abbildung 3.2 ist dabei gerade so gewählt, daß sich im Falle linearer Polarisationen (U_0) das Lichtfeld der NOT aus Gleichung (2.9) und im Falle zirkularer Polarisationen ($U_{\lambda/4}$) das Lichtfeld MOT_{00} aus Gleichung (2.6) ergibt.

In der Praxis ist mit dieser Faltung jedoch eine Komplikation verbunden, denn die Doppelbrechung der verwendeten dielektrischen Spiegel verändert bei der Reflexion den Polarisationszustand des Lichts. Diese Doppelbrechung läßt sich jedoch durch die Verwendung von Polarisations-Kompensatoren ausgleichen. Dabei werden jeweils ein BEREK-Kompensator [BER13] für die drei oberen bzw. unteren Spiegel in Abbildung 3.2 benutzt.

Die FARADAY-Rotatoren (FR 800/1200-8, Fa. Gsänger) sind optional, sie können für die magnetooptische Falle dazu benutzt werden, die relativen Zeitphasen zwischen x-, y- und z-Stehwelle in einem Bereich von $\pm 83^\circ$ zu variieren.

Nicht in der Abbildung dargestellt sind zwei Galilei-Teleskope, die dazu dienen, die Strahlen auf Durchmesser von ca. 4–5 mm aufzuweiten. Die Strahlen sind hierbei leicht fokussiert, um die geringen Leistungsverluste an den optischen Elementen und Fenstern auszugleichen und möglichst konstante Intensität zu gewährleisten.

3.3 Lichtquellen für Experimente mit Cäsium

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wird mit $^{133}_{55}\text{Cs}$ das schwerste stabile Isotop der ersten Hauptgruppe des Periodensystems verwendet. Die im Vergleich zu den anderen Alkalimetallen hohe atomare Masse bedingt geringe thermische Geschwindigkeiten. In einem verdünnten atomaren Cäsium-Gas bei Zimmertemperatur wie es in der oben beschriebenen Apparatur vorliegt gibt es daher genügend Atome, die langsam genug sind, um – ohne aufwendige Vorkühlung – in einer magnetooptischen Falle eingefangen zu werden.

Als weiterer experimenteller Vorzug ergibt sich, daß sich für Laserkühlung auf der D_2 Linie bei 852,3 nm sowohl kostengünstige Diodenlaser als auch leistungsstarke Festkörperlaser hervorragend eignen.

Aufgrund der einfachen Feinstruktur ergibt sich ein, für die Laserkühlung gut geeigneter, beinahe geschlossener Übergang. Der Kernspin $I = 7/2$ führt dann auf das in Abbildung 3.4 gezeigte Termschema und die Quantenzahlen $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ für den Kühl-Übergang \textcircled{K} . Von diesem Grundzustand sind mit geringer Wahrscheinlichkeit auch Übergänge in den Zustand $|F' = 4\rangle$ und von dort spontane Zerfälle in das Grundzustandsniveau $|F = 3\rangle$ möglich. Da ein schmalbandiger, auf den Kühl-Übergang abgestimmter Laser diese Atome nicht mehr anregen kann, wird noch ein sogenannter Rückpump-Laser benötigt, der resonant mit dem Übergang \textcircled{R} : $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ ist, und dadurch den Zyklus schließt. In Abbildung 3.4 zeigen die Sättigungsspektren die Hyperfeinstruktur beider Übergänge. Der breite Untergrund entsteht infolge des DOPPLER-Effekts und entspricht der Geschwindigkeitsverteilung der Atome, die sich in einer Dampfzelle bei Zimmertemperatur befinden.

Für die Experimente werden drei Diodenlaser mit kontrollierter optischer Rückkopplung verwendet sowie ein Titan-Saphir Lasersystem (MBR-110, Fa. Microlase), das von einem frequenzverdoppelten Festkörperlaser (Millennia 5W, Fa. Spectra Physics) gepumpt wird. Da erstere ausführlich in der Literatur beschrieben sind und es sich bei letzterem um

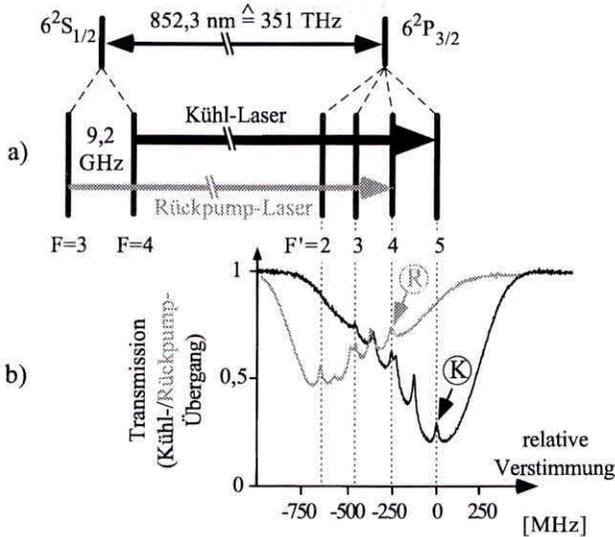


Abbildung 3.4: a) Termschema der Cäsium D₂-Linie, b) Sättigungsspektren \textcircled{K} des Kühl-Übergangs $F=4 \rightarrow F'=5$ und \textcircled{R} des Rückpump-Übergangs $F=3 \rightarrow F'=4$ – man beachte, daß die beiden Spektren einen absoluten Frequenzabstand von 9,2 GHz besitzen. (Neben den Hyperfeinübergängen zeigen Sättigungsspektren zusätzlich Überkreuzungs-Resonanzen [DEM91].)

ein kommerzielles System handelt, werden in Tabelle 3.3 auf der nächsten Seite lediglich Referenzen angegeben und die wichtigsten Daten zusammengefaßt.

Für die durchgeführten Experimente sind jedoch die Stabilisierung der Frequenzen und Ausgangsleistungen der Laser sowie die Computer-Steuerung des Experiments von besonderer Bedeutung. In den nachfolgenden Abschnitten werden deshalb einige erstmals im Rahmen dieser Arbeit angewandten Techniken beschrieben.

Frequenzstabilisierung des Rückpump-Lasers

Zwar sind die an den Rückpump-Laser gestellten Anforderungen im Prinzip unkritisch, in der Praxis möchte man jedoch die gespeicherten Atome mit möglichst geringer Leistung (Verwendung preiswerter Laserdioden, Vermeidung von Streulicht) effizient pumpen, benötigt also eine robuste Langzeitstabilisierung der Laserfrequenz. Diese Anforderungen lassen sich mit geringem experimentellen Aufwand erreichen, indem man die Laserfrequenz auf eine neuartige Variante der Polarisationspektroskopie [TEE77] stabilisiert (vgl. Abbildung 3.5 auf der nächsten Seite).

Dazu wird ein Teil des Laserlichts zur Spektroskopie ausgekoppelt und nach Durchgang

Einsatzzweck	Lasertyp	Ausgangsleistung	Linienbreite (stab. auf)	Literatur
Referenz	Diodenlaser, Hollberg-Typ	$\approx 30\text{mW}$	$< 10\text{ kHz}$ ($ 4\rangle \rightarrow 5\rangle$)	[DAH87], [HAU96B]
Kühl-Laser: Gitter, MOT	Titan-Saphir-Laser MBR-110, gepumpt durch Millennia 5W	$> 700\text{mW}$	$< 300\text{ kHz}$ (Referenz)	MicroLase, Spectra Physics
Rückpumper	Diodenlaser, Littrow-Typ	$\approx 30\text{mW}$	$< 2\text{ MHz}$ ($ 3\rangle \rightarrow 4\rangle$)	[WIE91]
Sonde	Diodenlaser, Hollberg-Typ	$\approx 30\text{mW}$	$< 1\text{ kHz}$ (Kühl-Laser)	[DAH87]

Tabelle 3.1: Im Experiment verwendete Lasersysteme und ihre Eigenschaften. Die angegebene Linienbreite ist jeweils relativ zur verwendeten Referenz (anderer Laser oder atomarer Übergang) angeben, weitere Erläuterungen finden sich im Text.

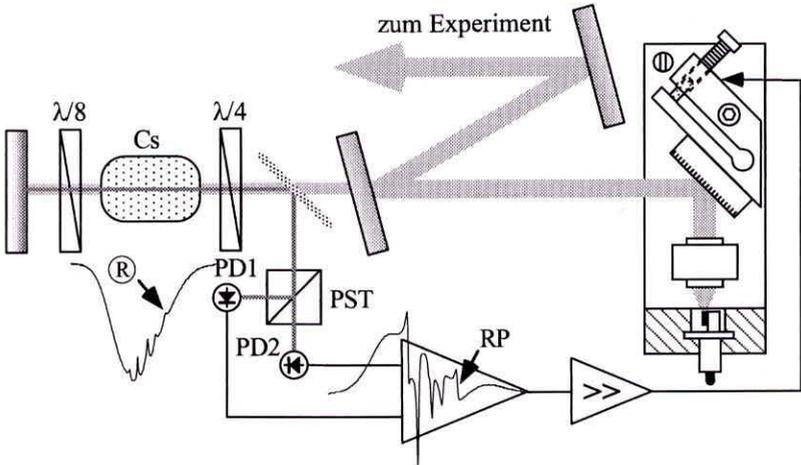


Abbildung 3.5: Stabilisierung des Rückpump-Lasers auf eine kollineare Polarisations-spektroskopie. PD1,2 bezeichnen Photodioden, PST einen polarisierenden Strahlteiler und $\lambda/4$ bzw. $\lambda/8$ Verzögerungsplatten. Des Weiteren sind das Signal einer der Photodioden und das elektronisch verstärkte Differenzsignal dargestellt. Die Pfeile markieren darin den Rückpumpübergang \textcircled{R} bzw. bei derselben Frequenz den Regelpunkt (RP) der Stabilisierung.

der $\lambda/4$ -Platte zum zirkular polarisierten Pumpstrahl der Spektroskopie. Nach Passieren der Cäsium-Gaszelle und Rückreflexion hat der Strahl zweimal die $\lambda/8$ -Platte durchlaufen und wird zum linear polarisierten Sondenstrahl. Dieser detektiert nun die durch den

Pumpstrahl induzierte Anisotropie des Cäsiumdampfes. Der Sondenstrahl wird schließlich so aufgespalten, daß beide Photodioden im Mittel zwar dieselbe Intensität registrieren, jedoch zwei zueinander senkrechte Polarisationskomponenten. Beide Signale stellen jeweils dopplerefreie Sättigungsspektren dar, die sich infolge der induzierten Anisotropie jedoch um ein kleines Differenzsignal unterscheiden. Aus dieser elektronisch verstärkten Differenz läßt sich schließlich ein geeignetes Regelsignal gewinnen, mit dessen Hilfe die Laserfrequenz durch Rückkopplung auf das externe Beugungsgitter stabilisiert werden kann. Diese Stabilisierung zeichnet sich nicht nur durch einen geringen experimentellen Aufwand aus, sondern erweist sich durch den kollinearen Aufbau auch als besonders platzsparend. Durch die Differenzbildung werden Driften der Intensität oder Strahlposition wirkungsvoll unterdrückt, so daß sich der Laser über Tage auf eine Linienbreite < 2 MHz stabilisieren läßt.

Stabilisierung des Titan-Saphir-Lasers

Für den Kühl-Laser ist eine präzise Frequenz- und Intensitätskontrolle aus mehreren Gründen geboten: Zum einen bestimmen diese beiden Größen die Stärke der Wechselwirkung der Atome mit dem Lichtfeld und damit auch z. B. die Rate der spontanen Fluoreszenz und die Temperatur der gespeicherten Atome, zum anderen hängt aber auch die Gleichgewichtszahl, der in der magnetooptischen Falle gefangenen Atome, empfindlich von diesen Größen ab. Deshalb ist nicht nur eine genaue Kenntnis der Laserfrequenz und -intensität gefordert, sondern es muß auch eine signifikante Drift über die Dauer einer Messung, also bis zu mehreren Stunden, unbedingt vermieden werden.

Zur Stabilisierung der Intensität wird die am Experiment ankommende Lichtleistung mit einer Photodiode detektiert, deren Signal über einen Regelverstärker auf eine, dem Laser nachgeschaltete Pockelszelle rückgekoppelt wird. Deren Transmission wird dann derart geregelt, daß die Lichtleistung an der Photodiode einen konstanten Wert beibehält.

Die Frequenz des kommerziellen Titan-Saphir-Lasers ist intern auf einen FABRY-PEROT-Resonator stabilisiert, so daß sich relativ zu diesem eine Linienbreite unterhalb 50 kHz erreichen läßt. Thermische und mechanische Drift des Referenzresonators lassen die Laserfrequenz jedoch absolut um bis zu 5 MHz/Minute driften. Die geringe intrinsische Linienbreite läßt sich mit der geforderten Langzeitstabilität verbinden, indem man den FABRY-PEROT-Resonator auf eine externe Referenz stabilisiert. Im Prinzip kann (wie in Abschnitt 3.3 beschrieben) eine atomare Resonanz als externe Referenz verwendet werden, dabei ergeben sich für diesen Lasertyp allerdings in der Praxis Einschränkungen, die sich vor allem auf die begrenzte Regelbandbreite (< 12 Hz) zurückführen lassen. Mit moderatem Aufwand erreicht man mit dieser Technik deshalb keine Linienbreiten unterhalb 2-3 MHz.

Ein grundsätzliches Argument gegen die Verwendung einer atomaren Referenz ist jedoch gerade die geringe Frequenzbreite der geeigneten Cs-Übergänge von etwa 5 MHz. In den Experimenten ist auch für Verstimmungen von bis zu ± 100 MHz eine Frequenzstabilisierung nötig. Aus diesem Grund wird der Titan-Saphir-Laser mittels einer Frequenz-Offset-Stabilisierung an den Referenzlaser (vgl. Tabelle 3.3) gekoppelt, dessen Frequenz dabei stets auf das Zentrum der Kühl-Resonanz ($F = 4 \rightarrow F' = 5$) stabilisiert bleibt. Um

den Titan-Saphir-Laser an diese Referenz zu koppeln, werden Strahlen der beiden Laser auf einer Photodiode zur Interferenz gebracht, so daß an deren Ausgang ein Signal vorliegt, das die Differenzfrequenz der beiden Laser enthält. Dieses niederfrequente Signal wird nun elektronisch mit dem eines *durchstimmbaren* Frequenzgenerators (8601A, Fa. Hewlett-Packard) verglichen, dessen Frequenz auf die gewünschte Differenzfrequenz der beiden Laser eingestellt wird. Zum Vergleich dieser beiden Frequenzen wird ein digitaler Phasen-Frequenz-Detektor [BES93] verwendet, der an der Universität München entwickelt wurde [PRE95]. In diesem Phasen-Frequenz-Detektor werden die beiden Signale zunächst in TTL-Signale umgewandelt, so daß sich die Schwingungszyklen elektronisch zählen lassen. Die Zählratendifferenz ist gerade proportional zur Abweichung der Differenzfrequenz der beiden Laser von der Frequenz des Generators, also der Soll-Differenzfrequenz. Damit stellt die Zählratendifferenz ein geeignetes Fehlersignal dar, das über einen Regelverstärker die Länge des FABRY-PEROT-Resonators des Titan-Saphir-Lasers stabilisiert.

Mittels dieser Technik kann der Laser auf eine Linienbreite bis hinab zu 300 kHz relativ zum Referenzlaser (mit 1s Integrationszeit) über die Dauer von vielen Stunden stabilisiert werden. Die Verwendung eines durchstimmbaren Frequenzgenerators bietet zudem den Vorteil, daß sich der Laser präzise, und ohne aus der Regelung zu fallen, mit einer Durchstimmrate von ca. 10 MHz/ms über bis zu 45 MHz verstimmen läßt. Im statischen Betrieb lassen sich sogar Differenzfrequenzen von mehr als 100 MHz realisieren.

Eine verwandte Technik wird auch zur Stabilisierung des Sonden-Lasers angewandt. Bei dieser *Phasenstabilisierung* wird dessen Frequenz präzise an die des Titan-Saphir-Lasers gekoppelt, indem die optische Phasendifferenz der beiden Laser als Regelsignal benutzt wird (für eine detaillierte Beschreibung dieser Technik siehe z. B. [PRE95]).

3.3.1 Beeinflussung der mittleren Anzahl gespeicherter Atome

Da mit demselben experimentellen Aufbau für die in Kapitel 4 beschriebenen Experimente eine große Zahl von Atomen ($\approx 10^7$) gespeichert werden muß, die Untersuchungen in Kapitel 5 jedoch die Präparation einzelner Atome erfordern, sollen kurz die Parameter dargestellt werden, die über die mittlere Anzahl gefangener Atome entscheiden.

Grundsätzlich ist die mittlere Anzahl gespeicherter Atome proportional zum Cäsium-Partialdruck und zum Einfangquerschnitt der Falle [HAU95]. Die weitestmögliche Reduktion des Partialdrucks wurde erreicht, indem das Reservoir nach ursprünglicher Öffnung über mehrere Monate geschlossen blieb. Der Einfangquerschnitt hängt von der experimentellen Geometrie und den Lichtkräften ab. Diese Geometrie läßt sich effektiv durch Erhöhung des Magnetfeldgradienten oder Verkleinerung der Durchmesser der Laserstrahlen reduzieren. Bedingt durch den apparativen Aufbau, läßt sich der Gradient jedoch nur wenig variieren. Die Verringerung der Strahldurchmesser z. B. mittels Irisblenden sollte vermieden werden, um die Qualität des Strahlprofils nicht zu beeinträchtigen.

Eine experimentell bequeme Methode, die Lichtkräfte zu verändern, liegt in der Wahl von Intensität und Verstimmung. Typische Parameter für die Experimente an einzelnen Atomen sind $\delta = -1,5 \dots -5\Gamma$ und $I = 0,5 \dots 2I_S$ je Strahl. Da also die mittlere Anzahl gespeicherter Atome von diesen beiden Größen abhängt, ist auch der Bereich eingeschränkt, in dem man diese für die Messungen variieren kann.

3.4 Ablauf und Steuerung des Experiments

In der Regel werden bei Experimenten an lichtgebundenen Atomgittern zwei separate Strahlkonfigurationen benutzt. Die Atome werden zunächst in einer magnetooptischen Falle gespeichert und dann in das Gitter transferiert [VER92, HEM93A]. Die Intensitäten und Verstimmungen der beiden Konfigurationen können dann unabhängig voneinander gewählt werden. Für die MOT werden diese Parameter gewöhnlich derart gewählt, daß möglichst viele Atome gespeichert werden und für das Gitter im Gegensatz dazu so, daß sich besonders niedrige Temperaturen ergeben. Durch einen effizienten Transfer der Atome aus der MOT erhält man dann ein lichtgebundenes Atomgitter, das viele Atome bei niedrigen Temperaturen enthält.

Im Rahmen dieser Arbeit wird erstmals ein Aufbau benutzt, in dem dieselben Strahlen sowohl für die magnetooptische Falle als auch für das Gitter benutzt werden, die Atome müssen also nicht mehr von der einen in die andere Konfiguration überführt werden. Um die experimentellen Bedingungen auch in diesem Aufbau zu variieren und ferner verschiedene Lichtfelder realisieren zu können, müssen sowohl die Intensität und Verstimmung als auch die Polarisationen des Lichtfelds schnell variiert werden können.

Die zeitliche Steuerung wird durch einen PC vorgenommen, der mit einer Digital-Analog-Wandler-Einsteckkarte ausgestattet ist, deren 8 Kanäle à 12 bit eine Zeitauflösung unterhalb 1 ms besitzen. Mit Hilfe einer zugehörigen Software lassen sich Spannungsrampen oder -stufen erzeugen, die direkt dazu benutzt werden können, die magnetische Quadrupolfeld zu schalten oder die Lichtfeldpolarisationen über die Spannungen der elektrooptischen Modulatoren zu variieren.

Wichtig ist, daß sich auch die Laserfrequenzen und Intensitäten steuern lassen, ohne auf deren Stabilisierung verzichten zu müssen. Für die Frequenz-Regelungen von Kühl- und Sonden-Laser wird dies erreicht, indem die PC-Einsteckkarte die Generatoren, die die Referenzfrequenzen für die Stabilisierungen erzeugen, ansteuert.

Im Falle der Intensitätsstabilisierung des Kühl-Lasers wird über den PC auf den Ist-Wert der Regelung ein Spannungssignal addiert, das den Regelpunkt verschiebt.

Abbildung 3.6 zeigt z. B. den zeitlichen Ablauf beim Umschalten von der MOT in die NOT-Konfiguration: Nach einer Ladephase von 1s werden dazu zunächst die Intensität verringert und die Verstimmung erhöht, um das atomare Ensemble weiter abzukühlen und nach 2 ms – mit Hilfe der elektrooptischen Modulatoren – die Polarisationen umgeschaltet.

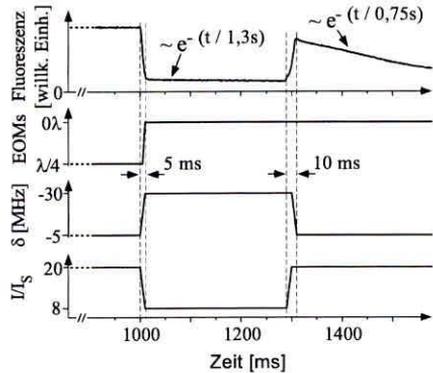


Abbildung 3.6: Atomare Fluoreszenz (oben) und Steuersignale für EOMs, Verstimmung und Intensität beim Umschalten des Lichtfelds (Signale sind 4× gemittelt).

Man sieht, daß das mit einer PIN-Photodiode detektierte Fluoreszenzsignal zunächst durch die reduzierte Streurate stark einbricht und die Atome ca. 1 ms nach dem Umschalten thermalisieren, bevor anschließend die Atome langsam (Zeitkonstante $\approx 1,3$ s) aus dem Beobachtungsvolumen diffundieren. Durch Wiederherstellung der ursprünglichen Werte für Intensität und Verstimmung läßt sich ermitteln, daß auch nach etwa 250 ms noch mehr als 80% der Atome im Beobachtungsbereich verblieben sind und bei den Schaltvorgängen praktisch keine Atome verlorengehen. Weitere Erläuterungen finden sich im Abschnitt 4.1 über die Transmissionsspektroskopie.

Transmissionsspektroskopie

Bei der Transmissionsspektroskopie wird ein schwacher ($I \ll I_S$) Sondenstrahl durch die Wolke gefangener Atome gesandt und dessen Transmission als Funktion der Frequenz gemessen. Abbildung 4.1 zeigt ein typisches Transmissionsspektrum an kalten Atomen. Im Gegensatz zur Spektroskopie in einer Gaszelle (vgl. Abbildung 3.4) ist der DOPPLER-Effekt praktisch vernachlässigbar, so daß die Absorptionslinien $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$ deutlich aufgelöst sind. Die Wechselwirkung der Atome mit dem Lichtgitter führt allerdings zu einer Frequenzverschiebung dieser Übergänge und zum Auftreten zusätzlicher RAMAN-Resonanzen. Solche Spektren lassen sich nicht nur an lasergekühlten Atomen beobachten, sondern sind aus der DOPPLER-freien Spektroskopie kollimierter Atomstrahlen seit längerem bekannt [WU77].

Erste Experimente an magnetooptischen Fallen zeigten jedoch eine bisher unbekannt, komplexe Feinstruktur der zentralen Struktur aus Abbildung 4.1 [GRI91, TAB91]. Einem detaillierten Verständnis dieser Feinstruktur stand zwar zunächst die unbekannt, mikroskopische Struktur des Lichtfelds im Weg, allerdings stimulierte diese Beobachtung ein neues Teilgebiet der Laserkühlung. Die Untersuchung lichtgebundener Atomgitter ergab, daß diese Resonanzen vielfältige Informationen über die Dynamik der internen und externen Freiheitsgrade der Atome liefern [VER92, HEM94]. Vor allem erbrachten sie den Nachweis der atomaren Lokalisierung im lichtinduzierten Potential auf Bruchteile der optischen Wellenlänge.

Diese Ergebnisse und die experimentelle Kontrolle des Lichtfelds erlauben nun den erneuten Versuch, die komplizierte atomare Dynamik in der magnetooptischen Falle zu untersuchen. Im folgenden Kapitel wird dazu zunächst die Spektroskopie beschrieben und anhand der Konfigurationen NOT und MOT₀₀ die relevanten physikalische Effekte qualitativ erläutert. Schließlich wird ein einfaches Modell vorgestellt, das auch ein weitreichendes quantitatives Verständnis der atomaren Dynamik in diesen Lichtfeldern erlaubt.

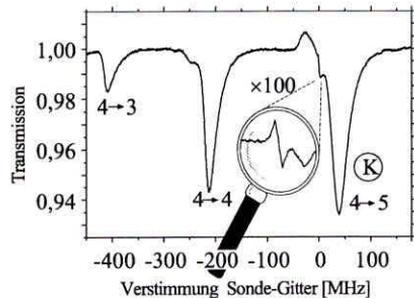


Abbildung 4.1: Transmission eines Sondenstrahls als Funktion seiner Verstimmung gegen die Frequenz des Gitters. Die folgenden Abschnitte behandeln nur den vergrößerten Ausschnitt.

4.1 Durchführung des Experiments

Der Sondenstrahl wird, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, unter einem kleinen Winkel zur z-Achse eingestrahlt. Er wird dabei zur Verbesserung des Signal/Rausch-Verhältnisses in die Wolke kalter Atome fokussiert, seine Intensität bleibt aber deutlich unterhalb der Sättigungsintensität des atomaren Übergangs.

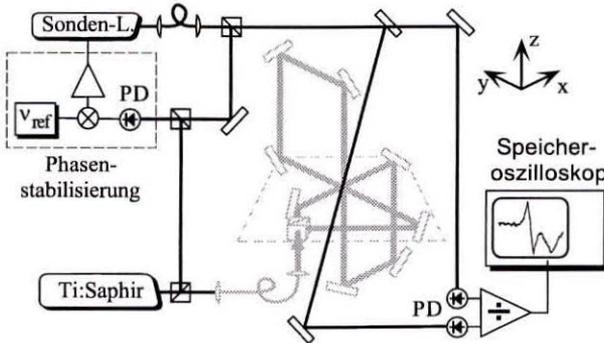


Abbildung 4.2: Experimenteller Aufbau zur Transmissionsspektroskopie: Der Sondenstrahl propagiert unter einem Winkel von etwa 10° zur z-Achse, seine Transmission durch das atomare Ensemble wird elektronisch auf ein Referenzsignal normiert.

Die Transmission des Sondenstrahls wird mit einer elektronisch verstärkten Photodiode detektiert. Eine zweite, identische Photodiode detektiert ein Referenzsignal, so daß durch Division beider Signale die Transmission normiert und Schwankungen der Sondenintensität unterdrückt werden.

Im zeitlichen Ablauf des Experiments werden zunächst Atome in die magnetooptische Falle geladen. Bei einer Frequenzverstimmung von $\delta = -\Gamma$, einer Intensität von $6I_S$ pro Strahl und einem axialen Gradienten von ≈ 3 G/cm ergibt sich eine Gleichgewichtszahl von etwa 10^7 Atomen. Dann werden, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, Verstimmung und Intensität innerhalb von 10 ms auf die für die Untersuchung gewünschten neuen Werte gebracht, das Magnetfeld ausgeschaltet und gegebenenfalls (für die NOT) auch die Polarisationen umgeschaltet. Nach weiteren 10 ms sind die inneren Freiheitsgrade der Atome relaxiert, aber ihre räumliche Position relativ zum Sondenstrahl ist praktisch unverändert (vgl. Abbildung 3.6 auf Seite 31). Nun wird die Frequenz des Sonden-Lasers um typischerweise $\pm 0,5$ –2 MHz gegenüber der des Kühl-Lasers verstimmt, so daß sich Transmissionsspektren wie in Abbildung 4.3a) ergeben.

Weil den Resonanzen Zwei-Photonen-Prozesse zugrundeliegen, ist die Auflösung dieser Spektroskopie nicht durch die absoluten Linienbreiten der beiden beteiligten Laser, (≈ 300 kHz) sondern durch die Stabilität der Differenzfrequenz (< 10 kHz) bestimmt.

4.2 Experimentelle Ergebnisse

4.2.1 Die NOT als einfaches lichtgebundenes Atomgitter

Wie in Abschnitt 2.1.2 dargestellt, ist die NOT ein reines Polarisationsgitter, das Potentialminima an Orten rein zirkularer Polarisation besitzt. Für die folgenden Überlegungen wird nur ein solches Minimum betrachtet und die Quantisierungsrichtung so gewählt, daß die lokale Polarisation σ^+ ist. Infolge optischen Pumpens ist deshalb nur ein Zustand (in diesem Fall also mit der magnetischen Quantenzahl $m_F = +4$) besetzt. Das Lichtfeld des Sondenstrahls $\mathbf{E}_S = \mathbf{E}_S^\sigma + \mathbf{E}_S^\pi$ wird jedoch im allgemeinen auch Anteile von π -Polarisation besitzen, so daß Gitter- und Sondenfeld die in Abbildung 4.3b) dargestellten RAMAN-Prozesse induzieren können.

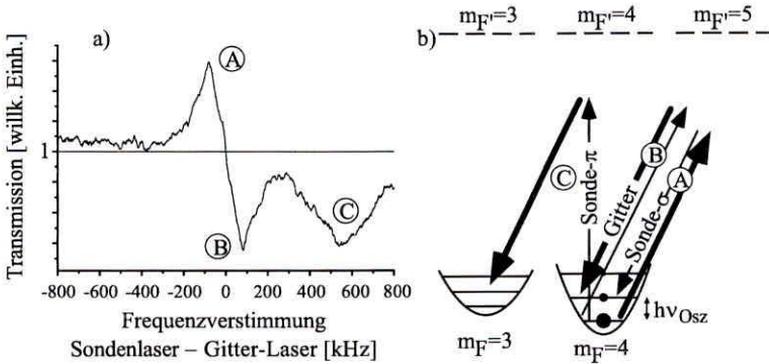


Abbildung 4.3: a) Transmissionsspektrum an Atomen in der NOT für: $I = 3,8 I_S$ je Strahl, $\delta = -5,3\Gamma$ (16-fach gemittelt). Die Prozesse, die den Resonanzen **A**), **B**) und **C**) zugrundeliegen, sind im Teil b) illustriert. Man beachte, daß die Frequenzabstände nicht maßstäblich sind, $h\nu_{Osz}$ beträgt etwa 100 kHz, die Verstimmung der Laser gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz allerdings mehrere 10 MHz.

Die im lichtinduzierten Potential gefangenen Atome führen eine Oszillationsbewegung aus, so daß sich diskrete Vibrationsniveaus ergeben, zwischen denen Sonden- und Gitter-Feld RAMAN-Übergänge induzieren können. Betrachtet man zunächst nur die σ^+ -Komponenten des Sondenstrahls, so treten Prozesse der Form **A**) und **B**) auf, wenn die Differenz der Frequenzen von Sonden- und Gitter-Lichtfeld gerade dem Frequenzabstand zweier Vibrationsniveaus entspricht ($\nu_S = \nu_G \pm \Delta n \cdot \nu_{Osz}$). Dabei ist der Prozeß **A**) allerdings nur der dominante Beitrag zur entsprechenden Resonanz, denn für eine Frequenzdifferenz $\nu_S = \nu_G - 1 \cdot \nu_{Osz}$ ist z. B. auch der zu **A**) inverse Prozeß möglich, der mit der Absorption eines Sonden-Photons und einer stimulierten Emission in das Gitter-Feld einhergeht. Daß sich insgesamt eine Verstärkung des Sonden-Felds ergibt, liegt an den unterschiedlichen Besetzungen der Vibrationsniveaus (angedeutet durch die schwarzen Kreise in Abbildung 4.3). Der erstge-

nannte Prozeß dominiert, weil er aus dem am stärksten bevölkerten Niveau startet. Entsprechend tragen auch Übergänge bei, die aus höherliegenden Vibrationsniveaus starten, und zwar für harmonische Potentiale stets bei derselben Resonanzfrequenz, infolge der abnehmenden Besetzungsverteilung jedoch mit abnehmendem Gewicht. An dieser Stelle sei auch erwähnt, daß RAMAN-Übergänge mit $\Delta n > 1$ möglich sind, die sich mit den ‚Schultern‘ an den Linien (A) und (B) identifizieren lassen (vgl. Abschnitt 4.3).

Zusätzlich zu den RAMAN-Prozessen, die in demselben Potential starten und enden, führt die π -Komponente des Sondenstrahls auch zu Übergängen (C) zwischen verschiedenen Potentialen. Diese sind mit der Absorption eines π -Photons aus dem Sondenstrahl und stimulierter Emission (σ^+) in das Gitter-Feld verbunden. In diesem Fall jedoch ist der inverse, mit einer Verstärkung des Sonden-Felds verbundene, Prozeß nicht möglich, da das Potential $m_F = 3$ nicht bevölkert ist. Die Breite der Resonanz (C) resultiert vor allem aus der Tatsache, daß die energetischen Abstände der Vibrationsniveaus für die beiden Potentiale verschieden sind.

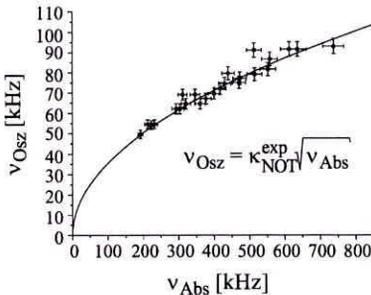


Abbildung 4.4: NOT: Position der Vibrationsresonanz (A) (ν_{Osz}) als Funktion der Resonanzfrequenz (C) (ν_{Abs}).

Die Abhängigkeit der Linienpositionen von der Lichtverschiebung untermauert diese Interpretationen. Dazu zeigt Abbildung 4.4 den halben Abstand der Resonanzen (A) und (B) (ν_{Osz}) als Funktion der Position der Resonanz (C) (ν_{Abs}). Diese Art der Darstellung besitzt vor allem den Vorteil, daß eine in der Praxis schwierige explizite Bestimmung der Lichtverschiebung nicht nötig ist und sich die Unsicherheit im Wert von Λ aufliebt.

Das Ergebnis entspricht den Erwartungen, die die bisherige Darstellung nahelegt. Die Position der Resonanz (C) muß danach dem Abstand der Potentiale, also der Lichtverschiebung Λ proportional sein, andererseits gilt $\nu_{Osz} \propto \sqrt{\Lambda}$, wenn man eine harmonische Näherung für die

Form des Potentials annimmt. Die Anpassung einer Wurzelfunktion an die experimentellen Daten ergibt eine Proportionalitätskonstante $k_{NOT}^{exp} = 3,55 \pm 0,05 \text{ kHz}^{1/2}$, die in Abschnitt 4.3 mit dem theoretischen Wert verglichen wird. Damit ist schließlich der Nachweis erbracht, daß die Atome im lichtinduzierten Potential lokalisiert sind.

4.2.2 Spektroskopie an der MOT

Im völligen Gegensatz zur NOT weist das Lichtfeld der magnetooptischen Falle für Zeitphasen $\Phi_x = \Phi_y = 0$ ausschließlich lineare Polarisationen auf, ist also ein reines Intensitätsgitter (vgl. Abschnitt 2.1.2). Obwohl sich die Lichtfelder der beiden Konfigurationen also stark unterscheiden, sind die in Abbildung 4.5a) gezeigten Spektren den zuvor diskutierten sehr ähnlich.

Um zunächst die einzelnen Resonanzen wiederum qualitativ zu interpretieren, ist es hilfreich, nur ein Potentialminimum zu betrachten und die Quantisierungsrichtung so zu

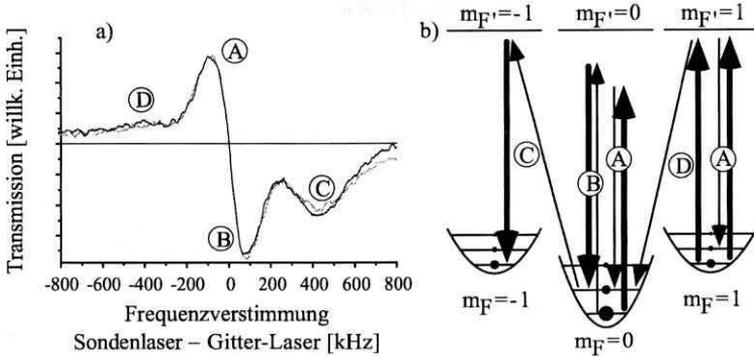


Abbildung 4.5: a) Transmissionsspektren an der MOT_{00} , aufgenommen unter denselben Bedingungen wie für Abbildung 4.3 mit linearer und zirkularer Sonden-Polarisation. b) illustriert die RAMAN-Prozesse, die den Resonanzen (A), (B), (C) und (D) zugrundeliegen.

wählen, daß die lokale, lineare Polarisation \mathbf{E}_0^z ist. Die Potentiale nehmen dann die in Abbildung 4.5b) gezeigte Form an. Das Sonden-Lichtfeld enthält auch in diesem Fall σ - und π -Komponenten, die Vibrationsübergänge (A) und (B) werden also von den π -Komponenten beider Felder getrieben. Da in dieser Situation aber mehrere Potentiale bevölkert sind, tragen zu den Resonanzen auch Übergänge innerhalb anderer Potentiale ($m_F \neq 0$) bei. Diese Tatsache führt dazu, daß die in Abbildung 4.6 dargestellte Resonanzfrequenz nicht mit einer einzelnen Oszillation assoziiert werden kann.

Die Anpassung einer Wurzelfunktion $\nu_{Osz} \propto \sqrt{\nu_{Abs}}$ an die experimentellen Daten ergibt als Proportionalitätskonstante $\kappa_{MOT}^{exp} = 4,47 \pm 0,15 \text{ kHz}^{1/2}$.

Wie in Abschnitt 2.2.2 betont, werden durch die an jedem Ort lineare Polarisation des Gitter-Feldes, anders als in der zuvor diskutierten Situation, eine Reihe von Potentialen besetzt. Dadurch wird bei einem RAMAN-Prozeß zwischen zwei verschiedenen Potentialen nicht nur eine Absorption (C) sondern auch die stimulierte Emission eines Sonden-Photons (D) möglich.

Das Auftreten der gleichen Typen von Resonanzen kann man für die beiden grundsätzlich unterschiedlichen Lichtfelder von NOT und MOT_{00} also verstehen, indem man die Rollen von π - und σ -Komponenten der Lichtfelder vertauscht. Es verwundert daher nicht, daß auch für andere Zeitphasen die

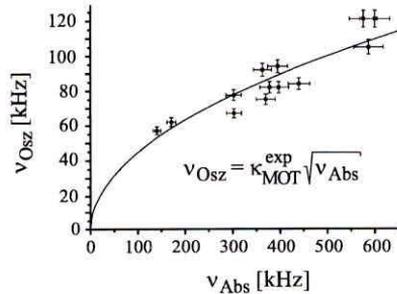


Abbildung 4.6: MOT_{00} : Position der Vibrationsresonanz (A) (ν_{Osz}) als Funktion der Resonanzfrequenz (C) (ν_{Abs}).

Spektren der magnetooptischen Falle sehr ähnliche Ergebnisse liefern. Um die wesentlichen Parameter dieser Lichtfelder zu veranschaulichen, zeigt Abbildung 4.7 zum einen die Tiefe der Potentialminima und zum anderen die Elliptizität des lokalen Lichtfelds in diesen Minima als Funktion der Zeitphasen. Dieser Berechnung liegt das Modell aus Kapitel 2.2 zugrunde, die numerischen Methoden sind in Anhang B erläutert.

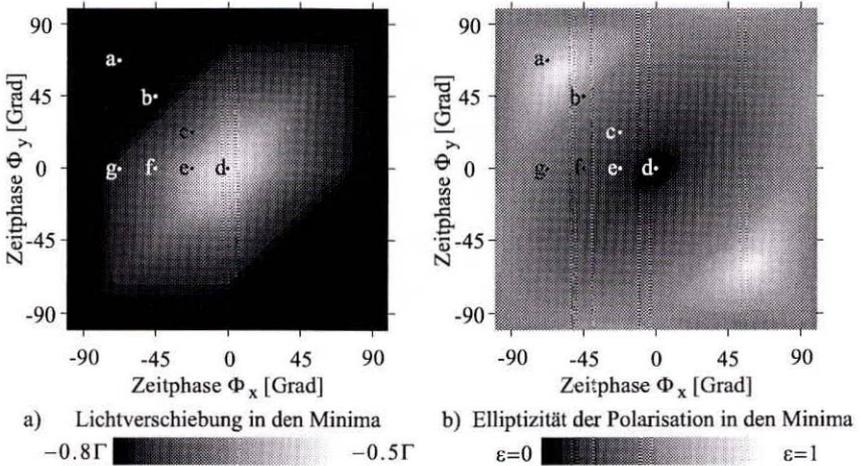


Abbildung 4.7: a) Lichtverschiebung in den Potentialminima der MOT als Funktion der Zeitphasen Φ_x und Φ_y ($\Phi_z \equiv 0$) b) Elliptizität des Lichtfeldes in diesen Minima ($0 \equiv$ linear, $1 \equiv$ zirkular), Berechnungen für $F = 4 \rightarrow F' = 5$, $I = 3,8I_S$ je Strahl, $\delta = -5,3\Gamma$.

Obwohl die Elliptizität ϵ im Potentialminimum als Funktion der Zeitphasen sehr stark variiert, ist die Potentialtiefe allerdings nur schwach von den Zeitphasen abhängig. Neben der Konfiguration MOT_{00} , in der die Minima lineare Polarisation besitzen, existiert nämlich im Fall $\Phi_x = \Phi_y = \pm 60^\circ$ auch eine Situation mit rein zirkular polarisierten Potentialminima. In der Abbildung sind zudem mit ‚a‘ bis ‚g‘ Paare (Φ_x, Φ_y) von Zeitphasen gekennzeichnet, für die experimentelle Daten vorliegen. In all diesen Fällen ergeben sich Transmissionsspektren, die sich von den bisher diskutierten qualitativ nicht unterscheiden, ebenso läßt sich kein signifikanter Einfluß der Sonden-Polarisation feststellen.

In diesen beiden Aspekten unterscheiden sich die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Lichtfelder deutlich von den in der Literatur diskutierten lichtgebundenen Atomgittern. Letztere werden im allgemeinen derart maßgeschneidert, daß das Gitter-Feld für eine bestimmte Quantisierungsrichtung nur σ -Komponenten besitzt. Wählt man dann auch eine σ -Polarisation für die Sonde, können Resonanzen vom Typ \textcircled{C} und \textcircled{D} nicht auftreten. Für die Lichtfelder MOT und NOT gibt es dagegen unabhängig von der Wahl der Quantisierungsachse stets σ - und π -Komponenten.

Auch wenn man die vorliegenden Ergebnisse mit Experimenten an einer zweidimensionalen MOT-Konfiguration [HEM93B] vergleicht, ergeben sich einige Unterschiede. Vor allem fällt auf, daß die Resonanzen für das dreidimensionale Lichtfeld deutlich ausgeprägter und schmaler sind. Diese Tatsache ist nicht verwunderlich, da hier eine Lokalisierung entlang aller drei Raumrichtungen vorliegt und sich somit auch längere Lebensdauern, also schmalere Resonanzen ergeben. Auf die hohe Symmetrie der dreidimensionalen Konfiguration (vgl. Abbildung 2.8 auf Seite 21) kann man zurückführen, daß sich auch eine geringere Abhängigkeit der Signale von den Zeitphasen und der Sonden-Polarisation ergibt.

Obwohl sich die untersuchten Lichtfelder in ihrer Struktur deutlich unterscheiden, kann man also festhalten, daß stets eine atomare Lokalisierung beobachtet wird. Im nächsten Abschnitt wird schließlich gezeigt, daß diese Beobachtungen im Rahmen einer einfachen theoretischen Beschreibung auch quantitativ gut verstanden werden können.

4.3 Modellierung der Transmissionsspektren

Zur Modellierung der experimentellen Ergebnisse eignet sich die in Kapitel 2.2 eingeführte Beschreibung. Man kann dazu vereinfachend annehmen, daß die Atome im Lichtfeld an Orten minimaler potentieller Energie konzentriert werden und muß dann ausschließlich in diesen Punkten die Wechselwirkung im Detail untersuchen.

Bevor diese gemessenen Transmissionsspektren mit den theoretischen Ergebnissen verglichen werden, sollen zunächst die einzelnen Komponenten des Modells diskutiert werden.

Die Positionen der Resonanzen und deren Linienstärken

Die energetischen Abstände der einzelnen adiabatischen Potentiale $|g_\alpha\rangle$ bestimmen die Lage der Resonanzen vom Typ \textcircled{C} und \textcircled{D} , deren Besetzungen das Verhältnis der Linienstärken. Für die NOT kann, wie bereits betont, letztere nicht auftreten, da nur ein Potential besetzt ist.

Die Besetzungen der verschiedenen Zustände für die MOT zeigt Abbildung 4.8, wobei in der Abzisse die Zeitphasen linear parametrisiert sind. Die Punkte ‚a‘ bis ‚g‘ entsprechen denen aus Abbildung 4.7. Das Auftreten der Resonanzen vom Typ \textcircled{D} liegt also in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen.

Die Vibrationsfrequenzen dagegen hängen von den Krümmungen der $|g_\alpha\rangle$ ab. Da die Potentiale im allgemeinen anisotrop sind und sich die Besetzung im allgemeinen auf mehrere Potentiale verteilt, müssen für jedes Potential jeweils drei Oszillationensfrequenzen entlang der drei Koordinatenachsen berechnet werden.

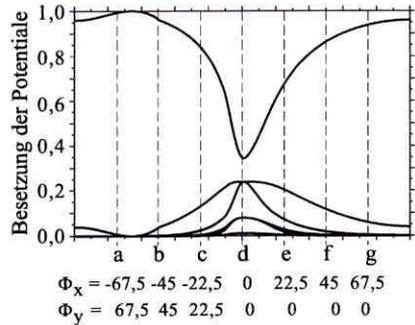


Abbildung 4.8: Besetzungen der $|g_\alpha\rangle$ für verschiedene Zeitphasen, s. dazu Erläuterungen im Text.

Zusätzlich muß auch noch die Besetzung der verschiedenen Vibrationsniveaus berücksichtigt werden. Deren Bestimmung erfordert allerdings eine vollständig quantenmechanische Berechnung und kann nur für sehr einfache Geometrien durchgeführt werden.

Solche Rechnungen wurden bisher lediglich für das eindimensionale $lin \perp lin$ -Feld (2.25) auf Seite 16 durchgeführt [CAS91, CAS92, MAR93], dabei ergeben sich deutliche Abweichungen von einer thermischen Gleichgewichtsverteilung.

Obwohl den drei zitierten Arbeiten unterschiedliche atomare Drehimpulse zugrundeliegen ($F_y = 1/2, 1, 3$) ergeben sich nahezu identische Ergebnisse. In dem hier experimentell untersuchten Parameterbereich ($\Lambda > 0.01\Gamma$) sind die Besetzungen

$$\Pi_0 \approx 0,35 \quad , \quad \Pi_1 \approx 0,25 \quad , \quad \Pi_2 \approx 0,15 \quad , \quad \Pi_3 \approx 0,10 \quad \dots \quad (4.1)$$

zudem nahezu unabhängig von der Lichtverschiebung Λ . Der letztgenannte Aspekt bietet deshalb eine gewisse Rechtfertigung, die Literaturwerte aus (4.1) auch für die Modellierung anderer atomarer Übergänge und komplizierterer Lichtfelder zu benutzen.

Die RAMAN-Übergänge zwischen diesen Niveaus besitzen jeweils LORENTZ-förmige Resonanzkurven. Zur Berechnung der Spektren ist es schließlich erforderlich, alle erlaubten Übergänge zu summieren und diese sowohl mit den Besetzungen der Potentialkurven als auch mit der Bevölkerung der Vibrationsniveaus zu gewichten. Die unterschiedlichen Linienbreiten in den Spektren von MOT₀₀ und NOT lassen sich deshalb darauf zurückführen, daß die Atome in verschiedenen Potentialen leicht unterschiedliche Oszillationsfrequenzen besitzen. Sind diese Frequenzen dicht benachbart, führt das im Spektrum zu Resonanzen, die aus einer Vielzahl nicht aufgelöster einzelner Linien bestehen, also zu einer effektiven Verbreiterung der Linien.

Die Breite der Resonanzen

Folgt man der Vorstellung, daß jeder Zyklus von Absorption und anschließender spontaner Emission die Phase der Oszillation massiv stört, muß man annehmen, daß die Breite dieser individuellen RAMAN-Resonanzen durch die optische Pumprate Γ' bestimmt ist. Danach ergäben sich allerdings Linienbreiten von ≈ 270 kHz (NOT) bzw. ≈ 540 kHz (MOT), so daß die Resonanzen im Experiment nicht aufzulösen wären.

Die beobachtete deutliche Reduktion der Linienbreite, die die Beobachtung der Vibrationsbewegung überhaupt erst ermöglicht, läßt sich auf die atomare Lokalisierung auf Bruchteile einer optischen Wellenlänge zurückführen. In diesem Fall ist die Impulsbreite des atomaren Zustands um ein Vielfaches größer als der bei einem einzelnen Absorptions-Emissions-Zyklus übertragene Impuls $p \approx \hbar k$. Am Ende dieses Prozesses besitzt der atomare Zustand deshalb noch immer fast vollständigen Überlapp mit dem Ausgangszustand, die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang in ein anderes Vibrationsniveau ist also stark reduziert und die Störung der Oszillationsbewegung nur gering. Dieser als DICKE-Effekt [DIC53] bezeichnete Mechanismus stellt in Analogie zum FRANCK-CONDON-Prinzip, das in der Molekülphysik die Übergangswahrscheinlichkeiten für Vibrationsübergänge bestimmt.

Im Falle eines zirkular polarisierten harmonischen Potentialminimums ergibt sich nach

[COU92] für die Lebensdauer des Niveaus mit der Vibrations-Quantenzahl n die Beziehung

$$\Gamma_{\text{vib}} \approx \Gamma'(n + \frac{1}{2}) \frac{E_R}{\hbar\nu_{\text{vib}}} \approx \Gamma'(n + \frac{1}{2}) \sqrt{E_R/U_0} \quad (4.2)$$

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente weisen Potentialtiefen U_0 auf, die zwischen 100-1000 Rückstoßenergien E_R liegen. $E_R = \hbar^2 k^2 / 2m_{\text{Cs}}$ ist die Energie, die mit einem einzelnen Photonenrückstoß verbunden ist. Die Lebensdauern der niedrigsten Vibrationsniveaus werden also durch den DICKE-Effekt um mehr als eine Größenordnung verlängert. Die Linienbreiten liegen nach diesem einfachen Modell im Bereich einiger 10 kHz.

Die Anwendung des DICKE-Modells scheint im Fall nicht zirkular polarisierter Potentiale, also z. B. für die MOT_{00} , zunächst nicht angemessen, da ein Zyklus aus Absorption und nachfolgender spontaner Emission häufig nicht im ursprünglichen Potential endet. Allerdings bedeutet auch ein solcher Prozeß nicht unbedingt eine dramatische Störung der atomaren Oszillation, wie man anhand einer idealisierten Situation, in der alle beteiligten Potentiale dieselbe Form haben, leicht einsehen kann. In diesem Fall ist es nämlich völlig gleichwertig ob der Prozeß das Potential verläßt oder, wie im DICKE-Modell, Anfangs- und Endzustand identisch sind. Die Übertragung des einfachen Modells aus [MEN97] auf die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Lichtfelder ergibt nur eine zusätzliche Verbreiterung um wenige kHz durch diese Dispersion der Oszillationsfrequenzen.

Neben den beiden bisher dargestellten Mechanismen wird häufig besonders die Anharmonizität der lichtinduzierten Potentiale als wichtiger Beitrag zur Verbreiterung der Resonanzen genannt [GRY96]. In diesem Fall besitzen nicht mehr alle Übergänge, die zu einer Klasse gleicher Δn gehören, dieselbe Resonanzfrequenz.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch der Einfluß einer solchen Anharmonizität für ein sinusförmiges Potential in erster Ordnung Störungsrechnung berechnet. Da die Korrekturen jedoch für die beiden am stärksten besetzten, tiefliegenden Vibrationsniveaus nur 4% bzw. 7% betragen, ergibt sich insgesamt nur eine sehr leichte Modifikation der Spektren. Um die Modellierung möglichst einfach zu halten, wird deshalb von der Berücksichtigung der Anharmonizität abgesehen.

Abhängigkeit der Spektren von der Sonden-Polarisation

Obwohl ein wichtiger Aspekt der qualitativen Interpretation der Transmissionsspektren in der Zerlegung der Sonden-Polarisation in σ - und π -Anteile besteht, zeigen die experimentellen Daten keine signifikante Abhängigkeit von der Polarisation des Sondenstrahls (vgl. dazu Abbildung 4.5a)).

Diese Beobachtung läßt sich darauf zurückführen, daß z. B. das Lichtfeld der MOT_{00} (vgl. Abschnitt 2.1.2) in einer Elementarzelle genau acht gleichwertige Potentialminima besitzt, deren lineare Polarisationen entlang der acht Richtungen ($\pm 1, \pm 1, \pm 1$) ausgerichtet sind. Aus diesem Grund gibt es für eine beliebige Polarisation des Sondenstrahls stets einige Minima, bezüglich derer die Sonden-Polarisation sowohl σ - als auch π -Anteile besitzt. Genauso läßt sich im Fall der NOT argumentieren, obwohl keine diskreten Minima vorliegen, sondern die Atome entlang von Schläuchen zirkularer Polarisation gefangen sind (vgl. Abschnitt 2.2.3).

Aus diesem Grund scheint es gerechtfertigt, die Polarisation der Sonde nicht bei der Modellierung zu berücksichtigen, sondern vereinfachend anzunehmen, daß sich die Oszillationen entlang aller Koordinatenachsen beobachten lassen.

Berechnete Spektren

Das Ergebnis der Berechnungen zeigt Abbildung 4.9. Da die Transmission proportional zur Anzahl der Atome ist, die zum Signal beitragen, sind die Amplituden der theoretischen Spektren auf die der experimentellen normiert. Abgesehen davon enthält das Modell keine freien Parameter, so daß der schiefe Untergrund, der von der Flanke der Absorptionslinie $F = 4 \rightarrow F' = 5$ (vgl. Abbildung 4.1) herrührt, nicht angepasst werden kann.

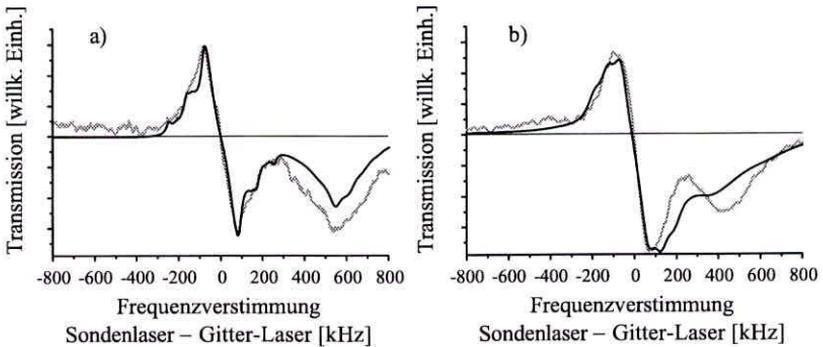


Abbildung 4.9: Vergleich der modellierten und gemessenen Spektren für a) NOT und b) MOT_0 , für Parameter $I = 3,8I_S$ je Strahl, $\delta = -5,3\Gamma$.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß die Übereinstimmung in Anbetracht des einfachen Modells erstaunlich gut ist. Insbesondere für die NOT stimmen sowohl die Oszillationsfrequenzen als auch die Lichtverschiebung sehr gut mit den experimentellen Werten überein. Bei der in Abschnitt 4.2.1 gefundenen Abhängigkeit $\nu_{Osz} = \kappa\sqrt{\Lambda}$ ergibt sich neben dem experimentell bestimmten Wert $\kappa_{NOT}^{exp} = 3,55 \pm 0,05 \text{ kHz}^{1/2}$ ein theoretischer von $\kappa_{NOT}^{theo} = 3,4 \pm 0,05 \text{ kHz}^{1/2}$. Deutlich sind auch die Vibrationsübergänge mit $\Delta n = \pm 1, 2, 3$ zu erkennen und das Fehlen einer Resonanz vom Typ \textcircled{D} .

Für die Spektren an der MOT_0 ergeben sich größere Abweichungen bei den Positionen der Resonanzen als in der vorigen Konfiguration. Abbildung 4.6 zeigt dazu die experimentell bestimmte Resonanzfrequenz der Vibrationsübergänge als Funktion der Position des Übergangs \textcircled{C} . Neben dem experimentellen Wert $\kappa_{MOT}^{exp} = 4,47 \pm 0,15 \text{ kHz}^{1/2}$ führt die Modellierung auf $\kappa_{MOT}^{theo} = 5,2 \pm 0,1 \text{ kHz}^{1/2}$. Die Resonanz \textcircled{D} ist zwar nicht nur im gemessenen Spektrum zu erkennen, sondern auch in der theoretischen Kurve, dort deutlich breiter und weniger ausgeprägt.

Abbildung 4.10 auf der nächsten Seite stellt für verschiedene Zeitphasen die experimentell bestimmten Positionen der Resonanz \textcircled{A} den theoretisch berechneten gegenüber. Der

Beitrag einer Vielzahl von Vibrationslinien führt dazu, daß auch die theoretischen Punkte als Mittelwerte mit einem Fehler behaftet sind. Der Vergleich bestätigt also den experimentellen Befund, daß die Lage der Resonanzfrequenzen nur schwach von den Zeitphasen abhängen.

Gute Übereinstimmung ergibt sich auch bei der Beschreibung der Linienbreiten der verschiedenen Konfigurationen. Vor allem zeigt das berechnete Spektrum der MOT_{00} eine größere Linienbreite als das der NOT. Man erkennt auch, daß das vor allem auf das Auftreten mehrerer dicht benachbarter Frequenzen zurückzuführen ist.

Insgesamt gibt es also eine zufriedenstellende, auch quantitative, Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit dem einfachen theoretischen Modell. Neben wenigen einfachen Annahmen basiert dieses Modell vor allem auf der Berechnung der adiabatischen, lichtverschobenen Potentiale und der stationären atomaren Dichtematrix.

Damit ist schließlich der Nachweis erbracht, daß in allen untersuchten Lichtfeldern Atome im lichtinduzierten Potential lokalisiert sind.

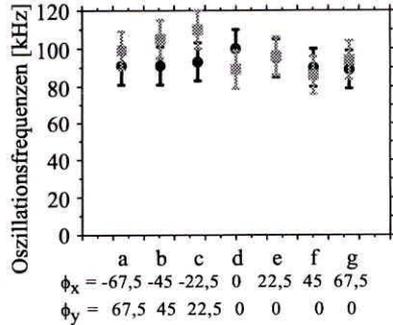


Abbildung 4.10: MOT_{ϕ_x, ϕ_y} : experimentell \times und theoretisch \bullet bestimmte Positionen der Vibrations-Resonanz \textcircled{A} .



Fluoreszenzmessungen an einzelnen, gespeicherten Atomen

Wie das vorangegangene Kapitel zeigt, läßt sich die atomare Lokalisierung im lichtinduzierten Potential mit Hilfe der Transmissionspektroskopie an einem großen Ensemble von Atomen nachweisen und nahezu perfekt mit Hilfe des lokalen Gleichgewichtszustands beschreiben. Die Untersuchung von Prozessen fernab des Gleichgewichts lassen sich allerdings kaum mit einem Ensemble von Atomen durchführen. Diese Möglichkeit bietet jedoch die zeitaufgelöste Analyse der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Atoms [GOM98].

Als Beispiel zeigt Abbildung 5.1 die Bewegung eines einzelnen Atoms in einem Lichtfeld. Da das Atom abhängig von seiner Position unterschiedlichen lokalen Intensitäten und Polarisationen ausgesetzt ist, werden auch die Rate und Polarisation des abgestrahlten Fluoreszenzlichts ortsabhängig variieren. Durch die polarisationsempfindliche und zeitaufgelöste Analyse des Fluoreszenzlichts läßt sich deshalb Aufschluß über den atomaren Transport und die Dynamik des optischen Pumpens gewinnen.

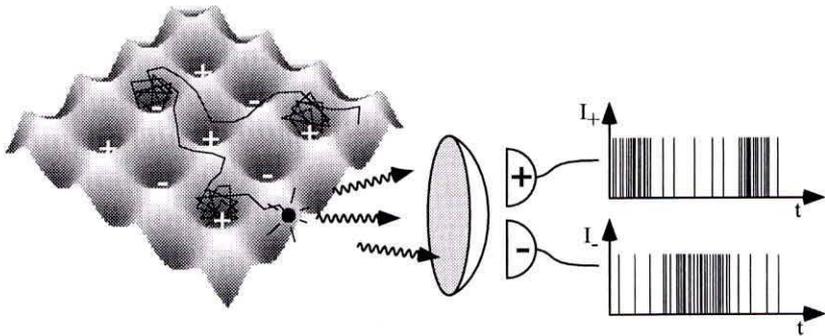


Abbildung 5.1: Eine fiktive atomare Trajektorie im lichtinduzierten Potential: $+$ und $-$ bezeichnen Potentialminima, an denen das Lichtfeld verschiedene Polarisationen besitzt (z. B. σ^+ und σ^- bezüglich der Beobachtungsrichtung). Wenn die Resonanzfluoreszenz polarisationsempfindlich nachgewiesen wird, erhält man Informationen über die Dynamik eines Atoms in diesem Lichtfeld.

Einer der prinzipiellen Vorteile der Fluoreszenzdetektion ist, daß diese Methode nicht invasiv ist, also die atomare Dynamik nicht stört. Dieser Vorteil wird auch in einer Reihe

von Experimenten ausgenutzt, in denen die Dynamik einer großen Zahl $\approx 10^8$ von Atomen in einem Lichtfeld untersucht wird [JES92, WES90, JUR96, BAL96]. Das eigentliche Meßsignal stammt bei diesen Experimenten von der Interferenz des von verschiedenen Atomen ausgesandten Lichts; es enthält vor allem spektrale Information, die auch mittels Transmissionsspektroskopie gewonnen werden kann. Da die Interferenz nur einen kleinen Teil zur gesamten Fluoreszenz beiträgt, läßt sich nur ein sehr geringes Signal/Untergrund-Verhältnis erreichen.

Im Gegensatz dazu setzt ein Experiment des in Abbildung 5.1 skizzierten Typs die Untersuchung einzelner Atome voraus, da sich mit zunehmender Zahl von beobachteten Atomen die Fluktuationen des Signals nicht mehr eindeutig zuordnen lassen.

5.1 Beobachtung der Fluoreszenz einzelner Atome

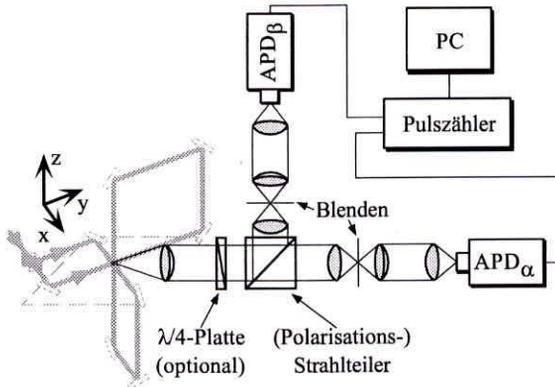


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Fluoreszenzdetektion. Der grau unterlegte optische Aufbau des Gitters dient der Verdeutlichung der verwendeten Geometrie und ist nicht maßstäblich.

Wie in Kapitel 3 beschrieben, läßt sich mit Hilfe des verwendeten Aufbaus eine mittlere Anzahl der in der magnetooptischen Falle gespeicherten Atome von $\bar{n} \approx 1$ erreichen. Eine weitere experimentelle Herausforderungen für die Fluoreszenzuntersuchungen an einzelnen, gespeicherten Atomen ist der *Nachweis* der Resonanzfluoreszenz im Femtowattbereich. Abbildung 5.2 skizziert den, für den Nachweis verwendeten, optischen Aufbau. Eine im Vakuumrezipienten angebrachte Linse sammelt die atomare Fluoreszenz aus 4,5% des gesamten Raumwinkels. Für jeden der beiden Ausgänge des Strahlteilers folgt eine Zwischenabbildung mit räumlicher Filterung, die verhindert, daß diffuses Streulicht auf die Detektoren gelangt. Zur Detektion einzelner Fluoreszenzphotonen werden Lawinen-Photodioden (englisch: avalanche photo-diode, APD) eingesetzt, die im GEIGER-Modus betrieben eine

Nachweffizienz von 47% erreichen. Diese Detektoren wurden eigens für die nachfolgend beschriebenen Experimente entwickelt und sind in der Diplomarbeit [REI98] ausführlich beschrieben und charakterisiert. Durch die Verwendung zweier Detektoren im abgebildeten HANBURY BROWN & TWISS-Aufbau [HAN56] läßt sich zum einen die Totzeit einer einzelnen Photodiode ($\approx 20\mu\text{s}$) umgehen, zum anderen läßt sich je nach Wahl der optischen Komponenten und des Strahlteilers das Fluoreszenzlicht nach verschiedenen Polarisationskomponenten trennen. Auf diese polarisationsempfindliche Analyse wird am Ende dieses Abschnitts eingegangen.

In den Photodioden werden die detektierten Photonen zunächst in Spannungspulse und nach elektronischer Pulsformung in TTL-Pulse umgewandelt. Um diese zeitaufgelöst zu registrieren, werden eine Meßkarte (Fa. Silicon Solutions) und ein PC verwendet, die es erlauben für beide Detektoren unabhängig die Ankunftszeiten der Photonen mit einer Zeitauflösung von 100 ns bei einer maximalen Zählrate von 20 kHz pro Kanal zu speichern. Der entscheidende Vorteil dieser Technik ist, daß man tatsächlich alle Information, die das detektierte Fluoreszenzlicht enthält, speichert und erst nachträglich entscheidet, welche Meßgröße mit Hilfe geeigneter Software extrahiert wird. Eine Möglichkeit, eine solche Zeitreihe zu analysieren, besteht darin, die Pulse zu summieren, die in ein bestimmtes Zeitfenster fallen (vgl. Abbildung 5.3).

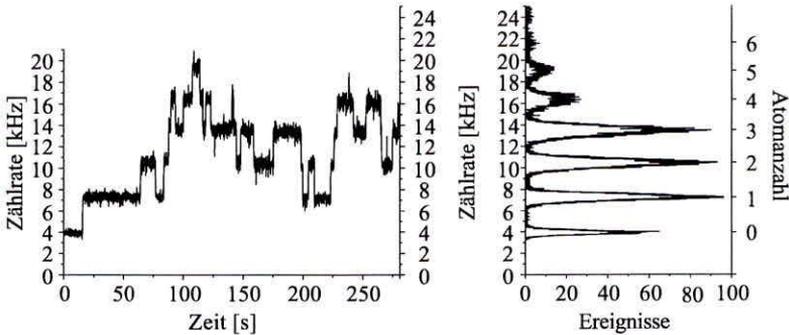


Abbildung 5.3: Linke Seite: Ausschnitt des zeitlichen Verlaufs der Photonenzählrate mit 100 ms Integrationszeit. Zwar variiert die Anzahl gespeicherter Atome statistisch, lange Speicherzeiten und die deutliche Trennung der Fluoreszenzstufen ermöglichen es jedoch, individuelle Atome zu identifizieren und die Atomzahl jederzeit exakt zu bestimmen (vgl. zugehöriges Histogramm auf der rechten Seite).

Die dabei auftretenden diskreten, deutlich getrennten Fluoreszenzniveaus zeigen, daß man tatsächlich einzelne, in der MOT gespeicherte, Atome unterscheiden kann. Diese Tatsache ermöglicht es z. B. nachträglich, die gesamte Meßreihe in einzelne Intervalle mit jeweils konstanter Atomzahl zu unterteilen oder auch den Streulichtuntergrund abzuziehen (vgl. Anhang A).

Die bereits angesprochene polarisationsempfindliche Detektion führt infolge der zeitlichen

Mittelung auf praktisch identische Fluoreszenzniveaus wie in Abbildung 5.3. Untersucht man allerdings die Fluktuationen um diese jeweiligen mittleren Zählraten, so werden sie sich für die nachfolgend aufgelisteten, im Rahmen dieser Arbeit untersuchten, Variationen des Aufbaus 5.2 deutlich unterscheiden:

1. Verwendung eines unpolarisierenden Strahlteilers (klassischer HANBURY BROWN & TWISS-Aufbau): Detektor α und β registrieren jeweils die Hälfte der Photonen unabhängig von deren Polarisationszustand.
2. Verwendung eines polarisierenden Strahlteilers: Detektor α registriert die Photonen mit vertikaler v -Polarisation $\epsilon_v = \epsilon_z$ und Detektor β die mit dazu senkrechter horizontaler h -Polarisation $\epsilon_h = (\epsilon_x - \epsilon_y)/\sqrt{2}$.
3. Verwendung einer $\lambda/4$ -Platte, deren optische Achse unter 45° zur v -Richtung eines nachfolgenden polarisierenden Strahlteilers steht. Die beiden Detektoren werden dann die orthogonalen links- und rechtszirkularen Polarisationskomponenten $\sigma_l = -(\epsilon_v + i\epsilon_h)/\sqrt{2}$ und $\sigma_r = (\epsilon_v - i\epsilon_h)/\sqrt{2}$ detektieren.

5.2 Analyse der Resonanzfluoreszenz mit Korrelationstechniken

Für die Fluktuationen der Polarisation des Fluoreszenzlichts erwartet man Zeitkonstanten in der Größenordnung der inversen optischen Pumprate $\tau_{\text{char}} \approx \Gamma^{-1} \approx 1 - 10 \mu\text{s}$. Andererseits zeigt Abbildung 5.3, daß in dieser Zeitspanne bei einem gespeicherten Atom im Mittel nur etwa 10^{-2} Photonen detektiert werden. Man kann also den zeitlichen Ablauf der atomaren Dynamik nicht direkt beobachten, sondern muß für die Datenanalyse auf statistische Methoden zurückgreifen.

Ein geeignetes Mittel zur Analyse der statistischen Eigenschaften des Fluoreszenzlichts ist die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung [GLA63], die sich mit Hilfe der Photonenzahloperatoren $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ in der Form

$$g_{\alpha\beta}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle : \hat{n}_\alpha(t) \cdot \hat{n}_\beta(t + \tau) : \rangle}{\langle \hat{n}_\alpha(t) \rangle \langle \hat{n}_\beta(t) \rangle} \quad (5.1)$$

darstellen läßt. Dabei bezeichnet $\langle : \cdot : \rangle$ den Erwartungswert nach Normalordnung der Feldoperatoren, die Indizes α und β stehen für die beiden Detektoren. Im Sinne der oben aufgezählten Möglichkeiten des polarisationsempfindlichen Nachweises bedeutet das die Messung der Korrelationsfunktionen $g_{ii}^{(2)}$, $g_{vh}^{(2)}$ oder $g_{\sigma_l\sigma_r}^{(2)}$. Im Photonenbild besitzt $g^{(2)}$ in dieser Darstellung eine unmittelbare anschauliche Bedeutung: die Korrelationsfunktion (5.1) beschreibt die bedingte Wahrscheinlichkeit ein Photon β zu detektieren, wenn eine Zeit τ vorher ein Photon der Polarisation α nachgewiesen wurde.

Abbildung 5.4 auf der nächsten Seite veranschaulicht den Zusammenhang zwischen Zeitreihen für $n_\alpha n_\beta$ und der resultierenden Korrelationsfunktion $g_{\alpha\beta}^{(2)}(\tau)$. Dazu wird eine Reihe von Photonen simuliert, die sowohl eine Variation der Intensität als auch der Polarisation

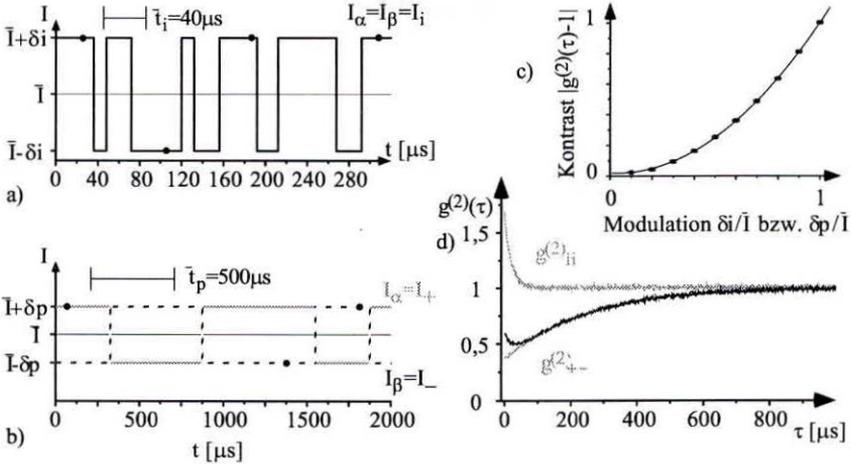


Abbildung 5.4: Korrelationsfunktion für verschiedene simulierte Signale I_α, I_β .
 a) Signal mit reiner Intensitätsvariation: Die mittlere Intensität \bar{I} springt um $\bar{I} \pm \delta i$. Die mittlere Zeit zwischen zwei Sprüngen ist $\bar{t}_i = 40 \mu s$. Die durchgezogenen Linien geben den Verlauf der Detektionswahrscheinlichkeit an und die schwarzen Punkte tatsächliche Detektionsereignisse. Obwohl also in einem Zeitintervall der Länge \bar{t}_i im Mittel deutlich weniger als ein Ereignis registriert wird, zeigt die Korrelationsfunktion $g_{ii}^{(2)}$ in d) einen Abfall mit der charakteristischen Zeitkonstanten $\tau_i = 0,5 \bar{t}_i$.
 b) Eine Variation der Polarisation des Fluoreszenzlichts führt dazu, daß die beiden Detektionswahrscheinlichkeiten mit einer Zeitkonstanten $\bar{t}_p = 500 \mu s$ gegenphasig variieren. Die zugehörige Korrelationsfunktion $g_{+-}^{(2)}$ zeigt aus diesem Grund eine Anstieg mit der Zeitkonstanten $\tau_p = 0,5 \bar{t}_p$. c) In beiden Fällen wird der Kontrast durch die Stärke der Modulation $(\delta i / \bar{I})^2$ bzw. $(\delta p / \bar{I})^2$ bestimmt. Enthält das Signal sowohl Intensitäts- als auch Polarisationsfluktuationen mit verschiedenen Zeitkonstanten, lassen sich diese Effekte in der Korrelationsfunktion (schwarze Kurve in d)) identifizieren. Sowohl die Zeiten, zu denen Intensität und Polarisation ihren Wert ändern als auch die Zeitpunkte der Detektion werden auf der Basis einer POISSON-Verteilung zufällig generiert.

besitzt, die Berechnung der Korrelationsfunktion erfolgt mit derselben Software, die auch zur Analyse der experimentellen Daten verwendet wird.

Die Korrelationsfunktion zeigt die typischen Zeitkonstanten, auf denen Fluktuationen im Signal auftreten $\tau = 0,5 \bar{t}_{typ}$, und zwar unabhängig von der genauen Form dieser Fluktuationen. Für Zeiten $\tau \gg \tau_{typ}$ verschwinden alle Korrelationen, so daß $g_{\alpha\beta}^{(2)}(\tau) \rightarrow 1$. Wenn nur ein einzelnes Atom zu einem solchen Signal beiträgt, ist die Abweichung vom Wert 1 ein direktes Maß für die Stärke der Fluktuationen in der Fluoreszenz. Die Größe $K = |g^{(2)}(\tau = 0) - 1|$ wird als Kontrast bezeichnet.

Wenn zum Signal jedoch nicht ein einzelnes, sondern N Atome beitragen, nimmt die Korrelationsfunktion für eine Mode des Lichtfelds die Form

$$g_N^{(2)}(\tau) = \frac{1}{N} \left[g^{(2)}(\tau) + (N-1) \left(1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \right) \right] \quad (5.2)$$

an [LOU83]. Im Grenzfall $N \gg 1$ beschreibt $g_N^{(2)}(\tau) \approx 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2$ lediglich die Interferenz der von verschiedenen Atomen emittierten Lichtfelder, die Größe $g^{(1)}(\tau)$ ist über die Fouriertransformation mit dem Frequenzspektrum des Fluoreszenzlichts verknüpft. Diese Situation entspricht gerade den eingangs erwähnten Experimenten [JUR96, BAL96]. Da die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente jedoch die Fluoreszenz aus einem großen Raumwinkel detektieren, verschwinden im Mittel die Interferenzbeiträge des Lichts von verschiedenen Atomen und damit auch der Term $g^{(1)}(\tau)$. Das Signal nimmt also die Form

$$g_N^{(2)}(\tau) = \frac{1}{N} \left[g^{(2)}(\tau) + (N-1) \right] \quad (5.3)$$

an, so daß mit zunehmender Zahl der beobachteten Atome lediglich der Kontrast wie $K_N = K/N$ abnimmt.

Die Untersuchung einzelner Atome ist jedoch nicht nur wegen der Maximierung des Kontrastes vorteilhaft. Die deutliche Identifizierung von atomarer Fluoreszenz und Hintergrundsignal ist nur eindeutig möglich, wenn man individuelle Atome unterscheiden kann. Eine genaue, spektrale Analyse ergibt, daß sich das detektierte Fluoreszenzlicht aus drei Beiträgen zusammensetzt: 1) Fluoreszenz einzelner, gespeicherter Atome 2) thermischer Cäsium-Atome im Hintergrundgas und 3) diffusem Streulicht aus dem Vakuumrezipienten und Dunkelzählereignisse der Detektoren. In Anhang A wird dargestellt, wie in der numerischen Berechnung der Korrelationsfunktion die Fluoreszenz kalter, gespeicherter Atome getrennt von den Beiträgen 2) und 3) analysiert werden kann. Eine detaillierte Untersuchung des Beitrags 2) findet sich in der Diplomarbeit [REI98].

5.3 Ein-Atom-Korrelationen in der MOT₀₀

Im folgenden werden die Ergebnisse von Korrelationsmessungen an einzelnen Atomen in der MOT₀₀ vorgestellt. Die Verwendung eines Detektionsschemas, bei dem die beiden Detektoren orthogonal zirkuläre Polarisationen nachweisen, führt auf die in Abbildung 5.5 gezeigte $\sigma_I \sigma_T$ -Korrelation. Für alle Messungen sind Koizidenzen, die nicht von einzelnen, gespeicherten Atomen stammen, abgezogen (vgl. Anhang A).

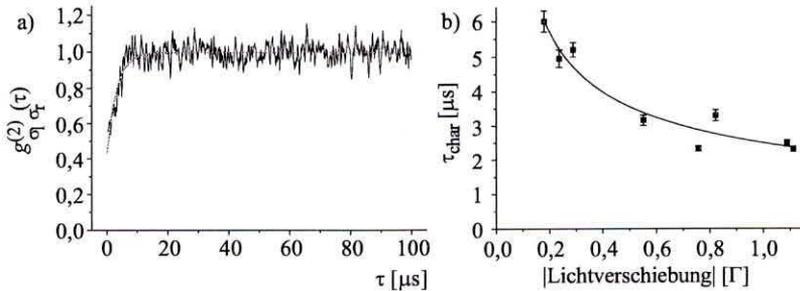


Abbildung 5.5: $\sigma_I \sigma_T$ -Korrelationen an einem einzelnen Atom in der MOT₀₀:

a) Die exponentielle Anpassung an die Korrelationsfunktion ergibt einen Kontrast von $K = 0,57 \pm 0,02$ und eine Zeitkonstante $\tau_{\text{char}} = 3,16 \pm 0,15 \mu\text{s}$ (experimentelle Parameter: $\delta = -2,7\Gamma$, $I = 0,7I_S$, Meßzeit $T=671,8$ Sekunden). b) Zeitkonstanten τ_{char} aus verschiedenen Einzelmessungen als Funktion der Lichtverschiebung Λ (in den Potentialminima). Die Anpassung einer Funktion $\tau_{\text{char}} = A \cdot \Lambda^B$ ergibt $A = 2,5 \pm 0,2$ und $B = -0,51 \pm 0,01$.

Der hohe Kontrast der $\sigma_I \sigma_T$ -Korrelation wird durch eine Vielzahl weiterer Messungen bestätigt, er liegt dabei stets im Bereich $K = 0,44 - 0,57$ und läßt keine systematische Abhängigkeit von Intensität oder Verstimmung erkennen. Im Rahmen der einfachen Simulation aus Abbildung 5.4 bedeutet das also, daß das Signal eine äußerst starke Polarisationsmodulation aufweist. Für diese Modulation lassen sich aus den obigen Kontrasten Werte im Bereich von $\delta p / \bar{I} = 0,66 - 0,75$ angeben. Diese Werte sind sogar lediglich untere Schranken für die Stärke der Modulation, da Intensitätskorrelationen den Kontrast mindern können (vgl. Abbildung 5.4).

Die exponentielle Anpassung der Korrelationsfunktion ergibt eine charakteristische Zeitkonstante τ_{char} , die in Abbildung 5.5b) für verschiedene Messungen als Funktion der Lichtverschiebung dargestellt ist. Diese Lichtverschiebung ergibt sich unter Berücksichtigung der jeweils gewählten Intensität und Verstimmung aus der Berechnung der adiabatischen Potentialminima.

In Abbildung 5.6 zeigt jeder Datenpunkt das Ergebnis der selektiven Auswertung aller Abschnitte der Zeitreihe, die genau die entsprechende Atomanzahl N enthalten. Der Abbildungsteil a) illustriert, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit die charakteristische Zeitkonstante nicht von der Anzahl der untersuchten Atome abhängt. Es sind also weder Interferenzeffekte von Fluoreszenzlicht verschiedener Atome sichtbar, noch eine Wechselwirkung

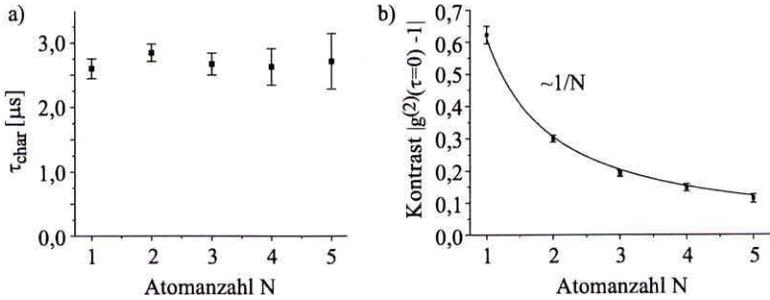


Abbildung 5.6: Zeitkonstante und Kontrast einer $\sigma_I\sigma_r$ -Korrelationen als Funktion der Atomanzahl. Während die Zeitkonstante praktisch unabhängig von der Atomzahl ist, sinkt der Kontrast $\propto 1/N$ (vgl. Gleichung (5.2)).

der Atome untereinander. Abbildung 5.6b) bestätigt die in (5.2) beschriebene Abnahme des Kontrastes proportional zu $1/N$.

Neben den starken $\sigma_I\sigma_r$ -Korrelationen zeigt sich in der Fluoreszenz auch eine Intensitätskorrelation. Abbildung 5.7a) zeigt das Ergebnis einer Messung von $g_{ii}^{(2)}(\tau)$, wie sie sich bei Verwendung eines nicht-polarisationsaufgelösten Detektionsschemas ergibt.

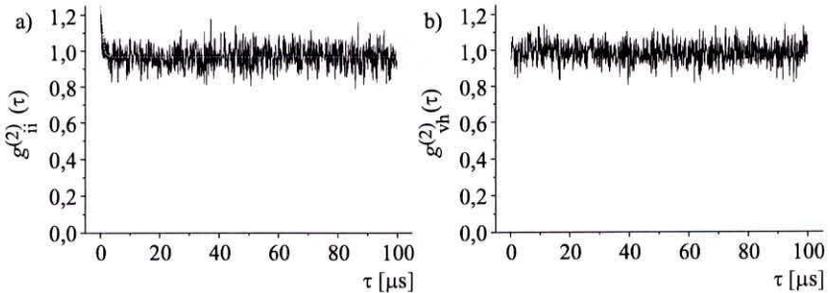


Abbildung 5.7: a) Intensitätskorrelation $g_{ii}^{(2)}(\tau)$ an einem einzelnen Atom in der MOT_{00} (Parameter: $\delta = -1,1\Gamma$, $I = 1,3I_S$, Meßzeit $T=627,7$ Sekunden). Eine exponentielle Anpassung ergibt eine Zeitkonstante $\tau_{char} = 0,65 \pm 0,19\mu s$ und einen Kontrast von $K = 0,29 \pm 0,07$. b) Bei der Detektion orthogonal linearer Polarisationen $g_{hv}^{(2)}(\tau)$ an einem einzelnen Atom in der MOT_{00} ($\delta = -1,8\Gamma$, $I = 0,95I_S$, Meßzeit $T=378,7$ Sekunden) zeigen sich im Rahmen des vorliegenden Signal/Rausch-Verhältnis keine Korrelationen.

Die Intensitätskorrelation besitzt mit $K \approx 0,29$ nicht nur einen deutlich kleineren Kontrast als $g_{\sigma_I\sigma_r}^{(2)}(\tau)$, sondern eine wesentlich kleinere Zeitkonstante.

Zunächst verblüffend ist jedoch der Befund, daß die Analyse der Fluoreszenz starke $\sigma_I\sigma_r$ - und ii -Korrelationen zeigt, aber – unter ansonsten gleichen Bedingungen – im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Korrelation zwischen orthogonal linear polarisierten Photonen festzustellen ist. Abbildung 5.7b) zeigt das entsprechende Ergebnis einer polarisationsempfindlichen Korrelation $g_{hv}^{(2)}(\tau)$, bei der die beiden Detektoren jeweils lineare h - und v -Polarisationen detektieren.

Neben der Interpretation der beobachteten Zeitkonstanten, wird sich der nächste Abschnitt vor allem der Frage zuwenden, warum sich Korrelationen zwischen orthogonalen Polarisationszuständen zwar bei der Detektion zirkularer Polarisierungen ergeben, nicht jedoch beim Nachweis linearer.

5.4 Interpretation

Wie Abbildung 5.4 zeigt, wird die Korrelationsfunktion durch ihren Kontrast, der die Stärke der Signalmodulation beschreibt, charakterisiert. Der hohe Kontrast der $\sigma_I\sigma_r$ -Korrelationen bedeutet in diesem Sinne, daß die Polarisation der detektierten Resonanzfluoreszenz stark moduliert ist. Im scheinbaren Widerspruch zu dieser Interpretation steht allerdings der verschwindende Kontrast der Korrelationsfunktion $g_{hv}^{(2)}(\tau)$. Eine naheliegende Vermutung wäre, daß das Signal praktisch ausschließlich Photonen mit σ_I - und σ_r -Polarisation enthält. Diese sind dann bei linearem Detektionsschema nicht zu unterscheiden und führen zu keiner Korrelation. Bedenkt man jedoch, daß das Lichtfeld der MOT₀₀ an jedem Ort linear polarisiert ist, läßt sich diese Vorstellung nicht halten.

Der Widerspruch löst sich allerdings auf, wenn man berücksichtigt, daß die Korrelationsfunktion $g_{\alpha\beta}^{(2)}(\tau)$ die bedingte Wahrscheinlichkeit angibt, eine Zeit τ nach der Detektion eines Photons mit Polarisation α ein β -polarisiertes zu registrieren. Die Frage, wie die Detektion des ersten Photons, die des zweiten bedingt, ist gleichwertig zu der Frage, welche Information über den atomaren Zustand das erste Photon enthält.

Zur Illustration soll angenommen werden, daß sich das Atom vor der Detektion des ersten Photons in einer Überlagerung von magnetischen Unterzuständen des angeregten Zustands befindet, die völlig isotrop ist. Die Detektion projiziert das Atom in den Grundzustand, die Superposition der verschiedenen ZEEMAN-Zustände ist dabei aber von der Polarisation des Photons abhängig. Nach Gewichtung mit den relativen Übergangswahrscheinlichkeiten ergeben sich die in Abbildung 5.8 gezeigten Besetzungen im Grundzustand.

Das bedeutet, daß die Detektion eines einzelnen, zirkular polarisierten Photons die Symmetrie der Besetzungsverteilung bricht, die Detektion eines linear polarisierten jedoch nicht. Diese messungsinduzierte Anisotropie der Besetzungsverteilung ist der Grund für die starken $\sigma_I\sigma_r$ -Korrelationen. Entsprechend wird die verschwindende hv -Korrelation durch die geringe Abhängigkeit der Verteilung vom Polarisationszustand des ersten detektierten Photons bedingt.

Zunächst soll die Detektion orthogonal zirkularer Polarisierungen analysiert werden. In dem an jedem Ort linear polarisierten Lichtfeld ist keiner der beiden zirkularen Polarisationszustände ausgezeichnet. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit besitze das erste detektierte Photon die Polarisation σ_I . Die in der oberen Zeile von Abbildung 5.8 dargestellte Asym-

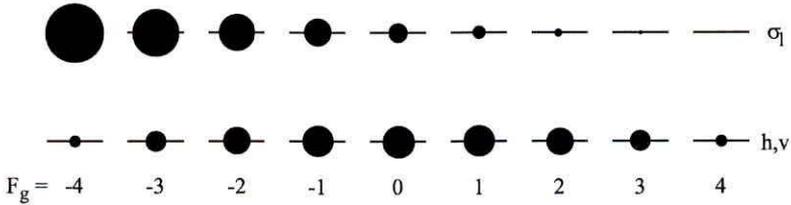


Abbildung 5.8: Besetzungsverteilung im Grundzustand, nachdem eine ursprünglich isotrope Besetzung des angeregten Zustands durch Aussendung eines σ_T -, bzw. h - oder v -polarisierten Photons zerfallen ist. Die jeweilige Besetzung ist proportional zum Durchmesser des jeweiligen Kreises.

metrie der Grundzustandsbesetzung wird durch die nächste Absorption partiell auf den angeregten Zustand übertragen. Tatsächlich würde nur eine Absorption von σ_T -Licht wieder zu einer isotropen Verteilung führen, in allen anderen Fällen bleibt die Polarisation zumindest zum Teil erhalten. Die nächste spontane Emission wird aus diesem Grund mit größter Wahrscheinlichkeit wieder σ_T -Polarisation besitzen, so daß $g_{\sigma_T}^{(2)}(\tau = 0) < 1$.

Für die hv -Korrelation ergibt sich ein grundsätzlich anderes Bild: die Beobachtung z. B. eines $h \doteq \pi$ -polarisierten ersten Photons führt zu einer nahezu gleichmäßigen Besetzungsverteilung im Grundzustand (vgl. untere Zeile in Abbildung 5.8). Nach beliebiger darauffolgender Anregung sind in diesem Fall die Wahrscheinlichkeiten für die anschließende spontane Emission eines h - oder v -polarisierten Photons vergleichbar. Für die zugehörige Korrelationsfunktion gilt dann $g_{hv}^{(2)}(\tau = 0) \approx 1$.

Obwohl also in beiden Schemata keine eindeutige Aussage über die Anregung des Atoms zwischen den beiden Detektionseignissen möglich ist, bedingt der polarisationsempfindliche Nachweis des ersten Photons auch die Polarisation des zweiten. Tatsächlich ergibt sich, daß der Kontrast der Korrelationsfunktion nahezu unabhängig von der jeweiligen Anregung durch das Lichtfeld ist. Weitere Messungen von $g_{\sigma_T}^{(2)}(\tau)$ an der magnetooptischen Falle MOT_{830,0}, wo sich durch die Wahl anderer Zeitphasen eine andere Lichtfeldkonfiguration, also eine modifizierte Anregung der Atome ergibt, bestätigen diese Aussage.

Die Interpretationen werden zudem gestützt von eindimensionalen Quanten-Monte-Carlo-Simulationen, die zur Zeit in der Arbeitsgruppe von PROF. G. NIENHUIS, mit Bezug auf die vorliegenden experimentellen Ergebnisse, durchgeführt werden [DOR98]. Eine weitere Übereinstimmung mit diesen Rechnungen ergibt sich in der Beobachtung einer signifikanten ii -Korrelation, die jedoch eine deutlich kleinere Zeitkonstante als $g_{\sigma_T}^{(2)}(\tau)$ besitzt. Dieser Unterschied in den Zeitkonstanten konnte mit Hilfe der numerischen Simulationen auf elegante Weise als *Gedächtnis*-Effekt erklärt werden, indem dieselbe numerische Simulation für verschiedene atomare Drehimpulse durchgeführt wurde. Im Fall eines Übergangs $F_g = 0 \rightarrow F_c = 1$ besitzen beide Zeitkonstanten denselben Wert, da die Fluoreszenz des Atoms nur das lokale Lichtfeld widerspiegelt und kein optisches Pumpen stattfindet. Für höhere Drehimpulse zeigt sich allerdings, daß das optische Pumpen zunehmend an Bedeutung gewinnt. Das Ergebnis ist, daß ein Atom mit anisotroper Besetzungsverteilung, das sich im Lichtfeld bewegt, erst nach einer Reihe von Absorptions-Emissions-Zyklen diese

Anisotropie verliert und sich auf eine neue lokale Polarisation einstellt. Die Zeitkonstante für die $\sigma_r\sigma_r$ -Korrelation erhält dadurch einen größeren Wert, als die der Intensitätskorrelation, weil sich die veränderte lokale Intensität unmittelbar in der Anregungswahrscheinlichkeit des Atoms und damit der Emissionswahrscheinlichkeit für das nächste Photon niederschlägt.

Diese Ausführungen zeigen, daß für ein Atom im Lichtfeld der magnetooptischen Falle eine starke Verschränkung der inneren und äußeren Freiheitsgrade besteht. Wie bereits in Kapitel 1 betont, hängt die Dynamik der Laserkühlung von der Besetzung der inneren Zustände ab, die Besetzung der Zustände hingegen wird durch das lokale Lichtfeld, also den Ort an dem sich das Atom befindet, bestimmt. Trotz dieses komplizierten Wechselspiels läßt sich im folgenden zeigen, daß die charakteristische Zeitkonstante der Korrelationsfunktion $g_{\sigma_r\sigma_r}^{(2)}(\tau)$ durch die atomare Bewegung bestimmt ist.

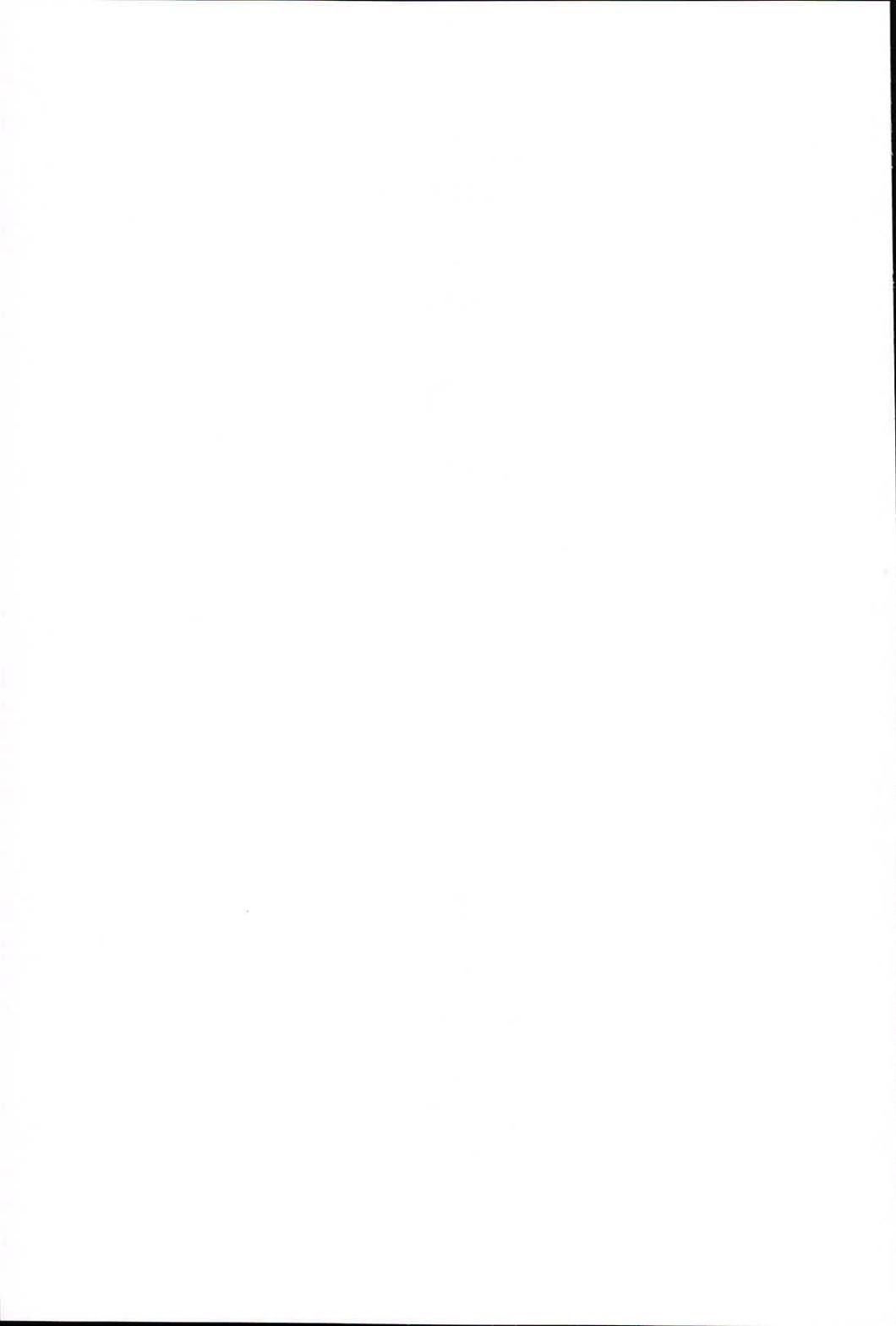
Für die Entwicklung der atomaren Freiheitsgrade gibt es im Grenzfall schwacher Sättigung zwei bestimmende Zeitskalen. Die Dynamik der internen atomaren Zustände ist durch das optische Pumpen bestimmt und besitzt nach Gleichung (2.22) die Zeitabhängigkeit $\tau_p \propto 1/s$, mit s als Sättigungsparameter. Die Bewegung des Atoms im Lichtfeld dagegen wird durch dessen Temperatur beschrieben, die für das Kühlen in Polarisationsgradienten proportional zur Lichtverschiebung ist (vgl. Kapitel 1).

Die Zeitkonstanten der Polarisationskorrelation $g_{\sigma_r\sigma_r}^{(2)}(\tau)$ verhalten sich gemäß Abbildung 5.5b) als Funktion der Lichtverschiebung Λ wie $\tau_{\text{char}} \propto 1/\sqrt{\Lambda}$. Die Abnahme der charakteristischen Zeitkonstanten steht allerdings nicht nur qualitativ in Übereinstimmung mit dem erwarteten Anstieg der mittleren kinetischen Energie. Der gefundene funktionale Zusammenhang erlaubt unmittelbar eine physikalische Interpretation. Da die Temperatur ein Maß für die mittlere Geschwindigkeit des Atoms ist und sich proportional zur Lichtverschiebung verhält $\mathcal{T} \propto \Lambda$, gilt

$$\tau_{\text{char}} \propto \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \propto \frac{1}{\sqrt{\mathcal{T}}} \propto \frac{1}{\bar{v}}. \quad (5.4)$$

Gerade diese Abhängigkeit zeigt, daß die charakteristische Zeitkonstante der Korrelationsfunktion durch die mittlere Geschwindigkeit der atomaren Bewegung im Lichtfeld bestimmt wird. Das bedeutet schließlich, daß für kalte Atome in der magnetooptischen Falle die Entwicklung der inneren Zustände durch die Bewegung im Lichtfeld und dessen lokale Polarisation bestimmt wird.

Die Proportionalitätskonstante in Gleichung (5.4) ist eine charakteristische Länge $\bar{a} = \tau_{\text{char}} \bar{v}$. Eine naheliegende, einfache Annahme ist deren Identifizierung mit dem typischen Abstand $\bar{a} = \lambda/2$ zweier Potentialminima im Lichtfeld der MOT₀₀. Berücksichtigt man schließlich noch die Beziehung zwischen der typischen Zeit für die Signalmodulation und der charakteristischen Zeitkonstante der Korrelationsfunktion (vgl. Abbildung 5.4), läßt sich daraus die mittlere Geschwindigkeit der Atome abschätzen. Man erhält für die untersuchten Parameter als mittlere Geschwindigkeiten $\bar{v} = \lambda/4\tau_{\text{char}} \approx 0,09 \dots 0,036$ m/s Werte, die in Übereinstimmung mit früheren Experimenten stehen [STE91]. Die daraus ermittelten Temperaturen liegen im Bereich $\mathcal{T} \approx 68 \dots 10 \mu\text{K}$.



Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Dynamik von lasergekühlten Cäsiumatomen in dreidimensionalen lichtinduzierten Potentialen untersucht. Die Charakterisierung von Lichtfeldern zeigt, daß im allgemeinen sowohl deren Polarisation als auch Intensität räumlich variieren. Das Interferenzmuster hängt dabei entscheidend von den relativen Phasen zwischen den beteiligten Laserstrahlen ab. Für die experimentelle Kontrolle wurde ein neuartiges Konzept entwickelt, das die intrinsische Stabilität der relativen Zeitphasen eines Lichtfeldes gewährleistet. Mit diesem Aufbau wurden erstmals zwei spezielle Konfigurationen studiert, die als reine Polarisationsgitter (NOT) bzw. Intensitätsgitter MOT_{00} interessante Grenzfälle darstellen.

Ein besonderer Schwerpunkt lag auf der detaillierten Untersuchung der magnetooptischen Falle, die ein wichtiges Werkzeug für die Laserkühlung darstellt. Die Möglichkeit ein stabiles Lichtfeld in der MOT zu realisieren, erlaubt das gezielte Studium des Einflusses des lichtinduzierten Potentials auf die atomare Dynamik. Die Transmissionsspektroskopie an verschiedenen Lichtfeldkonfigurationen ergab jedoch den zunächst unerwarteten Befund, daß die Spektren für alle Lichtfelder qualitativ ähnliche Struktur aufweisen. Erst eine genauere Analyse zeigt, daß sich in allen Fällen vergleichbar tiefe Potentialminima ergeben, dazu genügt es die Gleichgewichtslösung der atomaren Dichtematrix an den Orten der Potentialminima zu bestimmen. Die auf dieser Basis modellierten Spektren zeigen hervorragende Übereinstimmung mit dem Experiment. Als Ergebnis der Untersuchungen mittels Transmissionsspektroskopie ergibt sich, daß die magnetooptische Falle unabhängig von den untersuchten relativen Zeitphasen als optisches Gitter interpretiert werden muß.

Neben der Information über lokalisierte Atome ist vor allem der atomare Transport im Lichtfeld interessant. Ein eleganter Ansatz, um dieser Fragestellung nachzugehen, ist die Beobachtung der Fluoreszenz eines einzelnen Atoms. Auf diese Weise ist eine eindeutige Zuordnung des gemessenen Signals zu einer individuellen Trajektorie möglich. Die zeitliche Korrelationsanalyse der Fluoreszenzfluktuationen führt dabei auf charakteristische Zeitkonstanten. Deren Abhängigkeit von der Lichtverschiebung ermöglicht die Identifizierung der Korrelationen mit der atomaren Bewegung. Durch die zusätzliche Kenntnis des Lichtfeldes läßt sich die mittlere kinetische Energie eines einzelnen Atoms bestimmen.

Die Beobachtung kontraststarker Korrelationen zwischen orthogonal zirkular polarisierten Photonen in einem überall linear polarisierten Lichtfeld erlaubt interessante Einblicke in die Fluktuationen der magnetischen Orientierung des Atoms.

Die große Stärke der Methode liegt auch in rein technischen Aspekten, wie der Möglichkeit zu jedem Zeitpunkt die Zahl der gespeicherten Atome genau zu bestimmen oder die Ankunftszeiten aller detektierten Photonen zu speichern. Dadurch ist es zum einen möglich

den selben Datensatz nachträglich, auf verschiedenste Weise zu analysieren und zum anderen Signal- und Untergrundbeiträge sauber zu trennen.

Eine mögliche Erweiterung der Messungen könnte durch eine verbesserte Zeitauflösung der Elektronik und geringere Totzeit der Detektoren vollzogen werden. In diesem Fall ist es möglich, simultan Korrelationen zwischen a) Photonen gleicher Polarisierung und b) Photonen orthogonaler Polarisierungen aufzunehmen und vollständigere Information über die atomare Dynamik zu gewinnen. Eine vollständige Information über den Zustand des beobachteten Atoms eröffnet aber auch die Möglichkeit zur gezielten Manipulation oder Präparation eines solchen Zustandes.

Als weiterführende Perspektive bietet sich an, diese neugewonnene Technik, ein einzelnes Atom als empfindliche Sonde zu benutzen, auch auf andere Systeme zu übertragen. Eine Anwendung wäre die Untersuchung der Dynamik eines einzelnen Fremdatoms in einem polarisierten Ensemble.

Normierung

Im Folgenden wird erläutert, wie aus einer Zeitreihe von Detektionsereignissen die Korrelationsfunktion berechnet werden kann, insbesondere wie man das Fluoreszenzsignal eines einzelnen gespeicherten Atoms von diffusem Streulicht und der Fluoreszenz nicht gespeicherter, thermischer Atome trennen kann.

Für jeden der beiden Detektoren (im folgenden mit α und β bezeichnet) wird also während der Meßdauer T eine Zeitreihe der Form $n_{\alpha,\beta}(t_i)$ mit $0 \leq t_i = i \cdot \Delta t \leq T$ aufgeschrieben. Wenn dabei die typischen Zählraten niedrig und die Zeitaufösung des Systems hoch sind $n_{\alpha,\beta} \ll 1/\Delta t$, ist es zweckmäßig, zu einer digitalen Zeitreihe überzugehen, so daß also $n_{\alpha,\beta}$ nur die Werte 0 und 1 annimmt. In der Praxis werden lediglich die Zeiten t_i notiert, für die $n_{\alpha,\beta} = 1$ gilt.

Als *Koinzidenzfunktion* $G^{(2)}(\tau_w)$ ergibt sich dann die Summe der Koinzidenzen, die für die Zeitdifferenz τ_w zwischen den Kanälen α und β auftreten:

$$G_{\alpha\beta}^{(2)}(\tau_w, \Delta t) = \sum_{i=0}^{T/\Delta t} n_{\alpha}(t_i) n_{\beta}(t_{i+w}), \quad (\text{A.1})$$

Zur Illustration zeigt Abbildung A.1 eine solche Koinzidenzfunktion, die aus der Korrelation des Fluoreszenzlichts eines einzelnen gespeicherten Atoms resultiert. Wie bereits erwähnt, enthalten die gesamten, von den Detektoren α und β registrierten Zeitreihen mehrere Beiträge. Im dargestellten Beispiel führt das gerade zu der außergewöhnlichen Situation, daß im Gesamtsignal nur eine schwache Andeutung einer Korrelation im Bereich $\tau \approx 5 - 10 \mu\text{s}$ zu erkennen ist. Die einzelnen Beiträge sind das Fluoreszenzlicht eines gespeicherten, individuellen Atoms $n_{\alpha,\beta}^{1\text{Atom}}(t_i)$, die Fluoreszenz nicht gespeicherter Atome $n_{\alpha,\beta}^{\text{therm}}(t_i)$, die sich mit thermischen Geschwindigkeiten durch das Beobachtungsvolumen bewegen sowie ein unkorrelierter Anteil $n_{\alpha,\beta}^u(t_i)$, der diffuses Streulicht und die *Dunkelzählereignisse* der Detektoren enthält

$$n_{\alpha,\beta}^{\text{ges}}(t_i) = n_{\alpha,\beta}^{1\text{Atom}}(t_i) + n_{\alpha,\beta}^{\text{therm}}(t_i) + n_{\alpha,\beta}^u(t_i). \quad (\text{A.2})$$

Es wird sich allerdings zeigen, daß diese Meßmethode gestattet, die auf die Zählraten

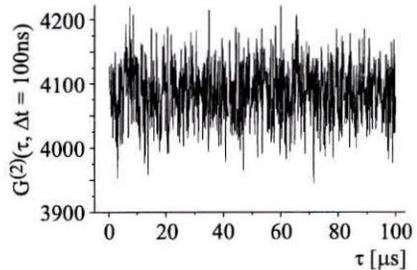


Abbildung A.1: Koinzidenzfunktion des Fluoreszenzlichts eines gespeicherten Atoms inklusive Untergrund, die Meßzeit ist $T = 671,8$ s, das Zeitfenster $\Delta t = 100$ ns.

normierte Korrelationsfunktion

$$g_{\alpha\beta}^{(2),1Atom}(\tau) = \frac{1}{N_\alpha \cdot N_\beta} G_{\alpha\beta}^{(2),1Atom}(\tau) \quad \text{mit} \quad N_{\alpha,\beta} = \sum_{i=0}^{T/\Delta t} n_{\alpha,\beta}^{1Atom}(t_i) \quad (\text{A.3})$$

eines einzelnen Atoms aus den Daten zu extrahieren. Wie bereits in Abschnitt 5.1 dargestellt, läßt sich aus den integrierten Zeitreihen leicht bestimmen, wieviele Atome sich zu jedem Zeitpunkt in der Falle befinden. Wenn man also die Abschnitte mit einem bzw. keinem gespeicherten Atom getrennt betrachtet, erhält man unabhängig voneinander

1. die Summe $n_{\alpha,\beta}^{ges}(t_i)$ der Fluoreszenzraten (während einer Meßzeit T_1) sowie
2. die Fluoreszenz des thermischen Anteils inklusive unkorrelierten Untergrunds, also $n_{\alpha,\beta}^{therm}(t_i) + n_{\alpha,\beta}^u(t_i)$ (die zugehörige Meßzeit sei T_0).

Aus diesen beiden Beiträgen lassen sich nun die zugehörigen Korrelationsfunktionen bestimmen. Berücksichtigt man, daß alle Kreuzterme (also z. B. Produkte $n^{1Atom} \cdot n^{therm}$) sowie alle Terme, zu denen Untergrundereignisse $n_{\alpha,\beta}^u$ beitragen, unkorreliert sind (diese Terme lassen sich dann einfach als Produkte der mittleren Raten $\overline{n_{\alpha,\beta}^u}$ schreiben), erhält man

$$G_{\alpha\beta}^{(2),ges}(\tau_w, \Delta t) = \Delta t \cdot T_1 \left[\begin{aligned} & \overline{n_\alpha^{1Atom}} \cdot (\overline{n_\beta^{therm}} + \overline{n_\beta^u}) + \overline{n_\beta^{1Atom}} \cdot (\overline{n_\alpha^{therm}} + \overline{n_\alpha^u}) \\ & + \overline{n_\alpha^{therm}} \cdot \overline{n_\beta^u} + \overline{n_\alpha^u} \cdot \overline{n_\beta^{therm}} + \overline{n_\alpha^u} \cdot \overline{n_\beta^u} \end{aligned} \right] + G_{\alpha\beta}^{(2),1Atom}(\tau) + G_{\alpha\beta}^{(2),therm}(\tau) \quad (\text{A.4})$$

Das Gesamtsignal enthält also neben einem unkorrelierten Untergrund Korrelationen von dem einzelnen, gespeicherten Atom und von thermischen Atomen im Hintergrundgas.

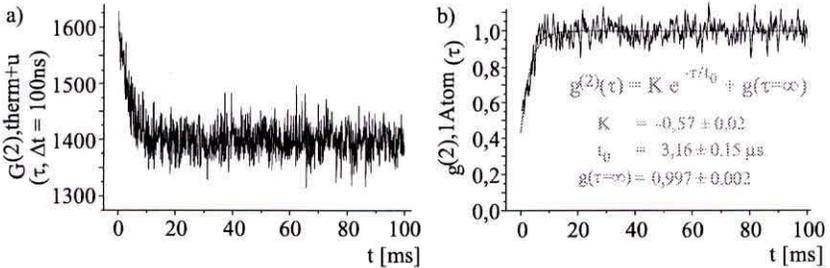


Abbildung A.2: a) Koinzidenzfunktion (A.5), ermittelt aus dem Signal $n_{\alpha\beta}^{therm}(t_i) + n_{\alpha\beta}^u(t_i)$ ($\hat{=} 0$ gespeicherte Atome, Meßzeit: $T = 671,8$ s, Zeitauflösung: $\Delta t = 100$ ns) b) Nach Abzug der Korrelationen thermischer Atome und des unkorrelierten Untergrunds ergibt sich $g_{\alpha\beta}^{(2),1Atom}(\tau)$. Die Anpassung, insbesondere $g^{(2)}(\tau \rightarrow \infty) \rightarrow 1$, verdeutlicht, daß alle Signalbeiträge sehr genau bekannt sind.

$G_{\alpha\beta}^{(2),therm}(\tau)$ läßt sich aber auch aus der Analyse der Zeitabschnitte, in denen kein Atom gespeichert ist, gewinnen

$$G_{\alpha\beta}^{(2),therm+u}(\tau_w, \Delta t) = \Delta t \cdot T_0 \left(\overline{n_{\alpha}^{therm}} \cdot \overline{n_{\beta}^u} + \overline{n_{\alpha}^u} \cdot \overline{n_{\beta}^{therm}} + \overline{n_{\alpha}^u} \cdot \overline{n_{\beta}^u} \right) + G_{\alpha\beta}^{(2),therm}(\tau) . \quad (\text{A.5})$$

Wenn man nun die, mit den Meßzeiten gewichteten, thermischen Koinzidenzen abzieht ($G_{\alpha\beta}^{(2),ges} - \frac{T_1}{T_0} G_{\alpha\beta}^{(2),therm+u}$) verbleibt als Differenz:

$$G_{\alpha\beta}^{(2),1Atom}(\tau) + \Delta t \cdot T_1 \left[\overline{n_{\alpha}^{1Atom}} \cdot (\overline{n_{\beta}^{therm}} + \overline{n_{\beta}^u}) + (\overline{n_{\alpha}^{therm}} + \overline{n_{\alpha}^u}) \cdot \overline{n_{\beta}^{1Atom}} \right] . \quad (\text{A.6})$$

Da aus der Analyse der integrierten Zeitreihen die Raten $\overline{n_{\alpha\beta}^{1Atom}}$ für ein Atom sowie der Summe aus Fluoreszenz thermischer Atome plus Untergrund ($\overline{n_{\alpha\beta}^{therm}} + \overline{n_{\alpha\beta}^u}$) präzise bekannt sind, kann man auch diese unkorrelierten Beiträge abziehen.

Es bleiben also lediglich die Beiträge von einem gespeichertem Atom

$$G_{\alpha\beta}^{(2),1Atom}(\tau_w, \Delta t) = \sum_{i=0}^{T_1/\Delta t} \overline{n_{\alpha}^{1Atom}(t_i)} \overline{n_{\beta}^{1Atom}(t_{i+w})} \quad (\text{A.7})$$

übrig. Nach der Normierung auf $\overline{n_{\alpha}^{1Atom}} \cdot \overline{n_{\beta}^{1Atom}}$ erhält man also schließlich die gewünschte Korrelationsfunktion $g_{\alpha\beta}^{(2),1Atom}(\tau)$.



Numerische Berechnungen

Für numerische Berechnungen wurde ein umfangreiches Projekt in der Programmiersprache C++ angelegt. Das Projekt soll hier zwar nicht detailliert beschrieben, wohl aber das Grundgerüst skizziert werden.

Besonderer Wert wurde bei der Programmentwicklung auf eine *objektorientierte* Architektur gelegt.

Dabei wurden sogenannte *Klassen* für reelle und komplexwertige Vektoren und Matrizen entwickelt, die es ermöglichen, eine Vielzahl von mathematischen Operationen, numerischer Verfahren etc. für diese Klassen zu definieren. Der Vorteil einer solchen Architektur ist vor allem darin zu sehen, daß man mit den entsprechenden Objekten dann einfach und abstrakt hantieren kann. Eine Multiplikation von Matrizen **A** und **B** schreibt sich im Programmcode einfach als **A*B**, die Doppelsumme über die Produkte der einzelnen Komponenten ist dann in der Klasse *versteckt*. Auf diese Weise wird der Code übersichtlicher und bleibt näher an der physikalischen Problemstellung, da die Details der Berechnung in der Definition der Klasse verborgen bleiben.

Analog zu den Klassen für Objekte aus der Linearen Algebra besteht auch eine Klasse, die einen Laserstrahl mit allen physikalisch relevanten Eigenschaften (Intensität, k-Vektor, Polarisation, etc.) definiert sowie eine Klasse, die ein lichtgebundenes Atomgitter als Menge von Strahl-Objekten beschreibt. Vor allem die letztgenannte Klasse stellt eine Reihe von Funktionen bereit, die es erlauben, ein komplexes Lichtfeld numerisch effizient zu charakterisieren.

Im folgenden sollen kurz zwei numerische Verfahren beschrieben werden, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und implementiert wurden:

Numerische Berechnung der Eigenwerte und -vektoren hermitescher Matrizen

Häufig tritt in quantenmechanischen Berechnungen das Problem auf, eine hermitesche Matrix zu diagonalisieren und die zugehörigen Eigenwerte und Eigenvektoren zu bestimmen. Erstaunlich ist deshalb, daß effiziente numerische Verfahren in der Literatur [PRE88] häufig lediglich für symmetrische Matrizen beschrieben werden. Entsprechende Algorithmen für die Programmiersprache C++ sind zudem nur als Teil von professionellen oder kommerziellen Software-Paketen erhältlich.

Ein im Rahmen dieser Arbeit typisches Problem (vgl. Abbildung 4.7 auf Seite 38) bedeutet z. B. die Berechnung von 133 Millionen komplexwertigen Matrizen und die Diagonalisierung von 907.000 atomaren Dichtematrizen der Dimension 9×9 . Nur durch die Entwicklung effizienter Verfahren sind solche Berechnungen in akzeptabler Zeit durchführbar.

Der Algorithmus basiert auf dem sogenannten HOUSEHOLDER-Verfahren [WIL65, PRE88],

das die hermitesche Matrix \mathbf{M} zunächst durch eine unitäre Transformation \mathbf{P} auf *Tridiagonalform* $T = P^{-1}MP$ bringt, so daß die hermitesche Matrix \mathbf{T} neben der Hauptdiagonalen nur noch die beiden ersten Nebendiagonalen enthält.

Für reelle, symmetrische Tridiagonalmatrizen existiert ein äußerst effizientes Verfahren, das die anschließende Diagonalisierung mittels ebener Drehungen vollzieht. Um die in [PRE88] angegebene Routine direkt übernehmen zu können, wird \mathbf{T} also zunächst mittels einer weiteren unitären Transformation \mathbf{R} auf reelle Tridiagonalgestalt gebracht.

Das geschilderte Verfahren erweist sich insgesamt nicht nur als besonders schnell, sondern auch als sehr effizient, was den nötigen Speicherplatz angeht. Die ursprüngliche Matrix \mathbf{M} wird sowohl dazu verwandt, zunächst die unitäre Transformation \mathbf{PR} als auch schließlich die Eigenvektoren abzulegen. Lediglich für zwei Vektoren mit einer Dimension, die der Zeilenzahl der Matrix entspricht, muß Speicherplatz zugewiesen werden, besonders für große Matrizen ist dieser Sachverhalt von Bedeutung.

Bestimmung der Polarisationsellipse des lokalen Lichtfelds

Die lokale Polarisation ist ein wichtiger Parameter zur Beschreibung eines optischen Stehwellenfeldes, zudem zeigt Abschnitt 2.2.2, daß die Struktur der Gleichgewichtslösung der atomaren Dichtematrix vor allem durch die Elliptizität des Lichtfelds bestimmt wird. In die Struktur von ρ_{ee} und ρ_{ge} gehen Intensität und Verstimmung ausschließlich als skalare Faktoren ein.

Es ist deshalb sinnvoll, das Feld nicht durch sein elektrisches Feld $\mathbf{E}(\vec{r}, t)$ zu beschreiben, sondern durch die Angabe der Polarisationsellipsen als Funktion des Ortes. Auf diese Weise entledigt man sich der expliziten Zeitabhängigkeit und gewinnt unmittelbare Information über den Polarisationszustand des Feldes und die Atom-Licht-Wechselwirkung.

Da eine solche Beschreibung mit analytischen Mitteln i. A. sehr unhandlich ist, wird der Polarisationszustand numerisch bestimmt. Im folgenden wird kurz beschrieben, wie sich das bei geringem Speicherbedarf und niedrigen Rechenaufwand erreichen läßt: Die Ellipse, die den Polarisationszustand widerspiegelt, ist durch sechs reelle Zahlen vollständig bestimmt. Zweckmäßigerweise wählt man dazu die Feldvektoren $\mathbf{E}(\vec{r}, t_{gHA})$ und $\mathbf{E}(\vec{r}, t_{kHA})$ zu Zeiten, in denen das elektrische Feld mit der großen (t_{gHA}) bzw. der kleinen Hauptachse (t_{kHA}) zusammenfällt. Die Wahl dieser Zeitpunkte ist offensichtlich nicht eindeutig. Wenn man aber $t_{gHA} < t_{kHA}$ fordert, ist zusätzlich sogar der Drehsinn festgelegt.

Die eigentlich Aufgabe ist nun die Bestimmung der Zeitpunkte t_{gHA} und t_{kHA} . Dabei kann man sich des Satz von APOLLONIUS für Ellipsen bedienen [BRO89]. Dieser ermöglicht aus der Bestimmung zweier beliebiger (!) *konjugierter Radien* $a = |\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t_1)|$ und $b = |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1 + T/4)|$, die zeitlich gerade ein Viertel des optischen Zyklus T auseinanderliegen, die Berechnung der Zeitdifferenz $t_{gHA} - t_1$. Daraus lassen sich dann unmittelbar die Zeiten t_{gHA} und t_{kHA} angeben und die Polarisations-Hauptachsen berechnen. Die Elliptizität ϵ ist dann definiert als $\tan(\epsilon) = |\mathbf{E}_{kHA}| / |\mathbf{E}_{gHA}|$.

Das Verfahren benötigt also lediglich vier Berechnungen des lokalen Lichtfeldes zu verschiedenen Zeiten, um die Lage der Polarisations-Hauptachsen, die Elliptizität, den Drehsinn und die Intensität des Feldes zu bestimmen.

Literaturverzeichnis

- [BAL96] S. BALI, D. HOFFMANN, J. SIMAN UND T. WALKER, *Measurements of intensity correlations of scattered light from laser cooled atoms*, Phys. Rev. A **53**(5), S. 3469–3472 (1996)
- [BER13] M. BEREK, *Zur Messung der Doppelbrechung hauptsächlich mit Hilfe des Polarisationsmikroskops*, Zbl. Miner. Geol. Paläont. S. 388, 427, 464, 580 (1913)
- [BES93] R. E. BEST, *Phase-locked loops: theory, design, and applications*, McGraw-Hill, New York (1993)
- [BRO89] I. N. BRONSTEIN UND K. A. SEMENDJAJEW, *Taschenbuch der Mathematik*, BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig (1989)
- [CAS91] Y. CASTIN UND J. DALIBARD, *Quantization of Atomic Motion in Optical Molasses*, Europhys. Lett. **14**(8), S. 761–766 (1991)
- [CAS92] Y. CASTIN, *Les limites du refroidissement laser dans le mélasses optiques à une dimension*, Dissertation, Université Paris VI (1992)
- [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)
- [COH77] C. COHEN-TANNOUDJI, *Atoms in strong resonant fields*, in: S. H. R. BALIAN UND S. LIBERMAN (Hrsg.), *Frontiers in Laser Spectroscopy*, S. 3–104, North-Holland, Amsterdam (1977)
- [COH92] C. COHEN-TANNOUDJI, *Atomic motion in laser light*, in: J. DALIBARD, J.-M. RAIMOND UND J. ZINN-JUSTIN (Hrsg.), *Fundamental Systems in Quantum Optics*, S. 1–164, North-Holland, Amsterdam (1992)
- [COU92] J.-Y. COURTOIS UND G. GRYNBERG, *Probe transmission in one-dimensional optical molasses: Theory for linearly cross-polarized cooling beams*, Phys. Rev. A **46**(11), S. 7060–7078 (1992)
- [COU96] J.-Y. COURTOIS, S. GUIBAL, D. R. MEACHER, P. VERKERK UND G. GRYNBERG, *Propagating Elementary Excitation in a Dilute Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **77**(1), S. 40–43 (1996)
- [DAH87] B. DAHMANI, L. HOLLBERG UND R. DRULLINGER, *Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback*, Opt. Lett. **12**, S. 876 (1987)

- [DAH96] M. B. DAHAN, E. PEIK, J. REICHEL, Y. CASTIN UND C. SALOMON, *Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential*, Phys. Rev. Lett. **76**(24), S. 4508–4511 (1996)
- [DAL89] J. DALIBARD UND C. COHEN-TANNOUJDI, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Amer. B **6**(11), S. 2023–2045 (1989)
- [DEM91] W. DEMTRÖDER, *Laserspektroskopie*, Springer, Berlin, zweite Auflage (1991)
- [DIC53] R. H. DICKE, *The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines*, Phys. Rev. **89**(2), S. 472–473 (1953)
- [DOR98] F. E. V. DORSSELAER, private Mitteilung (1998)
- [GLA63] R. J. GLAUBER, *The Quantum Theory of Optical Coherence*, Phys. Rev. **130**(6), S. 2529–2539 (1963)
- [GOM98] V. GOMER, B. UEBERHOLZ, S. KNAPPE, F. STRAUCH, D. FRESE UND D. MESCHEDER, *Single-Atom Dynamics Revealed by Photon Correlations*, Phys. Rev. A **58**(3), S. R1657–R1660 (1998)
- [GRI91] D. GRISON, B. LOUNIS, C. SALOMON, J.-Y. COURTOIS UND G. GRYNBERG, *Raman Spectroscopy of Cesium Atoms in a Laser Trap*, Europhys. Lett. **15**(2), S. 149–154 (1991)
- [GRY93A] G. GRYNBERG, B. LOUNIS, P. VERKERK, J.-Y. COURTOIS UND C. SALOMON, *Quantized Motion of Cold Cesium Atoms in Two- and Three-Dimensional Optical Potentials*, Phys. Rev. Lett. **70**(13), S. 2249–2252 (1993)
- [GRY93B] G. GRYNBERG, B. LOUNIS, P. VERKERK, J.-Y. COURTOIS UND C. SALOMON, *Quantized Motion of Cold Cesium Atoms in Two- and Three-Dimensional Optical Potentials*, Phys. Rev. Lett. **70**(15), S. 2249–2252 (1993)
- [GRY96] G. GRYNBERG UND C. TRICHÉ, *Atoms in Optical Lattices*, in: A. ASPECT, W. BARLETTA UND R. BONIFACIO (Hrsg.), *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Course CXXXI*, S. 243–284, IOS Press, Amsterdam (1996)
- [HAN56] R. HANBURY BROWN UND R. Q. TWISS, *Correlation between photons in two coherent beams of light*, Nature **177**(4497), S. 27–29 (1956)
- [HÄN75] T. W. HÄNSCH UND A. L. SHAWLOW, *Cooling of Gases by Laser Radiation*, Opt. Commun. **13**(1), S. 68–69 (1975)
- [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. MESCHEDER, *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, Europhys. Lett. **34**(9), S. 663–668 (1996)
- [HAU96B] D. HAUBRICH UND R. WYNANDS, *A modified commercial Ti:sapphire laser with 4kHz rms linewidth*, Opt. Commun. **123**, S. 558 (1996)

- [HEM93A] A. HEMMERICH UND T. HÄNSCH, *Two-Dimensional Atomic Crystal Bound by Light*, Phys. Rev. Lett. **70**(4), S. 410–412 (1993)
- [HEM93B] A. HEMMERICH, M. WEIDEMÜLLER, T. ESSLINGER UND T. HÄNSCH, *Collective Atomic Dynamics in a Magneto-optical Trap*, Europhys. Lett. **21**(4), S. 445–450 (1993)
- [HEM93C] A. HEMMERICH, C. ZIMMERMANN UND T. W. HÄNSCH, *Sub-kHz Rayleigh Resonance in a Cubic Atomic Crystal*, Europhys. Lett. **22**(2), S. 89–94 (1993)
- [HEM94] A. HEMMERICH, M. WEIDEMÜLLER UND T. HÄNSCH, *Spectroscopy of Optical Lattices*, Laser Physics **4**(5), S. 884–895 (1994)
- [HOD95] T. W. HODAPP, C. GERZ, C. FURTLERHNER, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS UND J. DALIBARD, *Three-dimensional spatial diffusion in optical molasses*, Appl. Phys. B **60**, S. 135–143 (1995)
- [HÖP94] A. HÖPE, D. HAUBRICH, H. SCHADWINKEL, F. STRAUCH UND D. MESCHEDÉ, *Optical Trapping in a Cesium Cell with Linearly Polarized Light and at Zero Magnetic Field*, Europhys. Lett. **28**(1), S. 7–12 (1994)
- [HU94] Z. HU UND H. J. KIMBLE, *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*, Opt. Lett. **19**(22), S. 1888–1890 (1994)
- [JES92] P. S. JESSEN, C. GERZ, P. D. LETT, W. D. PHILLIPS, S. L. ROLSTON, R. J. C. SPREEUW UND C. I. WESTBROOK, *Observation of Quantized Motion of Rb Atoms in an Optical Field*, Phys. Rev. Lett. **69**(1), S. 49–52 (1992)
- [JES96] P. S. JESSEN UND I. DEUTSCH, *Optical Lattices*, Band 37 von *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, S. 95–138, Academic Press, Cambridge (1996)
- [JUR96] C. JURCZAK, B. DESRUELLE, K. SENGSTOCK, J.-Y. COURTOIS, C. I. WESTBROOK UND A. ASPECT, *Atomic Transport in an Optical Lattice: An Investigation through Polarization-Selective Intensity Correlations*, Phys. Rev. Lett. **77**(9), S. 1727–1730 (1996)
- [KAT97] H. KATORI, S. SCHLIPF UND H. WALTHER, *Anomalous Dynamics of a Single Ion in an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **79**(12), S. 2221–2224 (1997)
- [KOZ96] M. KOZUMA, K. NAKAGAWA, W. JHE UND M. OHTSU, *Observation of Temporal Behavior of an Atomic Wave Packet Localized in an Optical Potential*, Phys. Rev. Lett. **76**(14), S. 2428–2431 (1996)
- [LET68] V. S. LETOKHOV, *Narrowing the Doppler Width in a Standing Light Wave*, JETP Lett. **7**(9), S. 272–275 (1968)
- [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)
- [LOU83] R. LOUDON, *The Quantum Theory of Light*, S. 308, Oxford University Press, zweite Auflage (1983)

- [MAR93] P. MARTE, R. DUM, R. TAÏEB, P. D. LETT UND P. ZOLLER, *Quantum Wave Function Simulation of the Resonance Fluorescence Spectrum from One-Dimensional Optical Molasses*, Phys. Rev. Lett. **71**(9), S. 1335–1338 (1993)
- [MEN97] C. MENNERAT-ROBILLARD, L. GUIDONI, J.-Y. COURTOIS UND G. GRYNBERG, *Cooling and trapping cesium atoms in π -polarized potential wells: the jumping regime of optical lattices*, Europhys. Lett. **38**(6), S. 429–434 (1997)
- [MON90] C. MONROE, W. SWANN, H. ROBINSON UND C. WIEMAN, *Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell*, Opt. Lett. **65**(13), S. 1571–1574 (1990)
- [NIE98] G. NIENHUIS, A. V. TAÏCHENACHEV, A. M. TUMAÏKIN UND V. I. YUDIN, *Steady State of Atoms in a Monochromatic Elliptically Polarized Light Field*, Europhys. Lett. **44**(1), S. 20–24 (1998)
- [PET94] K. I. PETSAS, A. B. COATES UND G. GRYNBERG, *Crystallography of optical lattices*, Phys. Rev. A **50**(6), S. 5173–5189 (1994)
- [PRE88] W. H. PRESS, B. P. FLANNERY, S. A. TEUKOLSKY UND W. T. VETTERLING, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge (1988)
- [PRE95] M. PREVEDELI, T. FREEGARDE UND T. W. HÄNSCH, *Phase locking of grating-tuned diode lasers*, Appl. Phys. B **60**, S. S241–S248 (1995)
- [RAA87] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU UND D. E. PRITCHARD, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**(23), S. 2631–2634 (1987)
- [RAI97] G. RAITHEL, G. BIRKL, A. KASTBERG, W. D. PHILLIPS UND S. L. ROLSTON, *Cooling and Localization Dynamics in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **78**(4), S. 630–633 (1997)
- [RAU97A] A. RAUSCHENBEUTEL, *Ein neuartiges Konzept zur Kontrolle der relativen Zeitphasen in lichtgebundenen Atomgittern*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1997)
- [RAU97B] A. RAUSCHENBEUTEL, H. SCHADWINKEL, V. GOMER UND D. MESCHEDÉ, *Standing light fields for cold atoms with intrinsically stable and variable time phases*, Opt. Commun. **148**, S. 45–48 (1997)
- [REI98] U. REITER, *Polarisationsempfindliche Photonenkorrelationen an einzelnen Atomen in einer zeitphasenstabilen Magnetooptischen Falle*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1998)
- [RUD97] P. RUDY, R. EJNISMAN UND N. P. BIGELOW, *Fluorescence Investigation of Parametrically Exited Motional Wave Packets in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **78**(26), S. 4906–4909 (1997)
- [RUS96] F. RUSCHEWITZ, D. BETTERMANN, J. L. PENG UND W. ERTMER, *Statistical investigations on single trapped neutral atoms*, Europhys. Lett. **34**(9), S. 651–662 (1996)
- [SAL90] C. SALOMON, J. DALIBARD, W. D. PHILLIPS, A. CLAIRON UND S. GUELLATI, *Laser Cooling of Cesium Atoms below $3\mu\text{K}$* , Europhys. Lett. **12**(8), S. 683–688 (1990)

- [STE91] A. M. STEANE UND C. J. FOOT, *Laser Cooling below the Doppler Limit in a Magneto-Optical Trap*, Europhys. Lett. **14**(3), S. 231–236 (1991)
- [TAB91] J. W. R. TABOSA, G. CHEN, Z. HU, R. B. LEE UND H. J. KIMBLE, *Nonlinear Spectroscopy of Cold Atoms in a Spontaneous-Force Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **66**(25), S. 3245–3248 (1991)
- [TAI96] A. V. TAICHENACHEV, A. M. TUMAĪKIN UND V. I. YUDIN, *An atom in an elliptically polarized resonant field: the exact steady-state solution for closed $j_g = j \rightarrow j_e = j + 1$ transitions*, JETP **83**(5), S. 949–961 (1996)
- [TEE77] R. E. TEETS, F. V. KOWALSKI, W. T. HILL, N. CARLSON UND T. W. HÄNSCH, *Laser Polarization Spectroscopy*, Proc. SPIE **113**, S. 80–87 (1977)
- [UNG89] P. J. UNGAR, D. S. WEISS, E. RIIS UND S. CHU, *Optical molasses and multilevel atoms: theory*, J. Opt. Soc. Amer. B **6**(11), S. 2059–2071 (1989)
- [VER92] P. VERKERK, B. LOUNIS, C. SALOMON, C. COHEN-TANNOUJJI, J.-Y. COURTOIS UND G. GRYNBERG, *Dynamics and Spatial Order of Cold Cesium Atoms in a Periodic Optical Potential*, Phys. Rev. Lett. **68**(26), S. 3861–3864 (1992)
- [VER94] P. VERKERK, D. R. MEACHER, A. B. COATES, J.-Y. COURTOIS, S. GUIBAL, B. LOUNIS, C. SALOMON UND G. GRYNBERG, *Designing Optical Lattices: an Investigation with Cesium Atoms*, Europhys. Lett. **26**(3), S. 171–176 (1994)
- [WAL95] H. WALLIS, *Quantum Theory of Atomic Motion in Laser Light*, Phys. Rep. **255**, S. 203–287 (1995)
- [WEI95] M. WEIDEMÜLLER, A. HEMMERICH, A. GÖRLITZ, T. ESSLINGER UND T. W. HÄNSCH, *Bragg Diffraction in an Atomic Lattice Bound by Light*, Phys. Rev. Lett. **75**(25), S. 4583–4586 (1995)
- [WES90] C. I. WESTBROOK, R. N. WATTS, C. E. TANNER, S. L. ROLSTON, W. D. PHILLIPS, P. D. LETT UND P. L. GOULD, *Localization of Atoms in a Three-Dimensional Standing Wave*, Phys. Rev. Lett. **65**(1), S. 33–36 (1990)
- [WIE91] C. E. WIEMAN UND L. HOLLBERG, *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Inst. **62**, S. 1–20 (1991)
- [WIL65] J. H. WILKINSON, *The Algebraic Eigenvalue Problem*, S. 342, Clarendon Press, Oxford (1965)
- [WIN75] D. J. WINELAND UND H. G. DEHMELT, *Proposed $10^{14} \Delta\nu/\nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on TI^+ Mono-Ion-Oszillator III*, Bull. Amer. Phys. Soc. **20**, S. 637 (1975)
- [WU77] F. Y. WU, S. EZEKIEL, M. DUCLOY UND B. R. MOLLOW, *Observation of Amplification in a Strongly Driven Two-Level System at Optical Frequencies*, Phys. Rev. Lett. **38**(19), S. 1077–1080 (1977)



Danke

Am Ende ist es nicht nur Zeit zu gehen, sondern auch allen zu danken, die diese Arbeit begleitet haben, zu deren Gelingen beitragen und mich die vergangenen dreieinhalb Jahre in guter Erinnerung behalten lassen.

Herrn Prof. Meschede danke ich für die Möglichkeit, mich auf einem anspruchsvollen Gebiet zu promovieren, vor allem aber für das Vertrauen und die Freiheiten, die ich während der gesamten Zeit genossen habe.

Besonderer Dank gilt der gesamten Labor-Besetzung der vergangenen Jahre. Frank Strauch als Mann der ersten Stunde, der sich auch von der gemeinsamen Last des Wiederaufbaus und der Beseitigung von Altlasten nicht beugen ließ. Bernd Ueberholz, der meine gesamte Promotion begleitet hat und immer als interessierter Gesprächspartner und hilfsbereiter Kollege bereitstand. Arno Rauschenbeutel, mit dem die Aufbruchstimmung durch die langen Diskussionen bei Tee und Kreide nicht nur zur wissenschaftlich interessantesten Zeit wurden. Uwe Reiter hat nicht nur viel gute Laune versprüht, sondern auch zur rechten Zeit ein glückliches Händchen gehabt. Victor Gomer danke ich dafür, daß er mir gezeigt hat, wie man Kernkompetenzen nutzt, für die Fabel vom gefräßigen Drachen und für die Hilfe, wenn es *wirklich* nötig war. Stefan Kuhr und Daniel Frese haben trotz unseres geringen Überlapps dafür gesorgt, daß mir der Abschied aus dem Labor etwas schwerer fällt.

Robert Wynands danke ich vor allem für viele interessante Gespräche, Dietmar Haubrich für seine stete Hilfsbereitschaft und beiden zusammen für ihren Beistand bei der Erziehung meines (Sorgen-) Kindes.

Mit Frank Lison und Oliver Harms hatte ich nicht nur die herrlichsten Gespräche über Quantenpolitik, sondern auch ein kleines Stück Hannover hier in Bonn.

Henry Leinen war mir immer eine kompetente Unterstützung bei allen C++-Computerproblemen.

Für die kritische Durchsicht der beta-Versionen dieser Arbeit danke ich Bernd, Daniel, Sonka und – Stefan – sowie vor allem¹.

Nur durch den Einsatz der Elektronikwerkstatt und der Mechanikwerkstätten ließ sich dieses umfangreiche Experiment so schnell und preiswert aufbauen, mein besonderer Dank gilt hier Herrn Krause und Herrn Lütz. Dagmar Eichler-Becker, Fin Latumahina, Herr Haberstroh und Herr Ernst haben mir über viele kleine und große Hürden geholfen, vor allem Dagmar hat mir auch tiefe Einblicke in die Seele des Instituts verschafft.

Herrn Prof. Weis hat nicht nur einige Leihgeräte bereitgestellt, vor allem seine Diskussionsfreude und die vielen guten Tips haben mich immer wieder beeindruckt.

Frans van Dorselaer helped a lot with his insight in quantum fluctuations and the last minute phone calls and last second e-mails. Prof. Nienhuis told me about the analytical steady state solution of the density matrix and only by this made a big part of this work possible.

Der Firma Gsänger danke ich für die Überlassung der FARADAY-Rotatoren, eine Reihe von Experimenten wäre ohne diese freundliche Leihgabe nicht möglich gewesen.

Der größte Dank gilt meiner Frau Sonka, die mich während der ganzen Zeit großartig unterstützt und tapfer ertragen hat.

¹Victor

