

Hochauflösende optische Spektroskopie an lasergekühlten Atomen
basierend auf der Atominterferometrie im Zeitraum

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation
von
Dipl.-Phys. Frank Ruschewitz
geboren am 22. August 1966 in Radevormwald

Referent: Prof. Dr. W. Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. E. Tiemann
Tag der Promotion: 4.2.1998

Zusammenfassung

Die Atominterferometrie besitzt aufgrund der kurzen de Broglie-Wellenlänge der atomaren Wellen ein immenses Potential für hochgenaue Messungen. Durch die Verknüpfung der Atominterferometrie mit den Methoden der Laserkühlung kann eine lange Verweildauer der Atome im Interferometer und eine damit einhergehende weitergehende Steigerung der Präzision erreicht werden. Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung von Verfahren zur Steigerung des Auflösungsvermögens bei der Atominterferometrie im Zeitraum und der Demonstration der erreichten Auflösung anhand der hochauflösenden Spektroskopie der Magnesium-Interkombinationslinie.

Hierzu wurde eine magnetooptische Falle für Magnesiumatome im Hinblick auf atominterferometrische Messungen optimiert. Die dominierenden Fallenverlustprozesse und der Wiedereinfang des atomaren Ensembles nach einer endlichen Fallenauszeit wurden systematisch untersucht.

Die Sensitivität des Interferenzsignals auf die Laserphase der Strahlteilerpulse konnte zur hochauflösenden Spektroskopie der Magnesium-Interkombinationslinie bei 457 nm ausgenutzt werden. Die schmalsten beobachteten Strukturen besitzen eine Linienbreite von 491 Hz. Bei einer Übergangsfrequenz von 655 THz entspricht dies einer Liniengüte von $1,3 \cdot 10^{12}$, welches die höchste bisher für die Spektroskopie an neutralen Atomen publizierte Liniengüte übertrifft. Der Einsatz des Interferometers als optischer Frequenzstandard wird diskutiert. Die detektierten Interferenzsignale lassen eine Stabilität von $3,2 \cdot 10^{-13} (\tau/s)^{-1/2}$ erwarten.

In der Atominterferometrie läßt sich wie in der optischen Interferometrie eine Steigerung der Sensitivität durch Vielstrahlinterferenzen erwarten. Anhand theoretischer Berechnungen wird ein Aufbau diskutiert, mit dem sich das bestehende Atominterferometer im Zeitraum zu einem Vielstrahlinterferometer mit beliebig vielen interferierenden Teilwellen erweitern läßt. In ersten Experimenten mit drei bzw. vier interferierenden Teilwellen konnten die für Vielstrahlinterferenzen charakteristischen Signalverläufe detektiert werden.

Für die hochauflösende Spektroskopie sowie die Interferometrie mit kohärenten atomaren Ensembles ist die Verwendung atomarer Ensembles möglichst geringer Temperatur bzw. hoher Phasenraumdichte wünschenswert. Es wird ein Verfahren vorgestellt, welches die Kühlung von gespeicherten Magnesiumatomen bis auf wenige μK erlaubt. Die Möglichkeit der Speicherung von Magnesiumatomen im $^1\text{S}_0$ - und $^3\text{P}_1$ -Zustand im Intensitätsmaximum eines fokussierten Nd:YAG-Laserstrahls wird aufgezeigt. Numerische Berechnungen zeigen, daß sich durch Einstrahlung eines zum Interkombinationsübergang rotverstimmten Lichtfeldes eine Kühlung der gespeicherten Atome mit einer Zeitkonstante in der Größenordnung 1 s erreichen läßt.

Der im Rahmen der Arbeit durchgeführte Einsatz der Atominterferometrie im Zeitraum für die Hochpräzisionsspektroskopie und die aufgezeigten Methoden zur Steigerung des Auflösungsvermögens ebnet den Weg für weitere Hochpräzisionsmessungen.

Abstract

Atom interferometry possesses a high potential for high precision measurements due to the short wavelength of atomic de Broglie waves. By applying the methods of laser cooling in atom interferometry the atoms can stay within the interferometer for a long time leading to an additional increase in precision. The aim of this work was the development of methods to increase the resolving power of an atom interferometer in the time domain and the demonstration of the reached resolution by high precision spectroscopy of the Magnesium intercombination transition.

Therefore a magneto optical trap for magnesium atoms has been optimized with regard to the atom interferometrical measurements. The dominant trap loss processes and the recapture of the atomic ensemble after a finite trap dark time has been studied systematically.

The sensitivity of the interference signal regarding the phase of the beam splitting laser pulses has been used for high resolution spectroscopy of the Magnesium intercombination transition at 457 nm. The smallest structures observed show a line width of 491 Hz. Compared with the transition frequency of 655 THz this indicates a line Q-factor of $1,3 \cdot 10^{12}$, which represents the highest line Q-factor for spectroscopy on neutral atoms published so far. The perspectives of this kind of interferometer for an optical frequency standard will be discussed. The detected interference signals show a stability of $3,2 \cdot 10^{-13} (\tau/s)^{-1/2}$.

Like in optical interferometry the measurement sensitivity in atom interferometry can be increased by the use of multiple beam interferences. A theoretical discussion of the extension of the realized atom interferometer in the time domain to a multiple beam interferometer with a variable number of interfering partial waves will be given. In first experiments a signal characteristic of multiple beam interferences has been observed for three and four interfering partial waves.

For high resolution spectroscopy as well as for interferometry with coherent atomic ensembles the use of atomic ensembles of a temperature as low as possible or a phase space density as high as possible, respectively, is desirable. A method of cooling trapped Magnesium atoms to the μK regime will be presented. The possibility of trapping Magnesium atoms in the $^1\text{S}_0$ - and $^3\text{P}_1$ -state in the center of a focused Nd:YAG laser beam will be shown. Irradiating the trapped atoms by laser light red detuned to the intercombination transition leads to cooling with a time constant of about 1 s, which has been studied by numerical calculations.

The realization of high resolution spectroscopy using atom interferometry in the time domain and the discussed methods for increasing the resolution power allow further high precision measurements in the future.

Danksagung

Diese Arbeit ist auch das Ergebnis einer jahrelangen Zusammenarbeit mit vielen Personen, die mich in Wort und Tat unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. W. Ertmer danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit und deren Betreuung. Das Schaffen der personellen und materiellen Voraussetzungen, sowie individueller Gestaltungsspielräume war fundamental für das Gelingen dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. E. Tiemann danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Für seine hilfreichen Ratschläge danke ich Herrn Dr. Klaus Sengstock, der die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente begleitet hat.

Einen wesentlichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten Dipl.-Phys. Rainer Strichirsch, Dipl.-Phys. Dirk Scheller, Dipl.-Phys. Ralf Degner und Niklas Schaffrath. Ihnen gilt mein Dank vor allem für ihre hohe Einsatzbereitschaft.

Allen Kollegen im Magnesium-Projekt gilt mein besonderer Dank. Durch das gute Klima, die große Hilfsbereitschaft und die wissenschaftliche Zusammenarbeit werden auch die langen Meßnächte bei mir in guter Erinnerung bleiben. Von Herrn Dr. Jörg Helge Müller und Herrn Dr. Dirk Bettermann habe ich gelernt, daß sich erfolgreiches Arbeiten und Spaß im Labor einander nicht ausschließen. Aus den Diskussionen mit Herrn Dr. Volker Rieger habe ich viel für mein eigenes wissenschaftliches Arbeiten gelernt. Für die erfolgreiche Zusammenarbeit und das hohe Engagement bedanke ich mich bei Herrn Dipl.-Phys. Henning Hinderthür, Herrn Jin Long Peng, M. S. und Herrn Niklas Schaffrath.

Mein Dank an zwei Freunde und Kollegen ist mir eine besondere Freude. Herr Dr. Ralf Deutschmann und Herr Dipl.-Phys. Guido Wokurka waren mir nicht nur in den weniger erfreulichen Stunden der letzten Jahre eine große Hilfe.

Auch allen anderen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe gilt mein Dank für Ihre Unterstützung und Ratschläge, sowie anregende Gespräche bei einer Tasse Kaffee.

Diese Arbeit wurde an zwei Instituten durchgeführt, an denen viel Mitarbeiter für die Schaffung der nötigen Infrastruktur gesorgt haben. Stellvertretend für alle möchte ich hier Herrn Dr. Haberstroh, Herrn Langen, Frau Baeßler, Herrn Dr. Gaul, Herrn Heidekrüger und Frau Krämer danken.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der WE-Heraeus-Stiftung der DPG, der Europäischen Union und der NATO danke ich für die finanzielle Förderung des Projektes bzw. die Möglichkeit des wissenschaftlichen Gedankenaustauschs auf internationalen Tagungen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Beschreibung der atomaren Bewegung in Laserlicht	7
2.1. Die kohärente Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld	7
2.2. Die Wechselwirkung mit den Vakuummoden des Lichtfeldes	8
3. Magnetooptische Speicherung von Magnesiumatomen	11
3.1. Prinzip der Lasermanipulation von Atomen	11
3.1.1. Laserkühlung für $J=0 \rightarrow J=1$ -Systeme	12
3.1.2. Die magnetooptische Falle	14
3.2. Apparative Grundlagen	16
3.2.1. Das Lasersystem	16
3.2.2. Aufbau der magnetooptischen Falle	19
3.2.3. Das Detektionssystem	21
3.2.4. Charakterisierung des gespeicherten atomaren Ensembles	22
3.3. Photoionisation gespeicherter Magnesiumatome	23
3.3.1. Verlustprozesse in einer MOT	23
3.3.2. Photoionisation von angeregten Atomen	24
3.3.3. Der Einfluß der Photoionisation auf die Fallenverluste	25
3.3.4. Messung des Photoionisationsquerschnitts	26
3.4. Statistische Untersuchungen an einzelnen gespeicherten Atomen	28
3.4.1. Speicherung einzelner Atome	28
3.4.2. Statistik der Einfang- und Verlustprozesse	31
4. Atominterferometrie im Zeitraum	33
4.1. Die Ramsey-Bordé-Atominterferometrie im Ortsraum	35
4.2. Theoretische Beschreibung der Ramsey-Bordé-Interferometrie	38
4.3. Ramsey-Bordé-Interferometrie im Zeitraum	44
4.4. Verschiedene Interferometergeometrien	47

4.4.1. Interferometrie ohne Frequenzabhängigkeit	47
4.4.2. Interferometer mit großer räumlicher Aufspaltung	51
4.5. Vielstrahlatominterferometrie im Zeitraum	53
4.5.1. Prinzip des Vielstrahlinterferometers im Zeitraum	54
4.5.2. Ein Atominterferometer mit beliebig vielen interferierenden Teilwellen . .	61
4.5.3. Realisation eines Vielstrahlatominterferometers im Zeitraum	66

5. Höchstaflösende Spektroskopie an kalten Atomen 69

5.1. Der experimentelle Aufbau	71
5.1.1. Prinzip des experimentellen Aufbaus	72
5.1.2. Die magnetooptische Falle	73
5.1.3. Das Laserspektrometer	73
5.1.4. Die Langzeitstabilisierung des Laserspektrometers	74
5.1.5. Die Strahlführung des Strahlteilerlichtfeldes	76
5.1.6. Die Experimentsteuerung und Meßwerterfassung	77
5.2. Verlustdetektion an einem gespeicherten atomaren Ensemble	79
5.2.1. Gepulste Verluste in einer MOT	79
5.2.2. Gepulste Verlustprozesse bei der Atominterferometrie im Zeitraum	80
5.2.3. Einfluß des Wiedereinfangs auf das Spektroskopiesignal	83
5.2.4. Der Wiedereingangsprozeß	84
5.2.5. Abnahme der Amplitude bei der Spektroskopie möglichst schmaler Resonanzen	85
5.2.6. Der Einfluß des Zerfalls der angeregten Atome	87
5.3. Höchstaflösende nichtlineare Spektroskopie an kalten Atomen	90
5.3.1. Sättigungsspektroskopie an einem kalten Ensemble	90
5.3.2. Sub-kHz optische Spektroskopie mit einem Atominterferometer im Zeitraum	94
5.4. Das Interferometriesignal beeinflussende physikalische Effekte	97
5.4.1. Die Überlagerung der Interferenzringe der beiden Rückstoßkomponenten	97
5.4.2. Das Intensitätsprofil der Laserstrahlen für die Strahlteilerpulse	99
5.4.3. Die Linienbreite des Frequenzspektrums der anregenden Pulse	99
5.4.4. Optische Weglängenänderung	100
5.4.5. Spontane Zerfallsprozesse zwischen den Strahlteilerpulsen	100

5.4.6. Der 1. Ordnung Dopplereffekt	101
5.4.7. Der 2. Ordnung Dopplereffekt	102
5.4.8. Der Einfluß statischer magnetischer Felder	103
5.4.9. Der Einfluß statischer elektrischer Felder	104
5.4.10. Der Einfluß dynamischer elektromagnetischer Felder	105
5.4.11. Der Einfluß der Gravitation	106
5.4.12. Der Einfluß der Rotation	106
5.4.13. Sonstige Effekte	107
5.5. Die Kontrastabnahme aufgrund von Frequenzfluktuationen	107
5.6. Der optische Magnesium-Frequenzstandard	110
5.6.1. Erzielte Stabilität	110
5.6.2. Vergleich mit anderen Frequenzstandards	113
5.6.3. Limitierung der Stabilität und erzielbare Verbesserungen	113
5.6.4. Genauigkeit	115
6. Präparation von Magnesiumatomen durch Laserlicht	117
6.1. Die Speicherung von Magnesiumatomen in weitverstimten Lichtfeldern	120
6.1.1. Die Dipolfalle	120
6.1.2. Eine Dipolfalle für Atome in zwei verschiedenen inneren Zuständen ...	122
6.1.3. Mögliche Realisierung einer Dipolfalle für Mg-Atome im 1S_0 - und 3P_1 -Zustand	123
6.2. Quantisierte Bewegung der Atome in der Dopple-FORT	128
6.2.1. Die quantisierte Bewegung im harmonischen Potential	128
6.2.2. Die Spektroskopie der Resonatormoden	129
6.3. Kühlung gespeicherter Atome auf dem Interkombinationsübergang	133
6.3.1. Prinzip des Kühlschemas	135
6.3.2. Numerische Modellierung des Kühlschemas mittels optischer Blochgleichung	136
6.3.3. Kühlung in den μK -Bereich	139
7. Ausblick	149

Anhang

1. Meßwerterfassung und Experimentsteuerung	153
2. Literaturwerte der Oszillatorstärken	160
3. Berechnung der Franck-Condon-Faktoren	162

Literaturverzeichnis	165
-----------------------------------	-----

1. Einleitung

Interferenzerscheinungen gehören zu den fundamentalsten Phänomenen der Physik. Sie bestimmen eine Vielfalt von Effekten sowohl der klassischen Physik als auch der Quantenphysik. Dies soll nachfolgend exemplarisch für Licht- und Materiewellen aufgezeigt und diskutiert werden.

Interferenzen in der Lichthoptik

Das erste beobachtete Interferenzphänomen für Licht waren die heute Newtonsche Ringe genannten Streifen unterschiedlicher Farbe, die von dünnen Schichten erzeugt werden [HOO65]. Dieses Phänomen konnte jedoch Mitte des 17. Jahrhunderts noch nicht gedeutet werden. Die in der Folgezeit vor allem von Huygens entwickelte Wellentheorie des Lichts fand erst ca. ein Jahrhundert nach Huygens' Tod allgemeine Akzeptanz, als T. Young mit seinem berühmten Doppelspaltexperiment die Wellennatur des Lichtes nachwies [YOU02].

Im Laufe des 19. Jahrhunderts wurden verschiedene Interferometer konstruiert, die mit einer zunehmenden Sensitivität auf Änderungen der optischen Weglänge einhergingen [JAM56], [MAC91], [ZEH91]. So gelang es mit dem von Michelson entwickelten Interferometer [MIC81] die Äthertheorie zu widerlegen [MIC87]. Weitere Demonstrationen der Leistungsfähigkeit optischer Interferometer stellen die von Michelson und Mitarbeitern 1925 erstmalig durchgeführte Vermessung der Rotation der Erde mit einem Sagnac-Interferometer [MIC25] und die 1927 durchgeführte Vermessung der Lichtgeschwindigkeit dar [SHA67].

Parallel zur Interferometrie entwickelte sich die auf Fraunhofer zurückgehende Analyse der Spektrallinien von Atomen [FRA17]. So gelang ihm die erste Wellenlängenbestimmung mit Hilfe der Vielstrahlinterferenz des an einem Gitter gebeugten Lichtes. Eine Steigerung der Auflösung bei der optischen Spektroskopie konnte durch die auf Fizeau zurückgehende Interferenzspektroskopie erzielt werden. Ein Interferenzspektroskop unter Ausnutzung der Vielfachreflexion zwischen zwei teilverspiegelten Grenzflächen stellt das nach ihren Erfindern Fabry und Pérot benannte Interferometer dar [FAB97]. Es wird auch heute noch vielseitig eingesetzt [DEM91] und stellt den Ausgangspunkt für die Entwicklung optischer Resonatoren dar, deren Linienbreite durch die Verwendung von Spiegeln mit extrem hoher Reflektivität immer weiter gesteigert werden konnte.

Die Entwicklung des Lasers stellt eine Quelle für kohärente elektromagnetische Strahlung zur Verfügung [MAI60]. Dies ermöglichte eine deutliche Steigerung der Auflösung sowohl bei der Lichtinterferometrie, als auch bei der optischen Spektroskopie. Die heutzutage mit Lichtinterferometern erreichbare Präzision kann zur Beobachtung von Gravitationswellen mit einem Michelson-Interferometer ausgenutzt werden [NIC96]. Bei der Spektroskopie ist durch eine entsprechende Steigerung der Auflösung der Test der quantenelektrodynamischen Theorie mit beeindruckender Genauigkeit möglich [WEI95]. Die hiermit erzielte Präzision wäre ohne die ständig erweiterten Möglichkeiten der Lichtinterferometrie nicht denkbar gewesen.

Die Anfänge der Materiewelleninterferometrie

Die Entwicklungen im Bereich der Lichtoptik lassen eine ähnliche Entwicklung im Bereich der Optik mit Materiewellen erwarten. Die von de Broglie postulierten Welleneigenschaften von Materie [DEB24] konnten erstmals von Davisson und Germer durch die Beugung von Elektronen an einer Nickel-Einkristalloberfläche demonstriert werden [DAV27]. Mit den Experimenten von Stern und Estermann zur Beugung von Heliumatomen und Wasserstoffmolekülen an einer LiF-Kristalloberfläche wurde die Interferenz von Teilchen mit innerer Struktur gezeigt [EST30]. Nach der Überprüfung des Wellencharakters von Materie war die gezielte Ausnutzung der Materiewelleninterferenz zum Aufbau eines Interferometers für Materiewellen die logische Konsequenz. Als eine Schwierigkeit erwies sich jedoch die Realisierung eines Strahlteilers für Materiewellen. Erst im Jahre 1956 konnte von Möllenstedt und Düker ein Interferometer für Elektronen mittels Ablenkung in einem elektrostatischen Biprisma demonstriert werden [MÖL56]. Wenig später gelang Maier-Leibnitz und Springer ebenfalls unter Verwendung eines Biprismas die Demonstration eines Interferometers für Neutronen [MAI62]. Besonders die Neutroneninterferometrie hat wesentliche Beiträge zur Untersuchung fundamentaler Fragestellungen der Quantenphysik geliefert. So konnten die 4π -Spinor-Symmetrie [RAU75], das Superpositionsprinzip für den Spin [SUM83] und der Aharonov Casher Effekt [CIM89] nachgewiesen werden.

Die Atominterferometrie

Die im Jahre 1991 erstmals demonstrierte Interferometrie mit atomaren Wellen [CAR91], [KEI91], [RIE91], [KAS91] bietet aufgrund der inneren Struktur der Atome gänzlich neue Möglichkeiten der Materiewelleninterferometrie. So konnten mit Atominterferometern atomare Eigenschaften, wie die statische [RIE93], [RIE92] und dynamische Polarisierbarkeit [STE92], sowie der Brechungsindex für die Propagation in Gasen [SCH95a] untersucht werden.

Die sich bietenden vielfältigen Möglichkeiten der Wechselwirkung mit den inneren Freiheitsgraden eines Atoms im Interferometer erlauben die Untersuchung fundamentaler Fragestellungen, wie die des Einflusses der Streuung eines Photons auf die Kohärenz der atomaren Welle [FEY63], [PFA94], [CHA95].

Aufgrund der im Vergleich zu Neutronen und Elektronen typischerweise wesentlich geringeren de Broglie-Wellenlänge ermöglichen Atominterferometer eine genaue Vermessung verschiedener Größen. So konnte die präzise atominterferometrische Vermessung der Rotation [GUS97], der Erdbeschleunigung [KAS92a] und von h/M [WEI94] demonstriert werden. Hierbei bezeichnet h das Plancksche Wirkungsquantum und M die Masse des Atoms.

Zur Steigerung der Sensitivität atomarer Interferometer gibt es verschiedene Möglichkeiten. So bietet die Laserkühlung von Atomen [SEN95] die Möglichkeit der Verlängerung der Verweilzeit des Atoms im Interferometer, welches für die Experimente zur Vermessung der Erdbeschleunigung und h/M schon ausgenutzt wurde. Durch die Interferometrie an einem Ensemble mit verschwindender mittlerer Geschwindigkeit kann die Interferometrie aus dem Ortsraum in den Zeitraum überführt werden [SEN93a], [KIS94], [CAH97].

Wie in der Lichtoptik, so läßt sich auch bei der Atomoptik eine Steigerung der Sensitivität durch die Verwendung von Vielstrahlinterferenzen erwarten. In ersten Experimenten konnte eine im Vergleich zur Zweistrahlinterferometrie verringerte Breite beobachtet werden [WEI96], [HIN97]. Eine weitere Steigerung der Sensitivität verspricht die Interferometrie mit einem kohärenten atomaren Ensemble [JAC95]. Durch die Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Alkaliatomen [AND95], [DAV95a] ist auch dieses Ziel in erreichbare Nähe gerückt. So konnte bereits die Interferenz zwischen zwei Bose-Einstein-Kondensaten beobachtet werden [AND97].

Atominterferometrie auf der Basis resonanter, strahlteilender Lichtpulse

Die Untersuchungen der hier vorliegenden Arbeit sind im Zusammenhang mit den geschilderten Möglichkeiten zur Steigerung der Sensitivität eines Atominterferometers zu sehen.

Das verwendete Atominterferometer basiert auf strahlteilenden Lichtpulsen, die zu einer teilweisen Anregung der atomaren Welle führen. Auf den angeregten Anteil der atomaren Welle wird gleichzeitig ein Photonenimpuls übertragen, welches zu einem räumlichen Auseinanderlaufen der beiden Teilwellen führt. Durch eine

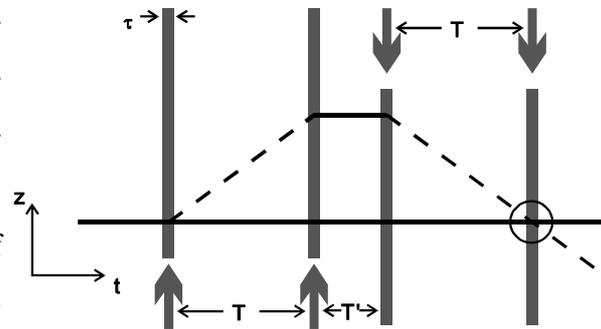


Abb. 1: Vereinfachtes Prinzip der Atominterferometrie im Zeitraum auf der Basis resonanter Strahlteilerlichtpulse. Die atomare Welle wird durch die Wechselwirkung mit einem der vier Lichtpulse in einen Anteil im Grundzustand (durchgezogene Linie) und einen Anteil im angeregten Zustand (gestrichelte Linie) aufgespalten. Im Interferometerausgang (Kreis) interferieren die beiden Teilwellen miteinander.

geeignete Wahl der zeitlichen Abfolge der Lichtpulse kann es zu einer räumlichen Überlagerung von Teilwellen am Interferometerausgang und somit zu einer Interferenz kommen. Die für die Untersuchungen im Hinblick auf einen optischen Frequenzstandard verwendete Anordnung ist in Abb. 1 skizziert. Sie ist das Analogon im Zeitraum des Ramsey-Bordé-Interferometers mit vier Laufwellen [BOR89].

Die Untersuchungen erfolgten an Magnesiumatomen, deren Termschema die Möglichkeiten zur Laserkühlung und -speicherung eines Ensembles auf dem schnellen $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang und zur Spektroskopie auf dem schmalen Interkombinationsübergang bietet (Abb. 2).

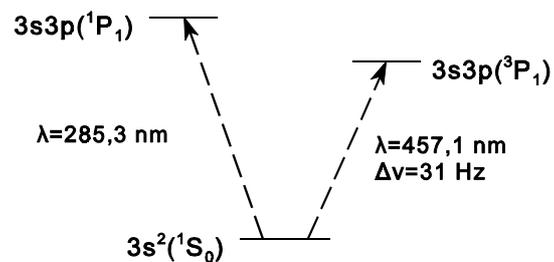


Abb. 2: Ausschnitt aus dem Termschema von Magnesium.

Aufgrund der langen Lebensdauer des metasta-

bilen 3P_1 -Zustands von 5,1 ms [GOD92] können bei der Verwendung des Interkombinationsübergangs zur Strahlteilung lange Verweilzeiten der Atome im Interferometer realisiert werden. Somit ist Magnesium bestens für die Untersuchungen zur Steigerung der Sensitivität eines Atominterferometers geeignet.

Zielsetzung der Arbeit

Aufbauend auf früheren Dissertationen [SEN93b], [STE93], [MÜL94], [RIE96] war die wesentliche Aufgabenstellung dieser Arbeit die Entwicklung von Verfahren zur Steigerung des Auflösungsvermögens eines Atominterferometers und dessen Demonstration anhand der hochauflösenden Spektroskopie der Magnesium-Interkombinationslinie.

Zur Verwirklichung der Atominterferometrie im Zeitraum wurde ein Ensemble von Magnesiumatomen in einer magnetooptischen Falle gespeichert. Zur Optimierung dieses Verfahrens erfolgte eine Charakterisierung der Speicherung des Ensembles (Kapitel 3).

Die gepulste Interferometrie ermöglicht die einfache Realisation verschiedener Interferometergeometrien. In Kapitel 4 werden einige mögliche Geometrien diskutiert. Eine besonders interessante Anordnung läßt sich durch die aufeinander folgende Einstrahlung von jeweils n Pulsen aus zwei entgegengesetzten Richtungen erzielen, die ein Vielstrahlinterferometer im Zeitraum darstellt. In Kapitel 4.5 wird die Entstehung des Signals diskutiert, sowie Beispiele für berechnete und gemessene Signalverläufe vorgestellt.

Die erreichte Sensitivität bei der Atominterferometrie im Zeitraum auf der Basis resonanter strahlteiler Lichtpulse wird in Kapitel 5 anhand der hochauflösenden Spektroskopie der Magnesium-Interkombinationslinie gezeigt. Eine Liniengüte von $1,3 \cdot 10^{12}$ konnte hierbei erzielt werden. Die Bedeutung der erzielten Ergebnisse im Hinblick auf einen optischen Frequenzstandard wird in Kapitel 5.6 diskutiert. Die in Kapitel 5 dargestellten Ergebnisse wurden in enger Zusammenarbeit mit Jin Long Peng, M. S. im Rahmen seiner zeitlich parallel durchgeführten Promotion erzielt. Speziell im Bezug auf Effekte der Interferometrie an einem größeren Ensemble sei auf [PEN98] verwiesen.

Zur weiteren Steigerung der Sensitivität ist die Verwendung atomarer Wellen mit einer größeren Kohärenzlänge wünschenswert. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse von Rechnungen zur Kühlung von Magnesiumatomen auf dem Interkombinationsübergang vorgestellt, die Temperaturen im μK -Bereich erwarten lassen. Hierfür werden die Atome in den beiden relevanten inneren Zuständen in einem durch einen Nd:YAG-Laser erzeugten Dipolpotential gespeichert.

Die Arbeit schließt mit einem Ausblick auf weitere physikalische Untersuchungen, die durch die hier vorliegenden Arbeit ermöglicht werden.

2. Beschreibung der atomaren Bewegung in Laserlicht

In diesem Kapitel wird die allgemeine Beschreibung des Einflusses eines monochromatischen Lichtfeldes auf die atomare Bewegung vorgestellt, insoweit sie für die in den nachfolgenden Kapiteln angestellten Überlegungen relevant ist.

Die hier durchgeführten theoretischen Betrachtungen beschreiben die Wechselwirkung von Laserlicht mit einem einzelnen Atom. Dies entspricht der Betrachtung der Entwicklung eines Ensembles von Atomen unter Vernachlässigung der interatomaren Wechselwirkungen.

2.1. Die kohärente Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld

In den theoretischen Betrachtungen dieser Arbeit wird die Wechselwirkung von Erdalkaliatomen mit monochromatischer Laserstrahlung einer Frequenz nahe der Übergangsfrequenz des Interkombinationsübergangs untersucht. Um die Sensitivität auf Magnetfelder möglichst gering zu halten, erfolgt die Beschränkung auf den $^1S_0 \rightarrow ^3P_1(m=0)$ -Übergang, so daß hier in guter Näherung von der Wechselwirkung eines Zwei-Niveau-Atoms mit einem nahresonanten Lichtfeld ausgegangen werden kann [ALL75].

Der innere Zustand des Zwei-Niveau-Atoms kann durch

$$|\Psi\rangle = c_g |g\rangle + c_a |a\rangle \quad (2.1)$$

dargestellt werden, wobei $|g\rangle$ und $|a\rangle$ für die Energieeigenzustände des Atoms stehen. Kann die spontane Emission für die Atome im angeregten Zustand vernachlässigt werden, so ist die Zeitentwicklung von $|\Psi(t)\rangle$, bzw. die Zeitentwicklung der komplexen Koeffizienten $c_g(t)$ und $c_a(t)$ durch die Lösung der Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H |\Psi(t)\rangle \quad (2.2)$$

bestimmt. Dies ist Grundlage der Betrachtungen für die in Kapitel 4 und 5 vorgestellten kohärenten Phänomene.

Zur Beschreibung der gekoppelten inneren und äußeren atomaren Bewegung ist der Hamiltonoperator

$$H = H_{Atom} + H_{AL} \quad (2.3)$$

für die gegebene Fragestellung zu bestimmen. Der Hamiltonoperator des Atoms

$$H_{Atom} = \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2}\hbar\omega_0(|a\rangle\langle a| - |g\rangle\langle g|) \quad (2.4)$$

setzt sich aus dem Operator für die kinetische Energie und dem Operator für die innere Energie zusammen. Hierbei bezeichnet ω_0 die Übergangsfrequenz, p den Impuls und M die Masse des Atoms. Der Energienullpunkt wurde zwischen die innere Energie des Grundzustands und die innere Energie des angeregten Zustands gelegt.

In der hier verwendeten Dipolnäherung koppelt das elektrische Feld mit der Frequenz ω_L die inneren atomaren Zustände durch den Operator

$$H_{AL} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \quad , \quad (2.5)$$

der die Wechselwirkung zwischen dem atomaren Dipol \vec{d} und einem elektrischen Feld

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left(\vec{E}_0(\vec{r}) e^{-i\omega_L t} + c.c. \right) \quad (2.6)$$

beschreibt.

Unter der Annahme, daß die Frequenzverstimung $\Delta = \omega_L - \omega_0$ klein gegen die Übergangsfrequenz ω_0 ist, kann nach einer Transformation in das mit der Frequenz ω_L mitrotierende Bezugssystem der Hamiltonoperator in Drehwellennäherung ("rotating wave approximation) als

$$H = \frac{p^2}{2M} - \frac{\hbar\Delta}{2} (|a\rangle\langle a| - |g\rangle\langle g|) + \frac{\hbar\Omega_0}{2} (|a\rangle\langle g| + |g\rangle\langle a|) \quad (2.7)$$

geschrieben werden. Hierbei wurde die Rabi-Frequenz

$$\Omega_0 = \frac{dE_0}{\hbar} \quad (2.8)$$

eingeführt.

2.2. Die Wechselwirkung mit den Vakuummoden des Lichtfeldes

Die im vorangehenden Abschnitt vorgestellte Beschreibung kohärenter Phänomene gilt nur in Situationen, in denen die spontane Emission innerhalb der für das Experiment charakteristischen Zeitkonstante vernachlässigt werden kann. Liegt die charakteristische Zeitkonstante, für welche die Zeitentwicklung betrachtet werden soll, in der Größenordnung der Lebensdauer τ des angeregten Zustands, so wird ein anderer Formalismus erforderlich. Aufgrund der stochastischen

Prozesse der Emissionsereignisse stellt der Zustand des Systems ein statistisches Gemisch dar. Die Beschreibung von kohärenten oder inkohärenten Überlagerungen von Zuständen eignet sich der Dichteoperator $\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi|$ [MES76]. Sein Erwartungswert ist die Dichtematrix

$$\rho_{ij} = \langle i|\rho|j\rangle = c_i^* c_j \quad (2.9)$$

mit $i, j \in \{g, a\}$. Die Diagonalelemente ρ_{ii} entsprechen den Populationen der entsprechenden Zustände $|i\rangle$. Die Nichtdiagonalelemente ρ_{ij} sind die optischen Kohärenzen, die durch die Atom-Lichtfeld-Wechselwirkung angeregt werden.

Liegt eine rein Hamiltonsche Dynamik vor, so läßt sich die Bewegungsgleichung für die Dichtematrix als

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] \quad (2.10)$$

mit dem Hamiltonoperator H schreiben.

Für die nachfolgenden Überlegungen ist die Berücksichtigung der äußeren Freiheitsgrade essentiell. Dies soll zweckmäßigerweise in der Impulsbasis erfolgen. Mit $|p_0\rangle$ sei der Impulseigenzustand des Atoms mit Eigenwert p_0 bezeichnet. Die Erweiterung der Dichtematrix auf die gekoppelte Basis aus inneren und äußeren Zuständen lautet

$$\rho_{ij}(p, p') = \langle i, p | \rho | j, p' \rangle \quad (2.11)$$

Die Wechselwirkung des Vakuumanteils am elektromagnetischen Feld mit dem Atom führt zur spontanen Emission, die üblicherweise semiklassisch als Relaxationsphänomen behandelt wird. Die zeitliche Entwicklung wird durch die verallgemeinerte Blochgleichung

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \mathcal{L}(\rho) \quad (2.12)$$

beschrieben. Der Liouvilleoperator beschreibt die Relaxation des Systems aufgrund der spontanen Emissionsprozesse:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{aa}(\rho) &= -\Gamma \rho_{aa} \\ \mathcal{L}_{ag}(\rho) &= -\frac{\Gamma}{2} \rho_{ag} \quad , \quad \mathcal{L}_{ga}(\rho) = -\frac{\Gamma}{2} \rho_{ga} \\ \mathcal{L}_{gg}(\rho) &= +\Gamma \int_{-1}^{+1} du N(u) |g\rangle\langle a| e^{iur} \rho_{aa} e^{-iur} |a\rangle\langle g| \quad . \end{aligned} \quad (2.13)$$

Der Zerfall der Population des angeregten Zustands erfolgt mit der Rate Γ , während die Kohärenzen mit der Rate $\Gamma/2$ zerfallen. Der Repopulationsterm \mathcal{L}_{gg} beschreibt die Besetzung des

Grundzustands aufgrund des Zerfalls des angeregten Zustands. In dem hier behandelten ein-dimensionalen Modell wird der auf das Atom bei der spontanen Emission übertragene stochastisch verteilte Rückstoßimpuls durch die Projektion der Winkelverteilung der Dipolemission $N(u)$ auf die betrachtete Dimension berücksichtigt. Sie beträgt für σ -polarisiertes Licht

$$N_{\sigma}(u) = \frac{3}{8\pi} (1 + u^2) \quad (2.14)$$

und für den im folgenden relevanten Fall π -polarisierten Lichtes

$$N_{\pi}(u) = \frac{3}{4\pi} (1 - u^2) \quad . \quad (2.15)$$

Die hier vorgestellte Beschreibung der Wechselwirkung eines Atoms mit einem nahresonanten Lichtfeld unter Berücksichtigung der spontanen Emissionsprozesse ist die Grundlage der in Kapitel 6 diskutierten theoretischen Untersuchungen.

3. Magnetooptische Speicherung von Magnesiumatomen

Der Ausgangspunkt aller Experimente, die in dieser Arbeit beschrieben werden, ist eine magnetooptische Falle, die aus einem Strahl von Magnesiumatomen gefüllt wird. Die magnetooptische Speicherung eines atomaren Ensembles hat sich seit ihrer ersten Demonstration [RAA87] zu einem Standardverfahren für Untersuchungen in vielen Bereichen der Atomphysik entwickelt. In diesem Kapitel sollen einige Aspekte der magnetooptischen Speicherung von Atomen näher erläutert werden, die für die nachfolgenden Untersuchungen von Bedeutung sind. Für eine ausführliche Erläuterung der Laserpräparation von Atomen mittels Spontankraft sei auf die inzwischen recht umfangreiche Literatur verwiesen [FOO91], [DAL92], [PHI92], [MET94], [BAL95], [SEN95].

Im folgenden soll zuerst eine kurze Diskussion der physikalischen Grundlagen der Laserkühlung und Speicherung von Atomen mit einem nicht entarteten Grundzustand erfolgen, wie sie für die Laserkühlung von ^{24}Mg -Atomen relevant ist. Anschließend wird in Kapitel 3.2 der apparative Aufbau zur Speicherung von Magnesiumatomen beschrieben. Kapitel 3.3 liefert eine Diskussion des für die Speicherung von Magnesiumatomen in einer auf dem $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ -Übergang betriebenen magnetooptischen Falle typischen Verlustkanals der Photoionisation von angeregten Atomen. Abschließend wird in Kapitel 3.4 die Detektion einzelner magnetooptisch gespeicherter Magnesiumatome und der stochastische Prozeß ihres Einfangs und Verlusts diskutiert.

3.1. Prinzip der Lasermanipulation von Atomen

Die Wirkung einer Konfiguration von Lichtfeldern auf die äußeren Freiheitsgrade eines atomaren Ensembles kann mit Hilfe des im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Formalismus bestimmt werden. Eine entsprechende Diskussion für die Laserkühlung und -speicherung auf einem $J=0 \rightarrow J=1$ -Übergang findet man z.B. in [WAL94]. Hier soll jedoch ein anschaulicherer Zugang über die Betrachtung des Impulsübertrags aufgrund einzelner Absorptions-Emissions-Zyklen erfolgen.

3.1.1. Laserkühlung für J=0→J=1-Systeme

In den hier vorgestellten Experimenten an lasergekühlten Atomen werden wie in vielen anderen Laboratorien Atome aus einem Atomstrahl abgebremst und in eine magnetooptische Falle eingefangen. Bei dem Prozeß der Abbremsung werden von Atomen, die hier idealisiert als Zwei-Niveau-Systeme mit einer Übergangsfrequenz ω_0 angenommen werden, resonant Photonen aus einem entgegenlaufenden Laserstrahl der Frequenz ω_L gestreut. Jedes absorbierte Photon gibt dem Atom einen Impulsübertrag in die der atomaren Bewegung entgegengesetzte Richtung des Wellenvektors \vec{k} . Der Impulsübertrag durch die in alle Richtungen emittierten Photonen mittelt sich hingegen weg. Insgesamt führt somit die Streuung vieler Photonen zu einer mittleren Kraft, die das Atom abbremst. Die Analogie zwischen der Bewegung eines Atoms in einer solchen Lichtfeldanordnung und der Bewegung eines Objektes in einem viskosen Medium, gab dieser Anordnung seit ihrer ersten Demonstration [CHU85] den Namen optische Melasse.

Die Größe der Spontankraft genannten mittleren Kraft ist proportional zur Rate gestreuter Photonen und zeigt eine lorentzförmige Abhängigkeit von der Frequenz:

$$\vec{F}_{\text{spont}} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{Satt}}}{1 + I/I_{\text{Satt}} + \frac{4(\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2}{\Gamma^2}} \quad (3.1)$$

Hierbei ist \vec{k} der Wellenvektor und I die Intensität des Lichtfeldes, $\Delta = \omega_L - \omega_0$ die Frequenzverstimung zwischen Laserfrequenz und atomarer Resonanz, Γ die Zerfallsrate des angeregten Zustands und

$$I_{\text{Satt}} = \frac{\pi \hbar c}{3 \lambda^3 \tau} \quad (3.2)$$

die Sättigungsintensität. Für $I \gg I_{\text{Satt}}$ nähert sich die spontane Emissionsrate ihrem Maximalwert $\Gamma/2$, da für hohe Intensitäten die Population auf den Grund- und den angeregten Zustand gleichverteilt ist. Hieraus ergibt sich der Maximalwert der Kraft zu $\hbar k \Gamma/2$, welches im Fall von Magnesium einer maximalen Beschleunigung von $1,4 \cdot 10^6 \text{ g}$ entspricht.

Die Wechselwirkung eines Atomstrahls mit einem entgegenlaufenden Laserstrahl bremst die Atome ab. Zur Aufrechterhaltung der Resonanzbedingung trotz sich ändernden Dopplereffekts während der Abbremsung wurden zwei Verfahren entwickelt, die als Chirp- [ERT85] und Zeeman-Kühlung [PRO85] bezeichnet werden. Mit diesen Methoden ist es möglich einen

thermischen Atomstrahl auf eine Geschwindigkeit von wenigen m/s abzubremsen. Zur Laserkühlung der Atome in allen drei Raumdimensionen ist die Verwendung einer Konfiguration von drei orthogonalen Stehwellen-Lichtfeldern weit verbreitet. Alle sechs Lichtfelder besitzen dieselbe Frequenzverstimmung $\Delta < 0$ zur atomaren Resonanz, so daß sie von einem Laser bereitgestellt werden können.

In dieser Konfiguration absorbiert ein ruhendes Atom gleich viele Photonen aus allen sechs Laserstrahlen, so daß die mittlere Kraft verschwindet. Ein Atom, welches sich auf einen der Laserstrahlen zubewegt, gerät stärker in Resonanz mit diesem Laserstrahl, so daß es vermehrt Photonen aus diesem Laserstrahl absorbiert und somit abgebremst wird.

Für den eindimensionalen Fall eines Atoms in einer rotverstimmten Stehwelle kann die Kraft leicht zu

$$F_{Mel} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left\{ \frac{\frac{I}{I_{Satt}}}{1 + \frac{4(\Delta - kv)^2}{\Gamma^2}} - \frac{\frac{I}{I_{Satt}}}{1 + \frac{4(\Delta + kv)^2}{\Gamma^2}} \right\} \approx -\alpha v \quad (3.3)$$

bestimmt werden. Hierbei wurden kleine Geschwindigkeiten v mit $v \ll \Gamma$ und geringe Intensitäten I mit $I \ll I_{Satt}$ angenommen, so daß die Wirkung der einzelnen Strahlen als unabhängig angenommen werden kann. Die der Bewegung entgegengerichtete Kraft, die für kleine Geschwindigkeiten proportional zur Geschwindigkeit ist, verdeutlicht den dämpfenden Charakter dieser Anordnung, so daß α als Dämpfungskonstante betrachtet werden kann.

Die mittlere Kraft führt zu einer Dämpfung und somit zu einer Energiedissipation mit der Rate

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{Kühl} = -\alpha |\vec{v}|^2, \quad (3.4)$$

die zur Kühlung des Ensembles führt. Die Abweichung der momentanen Kraft von der mittleren Kraft führt zu einer Impulsdiffusion, die einen Heizprozeß darstellt. In einem random-walk-Modell kann das Auseinanderlaufen des Impulses leicht zu

$$\langle \vec{p}^2 \rangle = \hbar^2 k^2 \frac{\Gamma}{2} t = 2Dt \quad (3.5)$$

bestimmt werden, woraus sich die Heizrate bestimmen läßt. Die Laserkühlung bei geringen Geschwindigkeiten und geringen Sättigungen steht in direkter Analogie zur Brownschen Bewegung, da der Kühlprozeß durch die Dämpfung und Diffusion des Impulses bestimmt ist.

Somit kann die von Einstein für die Brownsche Bewegung aufgestellte Beziehung für die kinetische Energie auch hier angewandt werden, welches hier zu einer Temperatur T mit

$$k_B T = \frac{D}{\alpha} = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (3.6)$$

führt. Dies stellt die minimale, mit den sogenannten Doppler-Kühlmechanismen erreichbare Temperatur dar, wie sie für eine Frequenzverstimmung $\Delta = -\Gamma/2$ und im Limit verschwindender Intensität erreicht wird. Für Magnesium ergibt sich eine Temperatur im sogenannten Doppler-Limit von $T = 1.9$ mK. Für die Frequenz- und Intensitätsabhängigkeit der Endtemperatur sei auf [LET89], [RUS93] verwiesen.

In der letzten Dekade wurden mehrere Kühlverfahren entwickelt, welche die Präparation von atomaren Ensembles mit einer Temperatur unterhalb des Doppler-Limits ermöglichen. Wegen des nichtentarteten Grundzustands der bosonischen Magnesiumisotope, lassen sich diese Verfahren hier nicht einsetzen, so daß an dieser Stelle nicht näher darauf eingegangen werden soll. In Kapitel 6 wird ein Kühlverfahren diskutiert, welches durch Verwendung eines äußerst schmalen Übergangs die Präparation eines Ensembles von Magnesiumatomen mit einer Temperatur im μK - Bereich ermöglicht.

3.1.2. Die magnetooptische Falle

Eine der wichtigsten, wenn nicht die wichtigste Entwicklung auf dem Gebiet der Speicherung neutraler Atome ist die magnetooptische Falle (MOT), welche von Dalibard vorgeschlagen und kurze Zeit später [RAA87] realisiert wurde. Sie führt im Vergleich zur optischen Melasse zu einer zusätzlichen Ortsraumkompression, die das Auseinanderlaufen der Atome aufgrund ihrer Diffusion verhindert. Durch die Überlagerung eines Quadrupolmagnetfelds und durch die geeignete Wahl der Polarisation der Lichtfelder wird aus einer optischen Melasse eine MOT (Abb. 3). Der zur Speicherung der Atome führende Mechanismus soll hier

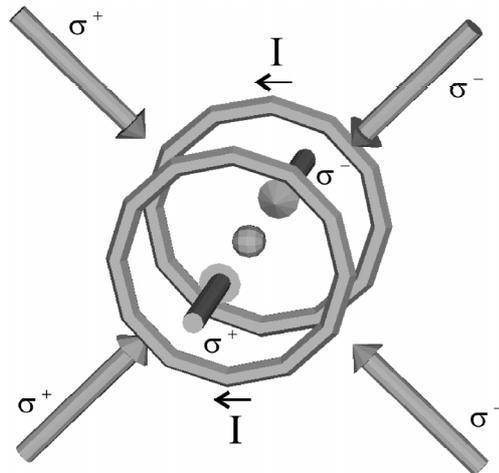


Abb. 3: Anordnung aus drei senkrecht aufeinander stehenden Paaren von Laserstrahlen und dem von einem Anti-Helmholtz-Spulenpaar erzeugten Quadrupolmagnetfeld zur Realisierung einer magnetooptischen Falle.

für den eindimensionalen Fall erläutert werden.

Die Polarisation der beiden entgegengerichteten Lichtfelder sei so gewählt, daß das Lichtfeld in positiver z-Richtung σ^+ -polarisiert und das entgegengerichtete Lichtfeld σ^- -polarisiert ist. Aufgrund der durch die Drehimpulserhaltung bestimmten Auswahlregeln regt der σ^+ -Laserstrahl nur Übergänge zum $m_a = +1$ -Niveau und der σ^- -Laserstrahl nur Übergänge zum $m_a = -1$ -Niveau an. Ein Magnetfeld entlang der z-Richtung führt zu einer Zeeman-Verschiebung der $m_a = \pm 1$ -Niveaus von umgekehrten Vorzeichen.

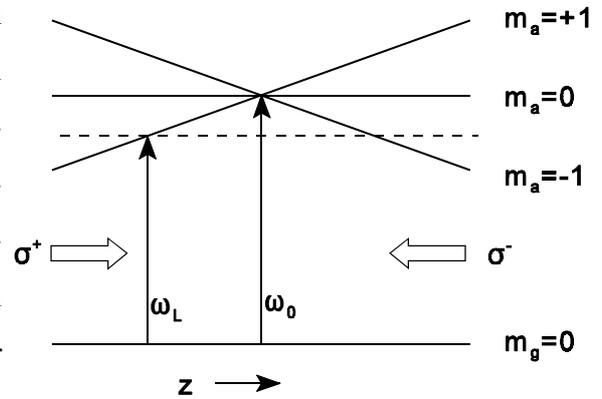


Abb. 4: Die ortsabhängige Aufspaltung der magnetischen Unterzustände des $J_a=1$ -Zustandes in einem Magnetfeld $B(z)=B'z$. Die Resonanzbedingung ist an den Stellen erfüllt, an denen die durchgezogene Linie die gestrichelte Linie kreuzt.

Dies führt zu einer unterschiedlichen effektiven Frequenzverstimmung für die beiden entgegengerichteten Strahlen, so daß auch für ein ruhendes Atom die Spontankraft nicht verschwindet.

Für eine MOT wird meistens eine lineare Abhängigkeit des Magnetfeldes

$$B(z) = B' z \quad (3.7)$$

vom Ort verwendet. Gilt $B' > 0$, so ist der ortsabhängige Anteil der Spontankraft für $z < 0$ positiv und für $z > 0$ negativ. Somit erhält man eine rücktreibende Kraft, die bei der Erweiterung der Anordnung auf drei Dimension zur Speicherung der Atome nahe der Magnetfeldnull führt. In Abb. 4 wird dieser Sachverhalt anhand der Energieaufspaltung für die magnetischen Unterniveaus des angeregten Zustands verdeutlicht.

Die auf das Atom wirkende Kraft kann für Orte nahe dem Zentrum und für kleine Geschwindigkeiten linear genähert werden:

$$F_{MOT} = -\alpha v_z - \kappa z \quad (3.8)$$

Es gilt für die Dämpfungskonstante

$$\alpha = -4 \hbar k^2 \frac{I}{I_{Sat}} \frac{2\Delta/\Gamma}{[1 + I_{ges}/I_{Sat} + (2\Delta/\Gamma)^2]^2} \quad (3.9)$$

und für die Federkonstante

$$\kappa = -4 \hbar k \frac{I}{I_{Sat}} \frac{2\Delta/\Gamma}{[1 + I/I_{Sat} + (2\Delta/\Gamma)^2]^2} \frac{g \mu_B B'}{\hbar} \quad (3.10)$$

Die aufgrund der mittleren Kraft ausgeführte Bewegung gleicht somit der Bewegung eines überdämpften harmonischen Oszillators. Die Orts- und Geschwindigkeitsverteilung des in einer (optimal justierten) MOT gespeicherten Ensembles ist gaußförmig und für die einzelnen Dimensionen entkoppelt:

$$N(x, v_x) = \frac{1}{2 \pi \sigma_x \sigma_{v_x}} e^{-\frac{x^2}{2 \sigma_x^2}} e^{-\frac{v_x^2}{2 \sigma_{v_x}^2}} \quad (3.11)$$

Die Geschwindigkeitsbreite σ_{v_x} ist ein Maß für die Temperatur des gespeicherten Ensembles und liegt typischerweise in der Nähe des Doppler-Limits. Die Breite der Ortsraumverteilung ist ebenfalls ein Maß für die Temperatur, da über den Gleichverteilungssatz potentielle und kinetische Energie miteinander gekoppelt sind [KOH93].

3.2. Apparative Grundlagen

Nachdem im letzten Kapitel das Prinzip einer MOT erläutert wurde, soll im nun folgenden Kapitel der experimentelle Aufbau der hier verwendeten magnetooptischen Falle für Magnesiumatome geschildert werden. Im ersten Teil wird auf die Präparation der zur Speicherung und Kühlung verwendeten 285 nm Strahlung eingegangen. Anschließend wird der realisierte Fallenaufbau dargestellt und auf die Detektion der gefangenen Atome sowie die zur Steuerung des Experiments benötigten Komponenten eingegangen. Abschließend wird das gespeicherte atomare Ensemble charakterisiert.

3.2.1. Das Lasersystem

Der Farbstofflaser

Zum Betrieb der MOT wird schmalbandige, kontinuierlich durchstimmbare Strahlung benötigt, die mit dem $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Kühlübergang von Magnesium bei 285 nm resonant ist. Da zur Zeit keine kontinuierliche Laserquelle ausreichender Leistung bei dieser Wellenlänge zur Verfügung steht, wird diese Strahlung mittels Frequenzverdopplung erzeugt. Hierfür steht ein Farbstofflaser zur Verfügung, der bei einer Wellenlänge von 570 nm betrieben werden kann. Wird der Farbstoff-

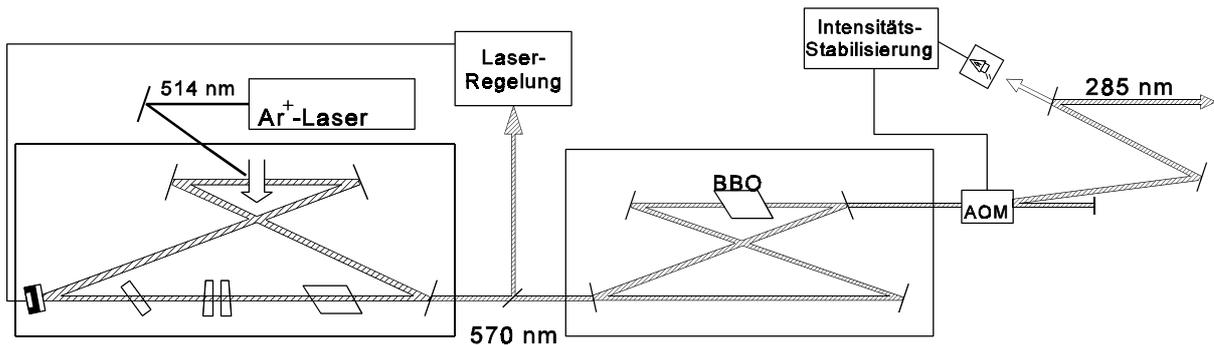


Abb. 5: Schematische Darstellung des Lasersystems. Unten links ist der Laserresonator mit dem resonatorinternen Elementen Etalon, Lyotfilter und Faradaydreher skizziert. Ein Teil der erzeugten Laserstrahlung wird zur Stabilisierung auf einen Resonator und einen Übergang des Jodmoleküls abgezweigt. Der Rest wird in einen externen Resonator mit einem nichtlinearen Kristall eingekoppelt.

laser von einem Argonionenlaser bei 514 nm mit 10 W gepumpt, so wird typischerweise im Ein-Moden-Betrieb eine Leistung von 1,4 W bei 570 nm generiert.

Zur Erzielung einer Laseroszillation in nur einer Richtung befindet sich im Laserresonator eine optische Diode aus Faraday-Dreher und einer aus der Resonatorebene führenden Spiegelkonfiguration. Eine Oszillation des Lasers auf nur einer longitudinalen Mode wird durch ein resonatorinternes Etalon und Lyotfilter erreicht. Zur Kurzzeitstabilisierung wird der Laser auf einen durchstimmbaren Referenzresonator einer Güte von $\mathcal{F}=100$ mittels einer Flankenregelung stabilisiert. Durch Vermessung der Schwebungsfrequenz zwischen zwei identisch aufgebauten Lasersystemen wurde die Breite des Frequenzspektrums der Laserstrahlung auf ca. 1,5 MHz bestimmt.

Die Langzeitstabilisierung der Frequenz

Die verbleibende Frequenzdrift in der Größe von einigen MHz pro Minute [DEI91] erlaubt keinen stabilen Betrieb der magnetooptischen Falle über längere Zeiten. Die Frequenz des Farbstofflasers wird deshalb mittels einer Polarisationspektroskopie auf eine Hyperfeinkomponente des R115 (20-1)-Übergang des I_2 -Moleküls stabilisiert [LOC92]. Zur Erzeugung eines variablen Frequenzoffsets zwischen der Frequenz des Lasers und einer Linie des I_2 -Moleküls wird zur Stabilisierung die in einem akustooptischen Modulator (AOM) erzeugte -1. Ordnung verwendet. Durch die Vermessung der relativen Lage der einzelnen Hyperfeinkomponenten dieses Übergangs relativ zur halben Frequenz der Kühlübergänge der Magnesiumisotope dient diese Stabilisierung sowohl als Frequenzreferenz als auch zur Langzeitstabilisierung.

Die Frequenzverdopplung

In einem auf die Eigenschaften der 570 nm Strahlung angepaßten externen Resonator wird das Laserlicht in einem nichtlinearen Kristall frequenzverdoppelt. Für die in Kapitel 3.4 vorgestellten Experimente wurde ein ADA-Kristall (Amonium-Dihydrogen-Arsenat) als nichtlineares Medium verwendet. Für den experimentellen Aufbau und die Spezifikation der erzeugten UV-Strahlung sei auf [BET91], [BET95] verwiesen.

Für die in Kapitel 3.3, Kapitel 5 und Kapitel 6 geschilderten Experimente wurde ein neues Frequenzverdopplungssystem aufgebaut, welches die Erzeugung einer höheren UV-Leistung in einem BBO-Kristall (Barium-Beta-Borat) bei einem gleichzeitig stabileren Betrieb ermöglicht. Dies wird ausführlich in [SCH96a], [PEN98] beschrieben.

Die Grundwellenleistung wird hierbei in einen externen Resonator in Doppel-Z-Konfiguration eingekoppelt, der das Lichtfeld um einen Faktor 31 überhöht. Mithilfe einer Hänsch-Couillaud-Regelung wird eine longitudinale Mode des externen Resonators auf die Frequenz des Farbstofflasers stabilisiert. Hiermit kann eine kontinuierlich Leistung von bis zu 80 mW bei 285 nm unter Winkelphasenanpassung erzeugt werden. Typische Werte liegen bei 40 mW UV-Leistung bei einer auf der Grundwelle eingekoppelten Leistung von 1,3 W.

Die Manipulation des UV-Laserstrahls

Das erzeugte frequenzverdoppelte Licht weist Intensitätsschwankungen im Bereich von 5 bis 10% auf. Hierzu tragen verschiedene Prozesse bei der Frequenzverdopplung bei. Schwankungen in der Grundwellenleistung führen prinzipiell zu Intensitätsschwankungen in der Oberwelle. Bei schnellen Frequenzschwankungen der Grundwelle kann die Resonanzfrequenz des externen Resonators nicht schnell genug nachgefahren werden, so daß diese auch zu Intensitätsschwankungen führen. Des weiteren konnten langsame Fluktuationen in der erzeugten UV-Leistung beobachtet werden, die auf eine Dejustierung der Einkopplung des externen Resonators und auf thermische Effekte im Verdopplungsresonator zurückgeführt werden.

Da nur bei möglichst konstanter UV-Leistung der zeitliche Verlauf der Fluoreszenz der gespeicherten Atome ein gutes Maß für die Anzahl gespeicherter Atome ist, ist eine möglichst stabile UV-Intensität wünschenswert. Zur Regelung der UV-Intensität wird das in einem akustooptischen Modulator (AOM) in die -1.Ordnung gebeugte Licht zum Betrieb der MOT verwendet. Ein Teil dieser Strahlung wird mittels eines Strahlteilers auf eine UV-sensitive Photodiode

gelenkt und der erzeugte Strom mit einem frei einstellbaren Sollstrom verglichen. In einem PI-Regler wird aus dem Fehlersignal ein Stellsignal für die am AOM anliegende Hochfrequenzleistung generiert [SCH97], [PEN98]. Mit diesem Aufbau konnten die Schwankungen in der UV-Leistung für Integrationszeiten von 1 s auf ca. 0,8 % reduziert werden.

Um neben einer konstanten UV-Leistung auch eine konstante UV-Intensität zu erhalten, darf sich das Strahlprofil des intensitätsstabilisierten UV-Strahls nicht ändern. Neben der für Winkelphasenanpassung typischen Ausbildung von Nebenmaxima konnte auch eine zeitliche Änderung des Strahlprofils des Hauptmaximums beobachtet werden. Ein Raumfilter, welches sich zwischen dem AOM und dem Strahlteiler befindet, der das zur Intensitätsstabilisierung verwendete Licht reflektiert, filtert die Moden höherer Ordnung aus dem Strahl und erzeugt somit einen Strahl mit konstantem Strahlprofil [SCH97] [PEN98].

Zusätzlich erfährt der Strahl bei der Erzeugung und bei der Propagation vom Ort der Erzeugung zum Ort der Verwendung, der sich auf einem anderen Lasertisch befindet, eine nicht vernachlässigbare Winkeländerung und einen nicht vernachlässigbaren Ortsversatz. Eine Strahllagestabilisierung reduziert diese Schwankungen auf ein Minimum, so daß die Einkopplung in das Raumfilter möglichst konstant ist. Zwei Vier-Quadrantendioden registrieren Winkel- und Ortsschwankungen des Laserstrahls, durch ein elektronisches Regelsystem wird das Fehlersignal in ein Stellsignal für vier Piezokeramiken umgesetzt, die zwei Spiegel in jeweils zwei Richtungen verkippen [STR94], [SCH97].

3.2.2. Aufbau der magnetooptischen Falle

In Abb. 5 ist der apparative Aufbau der magnetooptischen Falle skizziert [BET95], [RUS93]. In einem Tiegel werden Magnesiumatome auf 400 °C erhitzt. Die Tiegelöffnung mit einem Durchmesser von 1 mm und eine 15 cm hiervon entfernte Blende, die ebenfalls eine freie Öffnung mit einem Durchmesser von 1 mm besitzt, formen einen thermischen Atomstrahl. Zur Erzielung eines geringen Hintergrundgasdrucks befindet sich der Tiegel in einer abgetrennten Vakuumkammer, die durch eine differentielle Pumpstufe mit der Hauptkammer verbunden ist. Mit einer Turbomolekular- und einer Ionengetterpumpe läßt sich ein Hintergrundgasdruck von besser als 10^{-9} mbar in der Hauptkammer erzeugen.

In einer Entfernung von ca. 30 cm von der Atomstrahlblende kreuzt der Atomstrahl den Einfangbereich der MOT, der durch das dreidimensionale Lichtkreuz gebildet wird. Diesem Lichtkreuz ist das sphärische Quadrupolfeld eines Anti-Helmholtz-Spulenpaars überlagert, welches sich in der Vakuumkammer befindet [RUS93]. Das durch die Spulen erzeugte Magnetfeld weist in Richtung der Symmetrieachse der Spulen einen doppelt so großen Magnetfeldgradienten auf, wie in den dazu senkrechten Raumrichtungen.

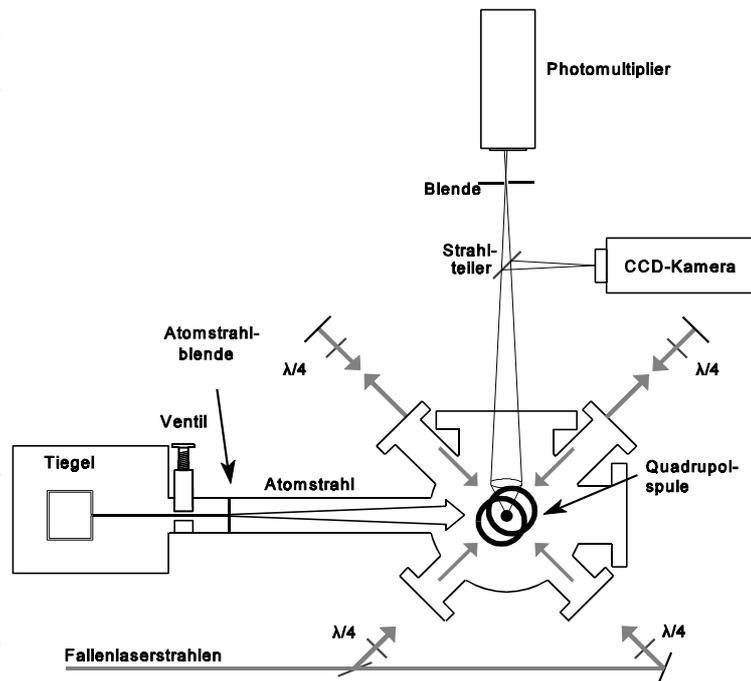


Abb. 6: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur magnetooptischen Speicherung von Atomen. Das dritte Laserstrahlpaar verläuft senkrecht zur Zeichenebene und ist nicht eingezeichnet.

Der Magnetfeldgradient ist abhängig vom Spulenstrom I und seine Größe in Richtung der starken Achse wurde zu $(\partial B/\partial z)|_{z=0} = 2,6 \text{ G/cm} \cdot I/\text{A}$ bestimmt [STR94]. Typischerweise wurde das Anti-Helmholtz-Spulenpaar mit einem Strom von $I=50 \text{ A}$ betrieben, welches einem Magnetfeldgradienten von $(\partial B/\partial z)|_{z=0} \approx 130 \text{ G/cm}$ entspricht.

Für Experimente an einem dichten Ensemble gespeicherter Atome [PEN98], befindet sich ein Abbremsmagnet zwischen den Vakuumkammern für die Erzeugung des Atomstrahls bzw. die Speicherung der Atome. Das hiervon, sowie von weiteren Experimentkomponenten erzeugte Streumagnetfeld kann von einem System von drei Helmholtzspulenpaaren kompensiert werden [BET95]. Zudem erlaubt die Variation dieser Offsetfelder eine leichte Feinjustage der MOT.

Für die Erzeugung des dreidimensionalen Lichtkreuzes wird der nach den oben beschriebenen Methoden präparierte UV-Laserstrahl auf einen Strahldurchmesser von 6 mm aufgeweitet und anschließend in drei gleichintensive Teilstrahlen aufgespalten. Hierzu werden zwei dicke Strahlteilerplatten mit einer Reflektivität von 33% bzw. 50% verwendet, so daß unerwünschte Interferenzerscheinungen vermieden werden konnten. Die drei Teilstrahlen werden unabhängig von $\lambda/4$ -Platten zirkular polarisiert und nachdem sie das Fallenzentrum durchkreuzt haben in sich

zurückreflektiert. Der doppelte Durchgang durch eine weitere $\lambda/4$ -Platte sorgt hier für die entsprechende Drehung der Polarisation.

3.2.3. Das Detektionssystem

Die Fluoreszenz des gespeicherten atomaren Ensembles kann simultan mit einem Photomultiplier und einer CCD-Kamera erfolgen (Abb. 7). Hierzu wird das Fluoreszenzlicht mit einem 50:50-Strahlteiler aufgeteilt. Eine im Vakuum positioniertes Linsensystem mit einer Brennweite von $f=35$ mm bildet das Fluoreszenzlicht der gespeicherten Atome auf die dem CCD-Chip vorgeschaltete Vielkanalplatte ab. Das Abbildungssystem wurde hinsichtlich der Erzielung einer möglichst hohen Auflösung ausgewählt (Kondensator der Fa. Melles Griot) und wurde schon erfolgreich für die Beobachtung von Kristallen aus Magnesiumionen eingesetzt [BIR94]. Es ermöglicht bei einer Vergrößerung um einen Faktor 7 die Abbildung der in ein Raumwinkel-element von ca. 4% emittierten Photonen. In einem Testaufbau wurde für eine Wellenlänge von 510 nm die Auflösung auf 11 μm bestimmt.

Der Strahlteiler lenkt ca. 50 % des fokussierten Fluoreszenzlichts auf einen Photomultiplier. Nahe der Bildebene befindet sich eine Blende, die es ermöglicht das nichtresonante Streulicht, welches durch Beugung an in der Vakuumkammer befindlichen Aufbauten entsteht, effizient zu unterdrücken. Eine Feldblende und

der Einbau verschiedener Filter zur Abschwächung des UV-Fluoreszenz-

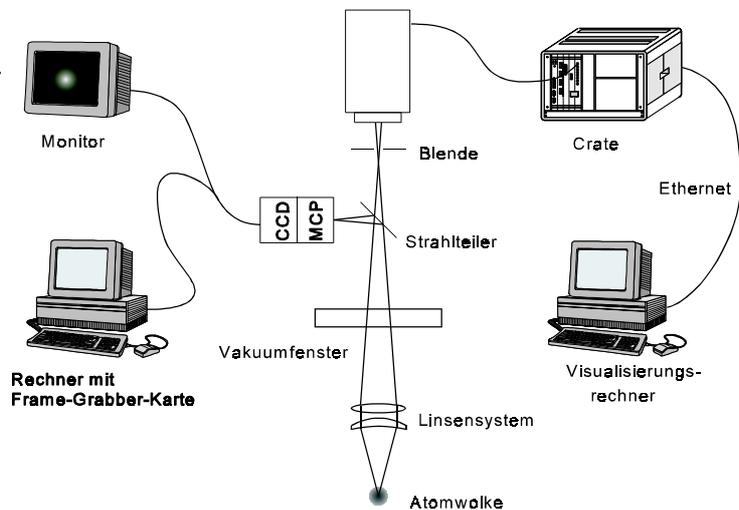


Abb. 7: Schematische Darstellung des eingesetzten Detektionssystems zur zeit- und orts aufgelösten Beobachtung der Fluoreszenz gespeicherter Atome.

lichts erlauben die gezielte Reduktion der auf die Photomultiplierkathode auftreffenden Photonen. Der Photomultiplier wird im Photonen-zählmodus betrieben, so daß bis zu einigen 10^6 Photonen pro Sekunde detektiert werden können. Hierzu werden die Impulse des Photomultipliers vorverstärkt, diskriminiert und mit einem Zähler registriert.

Des weiteren besteht die Möglichkeit der Detektion des integralen Fluoreszenzsignals mit einer rauscharmen Photodiode. Diese einfach zu handhabende Detektionsmethode wird in [PEN98] erläutert.

Die Meßwerterfassung erfolgt mit einem VMEbus-System unter dem Echtzeitbetriebssystem VxWorks. Mit ihren verschiedenen Ein-/Ausgabekarten ermöglicht sie Erfassung und Generierung verschiedenster Signale. Für die hier beschriebene Experimente ist die Diskriminierung des Photomultipliersignals mit einer Diskriminatorkarte und die anschließende Registrierung der Ereignisse mit einer Zählerkarte von Interesse. Durch die Entwicklung einer entsprechenden Hard- und Software konnte eine Genauigkeit in der Länge des Detektionszeitfensters von besser als $1 \mu\text{s}$ erzielt werden [DEG96]. Die Totzeit zwischen aufeinanderfolgenden Detektionsfenstern liegt bei ca. $100 \mu\text{s}$. Des weiteren kann das verstärkte Signal der Photodiode mittels einer Analog-/Digital-Wandler-Karte ausgelesen werden. Die Visualisierung und Bearbeitung der Meßdaten erfolgt mit einem Rechner unter der grafischen Programmierumgebung LabView. Für weitere Informationen bezüglich des Meßwerterfassungssystems sei auf Anhang 1 verwiesen.

3.2.4. Charakterisierung des gespeicherten atomaren Ensembles

Im folgenden sollen kurz die wesentlichen Eigenschaften des gespeicherten atomaren Ensembles diskutiert werden. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [PEN98].

Die magnetooptische Falle wird typischerweise bei einer Frequenzverstimmung gegenüber der atomaren Resonanz von $\Delta = -\Gamma/2$ betrieben. Die Sättigung für den Einzelstrahl beträgt typischerweise $I/I_{\text{Satt}} = 0,06$. Unter diesen Bedingungen werden ca. 10^5 Atome in der magnetooptischen Falle gespeichert. Die Anzahl der gespeicherten Atome wird hierbei aus der detektierten Fluoreszenzzählrate abgeschätzt [SCH96a].

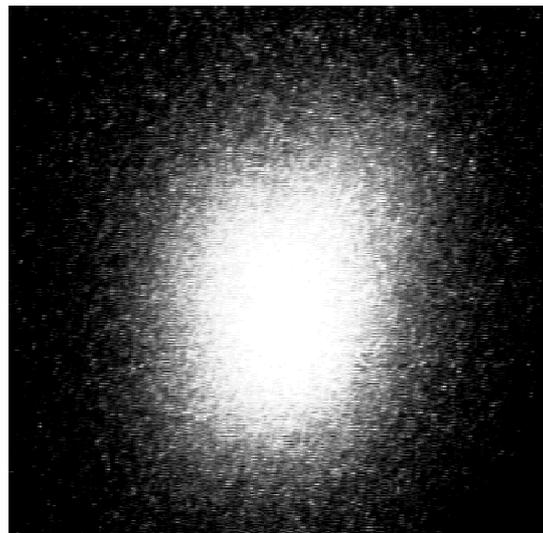


Abb. 8: Typisches Fluoreszenzbild der magnetooptisch gefangenen Magnesiumatome.

Die räumliche Verteilung der gespeicherten Atome ist exemplarisch in Abb. 8 dargestellt. Die atomare Wolke weist eine Gaußsche Verteilung der Atome auf, wie sie bei geringen Dichten für eine gut justierte MOT zu erwarten ist. Der Durchmesser der atomaren Wolke beträgt typischerweise $2\sigma=500\ \mu\text{m}$.

Aus der Ausdehnung der atomaren Wolke nach Abschalten der Fallenlaserstrahlen kann die Temperatur des gespeicherten Ensembles bestimmt werden [RUS93], [MÜL94]. Die für den hier beschriebenen Aufbau ermittelte Temperatur stimmt im Rahmen der Unsicherheit in der experimentellen Bestimmung mit der nach der Doppler-Kühltheorie zu erwartenden Temperatur von 2 mK überein [PEN98].

3.3. Photoionisation gespeicherter Magnesiumatome

3.3.1. Verlustprozesse in einer MOT

In einer magnetooptischen Falle können verschiedene Mechanismen die Speicherzeit der Atome begrenzen. Unabhängig vom verwendeten Element und der Dichte der gespeicherten Atome erfolgen Stöße zwischen Fallenatomen und Atomen des Hintergrundgases. Die bei einem Stoß mit einem thermischen Hintergrundgasatom übertragene Energie reicht in der Regel aus, damit das gespeicherte Atom die Falle verläßt. Weitere wesentliche Verluste treten bei hohen Dichten durch inelastische Stöße zwischen den gefangenen Atomen auf, bei denen die beiden Atome soviel Energie gewinnen, daß sie die Falle verlassen können.

Gelangt ein Atom in einen Zustand, in dem es nicht mehr resonant mit den Fallenlaserstrahlen ist, so wird es auch die Falle verlassen. Ein Atom kann durch natürlichen Zerfall, Wechselwirkung mit äußeren Feldern oder inelastische Stöße mit anderen Atomen in einen solchen Zustand gelangen. Beispiele sind z.B. der Zerfall der metastabilen Edelgasatome in den Grundzustand und der Zerfall des angeregten Kalziumatoms in das 1D_2 -Niveau.

Das dynamische Verhalten der Dichte n in einer Falle gespeicherter Atome kann durch eine Ratengleichung

$$\frac{dn}{dt} = R_n - \alpha n - \beta n^2 - \dots \quad (3.12)$$

beschrieben werden [PRE88]. Hierbei bezeichnet R_n die Füllrate. Die Rate αn^2 beschreibt Verlustprozesse, an denen ein gespeichertes Atom beteiligt ist, wie z.B. Stöße mit Hintergrundgasatomen. Prozesse, an denen zwei Atome beteiligt sind, wie z.B. Stöße zwischen gespeicherten Atomen, werden durch die Rate βn^2 beschrieben. Da diese und Terme höherer Ordnung erst bei hohen Dichten einen wesentlichen Einfluß haben, werden sie im weiteren vernachlässigt. Bei geringen Dichten ist das Fallenvolumen V , d.h. das Volumen in dem sich die Atome aufhalten, dichteunabhängig, so daß eine analoge Ratengleichung für die Anzahl gespeicherter Atome $N=n \cdot V$ aufgestellt werden kann.

3.3.2. Photoionisation von angeregten Atomen

Neben den oben dargestellten Verlustprozessen tritt bei der Speicherung von Magnesiumatomen in einer auf dem $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang betriebenen MOT als weiterer Verlustprozeß die Photoionisation von Atomen im 1P_1 -Zustand durch die zum Betrieb der MOT verwendete Laserstrahlung auf. Im folgenden wird gezeigt werden, daß für typische experimentelle Parameter die Photoionisation angeregter Atome der bestimmende Fallenverlustprozeß ist.

Die Photoionisation der angeregten Atome durch die Fallenlaserstrahlung ist ein Effekt, der auf das spezielle Termschema von Magnesium zurückzuführen ist. Die Anregungsenergie zum Aufbrechen der abgeschlossenen 3s-Schale beträgt 4,35 eV und entspricht einer Wellenlänge von 285 nm. Der Abstand zwischen

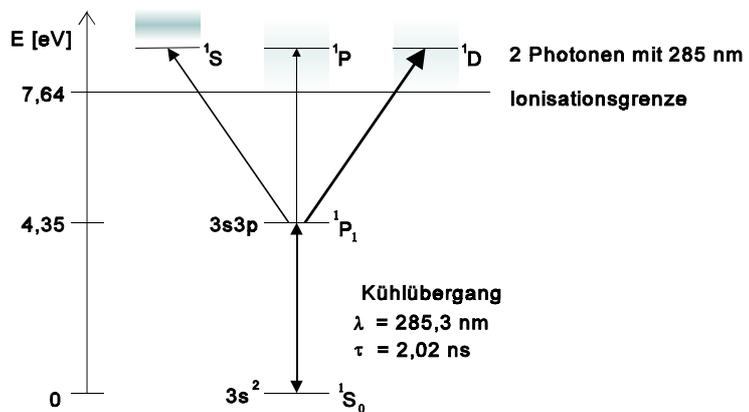


Abb. 9: Auszug aus dem Termschema von Magnesium.

dem 1P_1 -Energieniveau und der Ionisationsgrenze liegt bei 3,29 eV, so daß die Energie eines Photons aus dem Fallenlaserstrahl zur Ionisation des angeregten Atoms ausreicht. In Abb. 9 wird dies anhand eines Ausschnitts aus dem Termschema verdeutlicht. Mit eingezeichnet sind die drei Drehimpulszustände, in welche die Atome aus dem 1P_1 -Zustand angeregt werden können.

Numerische Berechnungen [MEN87a], [THO74] zeigen, daß der Übergang in den 1D -Zustand durch die Überlagerung vieler Einzelzustände ein quasi kontinuierliches Spektrum hat. Hingegen

zeigt der 1S -Photoionisationsquerschnitt scharfe Resonanzen. Die niederenergetischste Resonanz entspricht der Anregung in den $3p^2$ -Autoionisationszustand bei einer Wellenlänge von 300,9 nm, die nächste Resonanz liegt bei 200 nm [THO74], [BRA76], [CHA92]. Der Übergang in den 1P -Zustand ist im Verhältnis zu Übergängen in die anderen beiden Drehimpulszuständen sehr schwach. Somit ist zu erwarten, daß der Photoionisationsquerschnitt bei 285 nm durch Übergänge in Drehimpulszustände mit $J=2$ dominiert wird.

Es sei hier angemerkt, daß die Speicherung von Magnesiumatomen in dieser Beziehung einen Spezialfall darstellt, da für kein weiteres bisher lasergekühltes Element die Energie eines Photons der zur Laserkühlung verwendeten Strahlung zur Ionisierung des Atoms aus dem oberen Zustand des Kühlübergangs heraus ausreicht.

3.3.3. Der Einfluß der Photoionisation auf die Fallenverluste

Die Rate an Verlusten durch photoionisierte Atome kann gleich der Rate produzierter Ionen gesetzt werden, da Effekte der Rekombination vernachlässigbar sind [WUI88]. Die Rate erzeugter Ionen ist proportional zum Photonenfluß, zum Photoionisationsquerschnitt σ_{PI} und zur Anzahl an Atomen im angeregten Zustand fN . Somit beträgt die Verlustrate aufgrund von Photoionisation [DIN92]

$$\alpha_{PI} N = \frac{I_L}{\hbar \omega_L} \sigma_{PI}(\omega_L) fN \quad (3.13)$$

mit der Intensität I_L des photoionisierenden Laserstrahls der Frequenz ω_L . Dieser Laserstrahl ist in dem hier betrachteten Fall gleichzeitig der für die Speicherung der Atome in einer MOT verwendete Laserstrahl, d.h. die Intensität I_L ist hier die Gesamtintensität aller sechs Fallenlaserstrahlen.

Der Anteil f der angeregten Atome wird durch die Anregungsrate durch die Fallenlaserstrahlen bestimmt und beträgt

$$f(I_L, \Delta) = \frac{1}{2} \frac{\frac{I_L}{I_{Satt}}}{1 + \frac{I_L}{I_{Satt}} + \frac{4 \Delta^2}{\Gamma^2}} \quad (3.14)$$

(3.13) und (3.14) zusammen beschreiben die Abhängigkeit der Verluste gefangener Atome durch Photoionisation in Abhängigkeit von der Intensität I_L und Frequenzverstimmung Δ der Fallenlaserstrahlen. Zur Bestimmung der absoluten Größe der Verluste ist die Kenntnis des Photoionisationsquerschnitts σ_{PI} notwendig, dessen experimentelle Bestimmung im folgenden geschildert wird.

3.3.4. Messung des Photoionisationsquerschnitts

Zur Untersuchung des Einflusses der Photoionisation wurde in einer Meßreihe mehrfach der zeitliche Verlauf der Anzahl gespeicherter Atome nach Unterbrechung des Füllprozesses detektiert. Hierzu wird der zeitliche Verlauf des Fluoreszenzlichts der gespeicherten Atome nach Abhalten des Atomstrahls aufgenommen. Eine typische sich ergebende Zerfallskurve

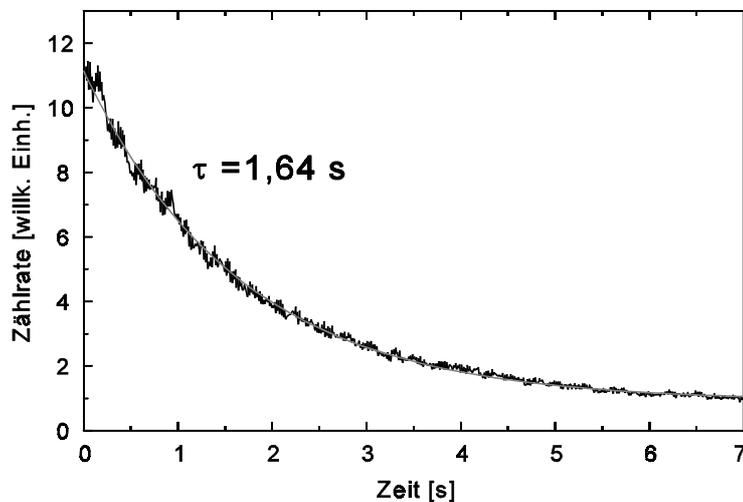


Abb. 10: Abnahme der Fluoreszenz gespeicherter Atome nach Abhalten des Atomstrahls zur Bestimmung der Fallenlebensdauer τ .

ist in Abb. 10 dargestellt. Für jede Wahl der Parameter wurden fünf solcher Zerfallskurven aufgenommen und jeweils mittels eines exponentiellen Fits an die Daten die Zerfallskonstante bestimmt. Die im weiteren angegebenen Daten entsprechen jeweils dem hieraus gebildeten Mittelwert, während sich die Fehlerbalken aus dem berechneten statistischen Fehler ergeben. Für die Bestimmung der Intensität I_L wurde das Strahlprofil zu Beginn der Messungen bestimmt. Die Leistung wurde mit Hilfe der Intensitätsstabilisierung verstellt und für jeden Intensitätswert mit einem Leistungsmeßgerät bestimmt [DEG96].

In Abb. 11 ist die gemessene Abhängigkeit der Zerfallskonstante von der Frequenzverstimmung Δ bei konstanter Intensität I_L dargestellt. Die Daten sind in guter Übereinstimmung mit der erwarteten lorentzförmigen Abhängigkeit, die in Abb. 11 miteingezeichnet ist. Aus der absoluten Größe der Verluste kann unter Berücksichtigung eines mit angefitteten konstanten Offsets der Photoionisationsquerschnitt bestimmt werden.

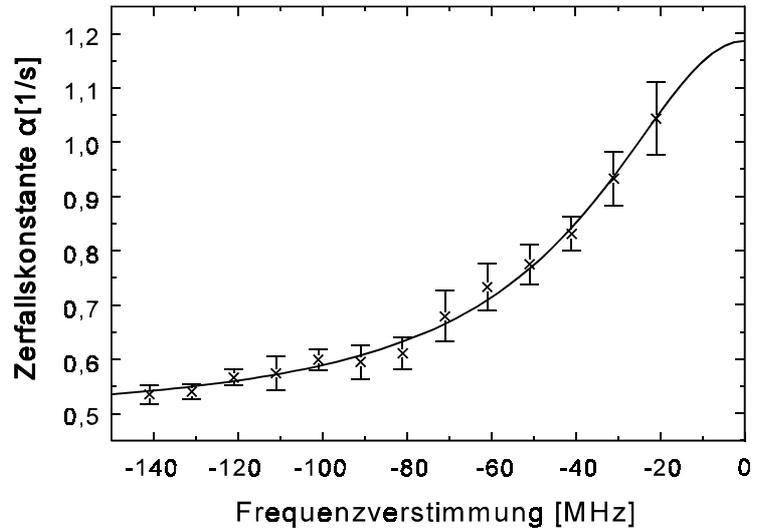
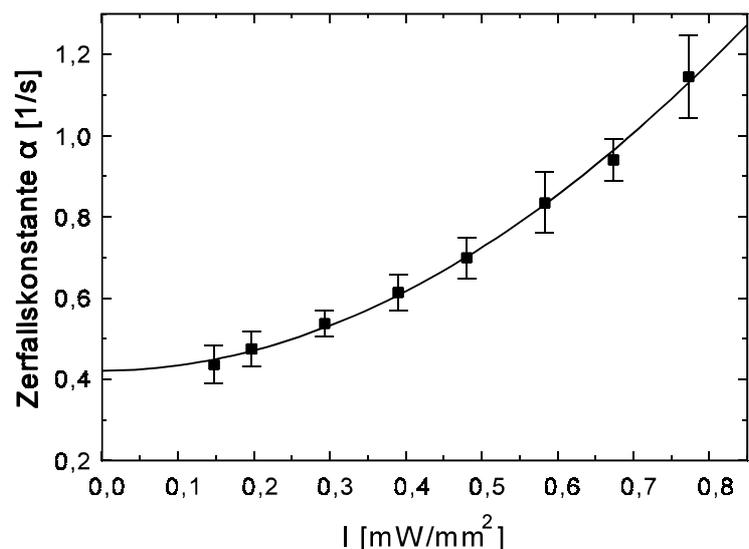


Abb. 11: Abhängigkeit der Fallenverluste von der Frequenzverstimmung der Fallenlaserstrahlen zusammen mit einem Fit an die Daten nach (3.13) und (3.14). Die Gesamtintensität der Fallenlaserstrahlen beträgt $I_L = 0,123 \cdot I_{\text{Satt}}$.

Für den Photoionisationsquerschnitt von Magnesiumatomen im 1P_1 -Zustand durch ein Lichtfeld mit einer Wellenlänge von 285,2 nm wurde ein Wert von

$$\sigma_{PI}(285,2 \text{ nm}) = (1,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad (3.15)$$

bestimmt. Zur Überprüfung der gemachten Annahmen wurde zusätzlich die Linienbreite als freier Parameter angefittet, welches jedoch zu einer vernachlässigbaren Änderung von σ_{PI} und zu einem nahezu exakten Wert für die Linienbreite Γ von 80 MHz führte. Der Offset der Kurve stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit des Hintergrundgasdrucks mit dem in [BET95] angegebenen Wert für den Verlust durch Stöße mit dem Hintergrundgas überein. Der abgeschätzte Fehler setzt sich in erster Linie aus Unsicherheiten in der Bestimmung der Intensität zusammen.



Einen zusätzlichen Beitrag liefert der statistische Fehler.

Abb. 12: Abhängigkeit der Fallenverluste von der Intensität der Fallenlaserstrahlen zusammen mit einem Fit an die Daten nach (3.13) und (3.14). Die Frequenzverstimmung beträgt $\Delta = -51$ MHz.

In einer weiteren Meßreihe wurde die Abhängigkeit der Fallenverluste von der Intensität der Fallenlaserstrahlen untersucht. In Abb. 12 ist die für geringe Sättigungen zu erwartende quadratische Abhängigkeit der Verlustrate von der Intensität zu erkennen.

Somit erweist es sich für die Minimierung der Fallenverluste als sinnvoll, die magnetooptische Falle bei einer geringen Intensität zu betreiben. Wird lediglich die Leistung der Fallenlaserstrahlen reduziert, so ist eine verringerte Einfangrate zu erwarten, so daß die Anzahl gespeicherter Atome abnimmt. Durch die Vergrößerung der Fallenlaserstrahlen bei konstanter Leistung kann dieser Effekt jedoch deutlich verringert werden. Des weiteren kann die Verlustrate durch eine möglichst groß gewählte Frequenzverstimmung verringert werden. Die Ergebnisse der hier vorgestellten Untersuchungen wurden bei der Optimierung der magnetooptischen Falle für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente berücksichtigt.

3.4. Statistische Untersuchungen an einzelnen gespeicherten Atomen

Die Möglichkeit der Präparation einzelner nahezu ruhender Teilchen [WIN73], [NEU80] ist der Ausgangspunkt vieler Untersuchungen fundamentaler Effekte der Quantenelektrodynamik [VAN87]. Für die Zukunft erscheinen die Untersuchungen an Systemen weniger Teilchen attraktiv, wie sie verschränkte Zustände [GRE90] und die “quantum non-demolition measurement“ [BRA80] darstellen.

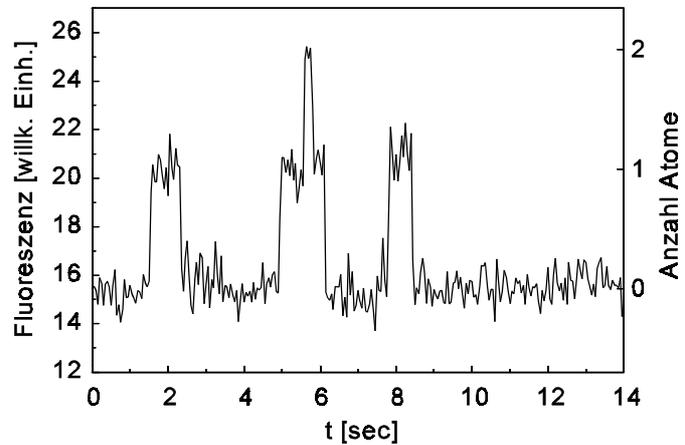
In diesem Kapitel soll die Präparation und Beobachtung einzelner Magnesiumatome in einer magnetooptischen Falle vorgestellt werden [RUS96], [BET95], [HU94], [HAU96]. Die hiermit demonstrierte Methode liefert mit den in den folgenden Kapiteln vorgestellten Ergebnissen der Atominterferometrie an einem gespeicherten Ensemble die Voraussetzungen für die Interferometrie an einzelnen Atomen und die Beobachtung verschränkter Zustände zwischen Atomen und Photonen [CHA95], [PAU97].

3.4.1. Speicherung einzelner Atome

Für die Speicherung einzelner Atome wurde die magnetooptische Falle unter Bedingungen betrieben, die von den oben beschriebenen leicht abweichen. Der $1/e^2$ -Durchmesser der Fallenlaserstrahlen beträgt in den hier beschriebenen Experimenten 3 mm, die Intensität in jedem

einzelnen Strahl 0,4 mW. Für eine gute Lokalisation der Atome wurde ein Magnetfeldgradient von 200 G/cm in der starken Richtung verwendet.

Die MOT wurde zuerst bei Beobachtung der Fluoreszenz einer atomaren Wolke von ca. $2 \cdot 10^3$ Atomen justiert. Anschließend wurde durch partielles Schließen eines Ventils der atomare Fluß, der den Einfangbereich der Falle kreuzt, um einen Faktor 100 bis 1000 reduziert, welches zu einer entsprechenden Re-



duktion des Fluoreszenzsignals der gespeicherten Atome führte. Bei weiterem Verringern des atomaren

Abb. 13: Fluoreszenz der gespeicherten Atome als Funktion der Zeit. Die diskreten Stufen stellen den Einfang bzw. Verlust eines einzelnen Atoms dar. Das erste Niveau oberhalb des Untergrunds wird als die Speicherung eines einzelnen Atoms interpretiert.

Flusses wurden Stufen im Fluoreszenzsignal sichtbar. In Abb. 13 ist ein Beispiel für den zeitlichen Verlauf des Fluoreszenzsignals für eine Integrationszeit pro Datenpunkt von 50 ms dargestellt. Die Stufen im Fluoreszenzsignal werden als Einfang und Verlust eines einzelnen Atoms interpretiert. Die verschiedenen sich ausbildenden Niveaus stellen die Fluoreszenz einer definierten Anzahl an Atomen dar. Das niedrigste Niveau wurde als Signal des nichtresonanten Streulichts, d.h. als Signal für kein gefangenes Atom bestimmt. Hierzu wurden die Quadrupolspulen der MOT abgeschaltet und somit der Speicherprozeß unterbrochen. Das nichtresonante Streulicht konnte mit einer Blende in der Zwischenbildebene des Abbildungssystems stark reduziert werden.

Anhand des mit einem Photomultiplier beobachteten Fluoreszenzsignals wurde die Statistik der innerhalb der Integrationszeit pro Datenpunkt detektierten Photonen analysiert. In Abb. 14 ist als Beispiel die für eine mittlere Anzahl an gespeicherten Atomen $\langle N \rangle = 0.76$ beobachtete Verteilung des Fluoreszenzsignals dargestellt. Die Maxima in dem Histogramm werden auf die Fluoreszenzsignale für 0, 1, 2, 3 und 4 Atome zurückgeführt. Der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Maxima ist innerhalb der Fehler gleich groß und entspricht der pro gespeichertem Atom detektierten Zählrate von $5 \cdot 10^3$ Photonen/s. Dies sei mit dem erwarteten Fluoreszenzsignal pro Atom verglichen. Für die experimentellen Parameter wird eine Photonenstreurate von

$1,5 \cdot 10^7$ Photonen/s erwartet. Aufgrund eines Detektionsraumwinkels von 1,7 % (die Messungen erfolgten vor Einbau des oben beschriebenen Abbildungssystems), Verlusten im Abbildungssystem von 30 %, einer Reflexion von 50 % am Strahlteiler, der das Fluoreszenzlicht auf die beiden Beobachtungssysteme Photomultiplier und Kamera aufteilt, und einer spezifizierten Quanteneffizienz des Photomultipliers von 20 % würde man eine Detektion von $1,8 \cdot 10^4$ Zählereignissen pro

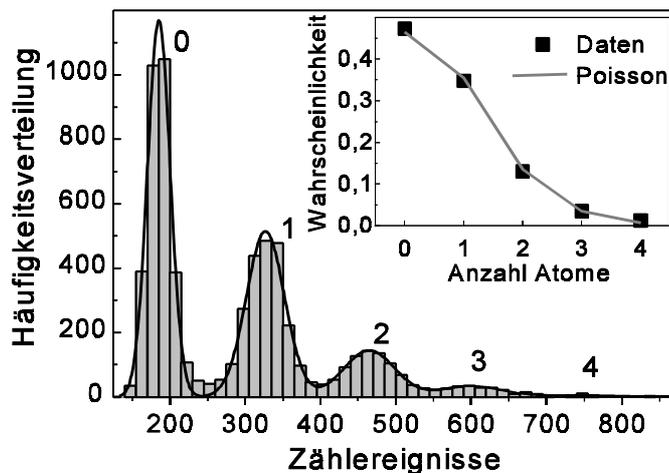


Abb. 14: Die Häufigkeitsverteilung der Photonenzählereignisse. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit mit mehreren voneinander unabhängigen Gaußkurven. Rechts oben ist die experimentell bestimmte Häufigkeitsverteilung der Anzahl gefangener Atome (■) im Vergleich mit der Poissonverteilung für einen mittlere Anzahl von 0,76 gespeicherten Atomen dargestellt.

Atom und Sekunde erwarten. Wir erklären diese Diskrepanz, die auch in den parallel durchgeführten Experimenten [HU94], [HAU96] beobachtet wurde, mit weiteren unbekanntem Verlusten in der Abbildungsoptik, wie sie durch die eingefügte Streulichtblende verursacht werden können, und einer Quanteneffizienz des Photomultipliers unterhalb der Spezifikation.

Die Beobachtung der integralen Fluoreszenz erlaubt die Bestimmung der Anzahl gespeicherter Atome und hieraus folgend die Anzahl pro Atom detektierter Photonen, welches eine sehr gute Eichung für die Bestimmung der Anzahl gespeicherter Atome auch bei größeren Teilchenzahlen erlaubt.

Die Beobachtung der Ortsverteilung des Fluoreszenzsignals erlaubt einen Rückschluß auf die räumliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Atoms in der MOT. Zur

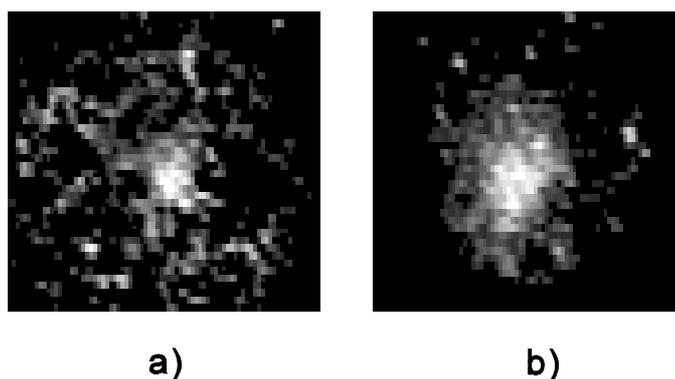


Abb. 15: Ortsraumverteilung der gespeicherten Atome a) im Fall eines einzelnen gespeicherten Atoms bzw. b) im Fall von 2560 ± 80 Atomen. Die Belichtungszeit beträgt 320 ms bzw. 580 μ s. Der Bildausschnitt entspricht einer Breite von 1,2 mm.

Unterdrückung des nichtresonanten Streulichts wurde die Größe der Fallenlaserstrahlen durch

Blenden in den einzelnen Strahlen um einen kleinen Betrag verringert. Abb. 15a zeigt ein Beispiel für die beobachtete orts aufgelöste Fluoreszenz eines einzelnen Atoms. Das nicht-resonante Streulicht wurde mittels eines weiteren anschließend aufgenommenen Bildes bei abgeschaltetem Quadrupolmagnetfeld abgezogen. Das gleichzeitig aufgenommenen Photomultipliersignal dient zur Bestimmung der Anzahl gespeicherter Atome. Die geringere Breite der Verteilung für ein einzelnes Atom im Vergleich zu einem atomaren Ensemble (Abb. 15b) ist im Einklang mit der aufgrund der diffusiven Bewegung erwarteten Breite [BET95], [RUS96].

3.4.2. Statistik der Einfang- und Verlustprozesse

Im Folgenden soll die Statistik der Anzahl gespeicherter Atome analysiert werden. Hierzu wird der stochastische Prozeß des Einfangs und Verlusts eines einzelnen Atoms untersucht. Diese Überlegungen sind für beliebige Teilchenzahlen gültig, so lange nicht aufgrund der Dichte Stöße zwischen den gefangenen Atomen einen merklichen Verlustprozeß darstellen. Im folgenden werden die Ergebnisse dieser theoretischen Betrachtung mit den im Spezialfall weniger Atome durchgeführten Messungen verglichen.

Es sei eine konstante Einfangwahrscheinlichkeit $p^+ = R \cdot dt$ und Verlustwahrscheinlichkeit $p^- = \alpha \cdot dt$ innerhalb eines Zeitintervalls dt angenommen. Die Einfangrate R und die Verlustkonstante α wurden weiter oben definiert. Dies führt zu einer Mastergleichung für die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(N,t)$ der Anzahl gespeicherter Atome:

$$\frac{\partial}{\partial t} P(N,t) = R \cdot P(N-1,t) + \alpha \cdot (N+1) \cdot P(N+1,t) - (\alpha \cdot N + R) \cdot P(N,t) \quad (3.16)$$

Diese Gleichung ist von der Untersuchung der eindimensionalen "birth-death"-Prozesse in der Populationsdynamik bekannt [GOE74]. Die stationäre Lösung ist eine Poissonverteilung mit einem Mittelwert $\langle N \rangle = R/\alpha$ und einer Varianz $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = \langle N \rangle$. Die zeitliche Korrelation der Anzahl gespeicherter Atome kann anhand der Korrelationsfunktion

$$\langle N(t+\tau), N(t) \rangle_t = \langle N(t+\tau) \cdot N(t) \rangle_t - \langle N(t) \rangle_t^2 \quad (3.17)$$

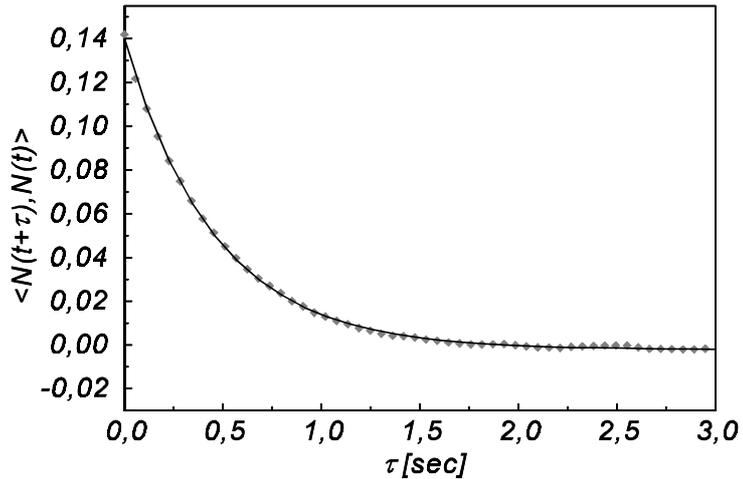
studiert werden.

Für das (3.16) zugrundeliegende Modell kann die Korrelationsfunktion zu

$$\langle N(t+\tau), N(t) \rangle_t = \frac{R}{\alpha} e^{-\alpha t} \quad (3.18)$$

bestimmt werden [GAR83]. Somit ist der Wert der Korrelationsfunktion für $\tau=0$, welcher der Varianz entspricht, gleich der mittleren Anzahl gespeicherter Atome und die Korrelationszeit ist gleich der Fallenlebensdauer.

Für einen Vergleich der experimentellen Daten mit diesem Modell wurde die Häufigkeitsverteilung der Anzahl gespeicherter Atome bestimmt. Hierzu wurde die Summe mehrerer unabhängiger Gaußkurven an das Histogramm in Abb. 14 angefitet und hieraus die ebenfalls in Abb. 14 dargestellte Häufigkeitsver-



teilung der Anzahl gespeicherter Atome bestimmt. Die Verteilung ist

Abb. 16: Korrelationsfunktion der Anzahl gespeicherter Atome für eine mittlere Anzahl von 0,145 gespeicherten Atomen (\blacklozenge). Mit eingezeichnet ist ein exponentieller Fit an die Daten (Linie).

in guter Übereinstimmung mit einer Poissonverteilung für eine mittlere Atomzahl $\langle N \rangle = 0,76$ und hat eine Varianz von $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = 0,79$. Als ein weiterer Test des Modells wurde die Korrelationsfunktion aus den experimentellen Daten bestimmt. Abb. 16 zeigt die Korrelationsfunktion für eine mittlere Anzahl gespeicherter Atome $\langle N \rangle = 0,145$. Der vorhergesagte exponentielle Abfall ist deutlich zu erkennen und rechtfertigt die Annahme zeitlich konstanter Werte für die Einfangrate R und den Verlustkoeffizienten α . Der exponentielle Fit an die Korrelationsfunktion liefert gleichzeitig die Werte für die Einfangrate $R = (0,31 \pm 0,01) \text{ s}^{-1}$ und den Verlustkoeffizienten $\alpha = (2,2 \pm 0,1) \text{ s}^{-1}$. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit unabhängig bestimmten Werten für die mittlere Anzahl gespeicherter Atome und die Fallenlebensdauer [RUS96]. Somit ist die Bestimmung der Korrelationsfunktion ein hilfreiches Werkzeug zur Untersuchung der Fallenparameter. In jüngster Zeit konnten hiermit die Verluste durch kalte Stöße in einer stark komprimierten MOT mit wenigen Teilchen beobachtet werden [GOM97]. Ein gezielter Einsatz dieses Verfahrens im Regime höherer Teilchenzahlen steht noch aus, sollte aber für den Fall eines durch die Atomzahlfluktuationen dominierten Rauschen der Fallenfluoreszenz möglich sein.

4. Atominterferometrie im Zeitraum

Die Interferometrie mit Atomen ist sowohl für den Bereich der Grundlagenwissenschaft, als auch für den Bereich der angewandten Wissenschaft von Interesse. Dem Grundlagenforscher bietet sie erstmals die Möglichkeit der Interferometrie mit Teilchen, die eine innere, der Manipulation durch den Experimentator zugängliche Struktur besitzen. Der an Anwendungen interessierte Experimentator kann aufgrund der kurzen de Broglie-Wellenlänge ein gegenüber Lichtinterferometern gesteigertes Auflösungsvermögen des Atominterferometers für Effekte erwarten, welche die Phase der atomaren Welle beeinflussen. Obwohl die Atominterferometrie ein noch junges Forschungsgebiet ist, konnten in jüngster Zeit sowohl bei der Erforschung von Grundlagen der Quantenmechanik, als auch bei Hochpräzisionsmessungen beachtliche Ergebnisse erzielt werden.

Die Vielzahl der für diese Experimente verwendeten Atominterferometer läßt sich nach der Art der verwendeten Strahlteiler klassifizieren. Zum einen wurden mechanische Mikrostrukturen, zum anderen Lichtfelder als Strahlteiler eingesetzt. Durch Fortschritte in der Mikrostrukturierung ist es gelungen Doppelspalte und Transmissionsgitter herzustellen, die an die atomare de Brogliewellenlänge angepaßt sind. Hiermit wurden Youngsche Doppelspaltinterferometer [CAR91], [SHI92] bzw. Mach-Zehnder Interferometer realisiert [KEI91].

Die auf Lichtfeldern basierenden Strahlteiler lassen sich weiter nach der Art der Atom-Lichtfeld-Wechselwirkung unterscheiden. Die Beugung einer atomaren Welle an einem nicht resonanten Stehwellen-Lichtfeld [MOS 85] wurde in jüngster Zeit zum Aufbau von Atominterferometern ausgenutzt [RAS95], [GIL95]. Bei der resonanten Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld erfolgt die Anregung einer atomaren Teilwelle in einen anderen Zustand bei gleichzeitigem Impulsübertrag. Die auf resonanten Lichtfeldern basierenden Interferometer zeichnen sich dadurch aus, daß die atomaren Teilwellen in den beiden Interferometerarmen nicht nur räumlich getrennt sind, sondern auch in unterschiedlichen inneren Zuständen vorliegen. Hierbei ist darauf zu achten, daß die Zerfallswahrscheinlichkeit für den angeregten Zustand im Interferometer klein ist. Für Interferometer, die schwache Übergänge, wie die Interkombinationsübergänge der Erdalkaliatome [RIE91], [STE92] verwenden, hat sich die Bezeichnung Ramsey-Bordé-Interferometer eingebürgert. Werden Raman-Übergänge zwischen Grundzustandshyperfeinni-

veaus [KAS91] verwendet, so sollen diese Interferometer im folgenden als Raman-Atominterferometer bezeichnet werden.

Grundlegende Fragestellungen wurden sowohl mit den auf mechanischen Mikrostrukturen, als auch mit den auf Lichtfeldern basierenden Atominterferometern untersucht. Der von Aharonov et al. [AHA59], [AHA84] diskutierte Einfluß einer topologischen Phase auf das Interferenzsignal konnte in Ramsey-Bordé-Interferometern nachgewiesen werden [MÜL95], [ZEI95]. Der Einfluß der Photonenstreuung durch ein Atom im Interferometer wurde in Pritchards Gruppe untersucht [CHA95]. Diese Untersuchung steht im direkten Zusammenhang zu der von Heisenberg und Feynman diskutierten Welcher-Weg-Detektion [HEI27], [FEY65].

Die in jüngster Zeit demonstrierten Hochpräzisionsmessungen mit Atominterferometern auf der Basis resonanter Lichtfelder zeigen die Vorteile dieses Interferometertyps auf. Mit Raman-Atominterferometern konnte die Bestimmung von \hbar/M [WEI94], die Vermessung der Rotation mit einem Sagnac-Gyroskop auf der Basis von Atomen [GUS97] und die Vermessung der Erdbeschleunigung [KAS92] demonstriert werden. Im Hinblick auf einen optischen Frequenzstandard konnte mit Ramsey-Bordé-Interferometern eine Stabilität und Genauigkeit erreicht werden, welche die Werte derzeitiger passiver Mikrowellenfrequenzstandards übertrifft. Diese Untersuchungen werden in Kapitel 5 diskutiert.

In Analogie zur Lichtoptik ist eine Steigerung des Auflösungsvermögens des Atominterferometers zu erwarten, wenn mehr als zwei Teilwellen im Interferometerausgang miteinander interferieren. In jüngster Zeit ist es mit zwei verschiedenen Methoden gelungen, Vielstrahlatominterferometer aufzubauen.

In unserer Arbeitsgruppe wurde ein reines Dreistrahlatominterferometer auf der Basis eines Ramsey-Bordé-Interferometers aufgebaut [HIN97], [PAU97], [HIN98a]. Die Polarisation der einzelnen Lichtfelder wurde so gewählt, daß die atomare Teilwelle in drei Teilwellen aufgespalten wird, wovon sich eine im Grundzustand und die anderen beiden in den $m=\pm 1$ Niveaus des metastabilen 3P_1 -Zustands von Magnesium befinden. Das detektierte Interferenzsignal zeigt deutlich die theoretisch erwartete Reduktion der Linienbreite um ca. 33% im Vergleich zur Zweistrahlinterferenz.

Die am Max-Planck-Institut für Quantenoptik demonstrierte Methode verwendet σ^+ - σ^- -Stehwellenlichtfelder als Strahlteiler [WEI96]. In jedem Strahlteiler werden Cäsiumatome in eine kohärente Superposition von fünf im magnetischen Unterzustand und Impulszustand verschiede-

nen Teilwellen aufgespalten, die nicht mit dem Lichtfeld wechselwirkt. Die Verwendung von drei Strahlteilern mit gleichem räumlichen Abstand ergibt insgesamt sieben geschlossene Interferometer, wobei in jeweils zwei Interferometern 2, 3 bzw. 4 Teilwellen miteinander interferieren und in einem Interferometer 5 Teilwellen zur Interferenz gebracht werden. Die Anzahl der maximal interferierenden Teilwellen ist hierbei durch die magnetische Unterstruktur des verwendeten Zustands bestimmt.

Im folgenden soll ein Verfahren vorgestellt werden, welches prinzipiell die Realisierung eines Atominterferometers mit beliebig vielen interferierenden Teilwellen ermöglicht. Hierbei handelt es sich um ein Vielstrahlinterferometer im Zeitraum.

Im nachfolgenden Kapitel wird auf die Ramsey-Bordé-Interferometrie an einem Atomstrahl eingegangen. In Kapitel 4.2 erfolgt die theoretische Beschreibung der Ramsey-Bordé-Interferometrie durch Lösung der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung. Aufbauend hierauf wird in Kapitel 4.3 eine Möglichkeit diskutiert, für die Ramsey-Bordé-Interferometrie im Zeitraum die Phasenentwicklung für die einzelnen Teilwellen in Analogie zur lichteoptischen Interferometrie zu bestimmen. In Kapitel 4.4 werden für zwei Interferometertypen auf der Basis resonanter Lichtpulse als Strahlteiler die numerisch berechneten Signale diskutiert. Abschließend werden in Kapitel 4.5 theoretische und experimentelle Ergebnisse zur Vielstrahlatominterferometrie im Zeitraum präsentiert, die erstmals die Realisation eines Atominterferometers mit beliebig vielen Teilstrahlen ermöglichen.

4.1. Die Ramsey-Bordé Interferometrie im Ortsraum

In diesem Kapitel sollen die Grundlagen der Ramsey-Bordé-Interferometrie an einem Atomstrahl behandelt werden. Die Atome seien hierbei als Zwei-Niveau-Atome angenommen, welches für die Wechselwirkung der Atome mit π -polarisiertem Licht in sehr guter Näherung gültig ist. Die mechanische Interpretation des Ramsey-Bordé-Interferometers erlaubt einen leicht verständlichen Zugang zu dieser Interferometriemethode [STE92].

Von Bordé et al. konnte gezeigt werden, daß die Manipulation eines Atomstrahls durch zwei Paare entgegengesetzt verlaufender, resonanter Lichtfelder ein Atominterferometer darstellt [BOR89]. Die Anordnung aus Lichtfeldern und Atomstrahl ist in Abb. 17 dargestellt. Im folgenden soll diese Anordnung und das sich hieraus ergebende Interferenzsignal erläutert

werden. Ein Atomstrahl kreuzt zwei senkrecht zur Richtung des Atomstrahls verlaufende Paare von antiparallelen Lichtfeldern. Die ersten beiden und die letzten beiden Lichtfelder sind jeweils parallel ausgerichtet und besitzen einen Abstand D . Der Abstand zwischen dem zweiten und dritten Lichtfeld sei D' .

Jede Wechselwirkungszone des Atomstrahls mit dem Lichtfeld führt zu einer Aufspaltung der atomaren Wellenfunktion in zwei Teilwellen. Neben den unterschiedlichen inneren Zuständen unterscheiden sich die beiden auslaufenden Teilwellen auch im Impulszustand um $\hbar k$. Dies führt zu einer räumlichen Aufspaltung der beiden Teilwellen, wie sie z. B. anhand der ersten Wechselwirkungszone in Abb. 17 verdeutlicht wird. Das Lichtfeld kann somit

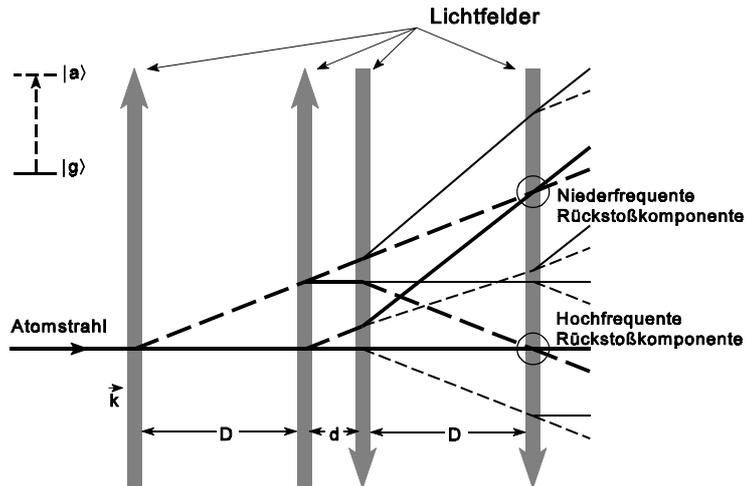


Abb. 17: Rückstoßdiagramm der Ramsey-Bordé-Interferometrie im Ortsraum. Durch die Aufspaltung der atomaren Wellenfunktion bei der Wechselwirkung mit jedem der vier Lichtfelder entstehen zwei geschlossene Mach-Zehnder-Interferometer, deren Ausgänge entweder im Grundzustand (durchgezogene Linie) oder angeregten Zustand (gestrichelt) nachgewiesen werden können.

als atomoptisches Analogon des optischen Strahlteilers verstanden werden. Der Anteil $|A\rangle$ der einfallenden atomaren Welle wird transmittiert, während der Anteil $|B\rangle$ reflektiert wird.

Die nachfolgenden Wechselwirkungszone dienen der räumlichen Überlagerung der Teilwellen in der letzten Wechselwirkungszone, so daß diese unabhängig von der transversalen Kohärenzlänge des Atomstrahls miteinander interferieren können. In Ermangelung eines atomoptischen Elements, welches selektiv die atomare Teilwelle in einem der beiden Interferometerarme reflektiert, werden üblicherweise in der zweiten und dritten Wechselwirkungszone Strahlteiler eingesetzt. Dies hat zum einen zur Konsequenz, daß nicht alle atomaren Teilwellen am Interferometerausgang miteinander interferieren und somit der Kontrast des Interferenzsignals nicht 100% beträgt, zum anderen führt es zu der Ausbildung von zwei geschlossenen Interferometern, die aufgrund ihrer unterschiedlichen Frequenzabhängigkeit als hoch- und niederfrequente Rückstoßkomponente bezeichnet werden. Jüngst wurde von H. Hinderthür ein Aufbau vorgeschlagen, bei dem es durch die Verwendung aller atomaren Niveaus eines $J=0 \rightarrow J=1$ -Übergangs und verschiedener Polarisierungen des Lichtfeldes möglich ist, ein atomares Mach-Zehnder-Interferometer

zu realisieren, in dem alle atomaren Teilwellen in einem Interferometerausgang miteinander interferieren [HIN98b].

Im folgenden soll für die hochfrequente Rückstoßkomponente das Interferenzsignal bestimmt werden. Das Interferenzsignal wird durch die relative Phase der beiden interferierenden Teilwellen bestimmt, wie sie in Abb. 18 dargestellt sind. Ist die Wechselwirkung der beiden Teilwellen mit externen Potentialen identisch, so wird die relative Phase allein durch die Frequenz der Lichtfelder bestimmt. Dies läßt sich

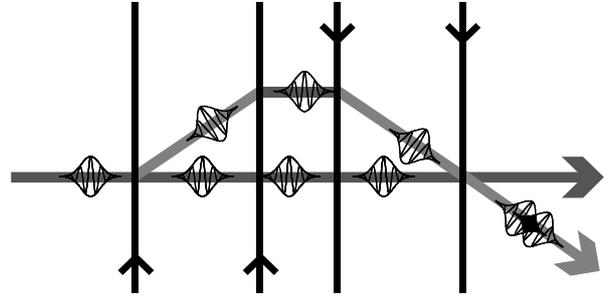


Abb. 18: Rückstoßdiagramm der blauen Rückstoßkomponente des Ramsey-Bordé-Interferometers im Ortsraum. Die mit eingezeichneten Wellenpakete sollen den longitudinalen Ortsversatz der beiden Teilwellen verdeutlichen, wie er für eine nicht verschwindende Frequenzverstimmung auftritt.

äußerst anschaulich anhand der kinematischen Interpretation des Interferometers verstehen, wie sie von U. Sterr et al. [STE92] eingeführt wurde. Grundlage dieser Beschreibung ist es, daß bei der Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld die Energie- und Impulserhaltung erfüllt sein müssen, welches für die hochfrequente Rückstoßkomponente zu der Bedingung

$$\frac{\vec{k} \cdot \vec{p}}{M} = \Delta - \delta \quad (4.1)$$

führt. Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation besitzt ein Laserstrahl in seiner Strahltaile ein Spektrum von \vec{k} -Vektoren, aus denen der Wellenvektor absorbiert wird, der obige Bedingung erfüllt. Dies bedeutet, daß für $\Delta - \delta \neq 0$ der absorbierte Wellenvektor \vec{k} eine Komponente in Richtung des ursprünglichen Impulses \vec{p} hat. Dies hat zur Folge, daß das Wellenpaket, welches seinen Zustand bei der Wechselwirkung ändert, auch in Ausbreitungsrichtung um die Impulsänderung Δp_l beschleunigt wird. Die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenpakete in den beiden Interferometerarmen führt zu einem longitudinalen Versatz der beiden Wellenpakete, der am Ausgang des Interferometers als Phasenversatz

$$\Delta\Phi = 2\pi \frac{2\Delta p_l T}{M\lambda_{dB}} \quad (4.2)$$

der beiden Teilwellen ausgelesen wird. Hierbei ist $\lambda_{dB} = h/p$ die de Broglie-Wellenlänge und $T = D/v$ die Dunkelzeit für einen Zonenabstand D und eine atomare Geschwindigkeit $v = p/M$. Hieraus ergibt sich als Interferometersignal der hochfrequenten Rückstoßkomponente

$$S \propto \cos\left(2(\Delta - \delta)\frac{D}{v}\right) \quad (4.3)$$

und analog für die die niederfrequente Rückstoßkomponente

$$S \propto \cos\left(2(\Delta + \delta)\frac{D}{v}\right) \quad (4.4)$$

4.2. Theoretische Beschreibung der Ramsey-Bordé-Interferometrie

Mit der im vorhergehenden Kapitel vorgestellten kinematischen Interpretation kann anschaulich die Frequenzabhängigkeit des Interferenzsignals für die Ramsey-Bordé-Interferometrie am Atomstrahl bestimmt werden. Die Amplitude des Interferenzsignals und die Höhe des Untergrunds, d.h. der Anteil der atomaren Welle in den nicht geschlossenen Ausgängen, kann hiermit nur schwer bestimmt werden. Hierfür, wie zur Bestimmung des Interferenzsignals bei der Ramsey-Bordé-Interferometrie im Zeitraum ist die zeitabhängige Schrödingergleichung für das Problem zu lösen. Eine ausführliche Darstellung der Lösung der Schrödingergleichung findet sich in [BOR84] und eine zusammenfassende Darstellung z. B. in [REI91]. Hier seien die wesentlichen Schritte der Rechnung zusammengefaßt.

Zuvor sei hier das Verfahren zur Ramsey-Bordé-Interferometrie im Zeitraum erklärt, wie es in Abb. 19 skizziert ist. Auf ein Atom mit Geschwindigkeit v_z in Richtung des Wellenvektors des Lichtfeldes und Geschwindigkeit v_x senkrecht hierzu werden vier Lichtpulse P_1 bis P_4 der Länge τ eingestrahlt. Die ersten beiden Lichtpulse P_1 und P_2 , die in einem Abstand T eingestrahlt werden, besitzen denselben Wellenvektor \vec{k} . Nach einer Dunkelzeit T' werden die letzten beiden Pulse P_3 und P_4 ebenfalls im zeitlichen Abstand T , aber mit Wellenvektor $-\vec{k}$ eingestrahlt.

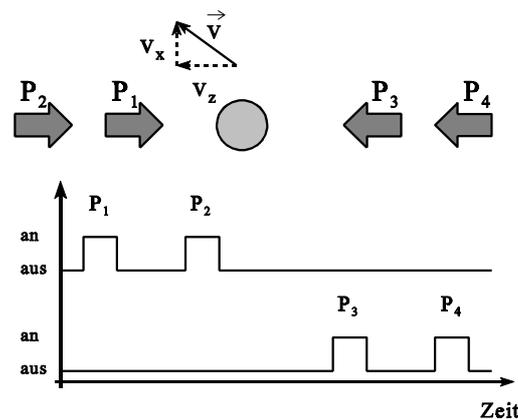


Abb. 19: Prinzip der Ramsey-Bordé-Interferometrie im Zeitraum. Oben: Die Einstrahlung von vier Pulsen P_1 bis P_4 auf ein Atom mit Geschwindigkeit \vec{v} . Unten: Die zeitliche Abfolge der vier Lichtpulse.

Die zeitliche Abfolge von Zeitintervallen der Atom-Licht-Wechselwirkung mit Zeitintervallen der freien Evolution legt eine stückweise Berechnung der Zeitentwicklung der Wellenfunktion nahe. Für jedes Zeitintervall wird ein Operator berechnet, der die Wellenfunktion zu Beginn des Zeitfensters in die Wellenfunktion am Ende des Zeitfensters transformiert. Die Operatoren lassen sich in Matrizenform darstellen, so daß sich durch Matrizenmultiplikation die Wirkung des gesamten Interferometriezykluses auf die Ausgangswellenfunktion bestimmen läßt.

Es sei von einem idealisierten Zwei-Niveau-Atom mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|a\rangle$ ausgegangen. Das elektrische Feld der Laserstrahlen am Ort \vec{R} zur Zeit t habe die Form

$$\vec{E}(\vec{R},t) = \frac{1}{2} \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{R} - \omega_L t + \phi)} + c.c. \quad (4.5)$$

Hierbei ist durch \vec{E}_0 die Amplitude und Polarisation des Lichtfeldes gegeben. Mit ϕ wurde eine eventuell vorhandene globale Phase des Lichtfeldes berücksichtigt.

Die Wechselwirkung der Atome mit dem Lichtfeld wird in semiklassischer Näherung beschrieben. Die bei der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld auftretenden Feldstärken seien als so klein angenommen, daß die Wechselwirkung in Dipolnäherung beschrieben werden kann. In der "rotating wave approximation" gilt für den Operator, der die Wechselwirkung des Atoms mit einem Lichtfeld in $+\vec{k}$ -Richtung beschreibt:

$$H_{WW} = \vec{d}\vec{E}(\vec{R},t) = \frac{\hbar\Omega_0}{2} e^{-i\omega_L t + i\phi} |a,p+\hbar k\rangle\langle g,p| + c.c. \quad (4.6)$$

Hierbei ist \vec{d} der atomare Dipoloperator und Ω_0 die Rabi-Frequenz. Die gekoppelten Zustände $|g,p\rangle$ und $|a,p+\hbar k\rangle$ aus innerem Zustand $|g\rangle$ bzw. $|a\rangle$ und Impulszustand $|p\rangle$ verdeutlichen die Änderung des inneren und äußeren Zustands bei der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld. Der vom Photon auf das Atom bei der Wechselwirkung übertragene Impuls bewirkt, daß nur Zustände miteinander koppeln, die sich sowohl im inneren Zustand unterscheiden, als auch im Impulszustand um $\hbar k$ differieren. Die Beschreibung der Wechselwirkung erfolgt deshalb in der atomaren Basis der Impulsfamilien

$$\mathcal{F}_n^\pm := \{|g,p+n\hbar k\rangle, |a,p+(n\pm 1)\hbar k\rangle\} \quad (4.7)$$

Die Größe n steht für die Nettozahl der in vorhergehenden Wechselwirkungen ausgetauschten Photonenimpulse. Das Vorzeichen \pm ist durch die Richtung der Lichtwelle bestimmt. Im

folgenden wird nur noch der atomare Impuls in Richtung des Wellenvektors berücksichtigt, so daß aus Gründen der Vereinfachung der Index z weggelassen wird.

Bezüglich dieser Basis gilt für den Operator der Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld

$$H_{WW} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_0 e^{i\phi} e^{-i\omega_L t} \\ \Omega_0 e^{-i\phi} e^{i\omega_L t} & 0 \end{pmatrix} . \quad (4.8)$$

Der Hamiltonoperator, der die freie Evolution beschreibt, lautet in dieser Basis

$$H_{frei} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \lambda_a + \omega_0 & 0 \\ 0 & \lambda_g - \omega_0 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

mit

$$\begin{aligned} \lambda_g &= 2n \frac{kp}{M} + 2n^2 \delta \\ \lambda_a &= 2(n\pm 1) \frac{kp}{M} + 2(n\pm 1)^2 \delta \end{aligned} . \quad (4.10)$$

Hierbei sei M die Masse des Atoms und $\delta = \hbar k^2 / (2M)$ die Rückstoßverschiebung aufgrund des Photonenimpulses $\hbar k$. Somit ergibt sich für den Hamiltonoperator zu Zeiten der Atom-Lichtfeld-Wechselwirkung

$$H_{AL} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \lambda_a + \omega_0 & \Omega_0 e^{i\phi} e^{-i\omega_L t} \\ \Omega_0 e^{-i\phi} e^{i\omega_L t} & \lambda_g - \omega_0 \end{pmatrix} . \quad (4.11)$$

Durch die Transformation in ein mit ω_L rotierendes Bezugssystem läßt sich die explizite Zeitabhängigkeit eliminieren. Im rotierenden Bezugssystem gilt:

$$H_{AL}^{rot} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \lambda_a - \Delta & \Omega_0 e^{i\phi} \\ \Omega_0 e^{-i\phi} & \lambda_g + \Delta \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

mit der Frequenzverstimmung $\Delta = \omega_L - \omega_0$.

Zur Bestimmung der Wirkung eines Lichtpulses der Länge τ auf die ursprüngliche Wellenfunktion $\Psi(t_0)$ ist die Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H_{AL}^{rot} |\Psi(t)\rangle \quad (4.13)$$

zu integrieren. Als Lösung ergibt sich

$$|\Psi(t_0+\tau)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^{t_0+\tau} H_{AL}^{rot} dt} |\Psi(t_0)\rangle = U_{WW}(\tau) |\Psi(t_0)\rangle \quad (4.14)$$

Der Operator $U_{WW}(\tau)$ lässt sich zu

$$U_{WW}(\tau) = \begin{pmatrix} A & B e^{i\phi} \\ C e^{-i\phi} & D \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

berechnen [Bordé, 1984] mit

$$\begin{aligned} A = D^* &= \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) + i\frac{\Delta'}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \\ B = C &= i\frac{\Omega_0}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Hierbei sind die effektive Rabi-Frequenz $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}$ und die effektive Frequenzverstimmung $\Delta' = \Delta \mp \frac{kp}{M} - [(n\pm 1)^2 - n^2]\delta$ neu eingeführt.

Für die Evolution der Wellenfunktion in einer Dunkelzone der Länge T gilt

$$|\Psi(t_0+T)\rangle = U_0(T) |\Psi(t_0)\rangle \quad (4.17)$$

mit

$$U_0(T) = \begin{pmatrix} e^{\frac{i}{2}(\Delta-\lambda_a)T} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{i}{2}(\Delta+\lambda_g)T} \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Die Operatoren $U_{WW}(\tau)$ und $U_0(T)$ ermöglichen es nun die Wirkung einer Sequenz von Lichtpulsen auf ein atomares Ensemble zu bestimmen. Da sich in den hier interessierenden Fällen das Atom vor Beginn der Interferometrie im Grundzustand befindet, soll für die Berechnung des Interferenzsignals der 4-Strahl-Konfiguration die Ausgangswellenfunktion als $|\Psi_i\rangle = |g,p\rangle$ angenommen werden. Die Wellenfunktion nach der Wechselwirkung mit den Interferometripulsen berechnet sich zu

$$|\Psi_f\rangle = U_{WW}(\tau) U_0(T) U_{WW}(\tau) U_0(T') U_{WW}(\tau) U_0(T) U_{WW}(\tau) |g,p\rangle \quad (4.19)$$

mit der Dunkelzeit T zwischen 1. und 2. bzw. 3. und 4. Puls und der Dunkelzeit T' zwischen 2. und 3. Puls. Einsetzen der Operatoren liefert jeweils 4 Amplituden mit unterschiedlicher Phasenentwicklung für die Zustände $|a,p-\hbar k\rangle$, $|g,p\rangle$, $|a,p+\hbar k\rangle$ und $|g,p+2\hbar k\rangle$. Diese entsprechen den verschiedenen Möglichkeiten (Pfade) der An- und Abregung, durch die die atomare Wellenfunktion vom Anfangs- in den Endzustand überführt werden kann.

Die Anregungswahrscheinlichkeit $\alpha(\Delta)$ berechnet sich durch Quadrierung der Projektion der Wellenfunktion auf den angeregten Zustand

$$\alpha(\Delta) = |\langle a | \Psi_f \rangle|^2 \quad . \quad (4.20)$$

Physikalisch bedeutet dies, daß die einzelnen Amplituden miteinander interferieren können. Die meisten Interferenzterme besitzen jedoch eine Abhängigkeit vom Impuls p , d.h. der Geschwindigkeit v_z . Diese mit $e^{ikv_z T}$ oszillierenden Terme tragen nur unter der Bedingung $kv_z T \ll 1$ zum Signal bei, d.h. sie lassen sich wie oben erläutert nur im Fall der Interferometrie an einem Ensemble mit einer äußerst schmalen Verteilung der Geschwindigkeiten v_z beobachten. Im Gegensatz zur Spektroskopie mit zwei Strahlen mitteln sich jedoch zwei Interferenzterme auch bei einer breiten Geschwindigkeitsverteilung nicht weg. Für das Interferometriesignal erhält man nach einer längeren Rechnung [BOR84]

$$\begin{aligned} \alpha(\Delta) = & |B_4 C_3 A_2 B_1|^2 + |A_4 A_3 B_2 D_1|^2 + |A_4 A_3 A_2 B_1 + e^{i(2T(\Delta+\delta)+\phi_1-\phi_2+\phi_3-\phi_4)} B_4 C_3 B_2 D_1|^2 \\ & + |B_4 D_3 C_2 B_1|^2 + |A_4 B_3 D_2 D_1|^2 + |A_4 B_3 C_2 B_1 + e^{i(2T(\Delta-\delta)+\phi_1-\phi_2+\phi_3-\phi_4)} B_4 D_3 D_2 D_1|^2 \end{aligned} \quad (4.21)$$

Die beiden Mischterme in (4.21) führen zum Interferenzsignal der hochfrequenten Rückstoßkomponente

$$S \propto \cos(2T(\Delta-\delta)+\phi_1-\phi_2+\phi_3-\phi_4) \quad (4.22)$$

und zum Interferenzsignal der niederfrequenten Rückstoßkomponente

$$S \propto \cos(2T(\Delta+\delta)+\phi_1-\phi_2+\phi_3-\phi_4) \quad . \quad (4.23)$$

Dieses Ergebnis ist mit (4.3) und (4.4) in Kapitel 4.1 zu vergleichen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm entwickelt, welches die Bestimmung des Interferometriesignals für die Anregung durch eine beliebige Abfolge von Atom-Licht-Wechselwirkungen und Dunkelzonen erlaubt. Hierzu werden die entsprechenden komplexwertigen Matrizen für die Wechselwirkung bzw. freie Evolution in den einzelnen Zeitintervallen bestimmt. Die Multiplikation dieser Matrizen ergibt das Signal für eine bestimmte atomare Geschwindigkeit in Richtung des \vec{k} -Vektors der

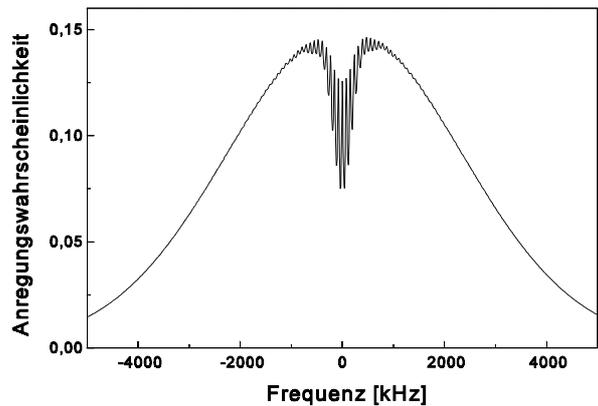


Abb. 20: Berechnetes Signal der Ramsey-Bordé-Interferometrie im Zeitraum unter Verwendung des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs von Magnesium. Die Pulslänge beträgt $\tau=1.5 \mu\text{s}$, die Rabi-Frequenz $\Omega_0=1.05 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, die Dunkelzeit $T=4.8 \mu\text{s}$ und die Geschwindigkeitsbreite 1 m/s .

Lichtfelder. Durch die Mittelung über die gewählte Geschwindigkeitsverteilung wird das theoretisch erwartete Signal bestimmt, welches mit dem experimentell ermittelten Signal verglichen werden kann.

In Abb. 20 ist ein berechnetes Interferometriesignal für die oben besprochene Anordnung von zwei Paaren entgegenlaufender Laserstrahlen dargestellt. Deutlich zu sehen ist das breite Dopplerprofil, wie es sich aus der Wechselwirkung mit einem Lichtfeld ergibt. Die Breite des Dopplerprofils ist durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome gegeben. In der Mitte des Dopplerprofils ist der Lamb-Dip zu erkennen, wie er bei der Sättigungspektroskopie mit zwei entgegenlaufenden Lichtfeldern entsteht. Seine Breite wird sowohl durch die Sättigungsverbreiterung, als auch durch die Wechselwirkungszeitverbreiterung bestimmt. Im Lamb-Dip sind die aus der Wechselwirkung mit allen vier Lichtfeldern folgenden Interferenzringe zu erkennen. Ihre Periodizität ist durch die Dunkelzeit T bestimmt.

Die bisher in unserer Gruppe verwendeten Simulationsprogramme basieren auf der Geschwindigkeitsmittelung des durch (4.21) gegebenen Signals. Die Vorteile des neu entwickelten Pro-

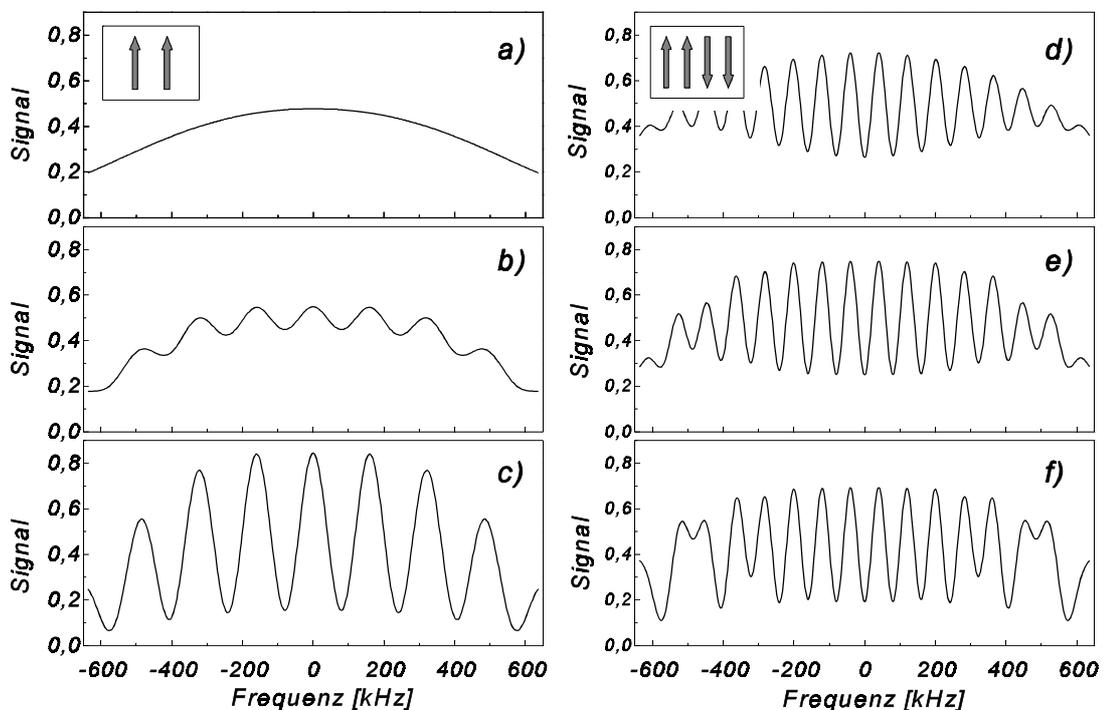


Abb. 21: Beispiele für das berechnete Ramseysignal in einer Anordnung aus 2 Pulsen in gleicher Richtung (a bis c) und jeweils 2 Pulsen auseinander entgegenlaufenden Richtungen (d bis f). Der Abstand zwischen den Pulsen aus der gleichen Richtung beträgt jeweils $6 \mu\text{s}$. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung beträgt $\sigma_v=10 \text{ cm/s}$ (a und d), $2,5 \text{ cm/s}$ (b und e) bzw. 1 cm/s (c und f).

gramms basieren auf der vollständigen Berechnung des Signals mit anschließender Geschwindigkeitsmittelung, sowie auf seiner Flexibilität hinsichtlich der Anordnung der Wechselwirkungszonen. Beispiele für die mit diesem Programm berechenbaren Signale für verschiedene Pulssequenzen werden in Kapitel 4.4 beschrieben.

Der Einfluß der in (4.21) vernachlässigten Terme wird in Abb. 21 verdeutlicht. Die vernachlässigten Terme beschreiben die Interferenz zwischen zwei Teilwellen, die nach der Wechselwirkung mit zwei parallelen Lichtfeldern räumlich gegeneinander versetzt sind, so daß nur für eine schmale Geschwindigkeitsverteilung, die einer großen Kohärenzlänge entspricht, Interferenzen beobachtet werden können. In Abb. 21a bis c sind die Signale für diese Anordnung, die der Anordnung für Mikrowellen-Ramsey-Spektroskopie entspricht, für verschiedene Geschwindigkeitsbreiten dargestellt. Während in Abb. 21a für eine im Vergleich zur Rückstoßverschiebung breite Geschwindigkeitsverteilung keine Interferenzringe auf dem Doppleruntergrund zu erkennen sind, sind für schmalere Geschwindigkeitsverteilungen Interferenzringe zu beobachten, deren Kontrast mit abnehmender Geschwindigkeitsbreite zunimmt (Abb. 21b und c).

Der Einfluß der Geschwindigkeitsverteilung auf das Signal bei der Ramsey-Bordé-Interferometrie wird in Abb. 21e und f verdeutlicht. Speziell für große Frequenzverstimmungen ist eine Abweichung vom Signalverlauf für breite Geschwindigkeitsverteilungen beobachtbar, wie er zum Vergleich in Abb. 21d dargestellt ist.

4.3. Ramsey-Bordé Interferometrie im Zeitraum

Während bei der Ramsey-Bordé-Interferometrie im Ortsraum ein atomares Wellenpaket mehrere Lichtfelder durchfliegt, werden bei der Ramsey-Bordé Interferometrie in der Zeitdomäne mehrere Lichtpulse auf ein nahezu ruhendes atomares Wellenpaket eingestrahlt. Während bei der Variante im Ortsraum die relative Phase durch einen räumlichen Versatz der beiden Wellenpakete erklärt werden kann, liegt ein solcher Versatz bei der Ramsey-Bordé Interferometrie in der Zeitdomäne nicht vor. Im folgenden wird ein Modell vorgestellt, welches die Interferometrie in der Zeitdomäne veranschaulichen soll.

Zuerst soll auf die Wirkung der Strahlteiler, d.h. die Wechselwirkung des Atoms mit den Lichtpulsen eingegangen werden. Wie in Kapitel 4.2 näher erläutert überführt der Strahlteiler den

Zustand $|g\rangle$ bzw. $|a\rangle$ in eine Linearkombination aus beiden Zuständen mit komplexen Koeffizienten:

$$\begin{aligned} |g\rangle &\longrightarrow A^* |g\rangle + Be^{i\phi} |a\rangle \\ |a\rangle &\longrightarrow Be^{-i\phi} |g\rangle + A |a\rangle \end{aligned} \quad (4.24)$$

Eine Betrachtung der Beträge führt zu dem Strahlteilverhältnis. Der Anteil $|A|$ der atomaren Welle bleibt im gleichen (inneren und äußeren) Zustand, während der Anteil $|B|$ den Zustand wechselt. Des weiteren wird durch die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld auch die Phase der atomaren Welle verändert. Es gilt

$$\begin{aligned} A &= |A|e^{i\varphi} \quad \text{mit} \quad \tan(\varphi) = \frac{\Delta'}{\Omega} \tan\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \\ B &= |B|e^{i\frac{\pi}{2}} \end{aligned} \quad (4.25)$$

Bei einem Wechsel des Zustandes aufgrund der Wechselwirkung mit einem Lichtpuls ändert sich somit die Phase wie folgt:

$$\begin{aligned} |g\rangle &\longrightarrow e^{i\frac{\pi}{2}} e^{+i\phi} |a\rangle \\ |a\rangle &\longrightarrow e^{i\frac{\pi}{2}} e^{-i\phi} |g\rangle \end{aligned} \quad (4.26)$$

Es erfolgt jeweils ein Phasensprung um $\pi/2$ sowie zusätzlich die Übertragung der Phase des Lichtfeldes auf die atomare Wellenfunktion, wobei das Vorzeichen für Absorption und Emission eines Photons unterschiedlich ist. Dies ist in vollständiger Analogie zum $\pi/2$ -Phasensprung für die an einem Strahlteiler reflektierte Welle, wie er in der Lichtoptik beobachtet wird. Dieser Phasensprung ist für die Beobachtung von Interferenzen in einem Mach-Zehnder-Interferometer essentiell, da hierdurch die Komplementarität der Signale in den beiden Interferometerausgängen bewirkt wird.

Der Anteil der atomaren Welle, der durch die Wechselwirkung mit dem Lichtpuls den Zustand nicht ändert, erfährt trotzdem eine Phasenverschiebung [MÜL94]:

$$\begin{aligned} |g\rangle &\longrightarrow e^{-i\phi} |g\rangle \\ |a\rangle &\longrightarrow e^{+i\phi} |a\rangle \end{aligned} \quad (4.27)$$

Die Phasenverschiebung ist von den Parametern des Lichtpulses Rabi-Frequenz Ω_0 , effektive Frequenzverstimmung Δ'_\pm und Pulslänge τ abhängig. Im Fall eines $\pi/2$ -Lichtpulses, der einen optimalen Kontrast des Interferenzsignals liefert und für $\Delta \ll \Omega_0$, läßt sich (4.25) um $\Delta=0$ entwickeln. Dies führt zu

$$\varphi_{\pm} = 2 \frac{\Delta_{\pm} \tau}{\pi} , \quad (4.28)$$

wobei \pm für die Richtung der Laufwelle steht.

Die Entwicklung der Phase während der freien Evolution läßt sich mittels der Transformationsmatrix (4.18) bestimmen:

$$\begin{aligned} |g\rangle: \quad \Phi_{g,n} &= -\frac{1}{2} (\Delta + \lambda_{g,n}) T \\ |a\rangle: \quad \Phi_{a,n+1} &= +\frac{1}{2} (\Delta - \lambda_{e,n+1}) T \end{aligned} \quad (4.29)$$

Nachdem für die einzelnen Wechselwirkungen die Phasenentwicklung betrachtet wurde, soll jetzt am Beispiel der hochfrequenten Rückstoßkomponente des 4-Zonen-Ramsey-Bordé-Interferometers die Phasendifferenz zwischen den beiden am Ausgang interferierenden Teilwellen berechnet werden.

In Abb. 22 ist schematisch dargestellt, entlang welcher Pfade im Energie-Zeitraum die beiden Teilwellen propagieren. Eine Teilwelle wird vom ersten, zweiten und dritten Lichtpuls nicht angeregt, jedoch vom vierten Lichtpuls angeregt. Für sie berechnet sich die Phase zu:

$$\Phi_1 = -2 \frac{\Delta_+ \tau}{\pi} - \frac{1}{2} (\Delta + \lambda_{g,0}) T - 2 \frac{\Delta_+ \tau}{\pi} - \frac{1}{2} (\Delta + \lambda_{g,0}) T - 2 \frac{\Delta_- \tau}{\pi} - \frac{1}{2} (\Delta + \lambda_{g,0}) T + \frac{\pi}{2} + \phi_4 \quad (4.30)$$

Die andere Teilwelle wird im ersten Puls angeregt, im zweiten abgeregt, im dritten angeregt und durchfliegt den vierten Puls, um im angeregten Zustand mit der anderen Teilwelle interferieren zu können. Die hierbei aufgesammelte Phase berechnet sich zu:

$$\Phi_2 = \frac{\pi}{2} + \phi_1 + \frac{1}{2} (\Delta - \lambda_{e,1}) T + \frac{\pi}{2} - \phi_2 - \frac{1}{2} (\Delta + \lambda_{g,0}) T + \frac{\pi}{2} + \phi_3 + \frac{1}{2} (\Delta - \lambda_{e,-1}) T + 2 \frac{\Delta_- \tau}{\pi} \quad (4.31)$$

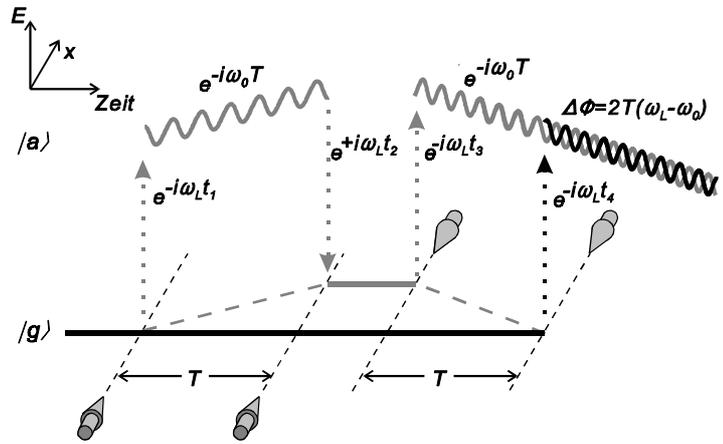


Abb. 22: Prinzipskizze der Ramsey-Bordé-Interferometrie im Zeitraum. Die atomaren deBroglie-Wellen werden durch die sukzessive Wechselwirkung mit vier Lichtfeldern geteilt und wieder überlagert. Der Energienullpunkt wurde auf die Energie des Grundzustands gelegt. Während der Dunkelzeit T sammelt die atomare Teilwelle im angeregten Zustand eine Phase $-\omega_0 T$ auf. Jede Absorption (Emission) eines Photons zur Zeit t_i überträgt eine Phase $-\omega_{L,i}$ ($+\omega_{L,i}$). Eine zusätzliche Phase des Lichtfeldes wurde vernachlässigt. Zur Verdeutlichung der unterschiedlichen Phasenentwicklung in den Zonen freier Evolution wurde hier im Gegensatz zum Text der Energienullpunkt in den Grundzustand gelegt.

Es ergibt sich für die Phasendifferenz der bekannte Ausdruck

$$\Phi_2 - \Phi_1 = (\Delta - \delta)(2T + \frac{4}{\pi}2\tau) + \pi + \phi_1 - \phi_2 + \phi_3 - \phi_4 \quad . \quad (4.32)$$

Hierin beschreibt der Term $4/\pi \cdot 2\tau$ die Korrektur für endliche Wechselwirkungszeit der Atome mit den Lichtpulsen, die üblicherweise in der Literatur vernachlässigt wird.

Die hier vorgestellte Methode erlaubt die anschauliche Bestimmung der Differenz der Phasen für die beiden entlang unterschiedlicher Pfade propagierten Wellen. Somit kann die Phase des Interferenzsignals wie bei den optischen Interferometern aus dem Phasensprung an den Strahlteilern und der Phasenentwicklung bei der freien Evolution bestimmt werden.

4.4. Verschiedene Interferometergeometrien

Die Interferometrie mit resonanten Lichtpulsen an einem nahezu ruhenden Ensemble gestattet eine Vielzahl von Untersuchungen. Durch die leicht veränderbare zeitliche Abfolge der Lichtpulse können unterschiedlichste Interferometergeometrien realisiert werden, die hinsichtlich Sensitivität auf einen zu untersuchenden physikalischen Effekt optimiert sind. Im folgenden sollen einige Beispiele für mögliche Interferometergeometrien und die zu erwartenden Signale diskutiert werden. Hierbei wird nur auf Geometrien eingegangen, die auf einem reinen Zwei-Zustands-System basieren. Geometrien, die auf der magnetischen Unterstruktur der beiden beteiligten Zustände basieren, bieten weitere Möglichkeiten, auf die jedoch an anderer Stelle eingegangen wurde [RIE96] bzw. wird [HIN98].

4.4.1. Interferometer ohne Frequenzabhängigkeit

Von Morinaga et al. wurde ein Interferometer demonstriert, welches auf der Verwendung von vier Lichtfeldern mit gleichem \vec{k} -Vektor als Strahlteiler beruht, wie es in Abb. 23 dargestellt ist [MOR95], [MOR96]. Sind die Abstände zwischen dem 1. und 2. bzw. dem 3. und 4. Lichtfeld gleich groß gewählt, so bilden sich zwei geschlossene Mach-Zehnder-Interferometer aus, die in Abb. 23 durch die grau hinterlegten Flächen angedeutet werden. Da die atomaren Teilwellen entlang der beiden Pfade, die ein geschlossenes Interferometer bilden, die gleiche Zeit im

angeregten Zustand sind, ist das Interferenzsignal nicht von der Frequenz der Strahlteilerlichtfelder abhängig. Mit den in den vorhergehenden Kapiteln vorgestellten Methoden kann die Abhängigkeit des Interferenzsignals von der Phase der Lichtfelder ϕ_i und einer atomaren Phase $\Delta\Phi$, wie sie z.B. durch die Wechselwirkung mit einem zustandsabhängigen Potential erzeugt werden kann, berechnet werden. Es ergibt sich:

$$S \propto \cos(\Delta\Phi - \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 - \phi_4) \tag{4.33}$$

Mit diesem Interferometer ist es somit möglich über lange Zeit eine Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ im Interferometer zu vermessen, ohne durch eine Drift der Laserfrequenz begrenzt zu sein. Durch einen entsprechend stabilen Aufbau ist lediglich die relative Phase der Lichtfelder konstant zu halten. Die Abhängigkeit von der Phase der Lichtfelder hat zur Folge, daß auch hier zur Erzeugung der Lichtfelder für die Strahlteilung eine schmalbandige Laserlichtquelle verwendet werden muß.

Ein Spezialfall der oben beschriebenen Anordnung stellt das in Abb. 24

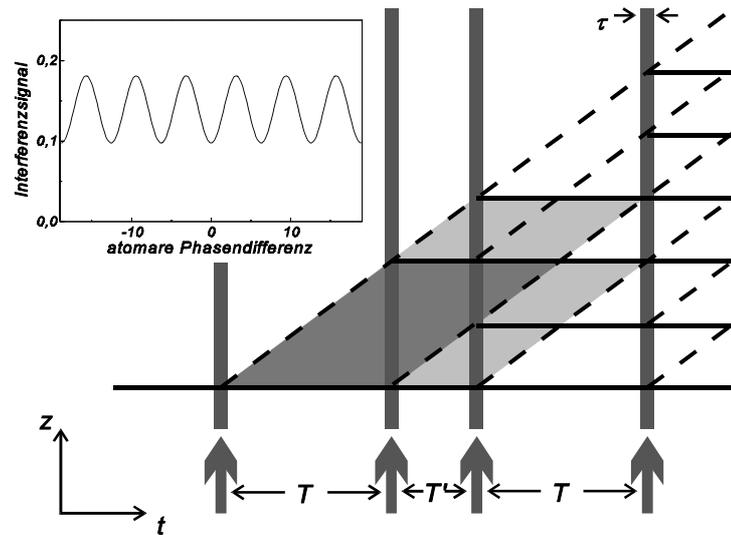


Abb. 23: Rückstoßdiagramm eines Atominterferometers basierend auf der Wechselwirkung eines Atoms mit vier Lichtpulsen in der gleichen Richtung. Atomare Teilwellen im angeregten Zustand sind gestrichelt eingezeichnet. Die beiden sich ergebenden geschlossenen Interferometer sind grau hinterlegt. Oben links ist ein berechnetes Signal für $\tau=1 \mu\text{s}$, $T=5 \mu\text{s}$ und $T'=3 \mu\text{s}$ dargestellt.

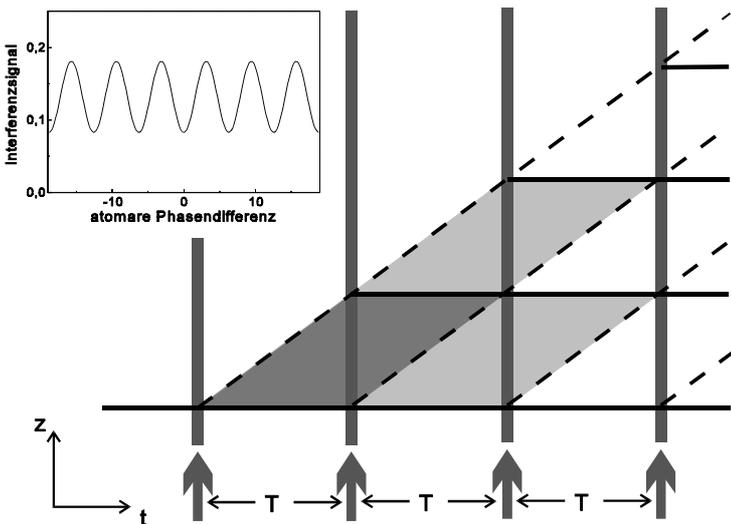
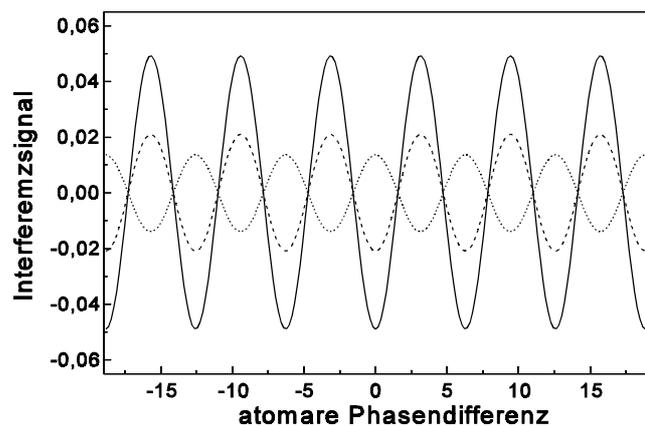


Abb. 24: Rückstoßdiagramm eines Atominterferometers basierend auf der Wechselwirkung eines Atoms mit vier Lichtpulsen in der gleichen Richtung, deren zeitlicher Abstand gleich groß ist. Insgesamt ergeben sich fünf geschlossene Interferometer, die jeweils eine oder zwei der grau hinterlegten Flächen umschließen. Oben links ist ein berechnetes Signal für $\tau=1 \mu\text{s}$ und $T=5 \mu\text{s}$ dargestellt.

skizzierte Interferometer dar, auf das bisher nicht in der Literatur eingegangen wurde. Hier sind alle drei Dunkelzeiten zwischen aufeinander folgenden Wechselwirkungszonen identisch. Dies führt zur Ausbildung von drei weiteren geschlossenen “kleinen” Interferometern, bei denen in drei aufeinander folgenden Wechselwirkungszonen zuerst die atomare Teilwelle aufgespalten, dann beide Teilwellen gleichzeitig umgelenkt und in der letzten der drei Wechselwirkungszonen wieder überlagert werden.

Die zusätzlichen geschlossenen Interferometer führen zu einer Zunahme der Amplitude des Interferenzsignals von bis zu ca. 20%. In einem ersten vereinfachenden Ansatz könnte eine stärkere Zunahme der Signalamplitude erwartet werden, da deutlich mehr Interferenzterme auftreten. Es zeigt sich jedoch, daß nicht alle der zusätzlichen Interferenzterme das gleiche Vorzeichen besitzen, so daß die Zunahme der Interferenzamplitude verringert wird. In Abb. 25 wird dies anhand der Beiträge der einzelnen geschlossenen Interferometer zum kohärenten Anteil am Signal verdeutlicht. Die Phase der Teilwellen wird hierbei durch einen Phasenschieber für atomare Wellen in der ersten



Dunkelzone verändert, der z.B. durch ein zustandsabhängiges Potential erzeugt werden kann. Die beiden “großen” Interferometer, bei denen der Strahl in der ersten Wechselwirkungszone aufgespalten und in der letzten Wechselwirkungszone überlagert wird, liefern den gleichen Beitrag zum Signal. Von den “kleinen” Interferometern liefert nur das Interferometer einen Beitrag, in dem die atomare Welle in der ersten Wechselwirkungszone aufgespalten wird (dunkelgrau in Abb. 24 unterlegt), da in den anderen beiden “kleinen” Interferometern die atomare Phase nicht variiert wird. Von dem zum Signal beitragenden Interferometer müssen

Abb. 25: Berechnete Beiträge zum Interferenzsignal für das in Abb. 24 skizzierte Interferometer. Das Signal im angeregten Zustand ist als Funktion einer variierten Phasendifferenz für die atomaren Teilwellen dargestellt, die sich in der ersten Dunkelzone in unterschiedlichen inneren Zuständen befinden. Das gesamte Signal ist durchgezogen dargestellt. Es setzt sich aus den Signalen der beiden “großen” und dem “kleinen” Interferometer zusammen, dessen erster Strahlteiler durch den ersten Lichtpuls realisiert wird. Von den “großen” Interferometern trägt nur der Ausgang im angeregten Zustand bei, während von dem “kleinen” Interferometer die Teilwellen in beiden Ausgängen berücksichtigt werden müssen, von denen ein Anteil nach dem letzten Puls im angeregten Zustand ist. Die Signale im angeregten Zustand sind von allen drei Interferometern identisch und gestrichelt dargestellt. Gepunktet eingezeichnet ist der Anteil des Grundzustandsausgangs des “kleinen” Interferometers, der vom letzten Puls angeregt wird.

Dunkelzone verändert, der z.B. durch ein zustandsabhängiges Potential erzeugt werden kann. Die beiden “großen” Interferometer, bei denen der Strahl in der ersten Wechselwirkungszone aufgespalten und in der letzten Wechselwirkungszone überlagert wird, liefern den gleichen Beitrag zum Signal. Von den “kleinen” Interferometern liefert nur das Interferometer einen Beitrag, in dem die atomare Welle in der ersten Wechselwirkungszone aufgespalten wird (dunkelgrau in Abb. 24 unterlegt), da in den anderen beiden “kleinen” Interferometern die atomare Phase nicht variiert wird. Von dem zum Signal beitragenden Interferometer müssen

beide Ausgänge berücksichtigt werden, die in der letzten Wechselwirkungszone in den detektierten Zustand (hier der angeregte Zustand) überführt werden. Prinzipiell sind die Signale in den beiden Ausgängen komplementär. Die unterschiedlich starke Überführung der beiden Teilwellen in den angeregten Zustand in der letzten Wechselwirkungszone kann zu unterschiedlich großen Beiträgen zum Interferenzsignal am Ausgang des Interferometers führen, so daß hierdurch die Amplitude des Interferenzsignals im Vergleich zu der Amplitude der Interferenzsignale der beiden "großen" Interferometer für typische experimentelle Parameter um ca. 20 % vergrößert werden kann. Eine solche Erhöhung der Signalamplitude tritt nicht auf, wenn alle beteiligten Atome einen idealen $\pi/2$ -Puls erfahren, wie es z.B. bei verschwindender Geschwindigkeitsbreite der Fall ist.

Es sei hier noch erwähnt, daß die besprochene Anordnung als ein Vielstrahl-Interferometer gedeutet werden kann, da in zwei Ausgängen jeweils drei Teilwellen miteinander interferieren. Eine Bedingung für die Beobachtung der für Vielstrahlinterferenzen charakteristischen Haupt- und Nebenmaxima ist, daß der Phasenversatz zwischen den einzelnen Teilwellen ein Vielfaches der geringsten auftretenden Phasendifferenz ist. Wenn es gelingt, die Phase der miteinander interferierenden atomaren Teilwellen in dieser Weise gegeneinander zu verschieben, so kann diese Anordnung als ein Vielstrahlinterferometer genutzt werden.

Die eben beschriebene Anordnung legt es nahe auf den letzten Strahlteiler zu verzichten und somit ein einzelnes Mach-Zehnder-Interferometer zu erhalten, wie es in Abb. 26 skizziert ist. Diese Anordnung wurde schon bei der ersten Demonstration eines Raman-

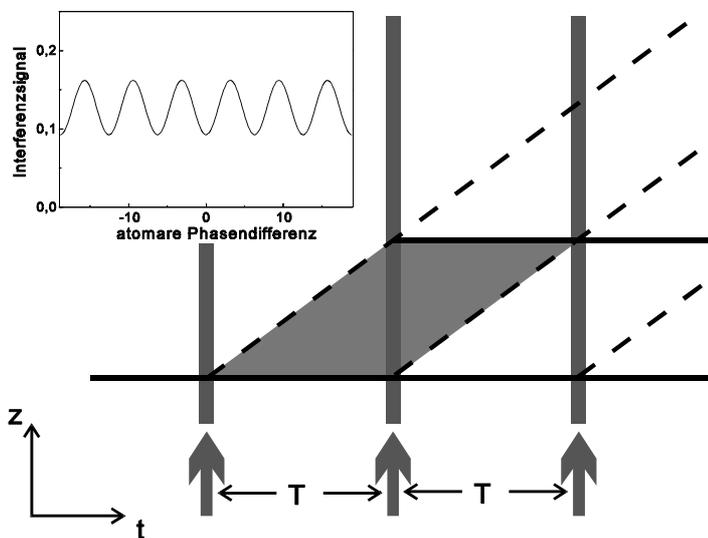


Abb. 26: Rückstoßdiagramm eines Atominterferometers basierend auf der Wechselwirkung eines Atoms mit drei Lichtpulsen in der gleichen Richtung. Atomare Teilwellen im angeregten Zustand sind gestrichelt eingezeichnet. Das sich ergebende geschlossene Interferometer ist grau hinterlegt. Oben links ist ein berechnetes Signal für $\tau=1 \mu\text{s}$ und $T=5\mu\text{s}$ dargestellt.

Interferometers verwendet [KAS91]. Auch hier hängt das Signal nur von den Phasen der Lichtfelder und einer zusätzlichen atomaren Phase ab:

$$S \propto \cos(\Delta\Phi - \phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3) \quad . \quad (4.34)$$

Bei Verwendung von $\pi/2$ -Pulsen für die 1. und 3. Wechselwirkung und einen π -Puls für die 2. Wechselwirkung kann in dieser Anordnung ein reines Mach-Zehnder-Interferometer realisiert werden. Damit alle Atome eine gleich starke Anregung erfahren und die nicht kohärenten Beiträge verschwinden, muß die Breite des Anregungsprofils der Lichtfelder groß gegen die transversale Geschwindigkeitsbreite sein. Diese Voraussetzung ist jedoch häufig nicht erfüllt, so daß nicht alle Atome die gleiche Drehung ihres Blochvektors erfahren. Es zeigt sich, daß in diesem Regime die Anordnung mit vier Lichtfeldern gegenüber der hier beschriebenen Anordnung mit drei Lichtfeldern zu einer höheren Signalamplitude führt. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die zur Verfügung stehende Laserleistung eine Begrenzung darstellt. Es erweist sich dann eine 4-Strahl-Anordnung am günstigsten, bei der die Pulslänge so gewählt wird, daß die Atome einen $\pi/2$ -Puls erfahren. Diese Anordnung liefert eine höhere Amplitude des Interferenzsignals als eine 3-Strahl-Anordnung mit einem mittleren π -Puls oder mit drei $\pi/2$ -Pulsen. Es wurde hier gezeigt, daß es eine ganze Klasse von Interferometern gibt, deren Interferenzsignale keine Abhängigkeit von der Frequenz der Strahlteilerlichtfelder aufweisen. Durch die Verwendung von mehr als vier Wechselwirkungszonen mit gleichem zeitlichen Abstand und dem gleichen Wellenvektor kann die Anzahl der Interferometer, bzw. interferierenden Teilwellen noch vergrößert werden. Hierauf soll jedoch nicht weiter eingegangen werden.

Insgesamt erscheinen Interferometer auf der Basis einer Sequenz von Lichtfeldern mit gleichem \vec{k} -Vektor als geeignet für die Untersuchung der Wirkung externer Potentiale auf die atomare Phase [MOR96], da sie die Anforderungen an die Stabilität der Lichtfelder im Vergleich zur Ramsey-Bordé-Interferometrie verringern.

4.4.2. Interferometer mit großer räumlicher Aufspaltung

Für die Untersuchung von Effekten, die eine von der räumlichen Aufspaltung der Teilwellen abhängige Phasendifferenz erzeugen, ist die Konstruktion von Interferometern mit entsprechend großer räumlicher Aufspaltung wünschenswert. So nimmt mit zunehmender Aufspaltung der Teilarme des Atominterferometers die Sensitivität auf Rotation und Erdbeschleunigung zu. In einem Ramsey-Bordé-Interferometer ist die Aufspaltung durch die Lebensdauer des beteiligten angeregten Zustands begrenzt. Bei Verwendung des metastabilen 3P_1 -Zustands von Kalzium läßt

sich eine Aufspaltung von ca. 10 μm und bei Verwendung des entsprechenden Übergangs von Magnesium ca. 200 μm erreichen. Diese Strecke ergibt sich aus dem Auseinanderlaufen der atomaren Teilwellen mit einer Impulsdifferenz von einem Photonenrückstoß innerhalb der Lebensdauer des angeregten Zustands.

Durch zusätzliche Wechselwirkungen läßt sich die Impulsdifferenz der beiden Teilwellen vergrößern [BOR94]. Durch den Einbau von vier zusätzlichen Wechselwirkungen läßt sich ein Ramsey-Bordé-Interferometer so erweitern, daß die Impulse in den beiden Teilarmen maximal um $3\hbar k$ differieren. Um einen möglichst großen kohärenten Anteil am Signal zu erhalten, sind die zusätzlichen Wechselwirkungen so zu gestalten, daß das Atom je-

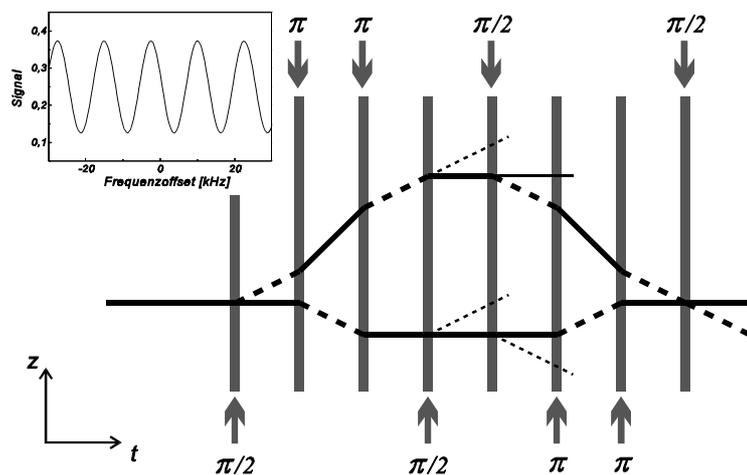


Abb. 27: Rückstoßdiagramm eines Atominterferometers mit vergrößerter räumlicher Aufspaltung zwischen den interferierenden Teilwellen. Atomare Teilwellen im angeregten Zustand sind gestrichelt eingezeichnet. Es ergeben sich zwei geschlossene Interferometer, von denen hier nur das hochfrequente skizziert ist. Oben links ist ein berechnetes Signal der hochfrequenten Rückstoßkomponente für Pulsabstände $T=50 \mu\text{s}$ und $T^*=5\mu\text{s}$ dargestellt.

weils einen π -Puls erfährt. Auch bei dieser Anordnung entstehen zwei geschlossene Interferometer. In Abb. 27 sind für diese Anordnung die Pfade skizziert, die zur hochfrequenten Rückstoßkomponente des Interferenzsignals beitragen. Mit den in Kapitel 4.3 beschriebenen Verfahren läßt sich das Signal zu

$$S \propto \cos(4T^*(\Delta - \delta) - 2T(\Delta - 5\delta)) \quad (4.35)$$

bestimmen. Hierbei ist T die Dunkelzeit zwischen 2. und 3., sowie 6. und 7. Puls. Die Dunkelzeit zwischen 1. und 2., 3. und 4., 5. und 6., sowie 7. und 8. Puls sei mit T^* bezeichnet. Das Signal ist unabhängig von der Länge der mittleren Dunkelzone. Für eine möglichst große Aufspaltung sind die Dunkelzeiten T^* klein und die Dunkelzeit T möglichst groß zu wählen. Wird der Magnesium Interkombinationsübergang verwendet, so läßt sich eine räumliche Aufspaltung von ca. 600 μm erreichen. Die Breite der Interferenzringe ist wie bei der Anordnung mit vier Pulsen durch die Summe der Dunkelzeiten bestimmt.

Durch jeweils vier zusätzliche Wechselwirkungen mit π -Pulsen kann der maximale Impulsunterschied in den beiden Teilarmen des Interferometers um weitere $2\hbar k$ vergrößert werden, doch ist

hierbei Sorge zu tragen, daß diese Impulsklassen nicht aufgrund des zunehmenden Dopplereffekts aus der Resonanz mit den π -Pulsen wandern. Hierzu sind kurze intensive Pulse zu wählen, so daß die Wechselwirkungszeitverbreiterung größer als der Dopplereffekt der verschiedenen im Interferometer auftretenden Impulsklassen ist. Zur Überwindung der Limitierung durch die von der Laserlichtquelle zur Verfügung gestellte Leistung kann das in einem großen Resonator hoher Güte gespeicherte und anschließend mittels eines akustooptischen Modulators ausgekoppelte Lichtfeld verwendet werden [HEU97]. Hiermit kann ein Atominterferometer im Zeitraum realisiert werden, welches aufgrund der großen erreichbaren Aufspaltung äußerst sensitiv auf Beschleunigungen des Inertialsystems, wie die Erdbeschleunigung ist.

4.5. Vielstrahlatominterferometrie im Zeitraum

In diesem Kapitel sollen Interferometeranordnungen diskutiert werden, die auf der Basis von Lichtpulsen, welche die atomare Welle teilen, zu Vielstrahlinterferenzen zwischen den atomaren Teilwellen führen. Diese Interferometeranordnungen lassen sich in idealer Weise durch die gepulste Interferometrie an lasergekühlten und -gespeicherten Atomen realisieren. Hiermit besteht erstmals die Möglichkeit Atominterferometer mit beliebig vielen interferierenden Teilwellen zu realisieren.

Der Begriff des Vielstrahlinterferometers bedarf einer genaueren Erläuterung. Unter einem Interferometer mit n Teilstrahlen sei hier eine Anordnung verstanden, die eine einfallende Welle der Amplitude A in n Teilwellen mit den Amplituden A_i aufspaltet, deren Phasen ϕ_i sich unterschiedlich mit der Zeit entwickeln. Damit es zur Ausbil-

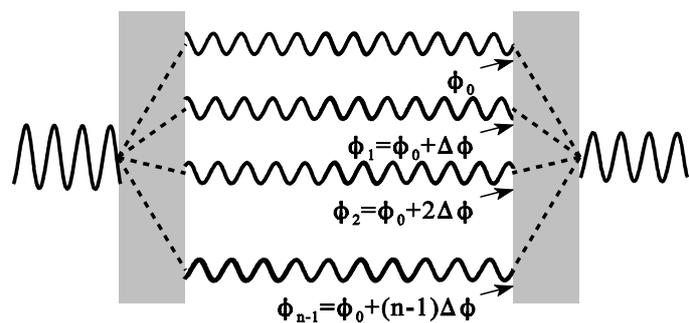


Abb. 28: Prinzip eines n -Strahl-Interferometers. Die grau unterlegten Bereiche symbolisieren die Strahlteiler, in denen die Welle aufgespalten, bzw. wieder recombined wird. Benachbarte Teilwellen erfahren einen Phasenversatz von $\Delta\phi$.

dung der charakteristischen Haupt- und Nebenmaxima kommt, sei des weiteren gefordert, daß

sich die Phasen der einzelnen Teilwellen am Ausgang des Interferometers nach einer gegebenenfalls vorzunehmenden Umnummerierung als

$$\phi_i = \phi_0 + i \cdot \Delta\phi \quad \text{für } i \in \{0, 1, \dots, n-1\} \quad (4.36)$$

schreiben lassen. Dies entspricht der intuitiven Vorstellung von einem Vielstrahlinterferometer, wie sie in Abb. 28 schematisch dargestellt ist.

Im folgenden soll zuerst das Prinzip der hier vorgestellten Anordnung zur Vielstrahlinterferometrie mit atomaren Wellen für den einfachsten Fall $n=3$ diskutiert werden. Anschließend erfolgt die Verallgemeinerung für eine Anordnung bei der n Teilwellen mit unterschiedlicher Phasenentwicklung miteinander interferieren. Abschließend werden erste experimentelle Ergebnisse für bis zu $n=4$ interferierende Teilwellen unterschiedlicher Phasenentwicklung vorgestellt.

4.5.1. Prinzip des Vielstrahlatominterferometers im Zeitraum

Für ein Zwei-Niveau-System läßt sich durch die Wechselwirkung mit einer laufenden Lichtwelle eine Aufspaltung der atomaren Welle in genau zwei Teilwellen erreichen. Zur Erzeugung eines Vielstrahlinterferometers ist die sukzessive Wechselwirkung der atomaren Welle mit mehreren strahlteilenden Lichtfeldern nötig. Da am Ausgang des Interferometers die Teilwellen auch im Ortsraum überlappen müssen, ergibt sich als einfachste An-

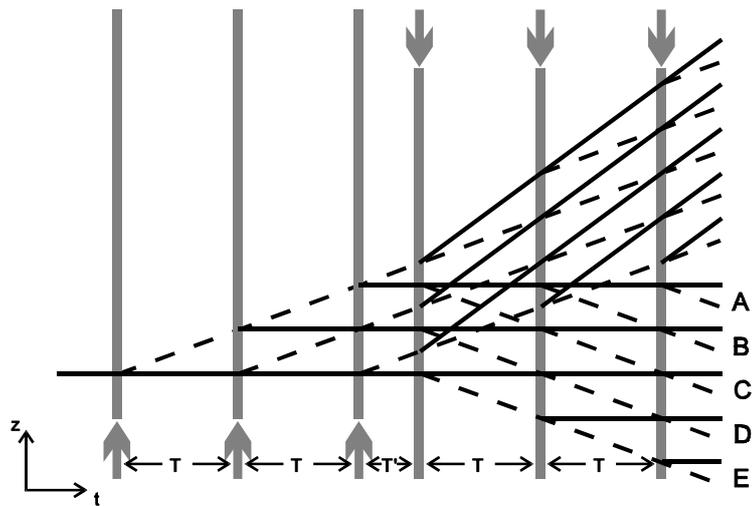
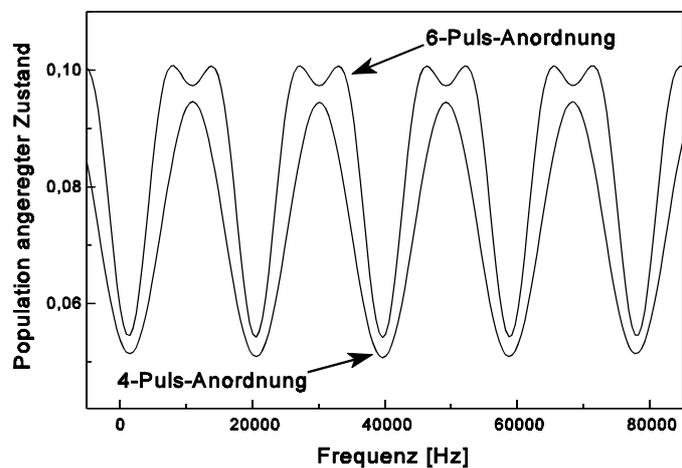


Abb. 29: Rückstoßdiagramm eines Atominterferometers ("6-Puls-Anordnung"), in dem drei Teilwellen mit unterschiedlicher Phasenentwicklung miteinander interferieren. Atomare Teilwellen im angeregten Zustand sind gestrichelt eingezeichnet. Es ergeben sich fünf Ausgänge (A bis E), deren Signale zur hochfrequenten Rückstoßkomponente beitragen.

ordnung, bei der sich für ein atomares Zwei-Niveau-System durch die Wechselwirkung mit laufenden Lichtfeldern ein Atominterferometer mit mehr als zwei interferierenden Teilwellen realisieren läßt, die in Abb. 29 skizzierte Anordnung. Durch jeden der ersten drei Lichtpulse mit gleichem zeitlichen Abstand wird die atomare Welle in jeweils zwei Teilwellen aufgespalten. Um ein Strahlteilverhältnis von 1:2 zu erreichen, sollen die Lichtpulse eine Drehung des

optischen Blochvektors um einen Winkel von $\pi/3$ bewirken. Nach dem dritten Puls liegen insgesamt acht Teilwellen vor, die entlang unterschiedlicher Pfade im Orts-Zeit-Raum propagiert sind. Durch die Wechselwirkung mit den drei Lichtpulsen aus der entgegengesetzten Richtung, die ebenfalls den gleichen zeitlichen Abstand T besitzen, ergeben sich insgesamt 64 Pfade. Wie bei der Ramsey-Bordé-Interferometrie mit vier laufenden Lichtwellen, bildet sich auch hier eine hoch- und eine niederfrequente Rückstoßkomponente aus, die sich durch den inneren Zustand in der mittleren Dunkelzone voneinander unterscheiden lassen. Im folgenden soll das Signal der hochfrequenten Rückstoßkomponente untersucht werden. Von den 32 Pfaden die hierzu beitragen, befinden sich 16 am Interferometerausgang im angeregten Zustand.

In Abb. 30 sind die berechneten Interferenzsignale der hochfrequenten Rückstoßkomponente für das hier diskutierte Interferometer und das 4-Puls-Ramsey-Bordé-Interferometer einander gegenübergestellt. Deutlich zu erkennen sind die geringeren Linienbreiten bei der 6-Puls-Anordnung im Vergleich zur 4-Puls-Anordnung. Des weiteren ist



zwischen zwei Hauptmaxima jeweils ein Nebenmaximum zu erkennen, so daß das Interferenzsignal die charakteristischen Merkmale des Interferenzsignals bei der Interferometrie mit drei Teilstrahlen aufweist.

Abb. 30: Berechnetes Interferenzsignal für die in Abb. 29 dargestellte 6-Puls-Anordnung im Vergleich zum berechneten Signal für das 4-Puls-Ramsey-Bordé-Interferometer. Die Rabi-Frequenz beträgt jeweils $\Omega_0 = 1,57 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, die Geschwindigkeitsbreite $\sigma_v = 1 \text{ m/s}$. Für die 4-Puls-Anordnung beträgt die Dunkelzeit $T = 25 \text{ }\mu\text{s}$ und die Pulslänge $\tau = 1 \text{ }\mu\text{s}$. Für die 6-Puls-Anordnung gilt $T = 25,333 \text{ }\mu\text{s}$ und $\tau = 0,667 \text{ }\mu\text{s}$.

Eine Atominterferometeranordnung, bei der nacheinander n parallele Laufwellen mit Wellenvektor $+\vec{k}$ und Wellenvektor $-\vec{k}$ einen thermischen Atomstrahl kreuzen, wurde erstmals in [MOR92] diskutiert. Diese Anordnung im Ortsraum ist das Äquivalent der hier beschriebenen Anordnung im Zeitraum. In [MOR92] konnte jedoch für Anordnungen mit einem n von bis zu 5 keine Verringerung der Linienbreite im Vergleich zur Linienbreite für $n=2$ beobachtet werden. Die dort durchgeführte Diskussion des Interferenzsignals legt nahe, daß der Anteil von Interferenzen zwischen mehr als zwei Strahlen am Gesamtsignal gering sei. Dies steht jedoch im Widerspruch

zu dem oben dargestellten berechneten Signalverlauf. Deshalb soll im folgenden das Interferenzsignal für die Anordnung mit sechs Lichtpulsen abgeleitet werden.

Das Rückstoßdiagramm in Abb. 29 verdeutlicht, daß nicht alle Pfade am Interferometerausgang räumlich übereinanderliegen. Für eine typische Geschwindigkeitsverteilung kann es aufgrund der geringen Kohärenzlänge nur zur Interferenz zwischen am Ausgang übereinanderliegenden Pfaden kommen. Dies erlaubt eine Unterteilung der Pfade in fünf Klassen A bis E, die sich am Interferometerausgang in ihrer Position unterscheiden. Es gibt jeweils nur einen Pfad, der zu den Ausgängen A und E führt, so daß es in diesen Ausgängen zu keiner Interferenz kommt. Vier Pfade, die zu dem Ausgang B, interferieren miteinander. Das gleiche gilt für die vier Pfade im Ausgang D. Im Ausgang C interferieren insgesamt 6 Teilwellen, die entlang verschiedener Pfade propagieren. Im folgenden soll auf die Phasenentwicklung entlang der einzelnen Pfade und die sich hieraus ergebenden Interferenzsignale in den einzelnen Ausgängen eingegangen werden.

In Abb. 31 sind die 16 Pfade dargestellt, die zur hochfrequenten Rückstoßkomponente gehören und im angeregten Zustand das Interferometer verlassen. Die Phasenentwicklung entlang der

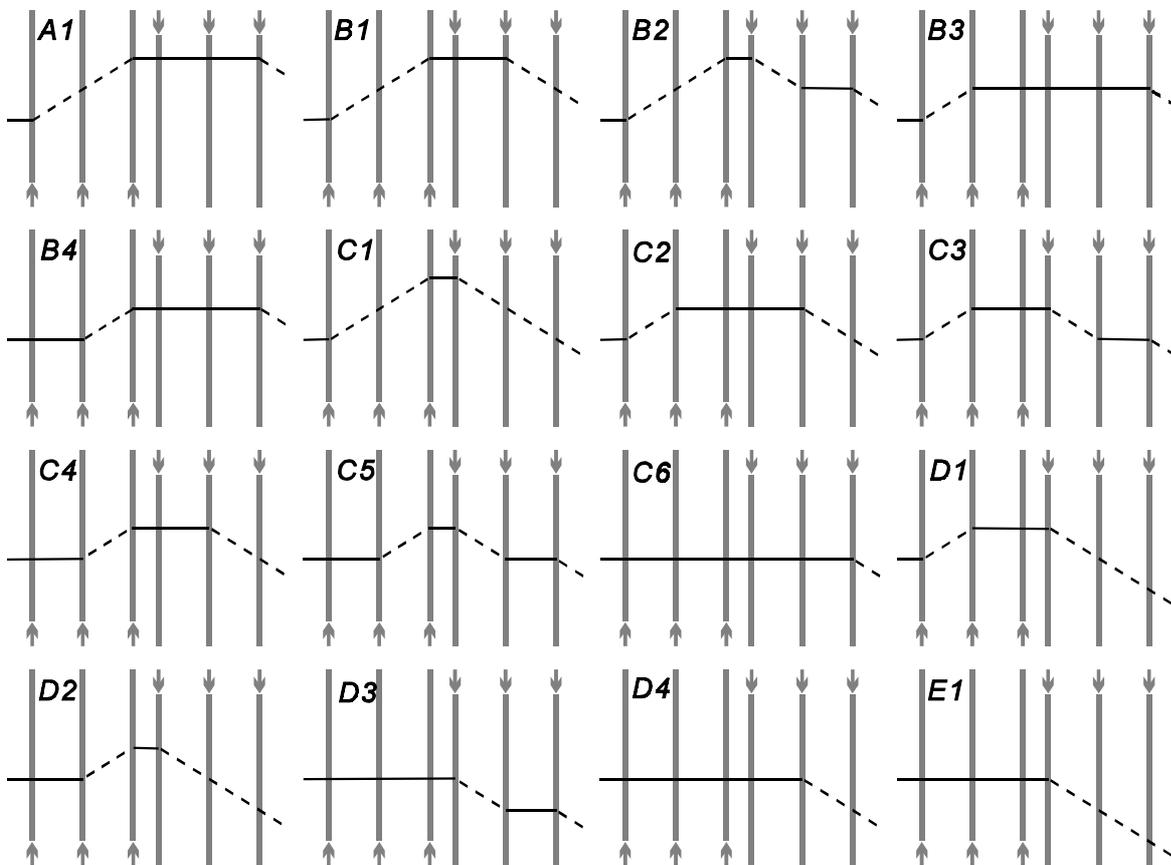


Abb. 31: Rückstoßdiagramm der einzelnen Pfade, die zum Interferenzsignal in der hochfrequenten Rückstoßkomponente der in Abb. 29 dargestellten 6-Puls-Anordnung beitragen. Atomare Wellen im angeregten Zustand sind gestrichelt eingezeichnet. Die Pfade, die in einem der Ausgänge A bis E enden, wurden durchnummeriert.

einzelnen Pfade kann nach dem in Kapitel 4.3 dargestellten Verfahren bestimmt werden. Im folgenden sei die Phasenentwicklung in der mittleren Zone vernachlässigt, da sie für alle Pfade der hochfrequenten Rückstoßkomponente identisch ist und deshalb nicht in das Interferenzsignal eingeht. Des weiteren seien die Lichtpulse als kurz angenommen, so daß die Phasenentwicklung während der Pulse vernachlässigt werden kann. In Tabelle 1 sind die Phasenentwicklungen für alle 16 Pfade aufgelistet. Exemplarisch sei hier die Bestimmung der Phasenentwicklung für den in Abb. 31 als B2 bezeichneten Pfad durchgeführt, die zu

$$\begin{aligned}
 \Phi_{B2} = & \frac{\pi}{2} + \phi_1 + 2 \cdot \frac{1}{2} (\Delta - \lambda_{e,1}) T + \frac{\pi}{2} - \phi_3 + \frac{\pi}{2} + \phi_4 \\
 & + \frac{1}{2} (\Delta - \lambda_{e,-1}) T + \frac{\pi}{2} - \phi_5 - \frac{1}{2} (\Delta + \lambda_{g,0}) T + \frac{\pi}{2} + \phi_6
 \end{aligned} \tag{4.37}$$

führt. Die Anregung im ersten Lichtpuls führt zu einem Phasensprung von $\pi/2$ und der Übertragung der Laserphase ϕ_1 . Anschließend erfolgt die freie Evolution des Atoms im angeregten Zustand für eine Zeit $2T$, die zu einer Phase $(\Delta - \lambda_{e,1})T$ führt. Bei der Abregung im dritten Puls erfolgt ein Phasensprung von $\pi/2$ und die Übertragung der Laserphase $-\phi_3$. Die nachfolgende Entwicklung der Phase bei der freien Evolution des Atoms im Grundzustand wird vernachlässigt. Bei der Anregung im vierten Puls gibt es wieder einen Phasensprung von $\pi/2$ und die Übertragung der Laserphase ϕ_4 . Bei der freien Evolution im angeregten Zustand wird die Phase $\frac{1}{2}(\Delta - \lambda_{e,-1})T$ übertragen. Die

Pfad	Phase	rel. Amplitude
A1	$-2\delta T - 2k_v z T + \phi_1 - \phi_3 + \phi_6 + 3\pi/2$	3
B1	$\Delta T - 3\delta T - k_v z T + \phi_1 - \phi_2 + \phi_5 + 3\pi/2$	3
B2	$\Delta T - 3\delta T - k_v z T + \phi_1 - \phi_3 + \phi_4 - \phi_5 + \phi_6 + 5\pi/2$	1
B3	$-\Delta T - \delta T - k_v z T + \phi_1 - \phi_2 + \phi_6 + 3\pi/2$	3
B4	$-\Delta T - \delta T - k_v z T + \phi_2 - \phi_3 + \phi_6 + 3\pi/2$	3
C1	$2\Delta T - 4\delta T + \phi_1 - \phi_3 + \phi_4 + 3\pi/2$	3
C2	$-2\delta T + \phi_1 - \phi_2 + \phi_5 + 3\pi/2$	3
C3	$-2\delta T + \phi_1 - \phi_2 + \phi_4 - \phi_5 + \phi_6 + 5\pi/2$	1
C4	$-2\delta T + \phi_2 - \phi_3 + \phi_5 + 3\pi/2$	3
C5	$-2\delta T + \phi_2 - \phi_3 + \phi_4 - \phi_5 + \phi_6 + 5\pi/2$	1
C6	$-2\Delta T + \phi_6 + \pi/2$	9
D1	$\Delta T - 3\delta T + k_v z T + \phi_1 - \phi_2 + \phi_4 + 3\pi/2$	3
D2	$\Delta T - 3\delta T + k_v z T + \phi_2 - \phi_3 + \phi_4 + 3\pi/2$	3
D3	$-\Delta T - \delta T + k_v z T + \phi_4 - \phi_5 + \phi_6 + 3\pi/2$	3
D4	$-\Delta T - \delta T + k_v z T + \phi_5 + \pi/2$	9
E1	$-2\delta T + 2k_v z T + \phi_4 + \pi/2$	9

Tab. 1: Phasen, die von den entlang der einzelnen Pfade propagierenden atomaren Wellen aufgesammelt werden. Die Bezeichnung der Pfade entspricht der Notierung in Abb. 31. Die Phasenentwicklung in der mittleren Dunkelzone und während der Lichtpulse ist hier vernachlässigt. Die relative Amplitude ist analytisch für $\pi/3$ -Pulse berechnet worden.

Abregung im fünften Lichtpuls führt zu einem weiteren Phasensprung von $\pi/2$ und der Übertragung der Laserphase $-\phi_5$. Während der nachfolgenden freien Evolution wird die Phase $-\frac{1}{2}(\Delta-\lambda_{g,0})T$ aufgesammelt. Der abschließende Puls führt wieder zu einem Phasensprung von $\pi/2$ und der Übertragung der Laserphase ϕ_6 . Einsetzen liefert für die gesamte Phase

$$\begin{aligned}\Phi_{B2} &= (\Delta-2kv_z-2\delta)T + \frac{1}{2}(\Delta+2kv_z-2\delta)T - \frac{1}{2}\Delta T + \phi_1 - \phi_3 + \phi_4 - \phi_5 + \phi_6 + \frac{5\pi}{2} \\ &= \Delta T - 3\delta T - kv_z T + \phi_1 - \phi_3 + \phi_4 - \phi_5 + \phi_6 + \frac{5\pi}{2} \quad .\end{aligned}\quad (4.38)$$

Das Interferenzsignal zwischen den sich in einem Ausgang überlagernden Teilwellen wird durch die Frequenzabhängigkeit der Phase bestimmt. Teilwellen, deren Phasen die gleiche Frequenzabhängigkeit besitzen, führen zu keinen zusätzlichen Strukturen im Interferenzsignal und somit können die entsprechenden Wellenfunktionen zusammengefaßt werden. Für die Ausgänge B und D ergeben sich zwei Teilwellen mit unterschiedlicher Frequenzabhängigkeit der Phase, so daß das zu erwartende Interferenzsignal dem für Zweistrahlinterferenz im Ramsey-Bordé-Interferometer entspricht. Im Ausgang C interferieren drei Teilwellen mit unterschiedlicher Frequenzabhängigkeit, so daß hier das Signal einer Dreistrahl-Interferenz zu erwarten ist.

Abb. 32 verdeutlicht dies anhand der berechneten Signalbeiträge der einzelnen Ausgänge zum Signal der hochfrequenten Rückstoßkomponente. Das Signal der Ausgänge A und E weist keine Frequenzabhängigkeit auf, da hier keine Interferenz zwischen Teilwellen stattfindet. Das Signal der Ausgänge B und D zeigt einen kosinusförmigen Verlauf, welches auf die Interferenz zwischen zwei Teilwellen mit einem Phasenversatz $\Delta\Phi=2T\Delta$ zu-

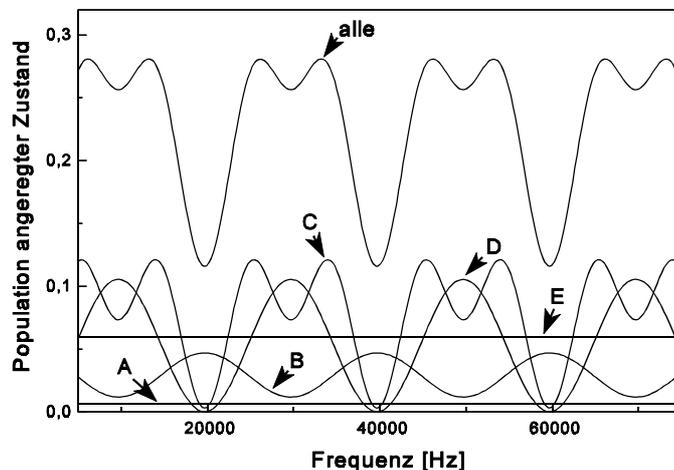


Abb. 32: Berechnete Beiträge der einzelnen Interferometerausgänge (A bis E) zum Interferenzsignal der hochfrequenten Rückstoßkomponente der 6-Puls-Anordnung. Die Definition der Bezeichnung der Ausgänge erfolgt in Abb. 29.

rückzuführen ist. Im Signal von Ausgang C ist zwischen den Hauptminima deutlich jeweils ein Nebenminimum zu erkennen, welches charakteristisch für eine Interferenz zwischen drei Teilstrahlen ist. Die Interferenzsignale in den Ausgängen B und D weisen eine um π versetzte

Phase auf, so daß sich ihr Einfluß auf das Gesamtsignal gering ist. Das Gesamtsignal wird also durch die Dreistrahlinterferenz dominiert.

Im folgenden soll eine mathematische Ableitung dazu dienen den Einfluß der einzelnen Ausgänge auf das Gesamtsignal zu verstehen und zu quantifizieren.

Zur Bestimmung des Interferenzsignals S_X in den einzelnen Ausgängen X ist das Betragsquadrat der Summe der einzelnen Teilwellen ψ_{Xi} zu bilden:

$$S_X \propto \left| \sum_i \psi_{Xi} \right|^2 \quad . \quad (4.39)$$

Die Wellenfunktionen der Teilwellen lassen sich als

$$\psi_{Xi} = A_{Xi} e^{i\Phi_{Xi}} = \tilde{A}_{Xi} e^{i\tilde{\Phi}_{Xi}} \quad (4.40)$$

darstellen. Hierbei ist A_{Xi} die Amplitude der Teilwellen. Alle von der Frequenz und der Dunkelzeit T unabhängigen Phasenanteile können in die komplexe Amplitude \tilde{A}_{Xi} hineingeschrieben werden, so daß die verbleibende Phase $\tilde{\Phi}_{Xi}$ nur noch von Δ , δ , kv_z und T abhängt. Hier wird deutlich, daß für Teilwellen mit gleichem $\tilde{\Phi}_{Xi}$, welches in dem hier vorliegenden Fall einer identischen Frequenzabhängigkeit der Phase entspricht, die Ausdrücke zusammengefaßt werden können und keine zusätzliche Struktur im Interferenzsignal entsteht.

Aus Gründen der einfacheren Schreibweise seien im folgenden die Laserphasen ϕ_i vernachlässigt. Dies schränkt die Allgemeingültigkeit nicht ein, da dies dem Hineinziehen der entsprechenden Exponentialfunktion in die Amplitude entspricht. Für den Ausgang B ergibt sich die Wellenfunktion der dort interferierenden Teilwellen zu

$$\begin{aligned} \psi_B = \sum_i \psi_{Bi} = & A_{B1} e^{i(\Delta T - 3\delta T)} e^{-ikv_z T} e^{i\frac{3\pi}{2}} + A_{B2} e^{i(\Delta T - 3\delta T)} e^{-ikv_z T} e^{i\frac{5\pi}{2}} + \\ & A_{B3} e^{i(-\Delta T - \delta T)} e^{-ikv_z T} e^{i\frac{3\pi}{2}} + A_{B4} e^{i(-\Delta T - \delta T)} e^{-ikv_z T} e^{i\frac{3\pi}{2}} = \quad (4.41) \\ & -i[(A_{B1} - A_{B2}) e^{i(\Delta T - 3\delta T)} + (A_{B3} + A_{B4}) e^{i(-\Delta T - \delta T)}] e^{-ikv_z T} \end{aligned}$$

und somit erhält man für das Interferenzsignal

$$S_B = |A_{B1} - A_{B2}|^2 + |A_{B3} + A_{B4}|^2 + 2 \operatorname{Re}[(A_{B1} - A_{B2})^* (A_{B3} + A_{B4})] \cos(2T(\Delta - \delta)) \quad . \quad (4.42)$$

Der Interferenzterm ist identisch mit dem Signal für die Interferenz zwischen zwei Teilwellen, wie sie bei der Ramsey-Bordé-Interferometrie beobachtet wird. Dies beruht auf der Tatsache, daß jeweils zwei Teilwellen die gleiche Phasenänderung im Interferometer erfahren haben.

Das Interferenzsignal im Ausgang D ist analog zu dem Signal in Ausgang B und beträgt

$$S_D = |A_{D1} + A_{D2}|^2 + |A_{D3} - A_{D4}|^2 + 2\operatorname{Re}[(A_{D1} + A_{D2})^* (A_{D3} - A_{D4})] \cos(2T(\Delta - \delta)) \quad (4.43)$$

Die Wellenfunktion der in Ausgang C interferierenden Teilwellen kann als

$$\psi_C = -iA_{C1} e^{i(2\Delta T - 4\delta T)} - i(A_{C2} - A_{C3} + A_{C4} - A_{C5}) e^{i(-2\delta T)} + iA_{C6} \quad (4.44)$$

geschrieben werden, so daß sich für das Interferenzsignal

$$\begin{aligned} S_C = & |A_{C1}|^2 + |A_{C2} - A_{C3} + A_{C4} - A_{C5}|^2 + |A_{C6}|^2 + \\ & + 2\operatorname{Re}[A_{C1}^* (A_{C2} - A_{C3} + A_{C4} - A_{C5})] \cos(2T(\Delta - \delta)) - \\ & - 2\operatorname{Re}[(A_{C2} - A_{C3} + A_{C4} - A_{C5})^* A_{C6}] \cos(2T(\Delta - \delta)) - \\ & - 2\operatorname{Re}[A_{C1}^* A_{C6}] \cos(4T(\Delta - \delta)) \end{aligned} \quad (4.45)$$

ergibt. Dieses Signal zeigt die charakteristischen Eigenschaften für eine Dreistrahlerinterferenz. Mit der Frequenzverstimmung kann die relative Phase zwischen den drei Teilwellen so durchgeführt werden, daß die zweite Teilwelle relativ zur ersten eine Phasenverschiebung $\Delta\Phi = 2T(\Delta - \delta)$ erfährt und die dritte relativ zur ersten die doppelte Phasenverschiebung $2\Delta\Phi$. Somit bildet sich das für die Dreistrahlerinterferenz charakteristische Muster von abwechselnd einem Haupt- und einem Nebenmaximum bzw. -minimum aus. Ob ein Hauptmaximum oder Hauptminimum beobachtet wird, hängt vom Interferometerausgang ab, da die Signale in den beiden Ausgängen komplementär sind.

In [MOR92] findet sich das Argument, daß die 16 Pfade zu 256 Beiträgen zum Signal führen, jedoch nur zwei von diesen eine Frequenzabhängigkeit der Phase von $4T(\Delta - \delta)$ aufweisen. Diese Zählweise erscheint mir dem Problem nicht angemessen. Es gibt insgesamt nach dieser Zählweise 32 Interferenzterme, die eine Frequenzabhängigkeit der Phase von $2T(\Delta - \delta)$ aufweisen. Diese Interferenzterme besitzen jedoch unterschiedliche Vorzeichen, so daß der mit $4T(\Delta - \delta)$ oszillierende Anteil am Signal deutlich größer ist als $2/32$. Um den mit $4T(\Delta - \delta)$ oszillierenden Anteil zu bestimmen müssen die Amplituden der einzelnen Teilwellen berücksichtigt werden. In Tabelle 1 sind die berechneten Amplituden der einzelnen Teilwellen aufgelistet, wie sie sich für eine Strahlteilung mit einem $\pi/3$ -Puls ergeben. Hiermit lassen sich die Signale in den einzelnen Ausgängen zu

$$\begin{aligned} S_A & \propto 27 \\ S_B & \propto 120 + 72 \cos(2T(\Delta - \delta)) \\ S_C & \propto 318 - 144 \cos(2T(\Delta - \delta)) - 162 \cos(4T(\Delta - \delta)) \\ S_D & \propto 216 - 216 \cos(2T(\Delta - \delta)) \\ S_E & \propto 243 \end{aligned} \quad (4.46)$$

bestimmen. Die Anteile des mit $4T(\Delta-\delta)$ oszillierenden Signals relativ zu dem mit $2T(\Delta-\delta)$ oszillierenden Signal beträgt somit 162:288, welches sehr nahe an dem Verhältnis von 1:2 für ein ideales Dreistrahlinterferometer mit 1:1:1 Strahlteilung liegt.

Es wurde somit gezeigt, daß die hier beschriebene Anordnung die Beobachtung von Interferenzen zwischen drei Teilwellen mit unterschiedlicher Parameterabhängigkeit der Phasenentwicklung ermöglicht. Im nächsten Kapitel wird die Verallgemeinerung auf eine Anordnung besprochen, die die Beobachtung der Interferenz zwischen n Teilwellen mit unterschiedlicher Parameterabhängigkeit der Phasenentwicklung ermöglicht.

4.5.2. Ein Atominterferometer mit beliebig vielen interferierenden Teilwellen

Zur Verwirklichung eines Atominterferometers mit n interferierenden Teilwellen unterschiedlicher Phasenentwicklung ist der in Kapitel 4.5.1 erläuterte Interferometeraufbau zu erweitern. Mit einer Anordnung aus n Lichtpulsen mit gleichem \vec{k} -Vektor und gleichem zeitlichen Abstand T gefolgt von n Lichtpulsen mit entgegengesetztem \vec{k} -Vektor und dem gleichen zeitlichen Abstand T läßt sich ein Interferometer für n Teilstrahlen mit unterschiedlicher Phasenentwicklung realisieren.

Da in einer Anordnung mit n Lichtpulsen aus jeder Richtung die atomaren Teilwellen entlang 2^{2n} Pfaden propagieren, ist eine Betrachtung der einzelnen Pfade für $n > 3$ äußerst aufwendig und für das Verständnis wenig hilfreich. Im folgenden sollen einige allgemeine Betrachtungen angestellt werden, sowie die berechneten Signalverläufe diskutiert werden.

Allgemeine Betrachtungen

Eine $2n$ -Puls-Anordnung, d.h. eine Anordnung mit n Lichtpulsen aus jeder Richtung, erzeugt ein Atominterferometer mit $2n-1$ Ausgängen in jeder Rückstoßkomponente. Die Ausgänge können nach dem geschwindigkeitsabhängigen Phasenfaktor ς_l der Phase der Teilwelle klassifiziert werden. Dieser kann die Werte

$$\varsigma_l = l k v_z T \quad (4.47)$$

mit $l \in \{-n+1, -n+2, \dots, n-2, n-1\}$ annehmen. Die Klassifizierung nach dem Phasenfaktor entspricht der Klassifizierung nach dem räumlichen Versatz am Interferometerausgang, wie sie im vorher-

gehenden Abschnitt vorgenommen wurde. Die Teilwellen in der Klasse l erfahren einen Ortsversatz von

$$\Delta x_l = l \frac{\hbar k}{M} T \quad . \quad (4.48)$$

Die Anzahl der in den Ausgängen interferierenden Teilwellen mit unterschiedlicher Phasenentwicklung ist für die einzelnen Ausgänge unterschiedlich. Im folgenden soll diese Anzahl für die einzelnen Ausgänge der hochfrequenten Rückstoßkomponente bestimmt werden. Der frequenzabhängige Anteil der Phasenentwicklung wird bestimmt durch die Anzahl a der Dunkelzonen, die das Atom im Grundzustand ist, und die Anzahl b der Dunkelzonen, die das Atom im angeregten Zustand ist. Es gilt $a+b=2n-2$, welches der Anzahl der Dunkelzonen in einer $2n$ -Puls-Anordnung entspricht. Die mittlere Dunkelzone wird hierbei nicht berücksichtigt.

Da für die hier getroffene Wahl des Energienullpunktes die atomare Welle im Grundzustand in einer Dunkelzone die frequenzabhängige Phase $-\frac{1}{2}\Delta T$ und die atomare Welle im angeregten Zustand die frequenzabhängige Phase $+\frac{1}{2}\Delta T$ aufammelt, so beträgt der frequenzabhängige Phasenanteil

$$\Phi = \frac{1}{2} (b-a) \Delta T \quad . \quad (4.49)$$

Die Größe l wird bestimmt durch die Anzahl der Dunkelzonen b^+ , die das Atom im Zustand $|a, p+\hbar k\rangle$ ist, und durch die Anzahl der Dunkelzonen b^- , die das Atom im Zustand $|a, p-\hbar k\rangle$ ist. Es gilt $b = b^+ + b^-$ mit $0 \leq b^+ \leq n-1$ und $0 \leq b^- \leq n-1$. Für l erhält man

$$l = b^+ - b^- \quad . \quad (4.50)$$

Mit den Methoden der Kombinatorik läßt sich hieraus die Anzahl $N(n, l)$ der Teilwellen unterschiedlicher Frequenzabhängigkeit der Phasenentwicklung bestimmen, die in einem durch n und l charakterisierten Ausgang interferieren. Es gilt

$$N(n, l) = n - |l| \quad . \quad (4.51)$$

Somit gibt es in einem Atominterferometer der $2n$ -Puls-Anordnung in jeder Rückstoßkomponente einen Ausgang, in dem n Teilwellen, deren Phasen die Bedingung (4.36) erfüllen, miteinander interferieren und jeweils zwei Ausgänge in denen $n-1, n-2, \dots, 2$ und 1 Teilwellen unterschiedlicher Phase miteinander interferieren. Das Gesamtsignal ist eine Überlagerung der Signale aller Ausgänge.

Vergleich der Signale für unterschiedlich viele interferierende Teilwellen

Es sollen hier nun die Ergebnisse der Berechnung des Gesamtsignals der hochfrequenten Rückstoßkomponente für verschiedene n und die Parameterabhängigkeit dieser Signale diskutiert werden. In Abb. 33 sind die Interferenzsignale für $n=2, 3, 4$ und 5 einander gegenübergestellt. Der Pulswinkel ist jeweils mit Hilfe der Pulslänge τ zu $\Omega_0\tau=\pi/n$ eingestellt, während die Rabi-Frequenz Ω_0 festgehalten ist. Deutlich zu erkennen ist, daß die Breite der Hauptminima mit zunehmendem n kleiner wird. Des Weiteren sind auch noch die Nebenminima zu erkennen. Der Kontrast des Signals nimmt mit zunehmendem n leicht zu. Dies ist eine Folge der mit abnehmender Pulslänge τ breiter werdenden Geschwindigkeitsverteilung, die mit dem Lichtpuls wechselwirkt.

Der Beobachtung von Interferenzen zwischen vielen Teilwellen mit unterschiedlicher Phasenentwicklung ist in dieser Anordnung keine prinzipielle Grenze gesetzt. In Abb. 34 sind als Beispiel die berechneten Signale für $n=20$ und $n=50$ dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, daß für zunehmendes n die Breite des Hauptminimums abnimmt. Des Weiteren bleibt der Kontrast nahezu konstant.

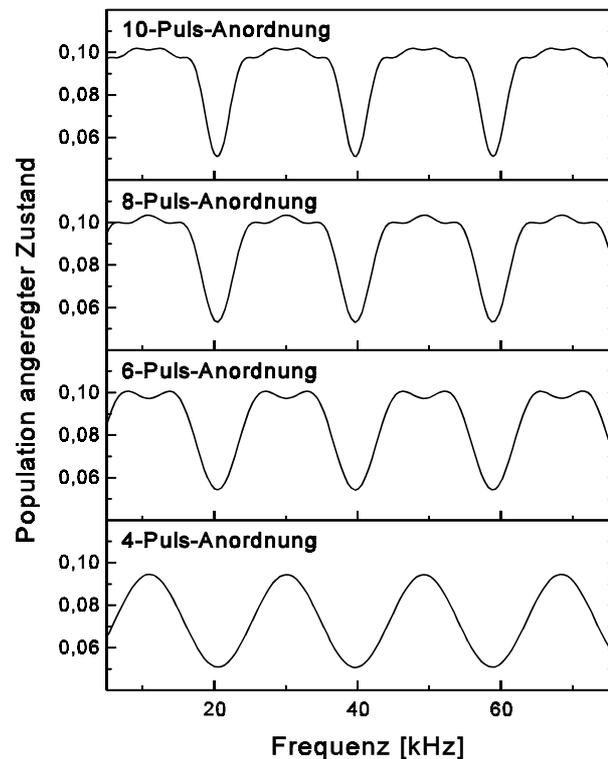


Abb. 33: Berechnete Interferenzsignale der hochfrequenten Rückstoßkomponente in der $2n$ -Puls-Anordnung mit $n=2, 3, 4$ und 5 . Die Rabi-Frequenz beträgt jeweils $\Omega_0=1.57\cdot 10^6\text{ s}^{-1}$ und die Geschwindigkeitsbreite $\sigma_v=1\text{ m/s}$. Die Pulslänge τ ist jeweils so gewählt, daß auf Resonanz ein ruhendes Atom einen π/n -Puls erfährt. Die Dunkelzeit beträgt $T=26\text{ }\mu\text{s} - \tau$.

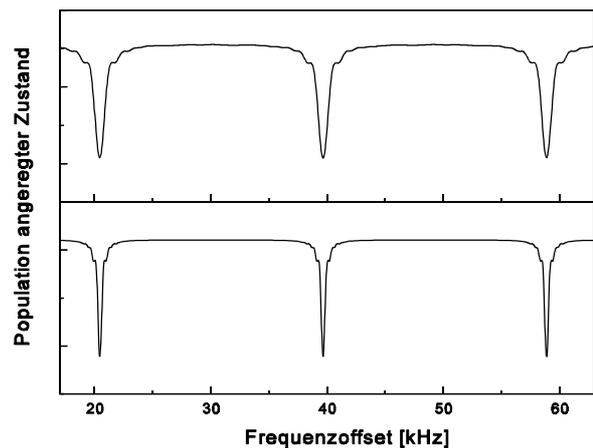


Abb. 34: Berechnete Interferenzsignale der hochfrequenten Rückstoßkomponente in der 20-Puls-Anordnung (oben) bzw. in der 50-Puls-Anordnung (unten). Die Rabi-Frequenz beträgt jeweils $\Omega_0=1.57\cdot 10^6\text{ s}^{-1}$ und die Geschwindigkeitsbreite $\sigma_v=1\text{ m/s}$. Die Pulslänge τ ist jeweils so gewählt, daß auf Resonanz ein ruhendes Atom einen π/n -Puls erfährt. Die Dunkelzeit beträgt $T=26\text{ }\mu\text{s} - \tau$.

Abhängigkeit vom Pulswinkel $\Omega_0\tau$

Für die Verwirklichung eines Vielstrahl-atominterferometers in dieser Anordnung ist die Kenntnis der Abhängigkeit des Interferenzsignals von den eingehenden Parametern wesentlich. Die Abhängigkeit des Interferenzsignals von dem Pulswinkel $\Omega_0\tau$ der einzelnen Strahlteilerpulse ist hier ein wichtiger Parameter. In Abb. 35 ist diese Abhängigkeit am Beispiel der 10-Puls-Anordnung verdeutlicht. Es ist zu erkennen, daß ein optimaler Kontrast des Interferenzsignals für einen Pulswinkel von $\Omega_0\tau \approx \pi/5$ erreicht werden kann. Schwankt der Pulswinkel um bis zu 20% um diesen Wert, so ist eine Abnahme des Kontrasts von bis zu 13 % zu beobachten. Somit ist eine entsprechend gute Justage von Lichtleistung bzw. Pulslänge der Pulse nötig. Da der Pulswinkel auf bis zu 10% genau eingestellt werden kann, schränkt dies die Beobachtung von Vielstrahlinterferenzen jedoch nicht prinzipiell ein.

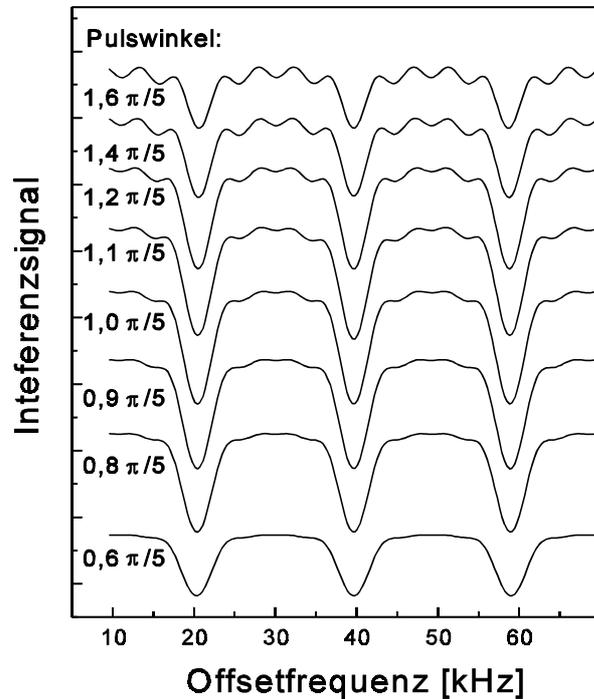


Abb. 35: Abhängigkeit des Interferenzsignals der 10-Puls-Anordnung von dem Rabiwinkel der einzelnen Strahlteilerpulse. Dargestellt ist das Signal der hochfrequenten Rückstoßkomponente. Die Rabi Frequenz beträgt jeweils $\Omega_0 = 1.57 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Die Pulslänge τ wurde jeweils so eingestellt, daß sich der angegebene Pulswinkel $\Omega_0\tau$ ergibt.

Überlagerung der beiden Rückstoßkomponenten

Wie weiter oben erwähnt, setzt sich das Interferenzsignal aus den Signalen von zwei Rückstoßkomponenten zusammen, d.h. eines der Ringsysteme ist um $\Delta = +\delta$, das andere um $\Delta = -\delta$ zentriert. Werden keine speziellen Vorkehrungen zur Unterdrückung einer Rückstoßkomponente getroffen, so überlagern sich diese beiden Signale. Liegen die beiden Ringsysteme nicht perfekt übereinander, so führt dies bei der 4-Puls-Ramsey-Bordé-Anordnung zu einer Abnahme des Kontrastes der Ramseyringe. In der $2n$ -Puls-Anordnung führt dies hingegen zu einer Verbreiterung der Hauptminima bis schließlich die Hauptminima der beiden Rückstoßkomponenten getrennt sind. In Abb. 36 wird dies für das Beispiel der 10-Puls-Anordnung verdeutlicht. Für eine Dunkelzeit

$T=24,8 \mu\text{s}$ überlagern die beiden Rückstoßkomponenten optimal. Wird die Dunkelzeit vergrößert, so ist bis $T=25,6 \mu\text{s}$ eine zunehmende Verbreiterung des Hauptminimums zu beobachten. Ab $T=26,0 \mu\text{s}$ können die Hauptmaxima der beiden Rückstoßkomponenten aufgelöst werden.

Für eine zunehmende Anzahl interferierender Teilwellen n wird die Empfindlichkeit auf eine Änderung der Dunkelzeit T vergrößert. In einer vereinfachenden Abschätzung wird angenommen, daß die Linienbreite des Hauptminimums mit $1/n$ skaliert, während die Lage der Hauptminima als Funktion der Dunkelzeit gleich bleibt. Die Zeit T_0 sei so definiert, daß sich bei dieser Dunkelzeit die beiden Rückstoßkomponenten optimal überlagern.

Lassen sich nun bei der Zeit $T_0+\Delta T$ die beiden Rückstoßkomponenten gerade auflösen, so skaliert diese Zeitabweichung ΔT mit $1/n$. Für die

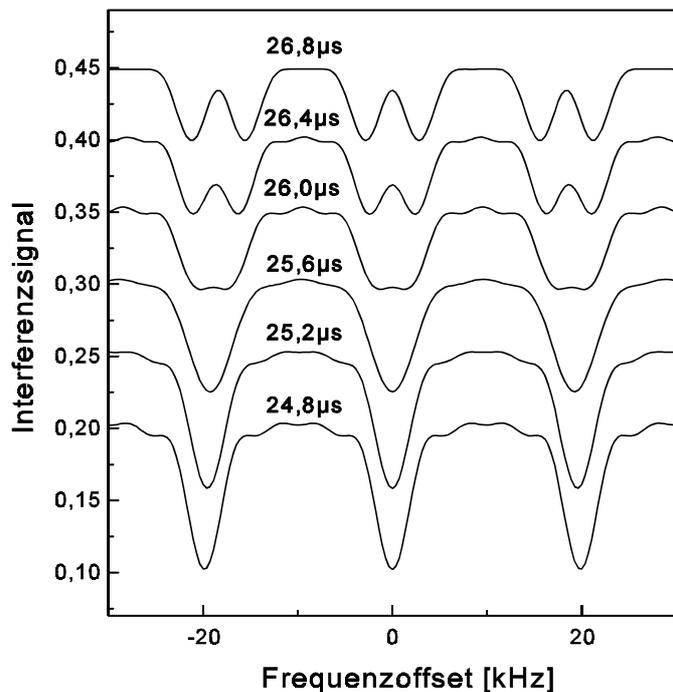


Abb. 36: Berechnetes Interferenzsignal der beiden Rückstoßkomponenten der 10-Puls-Anordnung für verschiedene Dunkelzeiten T . Die Werte für die Dunkelzeit sind in den Graphen mit eingetragen. Die Rabi-Frequenz beträgt jeweils $\Omega_0=1.57 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ und die Pulslänge $\tau=0,4 \mu\text{s}$.

Beobachtung von Interferenzen zwischen vielen Teilstrahlen ist somit die Dunkelzeit T mit hoher Präzision einzustellen oder aber eine der beiden Rückstoßkomponenten zu unterdrücken. Insgesamt erweist sich die Abhängigkeit des Signals der Vielstrahlinterferenz von den Parametern Pulswinkel $\Omega_0\tau$ und Dunkelzeit T als hinreichend unkritisch um auch Vielstrahlinterferenzen hoher Ordnung beobachten zu können. Im nächsten abschließenden Abschnitt sollen erste experimentelle Ergebnisse der Vielstrahlatominterferometrie im Zeitraum vorgestellt werden.

4.5.3. Realisation eines Vielstrahlatominterferometers im Zeitraum

Die Vielstrahlatominterferometrie wurde durch die gepulste Interferometrie an einem laserpräparierten atomaren Ensemble verwirklicht. Das Verfahren der gepulsten Interferometrie und der experimentelle Aufbau werden in Kapitel 5 ausführlich beschrieben. Hier sei nur kurz auf das Prinzip eingegangen.

In einer magnetooptischen Falle werden Magnesiumatome unter Verwendung des schnellen $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergangs eingefangen und gekühlt. Die Falle wird zyklisch für mehrere 100 μs abgeschaltet und in dieser Zeit die gepulste Interferometrie an den nahezu ruhenden Atomen durchgeführt. Die hierzu benötigten Lichtpulse werden durch zwei akustooptische Modulatoren erzeugt. Ein Teil der Atome befindet sich nach der Interferometrie im angeregten Zustand und wechselwirkt nach Wiedereinschalten der Fallenlaserstrahlen nicht mit diesen, so daß die Atome aus der Falle verloren gehen. Durch die Wiederholung der Interferometrie mit einer Rate von ca. 45 Hz wird dieser Verlust verstärkt und anhand der Abnahme der Fallenfluoreszenz detektiert.

Das Interferenzsignal wird somit über die Fallenfluoreszenz ausgelesen. Da die Fallenfluoreszenz ein Maß für die Atome ist, die das Interferometer im Grundzustand verlassen, sind Signale zu erwarten, die gegenüber den im vorhergehenden Kapitel dargestellten berechneten Signalen invertiert sind.

Abb. 37 zeigt ein erstes Fluoreszenzsignal für die Interferometrie in der 6-Puls-Anordnung. Die Parameter Dunkelzeit und Pulslänge wurden so gewählt, daß eine

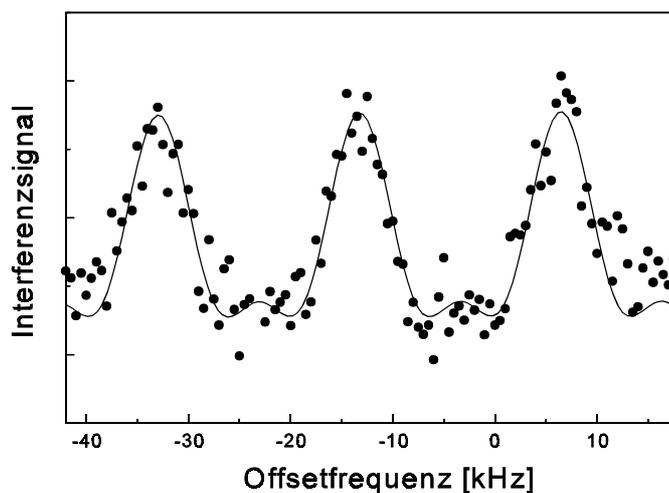


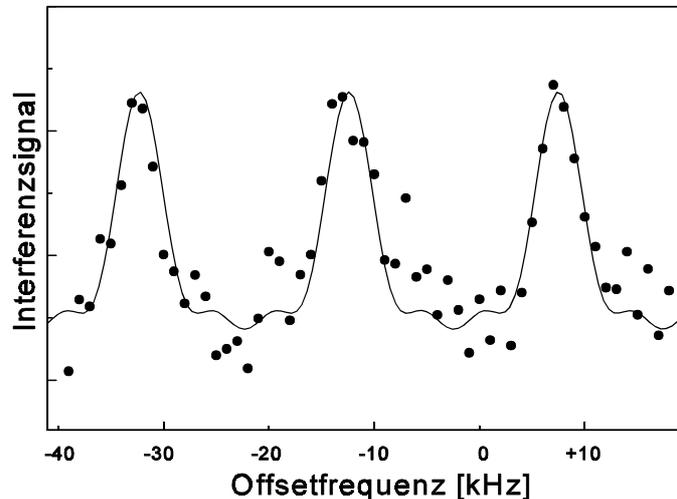
Abb. 37 zeigt ein erstes Fluoreszenzsignal für die Interferometrie in der 6-Puls-Anordnung. Die Parameter Dunkelzeit und Pulslänge wurden so gewählt, daß eine

Abb. 37: Experimentelle Realisation der Vielstrahlinterferometrie in der 6-Puls-Anordnung. Die Punkte geben die Fallenfluoreszenz als Funktion der Frequenz der Strahlteilerlichtpulse wieder. Die Dunkelzeit beträgt $T=20,1 \mu\text{s}$ und die Pulslänge $\tau=5,0 \mu\text{s}$. Mit eingezeichnet ist ein berechnetes Interferenzsignal wie es sich unter den experimentellen Bedingungen für Pulse mit $\Omega_0\tau=\pi/3$ ergibt.

Periodizität des Interferenzsignals von $\delta/2 \approx 20 \text{ kHz}$ zu erwarten ist. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Maxima des Signals schmäler als die Minima sind, welches in Einklang mit dem

ebenfalls in Abb. 37 eingezeichneten erwarteten Signalverlauf ist und auf die erzielte Interferenz zwischen drei Teilwellen unterschiedlicher Phasenentwicklung hindeutet.

In einem nächsten Schritt konnte auch die Interferenz zwischen vier atomaren Teilwellen unterschiedlicher Phasenentwicklung in einer 8-Puls-Anordnung beobachtet werden. In Abb. 38 ist das detektierte Fluoreszenzsignal dem erwarteten Signalverlauf gegenübergestellt. Die Parameter entsprechen denen für die 6-Puls-Anordnung, jedoch wurde



bei konstantem $T+\tau$ die Pulslänge so optimiert, daß ein optimaler Kontrast des Signals beobachtet wird. Deutlich zu

Abb. 38: Experimentelle Realisation der Vielstrahlinterferometrie in der 8-Puls-Anordnung. Die Punkte geben die Fallenfluoreszenz als Funktion der Frequenz der Strahlteilerlichtpulse wieder. Die Dunkelzeit beträgt $T=21,2 \mu\text{s}$ und die Pulslänge $\tau=3,9 \mu\text{s}$. Mit eingezeichnet ist ein berechnetes Interferenzsignal wie es sich unter den experimentellen Bedingungen für Pulse mit $\Omega_0\tau=\pi/4$ ergibt.

erkennen ist die gegenüber Abb. 37 weitere Verringerung der Breite der Hauptmaxima, die ein klares Indiz für die Realisierung einer Vielstrahlinterferenz ist.

Das hiermit demonstrierte Vielstrahlatominterferometer weist einige Unterschiede im Vergleich zu den beiden bisher publizierten [HIN97], [WEI96] Vielstrahlatominterferometern auf, die beide Atominterferometer im Ortsraum darstellen. Während die Zahl interferierender Teilwellen in [HIN97] auf drei und in [WEI96] auf 5 begrenzt ist, ist in dem hier diskutierten Interferometer die Zahl interferierender Teilwellen variabel. Hierdurch ist es möglich die Anzahl interferierender Strahlen auf die zu untersuchende Fragestellung anzupassen.

Das hier vorgestellte Interferometer liefert als Signal im Gegensatz zu [HIN97] nicht das reine Interferenzsignal einer Interferenz zwischen n Teilstrahlen sondern eine Überlagerung von Interferenzsignalen für verschieden viele Teilstrahlen, doch dominiert der Anteil der n -Strahl-Interferenz am Signal.

In [WEI96] wird Projektion auf einen Dunkelzustand mittels eines Stehwellenlichtfeldes als Strahlteiler verwendet. Diese hat zur Folge, daß in jedem Strahlteiler der Anteil der Atome, die mit dem Lichtfeld koppeln für die Interferometrie verloren geht und somit der Anteil an Atomen

groß ist, die nicht zum Interferenzsignal beitragen. Im Gegensatz hierzu wird in dem hier vorgestellten Interferometer der Anteil der Atome, die mit den Strahlteilerpulsen wechselwirken nur durch die Pulslänge und die Geschwindigkeitsverteilung der Atome in Richtung der Lichtpulse bestimmt. Wie in den oben durchgeführten Rechnungen gezeigt läßt sich für typische experimentelle Parameter erreichen, daß ein Anteil von 20% mit allen Lichtpulsen wechselwirkt und somit zum Interferenzsignal beiträgt. Dieser Anteil ist unabhängig von der Anzahl der interferierenden Teilstrahlen.

Die in [WEI96] durchgeführte Aufspaltung der atomaren Welle in einem Strahlteiler in fünf verschiedene Impulszustände führt zu zusätzlichen, quadratisch vom übertragenen Impuls abhängigen Phasentermen, die eine Beobachtung des Interferenzsignals nur zu bestimmten Zeiten ermöglicht [WEI97]. Durch die Aufspaltung in lediglich zwei Impulszustände in jedem Strahlteiler besteht eine solche Einschränkung in dem hier geschilderten Interferometer nicht.

In diesem Kapitel wurde somit eine neue Methode zur Erzielung von Vielstrahlinterferenzen in einem Atominterferometer vorgestellt. Das hiermit demonstrierte Interferometer stellt ein Vielstrahlatominterferometer im Zeitraum dar. Anhand von numerischen Berechnungen des Signals für bis zu 50 interferierende Teilwellen und anhand allgemeiner Überlegungen wurde gezeigt, daß die mögliche Anzahl interferierender Teilwellen in diesem Aufbau prinzipiell nicht begrenzt ist. Die Handhabbarkeit dieses Aufbaus wurde in einem ersten Demonstrationsexperiment für drei und vier interferierende Teilwellen gezeigt.

Für das Verständnis dieses Vielstrahlinterferometers ist die experimentelle Verifikation der hier berechneten Parameterabhängigkeiten des Interferenzsignals wünschenswert. In einem nächsten Schritt sollte dann die experimentelle Realisierung von Interferenzen höherer Ordnung und die hiermit verbundene Beobachtung schmaler Resonanzen möglich sein, welches ein weites Feld von neuartigen atominterferometrischen Untersuchungen ermöglicht. Eine mögliche erste Anwendung dieses Interferometers ist die genauere Vermessung der von zustandsabhängigen Wechselwirkungen verursachten Phasenverschiebungen.

5. Höchstaflösende Spektroskopie an kalten Atomen

Für die hochauflösende dopplerfreie Spektroskopie werden extrem lange Wechselwirkungszeiten benötigt, wie sie sich nur mit hohem Aufwand an einem Gas bei Raumtemperatur oder einem Atomstrahl realisieren lassen. Eine einfache Methode, um bei der Mikrowellenspektroskopie die Wechselwirkungszeitverbreiterung zu verringern und somit schmalere Linien zu erhalten wurde von N. F. Ramsey vorgeschlagen [RAM50]. Hierbei durchläuft ein Atomstrahl zwei räumlich getrennte oszillierende Felder, die zur Erzielung der benötigten Phasenstarrheit von derselben Quelle generiert werden (Abb. 39a). Die Wechselwirkung des Atoms mit dem ersten Strahlungsfeld erzeugt eine kohärente Überlagerung der beiden beteiligten inneren Zustände. Die so induzierte atomare Polarisation oszilliert mit der atomaren Übergangsfrequenz ω_0 in dem feldfreien Bereich zwischen den beiden Wechselwirkungszone, während die Phase des Strahlungsfeldes mit der Frequenz ω_F des Feldes oszilliert. Die Wirkung der zweiten Wechselwirkungszone hängt von der relativen Phase zwischen der Oszillation der atomaren Polarisation und dem Strahlungsfeld ab. Die Besetzung oszilliert somit mit $\cos((\omega_0 - \omega_F)T)$ zwischen den beiden beteiligten Zuständen bei Variation der Frequenzverstimmung, wobei mit T die Dunkelzeit zwischen den beiden Wechselwirkungszone bezeichnet sei.

Während diese Methode im Mikrowellenbereich zu Resonanzen mit einem Kontrast nahe eins führt, läßt sich dieses Verfahren im optischen Frequenzbereich nur bedingt einsetzen, da eine äußerst schmale Verteilung der Geschwindigkeiten in Richtung des Wellenvektors des Lichtfeldes benötigt wird. Hat ein Atom eine Geschwindigkeit v_z in Richtung des Wellenvektors, so ändert sich die Phase des Lichtfeldes, mit dem es in der zweiten Zone wechselwirkt relativ zur Phase in der ersten Zone aufgrund der Ortsänderung um $\delta\phi = kv_z T$, wobei k den Betrag des

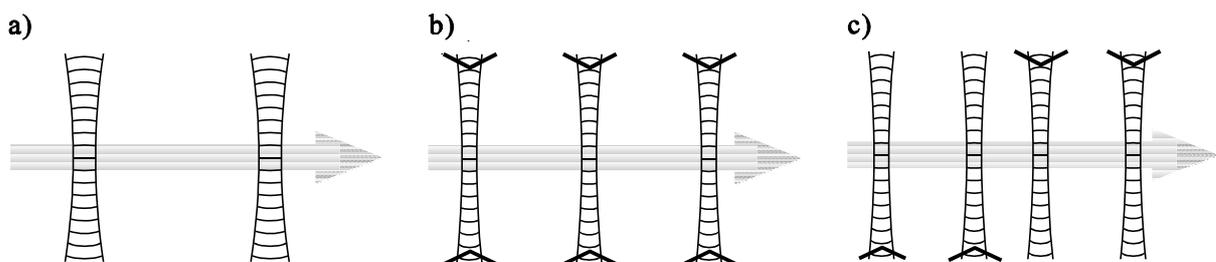


Abb. 39: Prinzipielle Anordnung für die Ramseyspektroskopie a) im Mikrowellenbereich, b) im optischen Frequenzbereich mit drei Stehwellen und c) im optischen Frequenzbereich mit vier Laufwellen.

Wellenvektors des Lichtfeldes bezeichnet. Schwankt nun $\delta\phi$ aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten der einzelnen Atome um mehr als 2π , so kommt es zu einer Auswaschung der Ramseyringe. So wird schon bei der Spektroskopie von Ramseyringen mit 100 kHz Periodizität im sichtbaren Frequenzbereich eine Geschwindigkeitsbreite kleiner als 5 cm/s benötigt, welche im Bereich der Rückstoßgeschwindigkeit liegt. Durch die entsprechende Kollimation eines Molekülstrahls konnten Ramseyringe mit einer Periodizität von 155 kHz bei der Spektroskopie im infraroten Frequenzbereich beobachtet werden [ADA86]. Für die Spektroskopie von Resonanzen im kHz-Bereich ist jedoch eine Einengung der Geschwindigkeitsverteilung nötig, wie sie nur bei gleichzeitig gravierender Reduktion des Flusses des Atomstrahls oder durch die Methoden der Laserkühlung zu erzielen ist.

Als ein Verfahren zur Beobachtung von Ramseyringen unabhängig von der Breite der Geschwindigkeitsverteilung wurde die Verwendung von drei äquidistanten Stehwellen (Abb. 39b) vorgeschlagen [BAK76] und kurze Zeit später demonstriert [BER77]. Alternativ hierzu wurde eine Anordnung mit zwei entgegelaufenden Paaren paralleler äquidistanter Laufwellen vorgeschlagen [BOR77], wie sie in Abb. 39c skizziert ist.

Ursprünglich als eine Spektroskopiemethode eingeführt, wurde erst später erkannt, daß es sich hierbei um ein Atominterferometer handelt [BOR89], für das sich die Bezeichnung Ramsey-Bordé-Interferometer durchgesetzt hat. Das mit der Anordnung aus vier Laufwellen erzeugte Atominterferometer wurde schon in Kapitel 4.1 diskutiert. Die für die Ramsey-Spektroskopie im Sichtbaren im Gegensatz zur Verwendung von Mikrowellen benötigten letzten beiden Wechselwirkungszonen lassen sich leicht bei Betrachtung des Interferometers verstehen. Der Photonenrückstoß bei Mikrowellen ist so gering, daß auch bei einer Flugzeit von 1 ms zwischen den beiden Wechselwirkungszonen der transversale Versatz zwischen den beiden atomaren Teilwellen typischerweise kleiner als 1 nm und somit auch klein gegenüber der transversalen Kohärenzlänge ist. Für die Verwendung von sichtbarer Strahlung beträgt der transversale Versatz leicht mehrere μm und ist typischerweise größer als die transversale Kohärenzlänge, so daß durch zusätzliche Wechselwirkungszonen für eine Überlappung der atomaren Teilwellen am Interferometerausgang gesorgt werden muß.

Auf den Einsatz der Ramsey-Bordé-Interferometrie für Vermessungen verschiedenster Potentiale und Beschleunigungen des Laborsystems wurde im vorangehenden Kapitel eingegangen. Hier

sei nun die Verwendung eines Ramsey-Bordé-Interferometers für die optische Spektroskopie diskutiert.

Bei der Ramsey-Bordé-Interferometrie an einem Atomstrahl treten störende linienverschiebende Effekte, wie der Dopplereffekt 1. und 2. Ordnung, auf. Diese führen zu einer Ungenauigkeit in der Bestimmung der ungestörten Übergangsfrequenz. Durch die Interferometrie im Zeitraum auf der Basis resonanter Lichtpulse, wie sie vorherigen Kapitel erläutert wurde, lassen sich die linienverschiebenden Effekte um mehrere Größenordnungen verringern [SEN93a]. So konnten Resonanzen mit einer Linienbreite von einigen kHz bei einer abgeschätzten Frequenzunsicherheit von wenigen Hz beobachtet werden [SEN94], [SCH96c]. In jüngster Zeit ist es nun gelungen die Auflösung zu vergrößern, so daß jetzt die Beobachtung von Resonanzen mit einer Linienbreite von unter 500 Hz möglich ist [RUS98], [ZIN97]. Diese Untersuchungen sind Gegenstand des hier vorliegenden Kapitels.

Zuerst wird der experimentelle Aufbau beschrieben. Kapitel 5.2 liefert ein theoretisches Modell des Detektionsverfahrens für das Interferometriesignal, welches auf der Verlustdetektion und der Signalverstärkung durch mehrfache Wiederholung des Interferometriezyklus beruht. In Kapitel 5.3 werden die experimentellen Ergebnisse der Sättigungsspektroskopie und der optischen Spektroskopie an dem Atominterferometer im Zeitraum mit erzielten Linienbreiten von bis zu 491 Hz vorgestellt. Das darauf folgende Kapitel liefert eine Diskussion der physikalischen Effekte, die die Amplitude und Phase der Ramsey-Resonanz beeinflussen. Die Ergebnisse dieses Kapitels werden in Kapitel 5.5 verwendet, um aus den experimentellen Daten die Linienbreite des Laserspektrometers zu bestimmen. Abschließend erfolgt eine Bewertung der erzielten Ergebnisse im Hinblick auf einen optischen Frequenzstandard.

5.1. Der experimentelle Aufbau

Im folgenden soll auf die Realisierung der optischen Spektroskopie an einem kalten Ensemble von Magnesiumatomen basierend auf der Atominterferometrie im Zeitraum eingegangen werden. Die Interferometrie erfolgt unter Verwendung des $(3s^2)^1S_0 \rightarrow (3s3p)^3P_J$ -Übergangs bei einer Wellenlänge von 457 nm. Hierbei handelt es sich um den einzigen Übergang im sichtbaren Spektralbereich, der das 1S_0 -Grundzustandsniveau von Magnesium mit einem Niveau des

Triplettsystems verbindet. Die drei Feinstrukturkomponenten des Übergangs besitzen stark unterschiedliche Dipolmatrixelemente. Aufgrund der relativ starken Kopplung des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs, die zu einer Lebensdauer des 3P_1 -Zustands von $\tau = 5.1 \pm 0.7$ ms führt [GOD92], wurde das hier beschriebene Experiment an dem zugehörigen Übergang durchgeführt. Unter den drei natürlich vorkommenden Isotopen wurde ^{24}Mg ausgewählt, weil es zum einen wegen des fehlenden Kerndrehimpulses ein Unterniveau mit verschwindendem magnetischem Moment besitzt und somit nur Effekte höherer Ordnung zu einer Linienverschiebung durch elektromagnetische Felder führen, zum anderen das mit 79% am häufigsten vorkommende Isotop ist.

5.1.1. Prinzip des experimentellen Aufbaus

Der experimentelle Aufbau zur Interferometrie an einem kalten Ensemble ist in Abb. 40 dargestellt. In einer MOT wird ein Ensemble von Magnesiumatomen eingefangen und gekühlt. Anschließend werden die Licht- und Magnetfelder der Falle abgeschaltet, um während der Interferometrie die durch diese Felder verursachten linienverschiebenden und kohärenzzerstörenden Effekte zu vermeiden. Für die Interferometrie werden aus

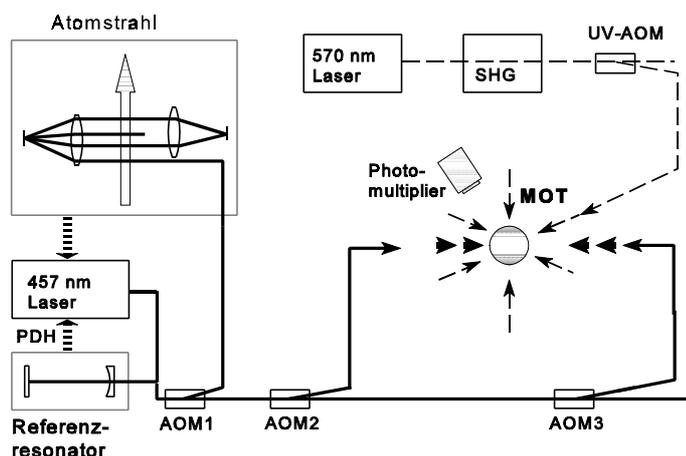


Abb. 40: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Atominterferometrie im Zeitraum an einem lasergekühlten Ensemble.

dem Laserlicht eines Farbstofflaserspektrometers bei 457 nm mittels akustooptischer Modulatoren Lichtpulse erzeugt, die aus zwei antiparallelen Richtungen auf die kalte Atomwolke eingestrahlt werden. Um die benötigte Frequenzstabilität zu erzielen, wird das Laserspektrometer für kurze Zeiten auf die Resonanz eines ultrastabilen Resonators hoher Güte stabilisiert. Zur Kompensation der Drift des Resonators wird für längere Mittelungszeiten die Frequenz auf die an einem Atomstrahl gemessene Ramsey-Bordé-Resonanz stabilisiert. Zur Steuerung des Experimentablaufs und zur Erfassung der Meßdaten wird ein komplexes System aus Puls-generatoren und einem rechnergestützten Meßwerterfassungssystem verwendet. Im folgenden

sollen die einzelnen Komponenten des Experiments näher beschrieben werden, soweit dies nicht an anderer Stelle erfolgt ist.

5.1.2. Die magnetooptische Falle

Der experimentelle Aufbau zur magnetooptischen Speicherung wurde schon in Kapitel 3 ausführlich erläutert. Wie in Kapitel 5.2 erläutert wird, ist für ein optimales Signal der als Fallenverlust detektierten Interferenzringe der Wiedereinfangradius der MOT anzupassen. Ein Wiedereinfangradius von ca. 5 mm wurde durch einen entsprechenden Strahlradius der Fallenlaserstrahlen von 3 mm erreicht.

Das bei der Interferometrie detektierte Signal hängt empfindlich von der Einfangrate R und dem Verlustkoeffizienten α der ungestörten MOT ab. Es wurde deshalb Sorge getragen, daß die zeitlichen Schwankungen dieser Größen möglichst gering sind. Werden solche Schwankungen durch das Lichtfeld zur Speicherung der Atome hervorgerufen, so kann dies seine Ursache in Frequenzfluktuationen, Strahllageschwankungen, Leistungsvariationen oder Fluktuationen im Modenprofil haben. In Kapitel 3.2 wurden die Maßnahmen besprochen, durch die diese Effekte verringert wurden. Mit diesen Methoden konnte das Rauschen der über eine Sekunde gemittelten Fluoreszenz der Falle auf eine Standardabweichung von bis zu 0.8 % reduziert werden. Die verbleibenden Schwankungen in der Fallenfluoreszenz sind auf Leistungsschwankungen der Fallenlaserstrahlung zurückzuführen.

5.1.3. Das Laserspektrometer

Für die hochauflösende Spektroskopie benötigt man eine Laserlichtquelle hinreichender spektraler Reinheit, die sich in der Frequenz durchstimmen läßt. Das in unserer Gruppe vorhandene Laserspektrometer, welches diese Bedingungen erfüllt, wurde von U. Sterr aufgebaut [STE93] und von V. Rieger und H. Hinderthür weiterentwickelt [RIE96], [HIN98a]. An dieser Stelle sollen die wesentlichen Komponenten kurz beschrieben werden.

Das Spektrometer stabilisiert die Frequenz eines Stilben 3 Farbstofflasers auf einen stabilen Resonator hoher Güte (Finesse $\mathcal{F}=40.000$). Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, die an den Enden eines durchbohrten Zerodurzylinders aufgeklebt sind. Der Zerodurstab gewährleistet eine

hohe Stabilität der Resonatorlänge und führt zu einer geringen alterungsbedingten Drift der Resonanzfrequenzen von 3,2 Hz pro Sekunde. Jedoch kann während der Stabilisierung durch thermische Effekte eine Drift von bis zu 30 Hz/s auftreten [RIE96]. Zur Entkopplung des Referenzresonators von Umwelteinflüssen, die zu Schwankungen in den Eigenfrequenzen des Resonators führen würden, befindet sich der an zwei Drähten aufgehängte Resonator in einer Vakuumkammer, die aktiv elektronisch temperaturstabilisiert ist.

Zur Anbindung des Lasers an diesen Resonator nutzt man dessen schmalbandige Reflexion aus, um nach dem Verfahren von Pound, Drewer und Hall (PDH-Regelung) die Abweichung der Laserfrequenz von der Resonanzfrequenz des Resonators zu detektieren [POU46], [DRE83]. Zum Ausgleich des Frequenzversatzes zwischen den Frequenzen des Lasers und des Referenzresonators befindet sich im Strahlengang zwischen Laser und Resonator ein im doppelten Durchgang verwendeter akustooptischer Modulator. In einem elektrooptischen Modulator (EOM) werden dem Laserstrahl die für die PDH-Regelung nötigen Seitenbänder aufgeprägt. Die je nach Lage der Frequenz des einfallenden Lichtes unterschiedliche Reflexion der Seitenbänder +1. und -1. Ordnung wird phasensensitiv detektiert und hieraus das Fehlersignal generiert. Als langsames Stellelement im Resonator findet ein auf eine Piezokeramik geklebter Spiegel Verwendung, während als schnelles Stellelement ein elektrooptischer Modulator in den Laserresonator eingebaut ist.

Die aus dem Fehlersignal der Regelung ermittelte spektrale Linienbreite beträgt 40 mHz [RIE96]. Das Fehlersignal ist jedoch nur ein Maß für die Anbindung des Lasers an den Referenzresonator, die Frequenzfluktuationen der Resonanzfrequenz des Referenzresonators führen zu einer deutlich größeren Linienbreite. In Kapitel 5.5 wird hierauf noch näher eingegangen.

5.1.4. Die Langzeitstabilisierung des Laserspektrometers

Für die höchstauflösende Spektroskopie erweist sich die während des Experiments auftretende Drift des Laserspektrometers von ca. 15 Hz/s als störend. Zur Langzeitstabilisierung wurde deshalb bei den im folgenden beschriebenen Experimenten die Laserfrequenz für Integrationszeiten größer 1 s auf eine natürliche Resonanz stabilisiert. Wie in Abb. 40 dargestellt, wird hierzu das Laserlicht in den Zeiten, in denen es nicht zur gepulsten Interferometrie an den kalten

Atomen benötigt wird, zur Ramsey-Bordé-Interferometrie an einem thermischen Atomstrahl verwendet.

Die Interferometrie erfolgt in der Anordnung aus vier Laufwellen. Bei einem Zonenabstand von $D=9$ mm und einer mittleren Geschwindigkeit $v=700$ m/s ergibt sich für das Ramsey-Signal eine Periodizität von 40 kHz. Zur Unterdrückung der hochfrequenten Rückstoßkomponente und gleichzeitigen Erhöhung des Kontrastes der niederfrequenten Rückstoßkomponente wurde eine Anordnung gewählt, in der die Polarisation der 1. und 4. Laufwelle senkrecht auf der Polarisation der 2. und 3. Laufwelle steht [HIN98a], [HIN98b]. Das Interferenzsignal der niederfrequenten Rückstoßkomponente ist in Abb. 41 dargestellt. Da jede Geschwindigkeitsklasse eine andere Dunkelzeit zwischen den Wechselwirkungszonen erfährt, sind aufgrund der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl nur ca. 1,5 Perioden der Ramseyringe zu sehen.

Die Stabilisierung der Frequenz des Laserspektrometers erfolgt auf das Minimum des Interferenzringes der niederfrequenten Rückstoßkomponente. Aus den Zählraten bei einer typischerweise um ± 4 kHz von der Laserfrequenz versetzten Frequenz wird die Richtung der Abweichung der gemessenen Resonanzfrequenz von der Laserfrequenz bestimmt. In entgegengesetzter Richtung wird die Laserfrequenz um einen festen Stellschritt von typischerweise 40 Hz versetzt.

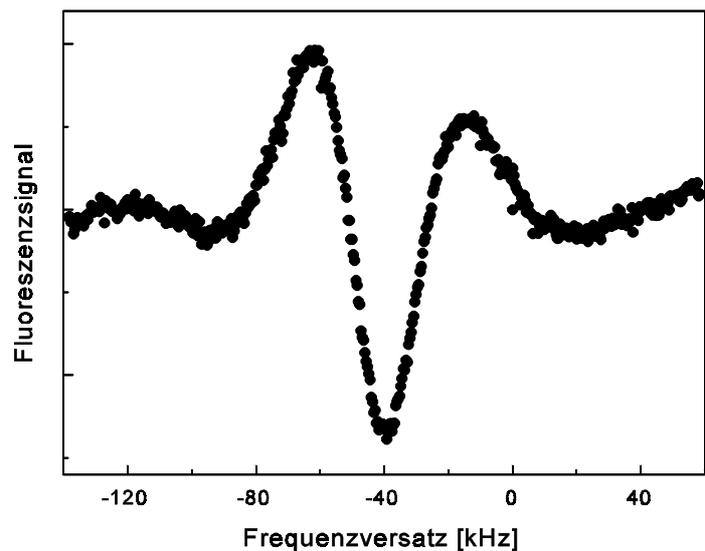


Abb. 41: Interferenzsignal der niederfrequenten Rückstoßkomponente bei der Ramsey-Bordé-Interferometrie an einem thermischen Atomstrahl.

Unter der Annahme, daß die Frequenzstabilität Schrot-Rausch begrenzt ist, läßt sich die Quadratwurzel der zwei-Proben-Allanvarianz bestimmen (siehe Kapitel 5.6.1). Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für eine Sekunde Mittelungszeit wurde zu $S/N(\tau=1s)=73$ bestimmt, die Linienbreite beträgt $\Delta\nu=20$ kHz. Da für weißes Frequenzrauschen die Quadratwurzel der zwei-Proben-Allanstandardabweichung mit der Standardabweichung übereinstimmt [ALL87], läßt sich hieraus die Frequenzunsicherheit bei der Langzeitstabilisierung auf $\delta\nu/\nu \approx 5,5 \cdot 10^{-13} (\tau/s)^{-1/2}$ abschätzen.

5.1.5. Die Strahlführung des Strahlteilerlichtfeldes

Wegen der Komplexität des Experiments war es nötig, die verschiedenen Experimentkomponenten auf mehrere voneinander getrennte Plattformen aufzubauen. So befinden sich, wie in Abb. 42 dargestellt das Laserspektrometer, die Apparatur zur Interferometrie am Atomstrahl und der Aufbau für die magnetooptische Falle auf voneinander getrennten Tischen. Um Schwankungen der Laserstrahlen auf ein Minimum zu reduzieren,

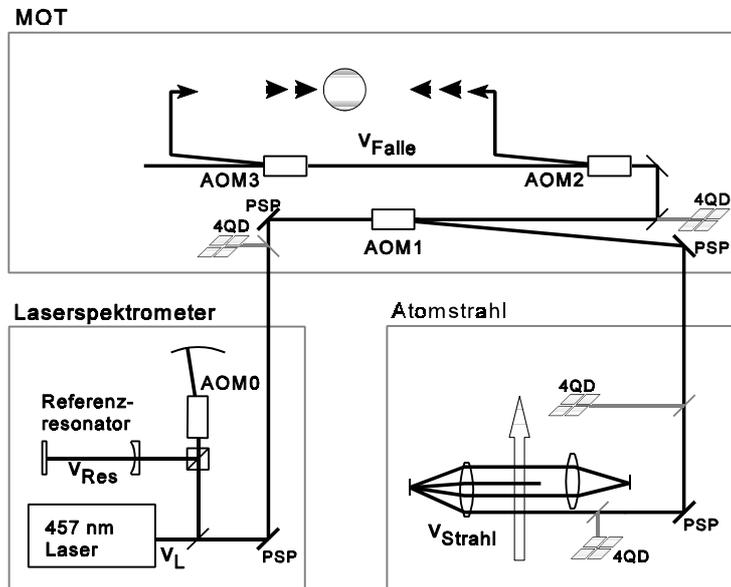


Abb. 42: Schematische Darstellung der Frequenzverschiebung und Strahllagestabilisierung des Strahlteilerlichtfeldes für die Interferometrie an einem Atomstrahl und einem gespeicherten Ensemble.

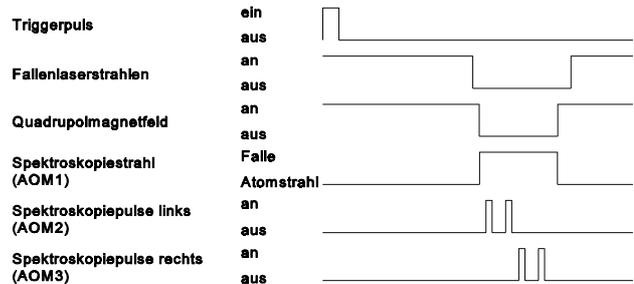
werden an den Stellen, an denen ein Laserstrahl von einem Tisch auf den nächsten gelenkt wird, Strahllagestabilisierungen eingesetzt, wie sie weiter oben im Zusammenhang mit dem UV-Laserstrahl beschrieben wurden. Während sich das Laserspektrometer und der Fallenaufbau auf optischen Tischen befinden, ist der optische Aufbau für die Strahlapparatur auf einem Aluminiumgestell. Um die durch Vibrationen des Gestells verursachten Phasenfluktuationen auf ein Minimum zu reduzieren, wird der Laserstrahl zuerst vom Laserspektrometertisch zum optischen Tisch mit dem Fallenaufbau gelenkt und dann von diesem Tisch hin zur Atomstrahlapparatur. Um die benötigten Frequenzversätze zwischen der Eigenfrequenz des Referenzresonators v_{Res} , der Frequenz des Lasers v_{L} und den Frequenzen zur Interferometrie am kalten Ensemble v_{Falle} und am Atomstrahl v_{Strahl} zu erzeugen, befinden sich vier akustooptische Modulatoren im Einsatz. Der im doppelten Durchgang eingesetzte Modulator AOM0 erzeugt den Frequenzversatz $v_{\text{Res}} - v_{\text{L}}$ zwischen Eigenfrequenz des Resonators und Laserfrequenz. Der AOM1 erzeugt einen festen Frequenzversatz $v_{\text{Strahl}} - v_{\text{L}} = -80 \text{ MHz} \pm 4 \text{ kHz}$ für die Stabilisierung auf den Ramseyring am Atomstrahl. Das aus dem Interferenzsignal abgeleitete Stellsignal wird direkt auf AOM0 gegeben. Um den Frequenzversatz zwischen dem Minimum des Ramseyrings am Atomstrahl und der für die Interferometrie an der Falle benötigten Frequenz zu erhalten, müssen AOM2 und

AOM3 bei einer um ca. 80 MHz verschobenen Frequenz betrieben werden. Da AOM2 und AOM3 die gleiche Frequenz benötigen, werden insgesamt drei Frequenzen mit einer Genauigkeit von besser 10^7 benötigt. Hierfür wurden eine Frequenzdekade (Fa. Schomandl, Modell MG 520 M) und zwei Frequenzsynthesizer (Fa. Rohde & Schwarz, Modell SMY01 und Modell SMH) eingesetzt.

5.1.6. Die Experimentsteuerung und Meßwerterfassung

Die Durchführung der Interferometrie verlangt einen komplexen Steuerungsalgorithmus. Das Interferometersignal wird anhand des Verlustes an in der MOT gespeicherten Atomen detektiert. Aufgrund der zur Verfügung stehenden Lichtintensität kann ein $\pi/2$ -Puls nur für ein gegenüber der Geschwindigkeitsverteilung der Atome kleines Geschwindigkeitsintervall erzeugt werden. Um trotzdem einen Verlust von ca. 50% der gefangenen Atome durch Anregung zu erzielen, wird der Interferometriezyklus für eine Frequenz mehrfach innerhalb einer Fallenlebensdauer wiederholt. Hierdurch erhält jedes Atom mehrfach die Gelegenheit an der Interferometrie teilzunehmen und das Interferenzsignal wird entsprechend verstärkt. Die sich aus dieser speziellen Art der Detektion ergebenden Konsequenzen werden in Kapitel 5.2 ausführlich diskutiert.

Während eines Interferometriezykluses sind die Felder der Falle abzuschalten, die Strahlteilerlichtpulse einzustrahlen und anschließend die Felder der Falle wieder einzuschalten. In Abb. 43 sind die hierzu notwendigen Steuerungsaufgaben zusammengefaßt. Zur



Synchronisation der verschiedenen Experimentkomponenten wird pro Interferometriezyklus ein Triggerpuls generiert. Die Fallenlaserstrahlen werden mittels des UV-AOMs abgeschaltet und kurze Zeit später wird das Quadrupolmagnetfeld der MOT abgeschaltet. Hierzu steht eine auf der Basis von MOSFETs und Zenerdioden aufgebaute Schaltelektronik zur Verfügung, die es erlaubt Ströme bis 100 A zu schalten. Nach ca. 50 μ s sind die Ströme genügend stark abgeklungen, so daß die Strahlteilerpulse eingestrahlt werden können. Hierzu ist als erstes das Lichtfeld, welches in der restlichen Zeit für die Interferometrie am Atomstrahl zur

Abb. 43: Symbolische Darstellung der Steuerungsaufgaben, die bei der Atominterferometrie im Zeitraum in einem Interferometriezyklus durchzuführen sind.

Verfügung steht, mittels AOM1 zur Fallenapparatur zu lenken. Anschließend können AOM2 und AOM3 die Pulse für die Interferometrie durch kurzzeitige Beugung des Lichtfeldes in die -1. Ordnung erzeugen. Nach Ende des letzten Interferometriepulses wird das Strahlteilerlichtfeld wieder zur Atomstrahlapparatur gelenkt, die Magnetfelder der MOT eingeschaltet und nach Aufbau des Magnetfeldes wird das Lichtfeld wiedereingeschaltet. Die Zeit zwischen dem Einschalten des Magnetfeldes und dem Wiederanschalten der Fallenlaserstrahlen wurde so optimiert, daß möglichst viele Atome bei gegebener Fallenauszeit wiedereingefangen werden.

Für eine feste Zahl von Interferometriezyklen wird das Fluoreszenzsignal der MOT mittels eines Photomultipliers und eines Zählers aufgenommen. Anschließend wird der Zähler ausgelesen und die Frequenz versetzt. Hierzu wird ein Interferometriezyklus ausgesetzt. In Abb. 44

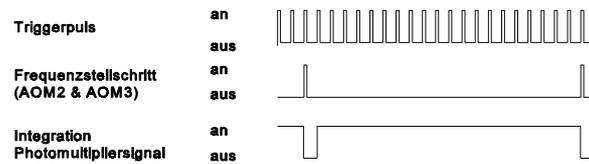


Abb. 44: Symbolische Darstellung der Steuerungsaufgaben die bei der Atominterferometrie im Zeitraum pro Meßpunkt durchzuführen sind.

sind die hierzu notwendigen Steuerungsaufgaben zusammengefaßt.

Die Ansteuerung der einzelnen Komponenten erfolgt durchgehend in TTL-Logik. Hinsichtlich der Genauigkeit, mit der die Ansteuerung der einzelnen Komponenten erfolgen muß, bestehen große Unterschiede. So darf die Länge und der Abstand der Strahlteilerpulse um höchstens $0.1 \mu\text{s}$, die Länge der Integrationszeit des Photomultipliersignals jedoch um bis zu $100 \mu\text{s}$ schwanken.

Die Steuerungs- und Messwerverfassungsaufgaben werden auf der Basis einer Kombination von schnellen Pulsgeneratoren und einem Rechnersystem unter dem Echtzeitbetriebssystem VxWorks realisiert. Hierbei werden die zeitkritischen Steuerungsaufgaben von Pulsgeneratoren übernommen, während das Rechnersystem die zeitunkritischen Aufgaben und die Meßwert- erfassung übernimmt. Als Pulsgeneratoren standen zwei Vierkanal-Pulsgeneratoren der Fa. Quantum Composer zur Verfügung. Für die rechnergestützte Experimentsteuerung wird ein VMEbus-System mit einer breiten Palette von Ein-/Ausgabekarten eingesetzt. Die Ansteuerung dieses Systems, sowie die Visualisierung und Weiterverarbeitung der Meßdaten erfolgt auf einem MS-Windows-Rechner mit der graphischen Programmieroberfläche LabView. Auf die Realisation der rechnergestützten Experimentsteuerung und Messwerverfassung wird in Anhang 1 näher eingegangen.

5.2. Verlustdetektion an einem gespeicherten atomaren Ensemble

5.2.1. Gepulste Verluste in einer MOT

Bei der hier beschriebenen Atominterferometrie im Zeitraum an in einer magnetooptischen Falle gespeicherten Atomen erfolgt die Detektion des Interferenzsignals über den Verlust an gespeicherten Atomen. Es ist deshalb essentiell, die zeitliche Entwicklung der Anzahl gespeicherter Atome unter gepulsten Verlusten zu verstehen. Im folgenden soll hierauf in Anlehnung an [SEN93b] eingegangen werden. Ausgegangen wird von einer magnetooptischen Falle mit $N(t)$ gespeicherten Atomen, in die mit der Füllrate R Atome eingefangen werden. Mit der Speicherzeit τ ergibt sich für die Anzahl der im stationären Fall gespeicherten Atome $N_0=R\cdot\tau$. Seien $N(t_0)$ Atome zur Zeit t_0 in der MOT gespeichert, so entwickelt sich die Anzahl gespeicherter Atome nach

$$N(t_0+t) = N_0 - (N_0 - N(t_0)) \cdot e^{-t/\tau} \quad (5.1)$$

ins Gleichgewicht.

Treten nun mit einer Repetitionsrate $1/t_{\text{Zyk}}$ Verluste der Stärke $v\cdot N$ an den gespeicherten Atomen auf, so entwickelt sich die Anzahl N_i von direkt vor dem i -ten Verlustprozeß gespeicherten Atomen zu der Anzahl N_{i+1} nach $i+1$ Zyklen gespeicherter Atome. Es ergibt sich

$$N_{i+1} = N_0(1 - e^{-t_F/\tau}) + (N_i - vN_i)e^{-t_F/\tau} \quad (5.2)$$

Diese Folge führt zu einer im Gleichgewicht gespeicherten Anzahl von Atomen, die sich nach

$$N_{\text{stat}} = \frac{N_0}{1 + v \cdot \frac{e^{-t_F/\tau}}{1 - e^{-t_F/\tau}}} \quad (5.3)$$

berechnen läßt. Hierbei sei die Zeit t_F eingeführt, die während eines Zyklus Atome in die Falle eingefangen werden. Ist die Zeit, welche die Falle innerhalb eines Zyklus abgeschaltet wird klein gegen die Zykluszeit, so kann t_F der Zykluszeit t_{Zyk} gleichgesetzt werden. Es sei darauf hingewiesen, daß die Abnahme der Anzahl gespeicherter Atome nur von der Rate der gepulsten Verluste v und dem Quotienten t_F/τ aus Einfangzeit und Fallenlebensdauer abhängt.

In dem häufig gegebenen Fall, daß viele Zyklen innerhalb einer Fallenlebensdauer ($\tau > t_F$) stattfinden, kann obiger Ausdruck linear genähert werden:

$$N_{stat} = N_0 \frac{1}{1 + \tau/t_F v} \quad (5.4)$$

Die Gültigkeit des Modells wurde experimentell bestätigt. In Abb. 45 ist die Anzahl gespeicherter Atome als Funktion der Einfangzeit pro Zyklus t_F bei ansonsten konstanten Parametern dargestellt. Das Fluoreszenzsignal wurde um die effektive Anregungszeit der Atome und um den Streulichtuntergrund korrigiert, so daß man ein Maß für die Anzahl gespeicherter Atome erhält.

Zur Erzielung der zyklischen Verluste wurde die Falle pro Zyklus für 1 ms ausgeschaltet. Für den Vergleich mit

dem nach obigem Modell erwarteten Verlauf wurde die Fallenlebensdauer τ unabhängig bestimmt, so daß der Fit an die Daten nur noch die Verlustrate v und die ohne Verluste gespeicherte Anzahl an Atomen N_0 als freie Parameter besitzt. Die experimentellen Daten lassen sich gut nach obigem Modell anfitten, so daß es gerechtfertigt ist im folgenden auf dieses Modell zurückzugreifen.

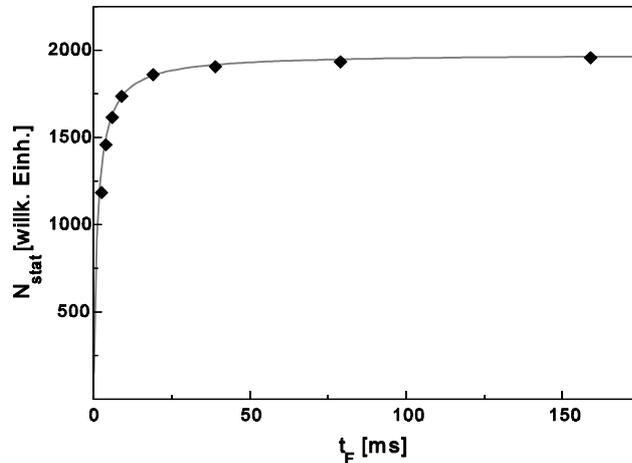


Abb. 45: Experimentell bestimmte Anzahl gespeicherter Atome als Funktion der Einfangzeit pro Zyklus t_F . Zur Erzeugung der gepulsten Verluste wurde die Falle pro Zyklus 1 ms ausgeschaltet. Mit eingezeichnet ist ein Fit nach (5.3) an die Daten, der nur die Verlustrate v und die ohne Verluste gespeicherte Anzahl an Atomen N_0 als freie Parameter enthält. Der Fit ergibt eine Verlustrate $v = 1,38 \cdot 10^{-3}$.

5.2.2. Gepulste Verlustprozesse bei der Atominterferometrie im Zeitraum

Nach den oben gegebenen allgemeinen Betrachtungen soll jetzt auf den speziellen Fall der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Detektion bei der Atominterferometrie an einem in einer MOT gespeicherten Ensemble eingegangen werden. Hierbei werden die während der Interferometrie ins metastabile Niveau angeregten Atome als Verlust von in der Falle gespeicherten Atomen detektiert, da diese Atome nicht mit dem Lichtfeld der MOT wechselwirken. Die

vor Abschalten der Falle und Interferometrie:

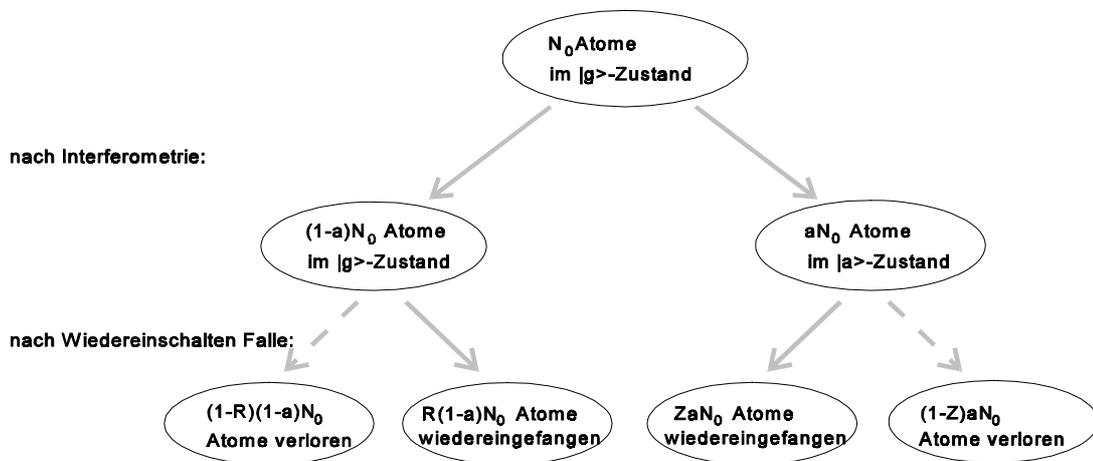


Abb. 46: Flußdiagramm für die Prozesse, die bei der Interferometrie an einem gespeicherten Ensemble zu Verlusten führen. Die einzelnen Größen sind im Text erläutert.

nachfolgenden Überlegungen sollen dazu dienen das Interferenzsignal hinsichtlich der Signalamplitude zu optimieren.

Wie in Abb. 46 dargestellt führen zwei Prozesse zu Verlusten. Zum einen sind dies die Verluste durch Atome, die während der Interferometrie angeregt werden und erst nach Verlassen des Einfangbereichs der MOT zurück in den Grundzustand zerfallen. Sei mit a die Anregungsrate während eines Interferometriezyklus bezeichnet und mit Z die Wahrscheinlichkeit, daß ein angeregtes Atom innerhalb des Einfangradius durch einen spontanen Prozeß in den Grundzustand übergeht, so beträgt die Verlustrate durch diesen Prozeß $(1-Z)aN_0$. Da die Anregungsrate a die Größe darstellt, die bei der Interferometrie detektiert werden soll, ermöglichen diese zu a proportionalen Verluste die Detektion des Interferometriesignals anhand der Abnahme der Fallenfluoreszenz. Idealerweise würde dieser Prozeß den einzigen gepulsten Verlustprozeß darstellen. Für einen endlichen Wiedereinfangradius ergeben sich weitere Verluste durch nicht angeregte Atome, die aufgrund ihrer Geschwindigkeit innerhalb der Dunkelzeit t_d der MOT in den Bereich außerhalb des Wiedereinfangradius fliegen. Sei mit R der Anteil wiedereingefangener Atome bezeichnet, so ergibt sich als Verlustrate für diesen Prozeß $(1-R)(1-a)N_0$.

Insgesamt ergibt sich somit für den Verlustfaktor pro Zyklus

$$v = (1-R)(1-a) + (1-Z)a \quad . \quad (5.5)$$

Das Interferenzsignal drückt sich durch die Frequenzabhängigkeit der Anregungsrate a aus und wird über die Änderung der Anzahl der im stationären Fall gespeicherten Atome detektiert. Aus

dem oben gesagten folgt, daß die Amplitude des detektierten Signals in nichttrivialer Weise von den Parametern dieses Detektionsverfahrens, wie der Zykluszeit t_{zyk} und der Wiedereingangsrate R , abhängt. Unter der Annahme einer kleinen Anregungsrate $a \ll 1$ läßt sich leicht bestimmen, unter welchen Bedingungen die Amplitude des Interferenzsignals maximal ist. Hierbei wird davon ausgegangen, daß sich eine mittlere Anregungsrate a_0 angeben läßt, um die herum Änderungen detektiert werden sollen. Dies ist im Fall der Ramsey-Bordé-Interferometrie mit ihrem kosinusförmigen Signalverlauf sicherlich erfüllt. Als Maß für die Amplitude sei hier die Ableitung der Anzahl gespeicherter Atome nach der Anregungsrate bei $a=a_0$ genommen:

$$\left. \frac{dN_{\text{stat}}}{dt} \right|_{a_0} = \frac{\tau}{t_F} \frac{N_0}{\left\{1 + \frac{\tau}{t_F} (1 - R + a_0)\right\}^2} \quad (5.6)$$

Damit die Amplitude maximal wird, muß für den Quotienten $\gamma_0 = t_F/\tau$ gelten:

$$\frac{d}{d\gamma} \left(\left. \frac{dN_{\text{stat}}}{da} \right|_{a_0} \right) \Big|_{\gamma_0} = 0 \quad (5.7)$$

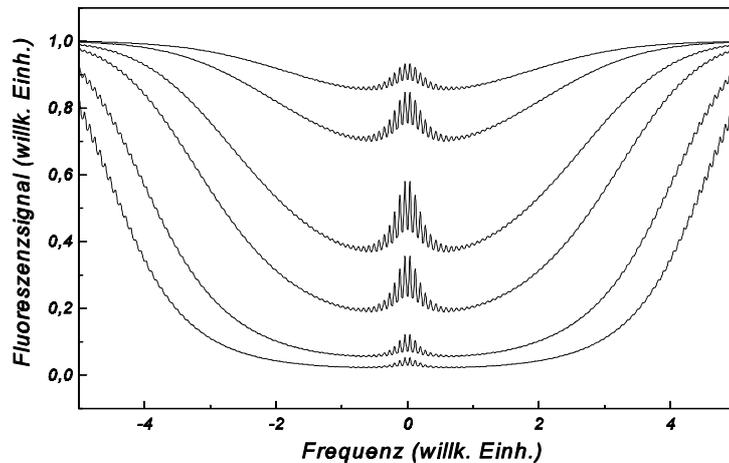
Hieraus ergibt sich als Bedingung

$$e^{-\gamma_0} = \frac{1}{2 - R + a_0(R - Z)} \quad (5.8)$$

die sich unter den Annahmen $\gamma_0 \ll 1$, $R \approx 1$ und $Z=0$ durch die aus [SEN93b] bekannte Beziehung

$$\frac{1}{\gamma_0} = \frac{t_F}{\tau} = 1 - R + a_0 = \nu \quad (5.9)$$

annähern läßt. Aus obiger Beziehung läßt sich ablesen, daß die Amplitude maximal wird, wenn die Zykluszeit so gewählt wird, daß sie dem Produkt aus Gesamtverlustrate und Fallenlebensdauer entspricht. Die sich in diesem Fall ergebende Anzahl gespeicherter Atome beträgt die Hälfte des Wertes N_0 für die



Falle ohne gepulste Verluste. Hierdurch ist es experimentell leicht

Abb. 47: Gerechnetes Signal für die Verlustdetektion bei der Atominterferometrie im Zeitraum. Von oben nach unten sind die Signale für einen Faktor $\tau/t_F \cdot a_0 = 0,1; 0,25; 1,0; 2,5; 10,0$ und $25,0$ dargestellt. Die Wiedereingangsrate beträgt $R=1$.

möglich, die optimale Zykluszeit einzustellen. Anhand von Abb. 47 soll der oben diskutierte Zusammenhang qualitativ erläutert werden. Für zu große Zykluszeiten unterscheidet sich das Signal für gepulste Interferometrie kaum vom Signal ohne interferometrische Verluste, so daß die Amplitude des Interferenzsignals gering ist. Für zu kleine Zykluszeiten befindet man sich schon im Sättigungsbereich, d.h. es besteht kein linearer Zusammenhang mehr zwischen Anregungsrate und Signalabnahme. Dies führt dazu, daß auch hier die Amplitude deutlich geringer ist, als im Fall optimaler Zykluszeit, bei der das Signal auf $\frac{1}{2}$ zurückgeht.

5.2.3. Einfluß des Wiedereingangs auf das Interferometriesignal

Im folgenden soll darauf eingegangen werden, wie das Signal von der Wiedereingangsrate abhängt. Dies ist von besonderem Interesse für die Spektroskopie von Interferenzsignalen möglichst geringer Linienbreite. Hierzu ist eine möglichst große Dunkelzeit zwischen den Strahlteilerlichtpulsen zu wählen und somit die Zeit, die die magnetooptische Falle abgeschaltet ist, möglichst lang gewählt werden muß. Hieraus folgt aber unweigerlich auch, daß die Wiedereingangsrate abnimmt und somit die Verluste durch Atome, die nicht wiedereingefangen werden an Bedeutung gewinnen. Aus (5.6) und (5.9) folgt, daß für die Amplitude A des Interferenzsignals bei optimaler Wahl des Verhältnisses τ/t_F

$$A \propto \frac{1}{1/R - 1 + a_0} \quad (5.10)$$

gilt. In Abb. 48 ist dieser Zusammenhang grafisch dargestellt. Die Amplitude des Interferenzsignals nimmt mit zunehmenden Verlusten durch nicht wiedereingefangene Atome ab. Für $(1-R) \ll a_0$ ist die Amplitude maximal, während für $(1-R) \gg a_0$ die Amplitude gegen Null geht. Dies bedeutet, daß im Bereich $(1-R) \approx a_0$ eine weitere Abnahme der Wiedereingangsrate zu einer drasti-

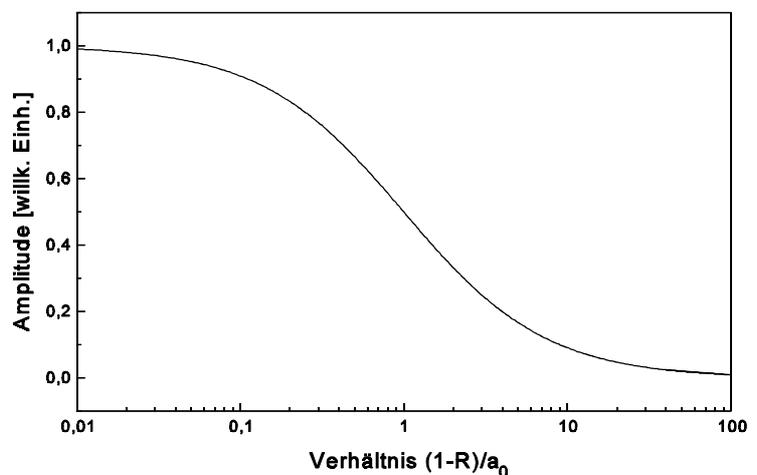


Abb. 48: Amplitude der Interferenzringe als Funktion des Verhältnisses aus Wiedereingangsverlusten $(1-R)$ und Anregungsrate a_0 . Das Verhältnis τ/t_F ist jeweils so gewählt, daß die Amplitude maximal wird.

schen Abnahme der Amplitude führt. Um den Einfluß der Fallenauszeit auf die Amplitude zu verstehen, soll im folgenden Abschnitt erläutert werden, wie die Wiedereinfangverluste (1-R) von der Fallenauszeit abhängen.

5.2.4. Der Wiedereinfangprozeß

Um auch eine qualitative Aussage über den Zusammenhang zwischen Fallenauszeit (und damit der maximalen möglichen Liniengüte) und der erzielbaren Signalamplitude machen zu können, soll hier ein Modell für den Zusammenhang zwischen Fallenauszeit und Wiedereinfangrate nach einmaligem Ausschalten der Falle dargestellt werden. Die Geschwindigkeitsverteilung in einer magnetooptischen Falle für Atome, die in der Falle der reinen Dopplerkühlung unterliegen, kann als Maxwellsche Verteilung

$$P(v) = \frac{4\pi}{(2\pi)^{3/2}\sigma^3} v^2 e^{-\frac{v^2}{2\sigma^2}} \quad (5.11)$$

mit $\sigma^2 = kT/m$ angenommen werden [RUS93]. Wird die Ortsraumausdehnung der gespeicherten atomaren Wolke vernachlässigt, so besteht nach dem Ausschalten der MOT eine Orts-Geschwindigkeitskorrelation. Nimmt man an, daß beim Wiedereinschalten der Falle alle Atome wiedereingefangen werden,

die sich in einer Kugel mit Radius r_w um das Fallenzentrum befinden, so bedeutet dies, daß alle

Atome mit einer Geschwindigkeit zum Zeitpunkt des Ausschaltens der Falle von $v \leq r_w/t_a$ wiedereingefangen werden. Hierbei ist t_a die Zeit, für welche die Falle ausgeschaltet wird. Durch eine einfache Integration erhält man die Wiedereinfangrate als Funktion des Wiedereinfangradius r_w , der Fallenauszeit t_a und der Geschwindigkeitsbreite σ :

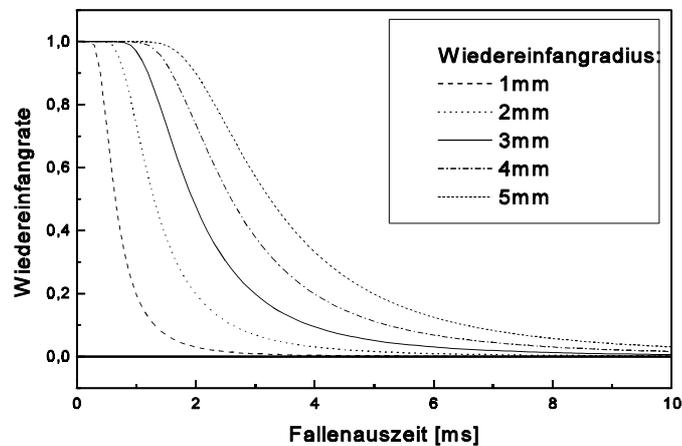


Abb. 49: Anteil der in die magnetooptische Falle wiedereingefangenen Atome in Abhängigkeit von der Zeit, die die Falle ausgeschaltet wird. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der gefangenen Atome beträgt $\sigma = 1$ m/s. Der Wiedereinfangradius wurde variiert.

$$\begin{aligned}
 R(r_w, t_a, \sigma) &= \frac{4\pi}{(2\pi)^{3/2} \sigma^3} \int_0^{r_w/t_a} dv v^2 e^{-\frac{v^2}{2\sigma^2}} \\
 &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{r_w}{\sqrt{2}\sigma t_a} e^{-\frac{r_w^2}{2\sigma^2 t_a^2}} + \operatorname{erf}\left(\frac{r_w}{\sqrt{2}\sigma t_a}\right) .
 \end{aligned}
 \tag{5.12}$$

Mit erf ist hierbei das Wahrscheinlichkeitsintegral der normierten und zentrierten Normalverteilung bezeichnet. Wie ersichtlich, hängt die Wiedereingangsrate nur vom Quotienten $r_w/(\sigma \cdot t_a)$ ab. Um diese Abhängigkeit zu veranschaulichen ist in Abb. 49 die Wiedereingangsrate als Funktion der Fallenauszeit t_a für verschiedene Parameter r_w/σ dargestellt.

5.2.5. Abnahme der Amplitude bei der Spektroskopie möglichst schmaler Resonanzen

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, daß sowohl die Wiedereingangsrate mit größer werdender Fallenauszeit abnimmt als auch die Amplitude der Interferenzringe mit zunehmenden Wiedereingangsverlusten abnimmt. Es ist somit leicht ersichtlich, daß für größere Fallenauszeiten, wie sie zur Erzielung schmaler Interferenzringe nötig sind, die erreichbare Amplitude der Interferenzringe abnimmt. Im folgenden soll nun diese Abhängigkeit quantifiziert werden.

Verknüpft man die Ergebnisse aus den beiden vorhergehenden Kapiteln, so erhält man die in Abb. 50 dargestellte Abhängigkeit

der Signalamplitude von der Fallenauszeit. Deutlich zu erkennen ist der starke Abfall der Signalamplitude bei Überschreiten einer von dem Wiedereingangsradius abhängigen Zeit, die die Falle ausgeschaltet wird. Der starke Abfall ist eine Folge der Faltung zweier Funktionen, die eine abfallende Flanke besitzen.

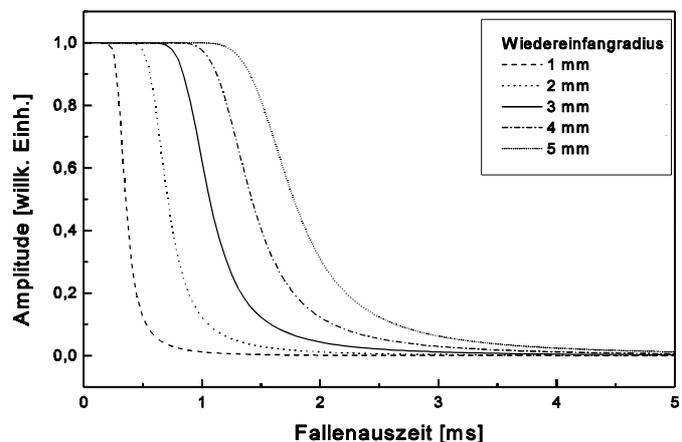
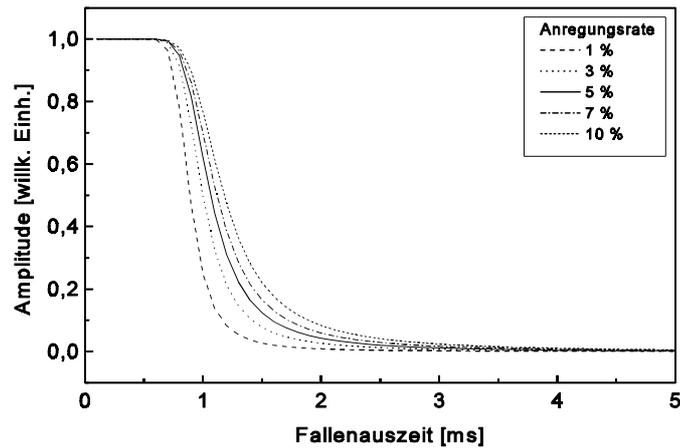


Abb. 50: Amplitude der Interferenzringe bei der Verlustdetektion an einem in einer magnetooptischen Falle gespeicherten Ensemble für verschiedene Wiedereingangsradien. Das Verhältnis τ/t_F ist jeweils so gewählt, daß die Amplitude maximal wird. Die Anregungsrate beträgt $a_0=0,05$, die Geschwindigkeitsbreite $\sigma=1$ m/s

fangradius hat ihre Ursache darin, daß die Wiedereingangsrate nur vom Quotienten $r_w/(\sigma \cdot t_F)$ abhängt. Der Zeitpunkt des Abfalls der Amplitude hängt jedoch nur geringfügig von der Anregungsrate a_0 ab, wie aus Abb. 51 deutlich wird, in der die Amplitude als Funktion der Fallenauszeit für verschiedene Anregungsraten, bei ansonsten konstant gehaltenen Parametern dargestellt ist.

Möchte man Interferenzringe möglichst geringerer Linienbreite spektroskopieren, so ist die Dunkelzeit zwischen den Strahlteilerlichtpulsen und somit die Fallenauszeit möglichst lang zu wählen. Dem werden jedoch aus mehreren Gründen Grenzen gesetzt. Neben Phasenschwankungen im Lichtfeld der



Strahlteiler und dem Herausfliegen der Atome aus der Wechselwirkungszone während der Dunkelzeit, ist dies - wie oben gezeigt - die

abnehmende erzielbare Signalamplitude in dem Regime, wo Verluste durch nicht wiedereingefangene Atome groß gegen die Verluste durch die Anregung von Atomen in das metastabile Niveau werden. Stehen dem nicht apparative Gründe entgegen, so kann die Grenze durch Vergrößerung der Wiedereingangsrate und in gewissen Grenzen auch durch die Erhöhung der Anregungsrate verschoben werden.

Abb. 51 zeigt die relativ schwache Abhängigkeit der Signalamplitude von der Anregungsrate a_0 . Die Anregungsrate wird durch die zur Verfügung stehende Leistung des zur Interferometrie verwendeten Lasers begrenzt. Die Wiedereingangsrate kann zum einen durch Verringerung der Temperatur der gespeicherten Atome, zum anderen durch Vergrößerung des Wiedereingangsbereichs erhöht werden. Auf Möglichkeiten zur Erzielung tieferer Temperaturen eines gespeicherten Ensembles von Magnesiumatomen wird in Kapitel 6 eingegangen. Ein größerer Wiedereingangsradius läßt sich durch größere Fallenlaserstrahlen erzielen. Gegebenenfalls ist der Magnetfeldgradient so anzupassen, daß auch in den äußeren Bereichen die Atome noch in

Abb. 51: Amplitude der Interferenzringe bei der Verlustdetektion an einem in einer magneto-optischen Falle gespeicherten Ensemble für verschiedene Anregungsraten a_0 . Das Verhältnis τ/t_F ist jeweils so gewählt, daß die Amplitude maximal wird. Der Wiedereingangsradius beträgt $r_w=3$ mm, die Geschwindigkeitsbreite $\sigma=1$ m/s.

Resonanz sind. Doch setzt auch hier der zum Betrieb der magnetooptische Falle verwendete Laser mit der zur Verfügung stehenden Leistung eine Grenze. Im folgenden Kapitel wird gezeigt werden, daß es aufgrund des Zerfalls von angeregten Atomen für jede Fallenauszeit einen optimalen Wiedereinfangradius gibt.

5.2.6. Der Einfluß des Zerfalls der angeregten Atome

In dem bisher beschriebenen Modell wurde einer der in Abb. 46 dargestellten Prozesse vernachlässigt. Atome, die während der Interferometrie angeregt werden, können in den Grundzustand zurückzerfallen, bevor sie den Wiedereinfangbereich der MOT verlassen haben. Dies führt zu einer unerwünschten Abnahme der Signalamplitude. Hierauf soll im folgenden anhand eines erweiterten Modells eingegangen werden.

Das Modell basiert auf der Annahme, daß zum Zeitpunkt t_e nach Ausschalten der MOT der 4. Strahlteilerpuls eingestrahlt wird und sich danach aN_0 Atome im angeregten Zustand befinden. Die Anzahl von Atomen, die im Zeitintervall dt zur Zeit t nach Ausschalten der Fallenlaserstrahlen in den Grundzustand zerfallen, beträgt

$$dN_z = \frac{aN_0}{\tau} \cdot e^{-\frac{(t-t_e)}{\tau}} dt \quad . \quad (5.13)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß Atome, die zur Zeit t zerfallen, wiedereingefangen werden, hängt von der Geschwindigkeitsverteilung ab. Diese entspricht nicht der Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Grundzustand, da durch die Anregung eine Selektion für die Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Strahlteilerlaserstrahlen erfolgt. Bei geringer Frequenzverstimmung des Strahlteilerlichtfeldes kann diese Geschwindigkeitskomponente vernachlässigt werden, so daß die angeregten Atome annähernd in der Ebene senkrecht zu den Strahlteilerlaserstrahlen wegfliegen.

Die Wiedereinfangrate zur Zeit t nach Ausschalten der Fallenlaserstrahlen berechnet sich für diese zweidimensionale Ausdehnung der atomaren Wolke zu

$$R_{2D}(t) = 1 - e^{-\frac{r_w^2}{2\sigma^2 t^2}} \quad . \quad (5.14)$$

Für die Wahrscheinlichkeit Z , daß angeregte Atome nach einer Fallenauszeit t_e wiedereingefangen werden, ergibt sich

$$Z(t_e) = \int_{t_e}^{\infty} R(t) N(t) dt \quad . \quad (5.15)$$

In Abb. 52 sind die Wiedereinfangwahrscheinlichkeiten als Funktion des Wiedereinfangradius für Atome im Grundzustand und Atome im angeregten Zustand gegenübergestellt. Deutlich zu erkennen ist, daß für Atome im Grundzustand die Wiedereinfangwahrscheinlichkeit schneller mit zunehmenden Wiedereinfangradius ansteigt als für Atome im angeregten Zustand. Dies hat seine Ursache darin, daß aufgrund

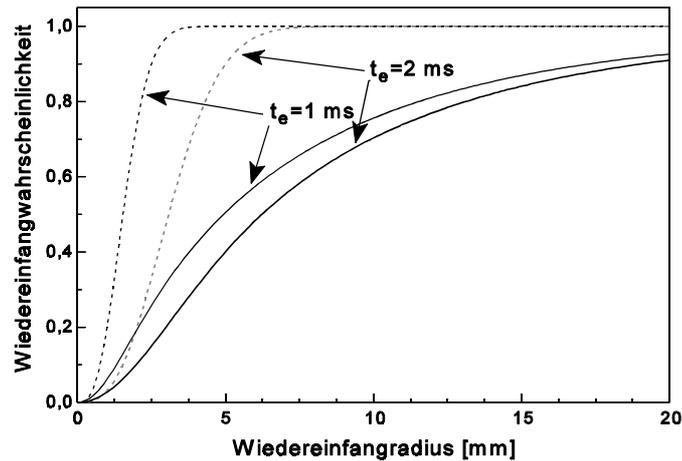


Abb. 52: Wiedereinfangwahrscheinlichkeit als Funktion des Wiedereinfangradius für Atome im Grundzustand (gestrichelt) und Atome im metastabilen Zustand (durchgezogen) für eine Fallenauszeit von $t_e=1$ ms bzw. $t_e=2$ ms.

des exponentiellen Zerfalls die Atome im metastabilen Zustand effektiv länger nicht mit den Fallenlaserstrahlen wechselwirken.

Für eine große Signalamplitude soll die Wiedereinfangrate für Atome im Grundzustand möglichst nahe bei 1 liegen, während möglichst wenig aus dem metastabilen Niveau zerfallende Atome wiedereingefangen werden sollen. Dies führt dazu, daß es für jede Fallenauszeit einen optimalen Wiedereinfangradius gibt. Für eine Fallenauszeit von einer Millisekunde kann man aus Abb. 52 ablesen, daß ein Wiedereinfangradius von ca. 3 mm optimal ist.

Alternativ hierzu läßt sich auch ein größerer Wiedereinfangradius verwenden, wenn durch einen zusätzlichen Prozeß verhindert wird, daß angeregte Atome in den Grundzustand zurückzerfallen. Hierfür bietet es sich an durch einen zusätzlichen Laserstrahl Atome aus dem 3P_1 -Zustand in längerlebige Niveaus zu pumpen. Als mögliche Übergänge seien hier der $(3s3p)^3P_1 \rightarrow (3s3d)^3D_1$ -Übergang bei 383,2 nm, der $(3s3p)^3P_1 \rightarrow (3s5d)^1D_1$ -Übergang bei 284,8 nm und der $(3s3p)^3P_1 \rightarrow (3s4s)^3S_1$ -Übergang bei 517,2 nm erwähnt.

Optisches Pumpen von metastabilen Magnesiumatomen mit einem Farbstofflaser bei 517 nm [GOD 91] und einem frequenzverdoppelten Diodenlaser bei 383 nm [BEV94] wurde im Hinblick

auf einen Frequenzstandard bei 601 GHz demonstriert. Ein frequenzverdoppelter Farbstofflaser bei 284,8 nm wurde zur Geschwindigkeitsselektion bei der Ramsey-Bordé-Interferometrie an einem thermischen Atomstrahl verwendet [MÜL94]. Aufgrund der vergleichbaren Verzweigungsverhältnisse und Dipolmatrixelemente für die einzelnen Übergänge wird sich die Wahl des Übergangs nach der am einfachsten zu realisierenden Laserlichtquelle richten. Da eine Intensität von 10 nW/mm^2 ausreicht um die benötigte Zahl an Zyklen in ca. $10 \mu\text{s}$ durchzuführen, ist eine Lichtleistung von einigen μW ausreichend. Diese Leistung ließe sich auch mit einem frequenzverdoppelten Diodenlaser bei 383 nm realisieren.

Nachdem hiermit gezeigt wurde, daß bei der Detektion der Anregung von Atomen im Interferometer durch Fallenverlust das erhaltene Signal empfindlich von der Wahl der experimentellen Parameter abhängt, sollen im folgenden die spektroskopischen Ergebnisse vorgestellt werden, wie sie mit dieser Detektionsmethode erzielt wurden.

5.3. Höchstaflösende nichtlineare Spektroskopie an kalten Atomen

5.3.1. Sättigungsspektroskopie an einem kalten Ensemble

Zur Erzielung einer Auflösung von weniger als 10^{-10} der Übergangsfrequenz bei der optischen Spektroskopie ist der Dopplereffekt 1. Ordnung zu unterdrücken. Durch Sättigungsspektroskopie mittels Wechselwirkung mit zwei Laserstrahlen aus entgegengesetzter Richtung lassen sich Liniengüten des Lamb-Dips [LAM64] im Bereich von 10^{11} erzielen [BAR79]. Hierzu ist die die Breite des Lamb-Dips bestimmende Wechselwirkungszeit entsprechend lang zu wählen. Bei den so erzielbaren Auflösungen können die beiden Rückstoßkomponenten des Sättigungsdips aufgelöst werden [KOL68], [HAL76].

Im folgenden soll kurz die physikalische Ursache für die beiden Komponenten des Sättigungsdips erläutert werden [LET77]. Bei der Wechselwirkung eines Atoms mit einem Lichtfeld muß sowohl die Impuls- als auch die Energieerhaltung erfüllt sein. Für ein Atom im Zustand $|a\rangle$ mit Geschwindigkeit \vec{v}_a erfolgt eine Anregung durch ein Lichtfeld mit Wellenvektor $+\vec{k}$, falls innerhalb der Unschärfe für den Wellenvektor die Resonanzbedingung

$$\Delta = \vec{k}\vec{v}_a + \frac{\hbar k^2}{2m} \quad (5.16)$$

erfüllt ist. Damit bei der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld mit Wellenvektor $-\vec{k}$ die zusätzliche Anregung von Atomen unterdrückt wird, müssen diese mit derselben Geschwindigkeitsklasse wechselwirken. Hierzu muß $\vec{k}\vec{v}_a = 0$ gelten, so daß für die Linienmitte des hierdurch erzeugten Sättigungsdips

$$\Delta_{hf} = +\frac{\hbar k^2}{2m} = +\delta \quad (5.17)$$

gilt.

Für die andere Rückstoßkomponente des Sättigungsdips muß der durch das erste Lichtfeld erzeugte geschwindigkeitsabhängige Besetzungspik im angeregten Zustand durch das zweite Lichtfeld mit Wellenvektor $-\vec{k}$ abgebaut werden. Hierzu muß für die Atome im angeregten Zustand die sich wiederum aus der Energie- und Impulserhaltung ergebende Resonanzbedingung

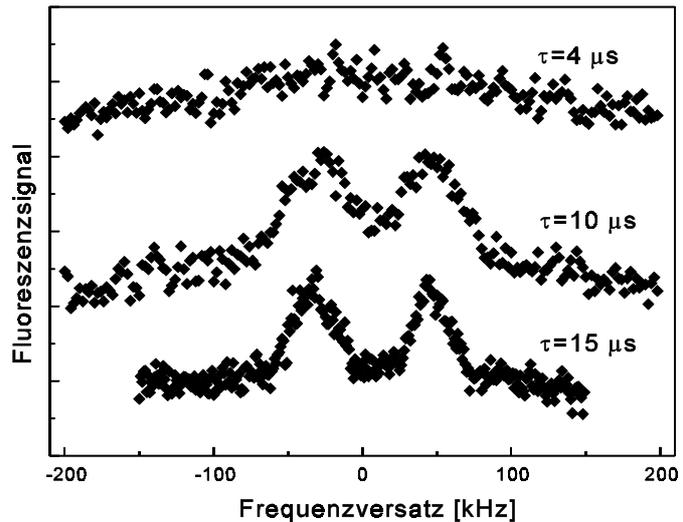
$$\Delta = -\vec{k}\vec{v}_a - 3\frac{\hbar k^2}{2m} \quad (5.18)$$

erfüllt sein. (5.16) und (5.18) zusammen führen zu einer Linienmitte des zweiten Sättigungsdips von

$$\Delta_{nf} = -\frac{\hbar k^2}{2m} = -\delta \quad . \quad (5.19)$$

Der Abstand der Mitten der beiden Sättigungsdips beträgt somit 2δ .

Die Spektroskopie an einem kalten Ensemble ist aufgrund der leicht realisierbaren Wechselwirkungszeiten von einigen 10 bis 100 μs zur Untersuchung des Rückstoßdoublets bestens geeignet. Zur Demonstration wurde eine Sättigungsspektroskopie des $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ -Übergangs von Magnesium für verschiedene Wechselwirkungszeiten durchgeführt. Hierzu wurde



das in den vorhergehenden Kapiteln beschriebene Verfahren der gepulsten Spektroskopie an einem in einer MOT gespeicherten Ensemble angewendet. AOM1 und AOM2 erzeugen hierzu nacheinander die beiden entgegelaufenden Lichtpulse. Abb. 53 zeigt den zentralen Bereich des Spektroskopiesignals. Durch die Verlustspektroskopie an einem gefangenen Ensemble sind die Signale gegenüber den an einem Atomstrahl detektierten Signal invertiert. Während für eine Wechselwirkungszeit von 4 μs ein breiter Lamb-Dip zu erkennen ist, sind für Wechselwirkungszeiten von 10 bzw. 15 μs die beiden Rückstoßkomponenten deutlich voneinander getrennt. Die Breiten der einzelnen Dips liegen mit 50 bzw. 30 kHz unter den für Wechselwirkungszeitverbreiterung erwarteten Werten.

Zur Erklärung dieser Verschmälerung der Sättigungsdips ist die spezielle Geometrie des Aufbaus zu berücksichtigen, die der Sättigungsspektroskopie an einem monochromatischen Atomstrahl mit zwei räumlich voneinander getrennten Laufwellen mit rechteckigem Intensitätsprofil entspricht. Bisherige Untersuchungen wurden hauptsächlich in einer Stehwellenkonfiguration durchgeführt, die aufgrund der Kopplung zwischen unendlich vielen Impulszuständen zu einem von der Laufwellenanordnung verschiedenen Signal führt. Von Ishikawa et al. wurden die

Unterschiede zwischen den beiden Anordnungen an einem thermischen Kalzium-Atomstrahl im Regime hoher Intensitäten untersucht, jedoch lediglich eine Abweichung vom Verlauf für niedrige Intensitäten bei der Stehwellenanordnung beobachtet [ISH94]. Von Sengstock wurde das Auftreten von schmalen Strukturen innerhalb des Sättigungsdips für lange Wechselwirkungszeiten in der gepulsten Sättigungsspektroskopie mit zwei zeitlich versetzten entgegengerichteten Laufwellen postuliert [SEN93b]. Die hier vorgestellten Messungen stellen eine experimentelle Verifikation dieses Effektes dar.

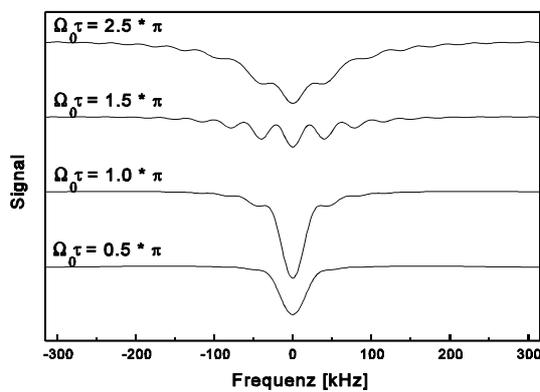


Abb. 54: Berechnetes sättigungsspektroskopisches Signal für zwei zeitlich versetzte $\tau=15 \mu\text{s}$ lange Pulse bei einer Geschwindigkeitsbreite des atomaren Ensembles von $\sigma=1 \text{ m/s}$. Die Rückstoßaufspaltung wurde vernachlässigt.

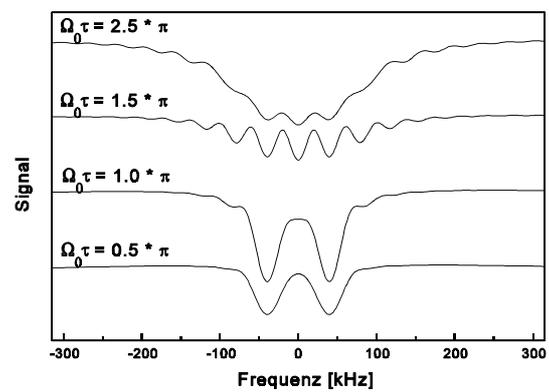


Abb. 55: Berechnetes sättigungsspektroskopisches Signal für zwei zeitlich versetzte $\tau=15 \mu\text{s}$ lange Pulse bei einer Geschwindigkeitsbreite des atomaren Ensembles von $\sigma=1 \text{ m/s}$. Die Rückstoßaufspaltung wurde berücksichtigt.

Zum Vergleich des gemessenen Signals mit einem theoretischen Modell wurde eine numerische Berechnung des Signals durchgeführt, wobei das theoretische Modell auf den in Kapitel 4.2 geschilderten Grundlagen basiert. Zur Untersuchung des Einflusses der Rückstoßaufspaltung wurde die Rechnung mit und ohne Vernachlässigung des Photonenrückstoßes durchgeführt. In Abb. 54 und Abb. 55 sind die jeweiligen berechneten Spektroskopiesignale für eine Pulslänge von $\tau=15 \mu\text{s}$ dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, daß die Amplitude des Sättigungsdip für einen Pulswinkel von $\Omega_0\tau \approx \pi$ maximal wird, die mit dem experimentell realisierten Pulswinkel im Rahmen der Unsicherheit übereinstimmt. Für größere Pulswinkel treten zusätzliche Extrema in Erscheinung, die auf den von der Frequenzverstimmung abhängigen Rabioszillationen beruhen. Aufgrund der zunehmenden Wechselwirkungszeitverbreiterung waschen die Oszillationen für noch größere Rabiwinkel wieder aus. Die Rückstoßaufspaltung führt zur Überlagerung zweier um $+\delta$ bzw. $-\delta$ verschobenen Signale, wie sie in Abb. 54 dargestellt sind. Insgesamt zeigen die experimentell beobachteten Signale deutlich den berechneten Verlauf.

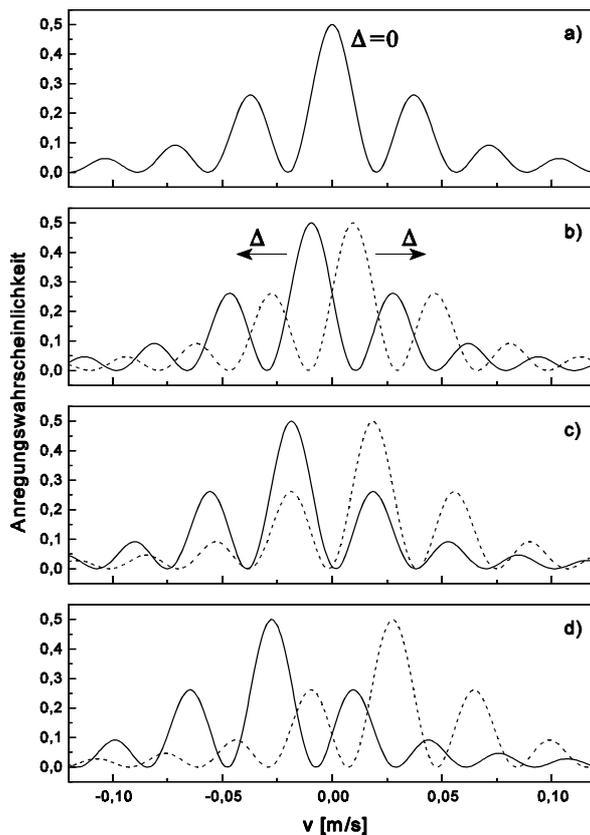


Abb. 56: Geschwindigkeitsabhängige Anregungswahrscheinlichkeit für Spektroskopiepulse mit einem Rabiwinkel $\Omega_0\tau=1.5\pi$ und einer Pulslänge $\tau=15\mu\text{s}$. Durchgezogen ist die Anregungswahrscheinlichkeit für einen Puls mit Wellenvektor $+\vec{k}$ dargestellt, gestrichelt die Anregungswahrscheinlichkeit für einen Puls mit Wellenvektor $-\vec{k}$. Von a) nach d) nimmt die Frequenzverstimmung Δ zu.

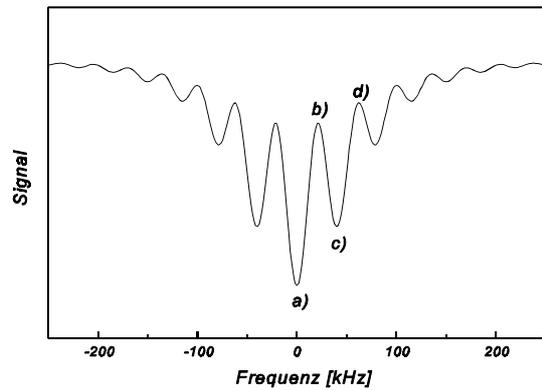


Abb. 57: Berechnetes Sättigungsspektroskopiesignal für zwei zeitlich versetzte Pulse mit einem Rabiwinkel $\Omega_0\tau=1.5\pi$ und einer Pulslänge $\tau=15\mu\text{s}$. Die den Fällen a) bis d) von Abb. 56 entsprechenden Frequenz-verstimmungen sind eingezeichnet.

Zum Verständnis der Oszillationen im Spektroskopiesignal für große Rabiwinkel sei die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Anregung durch einen einzelnen Puls betrachtet. In Abb. 56 ist diese Geschwindigkeitsabhängigkeit für einen Rabiwinkel $\Omega_0\tau=1.5\pi$ und verschiedene Frequenzverstimmungen Δ für zwei antiparallel propagierende Spektroskopiepulse dargestellt.

Zur Vereinfachung der Überlegungen sei auch

hier wieder die Photonenrückstoßenergie vernachlässigt. Für verschwindende Frequenzverstimmung regen beide Pulse Atome derselben Geschwindigkeitsklassen an, welches für die Sättigungsspektroskopie zu einem Minimum im Signal führt, wie es in Abb. 57 dargestellt ist. Eine Frequenzverstimmung führt zu einer Verschiebung der Anregungsprofile der beiden Pulse gegeneinander. Im Fall b) von Abb. 56 und Abb. 57 sind die von den beiden Pulsen angeregten Geschwindigkeitsklassen gerade komplementär, welches für die Sättigungsspektroskopie zu einem lokalen Maximum im Signal führt. Eine weitere Frequenzverstimmung führt zum Fall c), in dem Maxima in den Anregungsprofilen der beiden Pulse übereinanderliegen und somit ein lokales Minimum im sättigungsspektroskopischen Signal auftritt. Im Fall d) liegen Minima auf Maxima und somit findet wieder eine lokal maximale Anregung von Atomen statt.

5.3.2. Sub-kHz optische Spektroskopie mit einem Atominterferometer im Zeitraum

Im Vergleich zur Sättigungspektroskopie lassen sich mit der Atominterferometrie im Zeitraum auf der Basis strahlteiler resonanter Lichtpulse mit dem gleichen apparativen Aufwand stärkere Signale und deutlich höhere Auflösungen erreichen. Die Atominterferometrie wurde in einer Anordnung aus je zwei Lichtpulsen aus jeder der beiden antiparallelen Richtungen durchgeführt, die in Kapitel 4.3 diskutiert wurde. Das Interferenzsignal zeigt eine Abhängigkeit nach

$$S \propto \cos(2T(\Delta \pm \delta) + \Delta\phi) \quad (5.20)$$

von dem Pulsabstand T und der Frequenzverstimmung Δ .

Zur Erzielung einer möglichst großen Signalamplitude wurde - wie in Kapitel 5.2 beschrieben - die Zykluszeit so gewählt, daß bei der für die Interferometrie nötigen Fallenauszeit das Fluoreszenzsignal der gepulst betriebenen Falle die Hälfte des Signals der kontinuierlich laufenden Falle beträgt. Die Dunkelzeit T' zwischen zweitem und drittem Strahlteilerpuls beträgt jeweils wenige μs . Die Dunkelzeit T wurde so gewählt, daß die Interferenzringe der beiden Rückstoßkomponenten sich annähernd konstruktiv überlagern. Die Länge des einzelnen Strahlteilerpulses τ wurde so eingestellt, daß die Amplitude der Interferenzringe maximal wurde, welches auf Resonanz einer Anregung mit einem $\pi/2$ -Puls entspricht.

Abb. 58 zeigt Signale für die optische Spektroskopie bei einer Auflösung von mehreren kHz. Deutlich zu erkennen ist in beiden Signalverläufen der Sättigungsdip und die Einhüllende des Interferenzsignals. Das obere Signal, welches bei $T+\tau=6.4 \mu\text{s}$ aufgenommen wurde, zeigt Interferenzringe mit einer Linienbreite von 36 kHz. Die Breite des Sättigungs-Dips und die Einhüllende der Interferenz-

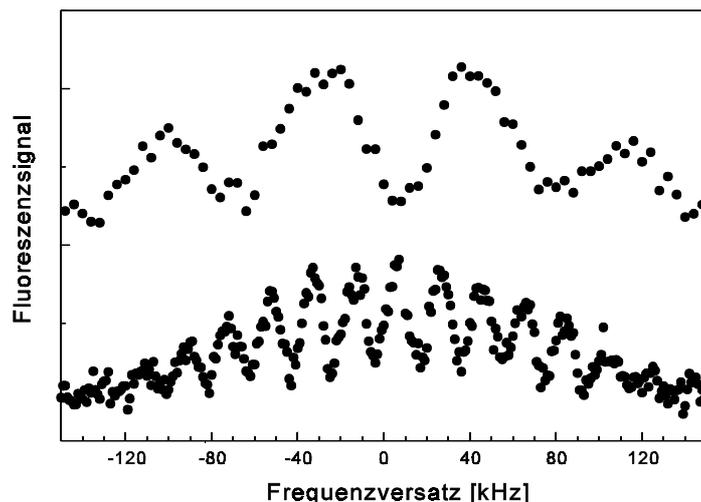


Abb. 58: Signal der Spektroskopie mit einem Atominterferometer im Zeitraum für $T+\tau=6,4 \mu\text{s}$ (obere Kurve) und $T+\tau=25,2 \mu\text{s}$ (untere Kurve). Der Sättigungs-Dip und die Einhüllende der Interferenzringe sind deutlich zu erkennen.

ringe sind wesentlich durch die Pulslänge τ bestimmt, die zu einer Breite des Sättigungs-Dips von 250 kHz führt.

In dem unteren Spektroskopiesignal in Abb. 58 mit $T+\tau=25,2 \mu\text{s}$ sind Interferenzringe mit einer Linienbreite von 9,5 kHz zu erkennen. Auch hier sind die beiden Rückstoßkomponenten nicht aufgelöst. Die Breite des Sättigungs-Dips und der Einhüllenden der Interferenzringe ist jedoch deutlich größer, als die Wechselwirkungszeitverbreiterung von 150 kHz für eine Pulslänge von $\tau=6 \mu\text{s}$. Da sich das Signal aus den Sättigungs-Dips mit den dazugehörigen Ringsystemen der beiden Rückstoßkomponenten zusammensetzt, die gegeneinander um $2\delta=79,3 \text{ kHz}$ versetzt sind. Die Überlagerung der beiden gegeneinander versetzten Ringsysteme, deren Einhüllende jeweils eine Breite von 150 kHz besitzt, führt zu der scheinbaren Verbreiterung des Sättigungsdips.

Durch Veränderung der Dunkelzeit

T läßt sich die Linienbreite der Interferenzringe einstellen. Abb. 59 zeigt das Signal von Interferenzringen mit sub-kHz-Auflösung [RUS98]. Die in Abb. 59a dargestellten Interferenzringe besitzen eine Linienbreite von 990 Hz. Bei einer Integrationszeit von 2.2 s beträgt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis $S/N=4,2$.

In Abb. 59b sind die Interferenzringe höchster Auflösung dargestellt, wie sie im Rahmen dieser Arbeit

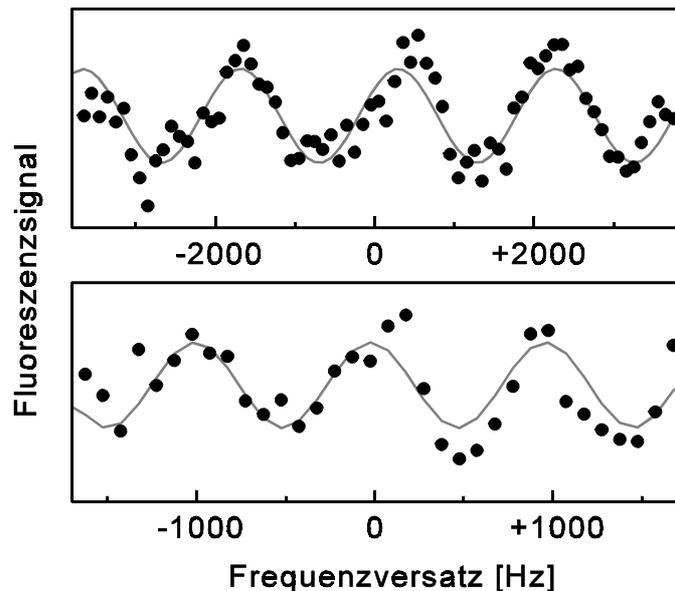


Abb. 59: Signal der hochauflösenden optischen Ramseyspektroskopie an kalten Magnesiumatomen. Die Linienbreite beträgt a) 990 Hz und b) 491 Hz.

erzielt wurden. Die Integrationszeit pro Datenpunkt wurde zu $t_{\text{int}}=2,2 \text{ s}$ gewählt. Die Linienbreite beträgt 491 Hz, welches bei einer Übergangsfrequenz von 655 THz einer Liniengüte von $1,3 \cdot 10^{12}$ entspricht. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis beträgt hierbei $S/N=3,3$, so daß die Interferenzringe noch deutlich sichtbar sind.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt stellt die erreichte Liniengüte den Stand der bei der optischen Spektroskopie an neutralen Atomen erzielbaren Auflösung dar. In zwei weiteren Experimenten konnte in jüngster Zeit eine vergleichbare Liniengüte erzielt werden. Bei der Zwei-Photonen-

Spektroskopie des 1S-2S Übergangs von Wasserstoff konnte durch die Verwendung eines Strahls langsamer Atome und eine geschwindigkeitselektive Detektion der limitierende Dopplereffekt 2. Ordnung drastisch reduziert werden [SCH95b], so daß eine Liniengüte von $7.5 \cdot 10^{11}$ realisiert werden konnte [UDE97]. Bei der optischen Ramsey-Spektroskopie des Interkombinationsübergangs von Kalzium konnte in einer dem hier geschilderten Experiment ähnlichen Anordnung an der PTB in Braunschweig eine Liniengüte von knapp unter 10^{12} realisiert werden [ZIN97]. Bei diesem Experiment wird die erreichbare Linienbreite wesentlich durch die Lebensdauer des metastabilen 3P_1 -Niveaus von Kalzium bestimmt.

In dem hier vorgestellten Experiment war die Liniengüte durch die Abnahme der Amplitude der Resonanzen bei zunehmender Liniengüte beschränkt, wie sie experimentell beobachtet wurde. Die physikalische Ursache für diese Abnahme soll im folgenden untersucht werden.

Die detektierte Amplitude der Interferenzringe ist stark abhängig von der Anzahl der gespeicherten Atome und der Sättigung des Kühl-

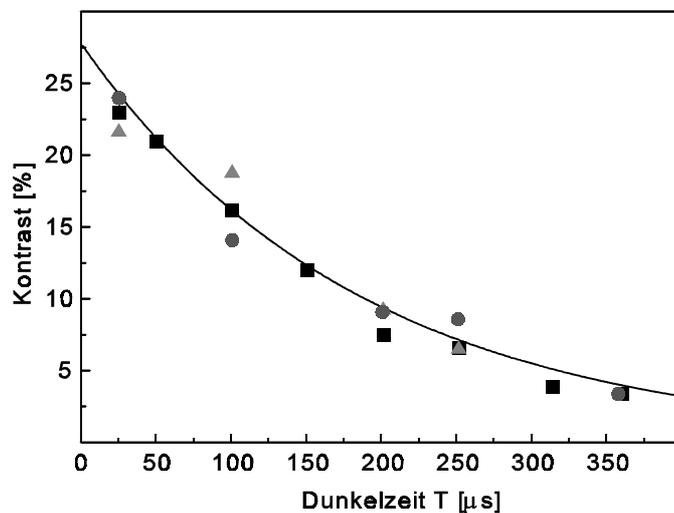


Abb. 60: Kontrast der gemessenen Ramseyresonanzen als Funktion der Dunkelzeit T . Dargestellt sind die Kontraste, wie sie an drei verschiedenen Messtagen erhalten wurden. Der Durchmesser der Spektroskopiestrahlen betrug bei \blacksquare und \blacktriangle 3,4 mm und bei \bullet 5,0 mm.

übergangs. Um die Abhängigkeit von diesen Parametern möglichst gering zu halten wird im folgenden der Kontrast betrachtet, der nur durch Effekte höherer Ordnung von diesen Parametern abhängt. Der Kontrast ist hierbei als das Verhältnis der Signalhöhe der Interferenzringe relativ zur Höhe des Dopplerprofils definiert. In Abb. 60 ist der Kontrast der Interferenzringe für unterschiedliche Dunkelzeiten T aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Kontrast in guter Näherung exponentiell mit zunehmender Dunkelzeit abfällt. Die Zerfallskonstante ergibt sich zu $\Gamma = (5550 \pm 240) \text{ 1/s}$. In den folgenden Kapiteln sollen die Effekte diskutiert werden, die zu der Kontrastabnahme beitragen.

5.4. Das Interferometriesignal beeinflussende physikalische Effekte

Im vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, daß die Atominterferometrie im Zeitraum die Spektroskopie äußerst schmaler Resonanzen ermöglicht. Es sollen nun die physikalischen Effekte diskutiert werden, die die Amplitude und Phase des Interferenzsignals beeinflussen.

5.4.1. Die Überlagerung der Interferenzringe der beiden Rückstoßkomponenten

Der Frequenzversatz zwischen den Zentren der Ringsysteme der beiden Rückstoßkomponenten beträgt 2δ . Falls der zeitliche Abstand T zwischen zwei Lichtpulsen bei der Interferometrie nicht so gewählt ist, daß die Aufspaltung der beiden Rückstoßkomponenten 2δ gleich einem Vielfachen der Periode der Interferenzringe ist, so kommt es zu einer Abnahme des Kontrastes und einer Verschiebung der Maxima auf den beiden Rückstoßkomponenten. In der Näherung einer unendlich breiten Einhüllenden der Interferenzringe und für gleichstarke Signale der beiden Rückstoßkomponenten kann dieser Effekt leicht berechnet werden. Für das Spektroskopiesignal gilt dann

$$S \propto \cos(2T^*(\Delta - \delta)) + \cos(2T^*(\Delta + \delta)) = 2\cos(2T^*\Delta)\cos(2T^*\delta) \quad . \quad (5.21)$$

Für $2T^*\delta = n\pi$ ($n \in \mathbb{N}$) wird somit die Amplitude des Interferenzsignals maximal. Die Zeit T^* berücksichtigt hierbei die unterschiedliche Phasenentwicklung in den Zeiten freier Evolution und während der Strahlteilerlichtpulse. Für einen $\pi/2$ -Puls gilt bei geringer Frequenzverstimmung $\Delta \approx 0$ die Näherung [MÜL94]

$$T^* = T + \frac{4}{\pi}\tau \quad . \quad (5.22)$$

In Abb. 61 ist die experimentell ermittelte Amplitude der Interferenzringe für verschiedene Dunkelzeiten dargestellt. Mit eingezeichnet ist ein Fit an die Daten nach (5.21). Der Effekt der konstruktiven bzw. destruktiven Überlagerung der Interferenzringe der beiden Rückstoßkomponenten ist deutlich erkennbar und läßt sich gut durch (5.21) beschreiben. Ohne Berücksichtigung der Auswirkung der veränderten Phasenentwicklung zu Zeiten der Atom-Lichtfeld-Wechselwirkung würde eine maximal konstruktive Überlagerung der beiden Rückstoßkomponenten für einen Pulsabstand $T+\tau$ erwartet, der die Bedingung $2(T+\tau)\delta = n\pi$ erfüllt. Experimentell wurde eine maximal konstruktive Überlagerung für einen Pulsabstand $T+\tau$ beobachtet, der um

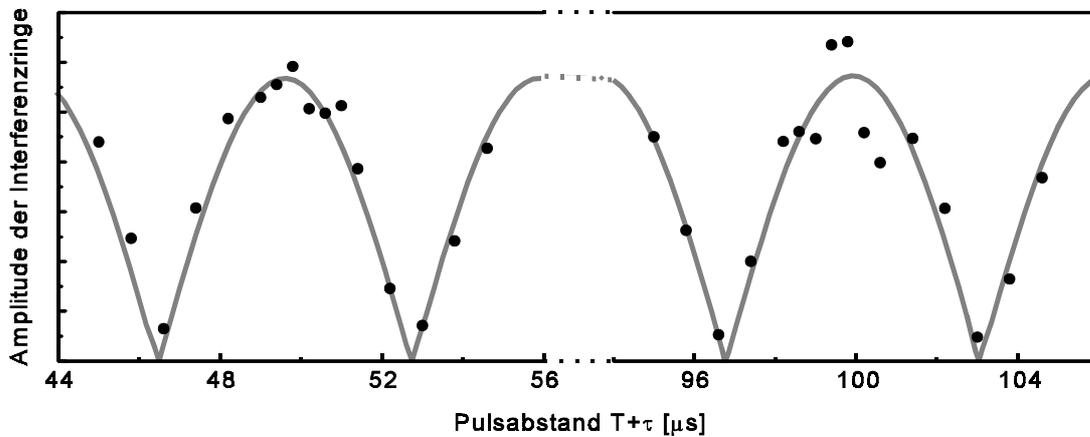


Abb. 61: Der Effekt der Überlagerung der beiden Rückstoßkomponenten. Variation der Amplitude der Interferenzringe für unterschiedliche Dunkelzeiten. Die Pulslänge beträgt $\tau=6 \mu\text{s}$. Mit eingezeichnet ist ein Fit an die Daten nach (5.21).

$0,6 \mu\text{s}$ gegenüber der sich aus dieser Bedingung ergebenden Dunkelzeit verschoben ist. Dies verdeutlicht noch einmal den Einfluß der veränderten Phasenentwicklung während der Atom-Lichtfeld-Wechselwirkung auf das Interferometriesignal.

Ist die Bedingung $2T_0^* \delta = n\pi$ für konstruktive Überlagerung der Signale der beiden Rückstoßkomponenten nicht exakt erfüllt, so kommt es auch zu einer Frequenzverschiebung. Sei die Zeit T^* um ΔT^* von T_0^* verschieden, so führt dies unter den obigen Annahmen zu einer Frequenzverschiebung der Maxima auf den beiden Rückstoßkomponenten von

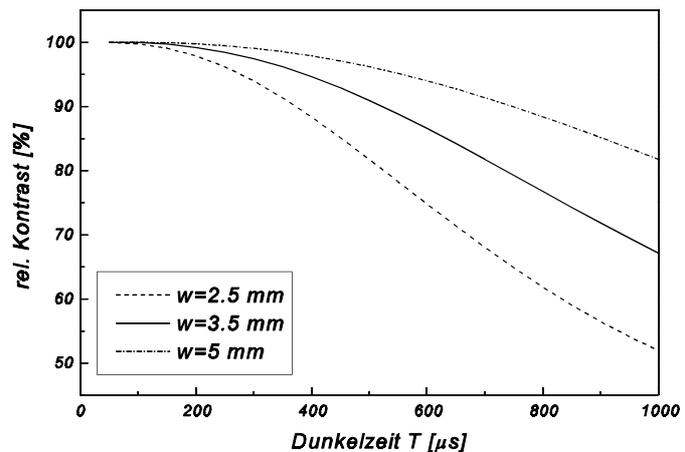
$$\Delta v_{\ddot{U}b} = -\frac{\Delta T^*}{T_0^*} \delta \quad . \quad (5.23)$$

Diese Linienverschiebung skaliert mit dem Reziproken der Dunkelzeit, so daß mit zunehmender Auflösung die Frequenzunsicherheit geringer wird. Bei einer Dunkelzeit $T^*=509 \mu\text{s}$ und einer Unsicherheit von $\Delta T^*=0,1 \mu\text{s}$ beträgt die Frequenzunsicherheit 8 Hz. Da die Frequenzverschiebung für die beiden Rückstoßkomponenten entgegengesetztes Vorzeichen besitzt, bleibt der Mittelwert der Frequenzen der Maxima auf den beiden Rückstoßkomponenten unverschoben. Somit gilt auch, daß das zentrale Extremum, dessen Frequenz gleich der Übergangsfrequenz ist, nicht verschoben wird. Sind jedoch z.B. aufgrund einer Anregung mit einem von $\pi/2$ verschiedenen Puls die Amplituden der Interferenzringe der beiden Rückstoßkomponenten verschieden, so verschiebt sich auch dieser Mittelwert für nicht exakt eingestellte Dunkelzeiten. Bei üblichen experimentellen Parametern beträgt diese jedoch weniger als $\frac{1}{10} \Delta v_{\ddot{U}b}$, für obiges

Zahlenbeispiel also weniger als 0,8 Hz. Wird eine höhere Frequenzgenauigkeit gewünscht, so ist entweder die Auflösung zu vergrößern oder das Interferenzsignal einer Rückstoßkomponente zu unterdrücken [STE92], [DIN94], [HIN98b], [RIE88], [KUR92].

5.4.2. Das Intensitätsprofil der Laserstrahlen für die Strahlteilerpulse

Der endliche Durchmesser der Interferometriestrahlen beeinflusst über zwei Effekte die Resonanzen. Zum einen führt der endliche Strahldurchmesser zu einer Unschärfe des \vec{k} -Vektorspektrums die sich über den Dopplereffekt auf den Kontrast auswirkt. Hierauf wird in Abschnitt 5.4.6 eingegangen. Zum anderen



führt das Intensitätsprofil zu einer unterschiedlichen Rabifrequenz in den einzelnen Wechselwirkungs-

Abb. 62: Relative Abnahme des Kontrastes der Interferenzringe bei Variation der Dunkelzeit durch den Effekt der abnehmenden Rabifrequenz in den letzten Wechselwirkungszone. Gezeigt sind die Ergebnisse einer numerischen Simulation für drei verschiedene Strahlradien w des Interferometrielaserstrahls.

zonen. Durch eine numerische Simulation der Ramsey-Bordé-Interferometrie mit unterschiedlicher Rabifrequenz in den einzelnen Wechselwirkungszone wurde dieser Effekt für verschiedene Radien der Interferometriestrahlen quantifiziert. Abb. 62 zeigt die Ergebnisse dieser Simulation. Für den im Experiment verwendeten Strahlradius von $w=2,5$ mm ergibt sich bei der maximalen eingestellten Dunkelzeit von $T=509$ μ s eine Abnahme des Kontrastes um 20 %.

5.4.3. Die Linienbreite des Frequenzspektrums der anregenden Pulse

In den bisherigen Überlegungen wurde davon ausgegangen, daß das zur Interferometrie verwendete Lichtfeld streng monochromatisch ist. Das Frequenzspektrum von Laserstrahlung besitzt jedoch immer eine endliche Breite $\nu_{1/2}$ (FWHM), die durch Phasenrauschen hervorgerufen wird.

Unter der Annahme eines weißen Phasenrauschens kann die Auswirkung auf das Interferenzsignal

$$S(t) \propto \cos(2T\Delta + \phi_2(t_2) - \phi_1(t_1) + \phi_4(t_4) - \phi_3(t_3)) \quad (5.24)$$

bestimmt werden [SEN94]. Hierzu werden die Phasen ϕ_i in ihre Mittelwerte Φ_i und ihre Schwankungen φ_i aufgespalten. Bei der gepulsten Interferometrie gilt $\Phi_2 - \Phi_1 + \Phi_4 - \Phi_3 = 0$ und somit für den Mittelwert des Interferenzsignals

$$\langle S \rangle \propto \cos(2T\Delta) \langle \cos(\varphi(t+2T) - \varphi(t)) \rangle \quad (5.25)$$

Eine Auswertung des Mittelwertes liefert [SEN94], [ELL82]

$$\langle S \rangle \propto e^{-2\pi\nu_{1/2}T} \quad (5.26)$$

Somit führt die endliche Breite des Frequenzspektrums der anregenden Laserstrahlung unter den hier gemachten Annahmen zu einem exponentiellen Abfall des Kontrastes der Interferenzringe mit zunehmender Dunkelzeit T . In Kapitel 5.5 wird gezeigt werden, daß dieser Effekt für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Spektroskopie den größten Beitrag zur Abnahme des Kontrastes mit zunehmender Dunkelzeit liefert und somit aus der Kontrastabnahme die Breite des Frequenzspektrums des Laserspektrometers bestimmt werden kann.

5.4.4. Optische Weglängenänderungen

Das Phasenrauschen des Interferometriestrahls am Ort der Atom-Lichtfeld-Wechselwirkung kann auch durch Schwankungen der optischen Weglänge zwischen dem Laserspektrometer und dem Ort der Wechselwirkung hervorgerufen werden. Der Einfluß von Weglängenänderungen wurde mit einem Lichtinterferometer bei für den Messbetrieb üblichen Bedingungen vermessen. Aus dem detektierten Phasenrauschen ergibt sich eine Zunahme der Laserlinienbreite um 14 Hz durch die optischen Weglängenschwankungen. Es zeigte sich jedoch, daß dieser Wert empfindlich von den Regelparametern der verwendeten Strahlagenstabilisierung abhängt. So konnte durch ungünstig gewählte Regelparameter ein Wert von 140 Hz beobachtet werden, obwohl kein Schwingen der Regelung erkennbar war.

5.4.5. Spontane Zerfallsprozesse zwischen den Strahlteilerpulsen

Aufgrund der langen Zeiten zwischen dem ersten und letzten Strahlteilerpuls kann mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit ein spontaner Emissionsprozeß zwischen den Pulsen auftreten. Da

nur der Anteil der Wellenfunktion im angeregten Zustand zerfallen kann, erfolgt die Abnahme des Interferenzsignals mit einer geringeren Zerfallsrate als dies für ein Atom im angeregten Zustand der Fall ist. Eine vollständige Analyse ergibt eine Abnahme der Amplitude der Interferenzringe um den Faktor $e^{-\Gamma(T+2\tau)}$ für die hochfrequente und um einen Faktor $e^{-\Gamma(T+T'+2\tau)}$ für die niederfrequente Rückstoßkomponente [BOR84].

Zur Bestimmung der Abnahme des Kontrastes aufgrund spontaner Emissionsprozesse ist der Abnahme der Amplitude der Interferenzringe die Abnahme des inkohärenten Untergrundes gegenüberzustellen. In einer ersten Näherung ändert sich der Kontrast nicht aufgrund spontaner Emissionsprozesse, da auch die inkohärenten Beiträge zum Signal mit $e^{-\Gamma(T+2\tau)}$ abfallen. Eine numerische Berechnung des Signals unter Berücksichtigung der spontanen Emission zeigt, daß dies für $\Gamma t \ll 1$ eine gute Näherung ist. So nimmt für eine Dunkelzeit von $T=500 \mu\text{s}$ der Kontrast um weniger als 1% ab.

5.4.6. Der 1. Ordnung Dopplereffekt

In den bisherigen Überlegungen wurde davon ausgegangen, daß die von den beiden AOM's erzeugten Strahlteilerlichtpulse exakt antiparallel justiert sind. Aufgrund der antiparallelen \vec{k} -Vektoren wird für den Anteil des Spektroskopiesignals, der zu den Interferenzringen führt, der Dopplereffekt vollständig kompensiert. Im folgenden soll untersucht werden, welche Auswirkungen auf die Interferenzringe eine Dejustage der beiden Interferometriestrahlen hat. Sei \vec{k}_1 der Wellenvektor des ersten und zweiten Pulses und \vec{k}_2 der Wellenvektor des dritten und vierten Pulses. Für ein Atom mit Geschwindigkeit \vec{v} ergibt sich für das Interferenzsignal

$$S \propto \cos(2T(\Delta - \delta) + T(\vec{k}_1 + \vec{k}_2)\vec{v}) \quad . \quad (5.27)$$

Mit einem Winkel α zwischen \vec{k}_1 und \vec{k}_2 beträgt das über alle Geschwindigkeiten gemittelte Signal

$$\langle S \rangle_v = \cos(2T(\Delta - \delta)) \langle \cos(T\alpha k v_z) \rangle_v - \sin(2T(\Delta - \delta)) \langle \sin(T\alpha k v_z) \rangle_v \quad . \quad (5.28)$$

Ist die Geschwindigkeitsverteilung bezüglich $v_z=0$ symmetrisch, so verschwindet der zweite Term auf der rechten Seite von (5.28). Dies bedeutet, daß in diesem Fall trotz einer Winkeldejustage keine Verschiebung der Interferenzringe auftritt, sondern nur der Kontrast der Interferenzringe abnimmt.

Im speziellen Fall einer Gaußschen Geschwindigkeitsverteilung mit $\langle v_z \rangle = 0$ und einer Geschwindigkeitsbreite σ_v kann (5.28) mit Hilfe des Gaußschen Momenten Theorems [ELL82] entwickelt werden, so daß man für den Kontrast

$$K = K_0 e^{-\frac{1}{2}(T\alpha k\sigma_v)^2} \quad (5.29)$$

erhält. Mit zunehmender Dunkelzeit T nimmt der Kontrast für nicht ideal justierte Strahlen ab. So ergibt sich für $\sigma_v = 1$ m/s, $T = 500$ μ s und $\alpha = 10$ μ rad eine Abnahme des Kontrastes um ca. 0,3 %.

Verschwimmt die mittlere Geschwindigkeit nicht, so tritt neben der Kontrastabnahme noch eine Verschiebung der Interferenzringe um die Phase ϕ auf, die sich zu

$$\tan\phi = -\sin(T\alpha k\langle v_z \rangle) \quad (5.30)$$

bestimmen läßt. Sei in obigem Beispiel die Driftgeschwindigkeit der Atome $\langle v_z \rangle = 0.1$ m/s, so ergibt sich hieraus eine Verschiebung der Phase um 0.007, welches einer Verschiebung des zentralen Maximums der Interferenzringe um 1,1 Hz entspricht.

Durch die endliche Größe der Interferometerstrahlen kommt es zu einer Unschärfe im Wellenvektor \vec{k} . Sei w_0 der $1/e^2$ -Radius des Interferometerstrahles, so liefert eine längere Rechnung unter Zuhilfenahme des Gaußschen Momententheorems für den Kontrast

$$\langle S \rangle_v \propto \frac{1}{1 + \frac{\lambda^2}{4\pi^2 w_0^2} (Tk\sigma)^2} \quad (5.31)$$

Für einen Strahlradius $w_0 = 2.5$ mm, eine Dunkelzeit $T = 500$ μ s und eine Geschwindigkeitsbreite $\sigma = 1$ m/s ergibt sich hieraus eine Kontrastabnahme um 4 %. Dahingegen ist die Linienverschiebung durch das endliche \vec{k} -Vektorspektrum üblicherweise vernachlässigbar, da sie durch den stärkeren Effekt einer geringfügigen Winkeldejustage überlagert wird.

5.4.7. Der 2.Ordnung Dopplereffekt

Eine nicht verschwindende Geschwindigkeit der Atome führt aufgrund des relativistischen Dopplereffektes zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz

$$\Delta\nu_{2D} = -\frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \nu_0 \quad (5.32)$$

unabhängig von der Richtung der Geschwindigkeit. Der Einfluß auf die Ramsey-Resonanzen an einem thermischen Atomstrahl ist intensiv untersucht worden, da dies den wesentlichen Beitrag zur Linienverschiebung darstellt [BAR81]. Bei der gepulsten Interferometrie an einem lasergekühlten Ensemble reduziert sich dieser Effekt drastisch. Für eine Gaußsche Geschwindigkeitsverteilung mit Breite σ ergibt sich eine Frequenzverschiebung der Resonanz um

$$\langle \Delta v_{2D} \rangle = -\frac{3}{2} \frac{\sigma^2}{c^2} v_0 \quad . \quad (5.33)$$

Für $\sigma=1$ m/s beträgt somit die Frequenzverschiebung $\langle \Delta v_{2D} \rangle=13$ mHz. Aufgrund der unterschiedlichen quadratischen Geschwindigkeit der einzelnen Atome kommt es auch zu einer Auswaschung der Interferenzringe. Die Abnahme des Kontrastes beträgt für $T=500$ μ s jedoch weniger als 10^{-6} .

5.4.8. Der Einfluß statischer magnetischer Felder

Die Kopplung zwischen dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ des Atoms und einem äußeren angelegten Magnetfeld \vec{B} führt zu einer Verschiebung der Energieniveaus $\Delta E(B)$. Soll der Einfluß magnetischer Felder möglichst gering gehalten werden, so sind Übergänge zwischen Zuständen mit verschwindendem magnetischen Moment zu verwenden.

Für ein Atom ohne Kerndrehimpuls basiert das magnetische Moment auf den Bahndrehimpulsen und Spins der Elektronen. Im Fall von LS-Kopplung, wie sie für Magnesium in guter Näherung erfüllt ist, koppelt der Gesamtbahndrehimpuls der Elektronen \vec{L} mit dem Gesamtspin der Elektronen \vec{S} zum Gesamtdrehimpuls \vec{J} , dessen Komponente in Richtung des Magnetfeldes J_z bestimmt die Größe des magnetischen Momentes. Ein äußeres Magnetfeld führt zu einer Störung der LS-Kopplung, die dazu führt, daß im Paschen-Back-Bereich großer Magnetfelder Bahndrehimpuls und Spin um die Magnetfeldrichtung präzedieren und J_z keine gute Quantenzahl mehr ist. Die Energieverschiebung der einzelnen Zustände kann durch Diagonalisierung des Hamiltonoperators

$$H = \mu_B (L_z + g_s S_z) B_z + A (\vec{L} \cdot \vec{S}) \quad (5.34)$$

bestimmt werden. Hierbei ist μ_B das Bohrsche Magneton, g_s das gyromagnetische Verhältnis des Elektronenspins und A die Kopplungskonstante zwischen Bahn- und Eigendrehimpuls.

Für den 1S_0 -Grundzustand von Magnesium verschwinden sowohl der Bahndrehimpuls, als auch der Spin der Elektronenhülle, so daß die Energieverschiebung des Interkombinationsübergangs in einem äußeren Magnetfeld durch die Verschiebung des 3P_1 -Zustandes bestimmt wird. Die Diagonalisierung von H führt in quadratischer Näherung zu einer Energieverschiebung des 3P_1 -Zustandes mit $m_j=0$ [SAY80]

$$E(J=1, M=0) = E_1 + \frac{1}{3} \left(\frac{2}{E_1 - E_0} - \frac{1}{E_2 - E_0} \right) \mu_B^2 B^2 \quad . \quad (5.35)$$

Hierbei bezeichnet E_j die Energie des 3P_j -Zustandes. Die Übergangsfrequenzen $\nu_{J,J+1}$ zwischen den 3P -Zuständen mit Gesamtdrehimpuls J und $J+1$ sind mit hoher Genauigkeit bekannt [GOD96], [ING85]. Hiermit ergibt sich eine magnetfeldabhängige Energieverschiebung

$$E(J=1, M=0) = E_1 + 1,64 \cdot 10^8 \frac{\text{Hz}}{\text{T}^2} \cdot B^2 \quad . \quad (5.36)$$

Die Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung und der diamagnetischen Energieverschiebung führt zu einer kleinen Korrektur, die im Rahmen der hier geforderten Genauigkeit vernachlässigt werden kann [NOV88].

Zur Definition der Quantisierungsachse wird ein magnetisches Feld von ca. 2 Gauss benötigt. Die Spektroskopie der Übergänge mit $\Delta m_j = \pm 1$ erlaubt die Bestimmung des Magnetfeldes mit einer Unsicherheit kleiner als 5 %, so daß die Frequenzunsicherheit 0,3 Hz beträgt. Eine Reduktion des Kontrastes aufgrund eines Magnetfeldgradienten kann vernachlässigt werden.

5.4.9. Der Einfluß statischer elektrischer Felder

Ein statisches elektrisches Feld führt zu einer Frequenzverschiebung des Interferenzsignals des $^1S_0(m_j=0) \rightarrow ^3P_1(m_j=0)$ -Übergangs aufgrund des quadratischen Stark-Effektes:

$$\Delta \nu_{DC} = \frac{1}{2} \Delta \alpha E^2 \quad . \quad (5.37)$$

Hierbei ist $\Delta \alpha$ die Differenz der statischen Polarisierbarkeiten des $^1S_0(m_j=0)$ - und des $^3P_1(m_j=0)$ -Zustandes, die von V. Rieger atominterferometrisch zu $\Delta \alpha = (3,9 \pm 0,1) \text{ kHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ bestimmt wurde [RIE96]. Eine Abschätzung der elektrischen Feldstärke, wie sie z.B. durch Oberflächenladungen der Vakuumkammer verursacht werden können, auf $E \leq 1 \text{ V}/\text{cm}$ führt zu einer kleinen Frequenzunsicherheit von 4 mHz. Durch einen Gradienten der elektrischen Feldstärke kann es

zu einer Abnahme des Kontrastes der Interferenzringe kommen. Da die absolute Linienverschiebung gering ist, führt dieser Effekt zu einer vernachlässigbaren Kontrastabnahme von weniger als 10^{-6} .

5.4.10. Der Einfluß dynamischer elektromagnetischer Felder

Die elektromagnetischen Felder, welche die Resonanz beeinflussen können, beruhen auf der Schwarzkörperstrahlung und dem nicht vollständigen Abhalten des für die magnetooptische Falle benötigten UV-Lichtes.

Die Vakuumkammer, in der die Atome gespeichert werden, befindet sich auf Raumtemperatur und emittiert somit hauptsächlich Schwarzkörperstrahlung im infraroten Spektralbereich. Die hierdurch verursachte Linienverschiebung kann in guter Näherung im statischen Grenzfall berechnet werden [ITA81]. Für den $^1S_0(m_j=0) \rightarrow ^3P_1(m_j=0)$ -Übergang von Magnesium ergibt sich eine Linienverschiebung von $\Delta\nu_{SK} = -(500 \pm 50)$ mHz [RIE96].

Der Tiegel, in dem die Magnesiumatome verdampft werden, wird auf eine Temperatur von ca. 700 K aufgeheizt und befindet sich ca. 45 cm von Ort der gefangenen Atome entfernt. Die hierdurch hervorgerufene Schwarzkörperstrahlung führt zu einer zusätzlichen Verschiebung um ca. 0,1 mHz und ist somit vernachlässigbar.

Die für die magnetooptische Speicherung benötigten Fallenlaserstrahlen, die resonant mit dem $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang sind, werden abgeschaltet, indem die an einem akustooptischen Modulator anliegende Hochfrequenzleistung unterbrochen wird. Durch Streuprozesse im Kristall des Modulators und nicht vollständige Abschaltung der Hochfrequenzleistung kann trotzdem UV-Licht auf die Atome während der Interferometrie einstrahlen. Mit dem uns zur Verfügung stehenden Leistungsmessgerät ließ sich kein UV-Licht bei abgeschalteter Hochfrequenzleistung detektieren. Hieraus folgt eine Abschwächung der UV-Intensität um mehr als einen Faktor 10^6 . Die hieraus folgende Unsicherheit in der Linienverschiebung aufgrund des AC-Stark-Effektes beträgt weniger als 40 Hz und die Kontrastabnahme der Interferenzringe durch Streuung von Photonen auf dem Kühlübergang für eine Dunkelzeit von $T=500 \mu s$ weniger als 6 %. Um diese Unsicherheit zu eliminieren wurde die Möglichkeit geschaffen, den UV-Strahl mittels eines Strahlchoppers während der Spektroskopie mechanisch abzuhalten [LOH98]. Im Rahmen der

Messgenauigkeit konnte jedoch kein Einfluß auf die Phase und den Kontrast des Interferenzsignals festgestellt werden.

5.4.11. Der Einfluß der Gravitation

Der Einfluß der Gravitation auf das Interferometriesignal kann durch die Beschleunigung der Atome zwischen den Strahlteilerpulsen und dem sich damit ändernden Dopplereffekt verstanden werden. Eleganter ist jedoch die atominterferometrische Deutung, bei der die Phasenverschiebung des Interferenzsignals aus der unterschiedlichen Phasenentwicklung entlang der beiden interferierenden Pfade aufgrund des Gravitationspotentials folgt [AUD94a]. Mit dem Feldvektor des Gravitationsfeldes \vec{g} ergibt sich die Phasenverschiebung zu

$$\varphi_{gr} = -\vec{k} \cdot \vec{g} T(T+T') \quad . \quad (5.38)$$

Hierbei bezeichnet T wieder den Pulsabstand zwischen 1. und 2. bzw. 3. und 4. Spektroskopiepulsen und T' den Pulsabstand zwischen 2. und 3. Strahlteilerpulsen. Stehen \vec{k} und \vec{g} senkrecht aufeinander, so kommt es zu keiner Phasenverschiebung aufgrund der Gravitation. Bei einer Winkelabweichung um 100 μ rad von der Senkrechten, wie sie experimentell leicht eintreten kann, und einer Dunkelzeit T=500 μ s beträgt die Phasenverschiebung $\varphi_{gr} = 3 \cdot 10^{-3}$, so daß die Resonanz um 0.5 Hz verschoben wird.

Zu einer Auswaschung der Resonanz kann es aufgrund des Gradienten von \vec{g} kommen. Da die Schwankung von \vec{g} in der Größenordnung 10^{-10} liegt, ist dieser Effekt jedoch vernachlässigbar. Des weiteren kann es zu einer Auswaschung aufgrund unterschiedlicher \vec{k} -Vektoren kommen. Für gegenwärtig realisierbare Parameter gilt aber stets $gT \ll \sigma$, so daß dieser Effekt von dem stärkeren Dopplereffekt 1. Ordnung überlagert wird.

5.4.12. Der Einfluß der Erdrotation

Der Einfluß der Erdrotation auf das Interferometriesignal wird - wie bei der Gravitation - am elegantesten in der atominterferometrischen Deutung beschrieben [RIE91], [AUD94a]. Eine Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ führt für ein Atom mit Geschwindigkeit \vec{v} zu einer Phasenverschiebung des Interferenzsignals

$$\Delta\varphi_{rot}(\vec{v}, T) = 2\vec{\Omega}(\vec{v} \times \vec{k}) T(T+T') \quad . \quad (5.39)$$

Mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde von $\Omega_{\text{Erde}}=7.3\cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ergibt sich für ein Atom mit einer Geschwindigkeit $v=1 \text{ m/s}$ und für eine Dunkelzeit $T=500 \text{ }\mu\text{s}$ eine Phasenverschiebung von maximal $\Delta\varphi_{\text{rot}}=5\cdot 10^{-4}$, welches einer Frequenzverschiebung von 80 mHz entspricht. Für eine kugelsymmetrische Verteilung der Geschwindigkeiten im atomaren Ensemble führt die Erdrotation lediglich zu einer Abnahme des Kontrastes der Interferenzringe die jedoch wegen der geringen Phasenverschiebung für bisher realisierte Dunkelzeiten kleiner als 10^{-6} ist. Erst eine nicht verschwindende mittlere Geschwindigkeit des atomaren Ensembles führt auch zu einer Linienverschiebung, die konservativ zu $\Delta v_{\text{rot}} < 10 \text{ mHz}$ abgeschätzt werden kann.

5.4.13. Sonstige Effekte

Neben den oben aufgelisteten Effekten gibt es noch weitere Effekte, die die Resonanzfrequenz beeinflussen können. Zum Teil sind dies Effekte, die zu einer Linienverschiebung von deutlich weniger als 1 Hz führen, so daß zumindest beim gegenwärtigen Stand der experimentellen Genauigkeit diese Effekte vollständig vernachlässigt werden kann. Dies gilt zum Beispiel für den Einfluß der Raum-Zeit Krümmung [AUD94b]. Hinzu kommen weitere Effekte, deren Größe nicht bekannt ist. Hier ist vor allem der Einfluß der Wechselwirkung zwischen den Atomen zu nennen. Im Vergleich zur Spektroskopie an thermischen Atomen ist der Einfluß von Stößen zwischen den Magnesiumatomen deutlich verringert. Die im Rahmen dieser Arbeit demonstrierte Frequenzauflösung erlaubt bei Verwendung eines dichteren atomaren Ensembles, wie es durch den Einfang der Atome in die MOT aus einem abgebremsten Atomstrahl möglich ist [PEN98], die Untersuchung des Einflusses von Stößen auf die Resonanzfrequenz bei einer Dichte $\rho \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur $T \approx 2 \text{ mK}$.

5.5. Die Kontrastabnahme aufgrund von Frequenzfluktuationen

Aus dem vorhergehenden Kapitel wird ersichtlich, daß die Abnahme des Kontrastes der Interferenzringe mit zunehmender Auflösung mehrere Ursachen hat. In Tab.2 sind die nicht vernachlässigbaren Effekte und ihr Einfluß auf den Kontrast für zwei verschiedene Dunkelzeiten aufgelistet.

Effekt	Kontrastabnahme der Interferenzringe	
	bei $T=100 \mu\text{s}$	bei $T=500 \mu\text{s}$
Bewegung der Atome aus dem Intensitätsprofil der Spektroskopiestrahlen	0,2 %	18,2 %
Dopplereffekt 1. Ordnung aufgrund der Dejustage der Spektroskopiestrahlen ($\Delta\alpha=20 \mu\text{rad}$)	0,02%	0,5%
Dopplereffekt 1. Ordnung aufgrund der endlichen Spektroskopiestrahlen ($w_0=2,5 \text{ mm}$)	0,2 %	3,8 %
Zerfall der Kohärenz aufgrund spontaner Prozesse	0,04%	1 %
Beobachtete Kontrastabnahme	40 %	93 %

Tab.2: Beiträge zur Kontrastabnahme bei der Spektroskopie mit einem Atominterferometer im Zeitraum für zwei verschiedene Dunkelzeiten T .

Es wird deutlich, daß die Abnahme des Kontrastes nicht alleine durch das Strahlprofil, den Dopplereffekt und spontane Prozesse erklärt werden kann. Da alle anderen Effekte untersucht und ausgeschlossen wurden, erscheint es gerechtfertigt die Kontrastabnahme durch die Frequenzfluktuationen des Interferometerstrahls zu erklären.

In Abb. 63 sind die gemessenen Kontraste um die Kontrastabnahme durch endliche Strahlgröße, den Dopplereffekt und spontane Prozesse korrigiert. Hierzu wurde ein Produktansatz für die Kontrastabnahme durch die verschiedenen Effekte verwendet. Die ebenfalls eingezeichneten unkorrigierten Daten verdeutlichen noch einmal, daß diese Effekte nicht dominieren. Aus der an die korrigierten Daten angefitzten Kurve nach (5.26) ergibt sich eine Breite des Frequenzspek-

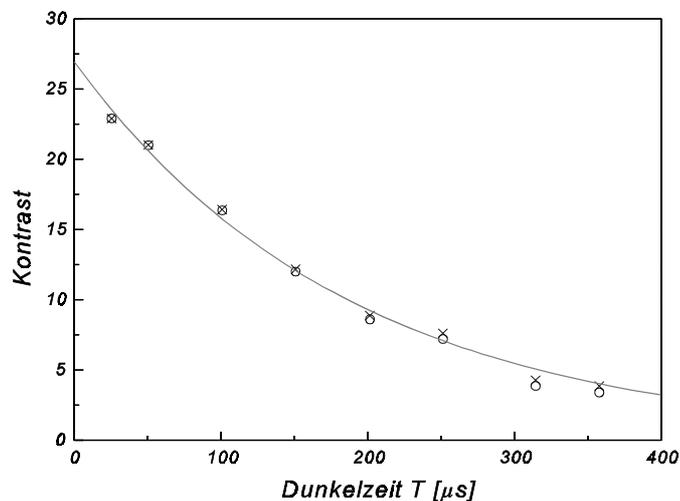


Abb. 63: Kontrast der gemessenen Interferenzringe für verschiedene Dunkelzeiten. O: unkorrigierte Daten, X: Daten korrigiert um Kontrastabnahme durch endliche Strahlgröße, Dopplereffekt 1. Ordnung und spontanen Zerfall. Mit eingezeichnet ist ein exponentieller Fit an die korrigierten Daten mit einer Zerfallskonstante $\Gamma=5320 \text{ 1/s}$.

trums des Interferometerstrahls von $(850\pm 40) \text{ Hz}$. Hiervon können noch die Frequenzfluktuationen

nen aufgrund von Schwankungen in der optischen Weglänge abgezogen werden, so daß sich für die Laserlinienbreite ein Wert von (830 ± 40) Hz ergibt.

Der Vergleich mit der aus dem Fehlersignal der Pound-Drewe-Hall-Regelung abgeleiteten Linienbreite von 40 mHz zeigt, daß die Laserlinienbreite nicht durch das Rauschen der Regel-elektronik begrenzt wird. Eine mögliche Ursache für Frequenzfluktuationen ist eine Rest-Amplitudenmodulation des Lichtfeldes in dem elektrooptischen Modulator, der dem Lichtfeld die beiden für die Regelung benötigten Seitenbänder aufprägt [WHI85], [STE93]. Um diesen Effekt zu untersuchen wurde der Modulationsindex des elektrooptischen Modulators variiert und der Kontrast der Interferenzringe bei hoher Auflösung detektiert. Es konnte jedoch kein Einfluß der am EOM anliegenden Hochfrequenzleistung auf den Kontrast beobachtet werden. Insgesamt erwies sich die Kontrastabnahme als wenig sensitiv auf die Regelparameter. Dies legt es nahe, die Ursache der Frequenzfluktuationen des Lasers in den Fluktuationen der Eigenfrequenz des Referenzresonators zu suchen, wie sie z.B. durch mechanische Schwankungen hervorgerufen werden [BER94]. Hierfür ist es sinnvoll die Eigenfrequenzen des Resonators mit einer Referenz zu vergleichen, wie sie durch einen weiteren stabilen Resonator bereitgestellt wird. Zur Zeit wird ein Resonator auf der Basis eines 15 cm langen ULE-Zylinders mit einer Finesse von $\mathcal{F}=40.000$ [PAB94] aufgebaut, der die systematische Untersuchung der Frequenzfluktuationen ermöglichen wird [BUR98]. Erweist sich dieser Resonator als stabiler, als der zur Zeit im Einsatz befindliche Resonator, so besteht zum einen die Möglichkeit den alten Resonator durch den neuen zu ersetzen. Zum anderen bietet sich aber auch die Möglichkeit einer zusätzlichen Ausregelung der Phasenschwankungen am Ort der Interferometrie, in dem der zweite Resonator und ein zusätzlicher Modulator auf dem Lasertisch aufgebaut werden, auf dem sich der Aufbau zur Spektroskopie befindet. Mit dem zusätzlichen Modulator lassen sich die mittels des zweiten Resonators detektierten Phasenfluktuationen ausgeregeln [SAL88], [ZHU93] und somit auch die Phasenfluktuationen durch Schwankungen in der optischen Weglänge eliminieren, wie sie z.B. durch eine relative Bewegung der Lasertische und durch Luftströmungen hervorgerufen werden können.

5.6. Der optische Magnesium-Frequenzstandard

Gegenwärtige primäre Frequenzstandards basieren auf Mikrowellenübergängen. Durch sie sind Zeit und Frequenz die physikalischen Größen geworden, die sich am genauesten bestimmen lassen. Die realisierbaren Wechselwirkungszeiten und die Genauigkeit, mit der sich linienverschiebende Effekte bestimmen lassen, setzen hier jedoch der erreichbaren Stabilität und Genauigkeit eine Grenze. Die Verwendung von optischen Frequenzen und der Methoden der Laserkühlung versprechen aufgrund der höheren erzielbaren Liniengüte eine höhere Stabilität, sowie aufgrund der absolut gleichgroßen linienverschiebenden Effekte eine höhere Genauigkeit [PHI83], [ERT86]. Die vor ca. einer Dekade begonnene Forschung auf dem Gebiet optischer Frequenzstandards mit laserpräparierten Atomen hat nun begonnen die in sie gesteckten Erwartungen zu erfüllen und bezüglich der einen Frequenzstandard charakterisierenden Größen die Eigenschaften konventioneller Mikrowellenfrequenzstandards zu übertreffen. Im folgenden soll der Stand des optischen Frequenzstandards auf der Basis lasergekühlter Magnesiumatome vorgestellt werden.

5.6.1. Erzielte Stabilität

Die Stabilität ist ein Maß für die innerhalb einer gegebenen Messzeit erzielbare Genauigkeit in der Bestimmung einer Frequenz. Die Genauigkeit sei hierbei durch Frequenzfluktuationen des Frequenzstandards limitiert. Als Maß für die Frequenzfluktuationen kann die spektrale Leistungsdichte betrachtet werden. Es hat sich jedoch als sinnvoll erwiesen die Frequenzfluktuationen anhand der zwei-Proben-Standardabweichung, auch Allan-Standardabweichung genannt, im Zeitraum zu betrachten [ALL66], [BAR71], [VAN89].

Das elektrische Feld, dessen Frequenzstabilität betrachtet werden soll, sei durch

$$E(t) = E_0 \sin(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (5.40)$$

mit den Phasenfluktuationen $\phi(t)$ gegeben. Sei des weiteren

$$y(t) = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d}{dt} \phi(t) \quad (5.41)$$

ein Maß für die Frequenzabweichungen und

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k + \tau} y(t') dt' \quad (5.42)$$

ein Maß für die über die Zeit τ gemittelten Frequenzabweichungen, so ist die Allan-Varianz durch

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (y_{k+1} - y_k)^2 \rangle \quad (5.43)$$

definiert. Die Steigung der Allan-Standardabweichung $\sigma_y(\tau)$ hängt empfindlich von den Rauscheinflüssen ab. So gilt z.B. für weißes Frequenzrauschen $\sigma_y(\tau) \propto \tau^{-1/2}$ und für eine lineare Frequenzdrift $\sigma_y(\tau) \propto \tau$.

Für eine Schrotrausch-begrenzte Stabilität kann die Quadratwurzel der Allan-Varianz, die ein Maß für die Unsicherheit in der Frequenzbestimmung ist, anhand des bei einer gegebenen Liniengüte Q in einer Integrationszeit t_{SZ} erzielten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses S/N zu

$$\sigma_y(\tau) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{Q S/N \sqrt{\tau/t_{SZ}}} \quad (5.44)$$

abgeschätzt werden. Hierbei ist die Integrationszeit bezogen auf einen Stabilisierungszyklus und setzt sich aus den Integrationszeiten für die einzelnen Datenpunkte zusammen. In das Signal-zu-Rausch-Verhältnis geht die doppelte Amplitude der Interferenzringe als Signal ein [SCH97].

Mit Hilfe von (5.44) soll die Stabilität des Magnesium-Frequenzstandards anhand des Interferometriesignals abgeschätzt werden. Für die Interferometrie am thermischen Atomstrahl ergibt sich

für ein Signal, wie es in Kap. 5.1.4 dargestellt ist, mit $Q=3,3 \cdot 10^{10}$ und $S/N=73$ eine Langzeitstabilität von $\sigma_y(\tau) \approx 5,5 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ [SCH97].

In Abb. 64 ist ein typisches Signal dargestellt, auf das bei der Spektroskopie an lasergekühlten Atomen stabilisiert wurde. Die Liniengüte beträgt $Q=2,6 \cdot 10^{11}$ und das

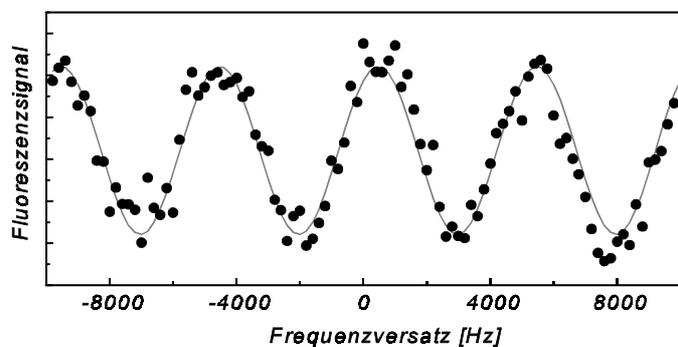
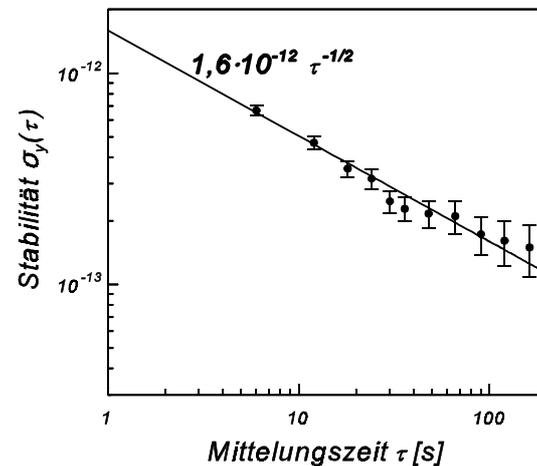


Abb. 64: Typisches Interferometriesignal an kalten Atomen, wie es zur Langzeitstabilisierung des Laserspektrometers verwendet wurde. Die Liniengüte beträgt $2,6 \cdot 10^{11}$ und das

Linienbreite beträgt 2.5 kHz, die Integrationszeit 1.1 s.

Signal-zu-Rausch-Verhältnis $S/N=8.3$ bei einer Integrationszeit von 1.1 s pro Datenpunkt. Werden für die Stabilisierung zwei Datenpunkte verwendet, so ergibt sich hieraus eine Stabilität von $3,2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$.

Zur Messung der Allan-Varianz bedarf es des Vergleichs der stabilisierten Frequenz mit einer Referenz. Da die Referenz eine vergleichbare Stabilität besitzen muß, wurde die Frequenz des auf die Resonanz am thermischen Atomstrahl stabilisierten Laserstrahls mit der aus dem Interferenzsignal an kalten Atomen bestimmten Frequenz verglichen. Für die Interferometrie an kalten Atomen wurde ein Pulsabstand $T+\tau=100,6 \mu\text{s}$ gewählt, so daß sich ein Interferenzmuster mit einer Periodizität von 5 kHz ergab. Zur Bestimmung der Frequenz aus dem Interferenzsignal an kalten Atomen, wurde die-



ses Interferenzmuster wiederholt jeweils an der vermuteten Position des zentralen Minimums und eine Viertel Periode ober- und unterhalb detektiert.

Der aufgenommene Datensatz umfaßt 270 aufeinanderfolgende Frequenzmessungen. Die Meßzeit bei der Interferometrie an kalten Atomen betrug pro Frequenzpunkt 2 s, so daß jede Frequenzmessung 6 s dauerte. Abb. 65 zeigt die aus den Frequenzfluktuationen berechnete Allan-Standardabweichung. Die miteingezeichneten Fehlerbalken markieren das 1σ -Konfidenzintervall, welches sich für den Fehler aufgrund der endlichen Anzahl an Meßpunkten ergibt.

Die gemessene Allan-Standardabweichung fällt proportional zu $1/\sqrt{\tau}$ ab, was einem weißen Rauschen der Frequenz entspricht. Der Wert der Allan-Standardabweichung für eine Sekunde Integrationszeit $\sigma_y(\tau=1\text{s})=1,6 \cdot 10^{-12}$ ist etwas größer als die aufgrund des während der Messung vorliegenden Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zur erwartende Allan-Standardabweichung von $\sigma_y(\tau=1\text{s})=1,2 \cdot 10^{-12}$. Trotzdem konnte bei der hier beschriebenen Messung eine gegenüber vorhergehenden Experimenten [SEN94], [RIE96] um einen Faktor 5 bessere Stabilität detektiert werden.

Abb. 65: Allan-Standardabweichung der gemessenen Frequenzfluktuationen zwischen den auf das Interferenzsignal am thermischen Atomstrahl bzw. an kalten Atomen frequenzstabilisierten Laserstrahlen als Funktion der Mittelungszeit. Eine Ausgleichsgerade mit einer Steigung $\tau^{-1/2}$ ist mit eingezeichnet.

5.6.2. Vergleich mit anderen Frequenzstandards

Die erzielte Frequenzstabilität ist mit gegenwärtigen Frequenzstandards und weiteren Kandidaten für zukünftige Frequenzstandards zu vergleichen. In Abb. 66 ist die aus den aufgenommenen Interferenzsignalen an kalten Magnesiumatomen zu erwartende Stabilität der Stabilität etablierter und einiger ausgewählter neuartiger Frequenzstandards gegenübergestellt. Alle dargestellten Frequenzstandards bis auf den Magnesium-Frequenzstandard

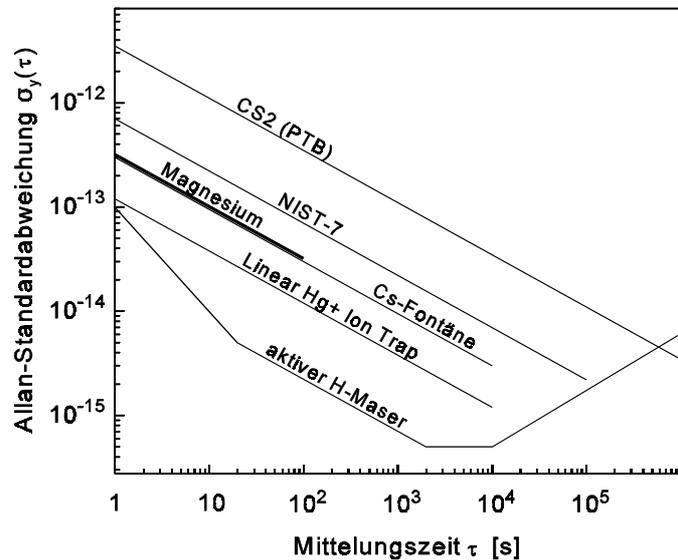


Abb. 66: Frequenzstabilitäten von gegenwärtigen Frequenzstandards und einigen Kandidaten für zukünftige Frequenzstandards.

werden bei Übergängen im Mikrowellenbereich betrieben. Deutlich zu erkennen ist, daß die neuartigen Frequenzstandards die klassischen Cäsium-Atomuhren in ihrer Stabilität bereits übertreffen. Lediglich der aktive Wasserstoffmaser weist für Integrationszeiten bis 10^4 s noch eine bessere Stabilität auf. Projiziert man die gemessene Stabilität für Magnesium auf höhere Integrationszeiten, so ist zu erwarten, daß für Integrationszeiten von einigen 10^4 s die Stabilität des aktiven Wasserstoffmasers übertroffen wird.

5.6.3. Limitierung der Stabilität und erzielbare Verbesserungen

Um das Potential des hier demonstrierten optischen Frequenzstandards auf der Basis der Atominterferometrie im Zeitraum an lasergekühlten Magnesiumatomen abschätzen zu können, müssen die derzeitigen Ursachen für die Limitierung der Stabilität diskutiert werden. Bei gegebener Liniengüte ist die Stabilität durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt. Das Rauschen der Fluoreszenz der gespeicherten Atome, welches uns als Signal dient, ist durch technisches Rauschen in den Fallenlaserstrahlen bestimmt und beträgt für eine Integrationszeit von 1 s ca. 1% des Fluoreszenzsignals. Für die Berechnung des Signal-zu-Rausch-Verhältnis

ist der kohärente Anteil am Signal maßgeblich. Dieser hängt mit dem Kontrast der Interferenzringe zusammen und beträgt für $T=100 \mu\text{s}$ ca. 15%, so daß der kohärente Anteil am Gesamtsignal unter Berücksichtigung des Streulichts ca. 10 % beträgt. Somit ist ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $S/N \approx 10$ für Interferenzringe mit einer Linienbreite von 2.5 kHz zu erwarten, welches im Rahmen dieser Abschätzung gut mit dem beobachteten Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $S/N=8.3$ übereinstimmt.

Mit zunehmender Liniengüte nimmt der Kontrast der Interferenzringe ab und die Fallenverluste durch nicht wiedereingefangene Atome zu, so daß der kohärente Anteil am Signal stark abnimmt. Aufgrund des konstanten Rauschanteils an der Fluoreszenz nimmt dementsprechend auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ab. Bei einer Dunkelzeit von $T=500 \mu\text{s}$ beträgt das Verhältnis aus Höhe des Ramsey-Signals und Amplitude des Rauschens, d.h. das Signal-zu-Rausch-Verhältnis $S/N \approx 2$. Somit lassen sich bei Dunkelzeiten bis zu $T \approx 500 \mu\text{s}$ Interferenzringe mit einem hinreichenden Signal-zu-Rausch-Verhältnis beobachten.

Es wird deutlich, daß die Stabilität wesentlich durch das technische Rauschen der Fallenfluoreszenz aufgrund von Schwankungen in der Intensität der Fallenlaserstrahlen und durch die Frequenzschwankungen des Laserspektrometers bestimmt sind. Kann die Intensität entsprechend stabilisiert werden, so lassen sich durch Schrotrauschen der Atomzahl limitierte Schwankungen der Fallenfluoreszenz von 0.1 % bei 10^6 gespeicherten Atomen erreichen. Durch entsprechende Verbesserungen am Laserspektrometer sollte eine Laserlinienbreite von deutlich unter 50 Hz erreichbar sein, wie sie bereits demonstriert wurde [BER94], [ZHU93]. Hiermit ist für den hier beschriebenen Interferometrieaufbau ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $S/N \approx 100$ bei einer Linienbreite von $\delta\nu \approx 500 \text{ Hz}$ erreichbar, welches zu einer Stabilität von $\sigma_y \approx 5 \cdot 10^{-15} \tau^{-1/2}$ führt. Wie Abb. 66 zeigt würde hiermit die Stabilität derzeitiger Frequenzstandards um mehr als eine Größenordnung übertroffen.

Während die oben beschriebene Stabilität allein durch technische Verbesserungen erzielbar scheint, verlangt eine weitere Steigerung der Stabilität eine Abänderung des Detektionsverfahrens. Die Linienbreite der Resonanz ist durch das derzeitige Detektionsverfahren auf einige Hundert Hz beschränkt, da für schmalere Resonanzen aufgrund der Geschwindigkeit der Atome und der langen benötigten Fallenauszeit die Atome aus dem Wiedereinfangbereich der Falle fliegen. Die Reduzierung der Geschwindigkeit der Atome mit dem in Kapitel 6 geschilderten Verfahren stellt hier eine Möglichkeit dar längere Pulsabstände und somit schmalere Resonanzen

von bis zu ca. 50 Hz zu realisieren und somit die Stabilität um bis zu eine weitere Größenordnung zu steigern.

5.6.4. Genauigkeit

Neben der Stabilität wird die Qualität eines Frequenzstandards durch die Genauigkeit bestimmt, mit der die Übergangsfrequenz realisiert werden kann. Diese systematische Abweichung der Laserfrequenz von der Übergangsfrequenz wird begrenzt durch linienverschiebende Effekte, deren Quantifizierung mit einer endlichen Ungenauigkeit behaftet ist. In Kapitel 5.4 wurde auf die verschiedenen Effekte eingegangen, die zu einer Linienverschiebung führen. In Tab.3 sind diese Effekte und die Unsicherheit in der Bestimmung ihrer Größe zusammengefaßt.

Für Linienbreiten von einigen kHz wird die Ungenauigkeit durch die Verschiebung der Maxima der Interferenzringe aufgrund der Überlagerung der beiden Rückstoßkomponenten bestimmt. Durch die Ausblendung einer Rückstoßkomponente läßt sich dieser Effekt eliminieren, so daß eine Genauigkeit von besser als $2 \cdot 10^{-15}$ erreichbar ist. In diesem Fall, sowie bei höheren Auflösungen, wie sie zur Erzielung einer hohen Stabilität nötig sind, wird die Genauigkeit von dem justageabhängigen Effekten, nämlich dem Doppler-Effekt 1.Ordnung und der Linienverschiebung aufgrund der Gravitation, bestimmt. Um eine entsprechende Parallelität der Interferometerstrahlen und ihre Ausrichtung senkrecht zum Gravitationsfeld zu gewährleisten, können zwei

Effekt	thermischer Atomstrahl	kalte Atome (Dunkelzeit T=100 µs)	kalte Atome (Dunkelzeit T=500 µs)
Überlagerung der beiden Rückstoßkomponenten	50 Hz	4 Hz	0,8 Hz
Dopplereffekt 1.Ordnung	400 Hz	1,1 Hz	1,1 Hz
Dopplereffekt 2. Ordnung	300 Hz	13 mHz	13 mHz
Quadr. Zeemaneffekt	0,3 Hz	0,3 Hz	0,3 Hz
elektrische Streufelder	4 mHz	4 mHz	4 mHz
Schwarzkörperstrahlung	50 mHz	50 mHz	50 mHz
Gravitation	50 mHz	0,1 Hz	0,5 Hz
Rotation	1 mHz	2 mHz	10 mHz

Tab.3: Abgeschätzte Beiträge zur Genauigkeit eines optischen Frequenzstandards auf der Basis der Ramsey-Bordé-Interferometrie an Magnesiumatomen.

Raumfilter eingesetzt werden, die nach einer gründlichen Justage für eine reproduzierbare Genauigkeit von besser als $1 \cdot 10^{15}$ sorgen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde somit demonstriert, daß ein Frequenzstandard auf der Basis der atominterferometrischen Abfrage des Interkombinationsübergangs von Magnesium passive konventionelle Frequenzstandards im Hinblick auf Stabilität und Genauigkeit bereits heute übertrifft. Des weiteren wurde aufgezeigt, daß eine Verbesserung der Stabilität um ein bis zwei Größenordnungen, wie sie zur Etablierung als neuen Frequenzstandard wünschenswert ist, mittelfristig erreichbar ist.

6. Präparation von Magnesiumatomen durch Laserlicht

Die dynamische Entwicklung der Forschung auf dem Gebiet der Kühlung und Manipulation von Atomen in den letzten zehn Jahren ermöglicht es heutzutage, gezielt kalte Atome in der Grundlagen- und angewandten Forschung einzusetzen [DAL92], [ADA94], [MET94], [SEN95]. Die Erzielung möglichst niedriger Temperaturen und hoher Teilchendichten verlangt hierbei eine auf die atomare Spezies angepasste Wahl der Lasermanipulationsmethoden. In diesem Kapitel wird die Kühlung gespeicherter Magnesiumatome im Hinblick auf die Erzeugung eines atomaren kohärenten Ensembles diskutiert.

Kühlung freier Atome

Zur Kühlung unter das Rückstoßlimit wurden Verfahren entwickelt, die auf der Präparation eines Dunkelzustands für Atome mit Geschwindigkeit $v=0$ basieren. Mit velocity selective coherent population trapping (VSCPT) wurde erstmals von Aspect et al. die eindimensionale Kühlung von Heliumatomen unter die Photonenrückstoßgrenze demonstriert [ASP88]. Das Verfahren konnte auf zwei [LAW94] und drei Dimensionen [LAW95] erweitert werden. Auf geschwindigkeitsselektiven induzierten Raman-Prozessen basiert ein weiteres Kühlverfahren, mit dem in der Gruppe von Chu die Kühlung von Natriumatomen auf 1/10 der Rückstoßtemperatur demonstriert wurde [KAS92b]. Auch hier ist die Erweiterung auf zwei und drei Dimensionen gelungen [DAV94].

Speicherung und Kühlung in konservativen Potentialen

Die Bewegung der Atome während des Kühlprozesses führt zu einer Reduktion der Dichte. Das Studium quantenkollektiver Effekte erfordert extrem niedrige Temperaturen *und* sehr hohe Dichten, d.h. sehr hohe Phasenraumdichten. Die Demonstration der Bose-Einstein Kondensation ist dabei sicherlich als spektakulärster Effekt anzuführen [AND95], [DAV95a]. Sowohl das Studium atomarer Wechselwirkungsprozesse bei niedrigen Temperaturen als auch quantenstatistischer Effekte bei hohen Phasenraumdichten stehen erst am Anfang ihrer Entwicklung. Zudem konzentrieren sich alle bisherigen Untersuchungen beinahe ausschließlich auf Alkaliatome und Edelgase.

Zur Erzielung hoher Dichten und kohärenter Ensembles werden derzeit zwei Speichermethoden diskutiert und eingesetzt, die keine oder stark verringerte Lichtstreuung an Atomen verursachen - die Speicherung von Atomen in Magnetfallen [MIG85], [BER87], [BAG87], [MON93], [PET95] bzw. die Speicherung in optischen Dipolfallen [CHU86], [MIL93], [LEE95], [ADA95]. Beide Fallentypen stellen bei geeigneter Wahl der Parameter konservative Potentialtöpfe dar. Typischerweise werden diese Fallen mit einem in einer MOT gekühlten und komprimierten Ensemble gefüllt. Nach ersten Demonstrationen magnetischer Fallen in den 80er Jahren rückten diese jüngst bei der Erzeugung von Bose Kondensaten verstärkt in das Interesse der Atomphysiker. Zur Speicherung von atomarem Wasserstoff im Hinblick auf die Bose Kondensation werden Magnetfallen seit über 20 Jahren erfolgreich eingesetzt [DOY91].

Zur weiteren Phasenraumkompression in einer magnetischen Falle hat sich die Methode des evaporativen Kühlens [HES86], [DAV95b] als erfolgreich erwiesen. Hiermit wurde eine Phasenraumkompression um mehrere Größenordnungen erreicht, so daß für einen mittleren Abstand zwischen den Atomen kleiner als die de Broglie-Wellenlänge das Einsetzen von Bose-Einstein-Kondensation beobachtet werden konnte [AND95], [DAV95a].

Kühlung in einer Dipolfalle

Gegenüber magnetischen Fallen haben rein optische Dipolfallen den Vorteil, steilere Potentiale aufweisen zu können und flexibel durch schnelle Änderung der Lichtparameter in ihrer Form und Stärke variiert werden zu können. Die Speicherung von Atomen in einem durch den Light-Shift eines verstimmtten Laserstrahls erzeugten Potential wurde von Gordon und Ashkin erstmals diskutiert [GOR80].

Die erste Realisation einer sogenannten Dipolfalle für Natriumatome erfolgte von Chu et al. durch einen um ca. 10^4 Linienbreiten rotverstimmtten und auf $10\ \mu\text{m}$ fokussierten Laserstrahl [CHU86]. Durch stärkere Verstimmung eines intensiven Laserstrahls auf bis zu $65\ \text{nm}$ gelang es für Rubidiumatome die Anregungsrate im stark verstimmtten Laserstrahl drastisch zu reduzieren ($\Gamma \approx 10^3\ \text{s}^{-1}$), aber dennoch eine ausreichende Potentialtiefe von $6\ \text{mK}$ zu erzielen [MIL93]. Kürzlich wurde die Speicherung von Cäsiumatomen in einer durch einen CO_2 -Laser bei $10,6\ \mu\text{m}$ erzeugten Dipolfalle gezeigt [TAK96], bei der das Lichtfeld als quasistatisch angenommen werden kann und die Photonenstreurate für viele Anwendungen vernachlässigbar gering ist.

Als weitere Strategie zur Reduzierung der zur Aufheizung und zum Kohärenzverlust führenden Photonenstreuung wurde der Aufbau von Fallen verfolgt, bei denen das Atom in einem blauverstimmtten Lichtfeld im Intensitätsminimum gefangen wird. In Stanford wurde eine gravito-optische Falle aufgebaut, bei der Natriumatome in einem Trog aus zwei sog. "Lichtschnitten" eingefangen wurden. Durch Ramsey-Spektroskopie zwischen den beiden Grundzustands-hyperfeinniveaus wurde die Kohärenzzeit der Atome auf 9 s bestimmt [LEE95]. Durch die Verwendung zweier weiterer "Lichtschnitte" wurde der dreidimensionale Einschluß der Atome in einer Pyramidenstruktur erreicht [LEE96]. In unserer Arbeitsgruppe wird der Einschluß von Atomen in einem blauverstimmtten Doughnutmode-Lichtfeld untersucht [KUP96].

Zur Erzielung der für die Untersuchung kollektiver Effekte notwendigen hohen Phasenraum-dichte ist die Kühlung der Atome im Licht-Potential notwendig. In einer aus zwei rotverstimmtten gekreuzten gaußschen Strahlen bestehenden Dipolfalle konnte sowohl die Ramankühlung, als auch die evaporative Kühlung eines Ensembles von Natriumatomen demonstriert werden [LEE95], [ADA95], jedoch wurde jeweils nur eine Erhöhung der Phasenraum-dichte um etwas mehr als eine Größenordnung erreicht. Eine ähnliche Kühleffizienz konnte bei der Ramankühlung von im Schnittpunkt zweier Nd:YAG-Strahlen gespeicherten Cäsiumatome beobachtet werden [KUH96]. In der oben schon erwähnten pyramidenförmigen Konfiguration konnte mittels Raman-Kühlung die Phasenraum-dichte um einen Faktor 320 erhöht werden [LEE96]. Die mit diesen Methoden erreichten Phasenraum-dichten liegen ca. zwei Größenordnungen unter der für das Einsetzen von Bose-Einstein-Kondensation benötigten Phasenraum-dichte.

Die genannten Kühlverfahren reduzieren auf sehr elegante Art die Temperatur des Ensembles, sind jedoch aufgrund des nicht entarteten Grundzustands nicht auf die bosonischen Erdalkali-atome anwendbar. Des weiteren kommt für die Speicherung von Magnesiumatomen im Grundzustand aufgrund des fehlenden magnetischen Moments nur eine Dipolfalle in Betracht. Im folgenden wird ein Verfahren zur Kühlung von Erdalkaliatomen vorgestellt, welche im Potential einer Dipolfalle gespeichert sind. Da bisher keine Methode zur Kühlung von Erdalkaliatomen in den μK -Bereich demonstriert werden konnte, stellt dieses Verfahren eine Erweiterung des Kanons der Manipulationsmöglichkeiten dar.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird das Verfahren zur Speicherung und Kühlung vorgestellt. Auf die Realisierung des Dipolpotentials wird in Kapitel 6.1 eingegangen. Es schließt sich eine Diskussion der Bewegung der Atome in diesem Potential, sowie der sich daraus ergebenden Konsequenzen für die Spektroskopie des Interkombinationsübergangs an. In Kapitel 6.3 werden die Möglichkeiten zur Kühlung mittels eines zum Interkombinationsübergang nahresonanten Lichtfeldes diskutiert.

6.1. Speicherung von Magnesiumatomen in weitverstimzten Lichtfeldern

In diesem Abschnitt wird nach einer allgemeinen Betrachtung der physikalischen Grundlagen des Dipolpotentials die Möglichkeit der gleichzeitigen Speicherung von Erdalkaliatomen im Grund- und metastabilen Zustand in einer Dipolfalle untersucht. Abschließend wird für verschiedene Wellenlängen das erzeugte Potential für den speziellen Fall von Magnesium berechnet.

6.1.1. Die Dipolfalle

Optische Fallen aus nichtresonanten Lichtfeldern hoher Intensität vereinen die Erzeugung hinreichender Potentialtiefen mit dem Auftreten geringer Raten für spontane, die Phase der Atome verändernde Prozesse. Eine Dipolfalle für Atome mit der Übergangsfrequenz ω_0 zwischen zwei inneren Zuständen besteht im einfachsten Fall aus einem einzelnen stark fokussierten Laserstrahl, dessen Frequenz ω_L gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmt ist ($\Delta = \omega_L - \omega_0 < 0$). Aufgrund des dynamischen Stark-Effekts erfährt das tieferliegende Niveau eine intensitätsabhängige Energieverschiebung und Beimischung des angeregten Zustands. Für Frequenzverstimmungen groß gegenüber der Linienbreite und klein gegenüber der Übergangsfrequenz beträgt die Potentialtiefe der Dipolfalle

$$U_{m\ ax} = \frac{\hbar\Omega_{m\ ax}^2}{4\Delta} \quad \text{mit} \quad \Omega_{m\ ax}^2 = \frac{I_{m\ ax}}{I_{Satt}}\Gamma^2 \quad (6.1)$$

Hierbei ist I_{\max} die Intensität im Zentrum des fokussierten Laserstrahls, I_{Satt} die Sättigungsintensität und Γ die Zerfallsrate des atomaren Übergangs. Für die Rate spontaner Prozesse ergibt sich:

$$R_{\text{Streu}} \approx \Gamma \frac{\Omega^2}{4\Delta^2} \quad (6.2)$$

Aus (6.1) und (6.2) wird deutlich, daß zur Erzielung einer möglichst geringen Rate spontaner Prozesse große Frequenzverstimungen und hohe Intensitäten anzustreben sind.

Im Extremfall kann in der Praxis der Gültigkeitsbereich von (6.1) weit überschritten werden. So wurden Dipolfallen mit einer Verstimung von einigen 10 nm oder mehr realisiert. Hierfür hat sich die Bezeichnung "Far-off-resonance-trap" oder kurz FORT durchgesetzt [MIL93]. Für große Frequenzverstimungen ist die rotating wave approximation nicht mehr gültig und die oben genannten Beziehungen sind nicht mehr anwendbar. Die Energieverschiebung der atomaren Niveaus aufgrund der Wechselwirkung des atomaren Dipols \vec{d} mit einem elektrischen Feld $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{i\omega_L t}$ kann in zweiter Ordnung Störungstheorie zu

$$\Delta E_i = -\frac{1}{4} \sum_j |\langle j | \vec{d}_{ij} \cdot \vec{E} | i \rangle|^2 \left[\frac{1}{\hbar(\omega_{ij} + \omega_L)} + \frac{1}{\hbar(\omega_{ij} - \omega_L)} \right] \quad (6.3)$$

berechnet werden [BUT90]. Hierbei ist \vec{d}_{ij} das Dipolmatrixelement zwischen den Zuständen i und j mit der Übergangsfrequenz ω_{ij} . Unter Verwendung der Oszillatorstärke

$$f_{ij} = \frac{2m\omega_{ij}}{3\hbar e^2} |\langle i | \vec{d} | j \rangle|^2 \quad (6.4)$$

und der Intensität I_0 des Lichtfeldes läßt sich diese Beziehung zu

$$\Delta E_i = 2\pi c r_0 I_0 \sum_j \frac{f_{ij}}{\omega_{ij}^2 - \omega_L^2} \quad (6.5)$$

umformen. Hierbei wird der klassische Elektronenradius r_0 und die Lichtgeschwindigkeit c verwendet. Ist die Laserfrequenz klein gegenüber allen Übergangsfrequenzen, so kann obiger Ausdruck unter Berücksichtigung der statischen Polarisierbarkeit α und der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 zu

$$\Delta E_i = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{1 - (\omega_L/\omega_0)^2} \epsilon_0 c I_0 \quad (6.6)$$

genähert werden [TAK95]. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die Polarisierbarkeit im wesentlichen durch den stärksten Übergang mit der Übergangsfrequenz ω_0 bestimmt wird.

6.1.2. Eine Dipolfalle für Atome in zwei verschiedenen inneren Zuständen

In einem reinen Zwei-Niveau-System führt die Ankopplung eines Lichtfeldes zu einer Energieverschiebung von Grund- und angeregtem Zustand von umgekehrten Vorzeichen, d.h. einer der beiden Zustände würde ein repulsives Potential erfahren.

Für die Erzeugung eines attraktiven Potentials für Atome in zwei unterschiedlichen elektronischen Konfigurationen ist es notwendig, daß das Dipolpotential durch die unabhängige

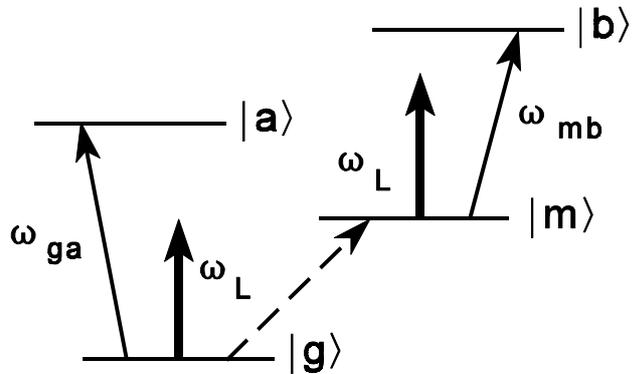


Abb. 67: Niveausystem, wie es zur Erzeugung eines attraktiven Dipolpotentials für zwei Zustände $|g\rangle$ und $|m\rangle$ benötigt wird. Mit eingezeichnet ist die Frequenz des rotverstimmten Dipolfallenlaserstrahls.

ge Ankopplung an weitere Zustände erzeugt wird. Realisieren läßt sich dies in einem Vier-niveausystem, wie es in Abb. 67 dargestellt ist. Der Grundzustand $|g\rangle$ koppelt an den angeregten Zustand $|a\rangle$ über den starken Übergang der Frequenz ω_{ga} , während der metastabile Zustand $|m\rangle$ über den starken Übergang der Frequenz ω_{mb} an den angeregten Zustand $|b\rangle$ ankopplert. Durch Einstrahlung eines gegenüber beiden Übergangsfrequenzen ω_{ga} und ω_{mb} rotverstimmten Lichtfeldes der Frequenz ω_L erfahren die Zustände $|g\rangle$ und $|m\rangle$ eine Energieverschiebung mit gleichem Vorzeichen, womit eine simultane Speicherung in beiden Zuständen möglich wird. Wesentlich ist dabei, daß die Ankopplung des Lichtfeldes an den Übergang $|g\rangle \rightarrow |m\rangle$ vernachlässigbar gering ist und somit das System bezüglich der Energieverschiebung als zwei getrennte Zwei-Niveau-Systeme angesehen werden darf.

Mit dem hier vorgestellten Konzept läßt sich die starke räumliche Bindung neutraler Atome in zwei verschiedenen inneren Zuständen erreichen. Da beide Zustände über einen schwachen Übergang miteinander verbunden sind, läßt sich somit erstmals hochauflösende Spektroskopie an neutralen Atomen durchführen ohne das Speicherfeld ausschalten zu müssen, wie es bei bisherigen Experimenten an neutralen Atomen der Fall war [SEN93a], [KIS94]. In dieser Fallenkonfiguration, die aufgrund der zugrundeliegenden starken Frequenzverstimmung des Lichtfeldes gegenüber *zwei* Übergängen im folgenden mit Doppel-FORT bezeichnet wird, werden somit die Vorteile der starken Bindung von Atomen in mehreren inneren Zuständen wie

in Ionenfallen mit den Vorteilen der relativ schwachen Wechselwirkung zwischen neutralen Atomen vereint.

6.1.3. Mögliche Realisierung einer Dipolfalle für Mg-Atome im 1S_0 - und 3P_1 -Zustand

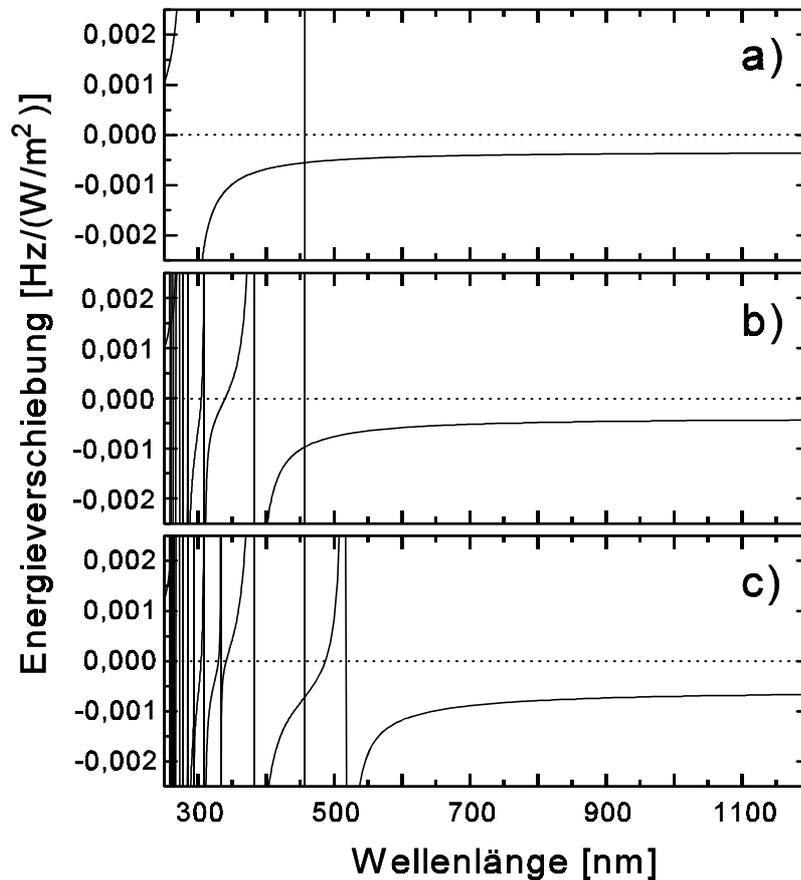
Die Erdalkaliatome bieten mit ihren nur durch schwache Übergänge verbundenen Singulett- und Triplett-System ein bestens geeignetes Termschema zur Erzeugung eines attraktiven Dipolpotentials für Atome im 1S_0 - und 3P_1 -Zustand. Da man die Matrixelemente der Spin-verbotenen Übergänge vernachlässigen darf, kann das Potential aufgrund der dynamischen Starkverschiebung unabhängig für den 1S_0 - und 3P_1 -Zustand bestimmt werden. Im folgenden soll die Berechnung der Linienverschiebung und die sich hieraus ergebende Potentialtiefe für verschiedene, intensive Lichtfelder, wie sie sich mit kommerziellen Lasersystemen erzeugen lassen, diskutiert werden.

Sowohl der Grundzustand als auch der metastabile Zustand koppeln durch das Lichtfeld an mehrere angeregte Zustände an, so daß für die Bestimmung der Energieverschiebungen alle höheren Zustände, die durch einen Übergang mit einem nicht vernachlässigbaren Dipolmatrixelement erreicht werden können, zu berücksichtigen sind. Die Berechnung der Energieverschiebung in zweiter Ordnung Störungstheorie (vgl. (6.5)) wurde in der Arbeitsgruppe von M. Wilkens in Konstanz durchgeführt [BÖD95]. Hierbei wurde von einem unpolarisierten Lichtfeld und unpolarisierten Atomen ausgegangen und die Linienverschiebung unter Verwendung der in [WIE69] tabellierten Oszillatorstärken berechnet.

In jüngerer Zeit wurden von mehreren Autoren theoretische Werte der Oszillatorstärken für die wichtigsten Übergänge in Magnesium publiziert [BUT93], [MOC88], [MEN87b], [FRO75], [SAR76], [NES77], [AAS81], [BAR85], die auf neuesten Methoden zur numerischen Berechnung der atomaren Wellenfunktion basieren. Für die $(3s^2)^1S_0 \rightarrow (3snp)^1P_1$ -Übergänge weisen die meisten Daten eine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten von C. J. Mitchell [MIT75] innerhalb einer Toleranz von 10 % auf. Da die in [AAS81] und [BAR85] publizierten Oszillatorstärken eine deutlich größere Abweichung aufweisen, wurden diese im folgenden nicht berücksichtigt. Aus den übrigen Daten wurden die für die Berechnung der dynamischen Starkverschiebung verwendeten Oszillatorstärken durch Mittelung bestimmt. In

Anhang 2 sind die verwendeten Daten und die bestimmten Mittelwerte für die Oszillatorstärken der einzelnen Übergänge tabelliert.

Um den Einfluß der Polarisation des Lichtfeldes auf das erzeugte Dipolpotential zu bestimmen, müssen in (6.5) die Clebsch-Gordan-Koeffizienten der Übergänge zwischen den beteiligten magnetischen Unterniveaus berücksichtigt werden [COW81]. In Abb. 68 ist die Energieverschiebung des 1S_0 -Zustandes und des $^3P_1(m=0)$ -Zustandes als Funktion der Fre-



quenz des verwendeten Lichtfeldes aufgetragen. **Abb. 68:** Berechnete Verschiebung der Energieniveaus durch Einstrahlung eines Lichtfeldes variabler Wellenlänge. In a) ist die Verschiebung des 1S_0 -Grundzustandes von Magnesium dargestellt. Die Verschiebung des metastabilen $^3P_1(m=0)$ -Zustandes ist in b) für π -polarisiertes und in c) für σ -polarisiertes Licht dargestellt. Der senkrechte Strich bei 457 nm wird durch die dynamische Stark-Verschiebung aufgrund des Interkombinationsübergangs verursacht.

Unterstruktur des Grundzustands ist dessen Energieverschiebung unabhängig von der Polarisation des eingestrahlten Lichtfeldes. Die Polstelle bei 285 nm wird durch die Resonanz mit dem $(3s^2)^1S_0 \rightarrow (3s3p)^1P_1$ -Übergang hervorgerufen.

Dahingegen weist die Energieverschiebung des $^3P_1(m=0)$ -Zustandes eine starke Polarisationsabhängigkeit auf, da je nach Wahl der Polarisation einzelne Übergänge nicht zur dynamischen Starkverschiebung beitragen. So ist z. B. für σ -polarisiertes Licht der Einfluß des $3s3p^3P_1 \rightarrow 3s4s^3S_1$ -Übergangs bei 517 nm auf die Energieverschiebung durch ein Lichtfeld mit einer Wellenlänge nahe 517 nm deutlich in Abb. 68c zu erkennen. Im Gegensatz hierzu hat für

π -polarisiertes Licht aufgrund des verschwindenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten dieser Übergang keinen Einfluß auf die Energieverschiebung des metastabilen Zustands mit $m=0$.

Im roten und infraroten Spektralbereich weist das Spektrum von Magnesium keine Übergänge auf, die den 1S_0 bzw. 3P_1 -Zustand an höhere Zustände koppeln. Dies läßt sich auch aus der berechneten Energieverschiebung ablesen, da auf Resonanz die Energieverschiebung ihr Vorzeichen wechselt. Deutlich zu sehen ist, daß im gesamten roten und infraroten Spektralbereich die Energieverschiebung der beiden Zustände zu einer Speicherung im Intensitätsmaximum führt.

λ [nm]	$\frac{\Delta v}{I} \left[\frac{\text{MHz}}{10^{10} \text{ W/m}^2} \right]$		
	1S_0	3P_1 (m=0), π -pol.	3P_1 (m=0), σ -pol.
275,4	44,3	90,3	105,4
300,3	-33,2	-5,89	-6,46
302,4	-29,5	-3,53	-3,53
305,5	-25,4	2,23	3,42
333,6	-12,2	-1,77	-26,8
334,5	-12,1	-1,51	-8,73
335,8	-11,8	-1,14	-4,45
351,1	-9,71	3,91	4,85
363,8	-8,59	12	14,6
454,5	-5,5	-9,91	-7,56
457,9	-5,46	-9,64	-6,96
465,8	-5,34	-9,11	-5,52
472,7	-5,25	-8,73	-4,11
476,5	-5,2	-8,53	-3,22
488	-5,08	-8,04	0,44
496,5	-4,99	-7,73	5,26
501,7	-4,94	-7,56	10,6
514,5	-4,83	-7,2	105,7
528,7	-4,72	-6,87	-37
1064	-3,63	-4,39	-6,85
10600	-3,38	-3,96	-5,95

Tab.4: Verschiebung des 1S_0 - und 3P_1 -Niveaus durch Lichtfelder unterschiedlicher Wellenlänge λ und Polarisation. Die Energieverschiebung ist in Einheiten von E/h pro 10^{10} W/m^2 Lichtintensität eingetragen. Die Verschiebung des Grundzustands weist keine Polarisationsabhängigkeit auf. Die Wellenlängen von 275,4 nm bis 528,7 nm entsprechen Laserlinien des Argonionenlasers, 1064 nm entspricht einer Laserlinie des Nd:YAG-Lasers und 10,6 μm entspricht einer Laserlinie des CO_2 -Lasers.

Zur Bestimmung einer geeigneten Lichtquelle für die Erzeugung des Dipolpotentials sind in Tab.4 die Frequenzverschiebungen für verschiedene Linien kommerzieller Laser aufgeführt. Die Wellenlängen von 275,4 bis 528,7 nm entsprechen den Linien des Argon-Ionen-Lasers. Während im ultravioletten Spektralbereich die bei Oszillation auf einer Linie und auf der transversalen Grundmode erzielbare Leistung im Bereich von bis zu 1,5 W liegt, können im sichtbaren Spektralbereich Leistungen von einigen Watt bis hin zu ca. 10 W bei 488,0 nm und 514,7 nm erzeugt werden. Bei Verwendung eines Nd:YAG-Lasers können bei 1064 nm bis zu 35 W in der TEM₀₀-Mode erzeugt werden. Ein CO₂-Laser kann Leistungen im kW-Bereich bei 10,6 µm erzeugen. Hier wird die Leistung wesentlich durch die gewünschte Modenqualität und die Praktikabilität im Laboralltag beschränkt sein.

Als mögliche Kandidaten für die Erzeugung des Potentials der Doppel-FORT bieten sich mehrere Laserlinien an:

- Die Linie bei 275.4 nm erlaubt die Speicherung von Atomen im Intensitätsminimum, wie es z.B. durch zwei gekreuzte Donutstrahlen realisiert werden kann. Die Speicherung im Intensitätsminimum bietet den Vorteil extrem geringer Raten von gestreuten Photonen. Es ist jedoch zu bedenken, daß typischerweise nur einige 100 mW bei dieser Wellenlänge erzeugt werden können. Hinzu kommen die Schwierigkeiten bei der Erzeugung eines Donutmodes, da einerseits aufgrund der geringen Ausgangsleistung eine resonatorinterne Erzeugung eines Donutmodes oder TEM₀₁-Modes unrealistisch erscheint und andererseits die effiziente Erzeugung des Donutmodes mittels Hologramm aufgrund der kurzen Wellenlänge schwierig ist.
- Die Verwendung einer der übrigen in Tab.4 aufgeführten UV-Linien gestattet die Erzeugung eines einige mK tiefen Potentials für die zur Verfügung stehende Lichtleistung bei Fokussierung auf einen Strahldurchmesser von ca. 10 µm. Aufgrund der Nähe zu atomaren Resonanzen werden jedoch einige 100 bis 1000 Photonen pro Sekunde gestreut.
- Im sichtbaren Spektralbereich kann nur für die intensivsten Linien eine Potentialtiefe von einigen mK bei Fokussierung des Strahls auf einen Durchmesser von 10 µm erreicht werden. Da für die Laserlinie bei 514,7 nm aufgrund der Nähe zu einer atomaren Resonanz die Rate gestreuter Photonen für Atome im ³P₁-Zustand unakzeptabel groß ist, bietet sich hier nur die Verwendung der Laserlinie bei 488 nm an. Hierbei ist aber auf die richtige Polarisation des Lichtfeldes zu achten, da für σ-polarisiertes Licht die Atome im ³P₁-Zustand nicht gespeichert

werden. Für π -polarisiertes Licht, das auf einen Durchmesser von $10\mu\text{m}$ fokussiert wird, läßt sich eine Potentialtiefe von ca. 6 bzw. 10 mK für den Grund- bzw. metastabilen Zustand erzeugen und ist somit tiefer als die Temperatur $T=2$ mK des auf dem $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang vorgekühlten Ensembles. Die abgeschätzte Rate gestreuter Photonen beläuft sich auf ca. 100 1/s bzw. 1000 1/s.

- Eine vergleichbar hohe Potentialtiefe kann durch einen auf einen Strahldurchmesser von $16\mu\text{m}$ fokussierten Laserstrahl einer Leistung von 30 W bei 1064nm realisiert werden. Die Photonenstreurrate ist hierbei jedoch reduziert.
- Eine weitere Reduzierung der Streurrate ist durch Verwendung der CO_2 -Laserlinie bei $10,6\mu\text{m}$ möglich, jedoch läßt sich dieser Strahl nicht so stark fokussieren, so daß ein enges Konfinement nur schwer erfüllt werden kann.

Da die Verwendung eines Nd:YAG-Lasers auch aus Kostengründen die beste Möglichkeit darstellt, basieren die im folgenden durchgeführten Überlegungen und Rechnungen auf der Realisierung der Doppel-FORT durch einen stark fokussierten Laserstrahl bei 1064 nm, der eine Lichtleistung von 30 W besitzt. Wird der Laserstrahl auf einen $1/e^2$ -Strahlradius von $5\mu\text{m}$ ($10\mu\text{m}$) fokussiert, so hat der Strahl in der Strahltaile eine Intensität im Maximum von $7,6 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$ ($1,9 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$). Dies führt für den Grundzustand zu einer Potentialtiefe $U_{m \text{ ax}} = -h \cdot 277 \text{ MHz}$ ($U_{m \text{ ax}} = -h \cdot 69 \text{ MHz}$). Die Potentialtiefe entspricht einer Temperatur von $T \approx 27 \text{ mK}$ ($T \approx 7 \text{ mK}$) und ist somit groß gegenüber der Temperatur von 2 mK des in einer Doppler-Melasse auf dem $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang gekühlten Ensembles.

Die Oszillationsfrequenzen für die Atome, die im elektronischen Grundzustand in der Dipolfalle gespeichert sind, beträgt $\omega_g = 2\pi \cdot 136 \text{ kHz}$ ($\omega_g = 2\pi \cdot 34 \text{ kHz}$). Für eine mit π -polarisiertem Licht betriebene Dipolfalle beträgt die Oszillationsfrequenz für den metastabilen Zustand $\omega_m = 2\pi \cdot 150 \text{ kHz}$ ($\omega_m = 2\pi \cdot 38 \text{ kHz}$). Für den Fall eines σ -polarisierten Dipolfallenlaserstrahls beträgt die Oszillationsfrequenz entsprechend $\omega_m = 2\pi \cdot 187 \text{ kHz}$ ($\omega_m = 2\pi \cdot 47 \text{ kHz}$). Für einen Strahlradius von $10\mu\text{m}$ liegt somit die Oszillationsfrequenz in der Größenordnung der Photonrückstoßverschiebung δ . Die der Änderung der Vibrationsquantenzahl um eins entsprechende Energie $\hbar \omega_{g,m}$ ist jedoch klein gegenüber der Potentialtiefe, so daß mehr als 1000 gebundene Vibrationszustände existieren. Dies rechtfertigt die Anwendung einer harmonischen Näherung für die untersten Vibrationszustände bis $n \approx 100$.

6.2. Quantisierte Bewegung der Atome in der Doppel-FORT

Nachdem im vorhergehenden Kapitel gezeigt wurde, daß die Speicherung von Magnesiumatomen im Intensitätsmaximum eines Nd:YAG-Laserstrahls prinzipiell möglich ist, wird in diesem Kapitel auf die Schwerpunktbewegung der Atome in dem sich ausbildenden Potential eingegangen.

6.2.1. Die quantisierte Bewegung im harmonischen Potential

Als Fallenkonfiguration bietet sich sowohl die Speicherung in der Strahltaile eines stark fokussierten Laserstrahls, als auch im Kreuzungspunkt zweier Laserstrahlen an. Bei Verwendung von Gaußschen Laserstrahlen kann das Potential $U(\vec{r})$ in der Umgebung des Lichtfeldmaximums bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems durch ein harmonisches Potential

$$U(\vec{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (6.7)$$

angenähert werden. Hierbei sind x , y und z die drei Komponenten des Ortsvektors \vec{r} . In der folgenden Diskussion erfolgt die Betrachtung der eindimensionalen Bewegung des Atoms im harmonischen Potential. Dies ist ohne Beschränkung der Allgemeinheit möglich, da die Hamiltonfunktion

$$H(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{\vec{p}^2}{2M} + U(\vec{r}) \quad (6.8)$$

in die Anteile für die einzelnen Raumkoordinaten separiert.

In dem hier vorliegenden quantenmechanischen Regime ist die Schwerpunktbewegung des Atoms diskretisiert, d. h. es können nur die verschiedenen durch Hermitsche Polynome beschriebenen Schwingungszustände Ψ_n mit den Energieeigenwerten

$$E_n = (n + 1/2) \hbar \omega_{osz} \quad \text{mit} \quad \omega_{osz} = \sqrt{4 U_{max} / (m w_0^2)} \quad (6.9)$$

angenommen werden. Hierbei sei ω_{osz} die Oszillationsfrequenz in der betrachteten Dimension, U_{max} die Potentialtiefe des durch einen Gaußschen Laserstrahl erzeugten Potentials und w_0 der $1/e^2$ -Strahlradius in der Strahltaile. Bei Verwendung eines stark fokussierten Laserstrahls kann

die Bewegung nur in zwei Dimensionen als quantisiert betrachtet werden, da der Intensitätsabfall in transversaler Dimension durch den kleinen Strahlradius bestimmt wird, während in longitudinaler Richtung der um Größenordnungen größere Rayleigh-Range maßgeblich ist. Um eine in allen drei Raumrichtungen quantisierte Bewegung zu erhalten, müssen die Atome im Intensitätsmaximum zweier stark fokussierter gekreuzter Gaußscher Strahlen eingefangen werden [ADA95].

Aufgrund der Analogie zur Speicherung elektromagnetischer Wellen in einem Resonator kann ein Dipolpotential im quantenmechanischen Regime als ein Resonator für atomare Wellen betrachtet werden. Die atomaren Wellenfunktionen Ψ_n entsprechen den Moden des Atomresonators.

Von wesentlichem Interesse ist es, ob Übergänge zwischen den einzelnen Resonatormoden spektroskopisch aufgelöst werden können. Hierfür ist die Bedingung zu erfüllen, daß die Linienbreite des Spektroskopieübergangs Γ klein gegenüber dem Modenabstand ω_{osz} ist. Im Fall der oben beschriebenen Speicherung von Magnesiumatomen im Fokus eines auf $10\ \mu\text{m}$ fokussierten Nd:YAG-Laserstrahls beträgt $\Gamma=31\ \text{Hz}$ und ω_{osz} einige $10^4\ \text{Hz}$, so daß die spektroskopische Auflösung der Moden möglich ist.

6.2.2. Die Spektroskopie der Resonatormoden

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, ist es mittels gleichzeitiger Speicherung von Atomen in zwei inneren Zuständen, die durch einen schwachen Interkombinationsübergang verbunden sind, möglich die Resonatormoden zu studieren. Im klassischen Regime führt die Bewegung zu einer Verbreiterung der Linie aufgrund des Doppler- und des AC-Stark-Effektes, aus der auf die Temperatur des gespeicherten Ensembles geschlossen werden kann. Analoge Untersuchungen für freie Atome wurden schon in der Vergangenheit in unserer Gruppe durchgeführt [SEN94].

Im quantenmechanischen Regime wird die Anzahl der Vibrationszustände im elektronisch angeregten Zustand, die über ein Strahlungsfeld an einen Vibrationszustand des elektronischen Grundzustand ankoppeln durch den Lamb-Dicke-Parameter

$$\eta = \sqrt{\delta/\omega_{osz}} \quad (6.10)$$

bestimmt. Mit δ sei hierbei die Rückstoßverschiebung bezeichnet. Für $\eta \ll 1$ besteht eine effektive Kopplung einer Mode des elektronischen Grundzustands nur mit wenigen Moden des elektronisch angeregten Zustands. Für $\eta \gg 1$ wird die Anzahl der Moden des elektronisch angeregten Zustands, die mit einer Mode des elektronischen Grundzustands koppeln sehr groß, so daß das Spektrum der Übergänge zwischen den Moden des elektronischen Grund- und angeregten Zustands unübersichtlich wird. In Abb. 69 wird dieser Sachverhalt anhand von berechneten Spektren für $\eta=0.25$, $\eta=1$ und $\eta=4$ verdeutlicht. Dargestellt ist die relative Anregungsrate für eine Boltzmannsche Verteilung der Besetzung der Grundzustandsvibrationsniveaus mit $\langle n \rangle = 3$. Für $\eta=0.25$ sind nur wenige starke Linien vorhanden, da jedes Grundzustandsvibrationsniveau hauptsächlich mit einem Vibrationsniveau des angeregten Zustands wechselwirkt. Mit zunehmendem η nimmt die Zahl der zu beobachtenden Linien zu, so daß für großes η die Auflösung der einzelnen Linien schwierig wird.

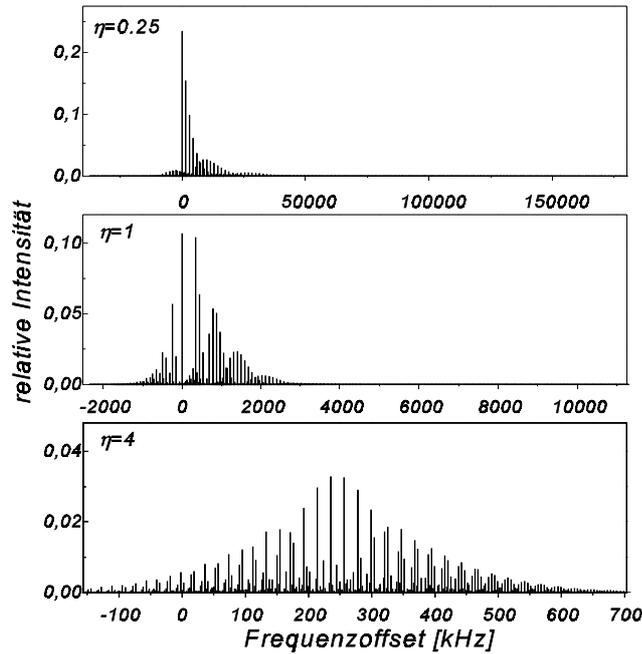


Abb. 69: Berechnete Spektren für die Übergänge zwischen Vibrationsniveaus des Grund- und des metastabilen Zustands von Magnesium für eine Boltzmannsche Besetzungsverteilung auf die Moden des Grundzustands mit $\langle n \rangle = 3$. Der Lamb-Dicke-Parameter wurde über eine Änderung der Oszillationsfrequenzen variiert.

der Besetzung der Grundzustandsvibrationsniveaus mit $\langle n \rangle = 3$. Für $\eta=0.25$ sind nur wenige starke Linien vorhanden, da jedes Grundzustandsvibrationsniveau hauptsächlich mit einem Vibrationsniveau des angeregten Zustands wechselwirkt. Mit zunehmendem η nimmt die Zahl der zu beobachtenden Linien zu, so daß für großes η die Auflösung der einzelnen Linien schwierig wird.

Theoretische Beschreibung der elektronischen Anregung

Im folgenden soll die theoretische Beschreibung der Wechselwirkung eines resonanten Strahlungsfeldes mit Atomen, die in einer Doppel-FORT gespeichert sind, erfolgen. Hierauf basierend wurden die in Abb. 69 dargestellten Spektren berechnet.

Ausgangspunkt ist der Hamiltonoperator H , der die Wechselwirkung eines in dem Potential einer Doppel-FORT gespeicherten Atoms mit einem mit dem Interkombinationsübergang resonanten Lichtfeld beschreibt. Es gilt

$$H = H_{Atom} + H_{AL} \quad . \quad (6.11)$$

Hierbei beschreibt

$$\begin{aligned}
 H_{Atom} = & \frac{1}{2} \hbar \omega_0 |m\rangle\langle m| - \frac{1}{2} \hbar \omega_0 |g\rangle\langle g| + \\
 & + |g\rangle\langle g| \left(\frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2} M \omega_g^2 x^2 \right) + |m\rangle\langle m| \left(\frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2} M \omega_m^2 x^2 \right)
 \end{aligned} \tag{6.12}$$

die Hamiltonfunktion für ein Zwei-Niveau-Atom in einem harmonischen Potential mit den Oszillationsfrequenzen ω_g für den Grundzustand $|g\rangle$ und ω_m für den metastabilen Zustand $|m\rangle$. Der Hamiltonoperator enthält nicht explizit die Wechselwirkung des Atoms mit dem das Dipolpotential erzeugenden Lichtfeld, sondern die Energieverschiebung aufgrund der Wechselwirkung wurde in das Potential $U(x)$ eingebaut. Hierbei wird vernachlässigt, daß es aufgrund der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld im Rahmen der Störungsrechnung für das Dipolpotential zu einer Beimischung höherer Zustände kommt. Diese Vernachlässigung ist jedoch gerechtfertigt, da aufgrund der großen Frequenzverstimung die Beimischung äußerst gering ist.

In der gekoppelten Basis aus innerem Zustand und Bewegungszustand $\{|g,n\rangle, |m,n\rangle\}$ ist H_{Atom} diagonal, d.h.

$$\begin{aligned}
 |g,n\rangle &= |g\rangle |n\rangle_g \quad \text{und} \\
 |m,n\rangle &= |m\rangle |n\rangle_m
 \end{aligned} \tag{6.13}$$

sind Eigenvektoren von H_{Atom} . Die Indizes g und m dienen zur eindeutigen Kennzeichnung des Zustands der Schwerpunktbewegung. So ist $|n\rangle_m$ der n -te Vibrationszustand $\Psi_{m,n}$ in einem harmonischen Oszillatorpotential mit Oszillationsfrequenz ω_m und entsprechend $|n'\rangle_g$ der n' -te Vibrationszustand $\Psi_{g,n'}$ in einem harmonischen Oszillatorpotential mit Oszillationsfrequenz ω_g . Die Energieeigenwerte lauten

$$\begin{aligned}
 H_{Atom} |g,n\rangle &= -\frac{1}{2} \hbar \omega_0 + \frac{1}{2} (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_g |g,n\rangle \\
 H_{Atom} |m,n\rangle &= +\frac{1}{2} \hbar \omega_0 + \frac{1}{2} (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_m |m,n\rangle
 \end{aligned} \tag{6.14}$$

Der zweite Anteil des Hamiltonoperators H beschreibt die Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld zur Spektroskopie, welches resonant mit dem Interkombinationsübergang ist. Im folgenden ist stets dieses Lichtfeld gemeint, wenn die Wechselwirkung des Atoms mit einem Lichtfeld betrachtet wird. Es gilt

$$H_{AL} = \frac{\hbar \Omega}{2} \left(e^{-i\omega_L t} e^{ikx} |m\rangle\langle g| + e^{i\omega_L t} e^{-ikx} |g\rangle\langle m| \right) \tag{6.15}$$

mit der Rabi-Frequenz Ω und der Wellenzahl k des Lichtfeldes.

Die Matrixelemente von H berechnen sich in einer mit $\omega_L t$ rotierenden Basis in RWA Näherung zu

$$\begin{aligned}
 \langle g,n|H|g,n\rangle &= \delta_{n,n}[(n+\frac{1}{2})\hbar\omega_g + \frac{\hbar\Delta}{2}] \\
 \langle m,n|H|m,n\rangle &= \delta_{n,n}[(n+\frac{1}{2})\hbar\omega_m - \frac{\hbar\Delta}{2}] \\
 \langle g,n|H|m,n\rangle &= \frac{\hbar\Omega}{2} g \langle n|e^{-ikx}|n\rangle_m \\
 \langle m,n|H|g,n\rangle &= \frac{\hbar\Omega}{2} m \langle n|e^{+ikx}|n\rangle_g .
 \end{aligned} \tag{6.16}$$

Die in den letzten beiden Zeilen von (6.16) aufgeführten Matrixelemente beschreiben die Kopplung zwischen den Moden des Grundzustands und den Moden des angeregten Zustands. Das Integral

$$m \langle n|e^{+ikx}|n\rangle_g = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \Psi_{m,n}^*(x) e^{+ikx} \Psi_{g,n'}(x) \tag{6.17}$$

soll in Analogie zur Molekülphysik als Franck-Condon-Faktor bezeichnet werden und bestimmt die Stärke der Kopplung zwischen zwei Vibrationszuständen bei der Anregung eines elektronischen Übergangs. In Anhang 3 wird ein Verfahren vorgestellt wie die Integrale bestimmt werden können, ohne (6.17) durch numerische Integration auszuwerten.

Aus (6.16) folgt, daß für einen Zustand $|g,n\rangle$ die Anregungsrate in einen Zustand $|m,n'\rangle$ proportional zum Franck-Condon-Faktor (6.17) ist. Somit wird das Spektrum durch die Franck-Condon-Faktoren für die Übergänge zwischen den verschiede-

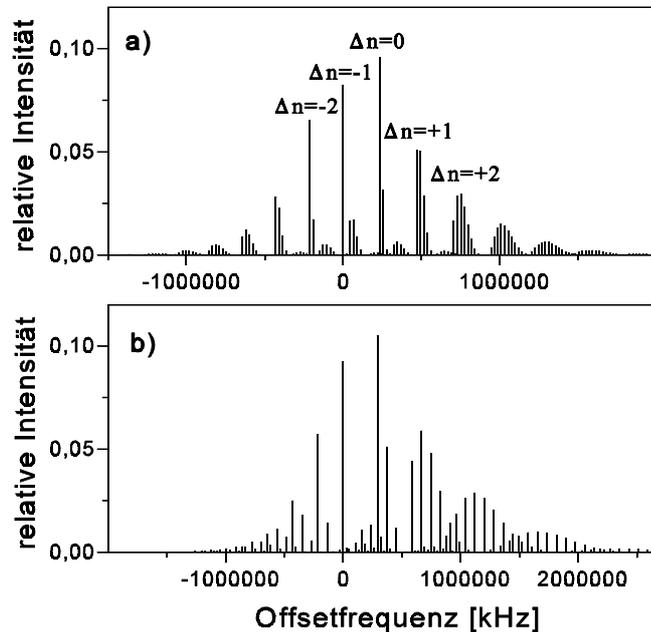


Abb. 70: Berechnete Spektren für Übergänge zwischen Vibrationsniveaus des Grund- und des metastabilen Zustands von Magnesium für eine Boltzmannsche Besetzungsverteilung auf die Vibrationsniveaus des Grundzustands mit $\langle n \rangle = 3$. Eine Leistung von $P=30$ W und ein Strahlradius in der Strahltaile von $w_0=10$ μm des Dipolfallenlaserstrahls entsprechen experimentell leicht realisierbaren Werten. In a) ist dieses Lichtfeld π -polarisiert, in b) σ -polarisiert.

nen Moden bestimmt. In Abb. 69 und Abb. 70 wurde dies zur Bestimmung der Spektren verwendet.

Mit Hilfe der weiter unten beschriebenen Kühlverfahren kann die kinetische Energie der Atome so weit reduziert werden, daß nur noch die untersten Vibrationsniveaus besetzt sind. Es ist möglich in dem vorliegenden quantenmechanischen Regime diskrete Übergänge zwischen einzelnen Vibrationsniveaus $|g,n\rangle \rightarrow |m,n'\rangle$ zu studieren. Das zu erwartende Spektrum ist aufgrund der unterschiedlichen Vibrationsfrequenzen im Grund- und metastabilen Zustand komplex. Abb. 70 zeigt Spektren, wie sie für eine Boltzmannsche Besetzungsverteilung der Moden mit einer mittleren Vibrationsquantenzahl $\langle n \rangle = 3$ erwartet wird. Deutlich zu erkennen ist die Ähnlichkeit mit den aus der Molekülspektroskopie bekannten Spektren. Für ein π -polarisiertes Lichtfeld zur Erzeugung des Dipolpotentials sind die Übergänge in Gruppen mit festem $\Delta n = n' - n$ angeordnet. Für ein σ -polarisiertes Lichtfeld überlagern sich diese Gruppen, weil der Unterschied in den Oszillationsfrequenzen für Grund- und angeregten Zustand zu groß ist.

Die experimentelle Beobachtung der von der Frequenz der anregenden Laserstrahlung abhängigen Anregungsrate führt zur Aufnahme eines Spektrums wie es in Abb. 70 dargestellt ist. Die Analyse des Spektrums erlaubt Rückschlüsse auf den Potentialverlauf in den beiden elektronischen Konfigurationen, sowie auf die Besetzungsverteilung in den einzelnen inneren Zuständen und Vibrationszuständen. Somit erweist sich die hochauflösende Spektroskopie, wie sie durch den schmalen Interkombinationsübergang möglich wird, als gut geeignetes Instrument zum Nachweis der quantenmechanischen Bewegung der gespeicherten Atome.

6.3. Kühlung gespeicherter Atome auf dem Interkombinationsübergang

Die Kopplung zwischen den Grundzustandsvibrationsniveaus und den Vibrationsniveaus des metastabilen Zustands mit einem zum Interkombinationsübergang nahresonanten Lichtfeld kann nicht nur zum Studium, sondern auch zur gezielten Manipulation der externen Freiheitsgrade von in einer Doppel-FORT gespeicherten Atomen eingesetzt werden. In den meisten bisher demonstrierten Verfahren zur Laserkühlung von neutralen Atomen werden freie Atome gekühlt oder das die Atome speichernde Potential stellt eine unerwünschte Störung des Kühlprozesses dar. Für das im folgenden untersuchte Kühlverfahren ist die Speicherung von Atomen in einem harmo-

nischen Potential ein wesentliches Element des Kühlprozesses. Die quantisierten Energieniveaus für Atome in zwei verschiedenen elektronischen Konfigurationen werden ausgenutzt, um gezielt Übergänge zwischen Vibrationsniveaus zu treiben, die zur Energiedissipation und damit zu einer Kühlung der gespeicherten Atome führen. Damit weist dieses Verfahren Gemeinsamkeiten mit der Seitenbandkühlung in Ionenfallen [WIN75] auf. Die Seitenbandkühlung in Ionenfallen erlaubt die Kühlung einzelner Ionen in den Vibrationsgrundzustand [DIE89], welches dieses Kühlverfahren im Vergleich zu allen sonstigen Kühlverfahren auszeichnet.

Die Bedingung für die Seitenbandkühlung ist, daß die Oszillationsfrequenz ω_{osz} der Ionen in der Falle groß gegenüber der natürlichen Linienbreite Γ des verwendeten Übergangs ist, so daß die Bewegungsseitenbänder aufgelöst sind. Ein eingestrahelter Kühlaserstrahl, der resonant mit dem niederfrequenten Bewegungsseitenband ist, pumpt die Atome in den Bewegungsgrundzustand der Falle.

Wie in den vorhergehenden Kapiteln gezeigt wurde, läßt sich die Bedingung $\Gamma \ll \omega_{osz}$ für die Speicherung von Magnesiumatomen in einer durch einen fokussierten Nd:YAG-Laserstrahl realisierten Dipolfalle erreichen. Hierbei findet die gleichzeitige Speicherung der Atome im Grundzustand und der Atome im metastabilen Zustand statt. Der entscheidende Unterschied zwischen der Kühlung neutraler Atome in einer so gearteten Dipolfalle und der Kühlung in einer Ionenfalle ist, daß für Ionen die Oszillationsfrequenz unabhängig von dem inneren Zustand des Ions ist, während für optische Potentiale aufgrund des unterschiedlichen Potentials $\omega_g \neq \omega_m$ gilt. Es wird gezeigt, daß eine effiziente Kühlung der gespeicherten Atome nur für ein Kühllichtfeld erreicht werden kann, dessen Frequenz ω_L relativ zur Übergangsfrequenz ω_0 rotverstimmt ist. Ein Vergleich der theoretisch erwarteten Besetzungsverteilungen zeigt, daß bei geeigneter Wahl der Parameter die Kühlung nahe an die für die Seitenbandkühlung in Ionenfallen berechneten Ergebnisse herankommt.

Das hier vorgestellte Kühlschema ist mit dem in [TAI94] untersuchten Kühlschema verwandt. Dort wurde die Kühlung von Atomen in durch ein stark verstimmtes Stehwellenlichtfeld erzeugten Potentialtöpfen theoretisch untersucht. Dabei wurde die Kühlung auf einem schnellen Übergang untersucht, so daß zwar $\Gamma < \omega_{osz}$ gilt, aber die Linienbreite in der Größenordnung der Oszillationsfrequenz liegt. Hier soll nun erstmalig die Kühlung von neutralen, gespeicherten Atomen auf einem schwachen Übergang untersucht werden.

6.3.1. Prinzip des Kühlschemas

Zur Veranschaulichung des Kühlprozesses seien hier zwei vereinfachende Modelle vorgestellt. Die Bilder unterscheiden sich hinsichtlich der Betrachtung der Bewegung der Atome im klassischen Regime bzw. im quantenmechanischen Regime.

Klassische Bewegung der Atome im Potential

Ein sehr einfaches Verständnis des Kühlprozesses erreicht man schon im Rahmen der klassischen Vorstellung. Das Atom oszilliert im harmonischen Potential mit der Kreisfrequenz ω_g um die Ruhelage. Die Anregungsrate ins metastabile Niveau ist aufgrund der ortsabhängigen Linienverschiebung des Grund- und metastabilen Zustands ortsabhängig. Für ein gegenüber der Übergangsfrequenz $\tilde{\omega}_0$ für im Nullpunkt des Potentials ruhende Atome rotverstimmtes Kühlaserlichtfeld weisen die Atome im Nullpunkt die geringste Frequenzverstimmung auf, so daß sie nahe dem Nullpunkt die höchste Anregungsrate besitzen. Die Verteilung der Orte an denen das Atom aus dem angeregten Zustand wieder in den

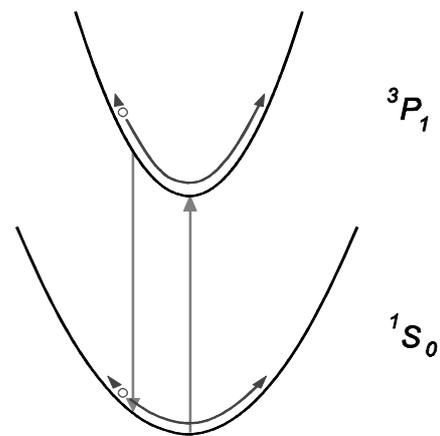


Abb. 71: Klassische Bewegung der Atome in den Potentialen der Doppel-FORT und die Anregung mittels eines rotverstimmt Lichtfelds in den 3P_1 -Zustand. Die Atome werden bevorzugt nahe dem Potentialminimum angeregt und zerfallen bevorzugt nahe den Umkehrpunkten.

Grundzustand zurückfällt ist durch den klassischen Grenzfall des Franck-Condon-Prinzips gegeben. Die ortsabhängige Aufenthaltswahrscheinlichkeit nimmt für die Umkehrpunkte den größten Wert an, so daß an diesen Punkten vermehrt der spontane Emissionsprozeß stattfindet. In Abb. 71 ist dieser Sachverhalt skizziert.

Im Mittel ist der Ort der Emission weiter von der Ruhelage entfernt als der Ort der Absorption. Aufgrund des Potentialverlaufs nimmt die Energiedifferenz zwischen dem Grundzustandpotential und dem Potential für Atome im metastabilen Zustand mit dem Abstand von der Ruhelage zu. Dies bedeutet, daß durch einen Absorptions-Emissionszyklus im Mittel Energie dissipiert wird und somit die kinetische Energie des Atoms abnimmt.

Hierbei handelt es sich um ein vereinfachendes Modell, da z.B. die Verschiebung der Resonanzfrequenz aufgrund der Bewegung des Atoms vernachlässigt wird.

Quantenmechanische Bewegung der Atome im Potential

Im quantenmechanischen Regime ist die Bewegung des Atoms im harmonischen Speicherpotential quantisiert, d.h. es können nur bestimmte Vibrationszustände angenommen werden, deren Energie sich um Vielfache von $\hbar \omega_{\text{osz}}$ unterscheidet. Werden nun gezielt solche Übergänge angeregt, die von einem Grundzustandsvibrationsniveau in ein Vibrationsniveau des angeregten Zustands führen, dessen Energie möglichst gering ist, so wird der nachfolgende Emissionsprozess im Mittel zu einer Bevölkung von Vibrationszuständen führen, deren Energie geringer ist als die des Anfangszustands.

In Abb. 72 ist dies für die Anregung aus dem $n=4$ -Niveau des Grundzustands in das $n=2$ -Niveau des angeregten Zustands schematisch dargestellt. Aufgrund der Franck-Condon-Faktoren wird die nachfolgende Emission zur Besetzung von Zuständen führen deren Mittelwert kleiner als vier ist, so daß im Mittel eine Verringerung der kinetischen Energie des Atoms erfolgt. Wird ein gegenüber der Übergangsfrequenz $\tilde{\omega}_0$ rotverstimmtes Lichtfeld eingestrahlt, so ist dieser Sachverhalt für alle Vibrationsniveaus erfüllt. Dies hat seine Ursache in der geringeren kinetischen Energie des angeregten Zustands im Vergleich zum ursprünglichen Zustand.

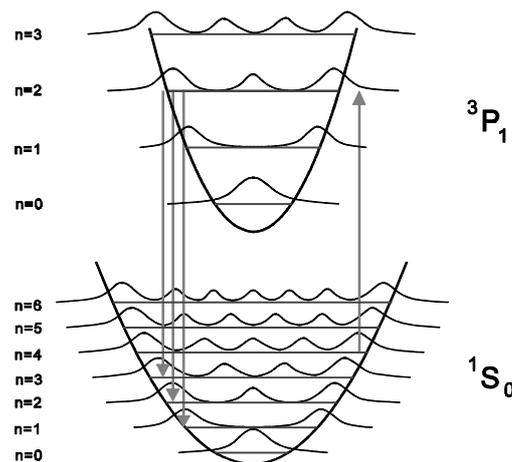


Abb. 72: Quantenmechanische Betrachtung des hier untersuchten Kühlprozesses. Am Beispiel der Anregung aus dem $n=4$ Vibrationsniveau des elektronischen Grundzustands in das $n=2$ Vibrationsniveau des metastabilen Zustands und dem anschließenden spontanen Zerfall, der im Mittel ein Vibrationsniveau mit $n < 4$ besetzt, wird die Energiedissipation verdeutlicht.

6.3.2. Numerische Modellierung des Kühlschemas mittels optischer Blochgleichung

Die Beschreibung des hier behandelten Kühlverfahrens kann mit Hilfe der in Kapitel 2 besprochenen verallgemeinerten optischen Blochgleichung (2.12) erfolgen. Hierfür ist der Hamilton-

operator H des Problems, welcher die induzierte Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld und die Bewegung des Atoms im Potential beschreibt, sowie der Liouvilleoperator $\mathcal{L}(\rho)$ zu bestimmen, welcher den Effekt der spontanen Emission beschreibt. Der Hamiltonoperator H ist identisch mit dem in Kapitel 6.2.2 aufgestellten Hamiltonoperator (6.11), der die Anregung eines in der Doppel-FORT gespeicherten Atoms durch ein zum Interkombinationsübergang nahresonantes Lichtfeld beschreibt.

Zur Beschreibung der spontanen Emission ist der in Kapitel 2 in der Impulsbasis aufgestellte Liouvilleoperator (2.13) in der Basis der Vibrationszustände der harmonischen Oszillatorpotentiale für den Grund- und den metastabilen Zustand darzustellen. Der Anteil von $\mathcal{L}(\rho)$, der den spontanen Zerfall aus den Vibrationsniveaus des angeregten Zustands und den Zerfall von Kohärenzen zwischen einem Vibrationsniveau des Grundzustand und einem Vibrationsniveau des angeregten Zustands beschreibt, kann als

$$\mathcal{L}_{relax}(\rho) = -\frac{\Gamma}{2} \sum_n |m,n\rangle\langle m,n| \rho - \frac{\Gamma}{2} \sum_n \rho |m,n\rangle\langle m,n| \quad (6.18)$$

geschrieben werden. Die Repopulation des Grundzustandes wird durch

$$\mathcal{L}_{repop}(\rho) = \Gamma \sum_n \sum_{n'} \int_{-1}^{+1} du N(u) |\langle m,n'|e^{+iukx}|g,n\rangle|^2 \langle m,n'| \rho |m,n'\rangle |g,n\rangle\langle g,n| \quad (6.19)$$

beschrieben. Hierbei ist $\Gamma = 1/\tau$ die Zerfallsrate des metastabilen Zustands $|m\rangle$ und τ die Lebensdauer des metastabilen Zustands.

Zur weiteren Behandlung der Problemstellung ist eine Betrachtung der typischen Frequenzen und Raten sinnvoll, wie sie in dem System auftreten. Die Zerfallsrate beträgt $\Gamma \approx 200 \text{ s}^{-1}$ und die Oszillationsfrequenz des Atoms im Potential typischerweise $\omega_{osz} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Die Stärke, mit welcher der Interkombinationsübergang getrieben wird, ist durch die Rabifrequenz Ω bestimmt. Die Kühlung auf einem schwachen Übergang läßt erwarten, daß die bis zum Annähern an den stationären Zustand benötigte Zeit eine kritische Größe für die Realisierung des Experiments ist. Durch eine große Rabifrequenz Ω sollte die Kühlzeit reduziert werden können. Um den Einfluß der Rabifrequenz auf die Kühlzeit und die Endtemperatur studieren zu können, sollte die Rabifrequenz über einen weiten Bereich variiert werden können.

Sowohl die Tatsache, daß die Zerfallsrate Γ klein gegenüber der Oszillationsfrequenz ω_{osz} ist, als auch die Berücksichtigung großer Rabifrequenzen Ω , verbietet die adiabatische Eliminierung des angeregten Zustands bei der theoretischen Modellierung der Kühlung auf dem Interkombina-

tionsübergang von stark lokalisierten Atomen [WAL95]. Dies stellt einen wesentlichen Unterschied zu den in [TAI94] durchgeführten Untersuchungen dar, die auf den Fall kleiner Sättigungen und Oszillationsfrequenzen in der Größenordnung von Γ beschränkt sind.

Die Kopplung zwischen Vibrationszuständen des Grundzustands und Vibrationszuständen des metastabilen Zustands über das eingestrahelte Kühllichtfeld führt zu Nichtdiagonalelementen im Hamiltonoperator H . Durch den Wechsel in eine Basis “gedresser” Zustände $|r\rangle_d$ [DAL85] läßt sich der Hamiltonoperator H diagonalisieren. Im Gegensatz zu den “dressed states” für freie Atome ist hier jeder Basiszustand eine Linearkombination von vielen Energie- und Bewegungseigenzuständen:

$$|r\rangle_d = \sum_n c_{rgn} |g,n\rangle + \sum_{n'} c_{rmn'} |m,n'\rangle \quad . \quad (6.20)$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise wurden hier direkt die Photonenzustände vernachlässigt. Die Dichtematrix ρ in der Basis $\{|g,n\rangle, |m,n'\rangle\}$ kann mittels einer Transformation

$$\tilde{\rho} = U^\dagger \rho U \quad (6.21)$$

mit der Transformationsmatrix U in die Basis $\{|r\rangle_d\}$ überführt werden. Die Matrix U hat hierbei die Koeffizienten c_{rgn} und $c_{rmn'}$ als Einträge. Der Liouvilleoperator in der Basis der “gedressen” Zustände kann mit Hilfe von

$$\tilde{\mathcal{L}}(\tilde{\rho}) = U^\dagger \mathcal{L}(U\tilde{\rho}U^\dagger) U \quad (6.22)$$

aus dem in (6.18) und (6.19) in der Basis der Energie- und Impulszustände dargestellten Liouvilleoperator abgeleitet werden.

Für die Zeitentwicklung der Dichtematrix $\tilde{\rho}$ kann aus der verallgemeinerten Blochgleichung

$$\frac{d}{dt} \tilde{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\tilde{H}, \tilde{\rho}] + \tilde{\mathcal{L}}(\tilde{\rho}) \quad (6.23)$$

wegen $\tilde{H} = U^\dagger H U$ diagonal entnommen werden, daß diese lediglich durch den Liouvilleoperator $\tilde{\mathcal{L}}(\tilde{\rho})$ bestimmt ist, d.h. es gilt

$$\frac{d}{dt} \tilde{\rho} = \tilde{\mathcal{L}}(\tilde{\rho}) \quad . \quad (6.24)$$

Prinzipiell kann dieses lineare Differentialgleichungssystem für die Elemente der Dichtematrix gelöst werden. Möchte man jeweils n Vibrationszustände der beiden beteiligten inneren Zustände berücksichtigen, so ist ein Differentialgleichungssystem für die $4n^2$ Unbekannten ρ_{ij} zu lösen. Für die Untersuchung des Kühlverhaltens sind möglichst viele Vibrationsniveaus zu berücksich-

tigen, so daß eine Reduktion der Anzahl der Unbekannten pro Vibrationsniveau wünschenswert ist. Es ist erlaubt, die nicht durch induzierte Prozesse bevölkerten Kohärenzen zu vernachlässigen [WER93], [DEU97]. Da der Hamiltonoperator \tilde{H} in der gewählten Basis diagonal ist, werden keine Kohärenzen durch induzierte Prozesse bevölkert, so daß sich (6.24) in eine Ratengleichung für die Populationen

$$\tilde{\Pi}_r = \tilde{q}_{rr} \quad (6.25)$$

umschreiben läßt. Die Ratengleichung

$$\frac{d}{dt} \tilde{\Pi}_i = \sum_j A_{ij} \tilde{\Pi}_j \quad (6.26)$$

ist Ausgangspunkt für die numerische Modellierung der Kühlung von in einer Doppel-FORT gespeicherten Atomen auf einem schmalen Übergang, wie sie im nächsten Kapitel vorgestellt wird.

Als Kühlergebnis soll die Bevölkerung der Vibrationszustände (6.13) bestimmt werden. Die Populationen $\Pi_{g,n}$ der einzelnen Vibrationsmoden n des elektronischen Grundzustands und der Populationen $\Pi_{m,n'}$ der Vibrationsmoden n' des metastabilen Zustands können durch eine Basistransformation bestimmt werden. Da nur die Populationen der Vibrationsniveaus des elektronischen Grundzustands nach Abschalten des Kühllichtfelds interessieren, wurde abschließend der Zerfall der Populationen der Vibrationsniveaus des metastabilen Zustands in die einzelnen Vibrationsniveaus des Grundzustands bestimmt. Dies entspricht dem Abschalten des Kühlaserstrahls am Ende des Kühlprozesses.

6.3.3. Kühlung in den μK -Bereich

Zur Untersuchung der Parameterabhängigkeit des Kühlprozesses wurde die stationäre Lösung der Ratengleichung für unterschiedliche Frequenzverstimmungen und Rabifrequenzen des Kühllichtfeldes und für verschieden steile Potentiale bestimmt. Hieraus ergeben sich die Populationen P_n der einzelnen Moden $|g,n\rangle$. Als ein Maß für den Effekt der Kühlung kann der Mittelwert der Vibrationsquantenzahl $\langle n \rangle = \sum P_n \cdot n$ verwendet werden.

Der Einfluß der Frequenzverstimmung und des Verhältnisses der Oszillationsfrequenzen

In Abb. 73 ist die berechnete Abhängigkeit der mittleren Vibrationsquantenzahl $\langle n \rangle$ von der Frequenzverstimmung für verschiedene Verhältnisse zwischen den Oszillationsfrequenzen für Atome im elektronischen Grundzustand und im metastabilen Zustand dargestellt. Die in Kapitel 6.3.1 getroffene Aussage, daß für ein im Vergleich zum Grundzustand flacheres Potential für Atome im metastabilen Zustand die Kühlung weniger effektiv ist, wird durch die berechnete Parame-

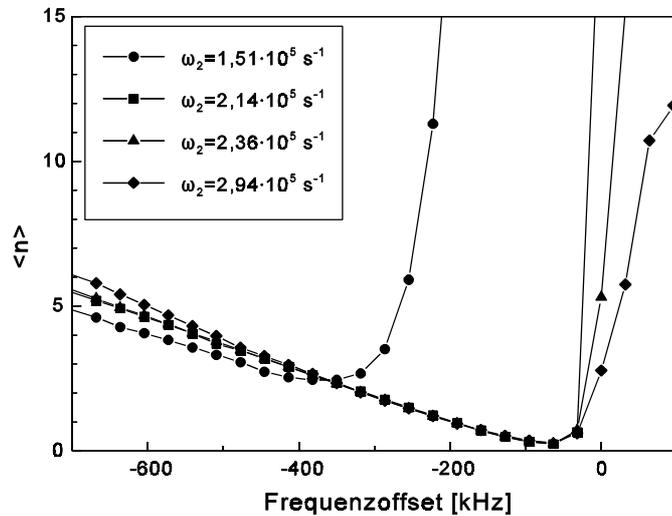


Abb. 73: Mittelwert der besetzten Vibrationsniveaus als Funktion der Frequenzverstimmung für verschiedene Oszillationsfrequenzen ω_2 des Atoms im angeregten Zustand. Die Oszillationsfrequenz im Grundzustand beträgt $\omega_1 = 2,14 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, die Zerfallsrate $\Gamma = 200 \text{ s}^{-1}$ und die Rabi-Frequenz $\Omega_0 = 100 \cdot \Gamma$.

terabhängigkeit untermauert. Für $\omega_2 < \omega_1$ wird nur bei einer vergleichbar großen Rotverstimmung eine Kühlung beobachtet. Die erzielbare mittlere Vibrationsquantenzahl $\langle n \rangle \approx 2,5$ ist im Vergleich zu dem Fall $\omega_2 \geq \omega_1$ relativ hoch.

Der in Abb. 73 eingezeichnete Fall $\omega_2 = \omega_1 = 2,14 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ entspricht der Seitenbandkühlung in Ionenfallen. Die für $\omega_2 > \omega_1$ erzielbare Kühlung ist vergleichbar mit dem Kühlergebnis für Seitenbandkühlung. Es läßt sich in beiden Fällen für eine Rotverstimmung von der Größe weniger Oszillationsfrequenzen eine Besetzung der untersten Vibrationsniveaus erreichen, so daß für den Mittelwert $\langle n \rangle < 1$ gilt.

Aus Abb. 73 wird deutlich, daß die mittlere besetzte Vibrationsquantenzahl empfindlich von der Frequenzverstimmung des Kühllaserstrahls abhängt. Für den interessanten Fall $\omega_2 > \omega_1$ sind in Abb. 74 die stationären Besetzungsverteilungen für verschiedene Frequenzverstimmungen aufgetragen. Für eine starke Rotverstimmung von ca. 10 Oszillationsfrequenzen kann eine Verteilung auf die Vibrationsniveaus beobachtet werden, die sehr gut einer exponentiellen Verteilung folgt. Für eine so starke Rotverstimmung ist keines der unteren 10 Niveaus resonant mit einem Vibrationsniveau des elektronisch angeregten Zustand. Atome in höher gelegenen Niveaus werden angeregt und somit in die unteren Niveaus gepumpt. Die Anregung in den

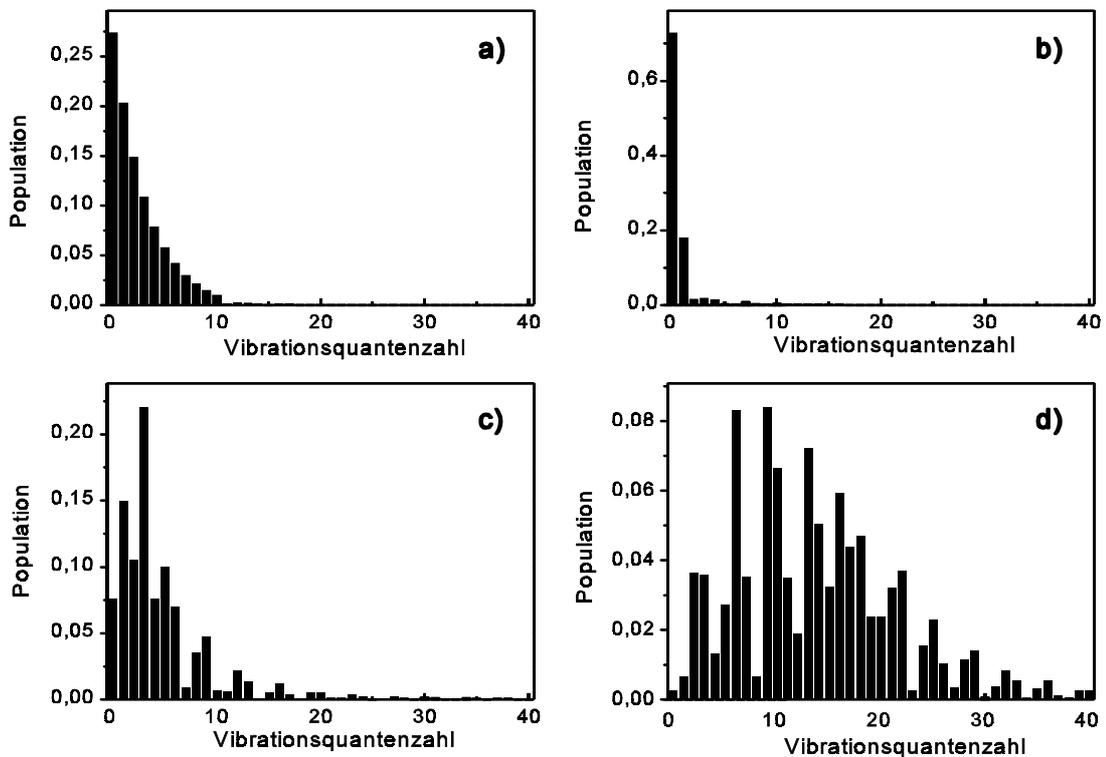


Abb. 74: Berechnete Besetzungsverteilung auf die Vibrationsniveaus des elektronischen Grundzustands für eine Rabi-Frequenz des Kühllaserstrahls von $\Omega_0 = 1000\Gamma$ mit $\Gamma = 200 \text{ s}^{-1}$. Die Vibrationsfrequenzen betragen $\omega_1 = 2,14 \cdot 10^5$ und $\omega_2 = 2,94 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Die Frequenzverstimmung Δ relativ zur Übergangsfrequenz $\tilde{\omega}_0$ für in den Potentialtöpfen ruhende Atome beträgt a) $\Delta = -2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, b) $\Delta = -4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, c) $\Delta = 0$ und d) $\Delta = +4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$.

unteren Niveaus erfolgt auf der Flanke des Anregungsprofils. Die hieraus folgende abnehmende Anregungsrate mit abnehmender Vibrationsquantenzahl erklärt die Besetzungsverteilung im stationären Zustand, die eine mit abnehmender Vibrationsquantenzahl zunehmende Population aufweist. Da sich die Population in den Zuständen ansammelt, die für das Kühllaserlicht “dunkel” sind, kann der Kühlprozeß somit als Dunkelzustandskühlen bezeichnet werden (vgl. [DEU97], Kap. 4.1.3).

Die gleiche Argumentation gilt auch für geringere Frequenzverstimnungen $\Delta < 0$, jedoch nimmt die Anzahl an Vibrationsniveaus ab, die mit keinem der Vibrationsniveaus des metastabilen Zustand resonant sind. Für die in Abb. 74b dargestellte Frequenzverstimmung von $\Delta = -4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ sind nur die untersten beiden Vibrationszustände für das eingestrahlte Lichtfeld dunkel, so daß sich fast die gesamte Besetzung auf diese beiden Zustände aufteilt.

Für geringe negative oder gar positive Frequenzverstimnungen wird die Besetzungsverteilung hin zu höheren Vibrationsquantenzahlen verschoben. Die Verteilung hängt jetzt empfindlich von

der Frequenzverstimung ab, da alle Vibrationsniveaus höchstens eine halbe Oszillationsfrequenz von der Resonanz mit einem Vibrationsniveau des metastabilen Zustand entfernt sind. Es werden hauptsächlich Vibrationsniveaus bevölkert, die möglichst weit von der Resonanz mit einem Vibrationsniveau des metastabilen Zustand entfernt sind.

Resümierend läßt sich sagen, daß für die Kühlung eine Falle vorteilhaft ist, deren Potential für angeregte Atome eine größere Steilheit im Vergleich zu dem Potential für Grundzustandsatome aufweist. Desweiteren erweist es sich als günstig zur Kühlung eine negative Frequenzverstimung von der Größe weniger Oszillationsfrequenzen der Atome im Speicherpotential zu wählen.

Der Einfluß von Polarisierung und Strahlgröße des Dipolfallenstrahls

Wie weiter oben erläutert (Kap. 6.1.3), läßt sich durch die Speicherung von Magnesiumatomen in der Strahlteile eines Nd:YAG-Laserstrahls ein speicherndes Potential für Atome im Grundzustand und Atome im metastabilen $^3P_1(m=0)$ -Zustand erzielen, welches die Bedingung $\omega_2 > \omega_1$ erfüllt. Die absolute Größe der Oszillationsfrequenz hängt von der Leistung und dem Strahlradius in der Strahlteile ab. Das Verhältnis der Oszillationsfrequenzen wird durch die Polarisierung des Laserstrahls bestimmt.

In Abb. 75a und b ist das mittlere besetzte Vibrationsniveau für verschiedene Fallenparameter als Funktion der Frequenzverstimung verglichen. Die Abhängigkeit von der Polarisierung des Lichtfelds zur Erzeugung des Dipolpotentials erweist sich als gering über einen großen Parameterbereich. Für eine starke Lokalisierung der Atome in einem Nd:YAG-Strahl von 30 W Leistung, der auf einen Strahlradius von 5 μm fokussiert ist, ergibt sich jedoch für π -polarisiertes Licht ein deutlich besseres Kühlergebnis. In diesem Fall, der einem Lamb-Dicke-Parameter von $\eta=0.54$ entspricht, kann ein mittlerer Vibrationsquantenzahl von $\langle n \rangle = 0,01$ für eine Frequenzverstimung von $\Delta \approx -130$ kHz erzielt werden.

Wie aus Abb. 75a und b schon deutlich wird, ist das Ergebnis der Kühlung stark abhängig von der Größe des verwendeten Dipolfallenstrahls bzw. des Lamb-Dicke-Parameters. Zur Quantifizierung des Kühlergebnisses können verschiedene Größen herangezogen werden. So erfolgte in Abb. 75a und b die Beschreibung über die mittlere besetzte Vibrationsmode.

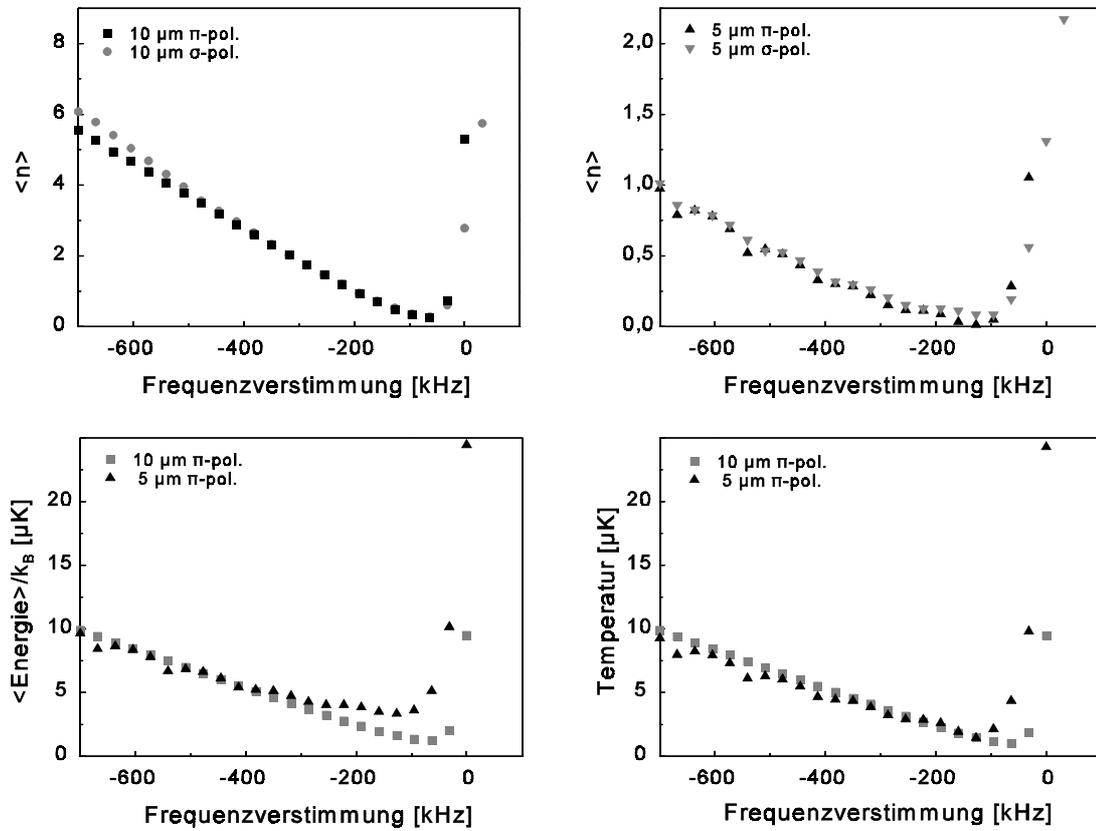


Abb. 75: Der Einfluß der Parameter Strahlradius und Polarisation des Laserstrahls zur Erzeugung des Dipolpotentials auf die Kühlung von Magnesiumatomen in einer Doppel-FORT. In a) und b) ist das mittlere besetzte Vibrationsniveau als Funktion der Frequenzverstimung dargestellt. In c) ist die kinetische Energie für zwei verschiedene Strahlradien als Funktion der Frequenz aufgetragen und in d) die nach (6.29) ermittelte Temperatur. Die Leistung des Nd:YAG-Strahls beträgt $P=30$ W, die Rabi-Frequenz des Kühllichtfeldes $\Omega_0 = 1000 \cdot \Gamma$ bei $\Gamma = 200 \text{ s}^{-1}$.

Die mittlere Energie

$$\langle E \rangle = \hbar \omega_1 \left(\langle n \rangle + \frac{1}{2} \right) \quad (6.27)$$

berücksichtigt den energetischen Abstand der Vibrationsniveaus und die Nullpunktenergie. In Abb. 75c ist die berechnete mittlere Energie für die Kühlung in einer Dipolfalle mit einer Strahltaile von 5 und 10 μm einander gegenübergestellt.

Für eine thermische Verteilung auf die Vibrationszustände gilt

$$\langle n \rangle = \left(\exp \left(\frac{\hbar \omega_1}{k_B T} \right) - 1 \right)^{-1}, \quad (6.28)$$

so daß für eine annähernd thermische Verteilung die Temperatur T über

$$k_B T = \frac{\hbar \omega_1}{\ln \left(1 + \frac{1}{\langle n \rangle} \right)} \quad (6.29)$$

definiert werden kann [WIN87]. In dem hier untersuchten Fall ist die Verwendung dieser Definition nur für negative Frequenzverstimungen sinnvoll, weil für $\Delta > 0$ die Besetzungsverteilung nicht mehr durch eine thermische Besetzungsverteilung beschrieben werden kann. In Abb. 75d ist die Temperatur für die Kühlung in einer Doppel-FORT für die selben Parameter wie in Abb. 75c dargestellt. Hervorzuheben sind die äußerst niedrigen Temperaturen von $T \approx 1 \mu\text{K}$, die für $\Delta \approx -60\text{kHz}$ für einen π -polarisierten, auf $10 \mu\text{m}$ fokussierten Dipolfallenlaserstrahl erreicht werden können.

Der Einfluß der Intensität des Kühllaserstrahls

In den bisherigen Überlegungen wurde nicht auf den Einfluß der Rabi-Frequenz des mit dem Interkombinationsübergang nahresonanten Lichtfeldes auf die Kühlung eingegangen. Es zeigt sich, daß der Einfluß auf die stationäre Verteilung für moderate Rabi-Frequenzen $\Omega_0 \ll 1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ gering ist.

Die Pumprate, mit der Atome aus hohen Vibrationsniveaus in tieferliegende gepumpt werden, wird durch die Rabi-Frequenz bestimmt.

Somit ist zu erwarten, daß die Zeitkonstante, mit der sich das System dem stationären Zustand annähert, empfindlich von der Rabi-Frequenz abhängt.

Zur Untersuchung dieses Effektes wurde die Rategleichung nach der Runge-Kutta-Methode integriert. In Abb. 76 ist ein Beispiel für die berechnete zeitliche Entwicklung der Besetzungsverteilung dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, wie ausgehend von einer Boltzmannschen Besetzungsverteilung mit $\langle n \rangle = 10$ die Atome in tieferliegende Vibrationsniveaus gepumpt werden.

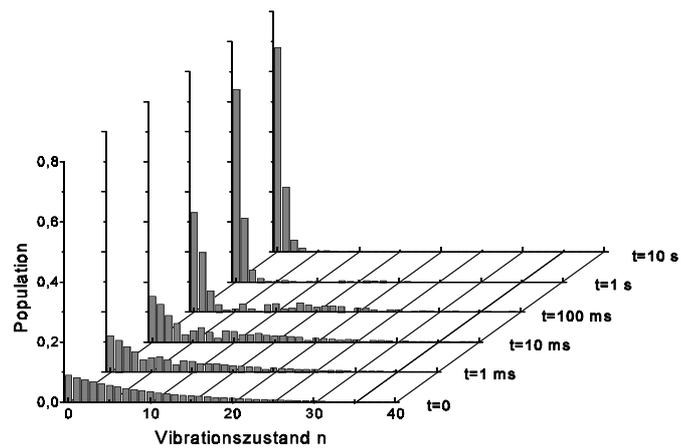


Abb. 76: Die zeitliche Entwicklung der Population der Vibrationsniveaus für ein Kühllichtfeld mit einer Rabi-Frequenz $\Omega_0 = 2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ und eine Frequenzverstimung $\Delta = -5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Die Doppel-FORT wird durch einen 30 W starken Nd:YAG-Laser erzeugt, der σ -polarisiert und auf einen Strahlradius $w_0 = 10 \mu\text{m}$ fokussiert ist.

Abb. 77 liefert den Vergleich der zeitlichen Entwicklung des Mittelwertes des besetzten Vibrationsniveaus für verschiedene Rabi-frequenzen. Es ist deutlich zu erkennen, daß für $\Omega_0 \ll 1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ die Zeitkonstante für die Kühlung mit zunehmender Rabi-frequenz geringer wird. Für $\Omega_0 \approx 5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ liegt diese Zeitkonstante im Bereich unterhalb einer Sekunde. Für größere Rabi-frequenzen läßt sich eine weitere Abnahme der Zeitkonstanten beobachten, jedoch wird aufgrund der zu

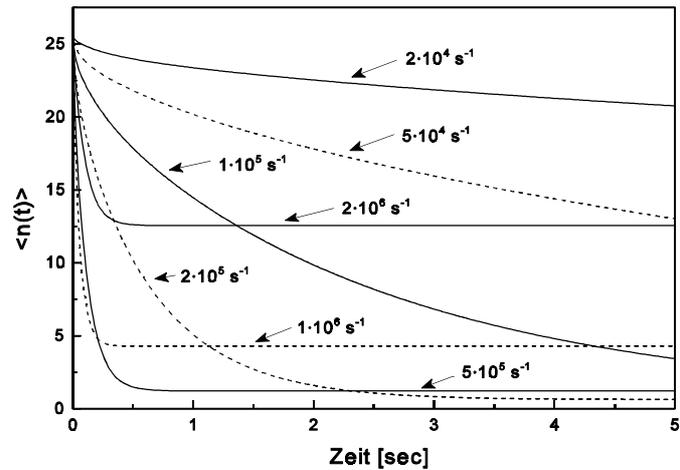


Abb. 77: Zeitliche Entwicklung des mittleren besetzten Vibrationsniveaus für ein Kühllichtfeld mit einer Frequenzverstimmung $\Delta = -5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Die Rabi-frequenz des Kühllichtfeldes wurde variiert. Die Doppel-FORT wird durch einen 30 W starken Nd:YAG-Laser erzeugt, der σ -polarisiert und auf einen Strahlradius $w_0=10 \mu\text{m}$ fokussiert ist.

großen Sättigungsverbreiterung nicht mehr effizient in den Bewegungsgrundzustand gepumpt. Eine Rabi-frequenz von $\Omega_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ entspricht einer Intensität von $I \approx 3 \text{ mW/mm}^2$ bei 457 nm. Die benötigte Intensität zum schnellen Kühlen der Atome in die unteren Vibrationszustände läßt sich somit standardmäßig erzeugen.

Die Integration der Ratengleichung stellt gleichzeitig einen Test für die Gültigkeit der stationären Lösung dar. Zur Bestimmung der stationären Lösung muß das System als abgeschlossen betrachtet werden, d.h. die Gesamtpopulation aller berücksichtigten Vibrationsniveaus wird als zusätzliche Bedingung als erhalten angenommen. Bei der zeitlichen Integration kann diese Bedingung entfallen und das System als offen betrachtet werden, d.h. es kann auch Population durch Anregung in höher gelegene nicht berücksichtigte Vibrationsniveaus verlorengehen. Für Rabi-frequenzen $\Omega_0 \ll 1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ konnte jedoch keine merkliche Abnahme der Population der Vibrationsniveaus beobachtet werden. Die Lösung durch Integration der Ratengleichung nähert sich für große Zeiten der stationären Lösung an.

Bewertung des Kühlverfahrens

Das hier diskutierte Kühlverfahren zur Kühlung von in einer Doppel-FORT gespeicherten Magnesiumatomen mittels eines relativ zum Interkombinationsübergang rotverstimmtten Lichtfeldes zeigt ähnliche Eigenschaften wie die Seitenbandkühlung von gefangenen Ionen [DIE89]. Die erreichbaren Temperaturen liegen im Bereich von wenigen μK , welches einer Besetzung des Grundzustandes von 98 % entspricht. Die benötigte Kühlzeit liegt in der Größenordnung von einer Sekunde. Diese Werte beziehen sich auf die eindimensionale Kühlung, wie sie hier berechnet wird. Bei einer experimentellen Realisation wird die Kühlung in allen drei Raumdimensionen durch ein in einem Winkel zu den drei Hauptachsen des Speicherpotentials eingestrahlt Lichtfeld erwünscht sein. Hierdurch werden sich die oben angegebenen Werte vergrößern, sollten aber noch immer die richtige Größenordnung widerspiegeln.

Ein wesentlicher Vorteil der Kühlung von Magnesiumatomen in einer Doppel-FORT im Vergleich zur Seitenbandkühlung von gespeicherten Ionen ist sicherlich die Möglichkeit der gleichzeitigen Kühlung eines Ensembles von Atomen aufgrund der im Vergleich zu Ionen deutlich geringeren Wechselwirkung. Die Wechselwirkung der gespeicherten Atome besteht aus elastischen Stößen, die zu einer Thermalisierung des Ensembles führen, aber die Gesamtenergie des atomaren Systems nicht verändern, und aus inelastischen Stößen, die zu einer Aufheizung des Ensembles führen können. Bei den inelastischen Stößen sind vor allem Stöße zwischen einem Atom im Grundzustand und einem Atom im metastabilen Zustand zu erwähnen, die zur Änderung der Feinstruktur führen können. Der Einfluß von lichtinduzierten Stößen sollte aufgrund des schwachen Molekülpotentials, welches hauptsächlich auf Van-der-Waals-Wechselwirkung basiert, gering sein [PEN98].

Ein weiterer wichtiger Effekt, der die rein optische Erzeugung eines Ensembles hoher Phasenraumdichte erschwert, ist die Reabsorption des von einem Atom emittierten Photons durch ein weiteres Atom. Aufgrund der geringen Linienbreite im Vergleich zur Kühlung von Elementen auf einem schnellen Übergang sollte dieser Effekt hier jedoch deutlich reduziert sein [JAN96]. Es ist eine äußerst interessante Frage, bei welcher Phasenraumdichte die interatomare Wechselwirkung oder die Streuung von Photonen durch das Lichtfeld zur Erzeugung des Dipolpotentials eine weitere Erhöhung der Phasenraumdichte begrenzt. Es ist zu erwarten, daß diese Begrenzung vor Erreichen der Besetzungsverteilung einsetzt, wie sie hier für einzelne Atome berechnet wurde. Geschieht diese jedoch bei Phasenraumdichten in der Nähe von eins, welches einer

einfachen Besetzung der untersten Zustände entspricht, so sollte ein weiterer Effekt einsetzen, der die makroskopische Besetzung eines Vibrationszustands des dreidimensionalen harmonischen Oszillators beschleunigt [CIR96]. Dieser Bose-Enhancement genannte Prozeß ist quantenstatistischer Natur und seine Beobachtung würde den Weg hin zu einem kontinuierlich laufenden Atomlaser ebnet. Ob mit dem hier geschilderten Kühlverfahren eine Phasenraumdichte erreichbar ist, bei der sich die atomaren de Broglie-Wellen zu überlappen beginnen, ist schwer theoretisch vorherzusagen und wird wohl endgültig nur durch ein Experiment zu beantworten sein. So ist die Größe der Streulänge für Magnesiumatome nicht bekannt, welche ein wesentlicher Parameter ist, um die Möglichkeiten der Realisierbarkeit eines Bose-Einstein-Kondensats abzuschätzen.

Obwohl eine abschließende Beurteilung sicherlich noch nicht möglich ist, zeigt die obige Diskussion, daß zum gegenwärtigen Zeitpunkt die rein optische Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats mit dem hier diskutierten Kühlverfahren möglich erscheint. Die experimentelle Realisierung des hier beschriebenen Kühlverfahrens eröffnet aber auch weit ab von Phasenraumdichten, wie sie zur Erzeugung eines Kondensats benötigt werden, viele Möglichkeiten für die Realisierung neuartiger Experimente. So würde die Atominterferometrie wesentlich von der Präparation eines atomaren Ensembles mit einer größeren Kohärenzlänge profitieren. Im Bereich der hochauflösenden Spektroskopie kann durch ein kälteres atomares Ensemble die erreichbare Liniengüte vergrößert und die zu Unsicherheiten in der Bestimmung der Übergangsfrequenz führenden Effekte in ihrer Größe verringert werden.

7. Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte das Auflösungsvermögen bei der Atominterferometrie im Zeitraum gegenüber bisherigen Messungen deutlich gesteigert werden. Dies wurde anhand der hochauflösenden Spektroskopie der Magnesium-Interkombinationslinie demonstriert, bei der eine Linienbreite von 491 Hz erreicht werden konnte. Hiermit konnte die für die Spektroskopie an Atomen höchste Liniengüte von $1,3 \cdot 10^{12}$ realisiert werden [RUS98]. Eine weitere Steigerung des Auflösungsvermögens läßt sich analog zur Lichtoptik durch die Verwirklichung eines Vielstrahlinterferometers erwarten. Es wurde ein Konzept zur Realisierung eines Atominterferometers diskutiert, welches erstmals die Interferenz zwischen beliebig vielen atomaren Teilstrahlen ermöglicht. Als eine weitere Möglichkeit zur Steigerung des Auflösungsvermögens wurde ein Verfahren zur Präparation eines atomaren Ensembles mit einer größeren Kohärenzlänge diskutiert.

Zur Erzielung eines größeren Auflösungsvermögens sind jedoch auch technische Verbesserungen am bestehenden Aufbau erforderlich. So konnte im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden, daß die momentan bei der hochauflösenden Spektroskopie erzielbare geringste Linienbreite durch das Frequenzrauschen des Laserspektrometers limitiert ist. Ein zweiter Referenzresonator mit verbesserter mechanischer und thermischer Isolation befindet sich im Aufbau [BUR98]. Die zu erwartenden besseren Eigenschaften des neuen Resonators sollten eine Reduzierung der Laserlinienbreite um ca. eine Größenordnung ermöglichen.

Die Reduktion der Laserlinienbreite führt für große Mittelungszeiten direkt zu einer entsprechenden Vergrößerung der Frequenzstabilität des an die atomare Resonanz angebindenen Lasers. Kann gleichzeitig das Rauschen der Fallenfluoreszenz auf das Schrotrauschen der Atomzahl reduziert werden, so ist eine Stabilität von einigen 10^{-15} für eine Sekunde Mittelungszeit zu erwarten, welches die Stabilität etablierter Frequenzstandards um mehr als eine Größenordnung übertrifft. Der Einsatz eines abgewandelten Detektionsverfahren (s. z. B. Kapitel 5.2.6) oder die Arbeit mit einem Ensemble, daß aufgrund einer geringeren Geschwindigkeitsbreite längere Verweilzeiten der Atome im Interferometer erlaubt, ermöglicht die Beobachtung nochmals deutlich schmalere Resonanzen. So sind Liniengüten im Bereich 10^{13} prinzipiell erreichbar. Für die Realisierung eines Frequenzstandards auf der Basis der Magnesium-Interkombinationslinie ist die Bestimmung der Übergangsfrequenz mit der Genauigkeit des Cs-Frequenzstandards

wünschenswert. Für den Fall der Kalzium-Interkombinationslinie ist eine solche phasenkohärente Frequenzmessung schon an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Braunschweig demonstriert worden [SCH96b]. Durch die Ausnutzung eines transportablen CH_4 -stabilisierten He-Ne Lasers und Methoden der Intervallhalbierung optischer Frequenzdifferenzen [TEL90] läßt sich bei nur geringfügig reduzierter Genauigkeit der experimentelle Aufwand reduzieren [UDE97].

Die interferometrische Bestimmung von Kohärenzeigenschaften atomarer Wellen ist ein äußerst interessantes Gebiet, welches grundlegende Fragestellungen der Quantenmechanik untersucht. Die Einhüllende des Interferenzsignal bei der Ramsey-Bordé-Spektroskopie im Ortsraum kann zur Analyse der longitudinalen Kohärenzlänge ausgenutzt werden. Die hier verwendete Methode der Interferometrie im Zeitraum erlaubt die teilweise Überlagerung der atomaren Wellen am Interferometerausgang. Hierzu kann z. B. die Anordnung mit jeweils zwei Lichtpulsen aus entgegengesetzten Richtungen verwendet werden, wobei die Dunkelzeit zwischen den Lichtpulsen aus der gleichen Richtung unterschiedlich gewählt wird [HIN98a]. Die dadurch hervorgerufene Kontrastreduktion wird durch die Kohärenzlänge der interferierenden Atome in Richtung des Wellenvektors des Lichtfeldes bestimmt.

Die Kohärenz der atomaren Welle kann des weiteren durch Wechselwirkungen gestört werden. So führt die Wechselwirkung mit einem resonanten Lichtfeld zur Streuung von Photonen. Erfolgt die Wechselwirkung im Interferometer zu einem Zeitpunkt, zu dem die beiden Teilwellen im gleichen inneren Zustand vorliegen, so kommt es zu einer Abnahme des Kontrastes der Interferenzringe. Diese Kontrastabnahme kann im Rahmen einer Betrachtung als Welcher-Weg-Messung verstanden werden [TAN93]. Die Abhängigkeit des Kontrastes von der Polarisation der gestreuten Photonen [PAU97] ist ein bisher nicht experimentell untersuchtes interessantes Phänomen. Auch die Untersuchung der Kontrastabnahme für mehr als zwei interferierende Teilstrahlen kann zum tieferen Verständnis des Effektes beitragen [HIN98a].

Die Interferometrie an einzelnen Atomen bietet hier weitere Möglichkeiten. So kann bei der Streuung eines Photons die Richtung des gestreuten Photons mit dem Interferenzsignal in Korrelation gebracht werden. Hiermit wird die Verschränkung zwischen zwei grundsätzlich verschiedenen Teilchen detektiert. Das Experiment entspricht dabei dem von Heisenberg und Feynman diskutierten Gedankenexperiment ("Heisenberg-Mikroskop") [HEI27], [FEY63].

Die zur Zeit viel diskutierten Kohärenzeigenschaften eines entarteten Quantengases sind eine weitere Fragestellung [DAL97], [KET97], auf die sich die hier beschriebene Atominterferometrie anwenden läßt. So kann der Einfluß eines kohärenten Ensembles auf das Rauschen des Interferenzsignals studiert werden [SCU93], [JAC95]. Auch die Aufspaltung des Kondensats mit zwei Strahlteilerlichtpulsen mit gleichem Wellenvektor erlaubt interessante Untersuchungen zur Kohärenz des Kondensats. Durch den zeitlichen Abstand der Pulse kann der räumliche Versatz zwischen den Kondensaten bestimmt werden, so daß Interferenzen im Ortsraum auftreten sollten [AND97]. Interessant erscheint aber auch schon die Untersuchung der Wirkung eines mit dem Interkombinationsübergang resonanten Laserlichtfelds auf das Kondensat. Der elektronische Anregungsprozeß kann hier gut studiert werden, da aufgrund der langen Lebensdauer des 3P_1 -Zustands hinreichend Zeit für die Beobachtung besteht und aufgrund der geringen natürlichen Linienbreite eine Linienverbreiterung und -verschiebung [JAV94], [JAV95] bei der Spektroskopie am Kondensat mit hoher Genauigkeit untersucht werden kann.

Zur Erzielung eines atomaren Ensembles mit einer für die Untersuchung quantenstatistischer Effekte hinreichend hohen Phasenraumdichte wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren vorgeschlagen. Anhand von Rechnungen wurde gezeigt, daß die Kühlung von in einer Doppel-FORT gespeicherten Magnesiumatomen zu Endtemperaturen von wenigen μK führen sollte. Verschiedene Effekte, die die erreichbare Endtemperatur und Phasenraumdichte bestimmen, lassen sich nur ungenau abschätzen, bzw. ihre theoretische Bestimmung ist äußerst aufwendig. So ist die experimentelle Bestimmung des Einflusses der Streuung von Photonen aus den Laserstrahlen zur Erzeugung der Dipolfalle und die Aufheizung durch Schwankungen in der Intensität dieser Laserstrahlen [SAV 97] einer der ersten Schritte auf dem Weg zur Kühlung in der Doppel-FORT. Nach einer Demonstration der Kühlung im Regime weniger Atome ist die Analyse des Einflusses der Wechselwirkung zwischen den Atomen auf die erzielbare Endtemperatur ein sehr wesentlicher Punkt zur Erzielung eines Ensembles möglichst hoher Phasenraumdichte. Sollte die Laserkühlung nicht direkt zu einer hinreichend hohen Phasenraumdichte führen, so ist eine weitere Erhöhung durch evaporative Kühlung möglich.

Die Aussichten zur Erzielung eines Bose-Einstein-Kondensats sind auch durch die s-Wellen-Streulänge der Atome bestimmt. Neben vielen weiteren interessanten Untersuchungen kann

durch die photoassoziative Spektroskopie kalter Stöße in der Doppel-FORT dieser Parameter ermittelt werden [PEN98].

Gelingt mit den oben beschriebenen Methoden die bisher nicht verwirklichte rein optische Erzeugung eines Kondensats, so werden hierdurch eine Vielzahl von Untersuchungen möglich, die bisher nur an Alkaliatomen durchgeführt werden konnten. Die Speicherung des Kondensats erfolgt in einem Potential, welches deutlich steiler ist, als alle bisher zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten verwendeten Potentiale. Da sich durch adiabatische Expansion die Dichte bei konstanter Phasenraum-dichte über einen weiten Bereich verändern läßt, erlaubt die Speicherung eines Bose-Einstein-Kondensats in einem steilen Dipolpotential die genaue Untersuchung des Einflusses der interatomaren Wechselwirkung auf das Kondensat.

Insgesamt demonstrieren die in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen und theoretischen Untersuchungen das Potential der Atominterferometrie im Zeitraum auf der Basis resonanter Lichtpulse als Strahlteiler und ermöglichen eine Vielzahl weitergehender Untersuchungen quantenmechanischer und quantenstatistischer Effekte.

Anhang 1: Meßwerterfassung und Experimentsteuerung

Zur Echtzeitsteuerung von Experimenten und zur Aufnahme von Versuchsdaten wurde ein Rechnersystem auf der Basis eines Client-Server-Konzept realisiert. Als Internet-Server wird ein VMEbus-System mit einer breiten Palette von Ein-/Ausgabemöglichkeiten unter dem Echtzeitbetriebssystem VxWorks eingesetzt. Für die Ansteuerung des Servers, sowie die Visualisierung und Verarbeitung von Meßdaten werden MS-DOS-Rechner mit der grafischen Programmierumgebung LabView als Clients eingesetzt. Im folgenden sollen einige wesentliche Aspekte dieses Experimentsteuerungs- und Meßwerterfassungssystems erläutert werden.

Die Hardware

Das VMEbus-System ("Crate") besteht aus einem Gehäuse, in dem sich ein VMEbus mit entsprechenden Steckplätzen und einer Stromversorgung befindet. Die Steckplätze sind mit einer Prozessorkarte und mehreren Ein-/Ausgabe-Karten belegt. Auf der Prozessorkarte wird ein MC68040 als Hauptprozessor,

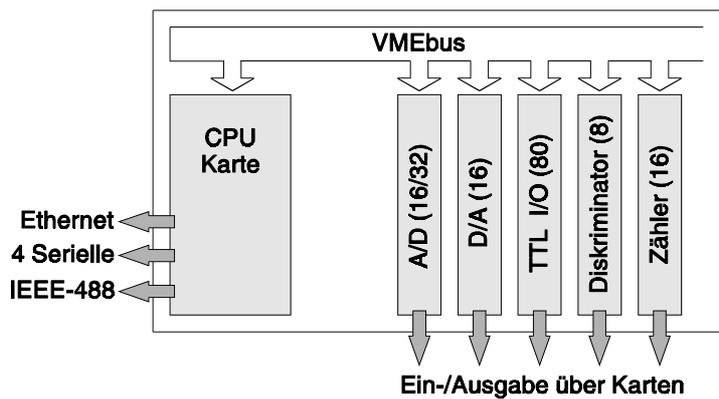


Abb. 78: Hardwarekonfiguration der Crate mit den Schnittstellen der Prozessorkarte und den Ein-/Ausgabe-Karten.

sowie ein MC68020 zur Steuerung des Busses eingesetzt. Von den sich auf der Karte befindenden Schnittstellen (Abb. 78) wird nur die Ethernet-Schnittstelle für die derzeitigen Meß- und Regelaufgaben eingesetzt.

Bei den verwendeten Ein-/Ausgabe-Karten handelt es sich um eine Analog-/Digital-Wandler-Karte ("AD-Karte") mit 32 Kanälen, eine Digital-Analog-Wandler-Karte ("DA-Karte") mit 16 Kanälen, eine Diskriminatorkarte mit 8 Kanälen, eine Zählerkarte mit 16 Kanälen und eine TTL-Signal-Ein-/Ausgabe-Karte ("TTL-Karte") mit 80 Kanälen. Die Ein-/Ausgabe-Karten werden in [DEG96] und [SLA96] beschrieben. Sie gestatten die Realisation aller zur Zeit geplanten Anwendungen.

In der Crate befindet sich keine Festplatte, so daß nach Einschalten der Crate das Betriebssystem VxWorks von der Festplatte des Host-Rechners über Ethernet geladen wird. Auch das Laden der

Programme zur Ansteuerung der einzelnen Karten - wie sie weiter unten beschrieben werden - erfolgt beim erstmaligen Aufruf von der Festplatte des Host-Rechners.

Das Client-Server-Konzept

Für die Visualisierung und die Benutzerkommunikation ist mindestens ein Rechner erforderlich. In dem hier realisierten Konzept wird hierfür ein DOS-Rechner mit MS-Windows eingesetzt. Die Kommunikation zwischen Crate und Visualisierungsrechner erfolgt hierbei auf der Basis des Client-Server-Konzepts. Hierzu wurde auf der Basis des Netzwerkprotokolls TCP ein Dienst zur Kommunikation entworfen. Das gesamte Meßwerterfassungssystem besteht somit aus der Crate, einem MS-DOS-Rechner zur Visualisierung und Benutzerkommunikation, sowie einem UNIX-Rechner, der als Host-Rechner verwendet wird und der darüber hinaus für die Programmierung der Crate zur Verfügung steht.

Hierarchie der Nutzungsebenen

Das hier behandelte Meßwerterfassungssystem sollte sowohl möglichst leistungsfähig, als auch einfach zu bedienen sein. Da sich beides nicht gleichzeitig erreichen läßt, wird die Nutzung des Meßwerterfassungssystems auf vier Ebenen aufgeteilt, wie sie in Abb. 79 dargestellt sind. Jede tieferliegende Ebene bietet mehr Flexibilität

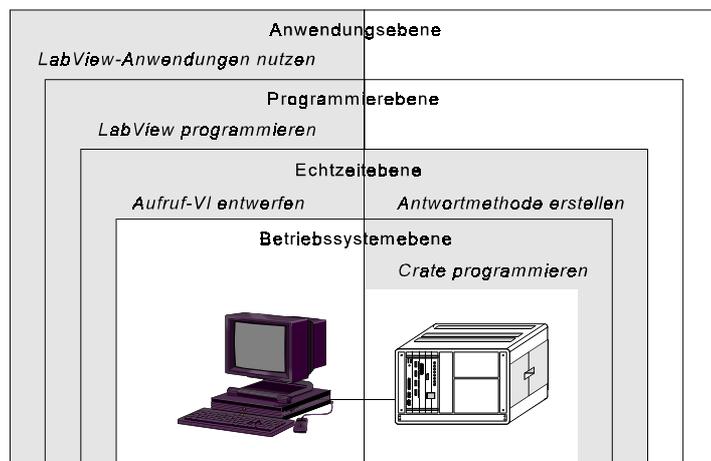


Abb. 79: Aufgaben des Nutzers in einem Modell von vier Ebenen verschiedener Leistungsfähigkeit und Komplexität.

als die darüber liegende, erfordert aber auch eine längere Einarbeitung. Im folgenden sollen die einzelnen Ebenen vorgestellt werden:

Anwendungsebene: Auf dieser Ebene wird ein fertiges Programm aufgerufen, welches aus einer LabView-Anwendung und einer oder mehrerer Antwortmethoden der Crate besteht. Somit führt der Benutzer nur die für einen Anwender typischen Aufgaben der Parametereingabe aus.

Programmiererebene: Liegt eine der Aufgabenstellung entsprechende LabView-Anwendung nicht vor, so muß diese erstellt werden. Mit Hilfe der grafischen Programmierumgebung LabView ist

hierzu eine neue Anwendung zu erstellen. Die Crate wird innerhalb der Anwendung über bestehende Virtuelle Instrumente (“VI”) angesprochen, die Unterprogramme in anderen Programmiersprachen entsprechen.

Echtzeitebene: Ist z.B. eine Anwendung zeitkritisch, so kann es vorkommen, daß keines der virtuellen Instrumente den Anforderungen genügt. Ein typisches Beispiel hierfür ist das synchrone Ansprechen mehrerer Karten. In diesem Fall ist ein neues virtuelles Instrument zu erzeugen. Jedes VI ruft eine Antwortmethode auf der Crate auf. Eine Antwortmethode stellt eine Prozedur dar. Beim Aufruf mit einem VI werden der Antwortmethode ihre Parameter übergeben. Die Antwortmethode wird von der Crate abgearbeitet und die Daten an den Visualisierungsrechner übertragen. Die Programmierung der Antwortmethode erfolgt im C-Quellcode, des zugehörigen VI in LabView. Durch ein objektorientiertes Übertragungsprotokoll [DEG96] bleiben dem Nutzer die Protokolle der Netzwerkkommunikation verborgen.

Betriebssystemebene: Die einzelnen Karten werden innerhalb einer Antwortmethode von Prozeduren angesprochen, die von dem für die jeweilige Karte erstellten Treiber zur Verfügung gestellt werden [UML95], [DEG96], [SLA96]. Die bestehenden Prozeduren sollten die Programmierung aller durch die Hardware möglichen Anwendungen gestatten. Auf diese Ebene der Nutzung sollte somit im Regelfall nur bei einer Hardwareerweiterung zurückgegriffen werden müssen.

LabView-Anwendungen für Experimente zur Charakterisierung einer MOT

Für verschiedene Experimente an einem Ensemble von gespeicherten Magnesiumatomen wurden LabView-Anwendungen erstellt, die eine breite Palette der möglichen Anwendungen abdecken. Im folgenden sollen die bestehenden LabView-Anwendungen erläutert werden.

Runs: Diese Anwendungen liefert eine kontinuierliche grafische Darstellung der am eingestellten Diskriminator kanal anliegenden und vom zugehörigen Zähler aufgenommenen Impulse. Es besteht keine Möglichkeit der Datenspeicherung.

Zerfall: Auch hier wird das am einzustellenden Diskriminator kanal anliegende Signal verarbeitet. Die Zählereignisse werden für die einzugebende Integrationszeit aufaddiert. Durch eine Zusatzhardware wurde eine Genauigkeit in den tatsächlichen Integrationszeiten von wenigen μs erreicht [DEG96]. Im Gegensatz zu Runs erfolgt hier die Aufnahme eines Datensatzes von endlich vielen vor Beginn der Messung eingestellten Datenpunkten. Die Daten werden nach

Beendigung der Messung grafisch dargestellt und können in eine Datei abgespeichert werden. Mit abgespeichert werden die Zeitpunkte, bei denen die einzelnen Integrationszeitfenster beginnen, so daß die Totzeiten zwischen den Integrationszeitfenstern bei der Auswertung berücksichtigt werden können. Auf dem Bildschirm werden zusätzlich der Mittelwert, die Standardabweichung und deren Quotient ausgegeben.

RunsAD: Diese Anwendung liefert eine kontinuierliche grafische Darstellung der am eingestellten Analog-Digital-Wandler-Kanal anliegenden Spannung. Die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen und die Verstärkung können eingestellt werden. Eine Möglichkeit der Datenabspeicherung besteht nicht.

ZerfalAD: Die Meßwerte liegen als Spannung am einzustellenden AD-Wandler-Kanal an. Die Verstärkung, die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen und die Anzahl der Meßpunkte können eingestellt werden. Die Daten werden nach Beendigung der Messung grafisch dargestellt und können in eine Datei abgespeichert werden.

Rampe: Am DA-Wandler-Kanal 0 wird die Spannung linear zwischen den einzustellenden Grenzen erhöht. Die Anzahl der Schritte und die Zeit pro Schritt können eingegeben werden. Gleichzeitig werden die Zählereignisse an Diskriminator-Kanal 4 und AD-Wandler-Kanal 0 ausgelesen. Nach Ende der Messung werden die Daten grafisch dargestellt und können abgespeichert werden.

LabView-Anwendungen für die Atominterferometrie im Zeitraum

Die bisher beschriebenen Anwendungen greifen auf einen Standardsatz von VIs zurück, von denen jeder der Ansteuerung jeweils einer Ein-/Ausgabe-Karte dient. Für die Experimente zur Atominterferometrie im Zeitraum an einem lasergekühlten Ensemble wird die synchrone Ansteuerung mehrerer Karten benötigt.

Die nachfolgenden Anwendungen arbeiten mit einer kombinierten Experimentsteuerung aus Pulsgeneratoren und der Crate. Die Triggerung des gesamten Experiments erfolgt, und somit auch der Crate, erfolgt durch einen vom Pulsgenerator bereitgestellten Puls, der den Beginn eines Zyklus markiert. Die innerhalb des Zyklus durchzuführende Experimentsteuerung erfolgt durch Pulsgeneratoren. Nach der eingestellten Anzahl an Zyklen pro Meßpunkt wird die Frequenz der Schomandl-Dekade über eine Sequenz von TTL-Pulsen verfahren, die von der TTL-Karte der Crate erzeugt werden. Hierzu wird die Messung für einen Zyklus ausgesetzt. Für jeden Meßpunkt

wird das Meßergebnis direkt nach der Aufnahme dargestellt. Nach der eingegebenen Anzahl an Meßpunkten wird die Messung beendet. Anschließend besteht die Möglichkeit den Datensatz abzuspeichern.

RaFaScaA: Diese Anwendung ist für die Detektion der Fallenfluoreszenz mit einem Photomultiplier gedacht. Die Fallenfluoreszenz wird während des gesamten Zyklus aufintegriert.

RaFaScaB: Es werden die Signale, die an den Diskriminator-Kanälen 0 und 2 anliegen zeitgleich aufgenommen. Diese LabView-Anwendung ist für die Meßstrategie B aus [RIE96] entwickelt worden. Hierzu muß mit einer externen Hardware das Photomultipliersignal gegatet werden, so daß an den beiden Eingängen der Diskriminatokarte nur für zwei zeitlich gegeneinander versetzte Zeitfenster innerhalb des Zyklus das Photomultipliersignal anliegt. Dargestellt wird der mit 10^6 multiplizierte Quotient aus den Signalen der beiden Kanäle. Es kann dieser Quotient, sowie für die beiden Kanäle getrennt die Meßwerte der einzelnen Zyklen in insgesamt drei Dateien abgespeichert werden.

RaFaScaC: Diese LabView-Anwendung ist dazu gedacht, den Quotienten aus der Fallenfluoreszenz mit und ohne Einstrahlung eines zusätzlichen Lichtfeldes zu detektieren. Hierzu werden für einen Meßpunkt auf den Ausgängen C0B0 und C0B1 der TTL-Karte die Pegel geschaltet. Der Ausgang C0B1 ist zur Ansteuerung des zusätzlichen Lichtfeldes gedacht und schaltet nach der Hälfte des Zyklus vom niedrigen auf den hohen Spannungspegel. Zusätzlich wird direkt nach Umschalten des Pegels auf Kanal C0B1 der Spannungspegel auf Kanal C0B0 für einen Zyklus auf den niedrigen Wert gesetzt. Dies ermöglicht ein Abschalten und somit Entleeren der Falle. Die Anzahl der Zyklen, die nach Wiederanschalten der Falle gewartet wird, und die Anzahl der Zyklen, die das Photomultipliersignal aufintegriert wird, können eingestellt werden. Der Quotient der Signale mit und ohne zusätzliches Lichtfeld wird grafisch dargestellt und kann zusammen mit den zugehörigen Frequenzwerten abgespeichert werden.

RaFaADA: Diese Anwendung ist für die Detektion der Fallenfluoreszenz mit einer Photodiode gedacht. Die am AD-Wandler-Kanal 0 anliegende Spannung wird während des Zyklus im Millisekundentakt gemessen und anschließend für einen Zyklus gemittelt. Das über die Zyklen gemittelte Signal wird für jeden Meßpunkt direkt grafisch dargestellt und kann zusammen mit den Frequenzwerten abschließend gespeichert werden.

RaFaADB: Diese LabView-Anwendung ist für die Meßstrategie B aus [RIE96] entwickelt worden. Die Detektion der Fallenfluoreszenz erfolgt mit einer Photodiode. Die am AD-Wandler-

Kanal 0 anliegende Spannung wird während des Zyklus in zwei definierten Zeitfenstern in Abständen von $500\ \mu\text{s}$ gemessen und anschließend werden die Signale der beiden Zeitfenster für einen Zyklus gemittelt. Der über die Zyklen gemittelte und mit 10^6 multiplizierte Quotient wird für jeden Meßpunkt direkt grafisch dargestellt. Es kann dieser Quotient, sowie für die beiden Kanäle getrennt die Meßwerte der einzelnen Zyklen in insgesamt drei Dateien abgespeichert werden.

Im folgenden werden noch vier LabView-Anwendungen vorgestellt, mit denen die Allan-Standardabweichung der Frequenz aus dem Vergleich zwischen der an einem Atomstrahl detektierten Resonanz und den an einem lasergekühlten Ensemble detektierten Interferenzsignal bestimmt wird. Hierzu wird die Frequenz des Laserspektrometers auf das Minimum des Interferenzsignals an einem Atomstrahl stabilisiert (siehe Kapitel 5.1.4). Die Frequenzschwankungen können jetzt auf zwei prinzipiell unterschiedliche Weisen aus dem Interferenzsignal an den lasergekühlten Atomen erhalten werden. Bei der einen Methode wird das Interferenzsignal nur verwendet um die Frequenzschwankung zu bestimmen. Bei der anderen Methode wird dieses Interferenzsignal dazu verwendet um das Lichtfeld hierauf in der Frequenz zu stabilisieren. Des weiteren unterscheiden sich die verschiedenen LabView-Anwendungen in der Anzahl der Meßpunkte, die zur Bestimmung der Frequenz verwendet werden [SCH97]. Für die folgenden Erläuterungen sei mit ϵ das Produkt aus der Dekadenschrittweite und der Anzahl an Testschritten bezeichnet und mit f die an der Schomandl-Dekade manuell eingestellte Frequenz.

RamAllDrei: Für die Frequenzmessung wird auf der eingestellten Frequenz sowie auf der in beide Richtungen um ϵ verschobenen Frequenz das Interferenzsignal des Photomultipliers detektiert. Eine Stabilisierung auf dieses Signal erfolgt nicht.

RamAllVier: Für die Frequenzmessung wird auf den vier Frequenzen $f-3\epsilon$, $f-\epsilon$, $f+\epsilon$ und $f+3\epsilon$ das Interferenzsignal des Photomultipliers detektiert. Eine Stabilisierung auf dieses Signal erfolgt nicht.

RamAllan: Für die Bestimmung der Richtung der Abweichung der Frequenz von der Resonanz wird das Interferenzsignal bei $f-\epsilon$ und $f+\epsilon$ gemessen. Anschließend wird ein Frequenzschritt einer einzustellenden Größe in Richtung der Resonanz gemacht. Als Signal wird die Abweichung von der Anfangsfrequenz dargestellt und abgespeichert.

RamAll3Stab: Für die Frequenzmessung wird auf der eingestellten Frequenz sowie auf der in beide Richtungen um ϵ verschobenen Frequenz das Interferenzsignal des Photomultipliers detektiert. Anschließend wird mit einem Parabelfit die Abweichung von der Resonanzfrequenz bestimmt und die Frequenz um den entsprechenden Wert verstellt. Als Signal wird die Abweichung von der Anfangsfrequenz dargestellt und abgespeichert.

3s3p-3s3d	$^3P-^3D$	383,23	9	15	0,6336	0,6349	0,629		0,615	0,631		0,655	0,624	0,632
3s3p-3s4d	$^3P-^3D$	309,3	9	15	0,1257	0,1261	0,124		0,125	0,125			0,121	0,124
3s3p-3s5d	$^3P-^3D$	284,83	9	15	0,0471	0,0473	0,0502		0,0474	0,0474			0,0486	0,048
3s3p-3s6d	$^3P_1-^3D$	273,35	9	15	0,0232	0,0233	0,0237		0,0236	0,0232			0,0237	0,0235
3s3p-3s7d	$^3P_1-^3D$	266,96	9	15	0,0131	0,0135							0,0134	0,0133
3s3p-3s8d	$^3P_1-^3D$	263,01	9	15	0,0085	0,0084							0,0085	0,0085
3s3p-3s9d	$^3P_1-^3D$	260,39	9	15	0,0062	0,0056							0,0057	0,0058
3s3p-3s10d	$^3P_1-^3D$	258,56	9	15									0,004	0,004
3s3p-3p ²	$^3P-^3P$	277990	9	9	0,6383	0,6326	0,641					0,64	0,64	0,638
3s3p-3p4p	$^3P-^3P$	159,6	9	9	0,0025	0,0024							0,0028	0,0026
3s3p-3p5p	$^3P-^3P$	144,7	9	9	0,001	0,001							0,001	0,001
3s3p-3p6p	$^3P-^3P$	139,2	9	9	0	0							0	0
3s3p-3p7p	$^3P-^3P$	136,4	9	9	0	0							0	0

Die in der letzten Spalte angegebenen Werte für die Oszillatorstärke der einzelnen Übergänge ergeben sich durch Mittelung über die zur Verfügung stehenden Literaturwerte, wie sie in den vorhergehenden Spalten wiedergegeben sind. Die gemittelten Werte wurden für die in Kapitel 6 durchgeführten Berechnungen verwendet.

Anhang 3: Berechnung der Franck-Condon-Faktoren

Die Übergangswahrscheinlichkeit für die in Kapitel 6 behandelten elektronischen Übergänge zwischen Eigenzuständen der harmonischen Oszillatorpotentiale mit Oszillationsfrequenzen ω_1 und ω_2 wird durch das Übergangsmatrixelement ausgedrückt, welches das Matrixelement des Translationsoperators $\langle n_1 | e^{ikx} | n_2 \rangle_2$ als einen Faktor beinhaltet. Die Indizes 1 und 2 stehen hierbei für den elektronischen Zustand des Atoms.

Es soll hier eine Methode dargelegt werden, welche die Bestimmung der in Analogie zur Molekülphysik Franck-Condon-Faktoren genannten Matrixelemente ohne numerische Integration der Wellenfunktionen der Eigenzustände erlaubt. Hierzu wird die Identität

$$\langle n_1 | e^{ikx} | n_2 \rangle_2 = \sum_{m=0}^{\infty} \langle n_1 | e^{ikx} | m \rangle_1 \cdot \langle m | n_2 \rangle_2 \quad (\text{A.1})$$

verwendet.

Der erste Term auf der rechten Seite tritt bei Übergängen zwischen harmonischen Oszillatorzuständen in Potentialen gleicher Steilheit auf. Dieses Matrixelement kann zu

$$\langle n | e^{ikx} | n' \rangle_1 = \sqrt{\frac{n_{\zeta}!}{(n_{\zeta} + \Delta n)!}} (ikx_0)^{\Delta n} e^{-\frac{(kx_0)^2}{2}} L_{n_{\zeta}}^{\Delta n}(k^2 x_0^2) \quad (\text{A.2})$$

bestimmt werden [WIN79], mit

$$\begin{aligned} n_{\zeta} &= \text{Minimum}(n, n') \\ \Delta n &= |n' - n| \\ x_0 &= \sqrt{\frac{\hbar}{2M\omega_{osz}}} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

und den verallgemeinerten Laguerrepolynomen

$$L_n^{\alpha}(x) = \sum_{m=0}^n (-1)^m \frac{(n+\alpha)!}{(n-m)! (\alpha+m)!} \frac{x^m}{m!} \quad (\text{A.4})$$

Das Skalarprodukt zwischen den Eigenfunktionen mit den Vibrationsquantenzahlen n_1 und n_2 der harmonischen Oszillatoren mit Oszillationsfrequenzen ω_1 und ω_2 läßt sich unter Verwendung eines "Squeeze-Operators" S zu

$${}_2 \langle n_2 | n_1 \rangle_1 = {}_2 \langle n_2 | S | n_1 \rangle_2 \quad (\text{A.5})$$

bestimmen [HOL79]. Die Matrixelemente eines nicht unitären ‘‘Squeeze-Operators’’ \tilde{S} können nach

$${}_2\langle n_2 | \tilde{S} | n_1 \rangle_2 = \sum_{l=0}^{n_1/2} \sum_{m=0}^{n_1-2l} \frac{(-t)^p}{p!} \frac{s^m}{m!} \frac{t^l}{l!} \frac{\sqrt{n_1! (n_1-2l+2p)!}}{(n_1-2l-m)!} \quad (\text{A.6})$$

berechnet werden. Hierbei ist

$$p = \frac{n_2 - n_1}{2} + l$$

$$r = \text{arcosh} \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2\sqrt{\omega_1 \omega_2}} \right) \quad (\text{A.7})$$

$$s = \text{sech}(r) - 1$$

$$t = \frac{1}{2} \tanh(r) \quad .$$

Durch die Normierung

$$S = \frac{1}{C} \tilde{S} \quad (\text{A.8})$$

mit der von der Wahl von n_1 unabhängigen Konstante

$$C = \sum_{n_2=0}^{\infty} |\langle n_2 | \tilde{S} | n_1 \rangle|^2 \quad (\text{A.9})$$

können die Matrixelemente von S bestimmt werden.

Literaturverzeichnis

- [AAS81] K. Aashamer, T. M. Luke, J. D. Talman, *J. Phys. B* 14, 803 (1981)
- [ADA86] A. G. Adam, T. E. Gough, N. R. Isenor, G. Scoles, J. Shelley, *Phys. Rev. A* 34, 4803 (1986)
- [ADA94] C. S. Adams, M. Sigel, J. Mlynek, *Phys. Rep.* 240, 143 (1994)
- [ADA95] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* 74, 3577 (1995)
- [AHA59] Y. Aharonov, D. Bohm, *Phys. Rev.* 115, 485 (1959)
- [AHA84] Y. Aharonov, A. Casher, *Phys. Rev. Lett.* 53, 319 (1984)
- [ALL66] D. W. Allan, *Proc. IEEE* 54, 221 (1966)
- [ALL75] L. Allen, J. H. Eberly, "Optical Resonance and Two-Level Atoms", Dover Publ., Inc., New York, 1975
- [ALL87] D. W. Allan, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 34, 647 (1987)
- [AND95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Science* 269, 198 (1995)
- [AND97] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Karn, W. Ketterle, *Science* 275, 637 (1997)
- [ASP88] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* 61, 826 (1988)
- [AUD94a] J. Audretsch, K.-P. Marzlin, *J. Phys. II* 4, 2073 (1994)
- [AUD94b] J. Audretsch, K.-P. Marzlin, *Phys. Rev. A* 50, 2080 (1994)
- [BAG87] V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. L. Raab, R. N. Ahmad-Bitar, D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2194 (1987)
- [BAK76] Y.V. Baklanov, B.Y. Dubetsky, V.P. Chebotayev, *Appl. Phys.* 9, 171 (1976)
- [BAL95] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, "Atom Optics with Laser Light", *Laser Science & Technology Series*, Vol. 18, Harwood Academic Publishers, Chur, 1995
- [BAR71] J. A. Barnes, A. R. Chi, L. S. Cutler, D. J. Healey, D. B. Leeson, T. E. Mc Gunigal, J. A. Mullen, W. L. Smith, R. L. Sydnor, R. F. C. Vessot, G. M. R. Winkler, *IEEE Trans. Instr. Meas.* IM 20, 105 (1971)

-
- [BAR79] R. L. Barger, J. C. Bergquist, T. C. English, D. J. Glaze, *Appl. Phys. Lett.* 34, 850(1979)
- [BAR81] R. L. Barger, *Opt. Lett.* 6, 145 (1981)
- [BAR85] C. Barrientos, I. Martin, *Canadian J. Phys.* 63, 1441 (1985)
- [BER77] J.C. Bergquist, S.A. Lee, J. L. Hall, *Phys. Rev. Lett.* 38, 159 (1977)
- [BER87] T. Bergeman, G. Erez, H. J. Metcalf, *Phys. Rev.* A35, 1535 (1987)
- [BER94] J. C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland, in *Frontiers in Laser Spectroscopy*, herausgegeben von T. W. Hänsch, M. Inguscio, North Holland, Amsterdam, 1994, S. 359 ff.
- [BET91] D. Bettermann, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1991, unveröffentlicht
- [BET95] D. Bettermann, Dissertation, Universität Bonn, 1995
- [BEV94] N. Beverini, G. L. Genovesi, E. Maccioni, A. M. Messina, F. Strumia, *Appl. Phys.* B59, 321 (1994)
- [BIR94] G. Birkl, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1994
- [BÖD95] S. Bödefeld, Diplomarbeit, Universität Konstanz, 1995, unveröffentlicht
- [BOR77] Ch.J. Bordé, *C. R. Acad. Sci. Ser. B* 284, 101 (1977)
- [BOR84] Ch. J. Bordé, Ch. Salomon, S. Avrillier, A. Van Lerberghe, Ch. Bréant, D. Bassi, G. Scoles, *Phys. Rev.* A30, 1836 (1984)
- [BOR89] C. J. Bordé, *Phys. Lett.* A140, 10 (1989)
- [BOR94] C. J. Bordé, M. Weitz, T. W. Hänsch, *AIP Conference Proceedings*, Vol. 290, 76 (1994)
- [BRA76] D. J. Bradley, C. H. Dugan, P. Ewart, A. F. Purdie, *Phys. Rev. A* 13, 1416 (1976)
- [BRA80] V. B. Braginsky, Y. I. Vorontsov, K. S. Thorne, *Science* 209, 547 (1980)
- [BUR98] J. Burkhard, Staatsexamensarbeit, Universität Hannover, in Vorbereitung
- [BUT90] Butcher, Cotten, "Elements of Nonlinear Optics", Cambridge University Press, 1990, S. 183
- [BUT93] K. Butler, C. Mendoza, C. J. Zeippen, *J. Phys. B* 26, 4409 (1993)
- [CAH97] S. B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim, T. Sleator, P. R. Berman, B. Dubetsky, *Phys. Rev. Lett.* 79, 784 (1997)
- [CAR91] O. Carnal, J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* 66, 2689 (1991)
- [CHA92] T. N. Chang, X. Tang, *Phys. Rev. A* 46, 2209 (1992)

-
- [CHA95] M. S. Chapman, T. D. Hammond, A. Lenef, J. Schmiedmayer, R. A. Rubinstein, E. Smith, D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3783 (1995)
- [CHU85] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* 55, 48 (1985)
- [CHU86] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, *Phys. Rev. Lett.* 57, 314 (1986)
- [CIM89] A. Cimmino, G. I. Opat, A. G. Klein, H. Kaiser, S. A. Werner, M. Arif, R. Clothier, *Phys. Rev. Lett.* 63, 380 (1989)
- [CIR96] J. I. Cirac, M. Lewenstein, *Phys. Rev. A* 53, 2466 (1996)
- [CLA95] A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. N. Lea, M. Bahoura, *IEEE Trans. Instr. Meas.* 44, 128 (1995)
- [COW81] R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, University of California Press, Berkeley, 1981
- [DAL85] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 1707 (1985)
- [DAL92] *Proceedings Les Houches Summer School on Quantum Optics*, herausgegeben von J. Dalibard, J. M. Raimond, J. Zinn-Justin, Elsevier Science Publishers B. V., 1992
- [DAL97] J. Dalibard, in *Atomic Physics 15*, herausgegeben von H. B. Van Linden van den Heuvel, J. T. M. Walraven, M. W. Reynolds, World Scientific, Singapore, 1997, S. 180
- [DAV27] C. Davisson, L. H. Germer, *Phys. Rev.* 30, 705 (1927)
- [DAV94] N. Davidson, H.-J. Lee, M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* 72, 3158 (1994)
- [DAV95a] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. Van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3969 (1995)
- [DAV95b] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* 74, 5202 (1995)
- [DEB24] L. De Broglie, *Phil. Mag.* 47, 446 (1924)
- [DEG96] R. Degner, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1996, unveröffentlicht
- [DEI91] W. Deiß, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1991, unveröffentlicht
- [DEM91] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer, Berlin, 1991
- [DEU97] R. Deutschmann, Dissertation, Universität Hannover, 1997
- [DIE89] F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland, *Phys. Rev. Lett.* 62, 403 (1989)

-
- [DIN92] T. P. Dinneen, C. D. Wallace, K.-Y. N. Tan, P. L. Gould, *Opt. Lett.* 17, 1706 (1992)
- [DIN94] F. E. Dingler, V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, W. Ertmer, *Opt. Comm.* 11, 99 (1994)
- [DOY91] J. M. Doyle, J. C. Sandberg, I. A. Yu, C. L. Cesar, D. Kleppner, T. J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* 67, 603 (1991)
- [DRE83] R. W. D. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, *Appl. Phys. B* 31, 97 (1983)
- [ELL82] D. S. Elliott, R. Roy, S. J. Smith, *Phys. Rev. A* 26, 12 (1982)
- [ERT85] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* 54, 996 (1985)
- [ERT86] W. Ertmer, S. Penselin, *Metrologia* 22, 195 (1986)
- [EST30] I. Estermann, O. Stern, *Z. Physik*, 61, 95 (1930)
- [FAB97] A. Fabry, C. Pérot, (1897)
- [FEY65] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics* (Addison Wesley Reading, MA, 1965), Vol. 3, 5-7
- [FOO91] C. J. Foot, *Contemp. Phys.* 32, 369 (1991)
- [FRA17] J. v. Fraunhofer, *Gilberts Ann.* 56, 264 (1817)
- [FRO75] C. Froese Fischer, *Canadian J. Phys.* 53, 184 (1975), C. Froese Fischer, *Canadian J. Phys.* 53, 338 (1975)
- [GAR83] C. W. Gardiner, “*Handbook of Stochastic Methods*”, Springer-Verlag, Berlin (1983)
- [GIL95] D. M. Giltner, R. W. McGowan, S. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 75, 2638 (1995)
- [GOD91] A. Godone, C. Novero, E. Bava, *IEEE Trans. Instr. Meas.* 40, 149 (1991)
- [GOD92] A. Godone, C. Novero, *Phys. Rev. A* 45, 1717 (1992)
- [GOD96] A. Godone, V. Novero, P. Tavella, G. Brida, F. Levi, *IEEE Trans. Instr. Meas.* 45, 261 (1996)
- [GOE74] N. S. Goel, N. Richter-Dyn, “*Stochastic Models in Biology*”, Academic, New York, 1974
- [GOM97] V. Gomer, F. Strauch, K. Dästner, H. Schadwinkel, A. Rauschenbeutel, B. Ueberholz, D. Meschede, *Verhandl. DPG VI* 32, 329 (1997)
- [GOR80] J. P. Gordon, A. Ashkin, *Phys. Rev. A* 21, 1606 (1980)
- [GRE90] D. M. Greenberger, M. A. Horne, A. Zeilinger, *Am. J. Phys.* 58, 1131 (1990)
- [GUS97] T. L. Gustavson, P. Bouyer, M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* 78, 2046 (1997)

-
- [HAL76] J. L. Hall, C. J. Bordé, K. Uehara, Phys. Rev. Lett. 37, 1339 (1976)
- [HAU96] D. Haubrich, H. Schadwinkel, F. Strauch, B. Ueberholz, R. Wynands, D. Meschede, Europhys. Lett. 34, 663 (1996)
- [HEI27] W. Heisenberg, Z. Phys. 43, 172 (1927)
- [HES86] H. F. Hess, Phys. Rev. B34, 3476 (1986)
- [HEU97] T. Heupel, M. Weitz, T. W. Hänsch, Opt. Lett. 22, 1719 (1997)
- [HIN97] H. Hinderthür, A. Pautz, V. Rieger, F. Ruschewitz, J. L. Peng, K. Sengstock, W. Ertmer, Phys. Rev. A56, 2085 (1997)
- [HIN98a] H. Hinderthür, Dissertation, Universität Hannover, in Vorbereitung
- [HIN98b] H. Hinderthür, A. Pautz, F. Ruschewitz, K. Sengstock, W. Ertmer, zur Veröffentlichung angenommen bei Phys. Rev. A
- [HOL79] J. N. Hollenhorst, Phys. Rev. D19, 1669 (1979)
- [HOO65] R. Hooke, Micrographia, 47 (1665)
- [HU94] Z. Hu, H. J. Kimble, Opt. Lett. 19, 1888 (1994)
- [ING85] M. Inguscio, K. R. Leopold, J. S. Murray, K. M. Evenson, J. Opt. Soc. Am. B2, 1566 (1985)
- [ISH94] J. Ishikawa, F. Riehle, J. Helmcke, C.J. Bordé, Phys. Rev. A49, 4794 (1994)
- [ITA81] W. M. Itano, L. L. Lewis, D. J. Wineland, J. Phys. C8, 283 (1981)
- [JAC95] J. Jacobson, G. Björk, Y. Yamamoto, Appl. Phys. B60, 187 (1995)
- [JAM56] J. Jamin, C. R. Acad. Sci., Paris 42, 482 (1856)
- [JAN96] U. Janicke, M. Wilkens, Europhys. Lett. 35, 561 (1996)
- [JAV94] J. Javanainen, Phys. Rev. Lett. 72, 2375 (1994)
- [JAV95] J. Javanainen, Phys. Rev. Lett. 75, 1927 (1995)
- [KAS91] M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. 67, 181 (1991)
- [KAS92a] M. Kasevich, S. Chu, Appl. Phys. B54, 321 (1992)
- [KAS92b] M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. 69, 1741 (1992)
- [KEI91] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. 66, 2693 (1991)
- [KET97] W. Ketterle, H.-J. Miesner, Phys. Rev. A56, 3291 (1997)
- [KIS94] T. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle, J. Helmcke, Appl. Phys. B59, 89 (1994)

-
- [KOH93] P. Kohns, P. Buch, W. Süptitz, C. Csambal, W. Ertmer, *Europhys. Lett.* 22, 517 (1993)
- [KOL68] A. P. Kol'chenko, S. G. Rautian, R. I. Sokolovskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 55, 1864 (1968) [*Sov. Phys. JETP* 28, 986 (1968)]
- [KUH96] A. Kuhn, H. Perrin, W. Hänsel, C. Salomon, *OAS Trends in Optics and Photonics Vol. 7*, herausgegeben von K. Burnett, Optical Society of America, Washington, DC, 1996, 58
- [KUP96] S. Kuppens, M. Rauner, M. Schiffer, G. Wokurka, T. Slawinski, M. Zinner, K. Sengstock, W. Ertmer, *OAS Trends in Optics and Photonics Vol. 7*, herausgegeben von K. Burnett, Optical Society of America, Washington, DC, 1996, 102
- [KUR92] T. Kurosu, A. Morinaga, *Phys. Rev. A* 45, 4799 (1992)
- [LAM64] W.E. Lamb, Jr., *Phys. Rev.* 134, 1429 (1964)
- [LAW94] J. Lawall, F. Bardou, B. Saubamea, K. Shimizu, M. Leduc, A. Aspect, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* 73, 1915 (1994)
- [LAW95] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea, N. Bigelow, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* 75, 4194 (1995)
- [LEE95] H.-J. Lee, C. S. Adams, N. Davidson, B. Young, M. Weitz, M. Kasevich, S. Chu, in "Atomic Physics 14", herausgegeben von D. J. Wineland, C. E. Wieman, S. J. Smith (AIP press, New York, 1995), S. 258 ff.
- [LEE96] H.-J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* 76, 2658 (1996)
- [LET77] V. S. Letokhov, V. P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer series in optical sciences, Vol. 4, Springer, Berlin, 1977
- [LET89] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, C. I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2084 (1989)
- [LOC92] I. Lochmann, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1992, unveröffentlicht
- [LOH98] J. Lohe, Diplomarbeit, Universität Hannover, in Vorbereitung
- [MAC91] L. Mach, *Anz. Akad. Wiss., Wien, mathem.-naturwiss. Kl.* 28, 223 (1891)
- [MAI60] T. H. Maiman, *Nature* 187, 493 (1960)
- [MAI62] H. Maier-Leibnitz, T. Springer, *Z. Physik*, 167, 386 (1962)
- [MIC25] A. A. Michelson, H. G. Gale, *Astrophys. J.* 61, 140 (1925)
- [MIC81] A. A. Michelson, *Amer. Jour. Sci.* (3) 22, 20 (1881)

-
- [MIC87] A. A. Michelson, E. W. Morley, *Amer. Jour. Sci.* (3) 34, 333 (1887)
- [MIG85] A. I. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergemann, H. J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* 54, 2596 (1985)
- [MEN87a] C. Mendoza, C. J. Zeippen, *Astron. Astrophys.* 179, 346 (1987)
- [MEN87b] C. Mendoza, C. J. Zeippen, *Astron. Astrophys.* 179, 339 (1987)
- [MES76] A. Messiah, *Quantenmechanik*, de Gruyter, Berlin, 1976
- [MET94] H. Metcalf, P. van der Straten, *Phys. Rep.* 244, 203 (1994)
- [MIL93] J. D. Miller, R. A. Cline, D. J. Heinzen, *Phys. Rev.* A47, 4567 (1993)
- [MIT75] C. J. Mitchell, *J. Phys.* B8, 25 (1975)
- [MOC88] R. Moccia, P. Spizzo, *J. Phys.* B21, 1133 (1988)
- [MÖL56] G. Möllenstedt, H. Düker, *Z. Phys.* 145, 377 (1956)
- [MON93] C. R. Monroe, E. A. Cornell, C. A. Sackett, C. J. Myatt, C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* 70, 414 (1993)
- [MOR92] A. Morinaga, *Phys. Rev.* A45, 8019 (1992)
- [MOR95] A. Morinaga, Y. Ohuchi, *Phys. Rev.* A51, 1746 (1995)
- [MOR96] A. Morinaga, M. Nakamura, T. Kurosu, N. Ito, *Phys. Rev.* A54, 21 (1996)
- [MOS85] P. E. Moskowitz, P. L. Gould, D. E. Pritchard, *J. Opt. Soc. Am.* B2, 1784 (1985)
- [MÜL94] J. H. Müller, *Dissertation*, Universität Bonn, 1994
- [MÜL95] J. H. Müller, D. Bettermann, V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, W. Ertmer, *Appl. Phys.* B60, 199 (1995)
- [NES77] R. K. Nesbet, H. W. Jones, *Phys. Rev.* A 16, 1161 (1977)
- [NEU80] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev.* A22, 1137 (1980)
- [NIC96] D. Nicholson et al., *Phys. Lett.* A218, 175 (1996)
- [NOV88] C. Novero, A. Godone, E. Bava, *Il Nuovo Cimento* 10D, 841 (1988)
- [PAB94] A. Pabst, *Diplomarbeit*, Universität Bonn, 1994, unveröffentlicht
- [PAU97] A. Pautz, *Diplomarbeit*, Universität Hannover, 1997, unveröffentlicht
- [PEN98] J. L. Peng, *Dissertation*, in Vorbereitung
- [PET95] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* 74, 3352 (1995)

-
- [PFA94] T. Pfau, S. Spälter, C. Kurtsiefer, C. R. Ekstrom, J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* 73, 1223 (1994)
- [PHI83] W. D. Phillips, Herausgeber, "Laser-Cooled and Trapped Atoms", *Natl. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publ.* 653 (1983)
- [PHI92] W. D. Phillips, *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, in *Laser Manipulation of Atoms and Ions: Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi Course CXVIII*, Ed. by E. Arimondo, W. Phillips, and F. Strumia (North Holland, Amsterdam, 1992) pp. 289-243
- [POU46] R. V. Pound, *Rev. Sci. Instr.* 17, 490 (1946)
- [PRE88] M. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm, S. Chu, E. L. Raab, D. E. Pritchard, *Opt. Lett.* 13, 452 (1988)
- [PRO85] J. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. So, H. J. Metcalf, J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* 54, 992 (1985)
- [RAM50] N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* 78, 695 (1950)
- [RAS95] E. M. Rasel, M. K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* 75, 2633 (1995)
- [RAU75] H. Rauch, A. Zeilinger, G. Badurek, A. Wilfing, W. Bauspieß, U. Bonse, *Phys. Lett.* 54A, 425 (1975)
- [RIE88] F. Riehle, J. Ishikawa, J. Helmcke, *Phys. Rev. Lett.* 61, 2092 (1988)
- [REI91] M. Reich, Diplomarbeit, Universität Bonn, unveröffentlicht, 1991
- [RIE91] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, C. J. Bordé, *Phys. Rev. Lett.* 67, 177 (1991)
- [RIE92] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, in "Laser Spectroscopy", herausgegeben von M. Ducloy, E. Giacobino, G. Camy, S. 246, World, Scientific, Singapur, (1992)
- [RIE93] V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, J. H. Müller, W. Ertmer, *Opt. Commun.* 99, 172 (1993)
- [RIE96] V. Rieger, Dissertation, Universität Hannover, 1996
- [RUS93] F. Ruschewitz, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1993, unveröffentlicht
- [RUS96] F. Ruschewitz, D. Bettermann, J. L. Peng, W. Ertmer, *Europhys. Lett.* 34, 651 (1996)

-
- [RUS98] F. Ruschewitz, J. L. Peng, H. Hinderthür, N. Schaffrath, K. Sengstock, W. Ertmer, zur Veröffentlichung eingereicht bei Phys. Rev. Lett.
- [SAL88] Ch. Salomon, D. Hills, J. L. Hall, J. Opt. Soc. Am. B5, 1576 (1988)
- [SAR76] H. E. Saraph, J. Phys. B 9, 2379 (1976)
- [SAV 97] T. A. Savard, K. M. O'Hara, J. E. Thomas, Phys. Rev. A56, 1095 (1997)
- [SAY80] R. J. Saykally, K. M. Evenson, Astrophys. J. 238, L107 (1980)
- [SCH95a] J. Schmiedmayer, M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, S. Wehinger, D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. 74, 1043 (1995)
- [SCH95b] F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried, S. Seel, C. Zimmermann, W. König, M. Weitz, T. W. Hänsch, Phys. Rev. A51, 2789 (1995)
- [SCH96a] D. Scheller, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1996, unveröffentlicht
- [SCH96b] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, G. Zinner, Phys. Rev. Lett. 76, 18 (1996)
- [SCH96c] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, T. Trebst, G. Zinner, CPEM Conference Digest, 187 (1996)
- [SCH97] N. Schaffrath, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1997, unveröffentlicht
- [SCU93] M. O. Scully, J. P. Dowling, Phys. Rev. A48, 3186 (1993)
- [SEN93a] K. Sengstock, U. Sterr, G. Hennig, D. Bettermann, J. H. Müller, W. Ertmer, Opt. Commun. 103, 73 (1993)
- [SEN93b] K. Sengstock, Dissertation, Universität Bonn, 1993
- [SEN94] K. Sengstock, U. Sterr, J. H. Müller, V. Rieger, D. Bettermann, W. Ertmer, Appl. Phys. B59, 99 (1994)
- [SEN95] K. Sengstock, W. Ertmer, Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, Academic Press, New York, Vol. 35, 1 (1995)
- [SHA67] R. S. Shankland, Am. J. Phys. 35, 1095 (1967)
- [SHI92] F. Shimizu, K. Shimizu, H. Takuma, Phys. Rev. A46, 17 (1992)
- [SLA96] T. Slawinski, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1996, unveröffentlicht
- [STE92] U. Sterr, K. Sengstock, J. H. Müller, D. Bettermann, W. Ertmer, Appl. Phys. B54, 341 (1992)
- [STE93] U. Sterr, Dissertation, Universität Bonn, 1993
- [STR94] R. Strichirsch, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1994, unveröffentlicht

-
- [SUM83] J. Summhammer, G. Badurek, H. Rauch, U. Kischko, A. Zeilinger, *Phys. Rev. A* 27, 2523 (1983)
- [TAÏ94] R. Taïeb, R. Dum, J. I. Cirac, P. Marte, P. Zoller, *Phys. Rev. A* 49, 4876 (1994)
- [TAK95] T. Takekoshi, J. R. Yeh, R. J. Knize, *Opt. Comm.* 114, 421 (1995)
- [TAK96] T. Takekoshi, R. J. Knize, *Opt. Lett.* 21, 77 (1996)
- [TAN93] S. M. Tan, D. F. Walls, *Phys. Rev. A* 47, 4663 (1993)
- [TEL90] H. R. Telle, R. Wynands, T. W. Hänsch, *Opt. Lett.* 15, 532 (1990)
- [THO74] D. G. Thompson, A. Hibbert, N. Chandra, *J. Phys. B* 7, 1298 (1974)
- [UDE97] T. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* 79, 2646 (1997)
- [UML95] P. Umlauf, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1995, unveröffentlicht
- [VAN87] R. S. Jr. Van Dyck, P. B. Schwindberg, H. G. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* 59, 26 (1987)
- [VAN89] J. Vanier, C. Audoin, “The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards”, Adam Hilger, Bristol, 1989
- [WAL94] T. Walker, *Laser Physics* 4, 965 (1994)
- [WAL95] H. Wallis, *Phys. Rep.* 255, 203 (1995)
- [WEI94] D. S. Weiss, B. C. Young, S. Chu, *Appl. Phys. B* 59, 217 (1994)]
- [WEI95] M. Weitz, A. Huber, F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried, W. Vassen, C. Zimmermann, K. Pachucki, T. W. Hänsch, L. Julien, F. Biraben, *Phys. Rev. A* 52, 2664 (1995)
- [WEI96] M. Weitz, T. Heupel, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* 77, 2356 (1996)
- [WEI97] M. Weitz, T. Heupel, T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.* 37, 517 (1997)
- [WER93] J. Werner, Dissertation, Universität Bonn, 1993
- [WHI85] E. A. Whittaker, M. Gehrtz, G. C. Bjorklund, *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 1527 (1985)
- [WIE69] W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles, “Atomic Transition Probabilities (Na through Ca - A Critical Data Compilation), National Standard Reference Data Series, National Bureau of Standards 22, Vol. II, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C. , 1969
- [WIN73] D. J. Wineland, P. Ekstrom, H. G. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* 31, 1279 (1973)
- [WIN75] D. J. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* 20, 637 (1975)
- [WIN79] D. J. Wineland, W. M. Itano, *Phys. Rev. A* 20, 1521 (1979)

-
- [WIN87] D. J. Wineland, W. M. Itano, J. C. Bergquist, R. G. Hulet, Phys. Rev. A36, 2220 (1987)
- [WUI88] F. J. Wuilleumier, D. L. Ederer, J. L. Picqué, in Advances in Atomic and Molecular Physics, herausgegeben von D. Bates, B. Bederson, Academic, New York, 197 (1988)
- [YOU02] T. Young, Phil. Trans. Roy. Soc., London XCII 12, 387 (1802)
- [ZEH91] L. Zehnder, Z. Instrumentenkunde 11, 275 (1891)
- [ZEI95] K. Zeiske, G. Zinner, F. Riehle, J. Helmcke, Appl. Phys. B60, 205 (1995)
- [ZHU93] M. Zhu, J. L. Hall, J. Opt. Soc. Am. B10, 802 (1993)
- [ZIN97] G. Zinner, Dissertation, Universität Hannover, 1997

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Frank Ruschewitz
Hannover, Haltenhoffstr. 36a
geb. am 22.08.1966 in Radevormwald
ledig

Schulbildung:

08.72 - 06.76 Grundschule in Remscheid
08.76 - 06.82 Realschule in Remscheid
08.82 - 05.85 Gymnasium in Remscheid

Zivildienst:

07.85 - 02.87 Jugendherberge Bonn und Verein für individuelle Schwerbehindertenbetreuung

Hochschulstudium:

10.87 - 12.93 Studium der Physik an der Universität Bonn
08.92 - 12.93 Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik mit dem Titel
"Aufbau einer magneto-optischen Falle für Magnesium-Atome"
28.12.93 Diplom im Fach Physik
01.94 - 01.95 Beginn der Arbeiten zur Dissertation am Institut für Angewandte
Physik, Universität Bonn
seit 02.95 Fortsetzung der Dissertation am Institut für Quantenoptik, Uni-
versität Hannover