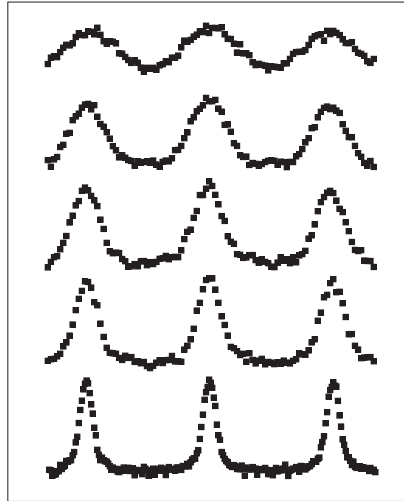


Interferometrie mit lasergekühlten Atomen basierend auf
resonanten Lichtfeldanregungen



Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Henning Hinderthür

geboren am 7. Mai 1969 in Siegen

1998

Referent: Prof. Dr. W. Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. K. Danzmann
Tag der Prüfung: 27.11.1998

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 407:

“Quantenlimitierte Meßprozesse”

Abstract

In recent years interferometry with atoms has opened up many applications within the fields of precision measurements of atomic properties and fundamental constants, the investigation of quantum mechanical effects and the realization of atomic frequency standards. In this work novel concepts and physical prospects of atom interferometry - based on light for the atomic beamsplitting process - are discussed and analyzed.

As analogous to light optics the sensitivity of an atom interferometer can be improved by increasing the number of partial waves taking part in the interference process. In this work two basically different schemes for the realization of atomic multiple-beam interferences have been developed and investigated. The increased sensitivity for measurements of external potentials has been demonstrated with a new atomic three-beam interferometer. A time-domain multiple-beam interferometer for the first time yields Fabry-Perot like interference signals with high finesse. In the presented experiments these signals correspond to interference of 160 partial atomic waves. By this means the principle of multiple-beam interferometry, which is an important standard tool in light optics, has been successfully transferred to atom optics.

Furthermore different schemes have been developed which base on an extension of the interferometric beamsplitting mechanism from the excitation of two to four internal atomic levels. These schemes represent an inclusion of the atomic polarization as an additional degree of freedom. This opens the possibility for more efficient interferometer geometries. These novel interferometers show a contrast which is increased by about 65% and improved accuracy in the determination of the exact line center. In addition polarized atoms in an interferometer offer very interesting prospects concerning the investigation of fundamental quantum mechanical aspects. In this work a detailed proposal for the systematic observation of a wavefunction collapse within a longitudinal atom interferometer is discussed. It turns out that for certain parameters this observation represents a so-called interaction-free quantum measurement.

Besides the experimental realization each interferometer scheme described in this work has also been subjected to theoretical investigations. The corresponding calculations are based on a matrix-algorithm by Bordé yielding analytical expressions for the interference signals. With respect to the application of atom interferometers as optical frequency standards the results of this work open various prospects for strongly improved future precision measurements.

Zusammenfassung

Die Interferometrie mit Atomen hat in den letzten Jahren ein weitreichendes Anwendungsfeld im Bereich der Präzisionsmessung von atomaren Eigenschaften und Naturkonstanten, des Studiums quantenmechanischer Effekte und der Realisierung atomarer Frequenzstandards erschlossen. Die vorliegende Arbeit diskutiert und analysiert neuartige Konzepte und physikalische Perspektiven der Atominterferometrie, die Licht als Strahlteiler für die Materiewellen einsetzen.

Analog zur Lichtoptik kann die Empfindlichkeit eines Atominterferometers durch Erhöhung der Anzahl interferierender Teilwellen enorm gesteigert werden. In dieser Arbeit wurden zwei grundsätzlich verschiedene Konzepte zur Realisierung atomarer Vielstrahl-Interferenzen entwickelt und untersucht. Anhand eines stationären atomaren Dreistrahl-Interferometers wurde dabei die gesteigerte Empfindlichkeit für die Messung externer Potentiale demonstriert. Ein gepulstes Vielstrahl-Interferometer im Zeitraum liefert Fabry-Perot - ähnliche Signale hoher Finesse, die in den vorgestellten Experimenten durch Interferenz von bis zu 160 atomaren Teilwellen entstehen. Als wesentliches Ergebnis dieser Arbeit ist es damit gelungen, das Prinzip der Vielstrahl-Interferenz, die in der Lichtoptik schon lange unentbehrliches Werkzeug ist, auf die Atomoptik zu übertragen.

Es wurden darüberhinaus neuartige Schemata konzipiert und verwirklicht, die den interferometrischen Strahlteilungsmechanismus durch kohärente Anregung von vier statt lediglich zwei internen atomaren Zuständen in Flexibilität und Effizienz deutlich erweitern. Die Polarisation der Atome im Interferometer wird dadurch als zusätzlicher Freiheitsgrad miteinbezogen. Es werden so neue Interferometergeometrien möglich, die sich durch einen um bis zu 65% verbesserten Signalkontrast sowie eine erhöhte Genauigkeit in der Bestimmung der absoluten Linienmitte auszeichnen. Polarisierete Atome im Interferometer bieten aber auch interessante Perspektiven für die Untersuchung grundlegender quantenmechanischer Fragestellungen. In diesem Zusammenhang wird ein konkreter Vorschlag für ein Experiment mit Modellcharakter entwickelt, das die systematische Beobachtung des "Kollaps" einer Wellenfunktion innerhalb eines rein longitudinalen Atominterferometers ermöglicht und für bestimmte Parameter eine sogenannte "Wechselwirkungsfreie Quantenmessung" darstellt.

Alle untersuchten interferometrischen Anordnungen wurden auf der Basis eines Matrixformalismus nach Bordé theoretisch beschrieben und sind damit auch analytisch vergleichbar. Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zur Interferometrie eröffnen - vor allem im Hinblick auf die Realisierung eines Frequenzstandards an lasergekühlten Atomen - ein breites Spektrum für weitergehende, verbesserte Präzisionsmessungen.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	9
1 Grundlagen der Ramsey-Bordé-Atominterferometrie	15
1.1 Gepulste Interferometrie im Zeitraum	16
1.2 Stationäre Interferometrie im Ortsraum	23
1.3 Vergleich beider Verfahren anhand typischer Signale	25
2 Experimentelle Verfahren und Aufbau	28
2.1 Die magnetooptische Falle	29
2.1.1 Prinzip der Laserkühlung durch Lichtdruckkräfte	30
2.1.2 Speicherung kalter neutraler Atome	32
2.1.3 Nachweis periodischer Verluste	34
2.2 Thermische Atomstrahlapparatur	36
2.2.1 Magnetfeldjustage	37
2.2.2 Nachweissysteme	38
2.3 Lasersysteme	40
2.3.1 UV-Lasersystem	41
2.3.2 Hochstabiles Laserspektrometer	41
2.3.2.1 Kurzzeitstabilisierung	42

2.3.2.2	Langzeitstabilisierung	44
3	Atominterferometrie mit polarisierenden Strahlteilern	47
3.1	Konzept der selektiven Anregung einzelner Interferometerpfade	48
3.2	Berechnung der Interferenzamplituden	50
3.3	Diskussion der beobachteten Signale	55
4	Vielstrahl-Atominterferometrie	60
4.1	Ein stationäres Dreistrahl-Interferometer	62
4.1.1	Konzept der kohärenten Anregung mehrerer Niveaus	62
4.1.2	Quantenmechanische Berechnung der Interferenzsignale	65
4.1.3	Diskussion der beobachteten Signale	73
4.2	Gepulste Vielstrahl-Interferometrie im Zeitraum	77
4.2.1	Konzept der Anregung mit Pulssequenzen	77
4.2.2	Berechnung der Interferenzsignale	79
4.2.3	Beobachtung atomarer Vielstrahl-Interferenzen	83
4.2.4	Diskussion des Strahlteilerverhältnisses	86
4.2.5	Trennung der Rückstoßkomponenten	88
4.2.6	Atomare Interferenzen höchster Finesse	89
5	Kohärenz atomarer de Broglie-Wellen	93
5.1	Räumliche Kohärenz im Zeitraum-Interferometer	94
5.1.1	Atomare Kohärenzlänge	94
5.1.2	Konzept des nicht-geschlossenen Interferometers	96
5.1.3	Berechnung der Interferenzsignale	97
5.1.4	Diskussion der beobachteten Kontrastkurven	99

5.2	Kohärenz und Meßprozeß	102
5.2.1	Ein longitudinales Zeeman-Interferometer	102
5.2.2	Photonenstreuung am rotierenden Dipol	104

Ausblick		110
-----------------	--	------------

Einleitung

Die Erscheinung des Welle-Teilchen-Dualismus des Lichtes warf in den Zwanziger Jahren die Frage auf, ob nicht grundsätzlich auch alle Materie in zwei unterschiedlichen Erscheinungsformen - nämlich als Teilchen einerseits und als Welle andererseits - auf-trete. Louis de Broglie brachte diese Idee als erster in eine konkrete Form [BRO24]. Ausgehend von den bekannten Eigenschaften des Lichts (Energie $E = h\nu$ und Impuls $p = h/\lambda$) formulierte er die Hypothese, daß jedem Ensemble von Teilchen mit Impuls $p = mv$ umgekehrt auch eine Welle mit der Wellenlänge $\lambda_{dB} = h/p$ und der Frequenz $\nu = mc^2/h$ zugeordnet sei. Die bewegte Masse m ist dabei durch die bekannten Beziehungen der speziellen Relativitätstheorie mit der Teilchengeschwindigkeit v verknüpft. Mit Entwicklung der Quantenmechanik in den folgenden Jahren bekam die Materiewelle ihre Deutung als Wahrscheinlichkeitswelle $\Psi(\vec{r}, t)$, deren Betragsquadrate die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Teilchens zum Zeitpunkt t am Ort \vec{r} angeben. Während die Ausbreitung von Lichtwellen durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben wird, ist das spezielle Verhalten der Materiewellen (im nichtrelativistischen Fall) durch Lösungen der Schrödingergleichung gegeben.

Zur experimentellen Untersuchung von Welleneigenschaften werden Interferometer eingesetzt. Ein Interferometer spaltet eine einfallende Licht- oder Materiewelle kohärent, d.h. unter Erhaltung einer festen Phasenbeziehung, in zwei oder mehrere Teilwellen auf. Bei der Rekombination dieser Wellen zeigen sich - abhängig von der auftretenden Phasendifferenz - Interferenzerscheinungen. Die Interferometrie mit Lichtwellen wurde bereits gegen Ende des 19. Jahrhunderts als eine sehr empfindliche Technik zur hochgenauen Messung vieler physikalischer Effekte erkannt. Als herausragende Leistungen der frühen Interferometrie sind vor allem die Widerlegung der Äthertheorie [MIC87] und die Vermessung der Erdrotation [MIC25] zu nennen. Die Entwicklung unterschiedlicher Interferometergeometrien führte zu einer immer weiter steigenden

Meßempfindlichkeit [JAM56] [MAC91] [ZEH91] [FAB99]. Mittlerweile sind Lichtinterferometer Grundlage einer Vielzahl von modernen Präzisionsexperimenten (eine umfangreiche Übersicht findet sich in [KAR95]). Als ein aktuelles Beispiel seien die internationalen Projekte zum Bau von Gravitationswellendetektoren auf der Basis von Laserinterferometern genannt (siehe z.B. [NIC96]).

Licht- und Materiewelleninterferometer haben prinzipiell gleiche Geometrien. Unterschiede liegen vor allem in der Wellenlänge der Medien (typische Materiewellenlängen sind 100 bis 10000 mal kleiner als die sichtbaren Lichts) und im Aufbau der entsprechenden kohärenzerhaltenden Strahlteiler bzw. Spiegel. Erste Experimente, die die de Broglie-Hypothese der Materiewelle bestätigten, waren die Beugung von Elektronenwellen an Kristallgittern durch C. J. Davisson und L. H. Germer [DAV27] sowie die Beugung von Heliumatomen an Kristalloberflächen durch I. Estermann und O. Stern [EST30]. Es folgte die Demonstration von Materiewelleninterferometern für Elektronen [MAR52] [MOE55], die auf der Basis von Biprismen arbeiteten. Die Neutroneninterferometrie wurde in den Sechziger und Siebziger Jahren entwickelt [MAI62] [RAU75]. Hier hat sich ein Verfahren der Strahlteilung durchgesetzt, das auf der Beugung von Neutronen an mehreren Stegen eines monolithischen Kristalls beruht. Viele grundlegende Experimente z.B. zur Kohärenz von Materiewellen, zur 4π -Symmetrie der SU(2), oder zum Aharonov-Casher - Effekt wurden mit Neutroneninterferometern durchgeführt (zur Übersicht siehe z.B. [RAU94]).

Die Perspektiven für die Interferometrie mit Atomen sind seit langem bekannt. Atome mit ihrer komplexen inneren Struktur bieten zahlreiche zusätzliche Freiheitsgrade. Im Gegensatz zur Neutroneninterferometrie ist es möglich, Atominterferometer im Labormaßstab aufzubauen. Bereits 1973 wurde ein erstes detailliertes Konzept für ein Atominterferometer patentiert [ALT73]. Die Realisation scheiterte aber zunächst an den geeigneten kohärenzerhaltenden Strahlteilern, die vor allem extrem hohe mechanische Stabilität gewährleisten mußten. Schnelle Fortschritte im Bereich der Atomoptik ermöglichten Anfang der Neunziger Jahre erstmals die Realisation von Atominterferometern. Neben Interferometern mit Strahlteilern aus materiellen Mikrostrukturen wie einem Doppelspalt [CAR91] oder einem Gitter [KEI91] gibt es auch Atominterferometer, die die Wechselwirkung mit Lichtfeldern zur Materie-Strahlteilung benutzen [RIE91] [KAS91] [STE92] [RAS95] [GIL95].

Die Anwendungsgebiete für Atominterferometer haben sich als sehr vielfältig erwiesen. Man kann mittlerweile drei Klassen von anwendungsorientierten Experimenten unterscheiden:

1. Präzisionsmessungen von Inertialkräften. Messungen des Sagnac-Effektes mit Atominterferometern [LEN97] [GUS97] sind zur Zeit ebenso empfindlich wie moderne Lasergyrometer. Messungen der Erdbeschleunigung mit einer Auflösung von $10^{-8} \times g$ [KAS92] sowie erste gradiometrische Messungen des Erd-Gravitationsfeldes [SNA98] versprechen unter anderem auch interessante geophysikalische Anwendungsmöglichkeiten.

2. Messung atomarer Eigenschaften. Beispiele sind die Messung des statischen und dynamischen Stark Effektes an Magnesium- [STE92] [RIE93], Natrium- [EKS95] und Kalziumatomen [MOR93] [MOR96] und die Bestimmung des Brechungsindex von de Broglie-Wellen in Gasen [SCH95]. Hochgenaue atominterferometrische Vermessungen der atomaren Masse liefern einen neuartigen Zugang zum Test der Quantenelektrodynamik [WEI94].

3. Frequenzmessungen. Im Zusammenhang mit der Realisation optischer Frequenzstandards besteht großes Interesse an der absoluten Präzisionsvermessung atomarer Übergangsfrequenzen sowie der genauen Anbindung von Laseroszillatoren an spektroskopische Signale hoher Stabilität. Hier ist das auch im Rahmen dieser Arbeit behandelte Ramsey-Bordé-Interferometer von besonderer Bedeutung [KIS94] [SEN94]. Mit diesem Verfahren wurden kürzlich Liniengüten von 1.2×10^{12} erzielt [RUS98b]. Die erreichten Stabilitäten sind bereits etwa eine Größenordnung besser als die der Cs-Atomuhr; das Potential für Verbesserungen, das durch die erreichbare Genauigkeit des Verfahrens gegeben ist, liegt noch weitaus höher.

Über diese sehr konkreten Anwendungen hinaus sind Interferenzexperimente mit Atomen geeignet, viele fundamentale Fragen der Quantenmechanik experimentell zu untersuchen. So bieten Atominterferometer die Möglichkeit, rein topologische Phasen zu beobachten, die nicht mit der Wirkung einer klassischen Kraft einhergehen. Diese Phasen sind ausschließlich interferometrisch beobachtbar. Der Nachweis eines skalaren Aharonov-Bohm - Effektes sowie des Aharonov-Casher - Effektes sind kürzlich gelungen [MUE95] [ZEI95].

Die Frage nach der eigentlichen Ursache für das Verschwinden eines Interferenzmusters

bei Beobachtung der Teilcheneigenschaften des interferierenden Mediums ist eng mit dem Begriff des sogenannten “Heisenberg-Mikroskops” [HEI27] verbunden. Die experimentelle Realisation dieses ursprünglich als Gedankenexperiment bekannt gewordenen Vorschlages ist zur Zeit Gegenstand vielfältiger Untersuchungen mit Atominterferometern [CLA94] [PFA94] [CHA95] [REM98].

Analog zur Entwicklung der Lichtinterferometrie verspricht die Weiterentwicklung der verwendeten Interferometergeometrien und die Konzeption neuer Interferometertypen auch eine Erweiterung der Anwendungsmöglichkeiten. Das Potential der Atominterferometrie ist hier sicher noch nicht vollständig ausgeschöpft. Jüngstes Beispiel ist die Ausdehnung des Konzepts der Interferometrie mit de Broglie-Wellen auf die Interferenz im Zeitraum [SEN93b] [SZR96] [CAH97]. Interferometer im Zeitraum mit lasergekühlten, gespeicherten Atomen bieten im Zusammenhang mit Präzisionsexperimenten deutlich höhere Wechselwirkungszeiten bei zugleich erheblich verbesserter Meßgenauigkeit.

Die im Rahmen dieser Dissertation entwickelten Interferometertypen basieren auf der atomaren Strahlteilung durch resonante Wechselwirkung mit Laserlichtfeldern. Die Absorption und stimulierte Emission von Photonen führt dabei neben dem Wechsel des atomaren Energieniveaus auch zum Austausch von Vielfachen des Photonenimpulses. Atomare Teilwellen in unterschiedlichen Armen des Interferometers liegen daher sowohl räumlich getrennt als auch in unterschiedlichen elektronischen Zuständen vor. Dadurch ist dieses Interferometer sowohl zum Nachweis von Inertialkräften als auch zur Beobachtung von Potentialen, die an bestimmte innere Zustände koppeln, geeignet. Grundlage der hier beschriebenen Entwicklungen ist das sogenannte Ramsey-Bordé Interferometer, das auf der Wechselwirkung von 2-Niveau-Atomen mit vier räumlich getrennten resonanten Laserlaufwellen beruht [BOR89]. Charakteristisch für diese Anordnung ist die empfindliche Abhängigkeit des Interferenzsignales von der Verstimmung der Laserfelder relativ zur atomaren Eigenfrequenz. Das Ramsey-Bordé-Interferometer ist damit gleichzeitig ein sehr präzises Spektroskopieverfahren und hat die bereits oben erwähnten Perspektiven für zukünftige Frequenzstandards im optischen Spektralbereich. Ein solches Interferometer wird in der Arbeitsgruppe von Prof. Ertmer mit Magnesiumatomen betrieben. Als geschlossenes 2-Niveau-System dient der $^1S_0 - ^3P_1$ Interkombinationsübergang mit einer natürlichen Linienbreite von $31Hz$ [GOD92], was einer Lebensdauer des oberen Zustandes von $5.1ms$ entspricht.

Ziel dieser Arbeit war es, aufbauend auf vorausgegangenen Dissertationen [SEN93a] [STE93] [MUE94] [RIE96] das bestehende System einerseits zu charakterisieren und andererseits konzeptionell neue Aspekte der Atominterferometrie zu untersuchen.

Im ersten Kapitel wird zunächst ein Gleichungssystem zur Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung eines Atoms im Interferometer unter Berücksichtigung der äußeren atomaren Freiheitsgrade aufgestellt. Die Lösung dieses Gleichungssystems führt auf einen allgemeingültigen Matrixformalismus, der in allen folgenden Kapiteln zur analytischen Darstellung der Interferenzsignale benutzt wird. Außerdem werden die beiden unterschiedlichen Realisationen der Interferometrie im Ortsraum bzw. im Zeitraum theoretisch diskutiert.

Nach einer Beschreibung des Experiments in Kapitel 2 wird in Kapitel 3 der Konfigurationsraum des Interferometers von zwei auf vier Niveaus erweitert. Durch entsprechend polarisierte Lichtfelder ergibt sich ein Anregungsmechanismus, der den selektiven Zugriff auf bestimmte Interferometerpfade erlaubt. Es werden die auf dieser Grundlage an einem Atomstrahl verwirklichten Interferometergeometrien mit ihren verbesserten Signalstrukturen beschrieben und Perspektiven für neuartige Sagnac-Interferometer aufgezeigt.

Kapitel 4 beschreibt die im Rahmen dieser Arbeit realisierten verschiedenen Verfahren zum Bau von atomaren Vielstrahl-Interferometern. Anhand eines ersten stationären Dreistrahl-Interferometers, das ebenfalls auf der Strahlteilung innerhalb eines internen atomaren Mehrniveau-Systems basiert, werden speziell die Möglichkeiten zur Steigerung der Empfindlichkeit durch Vielstrahlinterferenz diskutiert. Dies geschieht am Beispiel der Messung externer Magnetfelder, die in unterschiedlicher Weise an die inneren Zustände der atomaren Teilwellen in den Armen des Interferometers koppeln. Im zweiten Teil des Kapitels wird ein atomares Vielstrahl-Interferometer im Zeitraum dargestellt. Dieser völlig neuartige Interferometertyp, der auf der Strahlteilung durch Pulssequenzen basiert, zeichnet sich vor allem dadurch aus, daß die Anzahl der interferierenden Teilwellen prinzipiell nicht begrenzt und durch die Strahlteiler-Sequenzen sehr elegant einstellbar ist. Die verschiedenen Eigenschaften der für Vielstrahl-Interferometer typischen und im Rahmen dieser Arbeit an Materiewellen erstmals beobachteten Interferenzstrukturen werden detailliert untersucht.

In Kapitel 5 werden erste Experimente zur Untersuchung räumlicher Kohärenzeigen-

schaften von Atomen mit Interferometern im Zeitraum vorgestellt. Die durch gezielte Variation der Interferometergeometrie gemessenen Kohärenzlängen sind mit ca. 89nm deutlich höher, als es die Temperatur des gespeicherten Ensembles erwarten läßt. Es zeigt sich hier, daß der geschwindigkeitsselektive Anregungsprozeß im Interferometer bereits eine bestimmte räumliche Kohärenz der Teilwellen präpariert. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird in Anlehnung an die Thematik des bekannten “Heisenberg-Mikroskops” ein detaillierter Vorschlag zur Messung des internen Zustandes von Atomen in einem Interferometer dargestellt. Dazu wird zunächst das Konzept eines neuartigen, rein longitudinalen Atominterferometers mit nur zwei optischen Strahlteilern erarbeitet. Der zu messende atomare Zustand entspricht dem eines räumlich präzedierenden Dipols. Es soll die Phase dieser Präzessionsbewegung durch Projektion auf eine raumfeste Achse gemessen werden. Der Einfluß der Messung auf das Interferenzsignal wird diskutiert. Die Arbeit schließt mit einem kurzen Ausblick.

Kapitel 1

Grundlagen der Ramsey-Bordé-Atominterferometrie

Das nach Ramsey und Bordé benannte Interferometer für Atome beruht konzeptionell auf der von Ramsey für Mikrowellenstrahlung entwickelten Methode der getrennt oszillierenden Felder [RAM50]. Dieses Verfahren basiert auf dem Vergleich einer atomaren Eigenfrequenz ω_0 mit einem Lokaloszillator (Frequenz ω_L) in zwei räumlich voneinander getrennten, kohärenten Wechselwirkungszone. Die Flugzeit T der Atome zwischen den Wechselwirkungen führt zur Ausbildung einer Differenzphase $\Delta\Phi = T(\omega_L - \omega_0)$, die nach der zweiten Wechselwirkung als Variation der atomaren Zustandsbesetzung zu beobachten ist. Das spektroskopische Auflösungsvermögen des Verfahrens ist also durch die Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Wechselwirkungen gegeben und, im Gegensatz zur konventionellen Spektroskopie, nicht mehr durch die Dauer einer einzelnen Wechselwirkung limitiert. Die Ramsey-Spektroskopie am Hyperfeinstrukturübergang des Cäsium dient noch heute zur Darstellung der Sekunde [BAU98].

Die Ramsey-Methode wurde seit Mitte der Siebziger Jahre als sogenannte Vier-Zonen-Ramseyspektroskopie auf den optischen Spektralbereich ausgedehnt und sehr erfolgreich angewandt [BAK76] [BER77] [BOR82] [HEL82]. Bordé erkannte im Jahr 1989, daß die Anordnung ein Interferometer für Atome darstellt [BOR89]. De Broglie-Wellen werden durch Absorption und stimulierte Emission von Photonen aufgespalten, umgelenkt und wieder kohärent überlagert, was zur Entstehung von atomaren Interferenzen führt. Im Vergleich zum Lichtinterferometer sind die Rollen zwischen Photonen und

Materie also vertauscht. Sowohl in den beiden Armen als auch in den komplementären Ausgängen des Ramsey-Bordé-Interferometers liegen die atomaren Teilwellen in unterschiedlichen inneren Zuständen vor. Die Detektion der Interferenzsignale kann daher zustandsselektiv erfolgen.

Das Konzept der Ramsey-Bordé-Interferometrie läßt sich auf zwei grundsätzlich unterschiedliche Arten realisieren:

1. Durch die zeitlich getaktete Wechselwirkung von vier Laserpulsen mit einem ruhenden atomaren Ensemble.
2. Durch einen Atomstrahl, der von einer stationären Anordnung aus vier Laserstrahlen senkrecht gekreuzt wird.

Abgesehen von der unterschiedlichen technischen Umsetzung können beide Varianten mathematisch weitgehend analog beschrieben werden. Unterschiede und Gemeinsamkeiten werden in den nachfolgenden drei Kapiteln diskutiert.

1.1 Gepulste Interferometrie im Zeitraum

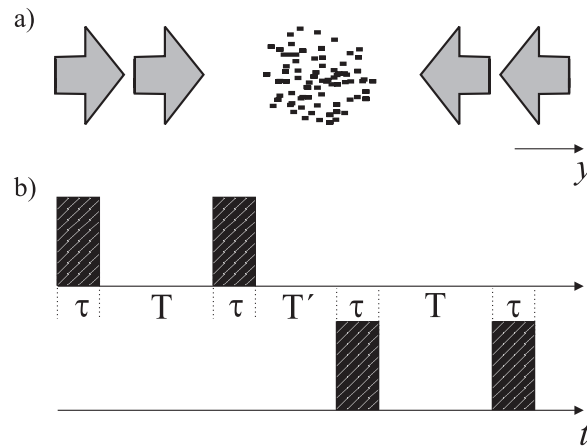


Abbildung 1.1: Schema der gepulsten Interferometrie im Zeitraum; a) zwei antiparallele Pulspaare wechselwirken mit einem atomaren Ensemble; b) Zeitschema der Pulse.

Bei der gepulsten Ramsey-Bordé-Interferometrie werden zwei antiparallele Paare von Laserpulsen nacheinander auf ein ruhendes Ensemble von Atomen eingestrahlt. Die Symmetrie des Taktschemas ist in Abb. 1.1 dargestellt. Die nachfolgende quantenme-

chanische Beschreibung folgt der Darstellung in [BOR84]. Es wird semiklassisch gerechnet, d.h. das Atom wird quantisiert als 2-Niveau-System mit den beiden Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ dargestellt; das Lichtfeld wird rein klassisch behandelt und stellt sich dar als

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} E_0 \vec{e} e^{i\Phi} e^{-i\omega_L t} e^{i\vec{k}\vec{r}} + c.c. \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnen \vec{e} , E_0 und Φ den Polarisationsvektor, die Feldstärke sowie die Phase des Feldes. Der atomare Hamiltonoperator setzt sich aus einem rein atomaren und einem Wechselwirkungsanteil zusammen:

$$H = H_0 + H_{ww} \quad (1.2)$$

mit

$$H_0 = \frac{\vec{p}^2}{2M} + \hbar\omega_0 |e\rangle \langle e| \quad (1.3)$$

und

$$H_{ww} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\hbar\Omega_0}{2} e^{i\Phi} e^{-i\omega_L t} |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle \langle g, p| + c.c. \quad (1.4)$$

Dabei bezeichnen p , M , \vec{d} und ω_0 Gesamtimpuls, Masse, Dipolmoment und Eigenfrequenz des Atoms. Ω_0 sei die Rabi-Frequenz. Der Nullpunkt der Energieskala liegt im Grundzustand. Der Wechselwirkungsanteil wird in der Dipolnäherung betrachtet. Der komplex-konjugierte Anteil des Feldes wurde in (1.4) vernachlässigt (“Rotating Wave Approximation” [ALL75]). Die Wechselwirkung zwischen einem Atom mit dem Startimpuls p und den vier Laserpulsen führt zur Besetzung von Impulszuständen, die sich nur um Vielfache von $\hbar k$ von p unterscheiden. Für eine Lebensdauer des angeregten Zustandes, die groß gegen die Dunkelzeit T zwischen zwei Pulsen ist, kann spontane Emission vernachlässigt werden. Als Basis für die atomare Zustandsevolution kann daher eine geschlossene Impulsfamilie

$$\mathcal{F}_n^\pm = \{|e, \vec{p} + (n \pm 1)\hbar\vec{k}\rangle, |g, \vec{p} + n\hbar\vec{k}\rangle\} \quad (1.5)$$

gewählt werden. Das Vorzeichen in (1.5) ist durch die Laufrichtung der Lichtwelle vorgegeben, in der der Impuls übertragen wird. n gibt die Nettoanzahl der zwischen

Feld und Atom ausgetauschten Photonen an. Da jede einzelne Wechselwirkung lediglich zwei Elemente dieser Basis miteinander koppelt, kann der Hamiltonian in 2×2 -Blöcke zerlegt betrachtet werden. Die Matrixdarstellung des ungestörten Anteils des Hamiltonians schreibt sich dann als

$$H_0 = \hbar \begin{pmatrix} \omega_0 + \lambda_e & 0 \\ 0 & \lambda_g \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

mit

$$\begin{aligned} \lambda_g &= n \frac{\vec{k} \vec{p}}{M} + n^2 \delta \\ \lambda_e &= (n \pm 1) \frac{\vec{k} \vec{p}}{M} + (n \pm 1)^2 \delta, \end{aligned} \quad (1.7)$$

wobei die Abkürzungen λ_g und λ_e durch Eigenwertbildung aus Grundzustand und angeregtem Zustand hervorgehen und $\delta = \hbar k^2 / 2M$ für die Rückstoßverschiebung durch den Photonenimpuls steht. Die Schwerpunktenenergie aus der Bewegung in longitudinaler Richtung wurde vernachlässigt, da sie nur eine Verschiebung der Energieskala zur Folge hätte. Der Wechselwirkungsanteil lautet entsprechend

$$H_{ww} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \Omega_0 e^{i\Phi} e^{-i\omega_L t} \\ \frac{1}{2} \Omega_0 e^{-i\Phi} e^{i\omega_L t} & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Die explizite Zeitabhängigkeit der Kopplungsterme in (1.8) wird durch eine unitäre Transformation in das mit der Laserfrequenz ω_L "mitrotierende" Bezugssystem eliminiert:

$$H^{rot} = U_L H U_L^{-1} - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} (U_L U_L^{-1}) \quad \text{mit} \quad U_L = \text{diag}[e^{i\omega_L t}, 1] \quad (1.9)$$

Der vollständige Hamiltonian für das mit dem Lichtfeld wechselwirkende Atom vereinfacht sich damit zu

$$H^{rot} = \hbar \begin{pmatrix} \lambda_e - \Delta & \frac{1}{2} \Omega_0 e^{i\Phi} \\ \frac{1}{2} \Omega_0 e^{-i\Phi} & \lambda_g \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

wobei $\Delta = \omega_L - \omega_0$ die Frequenzverstimmung der Lichtpulse von der atomaren Resonanz bezeichnet. Lösen der zeitabhängigen Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H^{rot} |\Psi(t)\rangle \quad (1.11)$$

führt auf

$$|\Psi(t + \tau)\rangle = U(\tau) |\Psi(t)\rangle \quad \text{mit} \quad U(\tau) = e^{-\frac{i}{\hbar} H^{rot} \tau}. \quad (1.12)$$

Der Zeitentwicklungsoperator $U(\tau)$ beschreibt also die Evolution des atomaren Zustandsvektors unter Einfluß eines Lichtpulses der Dauer τ . Um U in eine Matrixdarstellung zu parametrisieren, kann die Exponentialfunktion in eine Potenzreihe entwickelt werden. Zur Vereinfachung dieser Rechnung wird der Energienullpunkt, unter Berücksichtigung der kinetischen Energie, in den Schwerpunkt beider Zustände gelegt. Der Zeitentwicklungsoperator wird dazu mit einem entsprechenden Vielfachen der Einheitsmatrix \mathcal{E} multipliziert:

$$U(\tau) = e^{-\frac{i}{\hbar} H^{rot} \tau} e^{\frac{i}{2}(\lambda_e + \lambda_g)\mathcal{E}\tau} \quad (1.13)$$

Die mathematische Analogie zwischen 2-Niveau-Atomen und Spin-1/2-Systemen erlaubt eine Zerlegung von H nach den Pauli-Matrizen, die sich sehr einfach potenzieren lassen. Es ergibt sich [BOR84]

$$U(\tau) = \begin{pmatrix} A & B e^{i\Phi} \\ C e^{-i\Phi} & D \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

mit

$$A = D^* = \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) + i\frac{\Delta'}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right), \quad B = C = i\frac{\Omega_0}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right). \quad (1.15)$$

Zur Vereinfachung wurden hier eine sogenannte effektive Verstimmung $\Delta' = \Delta \pm \frac{\hbar \vec{k} \cdot \vec{p}}{M} - [(n \pm 1)^2 - n^2]\delta$ und eine effektive Rabi-Frequenz $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}$ eingeführt. Die freie Evolution des Zustandsvektors während der Dunkelzeiten T zwischen den Pulsen ist durch

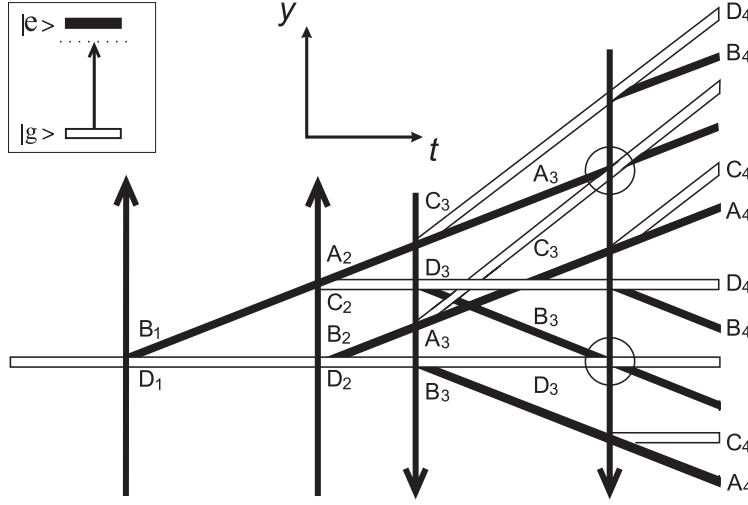


Abbildung 1.2: Vollständiges Rückstoßdiagramm des Ramsey Bordé-Interferometers

$$|\Psi(t+T)\rangle = U_0(T) |\Psi(t)\rangle \quad \text{mit} \quad U_0(T) = \begin{pmatrix} e^{i(\Delta-\lambda_e)T} & 0 \\ 0 & e^{-i\lambda_g T} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

gegeben.

Die vollständige Evolution eines atomaren Zustandsvektors im Interferometer entspricht einer durch die entsprechende Matrixmultiplikation repräsentierten sequentiellen Abfolge von Lichtwechselwirkungen und Dunkelzonen. Die möglichen atomaren Trajektorien, die sich dabei ergeben, sind in Abb. 1.2 in einem sogenannten Rückstoßdiagramm dargestellt. Aufgrund des Austausches von Photonenimpulsen $\hbar\vec{k}$ zwischen Atom und Lichtfeld sind viele der Trajektorien räumlich getrennt. Das Verzweungsverhältnis aufgrund der Lichtwechselwirkungen wird durch die Matrixelemente des Operators U in (1.14) bestimmt. Es wird angenommen, daß das Atom zum Zeitpunkt $t=0$ im Grundzustand und mit dem Impuls \vec{p} vorliegt. Nach der Wechselwirkung mit den ersten beiden Lichtpulsen sowie nach den zwei Dunkelzeiten der Dauer T bzw. T' hat der Zustandsvektor die Form

$$|\Psi(\tau+T+\tau+T')\rangle = U_0(T')U(\tau)U_0(T)U(\tau) |\Psi(0)\rangle. \quad (1.17)$$

Für die Dauer dieser Evolution liegen alle atomaren Trajektorien in der Impulsfamilie \mathcal{F}_0^+ vor. Durch die Umkehr des nachfolgenden Lichtfeldpaares werden andere Impulsfamilien bevölkert. Trajektorien, die in der mittleren Dunkelzone im angeregten Zustand vorliegen, koppeln an \mathcal{F}_2^- , Grundzustandstrajektorien koppeln an \mathcal{F}_0^- . Diese beiden Klassen von Trajektorien bezeichnet man auch als hochfrequente und niederfrequente Rückstoßkomponente. Die Reduktion des atomaren Zustandsvektors auf zwei Dimensionen (eine Impulsfamilie) macht nun eine zusätzliche Fallunterscheidung notwendig, um die Kopplung verschiedener Impulsfamilien zu beschreiben. Im Rückstoßdiagramm der Abb. 1.2 ist zu erkennen, daß Trajektorien beider Rückstoßkomponenten in den hinteren Zonen auch räumlich getrennt sind und nicht miteinander interferieren. Daher ist es möglich, die Zustandsvektoren getrennt zu berechnen:

$$\begin{aligned} |\Psi(\tau + T + \tau + T' + \tau + T + \tau)\rangle_{hf} &= U(\tau)U_0(T)U(\tau)P_g |\Psi(2\tau + T + T')\rangle \\ |\Psi(\tau + T + \tau + T' + \tau + T + \tau)\rangle_{nf} &= U(\tau)U_0(T)U(\tau)P_e |\Psi(2\tau + T + T')\rangle \end{aligned} \quad (1.18)$$

Die Operatoren $P_g = \text{diag}[0, 1]$ bzw. $P_e = \text{diag}[1, 0]$ projizieren den Zustandsvektor in der mittleren Zone auf Grund- bzw. angeregten Zustand, was einer Trennung der beiden Rückstoßkomponenten entspricht. Die Besetzungswahrscheinlichkeit für den angeregten Zustand ergibt sich durch Quadrieren der entsprechenden Projektion des Zustandsvektors:

$$\begin{aligned} |\langle e | \Psi \rangle_{hf}|^2 &= |B_4 D_3 C_2 B_1|^2 + |A_4 B_3 D_2 D_1|^2 \\ &\quad + \left| A_4 B_3 C_2 B_1 + e^{i[2T(\Delta-\delta)+\Phi_{ges}]} B_4 D_3 D_2 D_1 \right|^2 \\ &\quad + O(e^{\pm i \frac{kv_y}{M} T}) + O(e^{\pm 2i \frac{kv_y}{M} T}) \\ |\langle e | \Psi \rangle_{nf}|^2 &= |B_4 C_3 A_2 B_1|^2 + |A_4 A_3 B_2 D_1|^2 \\ &\quad + \left| A_4 A_3 A_2 B_1 + e^{i[2T(\Delta+\delta)+\Phi_{ges}]} B_4 C_3 B_2 D_1 \right|^2 \\ &\quad + O(e^{\pm i \frac{kv_y}{M} T}) + O(e^{\pm 2i \frac{kv_y}{M} T}) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Der Term $\Phi_{ges} = \Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 - \Phi_4$ steht für die als Folge der vier Wechselwirkungen vom Laserfeld aufgeprägte Phase. Terme, die mit $e^{ikv_y T}$ oszillieren, tragen für breite Geschwindigkeitsverteilungen des atomaren Ensembles, wie sie typischerweise

im Experiment vorliegen, nicht zum Signal bei (für $kv_y T \gg 1$ führt eine Mittelung über v_y zum Verschwinden dieser Terme). Dies entspricht der Tatsache, daß räumlich getrennte Trajektorien in Abb. 1.2 nicht miteinander interferieren. Der jeweils dritte Term in (1.19) repräsentiert das Interferenzsignal, das durch kohärente Überlagerung zweier Teilwellen am Ende eines geschlossenen Weges entsteht (Trapeze in Abb. 1.2). Die Interferenzsignale der beiden Rückstoßkomponenten sind um den zweifachen Photonenrückstoß 2δ getrennt. Die Periodizität wird durch die Dunkelzeit T zwischen zwei Pulsen vorgegeben. Die Dunkelzeit der mittleren Zone T' geht nicht in das Interferenzsignal ein. Neben den Interferenztermen treten mehrere inkohärente Beiträge auf, die nur eine schwache Abhängigkeit von der Lichtfeldfrequenz zeigen.

Mit (1.19) können die Interferenzsignale des gepulsten Ramsey-Bordé-Interferometers, zumindest für Anregungspulse mit rechteckförmigem Zeitverlauf, vollständig analytisch berechnet werden. Dieser analytischen Berechnung folgt eine in der Regel numerische Ensemblemittelung, die die atomare Geschwindigkeitsverteilung berücksichtigt. In den folgenden Kapiteln werden wiederholt nach diesem Verfahren kalkulierte Signale vorgestellt.

1.2 Stationäre Interferometrie im Ortsraum

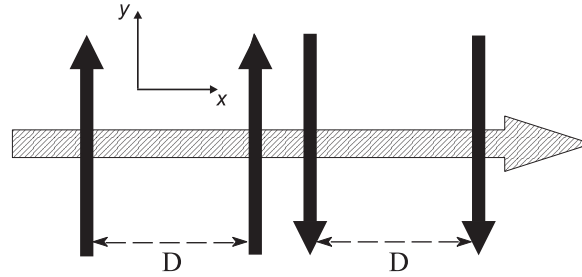


Abbildung 1.3: Schema der stationären Interferometrie im Ortsraum

Die stationäre Interferometrie im Ortsraum basiert ebenfalls auf der kohärenten Wechselwirkung von 2-Niveau-Atomen mit vier Lichtfeldern. In einem kontinuierlichen Experiment durchfliegen hier die schnellen Atome eines Atomstrahls das Intensitätsprofil von vier räumlich getrennten, fokussierten Laserstrahlen (Abb. 1.3). Diese Anordnung ist der gepulsten Interferometrie sehr ähnlich, die physikalischen Erhaltungsgrößen sind aber komplementär. Die im Ortsraum lokalisierten Laserstrahlen zerstören die Translationsinvarianz und führen dazu, daß der atomare Impuls p_x senkrecht zur Laserstrahlrichtung nicht mehr erhalten ist. Die Zeitinvarianz des Problems führt dagegen zur Erhaltung der Energie [STE93]. Unter Berücksichtigung der inneren und äußeren Freiheitsgrade gilt damit für die Gesamtenergie vor bzw. nach dem ersten Strahlteilungsprozeß

$$E = \frac{\vec{p}^2}{2M} + \hbar\omega_L = \frac{(\vec{p} + \hbar\vec{k})^2}{2M} + \hbar\omega_0. \quad (1.20)$$

Einfaches Umformen führt auf

$$\frac{\vec{p} \cdot \vec{k}}{M} = \Delta - \delta. \quad (1.21)$$

Wenn also die Laserverstimmung Δ nicht gerade die Rückstoßverschiebung δ kompensiert, d.h. wenn die Resonanzbedingung für die Absorption eines Photons nicht exakt erfüllt ist, dann nimmt das Atom bei der Anregung einen Impuls in Richtung seiner

ursprünglichen Bewegung auf. Das Vorhandensein longitudinaler Impulskomponenten im Laserstrahl ist eine Folge der räumlichen Fokussierung (für das k - Vektorspektrum eines fokussierten Strahls gilt die Heisenbergsche Unschärferelation in Ort und Impuls). Der longitudinale Impulsübertrag führt zu einem longitudinalen räumlichen Versatz beider atomaren Teilwellen hinter der ersten Wechselwirkungszone. Während die viel größeren transversalen Aufspaltungen im Interferometer aufgrund der symmetrischen Vierstrahl-Anordnung, unabhängig von der Laserverstimmung, vollständig kompensiert werden, führt der longitudinale Versatz Δx am Ort des vierten Laserstrahls zu einem nichtverschwindenden Phasenversatz [STE92]

$$\Delta\Phi = 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda_{dB}} = [2T(\Delta - \delta)] \quad (1.22)$$

zwischen den interferierenden Wellen der Wellenlänge $\lambda_{dB} = h/p$. Die Flugzeit der Atome zwischen zwei Laserzonen mit dem Zonenabstand D ist mit T bezeichnet ($T = DM/p$). Das Interferenzsignal der hochfrequenten Rückstoßkomponente ergibt sich damit zu

$$S \propto \cos[2T(\Delta - \delta)]. \quad (1.23)$$

Analoge Überlegungen liefern für die niederfrequente Rückstoßkomponente

$$S \propto \cos[2T(\Delta + \delta)]. \quad (1.24)$$

Die Frequenzabhängigkeit der Signale entspricht also der in (1.19). Eine Berechnung der Interferenzamplituden erfordert auch für die stationäre Interferometrie eine vollständige Lösung der Schrödingergleichung. Im Rahmen der Raman-Nath-Näherung [BER66] ergibt sich allerdings ein zu (1.11) völlig äquivalentes Gleichungssystem, in das sich eine Zeitabhängigkeit $t = x/v_x$ einführen läßt [STE93].

1.3 Vergleich beider Verfahren anhand typischer Signale

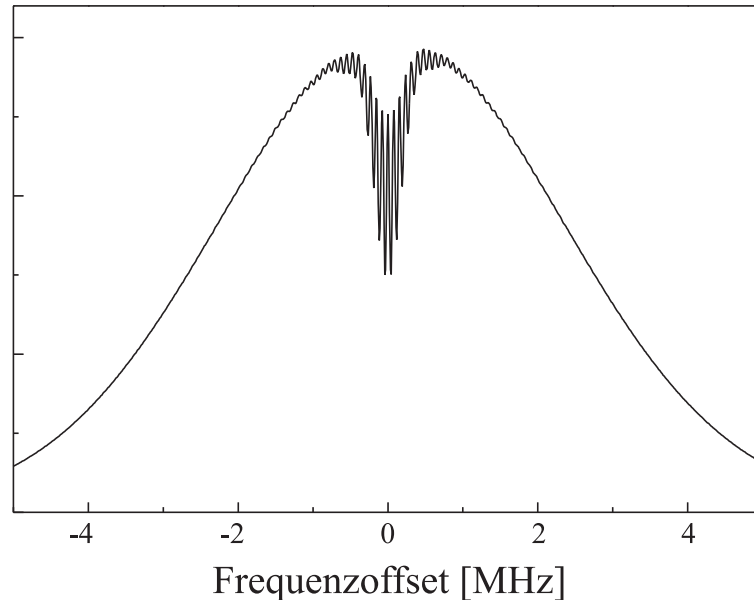


Abbildung 1.4: Typisches Signal des gepulsten Interferometers. Dargestellt ist die Anzahl der Atome im angeregten Zustand nach Verlassen des Interferometers in Abhängigkeit von der Laserfrequenz. Grundlage der Berechnung ist Gleichung (1.19).

Eine spezielle Eigenschaft des Ramsey-Bordé-Interferometers ist, daß die Detektion der Interferenzsignale zustandsselektiv erfolgt. Folglich sind die aufgenommenen Signale eine Überlagerung aller in Abb. 1.2 dargestellten Ausgänge eines bestimmten Zustandes. In Abb. 1.4 ist ein kalkuliertes Signal des gepulsten Interferometers dargestellt. Es zeigt die Besetzung des oberen Zustandes als Funktion der Frequenz der Strahlteiler. Dopplerprofil und Lamb-Dip werden in (1.19) durch die Summe aller inkohärenten Terme beschrieben. Ihre Halbwertsbreiten sind durch die Geschwindigkeitsbreite des atomaren Ensembles bzw. durch die spektrale Breite der Laserwechselwirkung gegeben. Das Interferenzsignal ist eine konstruktive Überlagerung der Ringsysteme beider Rückstoßkomponenten (konstruktiv nur für entsprechende Wahl der Periodizität) und erscheint innerhalb des Lamb-Dips.

Zwar ist die mathematische Beschreibung der beiden Interferometrie-Varianten weitgehend identisch, das Erscheinungsbild der Interferenzsignale unterscheidet sich aber. Ty-

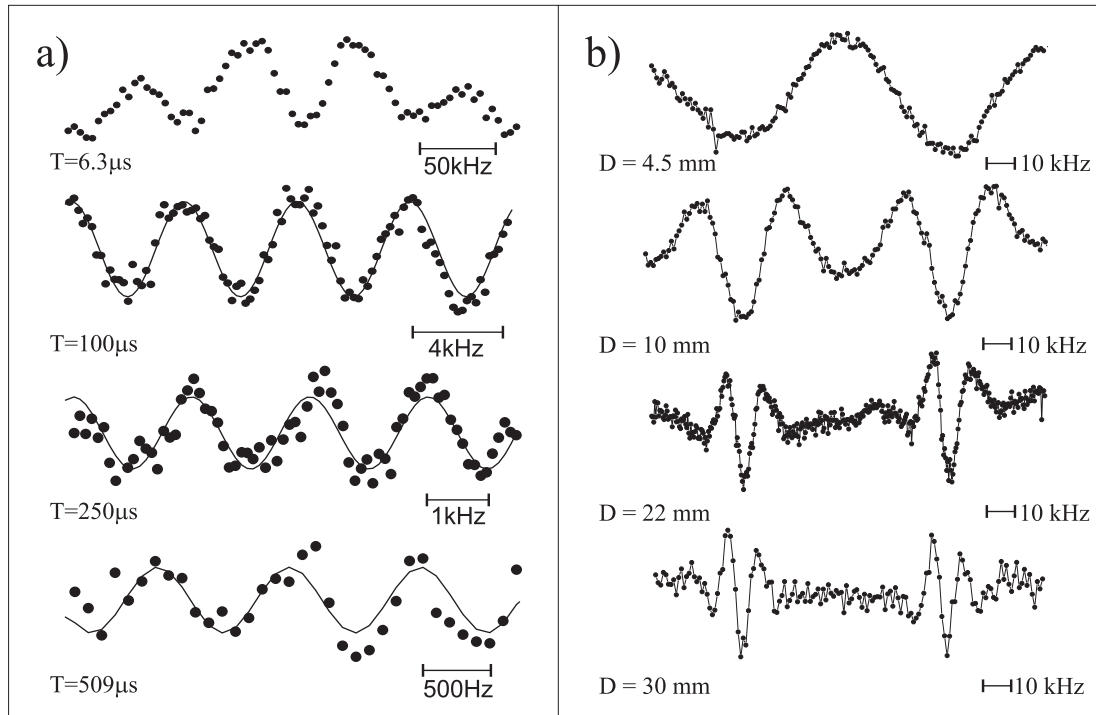


Abbildung 1.5: Vergleich typischer experimenteller Interferenzsignale. a) Signale des gepulsten Interferometers für unterschiedliche Dunkelzeiten T ; b) Signale des stationären Interferometers für unterschiedliche Zonenabstände D .

pische Signale, gemessen an gespeicherten Magnesiumatomen für verschieden gewählte Periodizitäten, sind in Abb. 1.5 dargestellt.

Bei der gepulsten Interferometrie ist die Periodizität des Interferenzsignals durch die Dunkelzeit eindeutig als $1/(2T)$ vorgegeben. Die Signale beider Rückstoßkomponenten erscheinen als ein Ringsystem, das durch die endliche spektrale Breite des Laser-Anregungsprofils lediglich schwach ausgedämpft wird (Abb. 1.5a). Im Fall des stationären Experiments dagegen variieren die Dunkelzeiten und damit auch die Interferenzphasen für verschiedene Atome entsprechend der Geschwindigkeitsbreite innerhalb des thermischen Atomstrahls. Die experimentell zu beobachtenden Signale gehen daher mathematisch aus einer Faltung von (1.19) mit der Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls hervor. Als Folge davon wird das Interferenzsignal nach etwa ein bis zwei Oszillationen ausgedämpft. Dieses ‐Auswaschen‐ der Interferenz kann auch als ein Effekt der limitierten atomaren Kohärenzlängen interpretiert werden. Aufgrund der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls ist eine Beschreibung

der atomaren de Broglie-Wellen als Wellenpakete endlicher Länge erforderlich. Die Interferenz zwischen zwei Wellenpaketen wird nur sichtbar, solange es einen ausreichenden Überlappbereich gibt. Für typische Periodizitäten deutlich unterhalb der Breite des Lamb-Dips erscheinen die Ringsysteme der beiden Rückstoßkomponenten daher getrennt. Entsprechende Signale eines Magnesium-Atomstrahls sind in Abb. 1.5b dargestellt.

Im Hinblick auf mögliche Anwendungen als optischer Frequenzstandard bietet die gepulste Interferometrie entscheidende Vorteile. Der Phasenterm $\Phi_{ges} = \Phi_1 - \Phi_2 + \Phi_3 - \Phi_4$ in (1.19) entfällt hier aufgrund der vereinfachten Anordnung mit nur zwei räumlich getrennten Laserstrahlen. Durch die um etwa drei Größenordnungen niedrigeren atomaren Geschwindigkeiten kann der Dopplereffekt zweiter Ordnung vernachlässigt werden. Die absolute Genauigkeit in der Bestimmung der Linienmitte wurde zu $2 \cdot 10^{-15}$ abgeschätzt [SEN94] und ist damit etwa zwei Größenordnungen besser als im stationären Fall. Abb. 1.5b zeigt zunächst Interferenzsignale des Atomstrahls für verschiedene gewählte Zonenabstände zwischen den Strahlteilern. Die erreichte Auflösung liegt mit einigen Kilohertz für die angegebenen Meßzeiten bereits im Bereich der absoluten Genauigkeit [SEN94]. Bei der gepulsten Interferometrie dagegen läßt sich die Auflösung durch Variation der Dunkelzeiten prinzipiell sehr einfach erhöhen. Außerdem ist die Genauigkeit aufgrund der fehlenden Phasenunsicherheit ($\Phi_{ges} = 0$) zwei Größenordnungen höher. Die derzeit höchsten in unserer Arbeitsgruppe erreichten Auflösungen sind ebenfalls in Abb. 1.5a dargestellt und betragen $491 Hz$. Bei einer Grundfrequenz von $655 THz$ entspricht dies einer Liniengüte von $1.3 \cdot 10^{12}$. Die Auflösung ist zur Zeit durch die endliche Linienbreite unseres Laserspektrometers limitiert [RUS98b]. Ähnlich hohe Liniengüten für neutrale Atome wurden auch von [ZIN98] an gespeicherten Kalziumatomen beobachtet. Ebenfalls vergleichbar sind die erreichten Liniengüten bei der Zwei-Photonen-Spektroskopie des 1S-2S-Übergangs im Wasserstoff [GRO98].

Effekte, die den Kontrast in Abb. 1.5a beeinflussen, sind ausführlich in [RUS98a] und [PEN98] diskutiert. Die relative Stabilität eines an solche hochaufgelösten Referenzsignale angebindenen Laseroszillators wurde unter der Annahme weißer Rauschquellen zu $3.2 \cdot 10^{-13} \tau^{-1/2}$ abgeschätzt. Detaillierte Untersuchungen zur Stabilität eines auf der Basis obiger Signale interferometrisch an die atomare Resonanz angebindenen Laseroszillators sind in [SCH97] ausführlich dokumentiert.

Kapitel 2

Experimentelle Verfahren und Aufbau

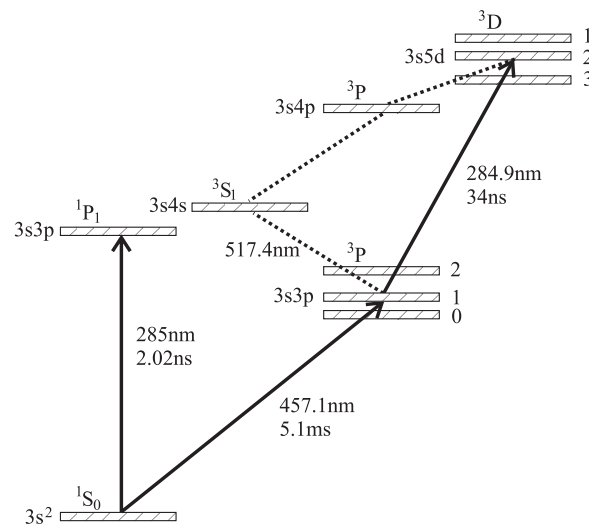


Abbildung 2.1: Ausschnitt aus dem Magnesium-Termschema.

Im Ramsey-Bordé-Interferometer werden Atome resonant angeregt. Voraussetzung für die kohärente Manipulation angeregter Atome ist, daß die Lebensdauer des oberen Zustandes groß ist im Vergleich zur Verweilzeit des Atoms im Interferometer. Gleichzeitig sind schnelle Übergänge erwünscht, um effiziente Laserkühlung zu erreichen. Verschiedene Elemente wurden in der Vergangenheit ausführlich als mögliche Kandidaten diskutiert [ERT83]. Als besonders geeignet erwiesen haben sich die Erdalkalimetalle.

Zwei Leuchtelektronen in der äußeren Hauptschale sorgen dort für die Aufspaltung des Termschemas in Singulett- und Triplett-Zustände. Übergänge zwischen diesen beiden Systemen sind durch die Auswahlregeln für Dipolübergänge verboten [MAY85] und weisen daher geringe natürliche Linienbreiten im Hertz-Bereich auf. Abb. 2.1 zeigt einen Ausschnitt aus dem Termschema des Magnesium (^{24}Mg), das in den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten verwendet wird. Der $^1S_0 - ^3P_1$ Übergang bei 457nm hat eine natürliche Linienbreite von 31Hz [GOD92] und dient zur kohärenten Manipulation im Interferometer. Der schnelle $^1S_0 - ^1P_1$ -Übergang bei 285nm mit seiner Lebensdauer von 2ns bietet die Möglichkeit zur Laserkühlung.

In Abb. 2.2 ist ein Überblick über das gesamte Experiment dargestellt. Es besteht die Möglichkeit, ein stationäres Interferometer im Ortsraum an einem Mg-Atomstrahl und parallel ein gepulstes Interferometer im Zeitraum an einem gespeicherten Mg-Ensemble zu betreiben. Laserstrahlung bei 457nm wechselwirkt dazu entweder in räumlich getrennter Abfolge viermal mit einem thermischen Atomstrahl oder in Form von zwei antiparallelen Pulssequenzen mit den kalten Atomen einer magnetooptischen Falle (MOT). Die Frequenz des Laserlichts wird an einen hochstabilen Resonator angebunden und ist dadurch auf der Zeitskala unterhalb einer Sekunde sehr stabil. Für extrem hochauflösende Messungen können die Interferenzsignale des Atomstrahls zur simultanen Langzeitstabilisierung genutzt werden. Die MOT wird mit dem 285nm UV-Licht eines extern frequenzverdoppelten Farbstofflasers betrieben. Zum schnellen Schalten der Laserstrahlen dienen akustooptische Modulatoren (AOMs).

2.1 Die magnetooptische Falle

Die Speicherung von neutralen Atomen in sogenannten magnetooptischen Fallen ist ein in vielen Bereichen der Quantenoptik verbreitetes Verfahren. Gespeicherte, kalte Atome bieten die Möglichkeit extrem langer Beobachtungszeiten bei hoher Genauigkeit. Grundlage der magnetooptischen Speicherung ist die Abbremsung bzw. Kühlung von Atomen durch Ausnutzung der sogenannten Lichtdruckkraft. Im folgenden soll kurz das Prinzip der Laserkühlung sowie die Erweiterung des Schemas auf eine ortsabhängige Kraft beschrieben werden.

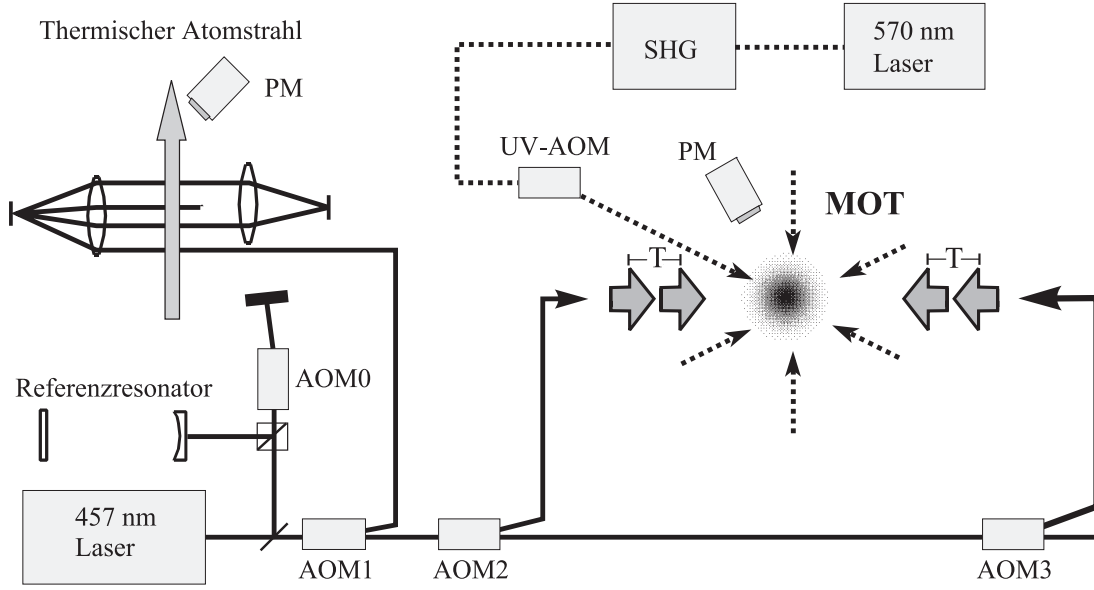


Abbildung 2.2: Schematische Übersicht über den gesamten experimentellen Aufbau.

2.1.1 Prinzip der Laserkühlung durch Lichtdruckkräfte

Bei der resonanten Absorption eines Photons aus einem Laserstrahl nimmt ein Atom den gerichteten Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ auf. Die nachfolgende Emission eines Photons beim spontanen Zerfall in den Grundzustand erfolgt ungerichtet, d.h. statistisch verteilt und zumeist isotrop. Eine Abfolge von solchen Absorptions- und Emissionszyklen mit der Rate γ hat daher eine mittlere Kraft

$$\vec{F} = \gamma \cdot \hbar\vec{k} \quad (2.1)$$

zur Folge. Für ein atomares 2-Niveau-System in einem Laserstrahl der Intensität I beträgt die Streurrate

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{SAT}}{1 + I/I_{SAT} + \frac{4(\Delta - \vec{k}\vec{v})^2}{\Gamma^2}} \quad (2.2)$$

wobei die Sättigungsintensität $I_{SAT} = \frac{\pi\hbar c\Gamma}{3\lambda^3}$ ist, und Γ die Linienbreite der atomaren Resonanz bezeichnet. Atome, die sich einem rotverstimmten Laserstrahl ($\Delta < 0$) entgegenbewegen ($\vec{k}\vec{v} < 0$), werden also abgebremst. Die kontinuierliche Abbremsung von thermischen Atomstrahlen auf Geschwindigkeiten von nur wenigen Metern pro

Sekunde wurde mit zwei unterschiedlichen Verfahren demonstriert [ERT85] [PRO85]. Für ein Atom in einer Anordnung aus zwei antiparallelen Laserstrahlen stellt sich die resultierende Kraft entlang der Strahlachse als Summe der Kräfte beider Strahlen dar:

$$F_{Melasse} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{I/I_{SAT}}{1 + I/I_{SAT} + \frac{4(\Delta - \vec{k}\vec{v})^2}{\Gamma^2}} - \frac{I/I_{SAT}}{1 + I/I_{SAT} + \frac{4(\Delta + \vec{k}\vec{v})^2}{\Gamma^2}} \right). \quad (2.3)$$

Für kleine Geschwindigkeiten ($kv < \Gamma$) und geringe Intensitäten weit unterhalb der Sättigung kann (2.3) in v linearisiert werden:

$$F_{Melasse} = -\alpha v \quad (2.4)$$

mit

$$\alpha = 8\hbar k^2 \frac{I}{I_{SAT}} \frac{\Delta/\Gamma}{1 + \frac{2I}{I_{SAT}} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2}. \quad (2.5)$$

Dabei kann α als Dämpfungskonstante der Geschwindigkeit interpretiert werden. Die mit dieser Dämpfung verbundene Energiedissipation beträgt

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{K\u00fchlung} = -\alpha \langle v^2 \rangle. \quad (2.6)$$

Diesem Effekt der K\u00fchlung steht ein Heizproze\u00df entgegen, der Folge der Impulsfluktuationen aufgrund der statistischen Streuung einzelner Photonen ist. Unter der Annahme, da\u00df zwischen den Streuprozessen keinerlei Korrelationen bestehen, w\u00e4chst das Schwankungsquadrat des mittleren Impulses $\langle p^2 \rangle$ linear mit der Zeit an. Unter der Annahme kleiner Intensit\u00e4ten und einer Laserverstimmung $\Delta = -\Gamma/2$ gilt

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{Heizung} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\langle p^2 \rangle}{2M} \right) = \hbar^2 k^2 \frac{\Gamma}{4M} = \frac{D}{M}. \quad (2.7)$$

Dabei wurde die sogenannte Impuls-Diffusionskonstante D eingef\u00fchrt. Die Bewegung des Atoms in einer solchen Lichtfeldanordnung \u00e4hnt der Bewegung eines Teilchens in einem viskosen Medium. Diese Anordnung hat daher den Namen ‘‘optische Melasse’’ [CHU85]. Im Gleichgewicht zwischen K\u00fchlung und Heizung stellt sich die sogenannte Dopplertemperatur

$$T = \frac{1}{k_B} \frac{D}{\alpha} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (2.8)$$

ein. Mit anderen Kühlverfahren, die auf einer Mehrfachentartung des atomaren Grundzustandes basieren, wurden Endtemperaturen weit unterhalb des Doppler-Limits erreicht. Das in dieser Arbeit benutzte Magnesium-Isotop ^{24}Mg hat einen Gesamtdrehimpuls des Grundzustandes von $J = 0$. Gängige Sub-Doppler Kühlverfahren können also nicht eingesetzt werden. Eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen Verfahren der Laserpräparation von Atomen findet sich beispielsweise in [FOO91] [PHI92] [SEN95].

Für ^{24}Mg beträgt die Dopplertemperatur 1.9mK , was einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 0.81\text{m/s}$ entspricht.

2.1.2 Speicherung kalter neutraler Atome

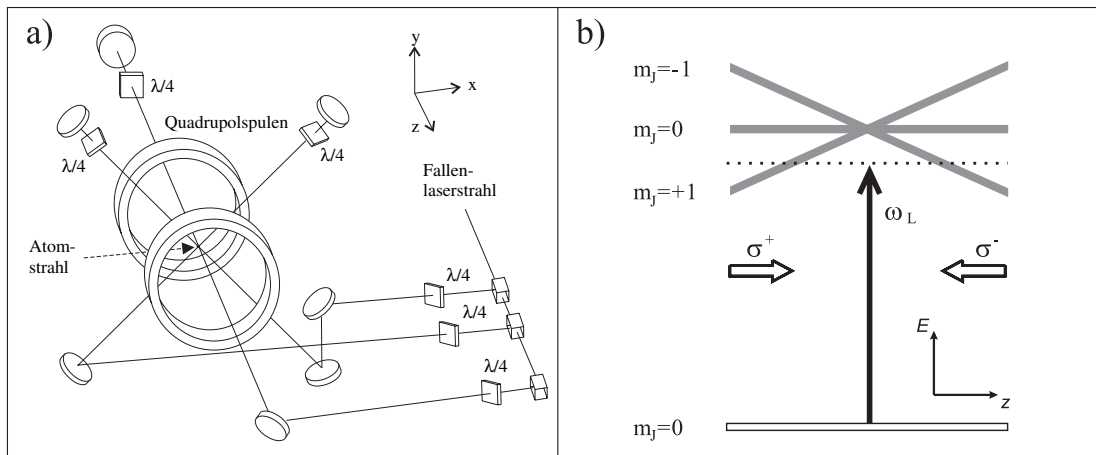


Abbildung 2.3: Prinzip einer magneto-optischen Falle. a) Drei zirkular polarisierte Laserstrahlen werden retroreflektiert. Der Kreuzungspunkt der Teilstrahlen fällt mit dem Nullpunkt des Quadrupol-Feldes zusammen. b) Die magnetische Aufspaltung der Zeeman-Unterniveaus bewirkt einen ortsabhängigen Strahlungsdruck.

In einer dreidimensionalen optischen Melasse werden Atome zwar gekühlt, sie bewegen sich aber weiterhin diffusiv. Um ein Ensemble von kalten Atomen stabil einzufangen, ist eine ortsabhängige Rückstellkraft nötig. Ein praktikables Verfahren zur Speicherung von neutralen Atomen wurde zuerst von Raab *et al.* demonstriert [RAA87].

Die sogenannte magnetooptische Falle (MOT) besteht aus drei senkrecht aufeinander stehenden zirkular polarisierten Laserstrahlpaaren, denen im Kreuzungspunkt ein Quadrupolmagnetfeld überlagert wird (Abb. 2.3a). Die Funktionsweise soll nun am eindimensionalen Fall erklärt werden. Die Polarisation entgegenlaufender Strahlen ist jeweils entgegengesetzt gewählt. In Abb. 2.3b ist die ortsabhängige Aufspaltung der Zeeman-Niveaus des oberen $J = 1$ - Zustandes gezeigt. Die Einstrahlung von rot-verstimmtem σ^+ -Licht in positiver x-Richtung und σ^- -Licht gleicher Verstimmung in negativer x-Richtung bewirkt für ein Atom außerhalb des Magnetfeldnullpunktes ein Ungleichgewicht in den Lichtdruckkräften und damit eine resultierende Kraft in Richtung des Magnetfeldnullpunktes. Für Orte in der Nähe des Fallenzentrums und kleine Geschwindigkeiten kann auch die insgesamt wirkende Kraft in x und v linearisiert werden. Es ergibt sich

$$F_{MOT} = -\alpha v_x - \kappa x \quad (2.9)$$

mit der Federkonstanten

$$\kappa = \frac{g\mu_B}{\hbar k} \frac{dB}{dx} \alpha \quad , \quad (2.10)$$

wobei g und μ_B den atomaren Landé-Faktor und das Bohrsche Magneton bezeichnen. Die Bewegung eines Teilchens in einer solchen MOT läßt sich als die eines stark überdämpften harmonischen Oszillators beschreiben. Orts- und Geschwindigkeitsverteilung innerhalb einer MOT sind gaußverteilt. Typische Temperaturen liegen im Bereich des Doppler-Limits.

Eine ausführliche Diskussion aller Parameter der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten MOT findet sich in [PEN98] [RUS98a]. In Abb. 2.4 ist eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus gegeben [RUS93] [BET95]. Im Tiegel wird Magnesium bei $400^\circ C$ verflüssigt. Tiegelöffnung (Durchmesser $d_1 = 1mm$) und eine nachfolgende Blende im Abstand von $15cm$ ($d_2 = 1mm$) formen einen thermischen Atomstrahl. Die Blende stellt dabei zugleich eine differentielle Pumpstufe zwischen Ofen- und Fallenkammer dar. Vakuumwerte von einigen $10^{-10}mbar$ im Bereich der Fallenkammer sind typisch. Die Quadrupol-Spulenordnung befindet sich im Vakuum. Bei typischen Strömen von $I = 50A$ betragen die Feldgradienten ca. $130G/cm$ entlang der Spulen-

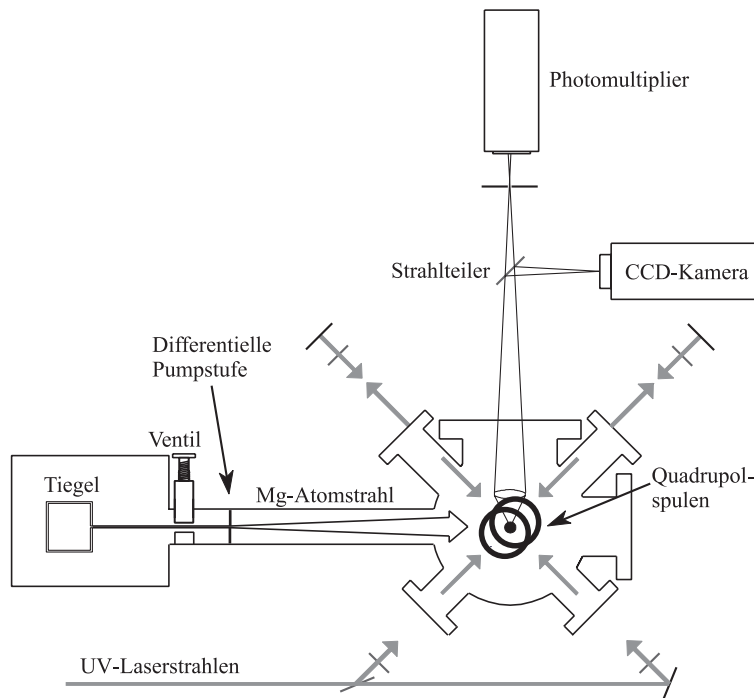


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die magneto-optische Speicherung von Magnesiumatomen.

Symmetrieachse und ca. $65G/cm$ senkrecht dazu. Zur Beobachtung des gespeicherten Ensembles können wahlweise ein Photomultiplier oder eine CCD-Kamera eingesetzt werden. Details des Detektionssystems sind in [RUS98a] [DEG96] beschrieben. Typischerweise werden ca. 10^5 Mg-Atome aus dem thermischen Atomstrahl eingefangen und gespeichert. Der Durchmesser des atomaren Ensembles beträgt etwa $500\mu m$. Aus Flugzeitmessungen wurde die Temperatur zu $2mK$ bestimmt. Die Speicherzeit der Atome in der Falle beträgt ca. $1s$ und ist durch Photoionisation von Atomen aus dem 1P_1 -Zustand heraus limitiert [DEG96].

2.1.3 Nachweis periodischer Verluste

Für die gepulste Interferometrie wird ein getaktetes Meßschema verwendet. Ein Zyklus beginnt mit dem Laden der MOT. Danach wird die MOT ausgeschaltet, d.h. der UV-Laser und das Quadrupolmagnetfeld werden ausgeschaltet, und ein homogenes Magnetfeld wird eingeschaltet, um die $m_J = \pm 1$ - Unterniveaus des 3P_1 - Zustandes aus der Resonanz zu bringen. Etwa $50\mu s$ später werden die beiden $457nm$ -Pulspaare

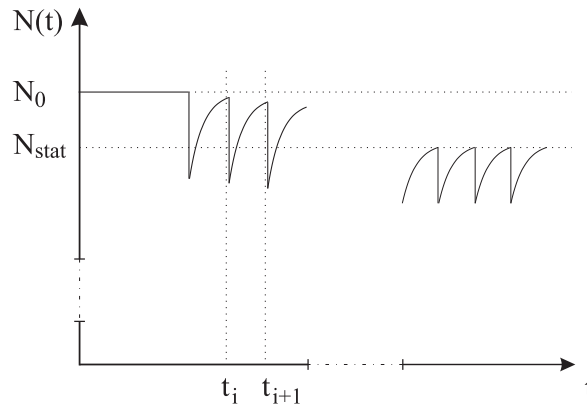


Abbildung 2.5: Die durch die Spektroskopie verursachten und, im Vergleich zur Fallenlebensdauer, schnellen periodischen Verluste bewirken ein verändertes Gleichgewicht in der Anzahl der gespeicherten Atome.

auf das frei expandierende Magnesium-Ensemble eingestrahlt. Am Ende eines Zyklus wird die MOT wieder eingeschaltet. Atome, die durch die Interferometriepulse angeregt wurden, die also das Interferometer im angeregten Zustand verlassen, werden nicht wiedereingefangen, da sie mit dem Fallenübergang nicht mehr resonant sind. Ein Großteil dieser Atome verläßt den Einfangbereich der Falle im angeregten Zustand vor dem spontanen Zerfall. Im ungestörten Fall ist die Anzahl der Atome in der MOT durch Laderate und Speicherzeit gegeben:

$$N_0 = R \cdot t_{MOT} \quad (2.11)$$

Unmittelbar nach Wiedereinschalten der Falle ist die Atomzahl um den Verlustfaktor $(1 - V)$ geringer (Abb. 2.5). Daraufhin füllt sich die Falle wieder. Typische Zykluszeiten t_{zyk} sind wesentlich kleiner als die Fallenlebensdauer ($\frac{t_{zyk}}{t_{MOT}} = \frac{1}{50}$). Als Folge der periodischen Verluste stellt sich daher ein Gleichgewichtswert in der Atomzahl N_{stat} ein, der deutlich unter N_0 liegt. Unter der Annahme, daß die Zykluszeit groß gegen die Dauer einer Interferometriesequenz ist, gilt [SEN93b]:

$$N_{stat} = \frac{N_0}{1 + V \frac{t_{MOT}}{t_{zyk}}} \quad (2.12)$$

Die schwachen Verluste V werden so durch Mittelung über viele Zyklen effektiv verstärkt.

Der starke Kühlübergang dient hier als Verstärker zum Nachweis der schwachen Anregung auf dem Interkombinationsübergang. Aus dem Bereich der Spektroskopie einzelner Ionen ist dieses Verfahren auch als “electron shelving” bekannt [DEH75].

2.2 Thermische Atomstrahlapparatur

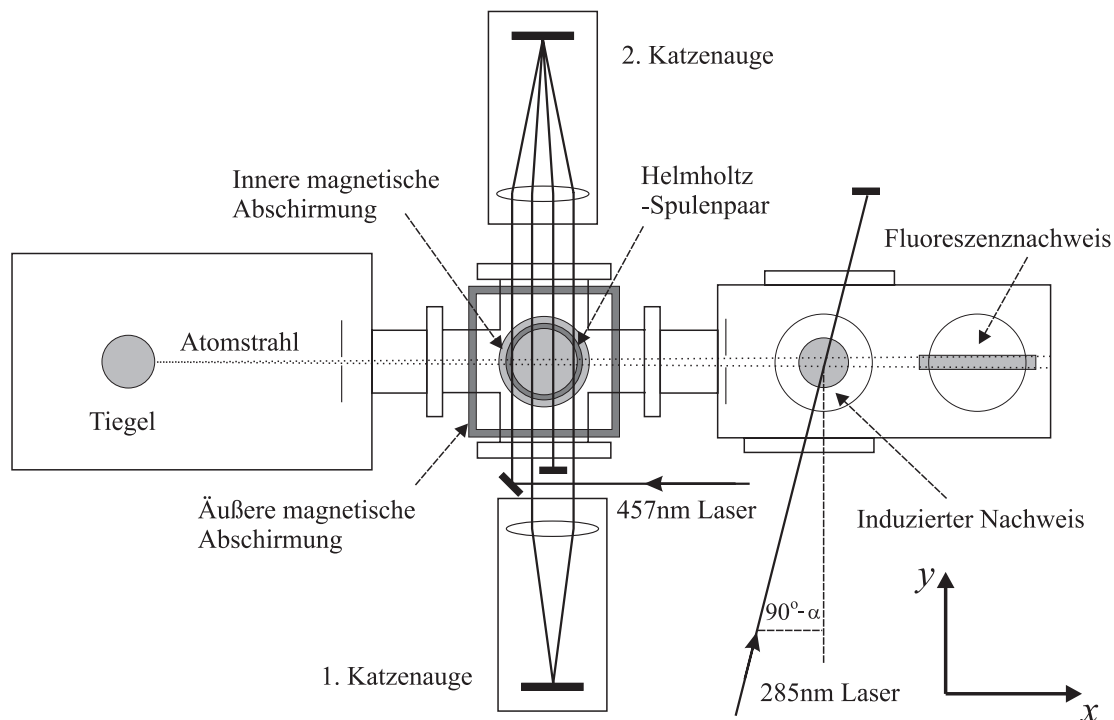


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die Interferometrie an einem thermischen Magnesiumatomstrahl.

Das stationäre Interferometer besteht aus einem thermischen Mg-Atomstrahl, der in vier räumlich getrennten Zonen mit fest definierten Abständen von einem hochstabilen Laserstrahl bei 457nm gekreuzt wird. Das Vakuumsystem gliedert sich in eine Ofenkammer, eine Wechselwirkungskammer und eine Nachweiskammer (Abb. 2.6).

In der Ofenkammer wird zunächst ähnlich wie in der Fallenapparatur ein Atomstrahl geformt. Tiegelloch und Blende ($d_1 = d_2 = 1\text{mm}$) sind hier 30cm voneinander entfernt, woraus sich eine Divergenz von etwa 5mrad ergibt. Dies entspricht einer Halbwertsbreite aller aufgenommenen Dopplerprofile von ca. 4MHz . Die mittlere longitudinale

Geschwindigkeit beträgt ca. 700m/s bei einem Fluß von ca. $2 \cdot 10^{11}$ Atomen pro Sekunde.

Der Kontrast des Interferenzsignales ist stark abhängig von einer exakten Justage der vier Wechselwirkungszonen. Eine Optik aus einer Linse und einem Spiegel im Abstand f bzw. $2f$ vom Atomstrahl zu beiden Seiten der Kammer gewährleistet eine genaue Parallelität der Laserstrahlen (Winkelfehler $\lesssim 10\mu\text{rad}$). Diese sogenannte ‐Katzenaugegeometrie‐ [BER77] bildet den Waist aller vier Strahlen auf den Atomstrahl ab.

Durch Parallelverschiebung der Katzenaugen können maximale Zonenabstände von bis zu $D = 30\text{mm}$ eingestellt werden. Typische Laserstrahldurchmesser am Ort des Atomstrahls betragen ca. 1mm . Die Flugzeitverbreiterung der Laseranregung beträgt also etwa 500kHz . Für einen runden Laserstrahlquerschnitt ist der optische Pulswinkel [ALL75] unabhängig vom Strahldurchmesser. Um $\pi/2$ -Pulse für die am stärksten vertretene Geschwindigkeitsklasse ($v \approx 700\text{m/s}$) zu erzeugen, ist eine Laserleistung von 84mW notwendig. Geringere Laserleistungen (am Ort des Atomstrahls liegen typischerweise bis zu 70mW vor) verschlechtern das interferometrische Strahlteilverhältnis und damit den Kontrast des Interferenzsignals. Systematische Effekte der Justage und der Laserleistung werden ausführlich in [SEN93a] diskutiert.

2.2.1 Magnetfeldjustage

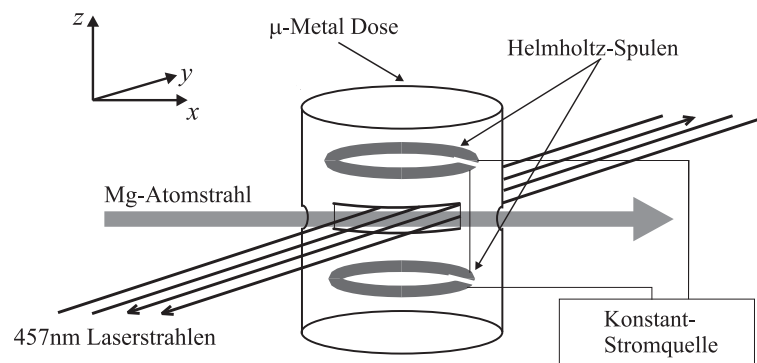


Abbildung 2.7: Aufbau der Magnetfeldsteuerung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die atomare Strahlteilung im Interferometer auf das

volle 4-Niveau System des $^1S_0 - ^3P_1$ Übergangs ausgedehnt. Die Kopplung des oberen Zustandes an äußere Magnetfelder

$$\Omega_B = m_J \gamma B \quad \text{mit} \quad (\gamma = 2\pi \cdot 2.1 \cdot 10^4 \text{ MHz/T}) \quad (2.13)$$

bewirkt eine hohe Magnetfeld-Empfindlichkeit aller auftretenden Interferenzphasen. Magnetische Feldstärken von einigen μTesla haben bereits Phasendifferenzen von mehr als 4π zwischen den $m_J = \pm 1$ - Zeeman-Niveaus am Ausgang des Interferometers zur Folge. Um Magnetfelder im Mikrottesla-Bereich zu kontrollieren und die Interferenzfähigkeit der Teilwellenpakete zu erhalten, ist eine sorgfältige magnetische Abschirmung nötig. Zusätzlich zu einer bestehenden μ -Metall-Abschirmung mit Helmholtz-Spulen außerhalb der Kammer wurde daher eine spezielle Dose aus μ -Metall mit extrem hoher magnetischer Abschirmung (Reduktion der Feldstärken im Inneren etwa um einen Faktor 500) ins Vakuum eingebracht. Innerhalb der Dose ist eine Helmholtz-Spulenordnung angebracht, die durch einen Laserdiodentreiber angesteuert wird (Abb. 2.7). Theoretische Abschätzungen lassen damit eine Kompensation von Feldinhomogenitäten im Bereich des Interferometers von besser als 10nT erwarten. Eine detaillierte Beschreibung des Systems sowie eine Kalibrierung der Spulen ist in [PAU97] zu finden.

2.2.2 Nachweissysteme

Wie bereits in Kap.2 beschrieben, werden alle Interferenzsignale zustandsselektiv detektiert. Am stationären Interferometer geschieht dies durch Messung der Fluoreszenz des Atomstrahls in der Nachweiskammer (Abstand zur Wechselwirkungszone $l_0 = 30\text{cm}$). Bei einer Lebensdauer des 3P_1 -Zustandes von 5.1ms legen angeregte Atome im Mittel eine Strecke von 3.5m zurück, bevor sie spontan in den Grundzustand zerfallen. Mit Hilfe einer speziellen Sammeloptik [LAU95a] gelingt es, die Fluoreszenz entlang einer Strecke von $\Delta l = 10\text{cm}$ auf einen Photomultiplier abzubilden. Die Nachweiseffizienz eines solchen Fluoreszenznachweises

$$P(v_L) = \kappa f e^{-\Gamma l_0/v} (1 - e^{-\Gamma \Delta l/v}) \quad (2.14)$$

ist eine Funktion der atomaren Longitudinalgeschwindigkeit. Hier bezeichnen κ und f die Quanteneffizienz des Photomultipliers bzw. den von der Nachweisoptik erfaßten Raumwinkelanteil. Die über die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls integrierte Gesamt-Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Atom, das das Interferometer im angeregten Zustand verläßt, beträgt nur etwa 5%. Ein weiterer Nachteil des Fluoreszenznachweises ist die Tatsache, daß alle im Atomstrahl vorliegenden Geschwindigkeitsklassen in komplizierter Weise zum Signal beitragen. Da die im Interferometer aufgesammelten Interferenzphasen ebenfalls dispersiv sind, erscheinen alle detektierten Interferenzsignale stark ausgewaschen (siehe Kap.2.3).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Nachweisoptik konzipiert und aufgebaut, die sowohl eine höhere Nachweiseffizienz verspricht als auch einen geschwindigkeitsselektiven Nachweis des oberen Zustandes möglich macht. Ein ähnlicher Nachweis wurde in der Arbeitsgruppe bereits realisiert [MUE94] [ZEL94]. Andere geschwindigkeitsselektive Nachweissysteme sind in [HEL87] [MOR92a] beschrieben.

Das Prinzip beruht auf der Anregung von Atomen innerhalb des Triplett-Systems aus dem 3P_1 - in den 3D_2 -Zustand (Abb. 2.1). Der Übergang mit seiner Wellenlänge von $284.9nm$ kann durch das bestehende UV-Lasersystem erreicht werden. Der anregende Laserstrahl ($\lambda = 284.9nm$) bildet dabei mit dem Atomstrahl einen Winkel α (Abb. 2.6). Aufgrund des Dopplereffektes erster Ordnung folgt die angeregte Geschwindigkeitsklasse der Gleichung

$$\Delta = \vec{k}\vec{v} = kv \cos \alpha, \quad (2.15)$$

wobei der Wellenvektor des Nachweislasers mit \vec{k} bezeichnet ist. Die Breite der angeregten Geschwindigkeitsklasse kann bei gegebener Verstimmung durch den Winkel α eingestellt werden. Aus (2.15) folgt

$$\Delta v = \frac{1}{\tau k \cos \alpha} \quad . \quad (2.16)$$

Dabei beträgt die Lebensdauer des 3D_2 -Zustandes $\tau = 34ns$. Der spontane Zerfall erfolgt sowohl direkt zurück ins $^3P_{1,2}$ - Niveau als auch über einen Kaskadenzerfall ins $^3P_{0,1,2}$. Das Verzweigungsverhältnis beträgt fünf zu eins [NAT69]. Die beim Zerfall von 3S_1 nach $^3P_{0,1,2}$ entstehende Fluoreszenz bei $517nm$ eignet sich besonders zum

Nachweis. Der Übergang ist nicht geschlossen. Nach einer begrenzten Anzahl von Anregungszyklen sind die Atome komplett in die $^3P_{0,2}$ - Niveaus gepumpt, wo sie nicht mehr vom Nachweislaser angeregt werden. Unter Berücksichtigung der entsprechenden Oszillatorstärken wurde berechnet, daß bis zu 0.44 Photonen (bei 517nm) pro angeregtem Atom erzeugt werden können [PAU97]. Eine Optik aus UV-Spiegel, Interferenzfilter und Kollimator dient zur Unterdrückung des UV-Streulichtes in der Nachweiskammer und soll eine möglichst untergrundfreie Detektion erlauben [PAU97]. Bei gleichem Photomultiplier ergibt sich die Effizienz dieses induzierten Nachweises damit zu

$$\tilde{P}(v_L) = 0.44\kappa\tilde{f}e^{\Gamma_{l_0}/v}. \quad (2.17)$$

Die Nachweiseffizienz pro Raumwinkelelement ist dadurch um einen Faktor 16 verbessert. Der genutzte Raumwinkelanteil der neuen Nachweisoptik \tilde{f} ist allerdings aufgrund der Winkelempfindlichkeit des Interferenzfilters etwas kleiner als der des Fluoreszenznachweises. Insgesamt ist eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch - Verhältnisses um einen Faktor zwei zu erwarten.

2.3 Lasersysteme

Zur Manipulation der Mg-Atome dienen zwei Lasersysteme unterschiedlicher Wellenlängen. Die Anforderungen an beide Systeme sind komplementär. Ein UV-Lasersystem bei 285nm treibt den starken $^1S_0 - ^1P_1$ - Kühlübergang. Der Übergang hat eine natürliche Linienbreite von 80MHz, Laserlinienbreiten im Bereich von einigen MHz sind hier also ausreichend. Für einen stabilen Betrieb der Falle sind vor allem ein gutes Modenprofil sowie eine konstante Intensität erforderlich. Ein zweites Lasersystem bei 457nm dient zur hochauflösenden Spektroskopie des $^1S_0 - ^3P_1$ Interkombinationsübergangs mit der natürlichen Linienbreite von nur 31Hz. Dieses System unterliegt zusätzlich höchsten Anforderungen an Frequenz- und Phasenstabilität.

2.3.1 UV-Lasersystem

Zur Erzeugung zeitlich kontinuierlichen UV-Laserlichtes bei 285nm wird ein Rhodamin 6G - Farbstoffringlaser bei 570nm extern frequenzverdoppelt. Der Farbstofflaser wird von einem Ar^+ -Ionenlaser bei 514nm gepumpt. Im Einmodenbetrieb liefern 10W Pumpleistung etwa 1.3W Ausgangsleistung. Eine Drehung der Polarisation durch entsprechende Strahlreflexion, zusammen mit einem Faraday-Rotator im Resonator, wirken als optische Diode. Ein Lyotfilter und ein Luftspaltetalon gewährleisten den Einmodenbetrieb. Frequenzstellelement ist ein resonatorinterner Piezospiegel. Zur Kurzzeitstabilisierung wird die Laserfrequenz an die Flanke einer Transmissionsmode eines durchstimmbaren Referenzresonators angebunden. Um langsame Frequenzdrift auszuregulieren, wird mit Polarisationspektroskopie auf eine Iodzelle stabilisiert [LOC92]. Ein akustooptischer Modulator überbrückt dabei den Frequenzoffset zwischen der $\text{Mg } ^1S_0 - ^1P_1$ - Resonanz und der doppelten Frequenz der entsprechenden Hyperfeinstrukturkomponente des I_2 -Moleküls ($R115(20 - 1)$). In einem externen Ringresonator wird schließlich durch Frequenzverdopplung UV-Licht der Wellenlänge 285nm erzeugt [SCH96] [PEN98]. Als nichtlineares Medium dient ein BBO (Barium-Beta-Borat) - Kristall. Eine Hänsch-Couillaud-Regelung [HAE80] stabilisiert diesen Resonator auf die Frequenz der eingekoppelten Grundwelle. Typische Werte für die erzielte UV-Leistung liegen bei 40mW . Ein nachfolgender UV-AOM ermöglicht einerseits schnelles Ein- und Ausschalten des UV-Strahls und wird außerdem zur Intensitätsstabilisierung des Fallenlichts benutzt.

2.3.2 Hochstabiles Laserspektrometer

Atominterferometer, die mit Strahlteilern aus Materie arbeiten, erfordern einen Aufbau, dessen mechanische Stabilität im Bereich der atomaren Wellenlänge liegt. Im Gegensatz dazu beruht das Ramsey-Bordé-Interferometer auf der konstanten Frequenz seiner Lichtstrahlteiler. Herzstück der hochpräzisen Ramsey-Bordé-Interferometrie an Magnesium ist deshalb ein extrem schmalbandiges Laserspektrometer mit geringer Driftrate.

Kern des Spektrometers ist ein Stilben 3 - Farbstoffringlaser, der von einem Ar^+ -Ionenlaser im UV-Betrieb ($333 - 364\text{nm}$) gepumpt wird. Der Resonator ist zu dem

des 570nm -Lasersystems weitgehend analog. Als zusätzliches schnelles Frequenzstell-element ist ein elektrooptischer Modulator (EOM) eingebaut. Auch hier existiert eine Flankenregelung auf das Transmissionssignal eines regelbaren externen Resonators niedriger Finesse. Linienbreiten von wenigen MHz und Durchstimbarkeit über mehrere GHz können so erreicht werden. Typische Ausgangsleistungen betragen 120mW bei einer Pumpleistung von 4W . Detaillierte Angaben über Resonator und Flankenregelung sind in [CLO85] [KON91] [EDE91] zu finden.

2.3.2.1 Kurzzeitstabilisierung

Um die Linienbreite des Lasers weiter zu verringern und hochauflösende Spektroskopie möglich zu machen, wird die Frequenz an eine Longitudinalmode eines sehr stabilen optischen Resonators hoher Finesse angebunden. Die Anbindung erfolgt mit einem FM-Heterodynverfahren, das auch als Pound-Drever-Hall - Verfahren bekannt ist [DRE83]. Hierbei wird das nach Durchgang durch einen EOM mit der Modulationsfrequenz Ω_{EOM} phasenmodulierte Laserlicht auf den Resonator eingestrahlt und in Reflexion von einer Photodiode aufgenommen. Für kleine Abweichungen Δ_R der Laserfrequenz von der Frequenz der Resonatormode werden die beiden Seitenbänder ungestört reflektiert. Der Träger erfährt bei der Reflexion eine Phasendrehung, die abhängig ist von der Verstimmung Δ_R . Träger und Seitenbänder stehen im Zeigerdiagramm nicht mehr senkrecht aufeinander, d.h. das Signal am Ort der Photodiode weist also eine Amplitudenmodulation der Frequenz Ω_{EOM} auf. Der mit einem Lokaloszillator demodulierte Photostrom zeigt um $\Delta_R = 0$ herum eine scharfe dispersionsartige Flanke, die als Fehlersignal für eine elektronische Regelung genutzt werden kann.

Eine analytische Beschreibung der genauen Signalstruktur wurde von [SCH82] gegeben. Ein wesentlicher Vorteil des Verfahrens ist die Tatsache, daß das zur Regelung verwendete Fehlersignal bis zum Mischer bei der Modulationsfrequenz Ω_{EOM} (in unserem Aufbau ist $\Omega_{EOM} = 13.5\text{MHz}$) vorliegt; der Einfluß technischer Rauschquellen wird also weitgehend reduziert. Über ein System aus breitbandigen Verstärkern und Filtern wird ein Regelsignal erzeugt, das bis zu Frequenzen von 60kHz schrotrauschbegrenzt ist (durch das Schrotrauschen der Elektronik). Die relative Anbindung des Lasers an den Resonator ist in diesem Bereich besser als $1\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$. Die Durchtrittsfrequenz der Regelung liegt oberhalb von 1MHz .

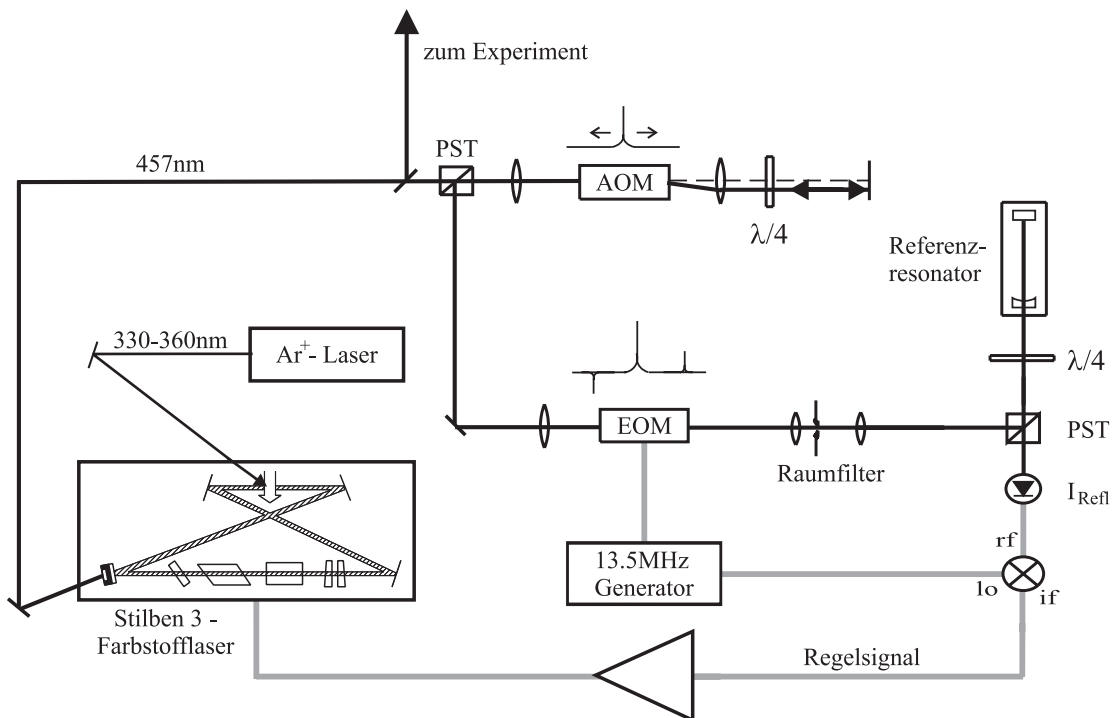


Abbildung 2.8: Prinzipskizze der Pound-Drever-Hall - Phasenstabilisierung des Farbstofflaserspektrometers.

Damit der Laser nach Anbindung an die frequenzfeste Resonatormode weiterhin durchstimmbar bleibt, ist dem Regelzweig ein AOM vorgeschaltet, der in doppeltem Durchgang betrieben wird (Abb. 2.8). Die Frequenz des Laserlichtes am Experiment kann damit um $2 \cdot 100\text{MHz}$ durchgestimmt werden.

Die absolute Qualität einer solchen Regelung wird natürlich durch Stabilität und Güte des Resonators bestimmt. In dem hier beschriebenen Fall besteht der Resonator aus zwei Spiegeln höchster Güte, die auf einem Abstandhalter aus Zerodur montiert sind. Bei einem Abstand von 50cm ergibt sich ein FSR von 289MHz . Die Finesse beträgt $F = 40000$. Der Resonator befindet sich in einem zweischaligen, evakuierten Hochvakuumgehäuse und ist aktiv temperaturstabilisiert. Der Aufbau des Resonators ist in [STE87] ausführlich dargestellt. Eine detaillierte Diskussion der Regelparameter sowie der Stabilitätseigenschaften des Resonators findet sich in [KUE96] [RIE96]. Hochauflösende spektroskopische Signale, die an der Fallenapparatur aufgenommen wurden, erlauben eine Abschätzung der absoluten Laserlinienbreite am Ort des Experimentes zu $(846 \pm 42)\text{Hz}$ [RUS98b]. Es ist davon auszugehen, daß vor allem die

mechanische Stabilität des Resonators und die geometrische Stabilität der Resonator-einkopplung hier zur Zeit limitierend wirken. Im Rahmen dieser und vorausgegangener Arbeiten [RIE92] [PAB94] [BUR98] wurde deshalb ein neuer Referenzresonator aufgebaut. Dieser Resonator hat eine zweistufige Schwingungsisolierung und verspricht daher eine höhere mechanische Stabilität. Der Abstandhalter besteht aus der Glaskeramik ULE, die sich durch einen extrem niedrigen thermischen Ausdehnungskoeffizienten auszeichnet ($\alpha \approx 10^{-8}/K$). Die Spiegel sind außerdem aufgesprengt, es wurde keinerlei Klebstoff verwendet. Speicherzeitmessungen lassen auf eine Finesse von $F = 63000$ schließen [BUR98]. Die Stabilität im Bereich oberhalb einer Sekunde sollte gegenüber dem bestehenden System deutlich verbessert sein. Außerdem wird durch eine Beat-Messung zwischen zwei Teilstrahlen, die unabhängig auf unterschiedliche Resonatoren geregelt sind, erstmals die Laserlinienbreite direkt zugänglich.

2.3.2.2 Langzeitstabilisierung

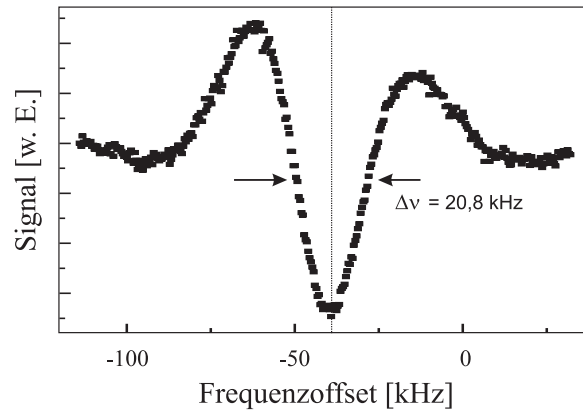


Abbildung 2.9: Zentrales Minimum der roten Rückstoßkomponente des stationären Interferometers. Der Zonenabstand beträgt $D = 8.5\text{mm}$. Die Integrationszeit pro Punkt beträgt 1s . Ähnliche Signale wurden zur Langzeitstabilisierung des Lasers verwendet.

Die Stabilisierung des Farbstofflasers auf einen optischen Resonator hoher Güte liefert eine sehr hohe Stabilität auf kurzen Zeitskalen. Die Integrationszeiten für die Aufnahme eines Interferenzringes am gepulsten Interferometer betragen allerdings bis zu einer Minute. In dieser Zeitspanne macht sich eine nicht konstante Drift des Laserspektrometers bemerkbar, die auf Längenänderungen des Resonators zurückzuführen ist. Typische Driften liegen im Mittel bei ca. 20Hz/s . Für die Messung hochaufgelöster

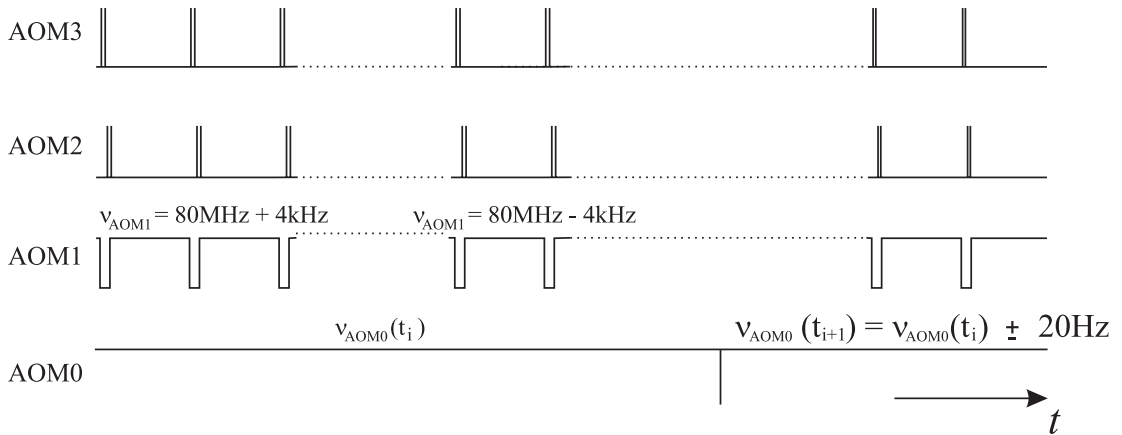


Abbildung 2.10: Zeitschema der Interferometriepulse bei gleichzeitiger Anbindung an die Atomstrahl-Resonanz.

Interferenzstrukturen ist also eine Langzeitstabilisierung notwendig. Es besteht dazu die Möglichkeit, die Signale des stationären Interferometers zur simultanen Stabilisierung der Laserfrequenz zu nutzen. Das dabei auftretende nichttriviale Zusammenspiel der einzelnen Apparaturkomponenten soll im Folgenden etwas näher erläutert werden.

In Abb. 2.2 werden insgesamt vier akustooptische Modulatoren von der 457nm -Strahlung passiert. Während AOM2 und AOM3 lediglich das Pulsschema und die Frequenzen an der MOT steuern, beeinflussen AOM0 und AOM1 sowohl die MOT als auch den Atomstrahl. Es wird auf die Frequenz ν_{rot} des zentralen Interferenzringes der roten Rückstoßkomponente der Mg-Resonanz stabilisiert (Abb. 2.9). Um das Minimum des Interferenzringes zu lokalisieren, werden die Zählraten zu beiden Seiten des Minimums aufgenommen und verglichen. Schließlich wird ein Frequenzstellschritt in Richtung der Flanke mit der niedrigeren Zählrate ausgeführt. Zur Detektion der beiden Vergleichsmessungen am Atomstrahl wird AOM1 mit Frequenzen von $\nu_{AOM1} = 80\text{MHz} \pm 8\text{kHz}$ angesteuert. Bei einer typischen Linienbreite des Interferenzsignals von 20kHz sind die beiden Vergleichspunkte also 16kHz voneinander entfernt. Ein Stellschritt beträgt typischerweise 20Hz und erfolgt über AOM0. Die Mittenfrequenz der AOMs eins, zwei und drei ist identisch und beträgt 80MHz . Für $\nu_{AOM2/3} = 80\text{MHz}$ entspricht die Frequenz des Fallenlichtes also stets der momentanen Frequenz am Atomstrahl.

Abb. 2.10 zeigt das Zeitschema für die vier AOMs. Da die Pulse an der Falle nur für einen kurzen Bruchteil eines jeden Interferometriezyklus eingeschaltet werden (AOM2/3),

steht das Licht für einen Großteil der Gesamtmeßzeit am Atomstrahl zur Verfügung (AOM1 eingeschaltet). Die Photomultiplier-Signale des stationären Interferometers sind also quasi-kontinuierlich. Das in Abb. 2.9 dargestellte Stabilisierungssignal weist eine Liniengüte von $Q = 3.3 \cdot 10^{10}$ bei einem Signal-zu-Rausch - Verhältnis von 73 auf. Unter der Annahme reiner Schrotrausch-Begrenzung läßt sich die Stabilität eines an ein solches Signal ideal angebundenen Oszillators für eine Sekunde Integrationszeit zu $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 2.3 \cdot 10^{-13}$ abschätzen [ALL87]. Das entspricht absolut etwa 150Hz . Um die auftretende Resonatordrift von ca. 20Hz/s optimal auszuregeln, sollten Zeitschritte von 3.8s gewählt werden (vorausgesetzt, die Drift verhält sich linear). Die verbleibende Frequenzunsicherheit beträgt dabei 76Hz . Das oben beschriebene 2-Punkt-Stabilisierungsverfahren liefert tatsächlich etwas schlechtere Stabilitäten [SCH97]. Stärkere bzw. nichtlineare Driften des Resonators führen zu einer entsprechend erhöhten Unsicherheit in der Laserfrequenz und damit zu einer Vergrößerung der effektiven Linienbreite.

Kapitel 3

Atominterferometrie mit polarisierenden Strahlteilern

Der Strahlteilungsmechanismus des Ramsey-Bordé-Interferometers basiert auf der Anregung innerhalb eines atomaren 2-Niveau-Systems. Durch die Wechselwirkung zwischen atomarer Welle und Laserfeld wird jede einlaufende de Broglie-Welle in zwei Teilwellen aufgespalten. Dieser Strahlteilungsprozeß wirkt in gleicher Weise auf alle Teilwellen und ist nicht selektiv für bestimmte Interferometerarme. Demzufolge entsteht an den Interferometerausgängen eine große Anzahl von atomaren Wellen. Teilwellen, die nicht am Interferenzprozeß teilnehmen, erzeugen im Signal einen starken Untergrund. Es bilden sich zwei geschlossene Schleifen aus, die die beiden Rückstoßkomponenten repräsentieren (siehe auch Abb. 1.2). Die Signale beider Rückstoßkomponenten überlagern sich inkohärent. Dies führt immer dann zu unerwünschten Linienverschiebungen, wenn die Signalperiode nicht exakt mit der Photon-Rückstoßaufspaltung übereinstimmt. Es gibt daher bereits eine Reihe von Veröffentlichungen, die sich mit der Unterdrückung einer der beiden Rückstoßkomponenten im Interferenzsignal beschäftigen [RIE88] [KUR92] [STE92] [DIN94]. Diese Methoden, die zumeist auf der Zerstörung bestimmter Interferometerteile basieren, sind typischerweise von einem signifikanten Kontrastverlust begleitet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues Interferometrieschema konzipiert und verwirklicht [HIN98a], das auf der Erweiterung des Strahlteilungsmechanismus von zwei auf vier Niveaus beruht. Die Polarisation angeregter Atome wird dadurch als zusätz-

licher Freiheitsgrad in das Anregungsschema miteinbezogen. Einzelne Laserwechselwirkungen wirken so selektiv auf bestimmte Arme des Interferometers, was zu einer reduzierten, effektiveren Interferometergeometrie führt. Die beobachteten Interferenzsignale zeigen einen im Vergleich zum konventionellen Ramsey-Bordé-Interferometer deutlich höheren Kontrast bei gleichzeitiger Unterdrückung einer Rückstoßkomponente.

3.1 Konzept der selektiven Anregung einzelner Interferometerpfade

In Abb. 3.1 ist das Rückstoßdiagramm eines Interferometers mit polarisierenden Strahlteilern dargestellt. Die Idee basiert auf der Erweiterung des Laser-Anregungsschemas auf das Vier-Niveau-System eines $J = 0$ nach $J' = 1$ - Übergangs mit langlebigem $J' = 1$ - Niveau. Quantisierungsachse ist die zur Interferometerebene senkrechte z -Achse. Atome in den $J' = 1(m_J = \pm 1)$ - Zuständen koppeln nur an Lichtfelder, deren elektrische Feldvektoren parallel zur x -Achse sind (π_x -polarisiert), während Atome im $J' = 1(m_J = 0)$ - Zustand mit elektrischen Feldvektoren parallel zur z -Achse (π_z -polarisiertes Licht) wechselwirken. Eine geeignete Sequenz von Laserfeldern mit unterschiedlicher linearer Polarisation ermöglicht daher die selektive Strahlteilung bestimmter Interferometerpfade, die durch ihre interne Quantenzahl m_J gekennzeichnet sind.

Die charakteristische Polarisationssequenz der vier Zonen in Abb. 3.1b ist $\pi_z - \pi_x - \pi_x - \pi_z$. Nach der Wechselwirkung mit dem ersten Strahlteiler ist der angeregte Teil der atomaren Welle optisch gepumpt in den $m_J = 0$ - Unterzustand des $J' = 1$ - Niveaus. Dieser Zustand wechselwirkt nicht mit den beiden folgenden Strahlteilern, die lediglich an die $m_J = \pm 1$ - Unterzustände und an den Grundzustand koppeln. Folglich ist die Anzahl der insgesamt im Interferometer auftretenden Trajektorien um einen Faktor zwei reduziert. Insbesondere die hochfrequente Rückstoßkomponente ist nicht mehr geschlossen. Die niederfrequente Rückstoßkomponente führt weiterhin zur Interferenz. Die Amplitude der Teilwellen ihres oberen Armes ist aufgrund fehlender Strahlteilung in den mittleren Zonen sogar verstärkt (vergl. Abb. 3.1b). Das Interferenzsignal der niederfrequenten Rückstoßkomponente ist proportional zum Produkt der Amplituden

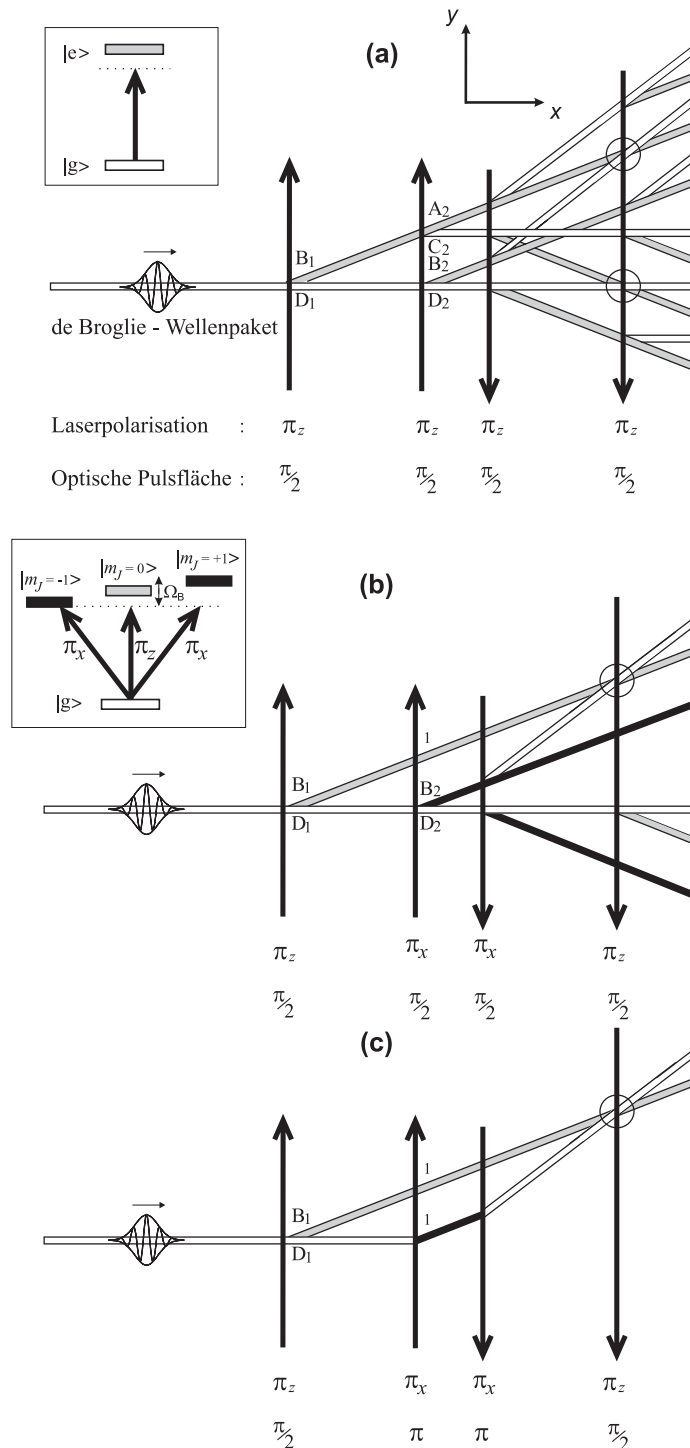


Abbildung 3.1: Rückstoßdiagramme der verschiedenen Interferometerkonfigurationen. Atomare de Broglie-Wellenpakete, die von links einlaufen, werden durch Photonaustausch mit den Laserfeldern aufgespalten oder abgelenkt. Die Übergangskoeffizienten der ersten beiden Wechselwirkungszonen sind angegeben. (a) Konventionelles 2-Niveau Ramsey-Bordé-Interferometer, (b) Polarisiertes Interferometer, (c) Mach-Zehnder-Interferometer. Inlets: Termschemata der entsprechenden Übergänge. Quantisierungsachse ist die zur Interferometerebene senkrechte z -Achse.

beider Interferenzwellen und sollte daher ebenfalls verstärkt erscheinen.

Das atomare Strahlteilverhältnis eines Strahlteilers im Interferometer ist durch die optische Pulsfläche der entsprechenden Laserwechselwirkung gegeben. Während ein $\pi/2$ - Puls jede Welle in zwei Teilwellen gleicher Amplitude aufspaltet, bewirkt ein π - Puls kompletten Besetzungstransfer in das jeweils andere Niveau. Der Effekt einer solchen Besetzungsinversion zwischen Grund- und angeregtem Zustand auf die Schwerpunktsbewegung des Atoms kommt einer atomaren Deflektion gleich. In Abb. 3.1c ist das Rückstoßdiagramm eines polarisierenden Interferometers dargestellt, dessen innere Strahlteiler als Deflektoren wirken. Realisiert ist dies durch eine Polarisations-Sequenz $\pi_z - \pi_x - \pi_x - \pi_z$ und eine optische Puls-Sequenz $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$. Es ergibt sich eine Interferometerstruktur, die der eines reinen Mach-Zehnder-Interferometers analog ist. Die Ausbildung offener Ausgänge, die nicht zur Interferenz beitragen, ist vollständig unterdrückt. Entsprechend beträgt der prinzipiell erreichbare Kontrast einer solchen Anordnung 100%. Die Realisation dieser Mach-Zehnder-Geometrie ist technisch sehr anspruchsvoll, da eine exakte Kontrolle der Wechselwirkungszeiten zwischen Atomen und Laserfeldern Voraussetzung ist. Die hier vorgestellten experimentellen Ergebnisse beziehen sich daher auf das polarisierende Interferometer mit vier $\pi/2$ - Pulsen (Abb. 3.1b).

3.2 Berechnung der Interferenzamplituden

Aufgrund der Verschränkung zwischen inneren und äußeren Freiheitsgraden sind die Interferenzsignale bei der hier beschriebenen Art der Interferometrie stets im inneren atomaren Zustand kodiert. Wie bereits in Kap.2 beschrieben, kann der Übergang eines Anfangszustandes $|i\rangle = (\langle i|e\rangle, \langle i|g\rangle)$ in einen Endzustand $|f\rangle = (\langle f|e\rangle, \langle f|g\rangle)$ als Folge der Laserwechselwirkung durch die zweidimensionale Matrixgleichung

$$|f\rangle = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} |i\rangle \quad (3.1)$$

beschrieben werden. Die Koeffizienten A, B, C und D geben Übergangswahrscheinlichkeiten an und sind Lösungen der zeitabhängigen Schrödingergleichung. Sie sind abhängig von der Laserverstimmung, von der Rabi-Frequenz, von der atomaren Ge-

schwindigkeit und von der Wechselwirkungszeit zwischen Atomen und Lichtfeld. Unter Berücksichtigung der vollständigen Phasenevolution ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Atom das Interferometer im angeregten Zustand verläßt, für das konventionelle Ramsey-Bordé-Interferometer zu (vgl. (1.19))

$$\begin{aligned}
|\langle e | \Psi \rangle|^2 &= |B_4 C_3 A_2 B_1|^2 + |A_4 B_3 D_2 D_1|^2 + |B_4 D_3 C_2 B_1|^2 + |A_4 A_3 B_2 D_1|^2 \quad (3.2) \\
&+ \left| A_4 B_3 C_2 B_1 + e^{i[2T(\Delta-\delta)+\Phi_1-\Phi_2+\Phi_3-\Phi_4]} B_4 D_3 D_2 D_1 \right|^2 \\
&+ \left| A_4 A_3 A_2 B_1 + e^{i[2T(\Delta+\delta)+\Phi_1-\Phi_2+\Phi_3-\Phi_4]} B_4 C_3 B_2 D_1 \right|^2.
\end{aligned}$$

Jedes Produkt aus vier Koeffizienten in (3.2) bezeichnet eine bestimmte Trajektorie in Abb. 3.1a. Für idealisierte 50% - Strahlteiler ist der Betrag der Übergangskoeffizienten (A, B, C, D) etwa $\frac{1}{\sqrt{2}}$. Der Kontrast einer einzelnen Rückstoßkomponente - definiert als das Verhältnis von Interferenzamplitude zu inkohärentem Untergrund - berechnet sich aus (3.2) somit zu 25%.

Zur Beschreibung der erweiterten Interferometergeometrien in Abb. 3.1b und Abb. 3.1c muß die Zustandsevolution innerhalb des vollständigen $J = 0$ nach $J' = 1$ - Übergangs für Laserwechselwirkungen unterschiedlicher Polarisation betrachtet werden. Zur Vereinfachung der Rechnung soll die folgende vierdimensionale Zustandsbasis eingeführt werden:

$$\mathcal{F}_{n,x}^\pm = \left\{ |e_0, p + (n \pm 1)\hbar\vec{k}\rangle, |e_{nc}, p + (n \pm 1)\hbar\vec{k}\rangle, |e_c, p + (n \pm 1)\hbar\vec{k}\rangle, |g, p + n\hbar\vec{k}\rangle \right\}$$

$$\text{mit } |e_0\rangle = |m'_z = 0\rangle,$$

$$|e_{nc}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|m'_J = +1\rangle + |m'_J = -1\rangle),$$

$$|e_c\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|m'_J = +1\rangle - |m'_J = -1\rangle),$$

$$|g\rangle = |g\rangle. \quad (3.3)$$

Die neuen Zustände $|e_c\rangle$ und $|e_{nc}\rangle$ sind dabei Linearkombinationen der Zeeman - Zustände. Während die Quantisierungsachse der ursprünglichen Basis $\mathcal{F}_{n,z}^\pm$ die Magnetfeldrichtung (z -Achse) ist, ist in der neuen Basis $\mathcal{F}_{n,x}^\pm$ die Richtung der Laserpolarisation (x -Achse) ausgezeichnet. Es nehmen hier lediglich drei der vier Zustände an der

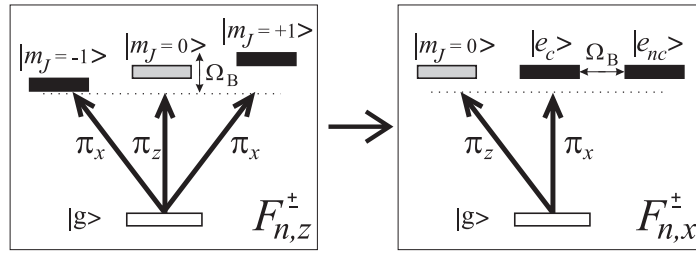


Abbildung 3.2: Basiswechsel zur Beschreibung der Laserwechselwirkung des polarisierenden Interferometers. Die Zustände $|e_c\rangle$ und $|e_{nc}\rangle$ gehen durch Linearkombination aus den Zeeman-Zuständen hervor.

Laserwechselwirkung teil (siehe Abb. 3.2). Der Dunkelzustand $|e_{nc}\rangle$ erfährt außerdem eine schwache Kopplung Ω_B an $|e_c\rangle$, die durch mögliche magnetische Streufelder verursacht wird (eine ausführliche Diskussion dieses Effektes erfolgt im nächsten Kapitel). Für den Fall schwacher Magnetfelder bleibt der Dunkelzustand allerdings unbesetzt. Eine einzelne Laserwechselwirkung kann also durch dreidimensionale Zustandsvektoren ($|i\rangle = (\langle i|e_0\rangle, \langle i|e_c\rangle, \langle i|g\rangle)$ bzw. $|f\rangle = (\langle f|e_0\rangle, \langle f|e_c\rangle, \langle f|g\rangle)$) in einer dreidimensionalen Matrixgleichung beschrieben werden. Für die Anregung mit π_z -polarisiertem Licht gilt:

$$|f\rangle = \begin{pmatrix} A & 0 & B \\ 0 & 1 & 0 \\ C & 0 & D \end{pmatrix} |i\rangle \quad (3.4)$$

Für π_x -polarisiertes Licht folgt analog:

$$|f\rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & A & B \\ 0 & C & D \end{pmatrix} |i\rangle. \quad (3.5)$$

Durch geeignete Wahl der Zustandsbasis kann also jede einzelne Laserwechselwirkung innerhalb eines reinen 2-Niveau-Systems beschrieben werden. In den Gleichungen (3.4) und (3.5) sind die Phasen, die die nicht-koppelnden Zustände während der Laserwechselwirkungen aufsammeln, unberücksichtigt. Unter der Annahme kurzer Wechselwirkungszeiten ($\tau \ll T$) ist diese Vernachlässigung gerechtfertigt. Sie führt zu einer leichten Modifikation der auftretenden Phasenterme. Das Amplitudenverhalten der

Interferenzterme ist aber aus den nachfolgenden Gleichungen leichter zu ersehen. Eine vollständige Behandlung dieses Effektes erfolgt im nächsten Kapitel.

Für die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Atom dieses polarisierte Interferometer im angeregten Zustand ($|e_c\rangle$ oder $|e_0\rangle$) verläßt, gilt

$$|\langle e | \Psi \rangle|^2 = |A_3 B_2 D_1|^2 + |B_3 D_2 D_1|^2 + |B_4 D_3 D_2 D_1|^2 + \left| A_4 B_1 + e^{i[2T(\Delta+\delta)+\Phi_1-\Phi_2+\Phi_3-\Phi_4]} B_4 C_3 B_2 D_1 \right|^2. \quad (3.6)$$

In (3.6) drückt sich die deutlich reduzierte Anzahl der möglichen Pfade im polarisierten Interferometer aus. Im Vergleich zu (3.2) ist der Interferenzterm der hochfrequenten Rückstoßkomponente verschwunden. Sowohl die inkohärenten Beiträge (die ersten drei Terme in (3.6)) als auch die Amplitude des Interferenztermes sind insgesamt verstärkt im Vergleich zum Ramsey-Bordé-Interferometer mit reiner 2-Niveau-Anregung. Der Phasenterm des Interferenzsignals bleibt unbeeinflusst. Die Annahme idealer 50% - Strahlteiler führt in diesem Fall auf einen gesteigerten maximal möglichen Interferenzkontrast von 40% für das Signal der niederfrequenten Rückstoßkomponente. Dies bedeutet eine Kontrastverbesserung gegenüber der konventionellen Anordnung um 60%.

Das reine Mach-Zehnder Interferometer (Abb. 3.1c) unterscheidet sich vom polarisierten Interferometer lediglich durch die größere optische Pulsfläche von $\Omega_0 \tau = \pi$ in den mittleren beiden Zonen. Gleichung 4.6 bleibt damit auch für die Mach-Zehnder-Geometrie gültig. Für idealisierte Strahlteiler können die Übergangs-Koeffizienten vereinfacht werden. Es gilt dann

$$B_2 = B_3 = C_2 = C_3 = 1 \quad \text{bzw.} \quad A_2 = A_3 = D_2 = D_3 = 0, \quad (3.7)$$

was einer kompletten Besetzungsinversion (bzgl. der inneren Zustände) bzw. Deflektion (bzgl. der atomaren Schwerpunktsbewegung) entspricht. Der prinzipiell erreichbare Kontrast beträgt in diesem Fall 100%.

Die Realisation der Mach-Zehnder-Anordnung ist experimentell sehr anspruchsvoll, da eine präzise Kontrolle der optischen Pulse notwendig ist. Im Fall der stationären Interferometrie am Atomstrahl unterliegt die optische Pulsfläche einer starken Auswaschung

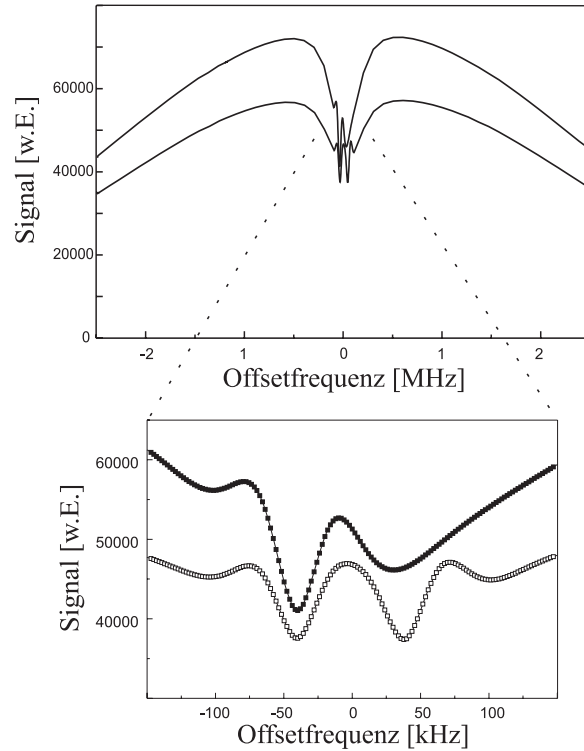


Abbildung 3.3: Vergleich berechneter Signale des 2-Niveau Ramsey-Bordé-Interferometers (helle Punkte) und des polarisierten Interferometers (dunkle Punkte) für gleiche Parameter. Das obere Diagramm zeigt die vollständige Signalstruktur einschließlich Doppler-Profil und Lamp-Dip.

durch die atomaren Geschwindigkeiten. Einerseits skaliert die Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Lichtfeld in jeder Zone mit der atomaren Longitudinalgeschwindigkeit (in x -Richtung), andererseits beeinflussen Geschwindigkeiten in transversaler Richtung (y -Richtung) die effektive Rabi-Frequenz über den Dopplereffekt. Die Strahlteiler weisen also eine starke chromatische Aberration auf. Das Strahlteilverhältnis kann nur sehr ungenau eingestellt werden. Im Fall der gepulsten Interferometrie treten derartige Aberrationseffekte nur eingeschränkt auf, da zumindest die Wechselwirkungszeiten eindeutig und für alle Atome gleichermaßen durch das Taktschema der Pulse vorgegeben sind.

Es werden im Folgenden vor allem die Eigenschaften der polarisierten stationären Interferometer (Abb. 3.1b) diskutiert werden, da die experimentelle Umsetzung am Atomstrahl sich relativ einfach realisieren läßt, und der Effekt der Polarisation weit-

gehend frei von chromatischer Aberration ist.

Abb. 3.3 zeigt berechnete Signale für typische experimentelle Parameter wie sie im folgenden Kapitel beschrieben sind. Grundlage der Berechnungen sind die Gleichungen (3.2) und (3.6) unter Berücksichtigung einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung für den Atomstrahl. Das Signal des konventionellen Ramsey-Bordé-Interferometers erscheint als die typische Doublet-Struktur. Die Periodizität ist über den Zonenabstand D so gewählt, daß beide Ringsysteme in etwa konstruktiv überlappen. Das polarisierte Interferometer zeigt im Vergleich dazu die reine Singlet-Struktur der niederfrequenten Rückstoßkomponente. Das hochfrequente Ringsystem ist vollständig verschwunden. In Übereinstimmung mit (3.6) sind sowohl der inkohärente Untergrund als auch die Amplitude des kohärenten Signals deutlich angestiegen. Der Signalkontrast liegt aufgrund der soeben beschriebenen Aberrationseffekte insgesamt deutlich unter den Werten von 25% bzw. 40%, wie sie sich aus den Gleichungen (3.2) bzw. (3.6) vor der Geschwindigkeitsmittelung ergeben. Eine ausführliche Diskussion des Signalkontrastes wird im folgenden Kapitel anhand der experimentellen Signale erfolgen.

3.3 Diskussion der beobachteten Signale

Der Aufbau des stationären Interferometers wurde in Kapitel 3 ausführlich beschrieben. Zur Drehung der Laserpolarisation in den mittleren beiden Zonen passiert der Strahl vor und hinter dem vorderen Katzenauge eine $\lambda/4$ -Platte. Der Strahlengang ist in Abb. 3.4 dargestellt. Der Zonenabstand beträgt hier $D = 4.3\text{mm}$.

Typische Daten für experimentell beobachtete Signale zeigt Abb. 3.5. Der Signalverlauf stimmt insgesamt hervorragend mit der Theorie überein. Um die Signale beider Konfigurationen sinnvoll miteinander vergleichen zu können, wurde der Anteil der niederfrequenten Rückstoßkomponente am Signal des Ramsey-Bordé-Interferometers durch eine Fitprozedur numerisch aus der Doublet-Struktur extrahiert. Der Kontrast der so gewonnenen Singlet-Struktur (durchgezogene Linie in Abb. 3.5) - hier und im Folgenden immer definiert als Verhältnis von Amplitude (halbe "peak to peak"-Differenz) des zentralen Interferenzringes zu Untergrund (Lamb-Dip - Höhe) - beträgt $(6.8 \pm 0.4)\%$. Das Signal des polarisierten Interferometers zeigt eine reine Singlet-Struktur. Die hochfrequente Rückstoßkomponente trägt nicht zur Interferenz bei. Wie

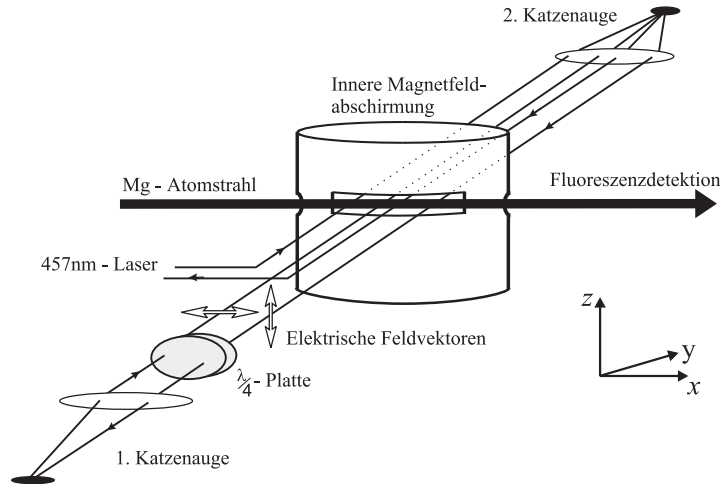


Abbildung 3.4: Strahlengang des polarisierten Interferometers. Zur Drehung des Polarisation dient eine $\lambda/4$ -Platte in zweifachem Durchgang.

auch von der Theorie vorhergesagt, erscheinen sowohl der kohärente als auch der inkohärente Signalbeitrag verstärkt. Der aus den abgebildeten Daten ermittelte Kontrast beträgt $(11.2 \pm 0.5)\%$, was einer relativen Kontrastverbesserung von etwa 65% für die polarisierte Anordnung entspricht. Der Kontrast der experimentell beobachteten Signale ist um ca. 20% geringer als der der numerischen Berechnungen. Neben dieser klaren Kontrastverbesserung bietet die polarisierte Geometrie noch weitere Vorteile:

An den um einen Faktor 1.2 erhöhten Zählraten wird deutlich, daß die Anregung der Atome im Interferometer insgesamt effektiver ist. Da alle Interferenzsignale am Atomstrahl durch die detektierte Atomanzahl "Shot-Noise - limitiert" sind, bewirkt die Erhöhung der Zählraten auch eine direkte Verbesserung des S/N - Verhältnisses um fast 10%. Für das konventionelle Ramsey-Bordé-Interferometer muß die Periodizität der Interferenzringe außerdem stets ein ganzzahliger Teiler der Rückstoßaufspaltung sein ($N \cdot \frac{1}{2T} = 2\delta$ mit $N = 1, 2, 3, \dots$). Abweichungen der Periodizität von diesen diskreten Werten haben einen Kontrastverlust und vor allem auch Linienverschiebungen zur Folge. Die Genauigkeit in der Bestimmung der exakten atomaren Übergangsfrequenz wird dadurch verschlechtert (erwartete Werte für Linienverschiebungen liegen bei einigen Hertz). Für das polarisierte Interferometer dagegen sind die Periodizitäten des Interferenzsignals frei wählbar, Linienverschiebungen oder Kontrastreduktion durch den Überlapp zweier Rückstoßkomponenten treten hier nicht auf.

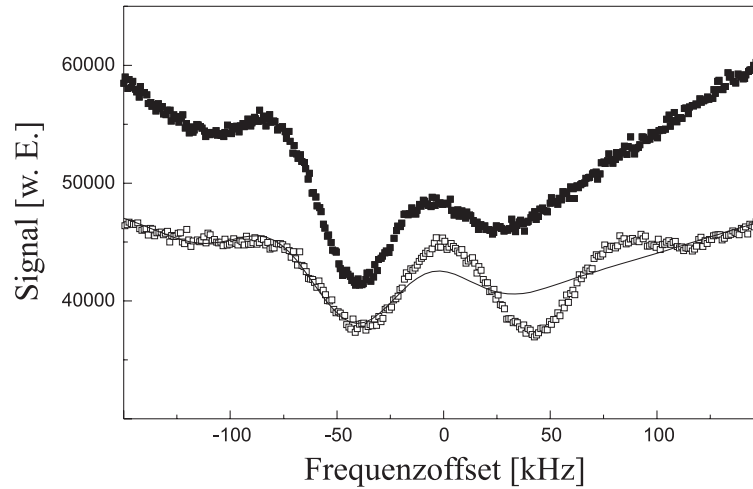


Abbildung 3.5: Experimentell aufgenommene Interferenzsignale für das Ramsey-Bordé-Interferometer (helle Punkte) und das polarisierte Interferometer (dunkle Punkte). Die Meßzeit pro Punkt beträgt $0.25s$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis eines Fits und entspricht dem Anteil der niederfrequenten Rückstoßkomponente am Signal des Ramsey-Bordé-Interferometers.

Das Ramsey-Bordé-Interferometer bietet hervorragende Perspektiven für Anwendungen im Bereich optischer Frequenzstandards. In diesem Zusammenhang spielt der Einfluß äußerer Felder auf die Lage der Resonanzlinie eine große Rolle. Das polarisierte Interferometer weist im Vergleich zum Ramsey-Bordé-Interferometer eine stärkere Kopplung an externe Magnetfelder auf. Der Einfluß von Streumagnetfeldern auf das Interferenzsignal soll daher im Folgenden am Beispiel der hier verwendeten Apparatur diskutiert werden.

Die Zeeman Aufspaltung des 3P_1 - Zustandes beträgt $\frac{\Omega_B}{B} = 2.1 \cdot 10^4 MHz/T$. Durch die symmetrische Anregung der $m_J = +1$ und $m_J = -1$ - Zustände sind auch alle Zeeman - Verschiebungen symmetrisch zur unverschobenen Linienmitte. In erster Ordnung ist das Signal daher frei von Verschiebungen durch Magnetfelder. Der Zeemaneffekt zweiter Ordnung läßt sich im Rahmen der Russel-Saunders - Kopplung [MAY85] für ^{24}Mg zu $1.64 \cdot 10^8 Hz/T^2 \cdot B^2$ abgeschätzt (zur Berechnung der Aufspaltung des oberen Zustandes siehe [BEV87]). Er kann damit für typische Magnetfeldstärken im Mikrottesla-Bereich vernachlässigt werden. Damit treten magnetische Kopplungen nur in der mittleren Zone auf, wo die $m_J = \pm 1$ - Zustände angeregt sind. Zwei verschiedene Effekte müssen hier berücksichtigt werden:

1. Besetzungstransfer von dem an das Lichtfeld koppelnden Zustand $|e_c\rangle$ in den Dunkelzustand $|e_{nc}\rangle$ durch magnetische Offsets. Da Besetzungen des Dunkelzustandes hinter der dritten Zone nicht mehr in die an der Interferenz teilnehmenden Zustände $|g\rangle$ bzw. $|e_0\rangle$ transferiert werden, wirkt dieser Prozeß als Verlustmechanismus. Es wurde abgeschätzt, daß der Offset möglicher Streumagnetfelder an der verwendeten Apparatur kleiner als $10^{-7}T$ ist (siehe Kap.3). Die Besetzung des Dunkelzustandes liegt damit in der Größenordnung von 10^{-5} , was vernachlässigbar ist.

2. Orientierung in der Besetzung der Zeeman - Unterzustände des 3P_1 - Zustandes verursacht durch unvollkommene Linearpolarisation der vier Laserstrahlen. Kleine Anteile von σ^+ - oder σ^- - polarisiertem Licht in den Laserstrahlen erzeugen ein Ungleichgewicht in der Besetzung der $m_z = +1$ und $m_z = -1$ - Zustände. Als Folge entsteht eine effektive Linienverschiebung des Interferenzsignals, die mit der Magnetfeldstärke skaliert. Offsets von etwa $10^{-7}T$ entsprechen Zeeman - Aufspaltungen im Kilohertz - Regime. Die im Experiment zum Einsatz kommenden konventionellen Polarisationsoptiken lassen einen Grad der linearen Polarisation von etwa 10^4 erwarten. Insgesamt liegt die durch diesen Effekt verursachte Unsicherheit in der Bestimmung der Linienmitte des Interferenzsignals, also in der Größenordnung von unter einem Hertz.

Magnetfelder wirken also innerhalb der hier beschriebenen Anordnungen nicht limitierend auf die Genauigkeit.

Das Konzept der polarisierenden Strahlteiler erlaubt es, Pfade im Interferometer getrennt zu adressieren. Es ergeben sich dadurch Möglichkeiten für neue Interferometergeometrien, die über die oben beschriebenen Anordnungen hinausgehen. Für interferometrische Messungen der Beschleunigung von Inertialsystemen skaliert die Empfindlichkeit mit der eingeschlossenen Fläche des Interferometers. Interferometer mit einer möglichst großen Fläche sind hier also von Vorteil. Wie bereits von Young *et al.* für ein Interferometer mit Raman-Übergängen diskutiert wurde, ist eine Vergrößerung der Interferometerfläche durch Einstrahlung zusätzlicher π -Pulse möglich [YOU97]. Das Prinzip eines solchen Interferometers, bei dem die Frequenzabhängigkeit des Interferenzsignals erhalten bleibt, ist in Abb. 3.6a anhand eines Rückstoßdiagramms für die niederfrequente Rückstoßkomponente veranschaulicht. Die Anzahl der zusätzlichen Pulse ist allerdings limitiert durch die spektrale Breite der Anregung, da beide Teilarme während der Aufspaltung entgegengesetzte Dopplerverschiebungen aufsam-

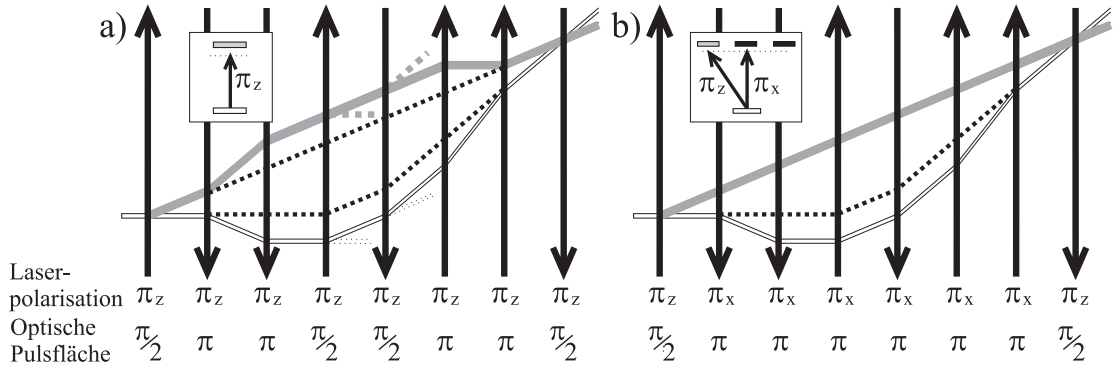


Abbildung 3.6: Erweiterte Konfigurationen für Atominterferometer mit vergrößerter Fläche. a) Flächenvergrößerung durch Einstrahlung zusätzlicher π -Pulse innerhalb des 2-Niveau-Anregungsschemas (auf die Darstellung der hochfrequenten Rückstoßkomponente wurde verzichtet). b) Flächenvergrößerung innerhalb des Konzeptes der polarisierenden Strahlteiler. Es entsteht nur eine Rückstoßkomponente. Da die zusätzlichen Wechselwirkungszone nur einen der beiden Interferometerarme adressieren, kann die Laserfrequenz der veränderten Dopplerverschiebung angepaßt werden.

meln. Eine Alternative bietet die Nutzung polarisierender Strahlteiler (Abb. 3.6b). Durch geeignete Wahl der Polarisationen wechselwirkt die Sequenz der π -Pulse hier ausschließlich mit dem unteren Teilarm. Zwar halbiert sich der Flächengewinn, es besteht aber die Möglichkeit, die Frequenz der π -Pulse der Dopplerverschiebung des unteren Interferometerarmes anzupassen. Der potentielle Flächengewinn kann dadurch wesentlich gesteigert werden. Außerdem ergeben sich auch in dieser erweiterten Anordnung die oben beschriebenen Vorteile des erhöhten Kontrastes und Signalpegels sowie der Reduktion des Interferenzsignals auf nur eine Rückstoßkomponente.

Kapitel 4

Vielstrahl-Atominterferometrie

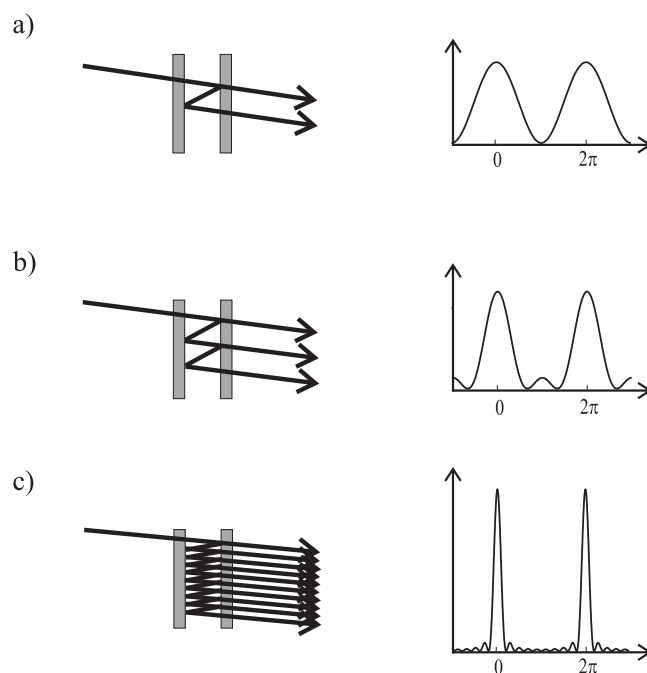


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines lichtoptischen Fabry-Perot-Interferometers für a) zwei Teilstrahlen, b) drei Teilstrahlen und c) zehn Teilstrahlen.

Vielstrahl-Interferenz von Lichtwellen ist ein sehr häufig anzutreffendes physikalisches Phänomen. Vielstrahl-Interferenz ist beispielsweise grundlegendes Prinzip der Newton-Ringe, der Bragg-Beugung, der Farberscheinungen an dünnen Schichten und der Funktionsweise von Interferenzfiltern. Ein sehr wichtiges Instrument, das ebenfalls auf der kohärenten Superposition vieler Lichtteilwellen beruht, ist das Fabry-Perot-Inter-

ferometer [FAB99]. Bereits seit fast hundert Jahren bekannt, hat es eine Vielzahl von Anwendungen in der modernen Laseroptik. Es dient meist als hochauflösendes Spektrometer zur Wellenlängenselektion [GOR86].

Abb. 4.1 zeigt das Prinzip der Vielstrahl-Interferenz am Beispiel eines vereinfachten optischen Fabry-Perot-Interferometers. Die Anzahl der interferierenden Teilwellen, die in Abb. 4.1 diskret variiert, kann tatsächlich nur näherungsweise durch die Reflektivität der beiden planparallelen Glasplatten eingestellt werden. Dargestellt ist außerdem das Interferenzsignal (also die Transmission) in Abhängigkeit von der Differenzphase $\Delta\Phi$ zwischen zwei benachbarten Teilwellen am Ausgang des Interferometers. Maxima treten stets für $\Delta\Phi = n \cdot 2\pi$ auf. Für die Interferenz von nur zwei Teilwellen ist das Interferenzsignal rein sinusförmig (Abb. 4.1a). Die Charakteristika der Vielstrahl-Interferenz werden bei Erhöhung der Anzahl der Teilwellen deutlich. Für drei Teilwellen werden die Hauptmaxima schmaler, und es treten zusätzliche Nebenmaxima bei $\Delta\Phi = (2n + 1) \cdot \pi$ auf (Abb. 4.1b). Eine weitere Erhöhung der Teilwellenanzahl bewirkt entsprechend schärfere Strukturen (Abb. 4.1c). Die sogenannte Finesse \mathcal{F} , das Verhältnis aus Abstand benachbarter Maxima und Maximumsbreite, skaliert mit der Anzahl der Lichtwellen, die zur Interferenz beitragen. Die Finesse bestimmt das spektrale Auflösungsvermögen des Fabry-Perot-Interferometers [Lau95b].

Atominterferometer in der Eigenschaft als hochauflösende Spektrometer werden bereits für zahlreiche Präzisionsmessungen eingesetzt (zur Übersicht siehe [BER97]). Die ersten dabei verwendeten Interferometertypen brachten jeweils nur zwei atomare Teilwellen zur Interferenz. Ein Transfer des Konzeptes der Vielstrahl-Interferenz auf die Atomoptik erscheint daher zur Verbesserung der Auflösung sehr vielversprechend. Darüber hinaus werden Konzepte für Atomlaser in jüngster Zeit sehr intensiv diskutiert [SPR95][WIS95][OLS95]. Als Grundlage eines solchen Atomlasers wurden Fabry-Perot - ähnliche Resonatoren für Atome vorgeschlagen, die ebenfalls auf atomarer Vielstrahl-Interferenz basieren [WIL93][SAN98].

Für Neutronenwellen wurden bereits Interferometer mit drei Teilstrahlen demonstriert [HEI88]. Eine Erweiterung auf höhere Anzahlen von Teilwellen wäre allerdings mit sehr hohem technischen Aufwand verbunden. Ein erstes Mehrstrahl-Atominterferometer wurde kürzlich am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in München demonstriert. Auch dieses Interferometer macht sich die kohärente Anregung von Atomen durch La-

serlicht als Strahlteilungsmechanismus zunutze. Cäsiumatome werden hier durch zirkular polarisierte Stehwellenlichtfelder in eine Superposition aus fünf Zeeman-Niveaus eines stabilen Grundzustandes gebracht. Diesen Unterzuständen sind verschiedene atomare Schwerpunktpulse zugeordnet. Im Interferometer bilden sich also räumlich getrennte Teilwellen aus. Die Signale am Ausgang des Interferometers zeigen eine Überlagerung von Interferenzen zwischen zwei, drei, vier und fünf Teilwellen [WEI96][WEI97].

Unabhängig von diesem Projekt wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei neue Konzepte für atomare Vielstrahl-Interferometer entwickelt und realisiert ([HIN97][HIN98b]). Beide Methoden verfolgen völlig verschiedene Ansätze und zeigen eine Vielzahl von unterschiedlichen physikalischen Aspekten. Insbesondere zeigen sich Analogien zum bekannten Fabry-Perot-Interferometer.

4.1 Ein stationäres Dreistrahl-Interferometer

In diesem Kapitel wird ein stationäres Atominterferometer vorgestellt, das drei Teilwellen zur Interferenz bringt. Die Veränderung experimentell leicht zugänglicher Parameter erlaubt den direkten Wechsel zwischen Zwei- und Dreistrahlgeometrie. Es zeigt sich eine deutliche Reduktion in der Breite der Interferenzstrukturen um $(32 \pm 8\%)$ im Vergleich zur Zweistrahlordnung. Das Konzept bietet interessante Perspektiven zur verbesserten Messung von Potentialen, die an den inneren atomaren Zustand koppeln. Dies wird am Beispiel der Wechselwirkung von Magnesiumatomen mit einem äußeren Magnetfeld demonstriert.

4.1.1 Konzept der kohärenten Anregung mehrerer Niveaus

In Abb. 4.2 ist das Prinzip des Dreistrahl-Interferometers dargestellt. Trajektorien, die nicht zur Dreistrahl-Interferenz beitragen, sind nicht abgebildet. Während dem Anregungsschema des konventionellen Ramsey-Bordé-Interferometers lediglich ein internes 2-Niveau-System zugrunde liegt, wird hier das V-System eines $J = 0 \rightarrow J' = 1$ - Interkombinationsübergangs angeregt (Termschema in Abb. 4.2). Ein schwaches Magnetfeld sorgt für eine Aufspaltung $\Delta E = 2\hbar\Omega_B$ zwischen den $m_J = \pm 1$ - Zeeman-Niveaus des oberen Zustandes, wobei Ω_B die Larmorfrequenz bezeichnet. Die magnetische Auf-

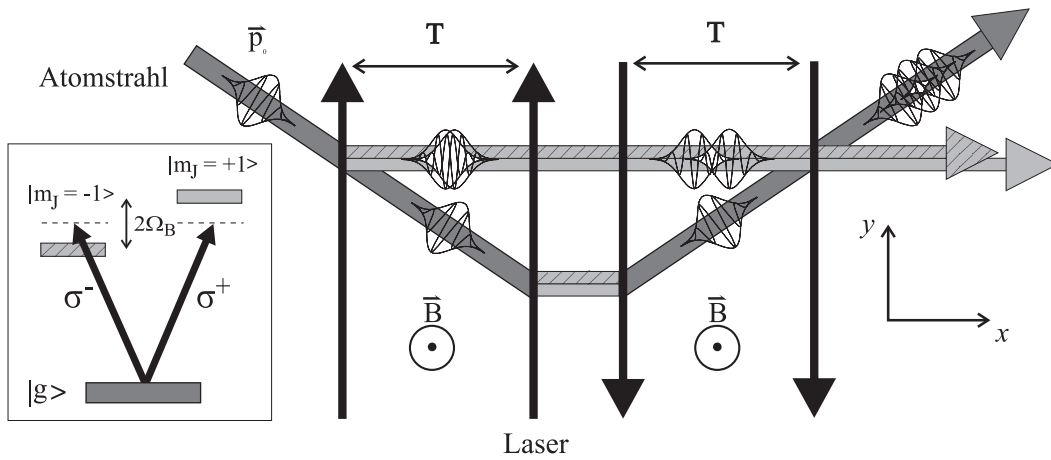


Abbildung 4.2: Rückstoßdiagramm des stationären Dreistrahl-Interferometers. (Inlet: Kohärente Laseranregung von drei Zuständen innerhalb eines $J = 0 \rightarrow J' = 1$ - Übergangs.)

spaltung ist klein im Vergleich zur spektralen Breite der Laseranregung, die im Fall der stationären Interferometrie an einem Atomstrahl durch die Flugzeit τ eines Atoms durch eine Wechselwirkungszone gegeben ist ($\Omega_B < 2\pi/\tau$). In der ersten Wechselwirkungszone wird so eine kohärente Superposition aus Grundzustand und den beiden $m_J = \pm 1$ - Zeeman-Niveaus des oberen Zustandes präpariert. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt für die resonante Absorption eines einzelnen Photons der Frequenz ω_L :

$$\frac{\vec{p}_0^2}{2M} + \hbar\omega_L = \frac{(\vec{p}_0 + \hbar\vec{k})^2}{2M} + \hbar\omega_0 + m_J\hbar\Omega_B \quad , \quad (4.1)$$

wobei ω_0 für die Eigenfrequenz des ungestörten Übergangs steht ($B=0$). Einführen der Laserverstimmung Δ und der Photonen-Rückstoßverschiebung δ führt nach kurzer Umformung auf

$$\frac{\vec{k} \cdot (\vec{p}_0 + \hbar\vec{k})}{M} = \Delta + \delta - m_J\Omega_B \quad . \quad (4.2)$$

Der Vergleich von (4.2) mit (1.21) zeigt, daß bei der ersten Anregung im Dreistrahl-Interferometer longitudinale Impulsüberträge stattfinden, die abhängig von der Magnetfeldstärke sind. D.h. für $(\Delta + \delta) \neq m_J\Omega_B$ absorbiert die angeregte atomare Teilwel-

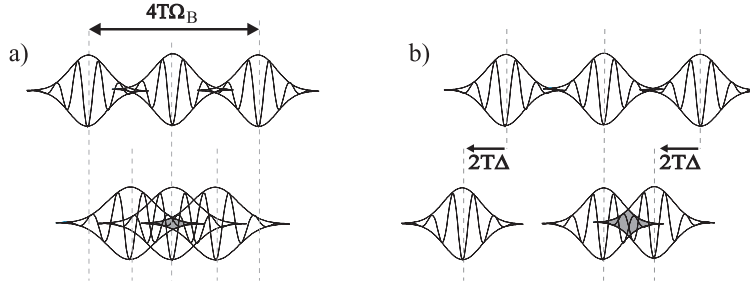


Abbildung 4.3: Einfluß von Magnetfeldstärke und Laserverstimmung auf die relative räumliche Lage der Wellenpakete am Interferometerausgang (Verschiebungen sind in Einheiten von $\lambda_{dB}/2\pi$ angegeben). a) Variation der Magnetfeldstärke; b) Variation der Verstimmung.

le eine nichtverschwindende Impulskomponente k_x in x -Richtung. Die beiden Teilwellen des oberen Zustandes haben also - abhängig von ihrer magnetischen Drehimpulsquantenzahl m_J - unterschiedliche Schwerpunktpulse. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben gilt auch in dieser Anordnung, daß alle transversalen Impulsüberträge in y -Richtung durch die Symmetrie der Wechselwirkungszonen insgesamt kompensiert werden. Longitudinale Impulsüberträge dagegen führen zu einer effektiven räumlichen Verschiebung der Wellenpakete am Ausgang des Interferometers. Die dazu korrespondierende Phasenverschiebung der Wellenpakete des oberen Interferometerarmes in Abb. 4.2 relativ zur “Referenzwelle” des unteren Armes beträgt

$$\Delta\Phi = 2T(\Delta + \delta - m_J\Omega_B) \quad . \quad (4.3)$$

Die atomare Flugzeit zwischen erster und zweiter bzw. zwischen dritter und vierter Zone ist hier wieder mit T bezeichnet.

In Abb. 4.3 ist die räumliche Verschiebung der interferierenden Wellenpakete in Abhängigkeit von den Parametern Magnetfeldstärke (bzw. Larmorfrequenz Ω_B) und Laserverstimmung Δ anschaulich dargestellt. Die Separation zwischen den beiden Teilwellen des oberen Interferometerarmes beträgt stets $4T\Omega_B$ (in Einheiten von $\lambda_{dB}/2\pi$). Auf Resonanz ($\Delta + \delta = 0$) ist die Anordnung der drei Wellenpakete symmetrisch, d.h. Abstände zwischen benachbarten Schwerpunktkoordinaten sind gleich (Abb. 4.3a). Diese Situation ist der eines optischen Fabry-Perot-Interferometers analog und läßt typische Vielstrahl-Interferenzsignale erwarten. Variationen der Laserverstimmung ha-

ben dagegen asymmetrische Anordnungen der drei Wellenpakete zur Folge (Abb. 4.3b) und führen zu komplizierteren Signalstrukturen.

4.1.2 Quantenmechanische Berechnung der Interferenzsignale

Die vollständige Berechnung der Interferenzsignale erfolgt auf der Basis des in Kapitel 2 entwickelten Formalismus. Wesentliche Bestandteile der Berechnung erfolgen in Anlehnung an [RIE96]. Es werden zunächst die kompletten Zustandspropagatoren für die Strahlteiler- und Dunkelzonen aufgestellt. Das Interferenzsignal folgt dann aus der Multiplikation der entsprechenden Übergangskoeffizienten bzw. Phasenfaktoren. Alle Gleichungen sind prinzipiell für beide Interferometrie-Varianten gültig. Basis für die atomare Zustandsevolution ist die geschlossene Impulsfamilie

$$\mathcal{F}_{n,z}^{\pm} = \left\{ \left| m_J = +1, p + (n \pm 1)\hbar\vec{k} \right\rangle, \left| m_J = -1, p + (n \pm 1)\hbar\vec{k} \right\rangle, \left| g, p + n\hbar\vec{k} \right\rangle \right\}, \quad (4.4)$$

wobei n auch hier wieder für die Nettoanzahl der zwischen Feld und Atom ausgetauschten Photonen steht. Die Wahl des Vorzeichens hängt von der Laserorientierung in der jeweiligen Wechselwirkungszone ab. Es nehmen insgesamt drei Zustände an der Atom-Laser - Wechselwirkung teil. Die Matrixdarstellung des gesamten Hamiltonians in "Rotating Wave Approximation" lautet dann

$$H^{rot} = \hbar \begin{pmatrix} \lambda_e - \Delta + \Omega_B & 0 & \sqrt{\frac{1}{2}}\Omega_0 e^{i\Phi} \\ 0 & \lambda_e - \Delta - \Omega_B & \sqrt{\frac{1}{2}}\Omega_0 e^{i\Phi} \\ \sqrt{\frac{1}{2}}\Omega_0 e^{-i\Phi} & \sqrt{\frac{1}{2}}\Omega_0 e^{-i\Phi} & \lambda_g \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,z}^{\pm}}, \quad (4.5)$$

Die explizite Zeitabhängigkeit der Kopplungsterme wurde dabei bereits durch Transformation in das mit der Laserfrequenz ω_L rotierende System eliminiert. Die Entartung zwischen den beiden oberen Zeeman-Niveaus ist durch die magnetische Wechselwirkung Ω_B aufgehoben. Die Koeffizienten λ_g und λ_e stehen für die Eigenwerte des Impulsoperators \hat{p}^2 . Es wird mit linearer Laserpolarisation angeregt, so daß beide Clebsch-Gordon - Koeffizienten identisch sind ($C_{+1} = C_{-1} = \sqrt{\frac{1}{2}}$). Ähnlich wie in

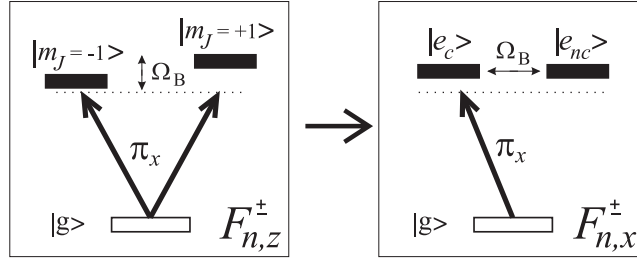


Abbildung 4.4: Basiswechsel zur Beschreibung der Laserwechselwirkung des Dreistrahl-Interferometers. Die Zustände $|e_c\rangle$ und $|e_{nc}\rangle$ gehen durch Linearkombination aus den Zeeman - Unterkomponenten hervor.

Kapitel 4 führt auch hier eine Transformation in die Basis der Laserpolarisation zu Vereinfachungen:

$$\mathcal{F}_{n,x}^{\pm} = \left\{ |e_{nc}, p + (n \pm 1)\hbar\vec{k}\rangle, |e_c, p + (n \pm 1)\hbar\vec{k}\rangle, |g, p + n\hbar\vec{k}\rangle \right\} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } |e_{nc}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|m'_J = +1\rangle + |m'_J = -1\rangle), \\ |e_c\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|m'_J = +1\rangle - |m'_J = -1\rangle), \\ |g\rangle &= |g\rangle. \end{aligned}$$

Der Hamiltonian lautet nach dieser Transformation

$$H^{rot} = \hbar \begin{pmatrix} \lambda_e - \Delta & \Omega_B & 0 \\ \Omega_B & \lambda_e - \Delta & \Omega_0 e^{i\Phi} \\ 0 & \Omega_0 e^{-i\Phi} & \lambda_g \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}}, \quad (4.7)$$

In der neuen Basis koppeln nur die Zustände $|g\rangle$ und $|e_c\rangle$ an das Lichtfeld, $|e_{nc}\rangle$ ist Dunkelzustand (Abb. 4.4). Unter der Annahme, daß die Larmorfrequenz klein gegen die Rabi-Frequenz ist ($\Omega_B \ll \Omega_0$), kann die magnetische Kopplung des Dunkelzustandes in den Laserzonen vernachlässigt werden. Es gilt

$$H^{rot} = \hbar \begin{pmatrix} \lambda_e - \Delta & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_e - \Delta & \Omega_0 e^{i\Phi} \\ 0 & \Omega_0 e^{-i\Phi} & \lambda_g \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}} \quad (4.8)$$

Für festes Strahlteilverhältnis ist diese Näherung äquivalent zu der Annahme, daß die Zeeman-Aufspaltung klein sein muß gegen die Breite des Lamb-Dips ($\Omega_B \ll 2\pi/\tau$) - eine Annahme, die bereits weiter oben gemacht wurde, und die unter typischen experimentellen Bedingungen erfüllt ist. Physikalisch läßt sich die Näherung auf zwei unterschiedliche Arten motivieren: im stationären Energiebild (Magnetfeldbasis $\mathcal{F}_{n,z}^{\pm}$) vernachlässigt man die differentielle Verstimmung der beiden Zeeman-Niveaus $|\Delta - \Omega_B| - |\Delta + \Omega_B|$; in der Basis der zeitabhängigen Zustände (Basis der Laserpolarisation $\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}$) geht man von einer - im Vergleich zur Rotation des Bloch-Vektors um die 3-Achse - langsamen Drehung des atomaren magnetischen Dipols um die Magnetfeldachse aus.

Der so vereinfachte Hamiltonian läßt sich in zwei Anteile

$$H^{rot} = \hbar \begin{pmatrix} \lambda_e - \Delta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}} + \hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_e - \Delta & \Omega_0 e^{i\Phi} \\ 0 & \Omega_0 e^{-i\Phi} & \lambda_g \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}} \quad (4.9)$$

zerlegen, wobei der zweite Summand den Hamiltonian des 2-Niveau Ramsey-Bordé-Interferometers darstellt. Da beide Summanden kommutieren, kann der Zeitentwicklungsoperator entsprechend faktorisiert werden. Parametrisierung der Exponentialfunktion führt dann analog zu (1.14) auf

$$U(\tau) = \begin{pmatrix} e^{-\frac{i}{\hbar}(\lambda_e - \Delta)\tau} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}} \cdot \begin{pmatrix} e^{\frac{i}{2}(\lambda_e + \lambda_g)} & 0 & 0 \\ 0 & A & B e^{i\Phi} \\ 0 & C e^{-i\Phi} & D \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}}, \quad (4.10)$$

wobei auch hier - wie bereits in Kapitel 2 - eine Symmetrisierung des Energienullpunktes vorgenommen wurde. Zusammengefaßt ergibt sich

$$U(\tau) = \begin{pmatrix} F & 0 & 0 \\ 0 & A & B e^{i\Phi} \\ 0 & C e^{-i\Phi} & D \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}} \quad \text{mit} \quad F = e^{i(\Delta \pm k v_z - [(n \pm 1)^2 - n^2] \delta) \tau} \quad . \quad (4.11)$$

Alle Bezeichnungen entsprechen der Notation in Kapitel 2. Der zusätzliche Koeffizient F beschreibt die Phase, die der Dunkelzustand während der Laserwechselwirkung aufammelt.

Die Zustandsevolution in den Dunkelzonen wird durch die innere Energie der Zustände bestimmt. Da der ungestörte Hamiltonian H_0 mit dem Magnetfeldanteil H_B vertauscht, können die beiden Beiträge faktorisiert und getrennt betrachtet werden:

$$|\Psi(t+T)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}(H_0+H_B)T} |\Psi(t)\rangle = U_0(T)U_B(T) |\Psi(t)\rangle \quad (4.12)$$

mit

$$U_0(T) = \begin{pmatrix} e^{-i(\lambda_e - \Delta)T} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i(\lambda_e - \Delta)T} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\lambda_g T} \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}} \quad (4.13)$$

und

$$U_B(T) = \begin{pmatrix} \cos(\Omega_B T) & -i \sin(\Omega_B T) & 0 \\ -i \sin(\Omega_B T) & \cos(\Omega_B T) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}} \quad . \quad (4.14)$$

Gleichung (4.14) zeigt die Kohärenz zwischen den beiden oberen Zuständen. Das zeitabhängige Verhalten beider Zustände in der Basis $\mathcal{F}_{n,x}^{\pm}$ ist auch als sogenannter Hanle-Effekt bekannt. Der Hanle-Effekt beschreibt die Präzession eines lichtinduzierten magnetischen Dipols unter dem Einfluß eines homogenen Magnetfeldes [HAN24] [HAN26]. Während die Kopplung zwischen $|g\rangle$ und $|e_c\rangle$ auf die Laserzonen beschränkt ist, erstreckt sich die Wirkung des Hanle-Effektes über das gesamte Interferometer.

Mit den Zeitentwicklungsoperatoren U , U_0 und U_B kann die Evolution des atomaren Zustandsvektors beim Passieren des Interferometers nun vollständig beschrieben

werden. Das Rückstoßdiagramm des Dreistrahl-Interferometers entspricht dem des 2-Niveau-Ramsey-Bordé-Interferometers, da die Trajektorien der beiden angeregten Zustände bzgl. ihrer transversalen Aufspaltung ununterscheidbar sind. Unmittelbar vor der dritten Wechselwirkungszone hat der atomare Zustandsvektor die Form

$$|\Psi(\tau + T + \tau + T')\rangle = U_B(T')U_0(T')U(\tau)U_B(T)U_0(T)U(\tau)|\Psi(0)\rangle. \quad (4.15)$$

In den folgenden Zonen spaltet der Zustandsvektor auch hier in zwei Rückstoßkomponenten unterschiedlicher Impulsfamilien auf. Die Berechnung beider Komponenten erfolgt getrennt durch Projektion auf Grund- bzw. angeregte Zustände vor der dritten Wechselwirkungszone:

$$|\Psi(4\tau + 2T + T')\rangle_{hf} = U(\tau)U_B(T)U_0(T)U(\tau)P_g|\Psi(2\tau + T + T')\rangle. \quad (4.16)$$

bzw.

$$|\Psi(4\tau + 2T + T')\rangle_{nf} = U(\tau)U_B(T)U_0(T)U(\tau)P_e|\Psi(2\tau + T + T')\rangle. \quad (4.17)$$

Die Projektionsoperatoren lauten $P_g = \text{diag}[0, 0, 1]$ und $P_e = \text{diag}[1, 1, 0]$. Wie aus Abb. 4.2 ersichtlich ist, kommen nur im Grundzustandsausgang des Interferometers drei Wellenpakete zur Interferenz. Das gesuchte Interferenzsignal ist also in der Besetzung des Grundzustandes kodiert. Unter der Annahme, daß alle Atome zu Beginn ebenfalls im Grundzustand vorliegen, berechnet sich die Besetzungswahrscheinlichkeit des Grundzustandsausgangs der Anordnung zu

$$\begin{aligned} |\langle g | \Psi \rangle_{hf}|^2 &= |C_4 h B_3 D_2 D_1|^2 + |D_4 D_3 C_2 h B_1|^2 + \\ &\quad |C_4 h B_3 C_2 h B_1 + e^{i[2T(\Delta-\delta)+\Phi_{ges}]} D_4 D_3 D_2 D_1|^2 \\ |\langle g | \Psi \rangle_{nf}|^2 &= |D_4 C_3 A_2 h B_1|^2 + |C_4 h A_3 B_2 D_1|^2 + \\ &\quad |C_4 h A_3 A_2 h B_1 + e^{i[2T(\Delta+\delta)+\Phi_{ges}]} D_4 C_3 B_2 D_1 - C_4 h' F_3 F_2 h' B_1|^2, \end{aligned} \quad (4.18)$$

wobei die Terme $h = \cos(\Omega_B T)$ und $h' = \sin(\Omega_B T)$ die Wirkung des Hanle-Effektes beschreiben. Die Zustandsevolution in der mittleren Dunkelzone wurde vernachlässigt.

Wie in Kapitel 5.11 beschrieben, erwartet man eine symmetrische Dreistrahl-Interferenz als Funktion des Magnetfeldes (siehe auch Abb. 4.3). Bei Einhaltung der Resonanzbedingung (z.B. $\Delta + \delta = 0$ für die niederfrequente Rückstoßkomponente) können die laserabhängigen Phasenterme in (4.18) gleich eins gesetzt werden. Die kohärente Überlagerung dreier Terme mit unterschiedlicher Phasenlage im Signal wird deutlich, wenn man h und h' als komplexe Phasenterme darstellt:

$$\begin{aligned}
|\langle g | \Psi \rangle_{hf}|^2 &= \frac{1}{4} |C_4 B_3 D_2 D_1 (e^{i\Omega_B T} + e^{-i\Omega_B T})|^2 + \frac{1}{4} |D_4 D_3 C_2 B_1 (e^{i\Omega_B T} + e^{-i\Omega_B T})|^2 \\
&+ \left| C_4 B_3 C_2 B_1 \frac{1}{4} (2 + e^{i2\Omega_B T} + e^{-i2\Omega_B T}) + D_4 D_3 D_2 D_1 \right|^2 \\
|\langle g | \Psi \rangle_{nf}|^2 &= \frac{1}{4} |D_4 C_3 A_2 B_1 (e^{i\Omega_B T} + e^{-i\Omega_B T})|^2 + \frac{1}{4} |C_4 A_3 B_2 D_1 (e^{i\Omega_B T} + e^{-i\Omega_B T})|^2 \\
&+ \left| C_4 A_3 A_2 B_1 \frac{1}{4} (2 + e^{i2\Omega_B T} + e^{-i2\Omega_B T}) + D_4 C_3 B_2 D_1 \right. \\
&\quad \left. + C_4 F_3 F_2 B_1 \frac{1}{4} (-2 + e^{i2\Omega_B T} + e^{-i2\Omega_B T}) \right|^2 . \tag{4.19}
\end{aligned}$$

Terme, die bzgl. Variationen der Laserfrequenz bislang ununterscheidbar waren, weisen nun unterschiedliche magnetische Phasen auf und tragen so zur Interferenz bei. Für jede der beiden Rückstoßkomponenten treten zwei unterschiedliche magnetische Phasendifferenzen $\Delta\Phi_1 = 2\Omega_B T$ und $\Delta\Phi_2 = 4\Omega_B T$ auf. Zusammengefaßt läßt sich das Interferenzsignal durch folgende einfache Gleichung beschreiben:

$$|\langle g | \Psi \rangle|^2 = K_1 + K_2 \cos(2\Omega_B T) + K_3 \cos(4\Omega_B T) \quad . \tag{4.20}$$

Die Terme K_1 , K_2 und K_3 sind dabei komplexe Zahlen, die unabhängig vom Magnetfeld sind. In einem idealen Dreistrahl-Interferometer, in dem die Amplituden aller drei Teilwellen gleich groß sind, ist das Amplitudenverhältnis der oszillierenden Terme in (4.20) $\frac{|K_2|}{|K_3|} = \frac{2}{1}$ [VIT53]. Abweichungen von diesem Amplitudenverhältnis haben eine Linienverbreiterung zur Folge. Im Fall des hier beschriebenen Dreistrahl-Atominterferometers sind die Zahlen K_2 und K_3 durch Summen der Übergangskoeffizienten A , B , C , D und F gegeben. Sie sind damit stark abhängig vom Strahlteilverhältnis im Interferometer. Unter der Annahme reiner $\frac{\pi}{2}$ -Pulse im Interferometer liefert (4.19) Amplitudenverhältnisse von $\frac{|K_2|}{|K_3|}_{hf} = \frac{20}{1}$ bzw. $\frac{|K_2|}{|K_3|}_{nf} = \frac{20}{9}$. Der Dreistrahl-Interferenzeffekt tritt also in der niederfrequenten Rückstoßkomponente

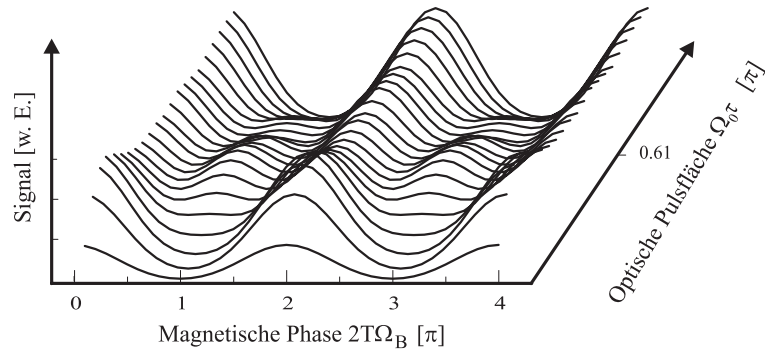


Abbildung 4.5: Berechnete Interferenzsignale des Dreistrahl-Interferometers für verschiedene Strahlteilverhältnisse.

sehr viel stärker zutage, die hochfrequente Rückstoßkomponente dagegen zeigt nahezu ungestörte Zweistrahl-Signale der Periode $\frac{1}{2T}$.

In Abb. 4.5 sind Interferenzsignale des Grundzustandes für die Summe aus hoch- und niederfrequenter Rückstoßkomponente dargestellt, die auf der Basis obiger Gleichungen berechnet wurden. Der Zonenabstand im Interferometer wurde so gewählt, daß beide Rückstoßkomponenten konstruktiv überlappen. Der Atomstrahl wurde hier zunächst als longitudinal monochromatisch angenommen, eine Mittelung über die entsprechenden atomaren Geschwindigkeiten entfällt also. Die magnetische Phase $2T\Omega_B$ entspricht der relativen Phasenverschiebung zwischen zwei benachbarten Teilwellen am Interferometerausgang. Für geradzahlige Vielfache von π treten wie erwartet Hauptmaxima auf. Deutlich zeigt sich die starke Abhängigkeit der Signale von der optischen Pulsfläche $\Omega\tau$ der Laserstrahlen, die das Strahlteilverhältnis im Interferometer bestimmt. Bei schwacher optischer Anregung ist das Signal sinusförmig. Mit zunehmender Anregungsstärke reduziert sich die Breite der Hauptmaxima. Es bilden sich die für Mehrstrahl-Interferenz typischen Nebenmaxima an den Stellen ungeradzahliger Vielfacher von π aus. Dieser Effekt ist maximal für eine optische Pulsfläche von $\Omega\tau = 1.22 \cdot \frac{\pi}{2}$. Anschaulich entspricht dieser Wert einer Präparation von drei Teilwellen dreier unterschiedlicher innerer Zustände mit gleicher Amplitude in der ersten Strahlteilerzone.

Der Einfluß der atomaren Longitudinalgeschwindigkeit bzw. der begrenzten atomaren Kohärenzlänge auf das Signal ist in Abb. 4.6 dargestellt. Zum Vergleich sind zusätzlich Zweistrahl-Interferenzsignale dargestellt, wie sie beispielsweise als Ergebnis der Anregung mit rein zirkular polarisiertem σ^+ -Licht zu erwarten wären. Die optische

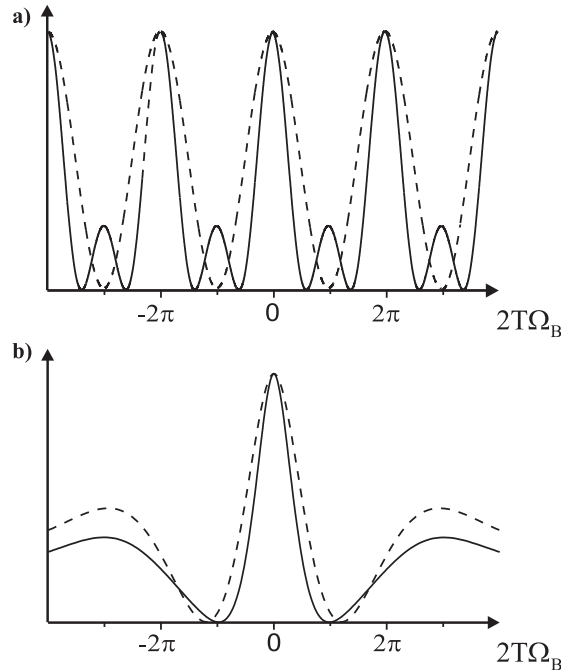


Abbildung 4.6: Vergleich zwischen berechneten Zwei- und Dreistrahl-Interferenzsignalen (gestrichelte bzw. durchgezogene Linien). Die optische Pulsfläche beträgt $\Omega\tau = \frac{\pi}{2}$ für Zweistrahl-Interferenz und $\Omega\tau = 1.22 \cdot \frac{\pi}{2}$ für Dreistrahl-Interferenz. Alle Kurven sind auf gleiche Maximalamplitude normiert. a) monochromatischer Atomstrahl; b) thermischer Atomstrahl.

Anregung beträgt im Fall der Zweistrahl-Signale stets $\Omega\tau = \frac{\pi}{2}$. Das Dreistrahl-Signal der Abb. 4.6a ist ein vertikaler Schnitt aus Abb. 4.5 bei $\Omega\tau = 1.22 \cdot \frac{\pi}{2}$. Im Unterschied zum reinen Zweistrahl-Signal treten zusätzliche Nebenmaxima auf, und die Halbwertsbreite der Hauptmaxima ist um 41% reduziert. In Abb. 4.6b ist zusätzlich die numerische Mittelung über Geschwindigkeitsklassen berücksichtigt. Bei der angenommenen Geschwindigkeitsverteilung handelt es sich um eine Maxwellverteilung mit einer mittleren Geschwindigkeit von ca. $\bar{v} = 700 \frac{m}{s}$ und einer Breite von ca. $\frac{\Delta v}{\bar{v}} = 1$. Im Bild der räumlich getrennten, interferierenden Wellenpakete (Abb. 4.3) verschwindet der Überlapp zwischen den drei Teilwellen mit ansteigendem Magnetfeld als Folge der endlichen atomaren Kohärenzlänge. Die verschiedenen oszillierenden Terme der Gleichung (4.20) unterliegen diesem Dämpfungseffekt in verschieden starker Weise. Der Interferenzterm zwischen den beiden äußeren Wellenpaketen wird stärker ausgedämpft, das Verhältnis $\frac{|K_2|}{|K_3|}$ verringert sich also zugunsten reiner Zweistrahl-Interferenz für große Magnetfelder.

Dies ist der Grund für das Auswaschen der Nebenmaxima in Abb. 4.6b. Im Bereich des zentralen Hauptmaximums, wo die Magnetfeldstärken klein und der Einfluß des Dreistrahl-Interferenztermes groß ist, ist die Abweichung vom Zweistrahl-Signal weiterhin signifikant. Im Vergleich zum Zweistrahl-Signal beträgt die Verringerung der Halbwertsbreite noch 32%.

4.1.3 Diskussion der beobachteten Signale

Es wurde der bereits in Kapitel 3 beschriebene Aufbau des stationären Interferometers verwendet. Mit Hilfe einer computergesteuerten Anordnung aus zwei parallelgeschalteten Laserdiodentreibern können die Ströme durch das innere Helmholtz-Spulenpaar mit einer Auflösung von $0.04mA$ eingestellt werden. Eine anhand spektroskopisch ermittelter Zeeman-Aufspaltungen berechnete Eichkurve [PAU97] erlaubt die genaue Vorhersage der Magnetfeldstärken. Die exakte Justage der Laserpolarisation parallel zur x -Richtung erfolgte ebenfalls spektroskopisch.

Zur Realisation der Dreistrahl-Interferenz wird der Laser zunächst mit der niederfrequenten Rückstoßkomponente in Resonanz gebracht ($\Delta + \delta = 0$). Der Zonenabstand im Interferometer ist so gewählt, daß der laserfrequenzabhängige Phasenoffset zwischen beiden Rückstoßkomponenten im Mittel ein Vielfaches von 2π beträgt ($D = 4.3mm$). Um eine Magnetfeld-induzierte Phasendifferenz von 2π zwischen zwei benachbarten Teilwellen zu erzeugen, ist eine Feldstärke von $B = 3.9\mu T$ nötig. Zur Aufnahme eines Datensatzes werden entsprechend kleine Magnetfelder symmetrisch um den Wert Null variiert. Das Prinzip der Messung ist in Abb. 4.7a vereinfacht anhand der Teilwellenpakete am Ausgang des Interferometers dargestellt.

Um die Merkmale der Mehrstrahl-Interferenz deutlich zu machen, ist ein direkter Vergleich zwischen experimentell aufgenommenen Zwei- und Dreistrahl-Signalen sinnvoll. Typischerweise werden Zweistrahl-Interferenzen durch Präparation von lediglich zwei Teilwellen im Interferometer und anschließende Variation der Laserverstimmung realisiert. Grundsätzlich ist aber auch die Beobachtung einer magnetfeldinduzierten Interferenz zwischen zwei Wellenpaketen innerhalb des hier vorgestellten Anregungsschemas möglich. Das Meßprinzip ist in Abb. 4.7b veranschaulicht. Durch Anlegen eines starken Offset-Magnetfeldes werden die drei Wellenpakete zunächst voneinander getrennt ($2\hbar\Omega_{Off} = 800kHz$). Der Effekt der Laserverstimmung auf die Ortsraumko-

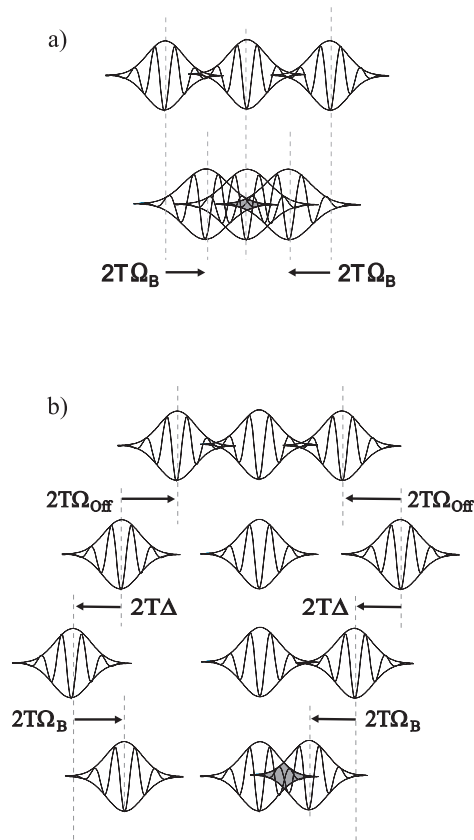


Abbildung 4.7: Meßprinzip für atomare Dreistrahl- (a) und Zweistrahl- (b) Interferenzen durch Variation der Magnetfeldstärke (nicht maßstabsgetreu).

ordinate der atomaren Teilwellen ist asymmetrisch. Durch Verstimmung des Lasers auf $\Delta + \delta = 400 \text{ kHz}$ kann so der räumliche Überlapp zwischen zwei Teilwellen wiederhergestellt werden. Das dritte Wellenpaket nimmt aufgrund seiner endlichen Kohärenzlänge nicht am Interferenzprozeß teil. Die symmetrische Variation der Magnetfeldstärke um den Wert Ω_{off} erlaubt nun die Beobachtung von Zweistrahl-Interferenz als Funktion der Magnetfeldstärke und macht so durch einfaches Verändern experimenteller Parameter den direkten Vergleich beider Regimes möglich.

Typische experimentell beobachtete Signale dieses Interferometers sind in Abb. 4.8 zu sehen. Dargestellt ist die Anzahl der Atome, die das Interferometer im inneren Grundzustand verläßt, als Funktion der magnetischen Feldstärke. Aus Gründen eines effizienteren Nachweises wurde die Grundzustandspopulation nicht direkt, sondern indirekt durch den in Kapitel 3 beschriebenen Fluoreszenznachweis bestimmt. Da die Teilchenzahl insgesamt erhalten ist, verhält sich das Signal aus der Summe beider angeregter

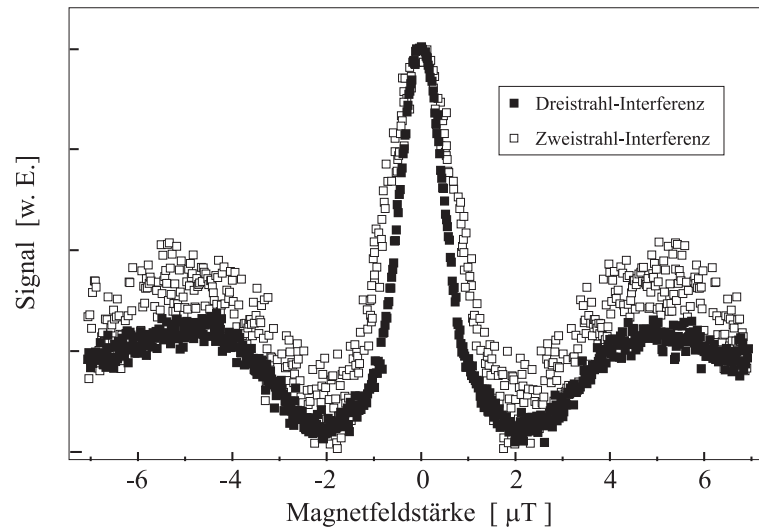


Abbildung 4.8: Experimentelle Daten für Zweistrahl- (helle Punkte) und Dreistrahl- (dunkle Punkte) Interferenzen als Funktion der Magnetfeldstärke. Beiträge des inkohärenten Untergrundes wurden subtrahiert.

Zustände stets komplementär zum Grundzustandssignal (die Signale in Abb. 4.8 entsprechen also der Differenz $1-Fluoreszenzsignal$). Beiträge des inkohärenten Untergrundes, wie sie für das Ramsey-Bordé-Interferometer typisch sind, sind mit Hilfe einer Fitprozedur aus dem Signal entfernt worden [FIT]. Beide Datensätze in Abb. 4.8 sind auf gleiche Maximalamplitude normiert. Der Magnetfeldoffset der Zweistrahl-Signale ist nicht dargestellt.

Der Verlauf der experimentellen Signale ist in guter Übereinstimmung mit den für einen thermischen Atomstrahl berechneten Daten (Abb. 4.6b). Als Folge der breiten atomaren Geschwindigkeitsverteilung sind die Kohärenzlängen der interferierenden Teilwellen sehr klein, was zur Auswaschung der für Dreistrahl-Interferenzen typischen Nebenmaxima führt. In Übereinstimmung mit den Rechnungen treten die Hauptmaxima erster Ordnung für beide Datensätze bei Magnetfeldstärken auf, die größer als $3.9\mu T$ sind. Die zentralen Interferenzringe, die nur schwach vom Auswascheffekt der atomaren Geschwindigkeitsverteilung betroffen sind, zeigen klar die für Mehrstrahl-Interferenzen charakteristische Reduktion der Linienbreite. Die FWHM-Werte der Linienbreiten betragen $(1.51\pm 0.12)\mu T$ für Zwei- bzw. $(1.03\pm 0.04)\mu T$ für Dreistrahl-Interferenz, die Linienbreite reduziert sich also beim Übergang zur Mehrstrahl-Anordnung um $(32\pm 8)\%$. Dieser Wert entspricht ebenfalls der theoretischen Vorhersage. Das niedrigere Signal-

zu-Rausch - Verhältnis der Zweistrahl-Daten ist eine Konsequenz der Tatsache, daß hier eines der angeregten Wellenpakete nicht zum kohärenten Signal beiträgt, stattdessen aber den Signaluntergrund verstärkt.

Abbildung 4.8 stellt zugleich eine Demonstration der gesteigerten Sensitivität derartiger atomarer Vielstrahl-Interferometer für Präzisionsmessungen magnetischer Felder dar. Die absolute Magnetfeld-Sensitivität, die sich mit dem hier vorgestellten Aufbau erreichen läßt, beträgt $5.2nT/\sqrt{\text{min}}$. Dieser Wert ist vergleichbar mit den Ergebnissen einer anderen atominterferometrischen Messung [SCH94]. Derzeit sind die kurzen Wechselwirkungszeiten der thermischen Mg-Atome mit dem Interferometer sowie der Fluß des Atomstrahls limitierend. Um etwa zwei Größenordnungen längere Wechselwirkungszeiten wurden bei der gepulsten Interferometrie an lasergekühlten Atomen erreicht [RUS98b]. Der Transfer des hier vorgestellten Konzeptes zur Erzeugung von Mehrstrahl-Interferenzen auf ein gepulstes Schema ist prinzipiell möglich. Neben der enorm gesteigerten Sensitivität verspricht die in diesem Schema inhärente Realisation eines Magnetometers mit nahezu "punktförmigem" atomarem Ensemble als Sensor eine interessante Anwendungsmöglichkeit.

In vorausgegangenen Experimenten zur Realisation eines optischen Frequenzstandards mit lasergekühlten Mg-Atomen wurden Restmagnetfelder als dominierende Ursache für ein Limit in der erreichbaren Genauigkeit erkannt [SEN94]. Das hier demonstrierte Konzept der kohärenten Anregung mehrerer Zeeman-Niveaus auf der Basis eines Mehrstrahl-Interferometers bietet eine elegante Perspektive zur verbesserten Unterdrückung kleinster magnetischer Streufelder.

Die Nutzung von Atomen mit einer höheren Entartung in den beteiligten inneren Zuständen erlaubt eine Ausdehnung des Konzeptes auf Interferenzen mit mehr als drei Teilwellen. Das Isotop ^{25}Mg beispielsweise bietet mit seinem Kernspin von $F = \frac{5}{2}$ einen insgesamt 24fach entarteten Grundzustand. Das metastabile 3P_1 -Niveau ($F = \frac{7}{2}$) ist entsprechend 40fach entartet. Durch gezielte optische Anregung kann hier die Anzahl interferierender Teilwellen gegenüber ^{24}Mg deutlich gesteigert werden. Analog zur klassischen Optik erwartet man hier eine weitere Erhöhung der interferometrischen Sensitivität. Ein alternatives Konzept zur Präparation von Vielstrahl-Interferenzen mit variabler Teilwellenanzahl wird im nächsten Kapitel vorgestellt werden.

4.2 Gepulste Vielstrahl-Interferometrie im Zeitraum

Es soll nun ein zweiter Ansatz zur Realisierung von atomaren Vielstrahl-Interferenzen vorgestellt werden. Bei den folgenden Experimenten handelt es sich um die ersten Beobachtungen atomarer Vielstrahl-Interferenzen im Zeitraum. Der hier dargestellte Ansatz ist in vielfacher Hinsicht komplementär zu dem im letzten Kapitel beschriebenen. Insbesondere ist die Anzahl der interferierenden Teilwellen einstellbar und nicht prinzipiell limitiert, das Verfahren erlaubt also erstmalig ein systematisches Studium atomarer Interferenz im Regime vieler Teilstrahlen. Basis des Konzeptes ist die gepulste Interferometrie im Zeitraum, wie sie in Kapitel 2 beschrieben wurde. Zeitlich äquidistante Sequenzen von Laserpulsen dienen zur kohärenten Manipulation eines lasergekühlten Ensembles von Atomen. Diese Sequenzen erweisen sich unter bestimmten Voraussetzungen als sehr effiziente “Vielfach-Strahlteiler” für de Broglie-Wellen. Die Ausgangssignale des Interferometers zeigen Fabry-Perot - ähnliche Interferenzstrukturen extrem hoher Finesse, wie sie in der Atomoptik bislang noch nicht beobachtet werden konnten. Interferenzen von bis zu 160 atomaren Teilwellen wurden beobachtet. Weitere Analogien zum bekannten Fabry-Perot-Interferometer werden im Folgenden diskutiert.

4.2.1 Konzept der Anregung mit Pulssequenzen

Das Ort-Zeit-Diagramm der Abb. 4.9 zeigt das Prinzip des Vielstrahl-Interferometers am Beispiel einer Dreistrahl-Anordnung. Zwei antiparallele Sequenzen aus jeweils N Laserpulsen der Frequenz ω_L wechselwirken mit einem nahezu ruhenden, kalten Atomensemble. Die Zeit zwischen zwei Pulsen beträgt stets T . Das Verfahren stellt eine Erweiterung der gepulsten Ramsey-Bordé-Interferometrie im Zeitraum dar. Die einzelnen Wechselwirkungen sind resonant mit einem atomaren 2-Niveau-System der Eigenfrequenz ω_0 , so daß die atomare Welle durch jeden Puls kohärent in zwei Teilwellen aufgespalten wird. Nach der Wechselwirkung unterscheiden sich die Teilwellen im inneren Zustand und sie haben verschiedene Schwerpunktpulse. Wie auch im Fall des gepulsten Ramsey-Bordé-Interferometers (siehe Kapitel 2) weisen zwei Teilwellen, die für eine Zeitdauer T in unterschiedlichen Zuständen propagiert sind, eine Phasendifferenz $\Phi = \Delta T$ auf, die abhängig von der Verstimmung Δ eines Laserpulses ist. Dies

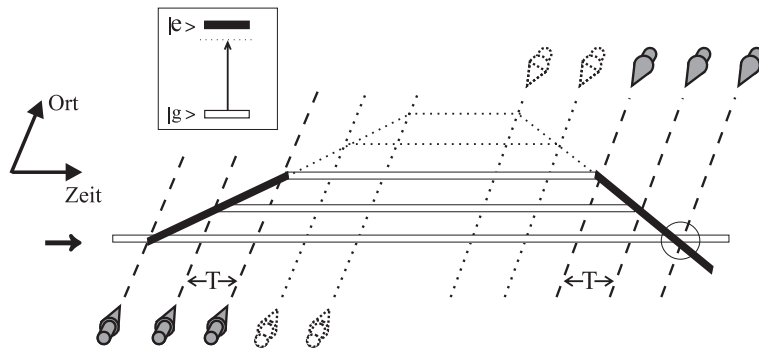


Abbildung 4.9: Vereinfachtes Prinzip des Vielstrahl-Interferometers im Zeitraum. Jede Laserpuls-Sequenz mit N Pulsen stellt einen variablen Vielfach-Strahlteiler für Atome dar. Dargestellt ist der einfache Fall $N = 3$ (die gepunkteten Linien deuten die Erweiterungsmöglichkeit für längere Sequenzen an).

ist das grundlegende Prinzip jeder Ramsey-Anordnung. Nach einer Sequenz von N Pulsen liegen N räumlich getrennte atomare Trajektorien des gleichen inneren Zustandes vor. Um diese Trajektorien zur Interferenz zu bringen, muß ein ausreichender räumlicher Überlapp zwischen den Teilwellen gewährleistet sein. Eine zweite - zur ersten antiparallele - Pulssequenz führt die Teilwellen wieder zusammen. Am Ausgang des Interferometers kommt es so zur Interferenz von N atomaren Teilwellen. Die auftretenden Phasendifferenzen zwischen diesen Teilwellen bestimmen die Struktur des Interferenzsignals. Sie sind gegeben durch

$$\Phi_n = 2n \cdot \Phi = 2n \cdot \Delta T \quad \text{mit} \quad n = 0, 1, 2, \dots, (N - 1) \quad . \quad (4.21)$$

Teilwellen, deren Phasendifferenz Null ist, sind quantenmechanisch nicht unterscheidbar. Die Phasendifferenz zwischen zwei unterscheidbaren benachbarten Teilwellen ist stets gleich Φ , d.h. die relative Phasenlage der interferierenden Wellen am Interferometerausgang bleibt unter Variationen der Laserverstimmung symmetrisch (Abb. 4.10). Man erwartet somit die Entstehung typischer Vielstrahl-Interferenzsignale als Funktion der Laserfrequenz.

Auf ähnlichen Anregungssequenzen basierende Anordnungen wurden bereits in der Vergangenheit untersucht. So beobachteten Adam *et al.* eine Reduktion der Linienbreiten bei der Anregung eines Ca-Atomstrahls mit resonanten Lichtfeldern in mehreren

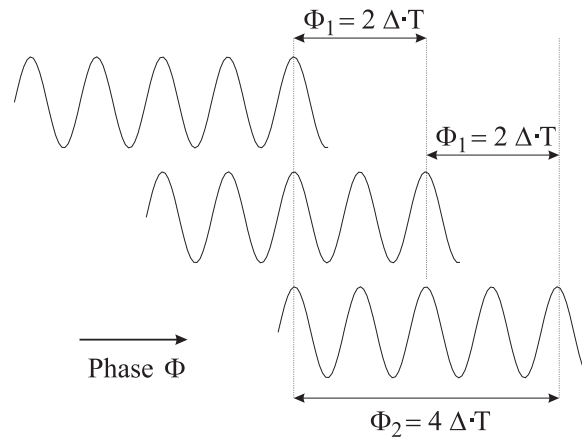


Abbildung 4.10: Relative Phasenlage dreier interferierender Teilwellen am Ausgang des Vielstrahl-Interferometers.

räumlich getrennten Zonen [ADA86]. Der Effekt wurde allerdings nicht als Vielstrahl-Interferenz erkannt. Morinaga untersuchte die Wechselwirkung eines Ca-Atomstrahls mit zwei antiparallelen räumlich getrennten Sequenzen von je fünf Laserstrahlen, konnte aber keine signifikanten Vielstrahl-Interferenzeffekte nachweisen [MOR92a]. Da es sich bei beiden Experimenten um stationäre Interferometer handelt, unterliegen hier - wie in Kapitel 2 beschrieben - sowohl das Strahlteilverhältnis im Interferometer als auch die Periodizität des Interferenzbildes einer starken Auswaschung durch das breite Intervall der auftretenden atomaren Geschwindigkeiten. Außerdem sind solche Anordnungen extrem empfindlich auf kleinste Winkelfehler in den anregenden Lichtfeldern. Die genaue Beobachtung von Vielstrahl-Interferenzen, wie sie in dem hier beschriebenen Experiment gelungen ist, wird dadurch erheblich erschwert.

4.2.2 Berechnung der Interferenzsignale

Das in Abb. 4.9 dargestellte Schema zeigt nur einen Teil der im Interferometer entstehenden Teilwellen (vgl. Abb. 1.2 für $N=2$). Die Abfolge von $2N$ sequentiellen Strahlteilerpulsen erzeugt insgesamt 2^{2N} atomare Trajektorien, die zu einer großen Anzahl von räumlich getrennten Interferometerausgängen führen. Im Folgenden soll am Beispiel einer Interferometergeometrie mit drei Pulsen pro Sequenz ($N = 3$) plausibel gemacht werden, daß das vereinfachte Bild der Abb. 4.9 in guter Näherung dennoch zur Beschreibung des Interferometers geeignet ist. Die Darstellung baut auf der in [RUS98a]

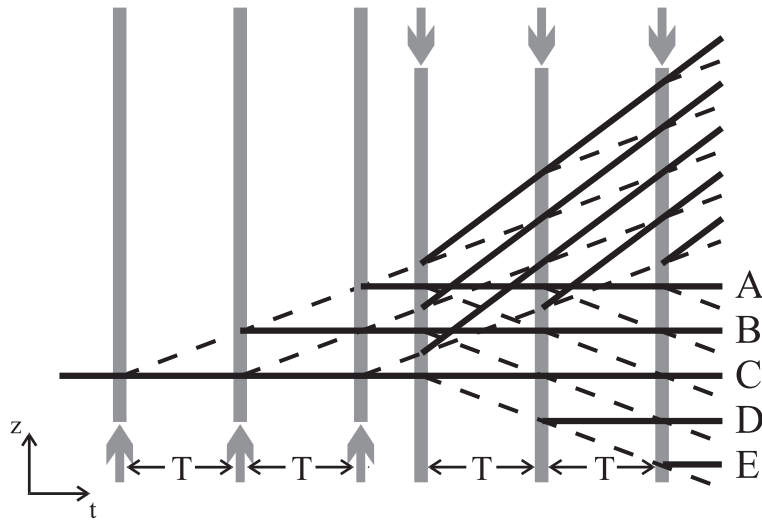


Abbildung 4.11: Vollständiges Rückstoßdiagramm des Vielstrahl-Interferometers im Zeitraum für $N = 3$. Die fünf räumlich getrennten Grundzustandsausgänge der hochfrequenten Rückstoßkomponente sind mit A bis E gekennzeichnet.

gegebenen Argumentation auf.

Ein vollständiges Rückstoßdiagramm für den Fall $N = 3$ ist in Abb. 4.11 zu sehen. Es bilden sich analog zum Zweistrahl-Fall auch hier zwei Rückstoßkomponenten aus, die sich in der mittleren Dunkelzone im inneren Zustand unterscheiden. Die Laseranregung führt nicht aus der in Kapitel 2 angegebenen Impulsfamilie hinaus, die beiden Rückstoßkomponenten führen daher auch hier zu zwei voneinander unabhängigen, völlig äquivalenten Interferenzringsystemen, die um die zweifache Photonen-Rückstoßaufspaltung δ getrennt erscheinen. Die folgende Diskussion beschränkt sich daher auf die hochfrequente Rückstoßkomponente, deren Grundzustandsausgänge in Abb. 4.11 mit A, B, C, D und E bezeichnet sind. Im Gegensatz zum konventionellen Ramsey-Bordé-Interferometer gibt es mehrere zur Interferenz beitragende Ausgänge. Die insgesamt 16 Trajektorien, die in diese fünf Ausgänge münden, sind in Abb. 4.12 abgebildet.

Interferenz findet nur dort statt, wo innerhalb eines Ausgangs unterscheidbare Trajektorien mit unterschiedlicher Phasenentwicklung zur Überlagerung kommen. Nur jeweils eine Trajektorie führt in die Ausgänge A und E . A und E tragen daher nicht zur Interferenz bei und liefern ähnlich wie die offenen Ausgänge des Ramsey-Bordé-Interferometers nur einen Signaluntergrund. Jeweils vier Trajektorien erreichen die Ausgänge B und D . Von diesen vier Trajektorien sind allerdings nur jeweils zwei Paa-

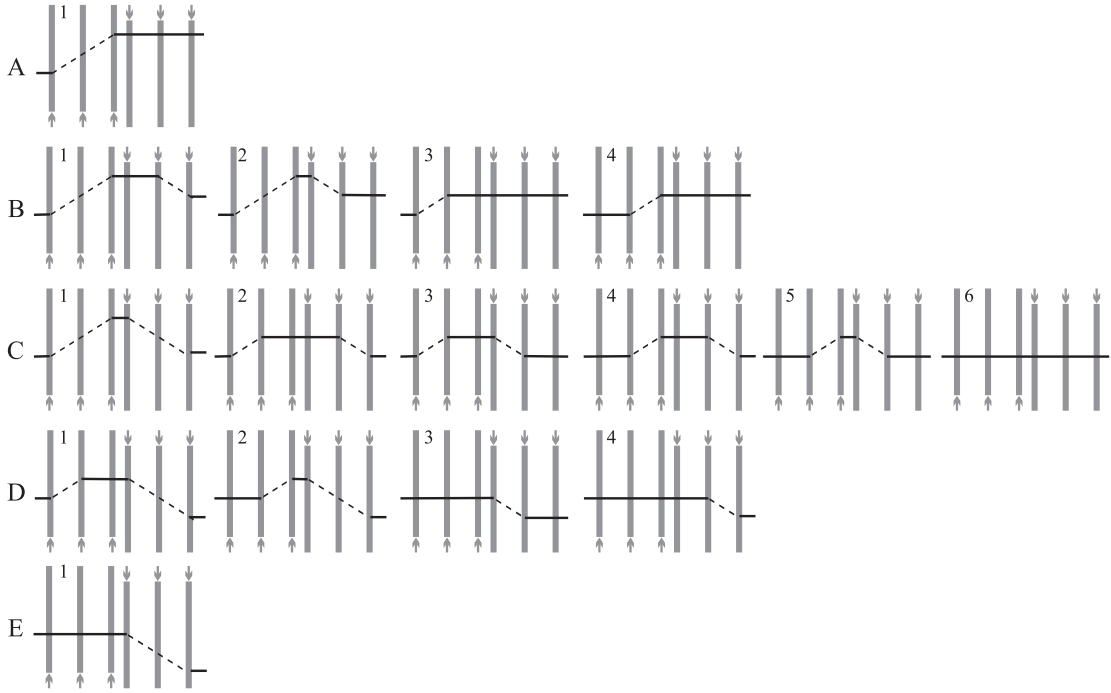


Abbildung 4.12: Getrennte Rückstoßdiagramme aller 16 Trajektorien, die in die fünf Grundzustandsausgänge der hochfrequenten Rückstoßkomponente münden.

re anhand ihrer Phasenentwicklung unterscheidbar. Aus den sechs Trajektorien, die den Ausgang C erreichen, lassen sich drei unterscheidbare Teilwellen bilden.

Der in Kapitel 2 vorgestellte Matrixformalismus erlaubt die vollständig analytische Berechnung der Interferenzsignale für Geometrien mit beliebiger Anzahl von Pulsen. Da es sich um ein gepulstes Verfahren handelt, bei dem sich die Strahlengänge für alle in dieselbe Richtung propagierenden Laserpulse nicht unterscheiden, gilt

$$\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_3 \quad \text{und} \quad \Phi_4 = \Phi_5 = \Phi_6 \quad . \quad (4.22)$$

Atomarer Ausgangs- und Endzustand sowie der Zustand in der mittleren Dunkelzone sind gleich. Insgesamt treten Laserphasen also stets als Differenz zweier identischer Werte auf und können daher unberücksichtigt bleiben. Für den Fall $N = 3$ lautet der Ausdruck für das Signal der hochfrequenten Rückstoßkomponente

$$\left| \langle g | \Psi \rangle_{hf} \right|^2 = |D_6 D_5 D_4 C_3 A_2 B_1|^2 + |C_6 A_5 B_4 D_3 D_2 D_1|^2 \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned}
& + |D_6 D_5 D_4 D_3 C_2 B_1 + D_6 D_5 D_4 C_3 B_2 D_1 + D_6 C_5 B_4 D_3 D_2 D_1 + \\
& C_6 B_5 D_4 D_3 D_2 D_1 + (C_6 B_5 D_4 C_3 A_2 B_1 + D_6 C_5 B_4 C_3 A_2 B_1 + \\
& C_6 A_5 B_4 D_3 C_2 B_1 + C_6 A_5 B_4 C_3 B_2 D_1) e^{i[2T(\Delta-\delta)]}|^2 \\
& + |D_6 D_5 D_4 D_3 D_2 D_1 + (B_6 C_5 D_4 D_3 C_2 B_1 + D_6 C_5 B_4 D_3 C_2 B_1 + \\
& C_6 B_5 D_4 C_3 B_2 D_1 + D_6 C_5 B_4 C_3 B_2 D_1) e^{i[2T(\Delta-\delta)]} + \\
& C_6 A_5 B_4 C_3 A_2 B_1 e^{i[4T(\Delta-\delta)]}|^2 \quad ,
\end{aligned}$$

wobei erneut die komplexen Übergangskoeffizienten aus den vorausgegangenen Kapiteln benutzt wurden. Um das Interferenzsignal detaillierter zu beurteilen, bietet sich auch in diesem Fall eine Klassifikation nach unterschiedlichen oszillatorischen Termen an. Ausmultiplizieren von (4.23) führt auf

$$|\langle g | \Psi \rangle|^2 = K_1 + K_2 \cos[2T(\Delta - \delta)] + K_3 \cos[4T(\Delta - \delta)] \quad . \quad (4.24)$$

Die Amplituden K_1 , K_2 und K_3 stellen sich dabei als komplexe Funktionen der Übergangsamplituden dar, die nur eine schwache Abhängigkeit von der Laserverstimmung Δ zeigen. Für eine optische Anregung, die einem Rabi-Puls von $\frac{\pi}{3}$ entspricht, ergibt sich das Verhältnis der Oszillationsamplituden zu $\frac{K_2}{K_3} = \frac{16}{9}$. Dieser Wert ist dem des idealen Dreistrahl-Interferometers ($\frac{K_2}{K_3} = \frac{2}{1}$) sehr nahe. Das Verhalten der niederfrequenten Rückstoßkomponente ist in dieser Hinsicht identisch.

In Abb. 4.13 sind berechnete Interferenzsignale für Strahlteilersequenzen mit unterschiedlicher Anzahl von Pulsen dargestellt. Grundlage der Kalkulationen ist der in Kapitel 2 vorgestellte Matrixformalismus. Alle für das Experiment typischen Parameter wurden berücksichtigt. Die Dunkelzeit T zwischen den Pulsen wurde so gewählt, daß sich eine Periodizität von $\frac{1}{2T} = \delta = 39.8 \text{ kHz}$ einstellt, was einem konstruktiven Überlapp zwischen den Rückstoßkomponenten entspricht. Die Signalamplituden sind auf gleiche Höhe normiert. Der erwartete Vielstrahl-Interferenzeffekt zeigt sich deutlich. Die Breite der Hauptmaxima skaliert mit der Anzahl der Pulse; das Konzept ist also offensichtlich auch geeignet, mehr als drei Teilstrahlen zur Interferenz zu bringen (eine analytische Berechnung der exakten Signale erfolgt analog zu dem vorgestellten

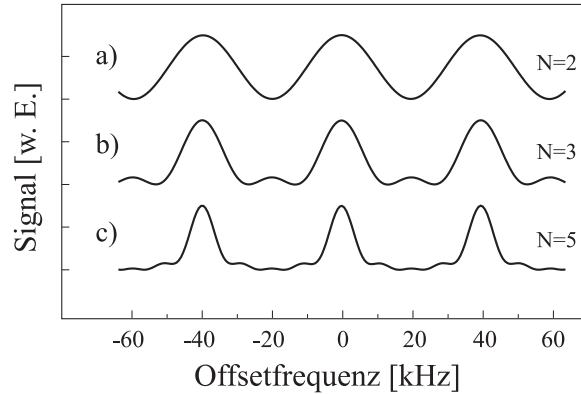


Abbildung 4.13: Kalkulierte Signale des Vielstrahl-Interferometers im Zeitraum. Dargestellt ist die Anzahl der Atome, die das Interferometer insgesamt im Grundzustand verläßt (Summe aus beiden Rückstoßkomponenten), als Funktion der Laserfrequenz; (a) zwei Pulse, b) drei Pulse, c) fünf Pulse pro Sequenz. Der optische Pulswinkel beträgt jeweils $\frac{\pi}{N}$.

Fall $N = 3$ innerhalb eines $N \times N$ -Formalismus).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Einstrahlung von zwei antiparallelen Sequenzen mit je N Pulsen innerhalb des hier vorgestellten Konzeptes zur Ausbildung eines atomaren N -Strahl-Interferometers führt.

4.2.3 Beobachtung atomarer Vielstrahl-Interferenzen

Im Experiment kam der in Kapitel 3 beschriebene Aufbau des gepulsten Interferometers zum Einsatz. Zur Erzeugung der Strahlteiler-Sequenzen wurden schnelle programmierbare TTL-Pulsgeneratoren benutzt. Typische experimentell ermittelte Interferenzsignale sind in Abb. 4.14 dargestellt. Es handelt sich dabei um Interferenzen von zwei, drei, vier, fünf und zehn atomaren Teilwellen. Wie auch schon in Abb. 4.13 wurde eine Periodizität von $\frac{1}{2T} = 39.8 \text{ kHz}$ gewählt, beide Rückstoßkomponenten überlagern sich in den Graphen also konstruktiv. Der Abstand zwischen zwei unmittelbar aufeinanderfolgenden Pulsen beträgt dementsprechend $T = 12.57 \mu\text{s}$. Unter den gegebenen experimentellen Bedingungen stellt eine kohärente Anregung des atomaren Ensembles der Dauer $\tau = 12 \mu\text{s}$ einen Rabi-Puls der Größe π dar. Die Auswertung einer detaillierten Meßreihe zur optischen Anregung folgt im nächsten Kapitel. Der Gleichung

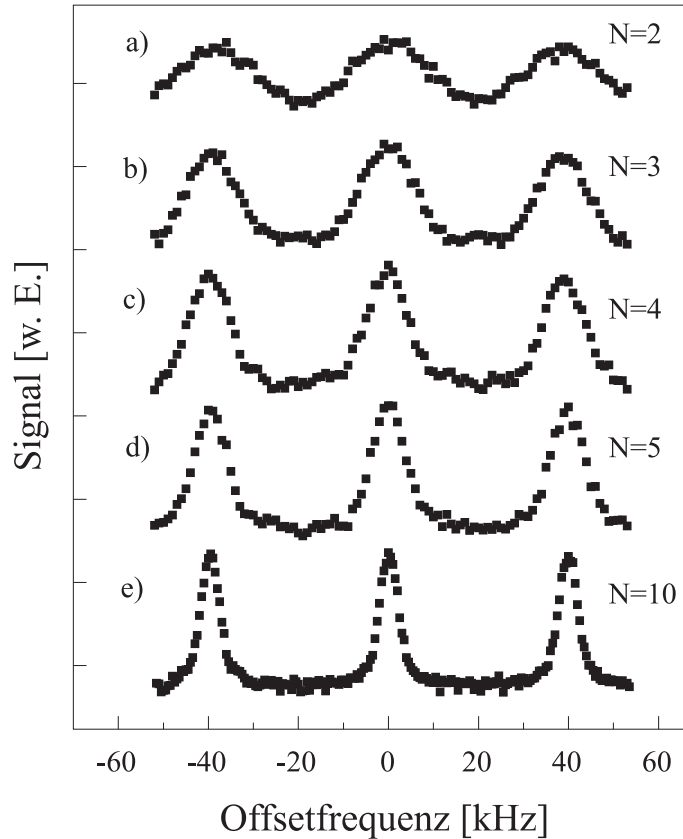


Abbildung 4.14: Atomare Vielstrahl-Interferenzsignale für unterschiedliche Anzahlen interferierender Teilwellen N ; a) $N = 2$, b) $N = 3$, c) $N = 4$, d) $N = 5$, e) $N = 10$. Die optischen Pulsdauern betragen (von a) bis e)) $6\mu s$, $4\mu s$, $3\mu s$, $2.4\mu s$ und $1.2\mu s$ (siehe dazu auch Kapitel 4.2.4). Die Meßzeit pro Datenpunkt ist $5s$. Die Skalierung der y -Achse ist bis auf einen willkürlichen Offset zur getrennten Darstellung identisch für alle Datensätze.

$\Omega_0\tau = \frac{\pi}{N}$ entsprechend, beträgt die Pulsdauer für die dargestellten Signale $6\mu s$, $4\mu s$, $3\mu s$, $2.4\mu s$ und $1.2\mu s$ (siehe auch Kapitel 4.2.4).

Der Verlauf der beobachteten Signale entspricht dem theoretisch Erwarteten. Die charakteristischen Vielstrahl-Interferenzeffekte treten klar zutage. Abbildung 4.14a zeigt das bekannte sinusförmige Interferenzsignal reiner Zweistrahl-Interferenz. Für die Anregung mit Sequenzen aus drei Pulsen treten bereits signifikante Abweichungen vom sinusförmigen Verhalten auf (Abb. 4.14b). Die FWHM-Breite der Hauptmaxima beträgt bereits nur noch $(12.9 \pm 0.4)kHz$ [FIT2], was einer Reduktion der Linienbreite um etwa 36% entspricht. Dieser Effekt ist deutlich stärker als im Fall des stationären

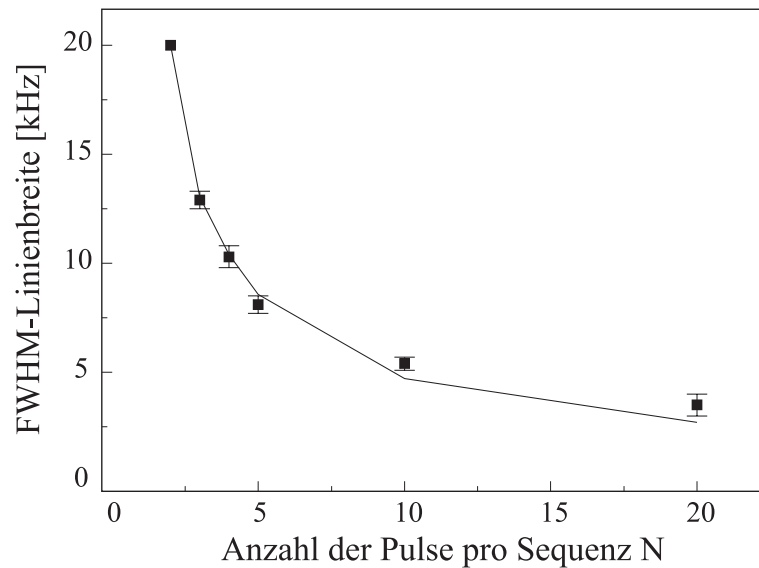


Abbildung 4.15: FWHM-Linienbreiten der Interferenzstrukturen für gepulste N -Strahl-Interferometer (durchgezogene Linie: numerische Berechnung).

Dreistrahl-Interferometers (siehe Kapitel 4.1.3), wo eine Linienbreitenreduktion von 32% beobachtbar ist. Diese stärkere Linienbreitenreduktion läßt sich auch theoretisch anhand des im Fall des gepulsten Vielstrahl-Interferometers günstigeren Amplitudenverhältnisses der verschiedenen oszillatorischen Terme erklären (siehe Kapitel 4.1.2 und Kapitel 4.2.2). Die Signale der 4- und 5-Strahl-Interferenz zeigen eine systematische weitere Reduktion der Linienbreiten (Abb. 4.14c und Abb. 4.14d). Dabei bleiben die Amplituden der Signale bis einschließlich zur Interferenz von zehn Teilstrahlen erhalten. Der letzte Datensatz in der Abb. 4.14, der Interferenzen von 10 Teilwellen zeigt, weist Linienbreiten von nur noch $(5.4 \pm 0.2) \text{ kHz}$ auf.

Insgesamt ist das Verfahren natürlich nicht geeignet, um bei gleicher Meßzeit höhere spektrale Auflösungen zu erreichen. Die Breite der aufgenommenen Strukturen ist stets durch die effektive Gesamtmeßzeit $2T(N-1)$ vorgegeben, die sich von a) bis e) erhöht. Alle aufgenommenen Signale sind in der Breite der Hauptmaxima Heisenberg-limitiert.

Die Reduktion der Linienbreiten mit Erhöhung der Pulsanzahl pro Strahlteilersequenz bei fester Dunkelzeit T ist in Abb. 4.15 dargestellt. Für zunehmende Pulsanzahl zeigt sich hier eine geringe Abweichung der experimentell ermittelten Linienbreiten von der Theorie zu größeren Werten. Die aus technischen Gründen begrenzte Einstellaufösung in der Dunkelzeit T ist eine mögliche Ursache für diesen Effekt. Der konstruktive

Überlapp zwischen den beiden Rückstoßkomponenten des Interferometers wird dadurch nicht mit ausreichender Genauigkeit realisiert. Eine Variation der Dunkelzeit um $\pm 0.1\mu s$ gegenüber dem idealen Wert von $T = 12.567\mu s$ bewirkt bereits eine Verbreiterung aller Interferenzstrukturen um etwa $1.3kHz$. Eine Unterdrückung dieses Effektes ist durch die gezielte Zerstörung einer der beiden Rückstoßkomponenten möglich (siehe Kapitel 4.2.6). Eine weitere Ursache für Verbreiterungen der Interferenzstrukturen ist die endliche Linienbreite der Laseranregung. Während die Laserlinienbreite im konventionellen Ramsey-Bordé-Interferometer eine Reduktion des Kontrastes verursacht und damit mit anderen kontrastmindernden Prozessen konkurriert [RUS98a], ist sie im gepulsten Vielstrahl-Interferometer prinzipiell direkt als Verbreiterung der Signale zu beobachten. Sie ist dadurch leichter von anderen Störeffekten wie z.B. einer Fehljustage der anregenden Laserstrahlen oder der Diffusion des atomaren Ensembles zu unterscheiden. Systematische Untersuchungen der Abweichungen experimentell aufgelöster Linienbreiten im Vergleich zur Theorie innerhalb der hier vorgestellten Vielstrahl-Anordnungen liefern so möglicherweise einen alternativen experimentellen Zugang zur Bestimmung der tatsächlichen Linienbreite am Ort der Anregung.

4.2.4 Diskussion des Strahlteilverhältnisses

Ein wichtiger Parameter für das hier vorgestellte Vielstrahl-Interferometer ist das atomare Strahlteilverhältnis. Sowohl die Interferenzamplitude als auch die Breite der Interferenzstrukturen wird durch das relative Verhältnis aller zur Interferenz beitragenden Teilwellenamplituden beeinflusst. Mathematisch sind alle Strahlteilverhältnisse im Interferometer durch den Betrag der jeweiligen Übergangskoeffizienten und damit durch den optischen Rabi-Pulswinkel gegeben. Abbildung 4.16 zeigt anhand einiger typischer experimenteller Signale eines 10-Strahl-Interferometers die starke Abhängigkeit des Interferenzkontrastes der Linienbreite von der Stärke der optischen Anregung. Der optische Pulswinkel wurde bei konstanter Laserintensität durch Variation der Pulsdauer verändert. Die zu den Datensätzen korrespondierenden Pulsdauern betragen (von oben nach unten) $0.6\mu s$, $1.2\mu s$, $1.8\mu s$ und $2.4\mu s$. Die Amplitude der Berechnungen (durchgezogene Linien in Abb. 4.16) wurde an der Stelle des Maximalwertes von Abb. 4.16 an die Meßdaten angepaßt. Der so gewonnene Skalierungsfaktor ist für alle Datensätze gleich. Die Daten wurden ohne Langzeitstabilisierung des Laser-

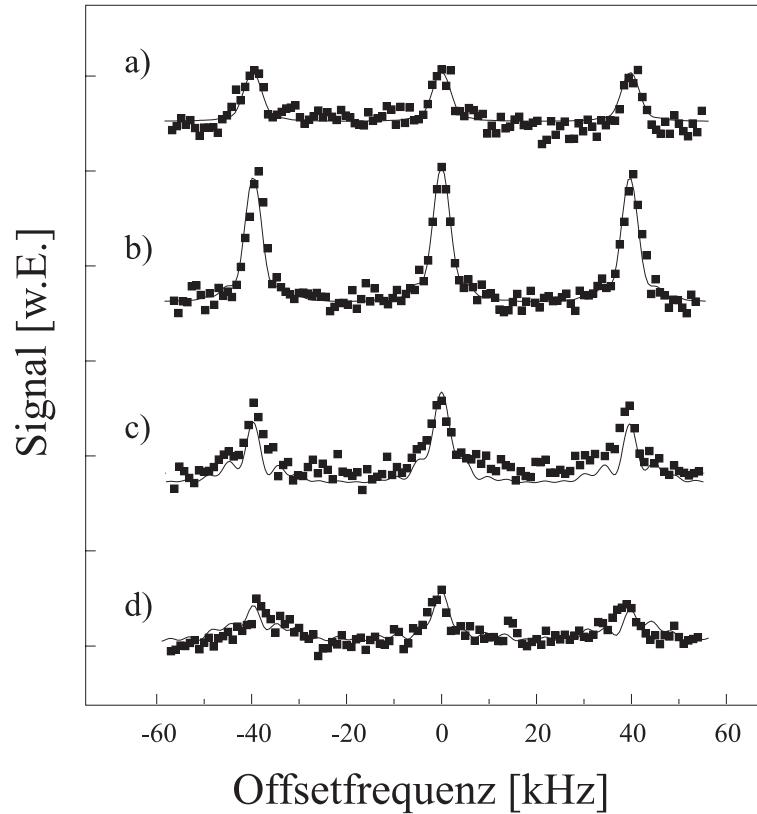


Abbildung 4.16: Interferenzsignale eines 10-Strahl-Interferometers für unterschiedliche optische Pulsdauern; a) $\tau = 0.6\mu s$, b) $\tau = 1.2\mu s$, c) $\tau = 1.8\mu s$ und d) $\tau = 2.4\mu s$. Die Meßzeit pro Datenpunkt beträgt $2s$. Die durchgezogenen Linien stellen kalkulierte Signale dar.

spektrometers aufgenommen, eine konstante Frequenzdrift von $20\frac{Hz}{s}$, die während der Messung beobachtet wurde, wurde numerisch aus den Meßdaten entfernt. In Übereinstimmung mit den berechneten Signalen ist vor allem klar zu erkennen, wie die Interferenzamplitude bei Abweichungen vom optimalen Wert stark abnimmt. Als Ergebnis ähnlicher Meßreihen konnte die im Experiment vorliegende Rabi-Frequenz zu $\Omega = (2.5 \pm 0.4) \cdot 10^5 s^{-1}$ abgeschätzt werden. Ein π -Puls entspricht bei der vorliegenden Laserintensität also einer Pulsdauer von etwa $\tau = 12\mu s$.

In Abb. 4.17 ist eine detaillierte Berechnung der Interferenzamplituden als Funktion der optischen Anregungsstärke dargestellt. Es zeigt sich, daß die Amplitude maximal ist für eine optische Pulsfläche von $\Omega_0\tau = \frac{\pi}{10}$. Weitere Berechnungen ergeben, daß allgemein in einem Interferometer mit N -Puls - Sequenzen bei einer optischen Pulsfläche

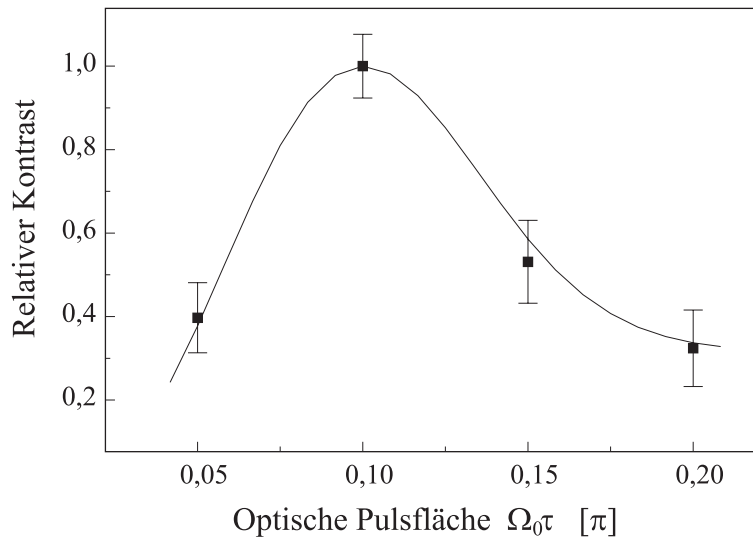


Abbildung 4.17: Kontrastverlauf des Interferenzsignals für $N = 10$ als Funktion der optischen Anregungsstärke pro Puls (durchgezogene Linie: numerische Berechnung). Der Kontrast ist maximal für eine optische Pulsfläche von $\Omega_0\tau = \frac{\pi}{N}$.

von $\Omega_0\tau = \frac{\pi}{N}$ maximale Interferenzamplituden zu beobachten sind. Bei der Aufnahme der in Kapitel 4.2.3 dargestellten Signale wurde die optische Anregung durch Variation der Pulslänge τ bei fester Laserleistung jeweils entsprechend angepaßt.

4.2.5 Trennung der Rückstoßkomponenten

Das Interferenzsignal setzt sich aus den Beiträgen beider Rückstoßkomponenten zusammen, die ihre Ursprünge im Frequenzraum bei $\Delta = -\delta$ bzw. $\Delta = +\delta$ haben. Für den Fall, daß die Periodizität des Signals nicht exakt auf konstruktiven Überlapp der Rückstoßkomponenten eingestellt ist (d.h. $\frac{1}{2T} \neq \frac{2\delta}{n}$, mit ganzzahligem n), treten bei der konventionellen Ramsey-Bordé-Interferometrie unerwünschte Linienverbreiterungen auf. Wie in Kapitel 4 erwähnt wurden daher bereits mehrere Verfahren zur Unterdrückung einer der beiden Rückstoßkomponenten entwickelt. Für das hier vorgestellte gepulste Vielstrahl-Interferometer bewirken kleine Abweichungen in der Periodizität ebenfalls eine Verbreiterung der Interferenzstrukturen. Eine Unterdrückung einer der beiden Rückstoßkomponenten ist allerdings nicht erforderlich. Alternativ können die Rückstoßkomponenten getrennt dargestellt werden.

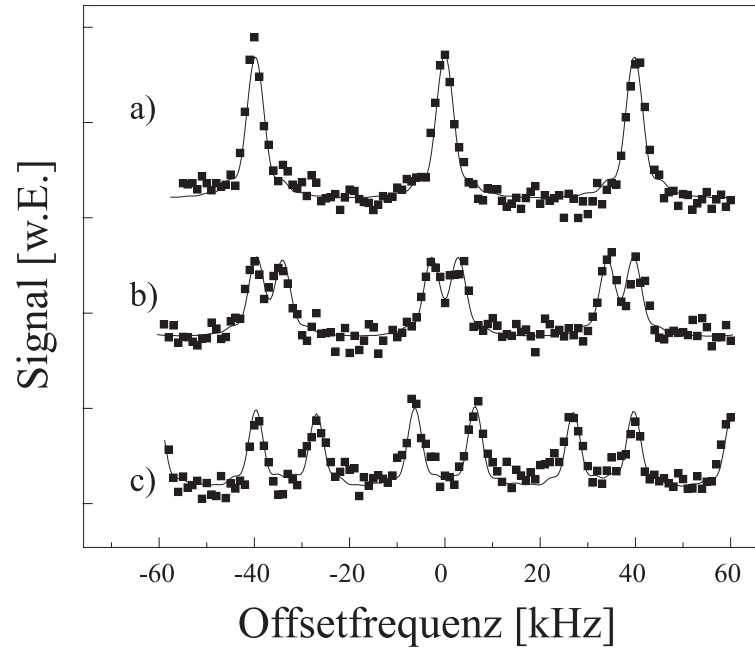


Abbildung 4.18: Interferenzsignale des 10-Strahl-Interferometers für verschiedene Dunkelzeiten T ; a) $T = 12.6\mu s$, b) $T = 13.6\mu s$ und c) $T = 15\mu s$. Die Meßzeit pro Datenpunkt beträgt $2s$. Die durchgezogenen Linien stellen berechnete Signale dar.

Abbildung 4.18 zeigt experimentelle Daten des 10-Strahl-Interferometers, bei denen die Periodizität gezielt variiert wurde. Die gewählten Dunkelzeiten betragen (von oben nach unten) $T = 12.6\mu s$, $T = 13.6\mu s$ und $T = 15\mu s$, die entsprechenden Periodizitäten sind $39.8kHz$, $36.8kHz$ und $33.3kHz$. Aus einer anfänglichen Verbreiterung der Resonanzstrukturen wird eine vollständige Trennung der Rückstoßkomponenten. Hiermit ist es erstmalig gelungen, beide Rückstoßkomponenten in einem Zeitraum-Interferometer gleichzeitig und getrennt sichtbar zu machen. Dies wird erst durch die spezielle Eigenschaft der Vielstrahl-Interferometrie möglich, die sich dadurch auszeichnet, daß der Abstand benachbarter Interferenzstrukturen größer ist als die Strukturbreite. Die üblichen Einschränkungen in der Wahl der darstellbaren Periodizitäten entfallen damit.

4.2.6 Atomare Interferenzen höchster Finesse

In Abb. 4.19 sind atomare Vielstrahl-Interferenzsignale für 160 Pulse pro Sequenz, d.h. für 160 interferierende Teilwellen dargestellt. Die Dunkelzeit zwischen zwei benachbar-

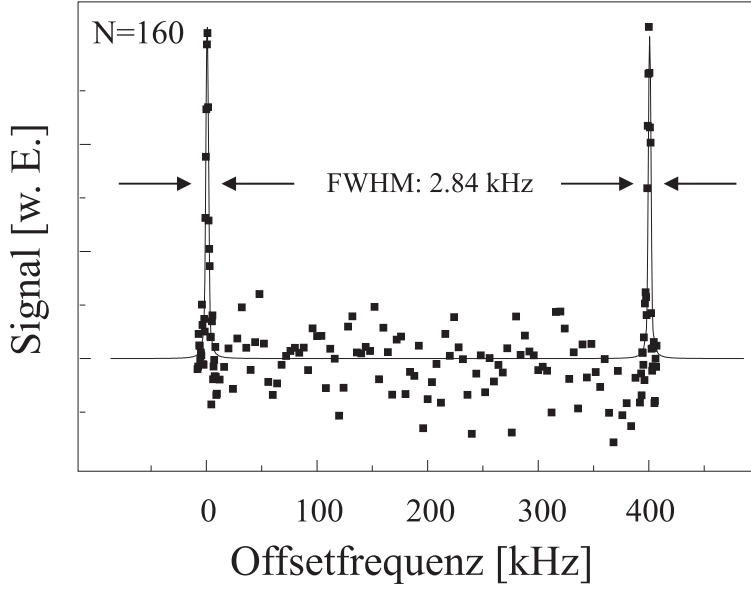


Abbildung 4.19: Atomares Interferenzsignal hoher Finesse ($\mathcal{F} = 140$). Es wurden 160 Teilwellen zur Interferenz gebracht. Die Pulsdauer beträgt 75ns , die Meßzeit pro Datenpunkt 14.4s . Die Amplitude des berechneten Signals (durchgezogene Linie) wurde an die experimentellen Daten angepaßt.

ten Pulsen beträgt hier nur $1.25\mu\text{s}$, was im Signal zu einer Periodizität von 400kHz führt. Da diese Periodizität größer als die zweifache Photonenrückstoßaufspaltung ist, erscheinen bei Aufnahme beider Rückstoßkomponenten zwei getrennte Interferenzringssysteme mit einem Abstand von 2δ im Signal. Zur Messung des in Abb. 4.19 abgebildeten Datensatzes wurde die hochfrequente Rückstoßkomponente gezielt unterdrückt. Dazu wurde das Pulsschema des Experiments geringfügig erweitert (Abb. 4.20). Nach der ersten Pulssequenz unterscheiden sich die Trajektorien beider Rückstoßkomponenten im inneren Zustand. Kurzzeitiges Wiedereinschalten der Fallenlaserstrahlen ($\tau_{UV} = 2\mu\text{s}$) bewirkt eine starke Photonenstreuung aller Grundzustandstrajektorien auf dem schnellen UV-Übergang. Die Kohärenz der hochfrequenten Rückstoßkomponente wird dadurch vollständig zerstört. Es verbleibt nur das Interferenzbild der niederfrequenten Rückstoßkomponente [RIE88].

Die Resonanzstrukturen der Abb. 4.19 weisen bei einem Abstand von $\Delta\nu = 400\text{kHz}$ eine Halbwertsbreite von $d\nu = (2.84 \pm 0.20)\text{kHz}$ auf. Der Quotient dieser beiden Werte wird typischerweise als Finesse \mathcal{F} bezeichnet [Lau95b]:

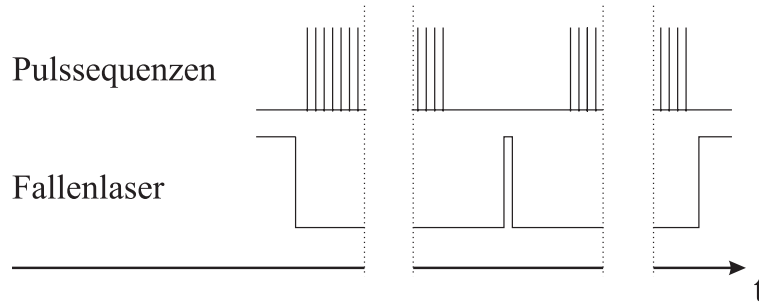


Abbildung 4.20: Erweitertes Interferometrie-Pulsschema zur Unterdrückung der hochfrequenten Rückstoßkomponente.

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu}{d\nu} \quad . \quad (4.25)$$

Aus den Daten ergibt sich damit eine Finesse von $\mathcal{F} = (140 \pm 10)$. Dieser Wert repräsentiert die bei weitem höchste bislang mit Hilfe eines Atominterferometers beobachtete Finesse. Eine Finesse dieser Größe entspricht bereits der typischer kommerzieller optischer Resonatoren, wie sie zur Stabilisierung oder Messung von Wellenlängen eingesetzt werden (siehe z.B. [GOR86]).

Der Kontrast der aufgenommenen Interferenzsignale hoher Finesse ist zur Zeit durch die endliche Zeitauflösung der im Experiment verwendeten Pulsgeneratoren limitiert. Die Pulsdauer jedes einzelnen Pulses bei der Aufnahme des in Abb. 4.19 dargestellten Signales beträgt 75ns . In diesem Bereich machen sich bereits signifikante Abweichungen der Pulsform von einer idealen Rechteckform bemerkbar (eine detaillierte Analyse der Pulsformen ist in [LEC98] zu finden). Prinzipiell erlaubt das hier vorgestellte Konzept des gepulsten Vielstrahl-Interferometers die Darstellung von Interferenzen mit noch höherer Finesse. Das Verfahren zeichnet sich vor allem dadurch aus, daß die Anzahl der zur Interferenz beitragenden Teilwellen über weite Bereiche systematisch einstellbar ist und nicht - wie bei anderen Methoden - allein vom Termschema des verwendeten Elements abhängt. Dadurch eröffnen sich interessante Möglichkeiten für fundamentale systematische Untersuchungen mit verschränkten atomaren Zuständen, die aus einer Überlagerung vieler Ortszustände hervorgehen. Ein Beispiel sind “Welcher-Weg”-Experimente an einem Vielstrahl-Interferometer. Erste Kalkulationen für den Interferenzkontrast unter dem Einfluß einer Wegmessung im Interferometer lassen vermuten, daß die Vielstrahl-Geometrie stabilere Kohärenzeigenschaften hat als eine

Zweistrahlanordnung mit vergleichbarer Interferometerfläche. Für zukünftige Präzisionsmessungen am Quantenlimit, bei denen Dekohärenz z.B. durch spontanen Zerfall ein die Auflösung limitierender Faktor sein kann, sind derartige Untersuchungen von großem Interesse.

Eine weitere Analogie des in diesem Kapitel vorgestellten Vielstrahl-Interferometers zum bekannten Fabry-Perot-Interferometer zeigt sich in der geschwindigkeitsselektiven Wirkungsweise der Strahlteilersequenzen. Numerische Berechnungen ergeben, daß durch eine einzelne Pulssequenz ein extrem schmales, periodisches Geschwindigkeitsintervall von Atomen angeregt wird. Dieser Mechanismus kann im Rahmen des Blochvektor-Modells [ALL75] elegant erklärt werden. Die Breite der angeregten Geschwindigkeitsstrukturen hängt von den Pulsparametern (N , T und τ) ab und kann weit unterhalb des Rückstoßlimits liegen. In Analogie zum Fabry-Perot-Interferometer, das ja zugleich ein Transmissionsfilter für optische Wellenlängen darstellt, ergibt sich damit bei Betrachtung des angeregten Zustandes ein kohärentes Filter für atomare Geschwindigkeiten mit ganz ähnlicher Charakteristik. Detaillierte theoretische Untersuchungen dieses Aspektes sowie Vorbereitungen zum experimentellen Nachweis sind zur Zeit in Vorbereitung [LEC98].

Kapitel 5

Kohärenz atomarer de Broglie-Wellen

Fundamental für die Funktionsweise jedes Atominterferometers ist die Kohärenz der interferierenden atomaren Wellen. Struktur und Kontrast der beobachteten Interferenzsignale werden durch die Kohärenzeigenschaften der Teilwellen bestimmt. Damit sind Atominterferometer gleichzeitig hochempfindliche Sensoren für die atomare Kohärenz. Diese Kohärenzeigenschaften atomarer de Broglie-Wellen unterscheiden sich deutlich von den aus der Lichtoptik bekannten. Im Gegensatz zu Lichtwellen weisen atomare Wellen auch im Vakuum einfache quadratische Dispersionsrelationen auf, was zur Ausprägung von Wellenpaketen führt. Anhand von Neutroneninterferometern wurden bereits einige Untersuchungen zur räumlichen Kohärenz von Materiewellen durchgeführt [KAI83] [KLE83] [LEP93] [RAU96].

Morinaga *et al.* beobachteten die räumliche atomare Kohärenz in einem stationären Atomstrahl-Interferometer [MOR92a]. Im Folgenden werden erste Experimente zur Untersuchung der räumlichen Kohärenzeigenschaften atomarer Teilwellen in einem gepulsten Zeitraum-Interferometer vorgestellt.

Die zusätzlichen inneren Freiheitsgrade von Atomen ermöglichen außerdem die Integration von Meßprozessen, die die Kohärenzeigenschaften gezielt beeinflussen. Bei der Beobachtung einer Eigenschaft des Teilchens kommt es zur Projektion der atomaren Wellenfunktion auf einen bestimmten Eigenzustand der Beobachtungsbasis. Diesen rein quantenmechanischen Effekt, der - je nach beobachteter Teilcheneigenschaft -

von einer Reduktion des Interferenzkontrastes begleitet ist, bezeichnet man auch als “Kollaps der Wellenfunktion”. Prominentes Beispiel für ein solches Schema ist das sogenannte “Heisenberg-Mikroskop” [HEI27], das die räumlich aufgelöste Beobachtung einer einzelnen Quantentrajektorie eines interferierenden Teilchens zum Ziel hat. Mehrere Experimente zur Realisation eines solchen “Heisenberg-Mikroskops” wurden kürzlich durchgeführt [CLA94] [PFA94] [CHA95] [REM98]. Die direkte “Welcher-Weg”-Messung durch Detektion von am Interferometer gestreutem Licht bei gleichzeitiger Beobachtung des Interferenzbildes - wie von Heisenberg ursprünglich vorgeschlagen - ist allerdings bislang nicht gelungen.

In den folgenden Kapiteln wird ein alternatives Konzept zur Beobachtung des Kollaps einer Wellenfunktion unter dem Einfluß eines Meßprozesses im Interferometer entwickelt. Die Beobachtung der Interferenzfähigkeit der atomaren Wellenfunktion erfolgt dabei im Gegensatz zum “Heisenberg-Mikroskop” in einer internen atomaren Zustandsbasis.

5.1 Räumliche Kohärenz im Zeitraum-Interferometer

Für Lichtwellen im Vakuum entsprechen Gruppen- und Phasengeschwindigkeit stets der Lichtgeschwindigkeit c . Der Effekt der Dispersion ist damit trivial. Materiewellen dagegen weisen auch im Vakuum eine Dispersion auf. Es bilden sich daher Wellenpakete aus, die sich mit der Zeit räumlich verbreitern. Diese Verbreiterung ist mit einer sog. “Entmischung” der atomaren Impulskomponenten verbunden (zu großen k -Vektoren gehörende Anteile laufen voraus). Da Fundamentalwellen unterschiedlicher k -Vektoren nicht miteinander interferieren, ist der Interferenzterm zwischen zwei Wellenpaketen nicht mehr eindeutig durch den räumlichen Überlapp gegeben. Um die räumliche Interferenzfähigkeit eines Wellenpaketes zu beschreiben, wird die minimale Breite des Wellenpaketes als sogenannte Kohärenzlänge l_c definiert.

5.1.1 Atomare Kohärenzlänge

Ein atomares Ensemble mit einer bestimmten Geschwindigkeitsbreite kann quantenmechanisch als Superposition von ebenen Wellen beschrieben werden:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{k} \frac{1}{(2\pi)^3} a_{\vec{k}} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \frac{E_{\vec{k}} t}{\hbar})} . \quad (5.1)$$

Die Koeffizienten a_k beschreiben hierbei über die Relation $v = \frac{\hbar k}{M}$ die atomare Geschwindigkeitsverteilung. Für eine eindimensionale Gauß-Verteilung der Geschwindigkeiten gilt:

$$a_k = \frac{(4\pi)^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{\sigma_k}} e^{-\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma_k^2}} . \quad (5.2)$$

Eisetzen in (5.1) führt auf ein ebenfalls gaußförmiges Wellenpaket

$$\Psi(x, t) = \frac{1}{\pi^{\frac{1}{4}} (1/\sigma_k + i\hbar\sigma_k t/M)^{1/2}} e^{\frac{-\sigma_k^2 (x-vt)^2 + ik_0(2x-vt) + i2\hbar\sigma_k^4 x^2 t/M}{2(1+\hbar^2\sigma_k^4 t^2/M^2)}} \quad (5.3)$$

im Ortsraum. Die Ortsraumbreite σ_x des Wellenpaketes

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{\sigma_k^2} + \frac{\hbar^2 t^2}{M^2} \sigma_k^2 \quad (5.4)$$

ist zeitabhängig, da sich die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Wellen mit verschiedenen k -Vektoren unterscheiden. Am Ausgang eines Atominterferometers werden zwei gleichartige Teilwellenpakete dieser oder ähnlicher Form mit fester Phasenbeziehung zur Interferenz gebracht. Die Gesamt-Wahrscheinlichkeitsamplitude der Teilwellen, die mit einem Relativabstand von d am Ausgang des Interferometers überlappen, wird durch das sogenannte Überlappintegral beschrieben und ist zeitunabhängig [KLE83]:

$$\int \Psi^*(x-d, t) \Psi(x+d, t) dx \propto \exp(-\sigma_k^2 d^2). \quad (5.5)$$

Es stellt sich also bei zunehmender räumlicher Separation beider Teilwellen im Interferenzsignal ein Kontrastverlust ein. Der Kontrastverlauf des Interferenzsignals, als Funktion von d , ist von der Geschwindigkeitsbreite σ_k des Ensembles abhängig. Die Kohärenzlänge der am Interferenzprozeß teilnehmenden Wellenpakete kann damit definiert werden als [ADA94]

$$l_c \equiv \frac{1}{\sigma_k} . \quad (5.6)$$

Diese Definition wird im Folgenden auch für nicht-Gaußsche Verteilungen benutzt werden.

5.1.2 Konzept des nicht-geschlossenen Interferometers

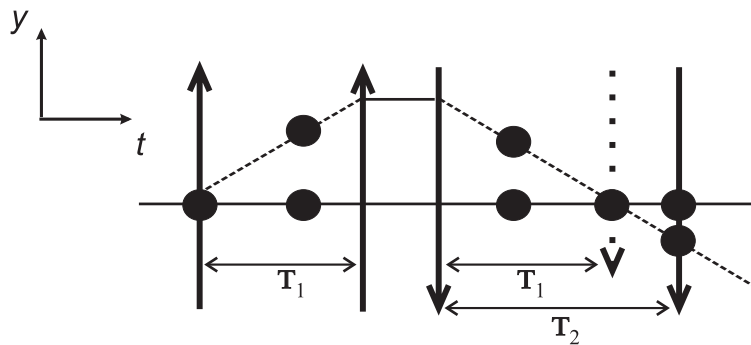


Abbildung 5.1: Prinzip der Messung atomarer Kohärenzlängen in einem nicht vollständig geschlossenen gepulsten Ramsey-Bordé-Interferometer. Die ungleichen Zeitintervalle zwischen den Strahlteilerpaaren führen zum räumlichen Versatz der Teilwellen (die Schwerpunkte der Teilwellen sind durch schwarze Punkte dargestellt).

Eine Eigenschaft des gepulsten Ramsey-Bordé-Interferometers ist es, daß beide atomaren Teilwellen am Ausgang des Interferometers stets vollständig überlappen. Im Gegensatz zum stationären Interferometer, bei dem der atomare Impuls nicht erhalten ist, ist die räumliche Aufspaltung zwischen den Teilwellen hier zum Zeitpunkt des vierten Pulses perfekt kompensiert. Dies gilt nur, solange die Symmetrie des Pulsschemas nicht gestört wird. Abbildung 5.1 zeigt am Beispiel der hochfrequenten Rückstoßkomponente, daß das Interferometer für ungleiche Dunkelzeiten innerhalb der beiden Strahlteilersequenzen ($T_1 \neq T_2$) nicht vollständig geschlossen ist. Es entsteht ein resultierender räumlicher Versatz Δy zwischen den beiden interferierenden Teilwellen. Für diesen Versatz gilt

$$\Delta y = \frac{\hbar k_L}{M} \Delta T \quad \text{mit} \quad \Delta T = (T_1 - T_2) , \quad (5.7)$$

wobei der Wellenvektor des anregenden Lasers (im Gegensatz zum atomaren Wellenvektor $k = \frac{Mv}{\hbar}$) mit k_L bezeichnet ist. Durch Variation von ΔT können somit die beiden interferierenden Wellenpakete am Ausgang des Interferometers gezielt gegeneinander verschoben werden. Der zu beobachtende Interferenzkontrast ist ein Maß für die Größe des quantenmechanischen Überlappintegrals. Damit ergibt sich eine einfache Möglichkeit zur experimentellen Vermessung der Kohärenzlängen atomarer Wellenpakete in einem Zeitraum-Interferometer.

5.1.3 Berechnung der Interferenzsignale

Analog zu (1.18) läßt sich die Propagation der Zustandsvektoren für beide Rückstoßkomponenten getrennt berechnen:

$$\begin{aligned} |\Psi(4\tau + T_1 + T' + T_2)\rangle_{nf} &= U(\tau)U_0(T_2)U(\tau)P_eU_0(T')U(\tau)U_0(T_1)U(\tau) |\Psi(0)\rangle \\ |\Psi(4\tau + T_1 + T' + T_2)\rangle_{hf} &= U(\tau)U_0(T_2)U(\tau)P_gU_0(T')U(\tau)U_0(T_1)U(\tau) |\Psi(0)\rangle. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Anwendung des in Kapitel 2 vorgestellten Matrixformalismus liefert für die Ausgangssignale des Interferometers:

$$\begin{aligned} | \langle e | \Psi_f \rangle_{nf} |^2 &= |B_4C_3A_2B_1|^2 + |A_4A_3B_2D_1|^2 + \quad (5.9) \\ & \quad |A_4A_3A_2B_1 + e^{i[(T_1+T_2)\Delta+(3\delta T_2-\delta T_1)]} e^{ik_L v_y(T_2-T_1)} B_4C_3B_2D_1|^2 \\ & \quad + c. c. \\ | \langle e | \Psi_f \rangle_{hf} |^2 &= |B_4D_3C_2B_1|^2 + |A_4B_3D_2D_1|^2 \\ & \quad |A_4B_3C_2B_1 + e^{i[(T_2+T_1)\Delta-\delta(T_2+T_1)]} e^{-ik_L v_y(T_2-T_1)} B_4D_3D_2D_1|^2 \\ & \quad + c. c. \quad . \end{aligned}$$

Für $T_1 = T_2$ geht (5.9) in (1.19) über. Wenn $T_1 \neq T_2$ ist, wird die Lage des Ursprungs der niederfrequenten Rückstoßkomponente im Frequenzraum von der Wahl der Dunkelzeiten T_1 und T_2 abhängig. Wie an den zusätzlichen Phasentermen zu erkennen ist, wird außerdem der Dopplereffekt erster Ordnung innerhalb jeder der beiden Rückstoßkomponenten nicht mehr kompensiert. Dies führt bei Mittelung über verschiedene

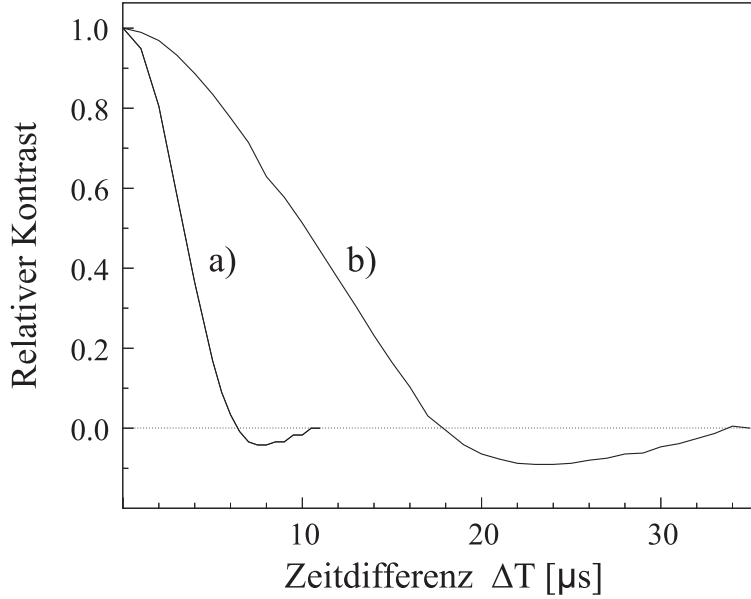


Abbildung 5.2: Berechnete Kontrastkurven für Interferenzsignale der hochfrequenten Rückstoßkomponente; a) $\tau = 6\mu s$, b) $\tau = 18\mu s$. Die Rabifrequenz wurde so angepaßt, daß der optische Pulswinkel in a) und b) einen Wert von $\frac{\pi}{2}$ hat. Alle y -Werte sind auf den Kontrast des symmetrischen Ramsey-Bordé-Interferometers normiert. Negative Kontrastwerte bedeuten, daß sich die Phase des Interferenzsignals um π gedreht hat.

Geschwindigkeitsklassen zu einer Auswaschung des Interferenzsignales. Falls ΔT ausreichend groß ist, um bei gegebener Geschwindigkeitsbreite Δv des zum atomaren Wellenpaket beitragenden Fundamentalwellen-Intervalls eine Phasenauswaschung von

$$k_L \Delta v \Delta T > 2\pi \quad (5.10)$$

zu erzeugen, verschwindet das Interferenzsignal. Es sei vorausgesetzt, daß die Strahlteilerpulse lediglich mit einem Bruchteil der in der MOT gespeicherten Geschwindigkeitsverteilung wechselwirken. Die Geschwindigkeitsbreite eines am Interferenzprozeß teilnehmenden Wellenpaketes ist dann über den Dopplereffekt erster Ordnung durch die spektrale Breite des Anregungsprofiles, $\frac{2\pi}{\tau}$, der Pulse gegeben:

$$k_L \Delta v = \frac{2\pi}{\tau} \quad (5.11)$$

Einsetzen von (5.11) in (5.10) liefert als Bedingung für ein Verschwinden des Interfe-

renzkontrastes den Ausdruck

$$\Delta T > \tau \quad , \quad (5.12)$$

d.h. die Empfindlichkeit des Kontrastes auf einen Versatz der beiden Wellenpakete am Ausgang des Interferometers skaliert mit der Pulsdauer τ . Gleichung (5.12) stellt natürlich lediglich eine Abschätzung dar, da der spezifische Verlauf der spektralen Anregung sowie der Verteilung der atomaren Geschwindigkeiten nicht berücksichtigt wurde.

Abbildung 5.2 zeigt auf der Grundlage von (5.9) exakt berechnete Kontrastkurven. Es wurde eine für das Experiment typische gaußförmige Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der MOT angenommen. Wie erwartet fällt der Kontrast bei Vergrößerung von ΔT ab. Der Vergleich zwischen beiden Kurven in Abb. 5.2 zeigt, daß der Kontrastverlauf tatsächlich von der Pulsdauer τ bestimmt wird. Der Abfall stimmt sehr gut mit der obigen Abschätzung überein. Bei $\Delta T = \tau$ ist das Interferenzsignal in beiden dargestellten Fällen vollständig verschwunden. Negative Kontrastwerte in Abb. 5.2 bedeuten einen Phasensprung um π im Interferenzsignal.

5.1.4 Diskussion der beobachteten Kontrastkurven

In Abb. 5.3 sind typische Interferenzsignale des gepulsten Interferometers dargestellt. Es wurden beide Rückstoßkomponenten in konstruktiver Überlagerung aufgenommen. Eine exakte Übereinstimmung mit den berechneten Signalen der Abb. 5.2, bei denen lediglich die hochfrequente Rückstoßkomponente berücksichtigt wurde, ist daher nicht zu erwarten. Dennoch ist auch hier deutlich zu sehen, wie die Signalamplitude und damit der Kontrast mit wachsendem ΔT abnimmt. Abbildung 5.3c zeigt ein Signal, das - wie von der Theorie vorhergesagt - einen Phasensprung um π aufweist. Die Kontrastwerte der Datensätze wurden jeweils durch numerisches Anfitten einer Cosinusfunktion ermittelt. Sie sind in Abb. 5.4 zusammen mit einer berechneten Kontrastfunktion, wie sie sich aus der Überlagerung beider Rückstoßkomponenten ergibt, dargestellt. Die x -Achse wurde über die Beziehung $\Delta y = \frac{\hbar k_L}{M} \Delta T$ in Werte für einen räumlichen Versatz zwischen den Wellenpaketen transformiert.

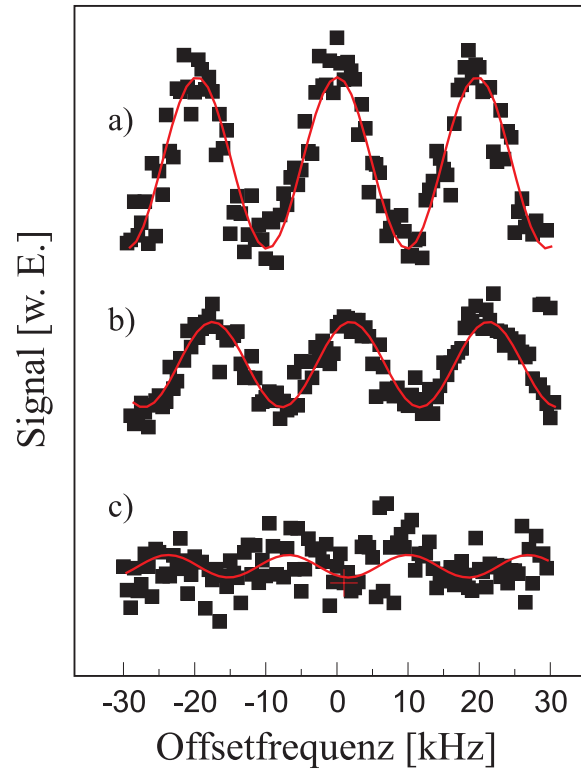


Abbildung 5.3: Interferenzsignale des gepulsten Interferometers für verschiedene ΔT ; a) $\Delta T = 0\mu s$, b) $\Delta T = 2\mu s$, c) $\Delta T = 5\mu s$. Die Pulslänge beträgt $\tau = 6\mu s$, der optische Pulswinkel $\frac{\pi}{2}$. Durchgezogene Linien: numerisch an die Meßdaten angefüttete Cosinusfunktionen. (Der Offset der x -Achse ist willkürlich gewählt.)

Theorie und Meßdaten stimmen auch hier gut miteinander überein. Der Definition aus Kapitel 5.1.1 gemäß ergibt sich aus dem $\frac{1}{e}$ -Abfall eine Kohärenzlänge von $l_c = (89 \pm 6)nm$, also schon etwa einem Fünftel der optischen Wellenlänge. Diese Kohärenzlänge ist ca. drei Größenordnungen größer als typische longitudinale Kohärenzlängen stationärer Interferometer, deren begrenzte Länge in den Signalen als ein Auswaschen der Interferenzoszillation sichtbar ist (vgl. Kapitel 2).

Die Breite des zu den Wellenpaketen beitragenden Geschwindigkeitsintervalls beträgt damit etwa $\Delta v_y = 3\frac{cm}{s}$. Die Wechselwirkungszeitverbreiterung einer einzelnen Laseranregung der Länge $\tau = 6\mu s$ beträgt in Einheiten der Geschwindigkeit $7.6\frac{cm}{s}$. Allerdings erscheint das effektive Anregungsprofil der beiden antiparallelen Pulssequenzen aufgrund des Impulsübertrages durch jeden einzelnen Puls verringert. Es ist außerdem zu beachten, daß der Verlauf der Kontrastfunktion keinesfalls gaußförmig ist, was auf

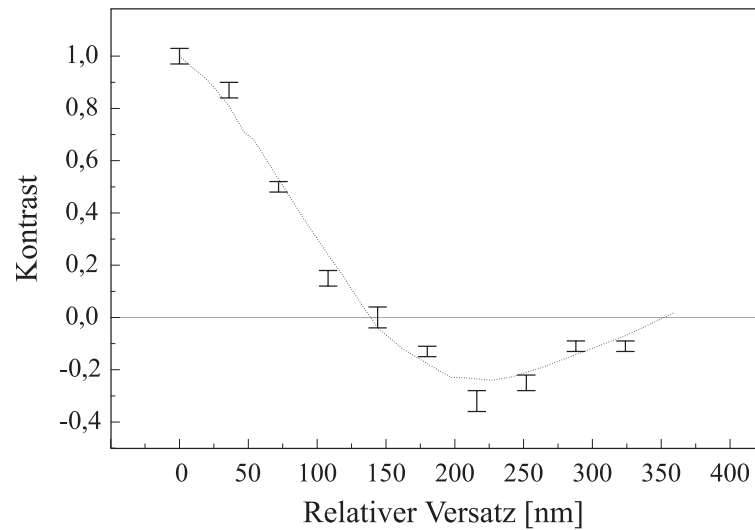


Abbildung 5.4: Experimentell ermittelter Kontrastverlauf als Funktion des räumlichen Versatzes zwischen den interferierenden Wellenpaketen. Die Fehlerbalken resultieren aus der jeweiligen statistischen Abweichung zwischen Meßdaten und Cosinusfit. (Gestrichelte Kurve: berechneter Kontrastverlauf)

ebenfalls nicht gaußförmige Wellenpakete schließen läßt. Der in Abb. 5.4 bei 150nm einsetzende Phasensprung des Interferenzsignals legt die Vermutung nahe, daß es sich um Wellenpakete handelt, die eine Sinus Cardinalis - ähnliche Einhüllende aufweisen. Abbildung 5.5 zeigt, wie es beim Überlapp zweier Sinus Cardinalis - Funktionen für bestimmte Abstände zum Vorzeichenwechsel des Überlappintegrals kommt (Abb. 5.5b).

Mit diesem Experiment ist es erstmals gelungen, Kohärenzlängeneffekte in einem Zeitraum-Interferometer sichtbar zu machen. Experimentelle Daten und Theorie stimmen gut miteinander überein. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit zwischen räumlicher Kohärenz und Anregungspulsdauer. Untersuchungen mit anderen Pulsformen werden das Verständnis der Präparation kohärenter atomarer Wellenpakete in Zukunft weiter vertiefen.

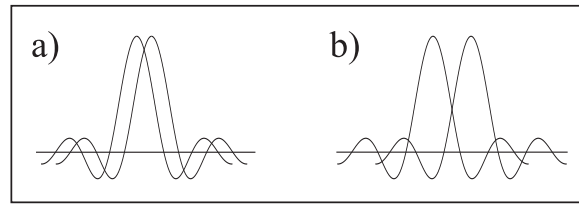


Abbildung 5.5: Überlapp zweier Wellenpakete mit Sinus Cardinalis - Einhüllender für verschiedene Relativabstände. In Situation b) kommt es zum Vorzeichenwechsel des Überlappintegrals.

5.2 Kohärenz und Meßprozeß

Die Frage, wie sich eine Wellenfunktion unter dem Einfluß bestimmter Meßprozesse verhält ist so alt wie die Quantenmechanik. Atominterferometer bieten die Möglichkeit, die rein quantenmechanischen Eigenschaften eines atomaren Zustandes sichtbar zu machen. Im Folgenden wird ein Konzept dargestellt, in dem der Effekt einer elektronischen Zustandsmessung auf die atomare Wellenfunktion interferometrisch sichtbar gemacht wird. Ein interessanter Aspekt des Schemas ist der, daß der am Interferenzprozeß teilnehmende Anteil der Atome nicht mit dem Meßapparat wechselwirkt. Dennoch zeigt sich am Ausgang des Interferometers eine Phasenverschiebung im Signal.

5.2.1 Ein longitudinales Zeeman-Interferometer

Das in diesem Konzept zum Einsatz kommende Atominterferometer basiert auf einer Reduktion des stationären Dreistrahl-Interferometers auf zwei räumlich getrennte Anregungszonen. Es ist in Abb. 5.6 schematisch dargestellt. Eine erste Laserzone sorgt, völlig analog zum Fall des stationären Dreistrahl-Interferometers (Kapitel 4.1), für die Präparation der kohärenten Zustandsüberlagerung aus 1S_0 und 3P_1 und Aufspaltung in drei Teilwellenpakete. Die Teilwellen des angeregten Zustandes haben gleichen Transversalimpuls und liegen daher im Rückstoßdiagramm auf einem Pfad. Sie werden bei Projektion auf den gemeinsamen Grundzustand in der zweiten Anregungszone zur Interferenz gebracht. Die dritte Teilwelle im unteren Pfad interferiert nicht. Die analytische Berechnung der Interferenzsignale erfolgt innerhalb des bereits vorgestellten Matrixformalismus. Für die Propagation des atomaren Zustandvektors im Interfero-

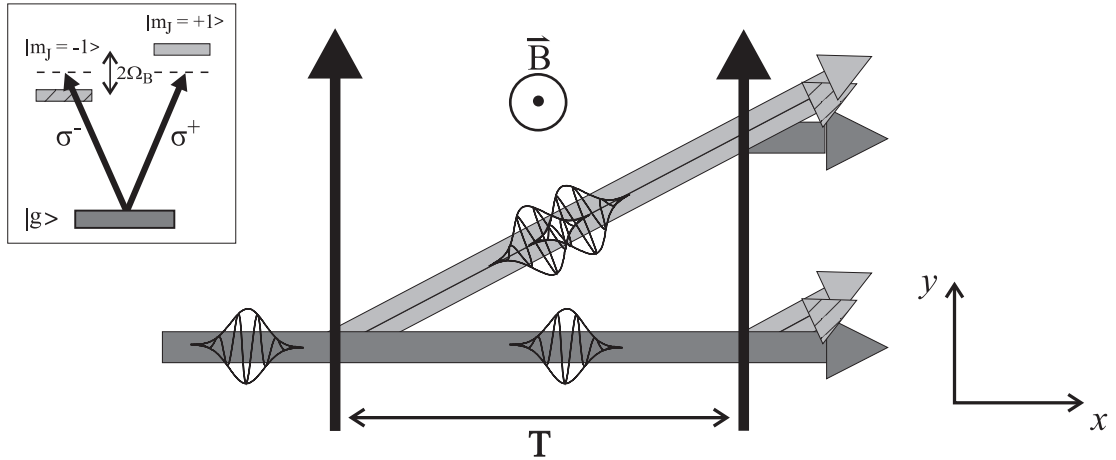


Abbildung 5.6: Rückstoßdiagramm des longitudinalen Zeeman-Interferometers. (Inlet: Kohärente Laseranregung von drei Zuständen innerhalb eines $J = 0 \rightarrow J' = 1$ - Übergangs.)

meter gilt

$$|\Psi(\tau + T + \tau)\rangle = U(\tau)U_B(T)U_0(T)U(\tau)|\Psi(0)\rangle \quad . \quad (5.13)$$

Unter Anwendung der in Kapitel 4.1 abgeleiteten Matrixoperatoren für U , U_0 und U_B ergibt sich damit als Population des Grundzustandes am Interferometerausgang

$$|\langle g | \Psi \rangle|^2 = \left| e^{-i\lambda_g T} D_2 D_1 + \cos(\omega_B T) e^{i(\Delta - \lambda_e) T} C_2 B_1 \right|^2 \quad . \quad (5.14)$$

Es wurden dabei die bereits in Kapitel 2 eingeführten Abkürzungen benutzt. Hier wird noch einmal deutlich, wie die transversal endlichen Kohärenzlängen der Teilwellen das Signal des Interferometers stark vereinfachen: die Differenz der kinetischen Eigenwerte λ_g und λ_e weist einen nicht verschwindenden Doppler-Term erster Ordnung auf. Bei Mittelung über die transversalen Geschwindigkeitsklassen des Atomstrahls verschwindet damit der Interferenzterm in (5.14), d.h. zwischen den räumlich getrennten Pfaden der Abb. 5.6 findet keine Interferenz statt. Es bleibt eine inkohärente Summe von Betragsquadraten:

$$|\langle g | \Psi \rangle|^2 = |D_2 D_1|^2 + |\cos(\omega_B T) C_2 B_1|^2 \quad . \quad (5.15)$$

Die Interferenz zweier Teilwellen innerhalb des oberen Pfades wird erst nach Ersetzen des Magnetfeldtermes durch komplexe Phasenterme offensichtlich:

$$|\langle g | \Psi \rangle|^2 = |D_2 D_1|^2 + \frac{1}{4} \left| C_2 B_1 (e^{i\Omega_B T} + e^{-i\Omega_B T}) \right|^2 . \quad (5.16)$$

Die Interferenzphase zwischen diesen beiden atomaren Wellen des angeregten Zustandes beträgt stets $2\Omega_B T$. Insgesamt handelt es sich bei dieser Anordnung um ein rein longitudinales Atominterferometer, da die interferierenden Teilwellen nur entlang der Atomstrahlachse gegeneinander verschoben werden. Die Interferenz zweier Teilwellen läßt rein cosinusförmige Signale erwarten. Prinzipiell wird sich ein optimaler Kontrast des Interferenzsignals von 100% für eine optische Pulsfläche der Laserwechselwirkungen von $\Omega_0 \tau = \pi$ einstellen. Der Grundzustandspfad der Abb. 5.6 ist in diesem Fall vollständig unterdrückt.

5.2.2 Photonenstreuung am rotierenden Dipol

Zur Realisation eines nicht-trivialen Meßprozesses innerhalb des longitudinalen Interferometers wird der elektronische Zustand des oberen Pfades vermessen. Dieser Zustand ist nichtstationär und stellt sich in der Energieeigenwertbasis (Magnetfeld in z -Richtung) dar als

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i\Omega_B t} |m_J = +1\rangle - e^{i\Omega_B t} |m_J = -1\rangle)_{\mathcal{F}_z} . \quad (5.17)$$

Äußere Freiheitsgrade des Atoms werden hier nicht betrachtet. Eine Messung der Phase $\Phi_0 = \Omega_B t$ bestimmt den Zustand eindeutig. Klassisch gesehen soll an einem rotierenden magnetischen Dipol zu einem wohldefinierten Zeitpunkt t eine Winkelmessung gemacht werden. Dazu wird die Projektion des Dipols auf eine ortsfeste Achse gemessen, die durch den elektrischen Feldvektor eines zusätzlich eingestrahnten UV-Laserstrahls vorgegeben ist. Dieser zusätzliche Laser bei 284.9nm ist resonant mit dem Übergang vom $(3s3d)^3P_1$ - in den $(3s5d)^3D_1$ -Zustand, von wo aus schneller, spontaner Zerfall erfolgt (siehe Abb. 2.1). Für eine UV-Laserpolarisation, die parallel ist zu der des Interferometerlasers in den beiden Wechselwirkungszonen, werden insgesamt vier verschiedene Zustände durch die Laser im Interferometer gekoppelt:

$$\mathcal{F}_z = \{|m_D = 0\rangle |m_P = +1\rangle, |m_P = -1\rangle, |g\rangle\} \quad (5.18)$$

Die Matrixdarstellung des Hamiltonians der Laserwechselwirkung für die inneren atomaren Freiheitsgrade lautet dann

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \omega_1 & \frac{1}{2}\Omega_1 e^{i\Phi} e^{-i\omega_{L1}t} & \frac{1}{2}\Omega_1 e^{i\Phi} e^{-i\omega_{L1}t} & 0 \\ \frac{1}{2}\Omega_1 e^{-i\Phi} e^{i\omega_{L1}t} & \omega_0 + \Omega_B & 0 & \frac{1}{2}\Omega_0 e^{i\Phi} e^{-i\omega_{L0}t} \\ \frac{1}{2}\Omega_1 e^{-i\Phi} e^{i\omega_{L1}t} & 0 & \omega_0 - \Omega_B & \frac{1}{2}\Omega_0 e^{i\Phi} e^{-i\omega_{L0}t} \\ 0 & \frac{1}{2}\Omega_0 e^{-i\Phi} e^{i\omega_{L0}t} & \frac{1}{2}\Omega_0 e^{-i\Phi} e^{i\omega_{L0}t} & 0 \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_z}, \quad (5.19)$$

wobei ω_0 bzw. ω_1 die Eigenenergien von 3P_1 - bzw. 3D_1 -Niveau sind, und die entsprechenden Rabi-Frequenzen der Übergänge mit Ω_0 bzw. Ω_1 bezeichnet sind. Das Zonenschema der Anordnung drückt sich in einer entsprechend zu wählenden Zeitabhängigkeit der Rabi-Frequenzen aus. Die Frequenzen der Laser, die die Übergänge treiben, sind mit ω_{L0} bzw. ω_{L1} bezeichnet.

Wie bereits in den Kapiteln 3 und 4.1 ergeben sich auch hier wesentliche Vereinfachungen beim Wechsel in die um 90° gedrehte Basis

$$\mathcal{F}_x = \{|m_D = 0\rangle |e_{nc}\rangle, |e_c\rangle, |g\rangle\} \quad (5.20)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } |m_D = 0\rangle &= |m_D = 0\rangle, \\ |e_{nc}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|m_P = +1\rangle + |m_P = -1\rangle), \\ |e_c\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|m_P = +1\rangle - |m_P = -1\rangle), \\ |g\rangle &= |g\rangle. \end{aligned}$$

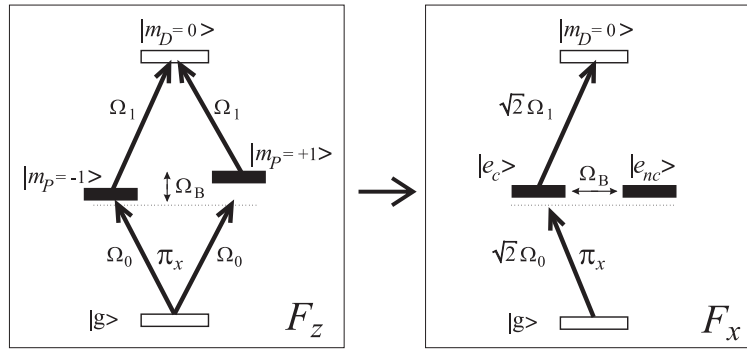


Abbildung 5.7: Basiswechsel zur Beschreibung der Laserwechselwirkung innerhalb des longitudinalen Zeeman-Interferometers bei gleichzeitiger Zustandsmessung durch UV-Streuung. Die Zustände $|e_c\rangle$ und $|e_{nc}\rangle$ gehen durch Linearkombination aus den Zeeman-Untersubniveaus des 3P_1 -Niveaus hervor.

Der Hamiltonian in der gedrehten Basis \mathcal{F}_x lautet

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \omega_1 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\Omega_1 e^{i\Phi} e^{-i\omega_{L1}t} & 0 \\ 0 & \omega_0 & \Omega_B & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Omega_1 e^{-i\Phi} e^{i\omega_{L1}t} & \Omega_B & \omega_0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\Omega_0 e^{i\Phi} e^{-i\omega_{L0}t} \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\Omega_0 e^{-i\Phi} e^{i\omega_{L0}t} & 0 \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_x}. \quad (5.21)$$

Dieser Basiswechsel ist anschaulich in Abb. 5.7 dargestellt. In der gedrehten Basis nehmen lediglich drei der vier Zustände an den Laserwechselwirkungen teil. Der Dunkelzustand $|e_{nc}\rangle$ koppelt weder mit den Interferometrielasern noch mit der UV-Strahlung. Die schwache magnetische Kopplung zwischen $|e_c\rangle$ und $|e_{nc}\rangle$ sorgt dafür, daß die Besetzung bei Anwesenheit eines schwachen Magnetfeldes permanent zwischen diesen beiden Zuständen oszilliert. Innerhalb der Dunkelzonen läßt sich diese Besetzungszosillation durch folgenden Matrixoperator darstellen:

$$U_B(t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\Omega_B t) & -i \sin(\Omega_B t) & 0 \\ 0 & -i \sin(\Omega_B t) & \cos(\Omega_B t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{\mathcal{F}_x}. \quad (5.22)$$

Klassisches Analogon zu diesem periodischen Besetzungstransfer ist ein rotierender

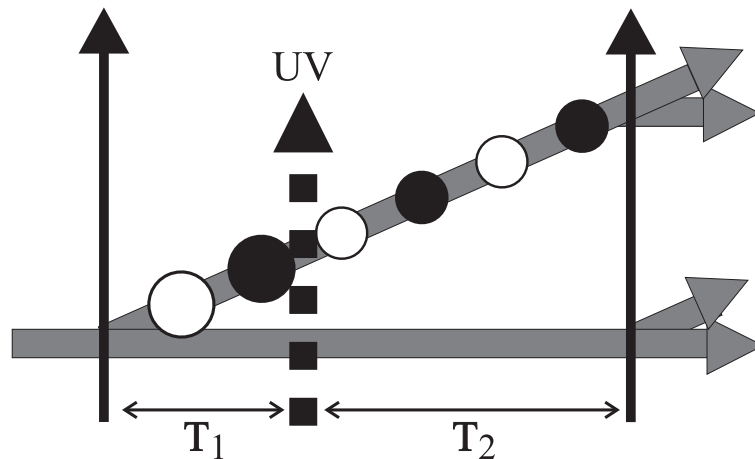


Abbildung 5.8: Schema der Zustandsmessung im Interferometer. Die UV-Wechselwirkung mit dem oberen Pfad entspricht einer Projektion des Zustandes auf $|e_c\rangle$; schwarzer Kreis bedeutet: gesamte Population in $|e_c\rangle$, heller Kreis bedeutet: gesamte Population in $|e_{nc}\rangle$.

Dipol, dessen Winkel relativ zur Richtung des elektrischen Feldvektors der Laseranregung die Stärke der Atom-Laser - Kopplung vorgibt.

Abbildung 5.8 zeigt das gesamte Schema des Experimentes. Zum Zeitpunkt $t = 0$ werden die Teilwellen durch den ersten Interferometrielaser präpariert. Die Besetzung des koppelnden Zustandes innerhalb des oberen Pfades ist in Abb. 5.8 durch Kreise dargestellt (schwarzer Kreis bedeutet: gesamte Population in $|e_c\rangle$, heller Kreis bedeutet: gesamte Population in $|e_{nc}\rangle$). Bei $t = T_1$ erfolgt die Zustandsmessung durch Einstrahlen des zusätzlichen UV-Lasers. Die Wechselwirkungszeit τ_{UV} zwischen Atom und UV-Laser ist durch die atomare Longitudinalgeschwindigkeit gegeben und beträgt typischerweise einige Mikrosekunden.

Der Anteil der atomaren Besetzung, der sich im koppelnden Zustand $|e_c\rangle$ befindet, wird durch den Laser in das $|m_D = 0\rangle$ -Niveau angeregt. Die Lebensdauer dieses Niveaus ist mit $34ns$ im Vergleich zur Wechselwirkungszeit τ_{UV} sehr klein, so daß unter typischen Bedingungen etwa 50 Pumpzyklen auftreten. Der spontane Zerfall verteilt sich - wie bereits in Kapitel 3.2.2 anhand des 3D_2 -Niveaus beschrieben - auf mehrere Zerfallskanäle, so daß die Atome in metastabile Unterzustände des 3P_1 -Niveaus gepumpt werden, die nicht am nachfolgenden Interferenzprozeß teilnehmen. Eine Abschätzung anhand der Oszillatorstärken der einzelnen Übergänge zeigt, daß bereits nach etwa

10 Zyklen auf diese Weise mehr als 99% der Atome “weggepumpt” sind. Die kurzzeitige Besetzung des Zustandes $|m_D = 0\rangle$ kann bei der kohärenten Beschreibung des Zustandsvektors vernachlässigt werden. Insgesamt kann der Prozeß der UV-Streuung im Interferometer wie eine Projektion P_{nc} der Wellenfunktion des oberen Pfades auf den nicht-koppelnden Zustand $|e_{nc}\rangle$ behandelt werden. Die Propagation des Zustandsvektors im Interferometer stellt sich damit dar als

$$|\Psi(\tau + T_1 + T_2 + \tau)\rangle = U(\tau)U_B(T_2)U_0(T_2)P_{nc}U_B(T_1)U_0(T_1)U(\tau)|\Psi(0)\rangle \quad , \quad (5.23)$$

wobei die Matrixoperatoren denen aus Kapitel 5.1 entsprechen und wie am Beispiel von U_B in (5.22) gezeigt auf vier Dimensionen erweitert wurden. Die Projektionsmatrix lautet: $P_{nc} = \text{diag}[1, 1, 0, 1]$. Einsetzen der in Kapitel 2 hergeleiteten Übergangskoeffizienten liefert für das Signal des Interferometers mit implementiertem Meßprozeß

$$|\langle g | \Psi \rangle|^2 = |D_2 D_1|^2 + \frac{1}{4} \sin^2(\Phi_0) \left| C_2 B_1 (e^{i[\Omega_B T - (\Phi_0 - \frac{\pi}{2})]} + e^{-i[\Omega_B T - (\Phi_0 - \frac{\pi}{2})]}) \right|^2 \quad . \quad (5.24)$$

Ein Vergleich von (5.16) mit (5.24) zeigt, daß die gesuchte Zustandsphase $\Phi_0 = \Omega_B T_1$ im Signal als Amplitudenmodulation und als Phasenverschiebung auftritt.

Die Modulation der Interferenzamplituden ist intuitiv leicht einzusehen: durch die UV-Anregung geht der Anteil der atomaren Besetzung, der sich zum Zeitpunkt der Wechselwirkung im koppelnden Zustand befindet, für den Interferenzprozeß verloren, die Interferenzamplitude sinkt entsprechend ($\propto \sin^2(\Phi_0)$) ab.

Der Effekt der Phasenverschiebung ist dagegen bei klassischer Betrachtung überraschend: der zur Interferenz beitragende Anteil der atomaren Besetzung befindet sich am Ort des UV-Strahls vollständig im Dunkelzustand. Im klassischen Sinn durchqueren Atome des Dunkelzustandes die UV-Zone absolut wechselwirkungsfrei. Dennoch tritt im Interferenzsignal ein Phasenversatz auf. Dieser Phasenversatz ist rein quantenmechanischer Natur und resultiert aus der Projektion der atomaren Wellenfunktion auf einen Zustand fester Phase. Tatsächlich darf die atomare Besetzung nicht getrennt nach Zuständen betrachtet werden, sondern es ist die Gesamtwellenfunktion aus beiden Zuständen, die die Interferenzphase festlegt. Die Gesamtwellenfunktion wird durch den Meßprozeß signifikant gestört.

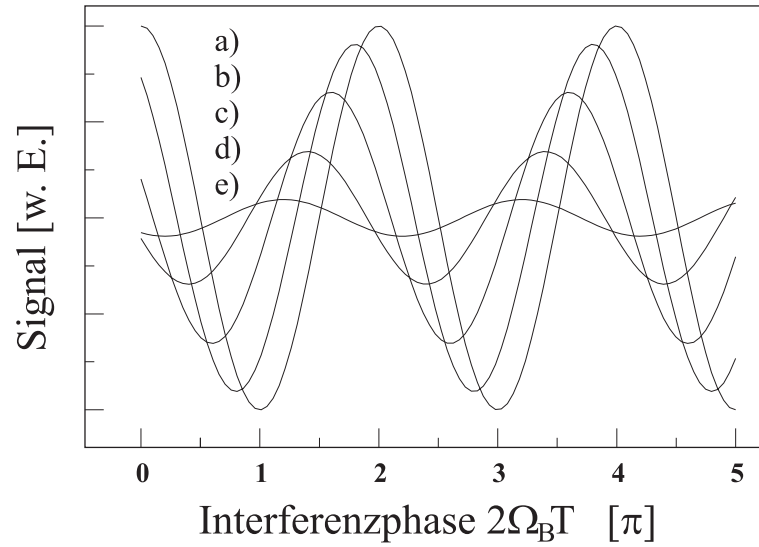


Abbildung 5.9: Berechnete Interferenzsignale unter dem Einfluß von Zustandsmessungen im Interferometer. Der Zeitpunkt der UV-Streuung ist jeweils verschieden; a) $\Omega_B T_1 = \frac{\pi}{2}$ (keine UV-Streuung), b) $\Omega_B T_1 = \frac{4\pi}{10}$, c) $\Omega_B T_1 = \frac{3\pi}{10}$, d) $\Omega_B T_1 = \frac{2\pi}{10}$, e) $\Omega_B T_1 = \frac{\pi}{10}$.

Abbildung 5.9 zeigt den Einfluß der Zustandsmessung anhand von berechneten Signalverläufen. Zur Vereinfachung wurde ein monochromatisches Atomensemble angenommen. Dargestellt sind Interferenzsignale für Zustandsmessungen zu verschiedenen Zeitpunkten T_1 . Um die Interferenzphase $\Omega_B T$ bei festem T_1 zu variieren, kann T_2 im Experiment durch Verschieben der rechten Laserzone verändert werden. Der sogenannte ‐Kollaps der Wellenfunktion‐, d.h. die Projektion der Wellenfunktionsphase auf einen festen Wert wirkt sich je nach Ort der Messung unterschiedlich stark aus. Mit steigendem T_1 oszilliert die Interferenzamplitude. Die Phasenverschiebung der Signale relativ zum Signal des ungestörten Interferometers (obere Kurve) entspricht gemäß (5.24) stets $(2\Phi_0 - \pi)$. Der zu bestimmende Zustand der atomaren Welle zum Zeitpunkt der Messung kann somit jeweils eindeutig identifiziert werden. Immer dann, wenn Φ_0 ein ungeradzahliges Vielfaches von $\frac{\pi}{2}$ ist, befindet sich die atomare Population zum Zeitpunkt der UV-Streuung vollständig im Dunkelzustand. Die Gesamtwellenfunktion und damit auch das Interferenzsignal bleiben dann vom Meßprozeß unbeeinflusst. In diesem Fall stellt die Anordnung eine sogenannte ‐Wechselwirkungsfreie Quantenmessung‐ [REN60] [DIC81] dar.

Ausblick

Die in dieser Dissertationsschrift geschilderten Arbeiten stehen im Rahmen eines größeren Forschungsprojektes zur Atomoptik und Interferometrie mit Magnesiumatomen.

Ein wesentliches Ziel dieses Projektes ist die Realisation eines optischen Frequenznormals, das die Möglichkeiten der Interferometrie an lasergekühlten Magnesiumatomen vollständig ausnutzt und gegenwärtige Standards in Stabilität und Genauigkeit übertrifft. Das Auflösungsvermögen des derzeitigen Aufbaus ist - durch die endliche Linienbreite der Laseranregung - technisch limitiert. Ein zweiter Referenzresonator mit erheblich verbesserter mechanischer Isolation und geringerem thermischen Ausdehnungskoeffizienten ist bereits aufgebaut und wird zur Zeit in das Spektrometer integriert. Neben der erwarteten Verringerung der Linienbreite ergibt sich damit die Möglichkeit zur vergleichenden Frequenzmessung zwischen zwei Resonatoren. Dies erleichtert die schnelle systematische Analyse von linienverbreiternden Effekten innerhalb des hochstabilen Laserspektrometers.

Um analog systematische Analysemöglichkeiten auf der Seite des atomaren Absorbers zu gewinnen, beginnt zur Zeit der Aufbau eines zweiten Fallensystems. Neben individuellen Verbesserungen im Hinblick auf hohe gespeicherte Atomzahlen und effizienten Nachweis liefert der Vergleich zwischen zwei unabhängigen Apparaturen den notwendigen experimentellen Zugang zur Überprüfung der tatsächlich erreichbaren Genauigkeit eines Magnesium-Frequenzstandards. Die bestehende Zusammenarbeit mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 407 fördert den stetigen Vergleich zu ähnlichen Arbeiten an einem optischen Frequenzstandard mit Kalziumatomen. Die praktische Verwirklichung eines anerkannten Frequenzstandards erfordert natürlich auch den Austausch der aufwendigen Farbstoff- und Ionenlasersysteme durch kompaktere Festkörperlaser. Für das

Laserspektrometer bietet sich hier konkret die Frequenzverdopplung eines Ti:Saphir - Lasers bei 914nm an. Eine interessante Alternative zu herkömmlichen Verdopplungsverfahren stellen sogenannte periodisch gepolte Kristalle [BAY98] dar, die an spezielle Spektralbereiche angepaßt werden können und sich durch sehr hohe Verdopplungseffizienzen auszeichnen.

Das mit Hilfe dieses Programms optimierte System läßt Stabilitäten in der Größenordnung von 10^{-15} für eine Sekunde Mittelungszeit erwarten. Es stellt damit - neben der Perspektive als Frequenzstandard - zugleich einen hochgenauen Meßapparat zur Detektion aller Effekte, die die atomare Phase verschieben, dar. Von großem Interesse sind vor allem Messungen von phasenändernden Stößen zwischen kalten Atomen in einem Regime hoher räumlicher Dichte. Das für Erdalkali-Elemente typische Termschema des Magnesium erlaubt, im Gegensatz zu den weit verbreiteten Stoßexperimenten mit Alkali-Elementen, den Vergleich mit einfachen theoretischen Modellen.

In einem Regime extrem hoher Phasenraumdichte, wie es für die Bose-Einstein - Kondensation typisch ist (zur Übersicht siehe [PAR98]), wird die interferometrische Beobachtung quantenstatistischer Effekte möglich. Die kohärente Überlagerung von Teilwellen verschiedener Teilchen im Interferometer führt zu einer signifikanten Veränderung der Rauscheigenschaften des Interferenzsignals [SCU93] [JAC95]. Andererseits hat die Anwesenheit eines Bose-Einstein - Kondensates innerhalb eines kohärent aufgespaltenen Atomstrahls einen charakteristischen Kohärenzverlust der beiden Teilwellen zur Folge [ALT97]. Atominterferometrische Methoden können in einer solchen Anordnung zur Untersuchung des Kondensationsprozesses eingesetzt werden.

Interferometergeometrien mit polarisierten Atomen zeichnen sich nicht nur durch verbesserten Kontrast (Kapitel 3) und erhöhte Meßempfindlichkeit für externe Potentiale (Kapitel 4.1) aus, sondern bieten auch interessante Perspektiven zur Beobachtung topologischer Phasen. So führt die Evolution atomarer magnetischer Dipole in zwei getrennten Armen eines symmetrischen Interferometers für spezielle Magnetfeldgeometrien zur Ausbildung einer Berry-Phase, bei gleichzeitiger Unterdrückung von dynamischen Phasen [SCH93]. Die Realisation einer solchen Anordnung auf Basis eines Ramsey-Bordé-Interferometers in Photon-Echo - Anordnung ist prinzipiell sowohl am Atomstrahl als auch in einem gepulsten Schema mit zeitlich variierenden Magnetfeldern möglich. Eine technische Voraussetzung für letzteres, die beim Aufbau einer neu-

en Fallenapparatur berücksichtigt werden wird, ist die Möglichkeit zur vollständigen Kompensation von Streumagnetfeldern.

Neben der Anwendung als Präzisionsmeßgerät bietet das Ramsey-Bordé-Interferometer interessante Perspektiven zur Untersuchung fundamentaler quantenmechanischer Fragestellungen. Der Einfluß von Meßprozessen auf die Interferenzfähigkeit von Materiewellen wurde in der Vergangenheit häufig im Rahmen sogenannter “Welcher-Weg”-Experimente diskutiert [TAN93]. Teilweises Wiederaufleben des Interferenzkontrastes im sogenannten “Heisenberg-Mikroskop” ist hier Anzeichen für eine nicht-eindeutig gewonnene “Welcher-Weg”-Information. Vorbereitungen zur “Welcher-Weg”-Messung an den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten gepulsten Vielstrahl-Interferometern (Kapitel 4.2) sind bereits weitgehend erfolgt [LEC98]. Erste theoretische Überlegungen zeigen, daß Vielstrahl-Interferometer ein im Vergleich zu Anordnungen mit nur zwei Teilstrahlen qualitativ anderes Dekohärenzverhalten zeigen. Für zukünftige Messungen am Quantenlimit, d.h. jenseits der zur Zeit noch technisch limitierten Empfindlichkeiten, sind derartige Untersuchungen von grundlegendem Interesse. Das hier vorgeschlagene Konzept zur Zustandsmessung im Interferometer ist ebenfalls in diesen aktuellen Themenkomplex einzuordnen. Dieses Schema zeichnet sich im Gegensatz zu “Welcher-Weg”-Experimenten durch spezielle Meßsituationen aus, in denen - trotz gewonnener Meßinformation - der Kontrast vollständig wiederauflebt (Kapitel 5.2).

Die Diskussion um die Meßbarkeit von Wellenfunktionen ist in letzter Zeit durch Experimente an einem Atomstrahl [KUR97] sowie an gespeicherten Ionen [LEI96] stark belebt worden. Während diese jüngsten Experimente von tomographischen Rekonstruktionsverfahren zur Darstellung von Wignerfunktionen Gebrauch machen [ROY89] [RAY97], wurde kürzlich eine alternative Methode zur direkten Rekonstruktion der Dichtematrix eines Atomstrahls mit Hilfe eines Ramsey-Interferometers vorgeschlagen [FRE97]. Die Vermessung der Einhüllenden von interferierenden Wellenpaketen, die in dieser Arbeit beschrieben wird (Kapitel 5.1), ist in diesem Zusammenhang als ein erster Schritt im Hinblick auf zukünftige interferometrische Vermessungen atomarer Zustände zu sehen.

Es bleibt also ein weites Feld von vielversprechenden Perspektiven und spannenden Fragestellungen. Damit ist anzunehmen, daß die Bedeutung der Atominterferometrie innerhalb der Quantenoptik in der Zukunft weiter zunimmt.

Literaturverzeichnis

- [ADA86] A. G. Adam, T. E. Gough, N. R. Isenor, G. Scoles, und J. Shelley, Phys. Rev. A **34**, 4803(1986).
- [ADA94] siehe z.B. C. S. Adams, M. Siegel, und J. Mlynek, Phys. Rep. **240**, 143(1994).
- [ALL75] L. Allen, J. H. Eberly in *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, (Wiley & Sons, New York, 1975).
- [ALL87] D. W. Allan, IEEE Trans. UFFFC **34**, 647(1987).
- [ALT73] S. Altshuler und L. M. Frantz, U.S. Patent 3, 761, 721(1973).
- [ALT97] T. P. Altenmüller, R. Müller, und A. Schenzle, Phys. Rev. Lett. **56**, 2959(1997).
- [BAK76] Y. V. Baklanov, B. Y. Dubetsky, V. P. Chebotayev, Appl. Phys. **9**, 171 (1976).
- [BAU98] siehe z.B. A. Bauch, T. Heindorff, B. Fischer, und R. Schröder, *Conference on Precision Electromagnetic Measurements*, Conf. Digest, pp. 179(1998).
- [BAY98] B. Bayer, Stanford University, persönliche Mitteilung.
- [BER66] M. V. Berry, *The Diffraction of Light by Ultrasound*, (Academic Press, London 1966).
- [BER77] J. C. Bergquist, S. A. Lee, J. L. Hall in *Laser Spectroscopy III* (ed. J. L. Hall, J. L. Carsten), Springer Series in Optical Sciences, Nr. 7, 142, (Springer, Berlin, 1977).
- [BER97] *Atom Interferometry*, ed. P. R. Berman (Academic Press, San Diego 1997).

- [BET95] D. Bettermann, Dissertation, Universität Bonn (1995).
- [BEV87] N. Beverini, M. Inguscio, E. Maccioni, F. Strumia, G. Vinassi, *High accuracy measurement of the g_J factor of the ^{40}Ca metastable triplet levels*, in *Laser Spectroscopy VIII*, ed. S. Svanberg, (Springer Verlag, Berlin 1987).
- [BOR82] C. S. Bordé, S. Avrillier, A. Van Leberghe, C. Salomon, C. Breant, D. Bassi, G. Scoles, *Appl. Phys.* **B28**, 82 (1982).
- [BOR84] Ch. J. Bordé, S. Avrillier, A. Van Leberghe, C. Salomon, D. Bassi, G. Scoles, *Phys. Rev. A* **30**, 1836(1984).
- [BOR89] Ch. J. Bordé, *Phys. Lett.* **A140**, 10 (1989).
- [BRO24] L. V. de Broglie, *Recherches sur la Théorie des Quanta*, Dissertation (1924).
- [BUR98] J. Burghardt, Staatsexamensarbeit, Universität Hannover (1998), unveröffentlicht.
- [CAH97] S. B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim, T. Sleator, P. Berman, und B. Dubetsky, *Phys. Rev. Lett* **79**, 784(1997).
- [CAR91] O. Carnal, J. Mlynek *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991).
- [CHA95] M. S. Chapman, T. D. Hammond, A. Lenef, J. Schmiedmayer, R. A. Rubenstein, E. Smith, D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3783(1995).
- [CHI94] R. Chiao, P. Kwiat, und A. M. Steinberg, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* (B. Bederson und H. Walther, eds.), Vol 34, pp 35-83. Academic Press, New York, 1994.
- [CHU85] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48(1985).
- [CLA94] J. F. Clauser und S. Li, *Phys. Rev. A* **50**, 2430(1994).
- [CLO85] K. Cloppenburg, Staatsexamensarbeit, Universität Bonn (1985), unveröffentlicht.
- [DAV27] C. Davisson und L. H. Germer, *Phys. Rev.* **30**, 705(1927).

- [DEG96] R. Degner, Diplomarbeit, Universität Hannover (1996), unveröffentlicht.
- [DEH75] H. G. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 60 (1975).
- [DIC81] R. H. Dicke, Am. J. Phys. **49**, 925(1981).
- [DIN94] F. E. Dingler, V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, und W. Ertmer, Opt. Commun. **110**, 99(1994).
- [DRE83] R. W. Drewer, J. L. Hall, F. V. Kowalsky, J. Hough, G. M. Ford, H. Munley, H. Ward, Appl. Phys. **B31**, 97(1983).
- [EDE91] S. Eder, Diplomarbeit, Universität Bonn (1991), unveröffentlicht.
- [EKS95] C. R. Ekstrom, J. Schmiedmayer, M. S. Chapman, T. D. Hammond, D. E. Pritchard, Phys. Rev. **A51**, 3883(1995).
- [ERT83] W. Ertmer, R. Blatt, und J. L. Hall in *Laser Cooled and Trapped Atoms* (W. D. Phillips, ed.), National Bureau of Standards (U.S.) Spec. Publ. Vol. 653, pp. 154-161 (National Bureau of Standards, Washington, D. C., 1983).
- [ERT85] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, M. Zhu, Phys. Rev. Lett. **54**, 996(1985).
- [EST30] J. Estermann und O. Stern, Z. Phys. **61**, 95(1930).
- [FAB99] L. Fabry, und A. Perot, Ann. Chem. Phys. **16**, 115(1899).
- [FIT] Es wurde eine Funktion aus zwei Cosinuswellen mit gaußförmigen Einhüllenden, die einen Abstand von $2\delta = 79.8kHz$ haben, angefitet (Fit-Algorithmus: Levenberg-Marquardt).
- [FIT2] Die angegebenen Linienbreiten sind die vollen Breiten von an die Signale angefiteten Voigt-Profilen auf halber Höhe (Fit-Algorithmus: Levenberg-Marquardt).
- [FOO91] C. J. Foot, Contemp. Phys. **32**, 369(1991).
- [FRE97] M. Freyberger, S. H. Kienle, V. P. Yakovlev, Phys. Rev. A **56**, 195(1997).
- [GIL95] D. M. Giltner, R. W. Mc Gowan, S. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638(1995).
- [GOD92] A. Godone, C. Novero, Phys. Rev. **A45**, 1717(1992).

- [GOR86] W. S. Gornall, *Lasers and Appl.*, pp.47(July 1986).
- [GRO98] B. Gross, A. Huber, M. Niering, M. Weitz, und T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.*, in Druck.
- [GUS97] T. L. Gustavson, P. Bouyer, M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046(1997).
- [HAE80] T. Hänsch und B. Couillaud, *Opt. Commun.* **35**, 441(1980).
- [HAN26] W. Hanle, *Z. Phys.* **30**, 93(1924).
- [HAN24] W. Hanle, *Z. Phys.* **35**, 346(1926).
- [HEI88] M. Heinrich, D. Petrascheck, und H. Rauch, *Z. Phys. B* **72**, 357(1988).
- [HEI27] W. Heisenberg, *Z. Phys.* **43**, 172(1927).
- [HEL82] J. Helmcke, D. Zergolis, B. U. Yen, *Appl. Phys.* **B28**, 83 (1982).
- [HEL87] J. Helmcke, J. J. Snyder, A. Morinaga, T. Mensing, M. Gäser, *Appl. Phys.* **B49**, 85(1987).
- [HIN97] H. Hinderthür, A. Pautz, V. Rieger, F. Ruschewitz, J. L. Peng, K. Sengstock, und W. Ertmer, *Phys. Rev. A* **56**, 2085(1997).
- [HIN98a] H. Hinderthür, A. Pautz, F. Ruschewitz, K. Sengstock, und W. Ertmer, *Phys. Rev. A* **57**, 4730(1998).
- [HIN98b] H. Hinderthür, F. Ruschewitz, H.-J. Lohe, S. Lechte, K. Sengstock, und W. Ertmer, *Phys. Rev. A*, in Druck.
- [JAC95] J. Jacobson, G. Björk, Y. Yammamoto, *Appl. Phys.* **B60**, 187(1995).
- [JAM56] J. Jamin, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **42**, 482(1856).
- [KAI83] H. Kaiser, S. A. Werner, und E. A. George, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 560(1983).
- [KAR95] A. Y. Karasik, B. S. Rinkevichius, und V. A. Zubov, *Laser Interferometry Principles*, (Mir Publishers, Moskau 1995).
- [KAS91] M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181(1991).

- [KAS92] M. Kasevich, S. Chu, Appl. Phys. **B54**, 321(1992).
- [KEI91] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693(1991).
- [KIS94] T. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle, J. Helmcke, Appl. Phys. **B 59**, 89(1994).
- [KLE83] A. G. Klein, G. I. Opat, und W. A. Hamilton, Phys. Rev. Lett. **50**, 563(1983).
- [KON91] P. Kohns, Diplomarbeit, Universität Bonn (1991), unveröffentlicht.
- [KUE96] V. Künnmann, Diplomarbeit, Universität Hannover (1996), unveröffentlicht.
- [KUR92] T. Kurosu und A. Morinaga, Phys. Rev. A **45**, 4799(1992).
- [KUR97] Ch. Kurtsiefer, T. Pfau, und J. Mlynek, Nature **386**, 150(1997).
- [LAU95a] I. Lauer, Diplomarbeit, Universität Bonn (1995), unveröffentlicht.
- [LAU95b] W. Lauterborn, T. Kurz, M. Wiesenfeldt, *Coherent Optics*, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, 1995).
- [LEC98] S. Lechte, Diplomarbeit, Universität Hannover, in Vorbereitung.
- [LEI96] D. Leibfried, D. M. Meekhof, B. E. King, C. Monroe, W. M. Itano, und D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett **77**, 4281(1996).
- [LEN97] A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith, M. S. Chapman, R. A. Rubenstein, und D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **78**, 760(1997).
- [LEP93] V. L. Lepore, Phys. Rev. A **48**, 111(1993).
- [LOC92] I. Lochmann, Diplomarbeit, Universität Bonn (1992), unveröffentlicht.
- [MAC91] L. Mach, Anz. Akad. Wiss. , Wien, mathem.-naturwiss. Kl. **28**, 228(1891).
- [MAR52] L. Marton, Phys. Rev. **85**, 1057(1952).
- [MAI62] H. Maier-Leibnitz, T. Springer, Z. Physik, 167, 386(1962).
- [MAY85] T. Mayer-Kuckuk, *Atomphysik*, Teubner Verlag (Stuttgart 1985).
- [MIC25] A. A. Michelson, H. G. Gale, Astrophys. J. **61**, 140(1925).

- [MIC87] A. A. Michelson, E. W. Morley, *Amer. Jour. Sci.* (3) **34**, 333(1887).
- [MOE55] G. Möllenstedt, H. Düker, *Naturwissenschaften* **42**, 41(1955).
- [MOR92a] A. Morinaga, N. Ito, T. Sakurai, *Appl. Phys.* **B54**, 29(1992).
- [MOR92b] A. Morinaga, *Phys. Rev.* **A45**, 8019(1992).
- [MOR93] A. Morinaga, T. Tako, N. Ito, *Phys. Rev.* **A48**, 1364(1993).
- [MOR96] A. Morinaga, M. Nakamura, T. Kurosu, N. Ito, *Phys. Rev. A* **54**, R21(1996).
- [MUE94] J. H. Müller, Dissertation, Universität Bonn (1994).
- [MUE95] J. H. Müller, D. Bettermann, V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, W. Ertmer, *Appl. Phys.* **B60**, 199(1995).
- [NAT69] National Bureau of Standards, *Atomic Transition Probabilities*, (Washington D. C., 1969).
- [NIC96] G. Nicholson *et al.*, *Phys. Lett. A* **218**, 175(1996).
- [OLS95] M. Olshanii, Y. Castin, und J. Dalibard, *Proceedings of the XII Conference on Laser Spectroscopy*, ed. M. Inguscio, M. Allegrini, und A. Sasso (World Scientific 1995).
- [PAB94] A. Pabst, Diplomarbeit, Universität Bonn (1994), unveröffentlicht.
- [PAR98] A.S. Parkins, D. F. Walls, *Phys. Rep.* **303**, 1(1998).
- [PAU97] A. Pautz, Diplomarbeit, Universität Hannover (1997), unveröffentlicht.
- [PEN98] J. L. Peng, Dissertation, Universität Hannover (1998).
- [PFA94] T. Pfau, S. Spälter, Ch. Kurtsiefer, C. R. Ekstrom, und J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1223(1994).
- [PHI92] W. D. Phillips, in *Laser Manipulation of Atoms and Ions: Proc. of the Int. School of Phys. "Enrico Fermi" Course CXVIII*, ed. E. Arimondo, W. Phillips, und F. Strumia, North Holland, Amsterdam 1992.

- [PRO85] J. Prodan, A. Migdal, W. D. Phillips, I. So, H. J. Metcalf, J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **54**, 992(1985).
- [RAA87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, und D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631(1987).
- [RAM50] N. F. Ramsey, Phys. Rev. **78**,695 (1950).
- [RAS95] E. 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).
- [RAU94] H. Rauch, Phys. Blätt. **5 /94**, 439(1994).
- [RAU96] H. Rauch, J. Phys. Soc. Jpn **65**, Suppl. A pp. 45(1996).
- [RAY97] zur Übersicht siehe M.G. Raymer, Contemp. Phys. **38**, 343(1997).
- [REM98] G. Rempe, S. Dürr, T. Nonn, *International Quantum Electronics Conference*, Tech. Digest, **7**, 132(1998).
- [REN60] M. Renninger, Z. Phys. **158**, 417(1960).
- [RIE88] F. Riehle, J. Ishikawa, und J. Helmcke, Phys. Rev. Lett **61**, 2092(1988).
- [REI91] M. C. Reich, Diplomarbeit, Universität Bonn (1991), unveröffentlicht.
- [RIE91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, und J. Helmcke, Phys. Rev. Lett **67**, 177(1991).
- [RIE92] V. Rieger, Diplomarbeit, Universität Bonn (1992), unveröffentlicht.
- [RIE93] V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, J. H. Müller und W. Ertmer, Opt. Commun. **99**, 172(1993).
- [RIE96] V. Rieger, Dissertation, Universität Hannover (1996).
- [ROY89] A. Royer, Foundat. Phys. **19**, 3(1989).
- [RUS93] F. Ruschewitz, Diplomarbeit, Universität Bonn (1993), unveröffentlicht.

- [RUS98a] F. Ruschewitz, Dissertation, Universität Hannover (1998).
- [RUS98b] F. Ruschewitz, J. L. Peng, H. Hinderthür, N. Schaffrath, K. Sengstock, und W. Ertmer, Phys. Rev. Lett. **80**, 3173(1998).
- [SAN98] L. Santos und L. Roso, Phys. Rev. A **57**, 432(1998).
- [SCH82] A. Schenzle, R. G. de Voe, R. G. Brewer, Phys. Rev. A **25**, 2606(1982).
- [SCH93] J. Schmiedmayer, C. R. Ekstrom, M. S. Chapman, T. D. Hammond, D. E. Pritchard, in *Fundamentals of Quantum Optics III*, ed. F. Ehlotzky (Springer Verlag, Berlin 1993).
- [SCH94] J. Schmiedmayer, C. R. Ekstrom, M. S. Chapman, T. D. Hammond, D. E. Pritchard, J. Phys. II (France) **4**, 2029(1994).
- [SCH95] J. Schmiedmayer, M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, S. Wehinger, D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **74**, 1043(1995).
- [SCH96] D. Scheller, Diplomarbeit, Universität Hannover (1996), unveröffentlicht.
- [SCH97] N. Schaffrath, Diplomarbeit, Universität Hannover (1997), unveröffentlicht.
- [SCU93] M. O. Scully, J. P. Dowling, Phys. Rev. A **48**, 3186(1993).
- [SEN93a] K. Sengstock, Dissertation, Universität Bonn (1993).
- [SEN93b] K. Sengstock, U. Sterr, G. Hennig, D. Bettermann, J. H. Müller, und W. Ertmer, Opt. Commun. **103**, 73 (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 in *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, Academic Press, New York, Vol.35, 1(1995).
- [SPR95] R. Spreew, T. Pfau, U. Janicke, und M. Wilkens, Europhys. Lett., **32**, 469(1995).
- [SNA98] M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer, K. G. Haritos, und M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **81**, 971(1998).

- [STE87] U. Sterr, Diplomarbeit, Universität Bonn (1987), 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).
- [SZR96] P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt, und J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **77**, 4(1996).
- [TAN93] S. M. Tan und D. F. Walls, Phys. Rev. A **47**, 4663(1993).
- [VIT53] B. Vittoz, Helv. Phys. Acta **26**, 400(1953).
- [WEI94] D. S. Weiss, B. C. Young, S. Chu, Appl. Phys. **B59**, 217(1994).
- [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).
- [WIL93] M. Wilkens, E. Goldstein, B. Taylor, und P. Meystre, Phys. Rev. A **47**, 2366(1993).
- [WIS95] H. Wiseman und M. Collett, Phys. Lett. A, **202**, 246(1995).
- [YOU02] T. Young, Phil. Trans. Roy. Soc., London **XCII 12**, 387 (1802).
- [YOU97] B. Young, M. Kasevich, und S. Chu, *Precision Atom Interferometry with Light Pulses in Atom Interferometry*, ed. P. R. Berman (Academic Press, San Diego 1997).
- [ZEH91] L. Zehnder, Z. Instrumentenkunde **11**, 275(1891).
- [ZEI95] K. Zeiske, G. Zinner, F. Riehle, J. Helmcke, Appl Phys. **B60**, 205(1995).
- [ZEL94] K. Zelgert, Diplomarbeit, Universität Bonn (1994), unveröffentlicht.
- [ZIN98] G. Zinner, Dissertation, PTB-Bericht Opt-**58**, Braunschweig (1998).

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Personen in ganz unterschiedlicher Form beigetragen. An dieser Stelle möchte ich dafür meinen Dank aussprechen.

Herrn Prof. Dr. W. Ertmer danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit. Seinem hohen Engagement sind die hervorragenden Rahmenbedingungen am Institut für Quantenoptik und der enge Zusammenhalt der Arbeitsgruppe zuzuschreiben. Besonders genossen habe ich die großen persönlichen Gestaltungsfreiräume, die zu jeder Zeit eine ganz wesentliche Motivationsgrundlage waren.

Herrn Prof. Dr. K. Danzmann danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Bei Herrn Prof. Dr. E. Tiemann möchte ich mich für die Aufnahme in das Graduiertenkolleg “Photonen, atomare Teilchen und deren Wechselwirkungen” bedanken, die mir den Einstieg in die Quantenoptik ermöglicht hat.

Für sein stetes Interesse und die uneingeschränkte Hilfsbereitschaft in allen Phasen dieser Arbeit danke ich Herrn Dr. Klaus Sengstock.

Großen Anteil am Erfolg der hier dargestellten Experimente hat natürlich das gesamte Magnesium-Team, das in unterschiedlicher Zusammensetzung stets freundschaftlich und mit hoher Einsatzbereitschaft zusammenarbeitete. Besonders erwähnen möchte ich die Herren Dipl. Phys. Andreas Pautz, Dipl. Phys. Hans-Jörg Lohe, Swen Lechte und Joachim Burghardt, mit denen die Arbeit immer sehr viel Freude gemacht hat. Auch von den Diplomarbeiten der Herren Dipl. Phys. Dirk Scheller, Dipl. Phys. Ralf Degner und Dipl. Phys. Niklas Schaffrath habe ich sehr profitiert. Mein Dank gilt natürlich auch den “alten Hasen” und Kollegen Dr. Volker Rieger, der mich in die Geheimnisse der hochauflösenden Spektroskopie eingeweiht hat, Dr. Frank Ruschewitz, der mit seinem großen physikalischen Vorstellungsvermögen immer ein begehrter Diskussionspartner war und Dr. Jin Long Peng, dessen beispielhafter Laboreinsatz mir ein Vorbild war.

Allen Mitgliedern der gesamten Arbeitsgruppe möchte ich für die stets herrschende angenehme Atmosphäre meine Anerkennung aussprechen.

Eine Vielzahl von Mitarbeitern schafft mit ihrer täglichen Arbeit in Sekretariat, Verwaltung und Werkstatt die Voraussetzungen für einen erfolgreichen Forschungsbetrieb im Institut. Stellvertretend danke ich hiermit Frau Krämer, Herrn Dr. Rudi Gaul und Herrn Heidekrüger.

Frau Anke Johannssen gebührt mein spezieller Dank dafür, daß sie es unter einem Dach mit einem promovierenden Physiker ausgehalten hat. Meinen Eltern danke ich für die Anteilnahme und das entgegengebrachte Vertrauen während des gesamten Studienwegs.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Henning Hinderthür
Weckenstraße 14
30451 Hannover
geboren am 07.05.1969 in Siegen
ledig

Schulbildung

1975-1979 Grundschule Obersdorf
1979-1988 Gymnasium am Löhrtor in Siegen

Wehrdienst

Juli 1988 - September 1989 Grundwehrdienst bei der Luftwaffe
in Goslar und Burbach

Hochschulbildung

Oktober 1989 - Oktober 1994 Studium der Physik an der RWTH Aachen
Diplomarbeit am Institut für Physikalische Chemie.
Titel der Diplomarbeit: "Depolarisierte Rayleigh- und
Ramanstreuung an N_2 in einem weiten Temperatur-
und Dichtebereich."
Abschluß: Diplom-Physiker
seit Februar 1995 Doktorand am Institut für Quantenoptik
der Universität Hannover in der Arbeitsgruppe
von Prof. Dr. W. Ertmer.