

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Interferometrie mit Materiewellen

Martin Weitz

**MPQ-Report
241**

MPQ 241

November 1998

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Interferometrie mit Materiewellen

Martin Weitz

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
85740 Garching, Bundesrepublik Deutschland

für meine Eltern und Susanne

Diese Arbeit wurde der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München am 20. Januar 1998 als Habilitationsschrift vorgelegt und von ihr am 27. Oktober 1998 angenommen.

Zusammenfassung

Interferometrie mit Materiewellen wird bereits seit längerer Zeit an Elektronen und Neutronen durchgeführt. Vor wenigen Jahren gelang es erstmals, auch mit Atomen die Interferenz zweier getrennter Teilstrahlen zu beobachten. Mit Atominterferometern können beispielsweise die Erdbeschleunigung, Rotationen sowie die Rückstoßenergie eines Photons präzise gemessen werden. Atome besitzen im Vergleich zu Elektronen oder Neutronen eine zusätzliche innere Struktur, die zu einer stark ausgeprägten Wechselwirkung mit resonantem Laserlicht führt. Dadurch eröffnen sich der Materiewelleninterferometrie mit Atomen eine Vielzahl physikalischer Perspektiven.

Die vorliegende Arbeit behandelt einige neue Entwicklungen auf diesem Gebiet, insbesondere zur Atominterferometrie mit geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzuständen. So gelang unter Verwendung von adiabatischem Besetzungstransfer die erstmalige Realisierung eines Atominterferometers mit Dunkelzuständen. Mittels adiabatischem Transfer über einen Dunkelzustand konnte weiterhin der Impuls von über 100 Photonen kohärent auf Laser-gekühlte Cäsiumatome übertragen werden. Die Entwicklung effizienter Techniken zum Übertrag hoher Impulse ist wichtig für zukünftige Atominterferometer mit großer eingeschlossener Fläche sowie für genauere Messungen der Photonenrückstoßenergie. Es konnte außerdem gezeigt werden, daß in einem reinen Dreiniveausystem mit genau resonantem Licht adiabatischer Transfer keine dynamische Stark-Verschiebung bewirkt, auch dann wenn der Prozeß nicht völlig adiabatisch ist.

In einem zweiten Experiment wurden erstmals - unter Verwendung von Zustandsprojektionen auf mehrkomponentige Dunkelzustände - atomare Wellenpakete kohärent in mehr als zwei Teilstrahlen aufgeteilt und wieder zusammengeführt. Während das bei üblichen Zweistrahl-Interferenzexperimenten erhaltene Interferenzsignal sinusförmig ist, ähnelt das dabei beobachtete Interferenzsignal der von optischen Vielstrahl-Interferenzexperimenten bekannten Airy-Funktion. Mit dieser Methode kann eine gesteigerte Auflösung erreicht werden, da die erhaltenen Interferenzstreifen schärfer als die des entsprechenden

Zweistrahlint interferometers sind. Neben dieser Analogie zur Lichtoptik besitzt das Signal des Vielstrahl-Atominterferometers jedoch noch einige weitere Besonderheiten. Es zeigt sich, daß das Interferenzmuster für größere zeitliche Abstände zwischen den als atomare Strahlteiler dienenden Lichtpulsen zunächst kollabiert. Dies wird durch eine mit der Photonenrückstoßenergie des Atoms verbundene Phase verursacht, die quadratisch mit dem transversalen Impuls ansteigt. Wenn jedoch die gesamte Wechselwirkungszeit ein ganzzahliges Vielfaches der inversen Rückstoßenergie in Frequenzeinheiten beträgt, kann das ursprüngliche Interferenzmuster wieder beobachtet werden. Diese Effekte treten in Zweistrahl-Atominterferometern üblicherweise nicht auf und sind von fundamentalem Interesse. In zukünftigen Experimenten sollten sich mit Vielstrahl-Atominterferometern beispielsweise Messungen der Gravitation oder Rotation mit höherer Genauigkeit als bislang durchführen lassen.

Eine der interessantesten physikalischen Größen, deren Messung mit Atominterferometern möglich ist, stellt die Rückstoßenergie eines Atoms bei Absorption eines Photons dar. Daraus kann unter Verwendung der Rydberg-Konstante die Feinstrukturkonstante abgeleitet werden. Zur präzisen Bestimmung der Rückstoßenergie ist ein Wasserstoff-Atominterferometer besonders vielversprechend, da aufgrund der geringen Masse des Wasserstoffatoms der Rückstoß hier besonders groß ist. Zudem sind einige benötigte Konstanten wie das Massenverhältnis dieses Atoms zum Elektron oder die Übergangswellenlänge hier äußerst präzise bekannt. Mittels hochauflösender Laserspektroskopie wurden an diesem Atom die derzeit genauesten Messungen der 1S Lamb-Verschiebung, der Rydberg-Konstante sowie der Wasserstoff-Deuterium Isotopieverschiebung des scharfen 1S-2S Zweiphotonenübergangs durchgeführt. Als entscheidender Schritt für ein solches Atominterferometer gelang die Realisierung eines Zweiphotonen-Ramsey Experiments mit zwei getrennten Wechselwirkungszone n am 1S-2S Übergang des Wasserstoffatoms. Zur Manipulation von Wasserstoff, sowie allgemeiner auch anderer schnell bewegter Atome, haben wir eine neuartige Methode zur Erzeugung intensiver und phasenkohärenter Lichtpulse entwickelt.

Neue Perspektiven für Materiewelleninterferenz ergeben sich, wenn es gelingt gefangene Atome soweit abzukühlen, daß ihre atomaren de Broglie Wellen beginnen zu überlappen. In diesem Fall treten quantenstatistische kohärente Effekte, wie beispielsweise die Bose-Einstein Kondensation auf. In diesem Zusammenhang führen wir Experimente zur Laserkühlung von Atomen in weit von den atomaren Resonanzen verstimmt en optischen Fallen durch. Laser-gekühlte Rubidiumatome konnten mittels der optischen Dipolkraft in den Feldmaxima einer durch einen CO₂-Laser erzeugten Stehwelle gefangen werden. Dies stellt ein eindimensionales optisches Gitter dar. Im Vergleich zu bisherigen, näher resonanten optischen Gittern ergeben sich hier eine um etwa eine Größenordnung andere Gitterkonstante sowie eine extrem lange Kohärenzzeit. Wir haben die Lokalisierung der Atome in den Schwingungsbäuchen des Stehwellenfelds durch Messung des Vibrationsspektrums experimentell nachgewiesen. Die Phasenraumdichte der Atome im Gitter liegt um etwa drei Größenordnungen oberhalb der einer üblichen magnetooptischen Falle. Das Fernziel dieser Forschungsarbeit ist die Realisierung einer kohärenten Quelle von Atomen unter alleiniger Verwendung von Laser-Kühlung. Ähnlich wie die Entwicklung des Lasers die Lichtoptik revolutioniert hat, könnten kohärente Quellen von Atomen immense Auswirkungen auf das Gebiet der Optik und Interferometrie mit Atomen haben.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Kohärente Manipulation von Atomen mit Licht	7
2.1 Helle atomare Strahlteiler	7
2.2 Dunkle atomare Strahlteiler	12
3. Atominterferometrie mit Dunkelzuständen	22
3.1 Zweistrahl-Atominterferometer	22
3.2 Vielstrahl-Atominterferometer	33
4. Atominterferometrie mit kurzen Lichtpulsen, Anwendungen am Wasserstoffatom	47
4.1 Interferometrie und Spektroskopie von atomarem Wasserstoff	48
4.2 Phasenkohärente kurze Lichtpulse	54
4.3 Frequenzunabhängige Laserkühlung mittels Materiewelleninterferometrie	60
5. Kühlen und Einfangen von Atomen in fernverstimmten Lichtfeldern	64
5.1 Atomare Quellen mit hoher Phasenraumdichte	64
5.2 Experimente zu optischen Gittern bei 10.6 μm	67
6. Schlußbetrachtungen	74
Literaturverzeichnis	76
Anhang	83

1. Einleitung

Sowohl in der fundamentalen Physik als auch in der angewandten Forschung spielt die Interferometrie seit langer Zeit eine wichtige Rolle. Bereits 1802 beobachtete Young [1], daß das durch einen Doppelspalt fallende Licht unter geeigneten Bedingungen ein Muster von Interferenzstreifen zeigt. Aus diesen Ergebnissen konnte auf die Welleneigenschaften des Lichts geschlossen werden. In den folgenden Dekaden wurde eine Vielzahl weiterer lichtoptischer Interferenzexperimente durchgeführt.

In den zwanziger Jahren dieses Jahrhunderts postulierte de Broglie die Dualität von Teilchen und Wellen [2]. Mit der Einführung des Konzepts der Materiewellen gelang es ihm, die diskreten Energiezustände des Bohrschen Atommodells als stationäre Elektronenwellen zu deuten. Die Fortführung dieser Überlegungen erlaubten die Entwicklung der Schrödingerschen Wellenmechanik. Als weitere wichtige Konsequenz der Wellennatur von Materie erwartete man, ähnliche Interferenzmuster wie sie aus der Lichtoptik bekannt waren, auch mit Materiewellen beobachten zu können. Der direkte experimentelle Nachweis von Materiewellen erfolgte 1927 mittels Elektronenbeugung an Kristalloberflächen [3]. Estermann und Stern beobachteten kurz danach auch die Beugung von Heliumatomen an Kristalloberflächen [4]. Die Realisierung von Materiewelleninterferometern, bei denen zwei getrennte kohärente Teilwellen überlagert wurden, gelang erstmals 1954 mit Elektronen [5] und 1962 mit Neutronen [6]. Diese Interferenzexperimente mit Materiewellen ermöglichten es zunächst, viele fundamentale Fragestellungen der Quantenmechanik zu überprüfen [7]. Zudem motivierte die mögliche hohe Auflösung von Materiewelleninterferometern die weitere Forschung. Beispielsweise beträgt die de Broglie Wellenlänge eines thermischen Neutrons oder Atoms nur einige Pikometer, welches um etliche Größenordnungen kürzer ist als die Wellenlänge von Licht. Auf der anderen Seite ist die kleine de Broglie Wellenlänge ein Grund dafür, daß Materiewelleninterferenz experimentell schwieriger zu beobachten ist als lichtoptische Interferenz. Bislang ist weiterhin die technische Entwicklung kohärenter Strahlteiler für Materiewellen weniger weit fortgeschritten als die der Strahlteiler für Licht.

Im Jahre 1991 wurde von verschiedenen Gruppen erstmals auch mit Atomen die Interferenz zweier räumlich getrennter Teilstrahlen nachgewiesen [8-11]. Dies gelang in einigen Arbeiten durch Beugung von Atomen an mikrostrukturierten Spalten bzw. Gittern, in anderen Experimenten durch die Wechselwirkung mit resonanten Lichtfeldern. Aufgrund ihrer inneren Struktur können Atome mit resonanten Lichtfeldern sehr effizient manipuliert werden. Entsprechende Experimente wurden durch einige frühere Vorschläge [12,13] sowie insbesondere durch eine Arbeit von Bordé veranlaßt, in der gezeigt wurde, wie durch Kontrolle der internen atomaren Freiheitsgrade die Impulsquantenzahlen eines Atoms so manipuliert werden können, daß die Realisierung von Atominterferometern möglich ist [14].

Materiewelleninterferometrie mit neutralen Atomen verspricht zu einem erfolgreichen Instrument für viele Präzisionsexperimente zu werden. Beispielsweise können mit Atominterferometern die Erdbeschleunigung, Rotationen sowie die Rückstoßenergie eines Photons präzise gemessen werden [15]. Mit Atominterferometern lassen sich auch einige Größen wie der Brechungsindex von Materiewellen in Gasen oder die Polarisierbarkeit eines Atoms bestimmen, deren Messung mit anderen Methoden kaum möglich ist [16]. Die starke Wechselwirkung von Atomen mit Licht erlaubt nicht nur deren kohärente Manipulation, sondern auch die Laserkühlung von Atomen [17]. Eine Verwendung ultrakalter Atome vergrößert in vielen atominterferometrischen Anwendungen die erreichbare Meßgenauigkeit deutlich.

Interferenzerscheinungen spielen in der Atomphysik selbstverständlich nicht nur für die translatorischen Freiheitsgrade eines Atoms eine Rolle, sondern treten auch bei den inneren atomaren Freiheitsgraden auf. Wird beispielsweise ein Atom mit zwei geeigneten kohärenten Lichtfeldern bestrahlt, so können die Anregungsamplituden aus zwei Grundzuständen in ein gemeinsames oberes Niveau je nach der relativen Phase destruktiv oder konstruktiv interferieren. Eine sogenannte dunkle Zustandsüberlagerung zweier Grundzustandsniveaus, für die trotz der Anwesenheit von Licht keine Anregung in den oberen Zustand stattfindet, wurde erstmals von einer Gruppe um A. Gozzini beschrieben [18]. Wird der Impulsübertrag des Lichtfelds auf das Atom berücksichtigt, so

zeigt sich, daß man auch Dunkelzustände herstellen kann, für die sich der Impuls der beiden Komponenten um zwei Photonenrückstöße unterscheidet. Solche geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustände wurden in einer Methode zur Laserkühlung von Atomen unter die Rückstoßgrenze verwendet [19]. Marte, Zoller und Hall schlugen vor, einen solchen Dunkelzustand durch adiabatischen Transfer [20] mit verzögerten Laserpulsen zu erzeugen, einer Technik, welche zuvor von Gaubatz et al. [21] zum effizienten Transfer von Population entwickelt worden war (siehe auch [22]). Dies sollte es erlauben, ein atomares Wellenpaket kohärent in zwei Teilstrahlen aufzuteilen. In darauf folgenden Experimenten konnte Impulstransfer mit adiabatischen Übergängen nachgewiesen werden [23,24,A3,25].

Ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit beschreibt die Realisierung von Atominterferometern mittels geschwindigkeitsabhängiger Dunkelzustände. Hier werden Interferenzerscheinungen der inneren atomaren Freiheitsgrade benutzt, um Materiewelleninterferenz der Atome im Ortsraum zu erreichen. Möglich ist dies durch die Verwendung quantenmechanischer Superpositionen mit verschränkten inneren Zuständen und Impulszuständen. Als ein wichtiger Bestandteil eines Atominterferometers mit Dunkelzuständen erwies sich - neben adiabatischem Transfer - die Technik der Projektion auf geschwindigkeitsabhängige Dunkelzustände in einem offenen atomaren Übergang [A3,A4]. In einem ersten Experiment gelang uns die Realisierung eines Zweistrahl-Atominterferometers mit Dunkelzuständen [A2,A3]. Im Vergleich zu bislang beschriebenen Atominterferometern ergeben sich mit dem verwendeten Schema für die Präzisionsmessungen physikalischer Größen einige wichtige Vorteile, wie die Tatsache, daß sich in einem reinen Dreiniveausystem keine dynamische Stark-Verschiebung durch das Lichtfeld ergibt, oder daß zusätzliche Photonenimpulse sehr effizient auf die Atome im Interferometer übertragen werden können.

Unter Verwendung von Dunkelzuständen gelang nicht nur die Beobachtung von Zweistrahl-Interferenzsignalen, sondern auch die Realisierung eines Vielstrahlinterferometers für Cäsiumatome [A4,A9]. Während das bei Zweistrahl-Interferenzexperimenten erhaltene Interferenzsignal sinusförmig ist, ähnelt das beim Vielstrahl-Atominterferometer beob-

achtete Signal der von optischen Vielstrahl-Interferenzexperimenten, wie beispielsweise einem Fabry-Perot Interferometer, bekannten Airy-Funktion. So kann hier ein höheres Auflösungsvermögen erreicht werden. Neben dieser Analogie zu üblichen lichtoptischen Zwei- und Vielstrahl-Interferenzexperimenten weist das Signal des Vielstrahl-Atominterferometers aber noch einige interessante Besonderheiten auf, welche durch eine mit der atomaren Rückstoßenergie verbundenen Phase verursacht werden, die quadratisch mit dem transversalen Impuls im Interferometer ansteigt [A6].

Die vorliegende Arbeit befaßt sich weiterhin mit Experimenten zur Atominterferometrie mit kurzen Lichtpulsen [A8]. Die Verwendung kurzer Laserpulse in atomoptischen Experimenten ist insbesondere wichtig für die Manipulation schnell bewegter Atome wie beispielsweise atomaren Wasserstoff. Es wurde eine neuartige Lichtquelle realisiert, die intensive phasenkohärente Pulse emittiert. Die Lichtpulse können als Strahlteiler in Experimenten mit schnell bewegten Atomen oder Molekülen eingesetzt werden. Um eine große Zahl von Atomen aus einer breiten thermischen Geschwindigkeitsverteilung mit entsprechend großer Doppler-Breite kohärent anzuregen, bedarf es idealerweise eines möglichst kurzen Lichtpulses. Man beachte, daß die Auflösung eines Atominterferometers nur durch die Zeit zwischen den als Strahlteiler verwendeten Lichtpulsen gegeben ist und nicht von der Länge der Pulse abhängt. Die Kohärenz der erzeugten Lichtpulse wurde qualitativ mittels eines Photonen-Echo Experiments an Ioddampf in einer Zelle demonstriert. Das Fernziel dieser Arbeiten ist die Realisierung eines Wasserstoff-Atominterferometers. Aufgrund der geringen Masse dieses Atoms ist die Rückstoßenergie hier besonders groß und sollte daher mit einer hohen relativen Genauigkeit meßbar sein. Aus der Rückstoßenergie würde sich unter Verwendung der Rydberg-Konstanten die Feinstrukturkonstante bestimmen lassen. Im Rahmen dieser Arbeit gelangen wichtige vorbereitende Experimente zu einem Wasserstoff-Atominterferometer. In einer Serie von Experimenten wurde höchstauflösende Präzisionsspektroskopie am Wasserstoffatom durchgeführt [A1,A7,26]. Es gelangen sehr genaue Messungen der 1S Lamb-Verschiebung, der Rydberg-Konstante sowie der Messung der Wasserstoff-Deuterium Isotopieverschiebung des 1S-2S Übergangs.

Weiter wurde erstmalig am 1S-2S Übergang des Wasserstoffatoms ein Zweiphotonen Ramsey-Experiment mit zwei getrennten Wechselwirkungszonen realisiert.

Das Signal von Atominterferometern und anderen atomoptischen Experimenten sollte sich wesentlich verbessern lassen, wenn anstelle der bislang üblicherweise verwendeten inkohärenten atomaren Quellen eine kohärente Quelle von Atomen verwendet würde. Ähnlich wie die Lichtoptik von der Entwicklung des Lasers profitiert hat, sollte in Zukunft die Atomoptik von der Entwicklung kohärenter atomarer Quellen profitieren. Vor etwa 2 Jahren gelang es einigen Forschungsgruppen mittels evaporativer Kühlung Bose-Einstein Kondensation von Atomen zu erreichen [27,28]. Für zukünftige Experimente wäre es sicher faszinierend, eine kohärente Quelle von Atomen zu realisieren, welche nur auf Laserkühlung basiert, wobei ein solcher Aufbau durch stimulierte Emission kohärente Grundzustandsatome in ähnlicher Art erzeugen könnte wie ein konventioneller Laser Photonen. Wir arbeiten an einem dahingehenden Experiment, welches auf Laser-gekühlten Rubidium-Atomen basiert, die im Lichtfeld eines fokussierten CO₂-Laserstrahls der Wellenlänge 10.6 µm gefangen werden. Die Frequenz dieses Lasers liegt um etwa eine Größenordnung unter der niedrigsten elektronischen Resonanz des Rubidiumatoms, was dazu führt, daß spontane Streuprozesse extrem unwahrscheinlich sind. Es gelang, die Lokalisierung von Atomen im Stehwellenfeld eines solchen Laser nachzuweisen [A10]. Dies stellt ein "optisches Gitter" - eine periodische Anordnung ultrakalter Atome - mit einer vergleichsweise großen Gitterkonstante dar. Werden vier fokussierte CO₂-Laserstrahlen gekreuzt, so erwartet man, in jeder dieser Mikrofallen bei moderaten mittleren atomaren Dichten mehrere Atome zu fangen. Zum Vergleich sei erwähnt, daß in einem nahresonanten optischen Gitter aufgrund der dort kleineren Einheitszelle typischerweise nur 5% der Gitterplätze mit einem Atom besetzt sind [29]. Gelingt es, die Atome im dreidimensionalen CO₂-Laser Gitter auf eine Temperatur von einigen 10 µK zu kühlen, so könnte man bereits quantenstatistische Effekte beobachten.

Für die vorliegende Arbeit wurde eine Gliederung wie folgt gewählt. Die anschließenden Kapitel geben einen allgemein gehaltenen Überblick

über die Motivation, physikalischen Grundprinzipien und Ergebnisse der Forschungsarbeiten. Die Details der Arbeiten finden sich in den im Anhang abgedruckten Originalpublikationen. Es sei erwähnt, daß die Reihenfolge der Darstellung in den folgenden Kapitel sich eher an der Systematik der physikalischen Fragestellungen als an der Chronologie der Arbeiten orientiert.

In Kapitel 2 wird ein Überblick über die kohärente Wechselwirkung von Atomen mit Licht gegeben. Hier wird insbesondere auf die Manipulation von Atomen mittels geschwindigkeitsabhängiger Dunkelzustände eingegangen. Kapitel 3 zeigt, wie sich mit solchen atomoptischen Elementen Atominterferometer realisieren lassen. Dabei soll zunächst auf Zweistrahl-Atominterferometer, anschließend auf Vielstrahl-Atominterferometer eingegangen werden. Kapitel 4 behandelt Experimente zur Atomoptik mit kurzen Pulsen sowie zur Präzisionsspektroskopie und Ramsey-Interferometrie mit atomarem Wasserstoff. Experimente zur CO₂-Laser Dipolfalle mit dem Ziel der Realisierung einer kohärenten Quelle von Atomen werden in Kapitel 5 beschrieben.

2. Kohärente Manipulation von Atomen mit Licht

Einstein zeigte im Jahr 1917, daß Photonen neben einer quantisierten Energie zusätzlich auch einen quantisierten Impuls besitzen [30]. Der Strahlungsdruck auf Materie wird durch den bei Absorption und Emission von Photonen übertragenen Impuls verursacht. Am Beispiel der Compton-Streuung von Röntgenstrahlen an Elektronen kann der Rückstoß hochenergetischer Photonen nachgewiesen werden [31]. Der Photonenrückstoß an einem atomaren System wurde 1933 von Frisch beobachtet [32]. Ihm gelang es, die Ablenkung eines Natrium-Atomstrahls im Lichtfeld einer resonanten Lampe nachzuweisen.

Kapitza und Dirac berechneten die kohärente Streuung freier Elektronen an einem Lichtfeld [33]. Es ergaben sich hier extrem kleine Wirkungsquerschnitte. Für Atome ist die Streuung aufgrund der inneren Struktur für nahresonante Lichtfelder um viele Größenordnungen überhöht. Hier sollen verschiedene Methoden dargestellt werden, mittels Lichtfeldern kohärent Impuls auf Atome zu übertragen. Die Existenz leistungsfähiger atomarer Strahlteiler ist eine wichtige Voraussetzung für die Realisierung von Atominterferometern.

2.1 Helle atomare Strahlteiler

Während das nächste Kapitel atomare Strahlteiler mit Dunkelzuständen behandelt, soll zunächst auf konventionelle "helle" atomare Strahlteiler eingegangen werden. Wir betrachten die Wechselwirkung eines Zweiniveausystems mit einem monochromatischen Lichtfeld der Frequenz ω und Wellenvektor $\mathbf{k}$ [34]. Dabei bezeichnet $\hbar\omega_0$ den energetischen Abstand zwischen dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem angeregten Zustand $|a\rangle$. Der Hamilton-Operator des Systems unter Vernachlässigung von Spontanemission sei gegeben durch

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \hbar\omega_0 |a\rangle\langle a| - \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}, \quad (1)$$

mit

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi), \quad (2)$$

als dem Lichtfeld. Die Einhüllende $\mathbf{E}_0$ des Laserfelds verändere sich - verglichen mit der Länge einer Oszillationsperiode - nur langsam. Neben den internen Freiheitsgraden des Atoms soll hier auch der atomare Impuls berücksichtigt werden. Wir suchen nach Lösungen der Schrödinger-Gleichung mit dem Ansatz

$$|\Psi\rangle = \int \left(g_{\mathbf{p}}(t) \exp\left(-i \frac{\mathbf{p}^2}{2m\hbar} t\right) |g, \mathbf{p}\rangle + a_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}}(t) \exp\left(-i \left(\frac{(\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k})^2}{2m\hbar} + \omega_0\right) t\right) |a, \mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}\rangle \right) d\mathbf{p}, \quad (3)$$

wobei $|\alpha, \mathbf{p}\rangle$ ein Atom im internen Zustand $|\alpha\rangle$ und mit Impuls $\mathbf{p}$ bezeichnet. Absorbiert ein im Grundzustand befindliches Atom ein Photon, so wird neben der Energie des Photons auch ein Impuls von $\hbar\mathbf{k}$ auf das Atom übertragen. Das Lichtfeld koppelt den Zustand $|g, \mathbf{p}\rangle$ mit dem Zustand $|a, \mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}\rangle$. Ohne Spontanemission können Übergänge nur zwischen diesen beiden Zuständen induziert werden; sie stellen eine geschlossene Impulsfamilie dar. Die Koeffizienten $g_{\mathbf{p}}(t)$ und $a_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}}(t)$ variieren, verglichen mit der Oszillationsperiode des Lichtfelds, nur langsam mit der Zeit. Unter Vernachlässigung gegenläufig rotierender Terme ist die Zeitabhängigkeit des Zustandsvektors in Wechselwirkungsdarstellung

$$|\varphi(t)\rangle = \begin{pmatrix} a_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}}(t) \\ g_{\mathbf{p}}(t) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

gegeben durch den Hamilton-Operator

$$H_{\text{WW}} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega e^{-i(\phi+\delta t)} \\ \Omega e^{i(\phi+\delta t)} & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

mit der Rabi-Frequenz $\Omega := \langle a | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0 | g \rangle e/\hbar$ und der Verstimmung

$$\delta = \left(\omega - \omega_0 + \frac{(\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k})^2 - \mathbf{p}^2}{2m\hbar} \right). \quad (6)$$

Das sich aus der Schrödinger-Gleichung im Wechselwirkungsbild $i\hbar d/dt |\varphi(t)\rangle = H_{\text{WW}} |\varphi(t)\rangle$ ergebende Differentialgleichungssystem für $g_{\mathbf{p}}(t)$ und $a_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}}(t)$ entspricht den Bewegungsgleichungen eines Spin 1/2 Systems im oszillierenden Magnetfeld und kann mit aus der NMR bekannten Ansätzen gelöst werden. In der Näherung eines kurzen (intensiven) Lichtpulses der Länge τ mit $\delta\tau \ll 1$ ergibt sich für die atomare Wellenfunktion nach dem Puls [35]

$$|\varphi(t+\tau)\rangle = \begin{pmatrix} \cos(\Omega\tau/2) & -ie^{-i\theta}\sin(\Omega\tau/2) \\ -ie^{i\theta}\sin(\Omega\tau/2) & \cos(\Omega\tau/2) \end{pmatrix} |\varphi(t)\rangle, \quad (7)$$

mit

$$\theta = \phi + \delta t. \quad (8)$$

Gleichung 7 beschreibt die Rabi-Oszillationen der Besetzungen als Funktion der Wechselwirkungszeit mit dem Lichtfeld. Wird die Länge des Laserpulses nun so gewählt, daß gerade $\Omega\tau = \pi$ gilt (und damit $\cos(\Omega\tau/2) = 0$ sowie $\sin(\Omega\tau/2) = 1$), so werden die Besetzungen von Grundzustand und angeregtem Zustand genau vertauscht. Ein anfangs im Grundzustand befindliches Atom wird mit diesem π Puls in den angeregten Zustand transferiert. Dabei wird, wie in Abb. 1a gezeigt, ein Impuls von $\hbar\mathbf{k}$ entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichtfelds auf das Atom übertragen. Abb. 1b zeigt die Auswirkung eines sogenannten $\pi/2$ Pulses auf ein Atom im Grundzustand. Es gilt hier $\Omega\tau = \pi/2$ (und damit $\cos(\Omega\tau/2) = \sin(\Omega\tau/2) = 1/\sqrt{2}$), und das atomare Wellenpaket wird in eine kohärente Überlagerung von Grund- und angeregtem Zustand mit gleichen Gewichten gebracht. Die beiden Komponenten entfernen sich mit einem Differenzimpuls von $\hbar\mathbf{k}$ auseinander. Ein solcher Puls kann als erster Strahlteiler in einem Atominterferometer dienen. Ein Atominterferometer kann beispielsweise mit einer Sequenz aus einem $\pi/2$ Puls, einem π Puls sowie einem letzten $\pi/2$ Puls zur Rekombination der atomaren Wellenpakete realisiert werden [11]. Ein anderes Schema ist in Abb. 2 gezeigt und beruht auf einer Folge von vier $\pi/2$ Pulsen, wobei die Ausbreitungsrichtung der Lichtstrahlen für die letzten beiden Pulse umgekehrt wird [14,10]. Die verschiedenen Atominterferometer eignen sich zur Messung unterschiedlicher physikalischer Größen, wie in [36] erläutert.

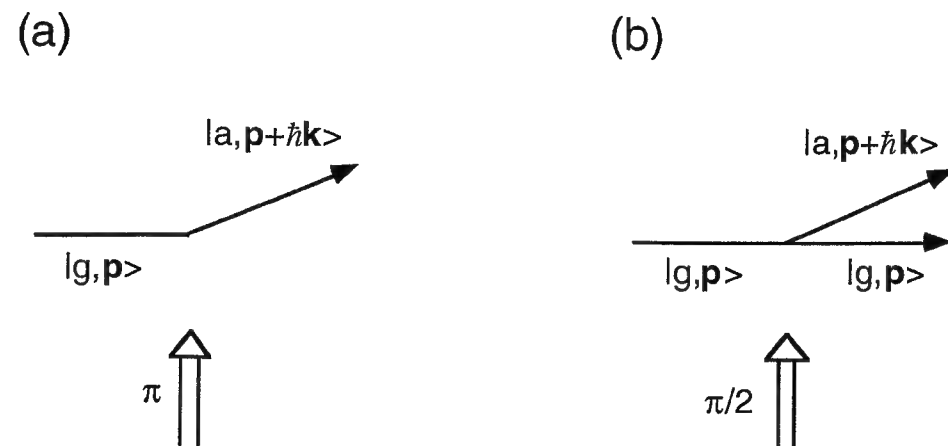


Abb. 1: Rückstoßdiagramme, welche die Auswirkung von π und $\pi/2$ Pulsen in einem Zweiniveausystem auf ein sich anfänglich im Grundzustand befindliches atomares Wellenpaket verdeutlichen. (a) Ablenkung durch einen π Puls. (b) Kohärentes Aufteilen des Wellenpakets in zwei Teilstrahlen mittels eines $\pi/2$ Pulses.

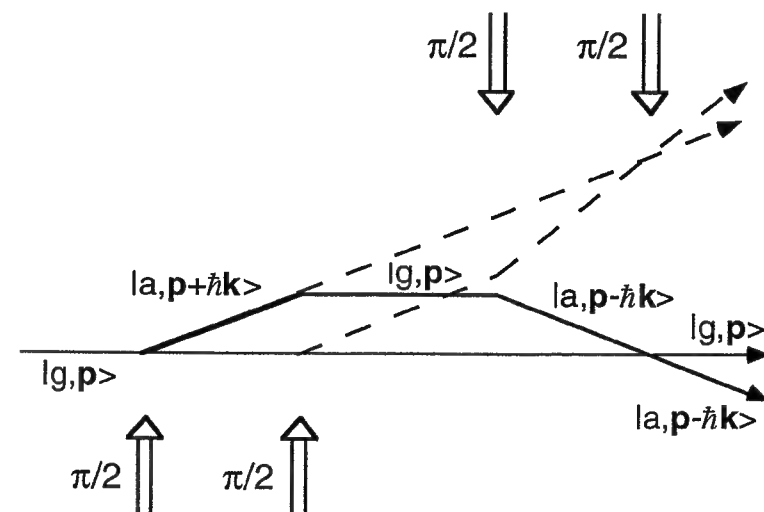


Abb. 2: Rückstoßdiagramm eines Atominterferometers nach Bordé mit vier $\pi/2$ Pulsen. Einer der beiden möglichen geschlossenen Wege ist gestrichelt eingezeichnet. Nicht zu einem geschlossenen Interferometerweg gehörende Pfade sind weggelassen.

In der bisherigen Betrachtung wurde die Spontanemission vernachlässigt. Der endlichen Lebensdauer des angeregten Zustands $|a\rangle$ kann in

Glg. 1 Rechnung getragen werden, indem die Übergangsfrequenz ω_0 durch den nicht-Hermitschen Term $\omega_0 - i\Gamma/2$ ersetzt wird, wobei Γ die spontane Zerfallsrate des angeregten Zustands bezeichnet [20]. Die sich ergebende Wellenfunktion enthält so nur den kohärenten Anteil, der in einem Atominterferometer zur Interferenzstruktur betragen kann, während zur vollständigen Beschreibung des Systems (auch ohne Ensemblemittelung) ein Dichtematrixformalismus nötig wäre. Da die erreichbare Auflösung in einem Atominterferometer mit der Zeit zwischen den Lichtpulsen anwächst, eignen sich insbesondere Übergänge zu metastabilen Zuständen für Atominterferometer. Alternativ dazu können auch Zweiphotonen Raman-Übergänge zwischen unterschiedlichen Hyperfeinstrukturniveaus des (stabilen) Grundzustands verwendet werden [11]. Werden diese Übergänge durch zwei gegenläufige Lichtwellen induziert, so wird pro Übergang der Impuls zweier optischer Photonen auf das Atom übertragen. Da die optischen Frequenzen hier vom angeregten Zustand weit verstimmt sind, kann dieser in der Rechnung unter gewissen Voraussetzungen adiabatisch eliminiert werden, und das Dreiniveausystem verhält sich in diesem Fall (bis auf eine zusätzliche dynamische Stark-Verschiebung) wie ein Zweiniveausystem. Die beiden Grundzustandsniveaus sind durch eine effektive Rabi-Frequenz, welche durch die Zweiphotonenübergangsrate gegeben ist, gekoppelt. Kasevich und Chu zeigten, daß sich mit einer Folge von Raman π und $\pi/2$ Pulsen Atominterferometer mit Wechselwirkungszeiten von bis zu 100 ms realisieren lassen [11]. Es wurde gezeigt, daß mit solchen Atominterferometern beispielsweise eine hohe Empfindlichkeit für das Gravitationsfeld der Erde, Rotationen sowie die Rückstoßenergie eines Photons erreicht werden kann [15]. Es sei erwähnt, daß sich mit komplexeren Pulssequenzen die Empfindlichkeit weiter erhöhen läßt [37,38].

Neben den beschriebenen Strahlteilern, welche auf optischen Laufwellen basieren, können Atome auch von nahresonanten Stehwellen abgelenkt werden [39]. Ein im Zustand $|g, p\rangle$ befindliches Atom kann so in eine kohärente Überlagerung der Zustände $\dots, |g, p-2\hbar k\rangle, |a, p-\hbar k\rangle, |g, p\rangle, |a, p+\hbar k\rangle, |g, p+2\hbar k\rangle, \dots$ gebracht werden, sofern die Wechselwirkung mit dem Laserfeld ausreichend kurz (Raman-Nath Bereich) und intensiv ist. Wird der Laser weit von der atomaren Resonanz verstimmt, so kann die

Population im angeregten Zustand unterdrückt werden. Ein einfallender Strahl wird so in mehrere im Grundzustand befindliche Teilstrahlen unterteilt, deren Impulse sich um jeweils $2\hbar\mathbf{k}$ unterscheiden. Die Beschreibung solcher atomoptischer Elemente kann, ähnlich wie in der Lichtoptik üblich, mit Hilfe eines ortsabhängigen Brechungsindex für die atomaren de Broglie Wellen erfolgen. In einigen Labors gelang vor kurzem auch die Realisierung von Atominterferometern durch Brechung der atomaren de Broglie Wellen an nichtresonanten Stehwellen [40,41]. Es sei angemerkt, daß noch nicht völlig geklärt ist, inwieweit das durch das nichtresonante Lichtfeld verursachte Potential zu systematischen Phasenverschiebungen bei atominterferometrischen Präzisionsmessungen führt.

2.2 Dunkle atomare Strahlteiler

In Folge soll beschrieben werden, wie sich mit geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzuständen die inneren Zustände und der Impuls von atomaren de Broglie Wellen manipulieren lassen.

2.2.1 Dunkelzustände im Dreiniveausystem

Die einfachste Realisierung eines Dunkelzustands ist in einem Dreiniveausystem mit zwei Grundzuständen $|g_1\rangle$ und $|g_2\rangle$ sowie einem angeregten Zustand $|a\rangle$ möglich (Abb. 3). Die beiden Übergänge $|g_1\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ und $|g_2\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ werden durch zwei (gegenläufige) Laserstrahlen der Frequenzen ω_1 und ω_2 und Wellenvektoren $\mathbf{k}_1$ und $\mathbf{k}_2$ angeregt. Das Lichtfeld sei somit gegeben durch

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{1,0} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t + \phi_1) + \mathbf{E}_{2,0} \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t + \phi_2). \quad (9)$$

Berücksichtigt man den durch das Lichtfeld auf die Atome übertragenen Impuls, so ergibt sich, ähnlich wie oben für das Zweiniveausystem beschrieben, daß ohne Spontanemission nur Übergänge zwischen den Zuständen der Impulsfamilie $|g_1, \mathbf{p}\rangle$, $|a, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle$ und $|g_2, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle$

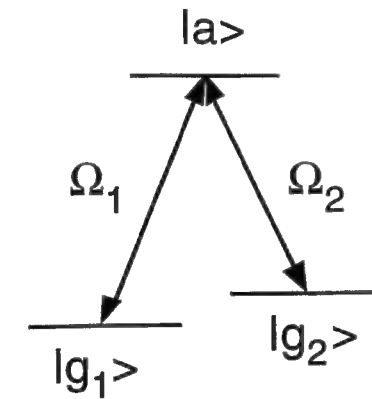


Abb. 3: Niveauschema mit zwei Grundzuständen $|g_1\rangle$ und $|g_2\rangle$ sowie einem angeregten Zustand $|a\rangle$, welche von zwei Lichtfeldern mit den Rabi-Frequenzen Ω_1 und Ω_2 gekoppelt werden. In einem solchen Dreiniveauschema gibt es einen "dunklen" Superpositionszustand der Niveaus $|g_1\rangle$ und $|g_2\rangle$, der nicht mit dem Lichtfeld koppelt.

vorkommen können [19]. Für den Hamilton-Operator in Wechselwirkungsdarstellung in der Basis dieser Zustände ergibt sich [A2]

$$H_{WW} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 e^{-i(\phi_1 + t\Delta)} & 0 \\ \Omega_1 e^{i(\phi_1 + t\Delta)} & i\Gamma & \Omega_2 e^{i(\phi_2 + t(\Delta + \delta))} \\ 0 & \Omega_2 e^{-i(\phi_2 + t(\Delta + \delta))} & 0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

mit $\Omega_i := \langle a | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_{i,0} | g_i \rangle e / \hbar$, sowie den Verstimmungen

$$\Delta = -(\omega_1 - \omega_{1a}^{\text{Atom}}) + \frac{1}{2m\hbar} ((\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1)^2 - \mathbf{p}^2), \quad (11)$$

$$\delta = (\omega_1 - \omega_2 - \omega_{12}^{\text{Atom}}) + \frac{1}{2m\hbar} (\mathbf{p}^2 - (\mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2))^2). \quad (12)$$

Hier bezeichnen $\omega_{1a}^{\text{Atom}}$ und $\omega_{12}^{\text{Atom}}$ den energetischen Abstand zwischen den Niveaus $|g_1\rangle$ und $|a\rangle$ bzw. $|g_1\rangle$ und $|g_2\rangle$. Werden beide Verstimmungen zu Null gesetzt, so vereinfacht sich der Hamilton-Operator in Wechselwirkungsdarstellung zu

$$H_{WW} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 e^{-i\phi_1} & 0 \\ \Omega_1 e^{i\phi_1} & i\Gamma & \Omega_2 e^{i\phi_2} \\ 0 & \Omega_2 e^{-i\phi_2} & 0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Für diesen Hamilton-Operator gibt es für beliebige Rabi-Frequenzen einen Eigenzustand, der "dunkel" [18], das heißt nicht mit dem angeregten Zustand $|a\rangle$ gekoppelt ist. Die Wellenfunktion dieses Zustandes mit Eigenenergie Null ist in Wechselwirkungsdarstellung gegeben durch

$$|\varphi_D\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \begin{pmatrix} \Omega_2 \\ 0 \\ -\Omega_1 e^{-i(\phi_2 - \phi_1)} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Für diesen Zustand addieren sich die Anregungsamplituden der beiden Grundzustandsniveaus in den oberen Zustand genau zu Null. Es sei angemerkt, daß für kleine Verstimmungen von der Resonanz ebenfalls noch ein Dunkelzustand existiert, der aber im Falle $\delta \neq 0$ nicht mehr völlig stationär ist. Der Dunkelzustand besteht aus einer kohärenten Superposition der Zustände $|g_1, \mathbf{p}\rangle$ und $|g_2, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle$. Wird das Atom beispielsweise nun mit Licht aus entgegengesetzten Richtungen beleuchtet (für $\omega_1 \approx \omega_2$ gilt dann $\mathbf{k}_1 \approx -\mathbf{k}_2$), so laufen die beiden Komponenten des Dunkelzustands mit einem Differenzimpuls von zwei Photonenimpulsen räumlich auseinander. Gelingt es nun, ein Atom in einen solchen geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand zu bringen, so hat man bereits den ersten Strahlteiler eines Atominterferometers realisiert. Atome können beispielsweise durch optisches Pumpen in einen geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand gebracht werden [19]. Alternativ kann ein Atom auch durch adiabatischen Transfer mit verzögerten Laserpulsen in diesen Superpositionszustand gebracht werden [20, A3].

Im Folgenden soll zunächst auf den adiabatischen Transfer von Population und Impuls eingegangen werden. Adiabatischer Transfer ist eine bereits aus der Radiofrequenzspektroskopie bekannte Technik, Zustände von Atomen oder Molekülen zu manipulieren [42]. Im Gegensatz zu Methoden, welche auf der Änderung einer Frequenz beruhen, basiert die hier diskutierte Technik auf einer Änderung der relativen Intensität zweier Laser in einem Dreiniveausystem mit einem Dunkelzustand [21, 22]. Experimentell wurde der adiabatische Transfer von Population über einen Dunkelzustand (stimulated Raman adiabatic passage

"STIRAP") erstmals von Bergmann und Mitarbeitern beobachtet [21]. Aus Glg. 14 erkennt man, daß die Zusammensetzung des Dunkelzustands $|\varphi_D\rangle$ von dem Verhältnis der Rabi-Frequenzen (Ω_1 und Ω_2) und damit von den Laserintensitäten abhängt. Werden die Rabi-Frequenzen $\Omega_1 = \Omega_1(t)$ und $\Omega_2 = \Omega_2(t)$ nun zeitlich variiert, bleibt ein sich ursprünglich im Dunkelzustand $|\varphi_D\rangle$ befindliches Atom auch in einer dunklen Zustandssuperposition, vorausgesetzt die zeitlichen Änderungen erfolgen ausreichend langsam. Da sich während der Variation der Rabi-Frequenzen die Zusammensetzung des Dunkelzustands ändert, kann atomare Besetzung übertragen werden.

2.2.2 Vollständiger adiabatischer Besetzungstransfer

In Abb. 4 ist eine Pulsform gezeigt, mit der vollständiger Transfer von Besetzung vom Zustand $|g_1, \mathbf{p}\rangle$ nach $|g_2, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle$ erreicht werden kann, während das Atom im Dunkelzustand bleibt. Bezeichnet $\Omega_0^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2$ eine effektive Rabi-Frequenz und τ die Pulslänge, so ist im Falle von $\Omega_0 \gg \Gamma$ die Bedingung für ein adiabatisches Folgen der Besetzung erfüllt, sofern $\Omega_0 \tau \gg 1$. Da die inneren Zustände des Atoms unterschiedlichen atomaren Impulsen zugeordnet sind, ist jede Besetzungsänderung auch mit einer Impulsänderung verbunden [20]. Für gegenläufige Laserstrahlen wird pro Übergang der Impuls von zwei optischen Photonen auf das Atom übertragen. Wird die Richtung beider Laserstrahlen nach jedem Transferpuls vertauscht, so kann mit vielen Wechselwirkungen ein großer Impulsübertrag erreicht werden.

Adiabatischer Transfer besitzt gegenüber Raman- oder Einphotonen π Pulsen experimentelle Vorteile, da er beispielsweise nicht sehr abhängig gegenüber experimentellen Schwankungen der Laserintensität ist. Weiterhin sind die Atome während des Transfers in einem Dunkelzustand und sollten daher keine dynamische Stark-Verschiebung durch das Lichtfeld erfahren. Da der Transfer jedoch in einer endlichen Zeit erfolgen soll, ist experimentell immer eine leichte Nichtadiabazität gegeben, was zu unerwünschten Phasenverschiebungen durch das Lichtfeld führen könnte. Wir konnten jedoch in Ref. A2 zeigen, daß in

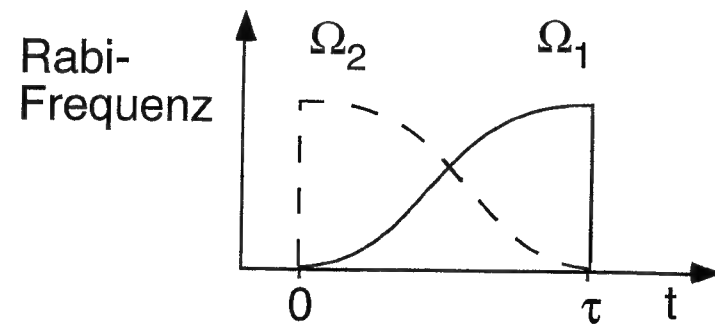


Abb. 4: Pulsform für vollständigen adiabatischen Besetzungstransfer mit verzögerten Laserpulsen zwischen zwei Grundzuständen eines Dreiniveausystems (siehe Abb. 3) über einen Dunkelzustand. Für einen Transfer von $|g_1\rangle$ nach $|g_2\rangle$ wird zunächst Ω_2 eingeschaltet, während noch $\Omega_1 = 0$ gilt. Der Dunkelzustand ist dann $|g_1\rangle$. Wird nun Ω_1 vergrößert und Ω_2 verkleinert, so besteht zu einer späteren Zeit der Dunkelzustand aus einer kohärenten Superposition von $|g_1\rangle$ und $|g_2\rangle$. Am Ende des Pulses gilt $\Omega_2 = 0$, und die Besetzung ist vollständig nach $|g_2\rangle$ übertragen. Für entgegenlaufende Laserstrahlen wird pro Übergang gleichzeitig der Impuls zweier Photonen auf das Atom übertragen.

einem reinen Dreiniveausystem mit resonantem Licht bei einem adiabatischen Übergang auch dann keine dynamische Stark-Verschiebung induziert wird, wenn der Transfer nicht völlig adiabatisch ist.

In realen Atomen verursacht die Existenz von zusätzlichen, nicht-resonant angeregten Zuständen eine geringfügige dynamische Stark-Verschiebung und limitiert die mögliche Transfereffizienz. In dem von Goldner et al. [24] durchgeführten Experiment wurde die Cäsium D2-Linie verwendet und eine Effizienz von etwa 80% pro ausgetauschtem Photonenpaar erreicht. Dies war durch nicht-resonante Anregung in eine andere Hyperfeinkomponente des angeregten Zustands limitiert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Übergang $6S_{1/2}(F=3)$, $m_F=0$ nach $6S_{1/2}(F=4)$, $m_F=0$ mit $6P_{1/2}(F'=3 \text{ oder } 4)$, $m_F=1$ als Zwischenzustand verwendet (Cäsium D1-Linie), welcher durch zwei gegenläufige σ^+ -polarisierte Lichtstrahlen getrieben wurde. Da die Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustands hier etwa 6 mal größer ist als im Falle der D2-Linie, spielt nicht-resonante Anregung eine geringere Rolle.

Um die erwartete Transfereffizienz sowie die dynamische Stark-Verschiebung in einem realen atomaren System zu berechnen, wurde die Schrödinger-Gleichung numerisch integriert [A2]. Dabei wurden Atome ignoriert, welche durch spontanen Zerfall aus dem angeregten Zustand in einen der Grundzustände gelangen, da in einem Interferometer spontaner Zerfall nur einen inkohärenten Hintergrund zu den Interferenzstreifen verursacht. Diese Annahme wurde überprüft, indem für einige Fälle exemplarisch die Bloch-Gleichung numerisch gelöst wurde. Eine Lösung der Schrödinger-Gleichung ergibt stets nur die kohärente Transfereffizienz. Für eine optimale Pulslänge ergab sich so für die Cäsium D1-Linie eine Transfereffizienz von 98.7%. Bei einer leicht kürzeren Pulslänge und 98% Transfereffizienz beträgt die dynamische Stark-Verschiebung etwa 0.02 Rad für einen adiabatischen Transferpuls. Im Falle von Raman-Pulsen ist die dynamische Stark-Verschiebung eines Grundzustandsniveaus etwa gleich der Anregungsrate; für einen π Puls wird so eine deutlich größere Phasenverschiebung von etwa π erreicht.

Wir haben adiabatischen Populationstransfer experimentell an Laser-gekühlten Cäsium-Atomen untersucht [A3]. Im Doppler-sensitiven Fall (mit Übertrag von Photonenimpuls) konnte eine typische Transfereffizienz von 95.7% erreicht werden. Dieser Wert wird höchstwahrscheinlich durch kleine (etwa 10^{-3}) Beimischungen anderer Polarisationsanteile zu den σ^+ -polarisierten Lichtstrahlen begrenzt. Durch Anwendung mehrerer Transfersequenzen konnte ein Impulsübertrag von bis zu 140 Photonenrückstößen nachgewiesen werden. Es sei angemerkt, daß vor kurzem Impulsübertrag auch mit adiabatischem Transfer beobachtet wurde, der nicht auf Dunkelzuständen, sondern auf einer langsamen Frequenzänderung der Anregungslaser basierte [43].

Für Doppler-freie Transferpulse ohne Übertrag von Photonenimpuls auf die Atome konnte in unserem Fall sehr einfach eine nahezu identische Polarisation beider Raman-Strahlen erreicht werden, da beide Strahlen aus der gleichen Richtung kommen und daher dieselbe Optik durchlaufen können. So konnte ohne Impulsübertrag eine Transfereffizienz von 98.6% beobachtet werden. Beide Messungen beruhen darauf, daß nach einer variablen Anzahl von Transferpulsen die Zahl der Atome im

$m_F = 0$ Endzustand bestimmt wird. Von dem kleinen Anteil der Atome, die während des Transfers spontan zerfallen, fällt auch ein gewisser Anteil zurück in den Dunkelzustand. Dieser Anteil steht in keiner festen Phasenbeziehung mehr zum Anfangszustand. Mit den bekannten Verzweungsverhältnissen läßt sich aus den gemessenen Transfereffizienzen die kohärente Transfereffizienz zu 95% und 98.4% mit bzw. ohne Impulstransfer berechnen.

2.2.3 Partieller adiabatischer Transfer und Zustandsprojektion

In Folge soll der Einfluß einer allgemeineren adiabatischen Pulssequenz auf den atomaren Zustand untersucht werden. Die Physik der atomaren Strahlteiler mit Dunkelzuständen unterscheidet sich von der mit Stahlteilern, welche auf Einphotonen- sowie (Zweiphotonen) Raman-Übergängen begründet sind. Während bei letzteren Methoden im Idealfall stets eine kohärente Wechselwirkung unabhängig vom Anfangszustand der Atome erfolgt, wird die atomare Wellenfunktion vor dem Puls $|\varphi(0^-)\rangle$ zu Anfang eines adiabatischen Transferpulses zunächst auf den Dunkelzustand $|\varphi_D(t)\rangle$ projiziert. Unter der Annahme, daß die Strahlintensitäten ausreichend langsam variiert werden, so daß der Transfer vollständig adiabatisch stattfindet, ist der durch eine bei $t = 0$ beginnende und bei $t = \tau$ endende adiabatische Pulssequenz kohärent transferierte Anteil gegeben durch [A2]

$$|\varphi(\tau^+)\rangle = |\varphi_D(\tau)\rangle \langle\varphi_D(0^+)|\varphi(0^-)\rangle. \quad (15)$$

Mit adiabatischen Transferpulsen können die notwendigen atomaren Strahlteiler für ein Atominterferometer konstruiert werden. Wie in Abb. 5 dargestellt ist, läßt sich eine kohärente Überlagerung der zwei Zuständen $|g_1, \mathbf{p}\rangle$ nach $|g_2, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle$ erzeugen, indem die Intensitäten von beiden Lichtstrahlen in der Mitte eines Transferpulses gleichzeitig gegen Null geregelt werden. Dies wurde bereits in Ref. 20 vorgeschlagen. Um zwei atomare Wellenpakete wieder zusammenzufügen, wie dies beispielsweise am Ausgang eines Atominterferometers nötig ist, kann die umgekehrte Pulssequenz verwendet werden. Wie Abb. 6 zeigt, wird

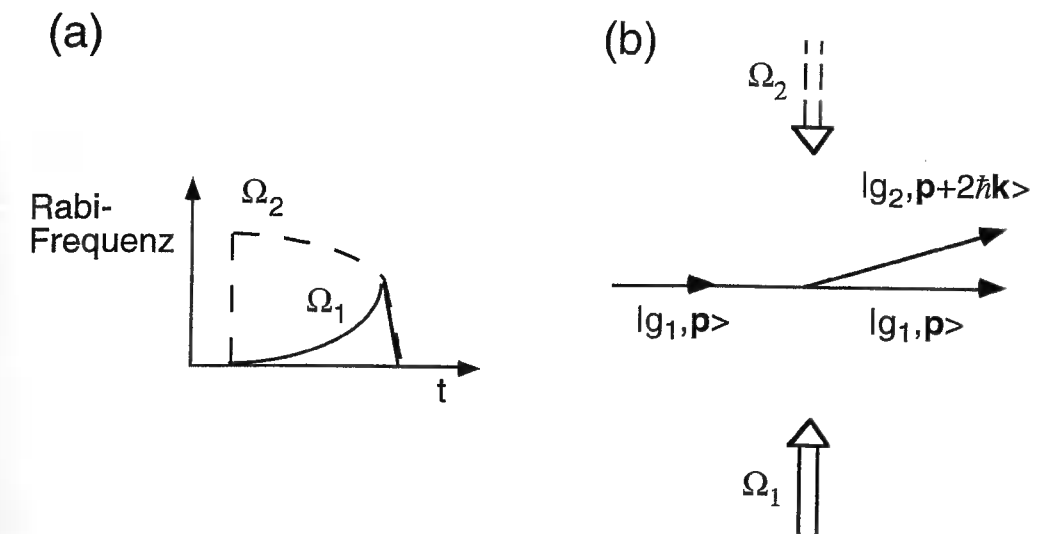


Abb. 5: Aufteilen eines atomaren Wellenpakets in zwei Teilstrahlen mit Hilfe eines halben adiabatischen Transferpulses: (a) Pulsschema und (b) Rückstoßdiagramm.

das zusammengefügte Wellenpaket je nach der relativen Phase der Teilwellen entweder nach $|g_1, \mathbf{p}\rangle$ transferiert (dies gilt für den im Dunkelzustand befindlichen Anteil der Wellenfunktion), oder es erfährt Spontanemission. In einer experimentellen Realisierung ist es wichtig, daß der spontan zerfallende Anteil vom Anteil im Dunkelzustand unterschieden werden kann. Da in unserem Experiment beide Lichtstrahlen σ^+ -polarisiert sind, wird der spontan zerfallende Anteil optisch in ein äußeres m_F -Niveau gepumpt und nicht weiter detektiert. Wird nun die relative Phase zwischen den Teilstrahlen eines Atominterferometers variiert, so kann die Phasenänderung am Ausgang des Interferometers als periodische Änderung der Zahl der im Dunkelzustand detektierten Atome nachgewiesen werden. So kann das Interferenzmuster eines Dunkelzustands-Atominterferometers ausgelesen werden. Wie in Abb. 7 gezeigt, kann ein sehr einfaches atomoptisches Element durch das gleichzeitige Ein- und anschließende Ausschalten beider Lichtstrahlen realisiert werden. Mit diesem Element werden die atomaren Wellenpakete auf den geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand projiziert. Beispielsweise kann so ein Atom, welches sich ursprünglich in einem der Grundzustände befindet, in eine räumlich auseinanderlaufende Superposition aus zwei Wellenpaketen in unterschiedlichen Grundzuständen zerlegt werden. Wird kein zusätzlicher

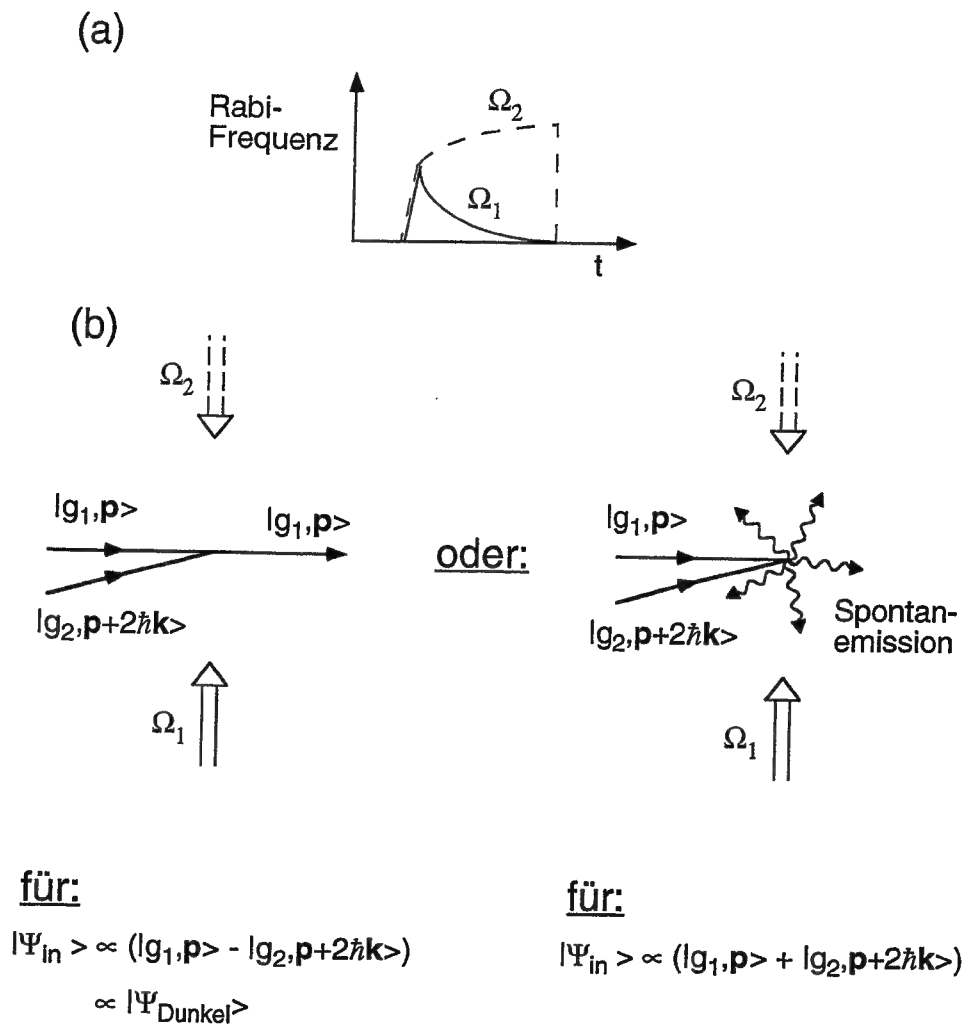


Abb. 6: Zusammenfügen von zwei atomaren Teilstrahlen mit adiabatischem Transfer über einen Dunkelzustand: (a) Pulssequenz und (b) Rückstoßdiagramm. Nur der im Dunkelzustand befindliche Anteil des atomaren Wellenpakets wird nach $|g_1, p\rangle$ transferiert.

Rückpumpplaser verwendet, so geht hier jedoch die Hälfte der Population verloren.

Die bisherigen Betrachtungen beschränkten sich auf Dunkelzustände im Dreiniveausystem. In Vielniveausystemen gibt es ähnliche Dunkelzustände, welche dann mehr als zwei Komponenten haben können. So können die atomaren Strahlteiler für ein Vielstrahl-Atominterferometer realisiert werden. Im folgenden Kapitel sollen Arbeiten zu sowohl

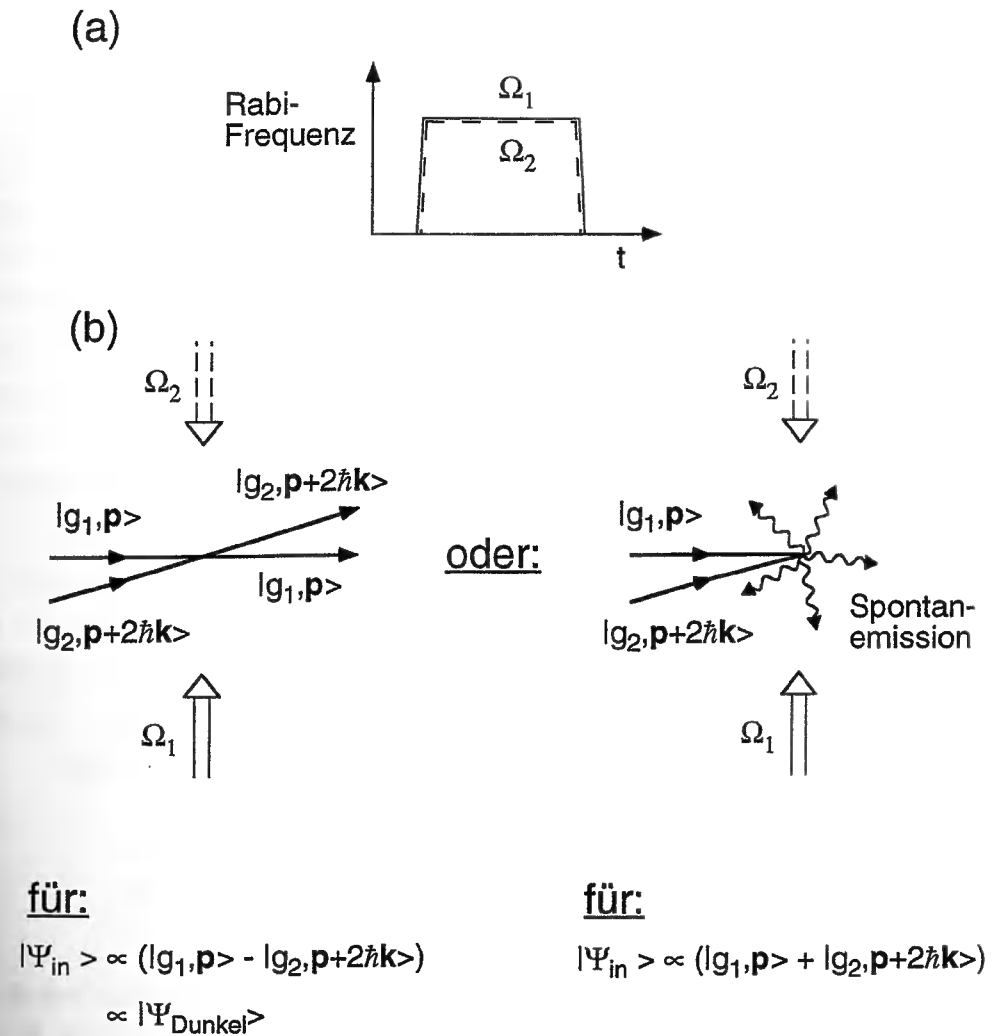


Abb. 7: Projektionspuls auf den geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand in einem Dreiniveausystem: (a) Pulssequenz und (b) Rückstoßdiagramm.

Zweistrahl- als auch Mehrstrahl-Atominterferometern mit Dunkelzuständen beschrieben werden.

3. Atominterferometrie mit Dunkelzuständen

3.1 Zweistrahl-Atominterferometer

Zunächst wird auf die Realisierung von Zweistrahl-Atominterferometern mit Dunkelzuständen eingegangen [A3]. Die entsprechenden Experimente wurden an der Stanford Universität durchgeführt. Unter Verwendung der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen atomoptischen Elementen können atomare Wellenpakete kohärent in zwei Teilstrahlen aufgeteilt und später wieder zusammengefügt werden. Die Atome folgen in einem solchen Interferometer adiabatisch einem Eigenzustand des gekoppelten Atom-Licht Systems, der nicht an den angeregten Zustand koppelt. So kann Spontanemission trotz der Verwendung von resonantem Licht fast vollständig vermieden werden. Weiterhin erfahren die Atome nur eine sehr geringe dynamische Stark-Verschiebung. Gegen Ende des Kapitels soll die Empfindlichkeit dieses Atominterferometers für einige inertielle Felder sowie die Rückstoßenergie eines Photons diskutiert werden.

3.1.1 Prinzip des Experiments

Ein mögliches Schema für ein Atominterferometer mit Dunkelzuständen ist in Abb. 8 gezeigt. Es wird eine Folge der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen partiellen adiabatischen Transferpulse verwendet, die als Strahlteiler für die atomaren de Broglie Wellen dienen. Die Pulse werden mit zwei gegenläufigen Lichtstrahlen der Frequenzen ω_1 und ω_2 und Wellenvektoren $\mathbf{k}_1$ und $\mathbf{k}_2$ durchgeführt, wobei hier wieder der Einfachheit halber näherungsweise gleiche Frequenzen für beide Lichtstrahlen angenommen werden sollen ($\omega_1 \approx \omega_2$), so daß $\mathbf{k}_1 \approx -\mathbf{k}_2 \approx \mathbf{k}$ gelte. In einem ersten adiabatischen Transferpuls wird eine kohärente Überlagerung der Zustände $|g_1, \mathbf{p}\rangle$ und $|g_2, \mathbf{p}+2\hbar\mathbf{k}\rangle$ erzeugt. Die atomaren Wellenpakete laufen dann räumlich auseinander, bis zur Zeit T nach dem ersten Puls ein zweiter Lichtpuls eingestrahlt wird. Zu dieser Zeit befindet sich die atomare Wellenfunktion nun im Allgemeinen in einer Überlagerung von Dunkelzustand und an das Licht koppelndem Zustand. Man beachte, daß ein atomares Wellenpaket nicht mehr vollständig dunkel sein kann, wenn der räumliche Abstand der Teilstrahlen zur Zeit

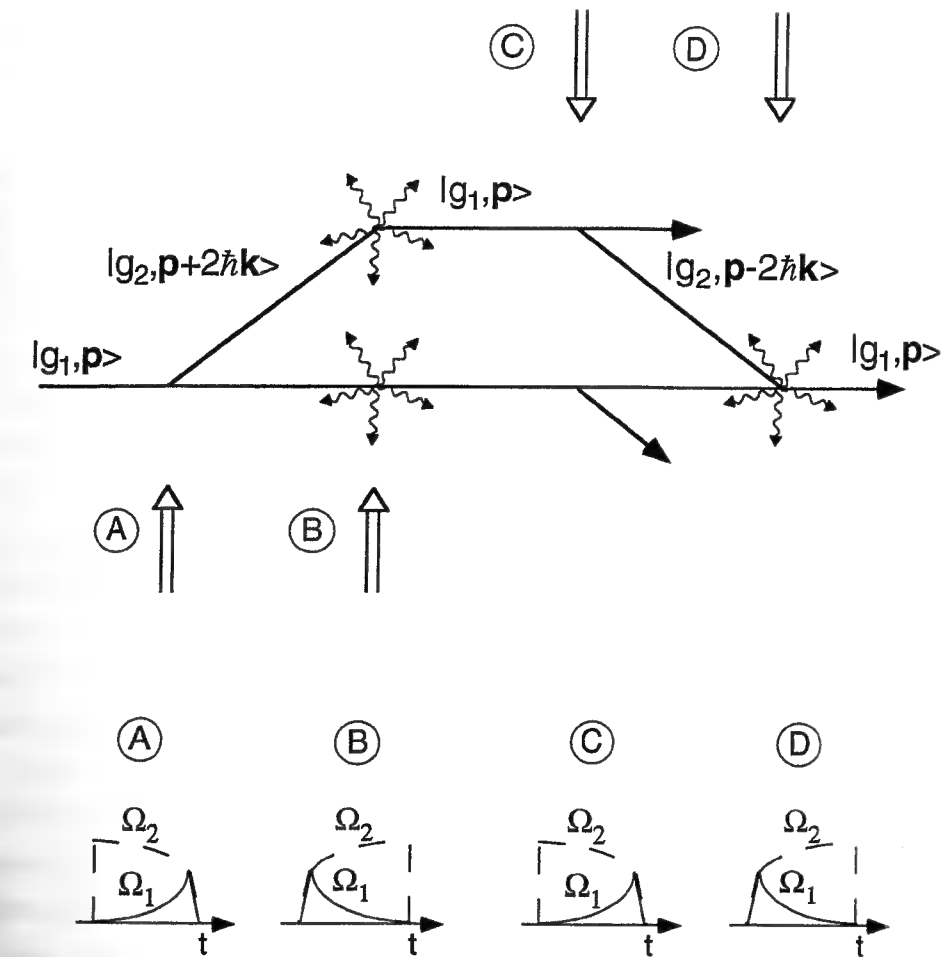


Abb. 8: Schema und Pulssequenz für ein Zweistrahl-Atominterferometer, welches auf adiabatischem Transfer über einen Dunkelzustand basiert. Die Doppelpfeile geben die Ausbreitungsrichtung des Lichts mit Frequenz ω_1 (Rabi-Frequenz Ω_1) an. Licht der Frequenz ω_2 (Rabi-Frequenz Ω_2) wird entgegengerichtet eingestrahlt. In den Wechselwirkungszonen B und D zerfällt der im koppelnden Zustand befindliche Anteil der atomaren Wellenfunktion spontan, wie durch die Wellenlinien angedeutet.

des zweiten Pulses $2T\hbar|\mathbf{k}|/m$ größer als die transversale atomare Kohärenzlänge $\ell_{\text{koh}} = \hbar/2m\Delta v_t$ ist, wobei Δv_t die Breite der atomaren Geschwindigkeitsverteilung entlang des Wellenvektors $\mathbf{k}$ der Lichtstrahlen bezeichnet. Der zweite Lichtpuls projiziert nun die atomare Wellenfunktion wieder auf den Dunkelzustand und transferiert diesen Anteil adiabatisch nach $|g_1, \mathbf{p}\rangle$. Der sich im gekoppeltem Zustand befindliche Anteil der Wellenfunktion wird nicht adiabatisch transferiert, sondern

zerfällt spontan. Da in unserem Experiment beide Lichtstrahlen σ^+ -polarisiert sind, werden die spontan zerfallenden Atome zumeist optisch in einen äußeren m_F -Zustand gepumpt und nicht weiter detektiert, während der adiabatische Transfer nur zwischen zwei $m_F=0$ Zuständen stattfindet. Der dritte Puls transferiert den in $|g_1, \mathbf{p}\rangle$ verbliebenen Anteil in eine kohärente Überlagerung der Zustände $|g_1, \mathbf{p}\rangle$ und $|g_2, \mathbf{p}-2\hbar\mathbf{k}\rangle$. Nach einer weiteren freien Laufzeit T kreuzen sich zwei Teilstrahlen. Ein vierter Puls bringt die beiden sich überlappenden Teilstrahlen zur Interferenz, führt eine erneute Projektion auf den Dunkelzustand aus und transferiert diesen Anteil adiabatisch nach $|g_1, \mathbf{p}\rangle$. Eine anschließende Messung der sich im Grundzustand $|g_1\rangle$ befindlichen Population (man beachte, daß eine Auflösung des atomaren Impulses nicht nötig ist) erlaubt die Bestimmung der Anzahl der sich am Ausgang des Interferometers im Dunkelzustand befindlichen Atome und so ein Auslesen des Interferenzsignals. Ist die relative Phase der beiden atomaren Teilstrahlen zur Zeit des vierten Pulses gerade so, daß die Atome im Dunkelzustand sind, so ergibt sich maximale Zählrate am Detektor. Wird nun beispielsweise die Frequenz der Lichtstrahlen geändert oder eine zusätzlich Phasenverschiebung durch Rotation des Aufbaus verursacht, so verringert sich zunächst die Zahl der im Dunkelzustand detektierten Atome. Man erwartet, ein sinusförmiges Interferenzmuster in der Zahl der detektierten Atome zu beobachten.

Das beschriebene Schema stellt ein "Dunkelzustandsanalogon" des bereits in Abb. 2 gezeigten Bordé-Interferometers dar. Wird der zweite Puls des Dunkelzustandsinterferometers gegenüber der in Abb. 8 gezeigten Folge so abgeändert, daß die Atome hier nicht nach $|g_1, \mathbf{p}\rangle$, sondern in den Zustand $|g_2, \mathbf{p}+2\hbar\mathbf{k}\rangle$ transferiert werden sowie der dritte Puls entsprechend modifiziert, so kann auch das Analogon zu dem in Abb. 2 gestrichelt eingezeichneten anderen Teilinterferometer realisiert werden [A2]. Die Berechnung des Interferenzsignals für das Atominterferometer ist im Anhang [A3] beschrieben. Es zeigt sich, daß - ähnlich wie im Falle des Bordé-Interferometers - die ersten beiden Pulse ein Gitter in der transversalen (entlang der Ausbreitungsrichtung der Lichtstrahlen) atomaren Geschwindigkeitsverteilung erzeugen, welches von den letzten beiden Pulsen ausgelesen wird. Das erhaltene Interferenzsignal ist unabhängig von der transversalen Geschwindigkeitsverteilung,

sofern diese ausreichend breit ist (für: $2|\mathbf{k}|\Delta v_T T \gg 2\pi$). Werden der Einfachheit halber keine zusätzlichen Phasenverschiebungen etwa durch Gravitation oder Rotation angenommen, so ergibt sich bei Vernachlässigung des kleinen Bruchteils von Atomen, die während der Projektionspulse in den Dunkelzustand zurückfallen, für ein ursprünglich im Dunkelzustand befindliches Atom folgende Wahrscheinlichkeit, sich am Ausgang des Interferometers noch im Dunkelzustand zu befinden

$$|\Psi_D|^2 = \frac{1}{8} (2 + \cos(2T(\Delta\omega \pm \omega_r))), \quad (16)$$

mit $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 - \omega_{\text{HFS}}$, wobei ω_{HFS} den energetischen Abstand zwischen den beiden Grundzustandsniveaus angibt. Weiterhin bezeichnet $\omega_r = 2\hbar k^2/m$ die Rückstoßenergie eines Zweiphotonenübergangs. Das positive Vorzeichen in Glg. 16 gilt für das in Abb. 8 gezeigte Schema, während sich für das erwähnte Analogon zu dem Abb. 2 gestrichelt eingezeichneten Interferometer ein negatives Vorzeichen und damit eine entgegengesetzte Rückstoßverschiebung ergibt. Die Positionen der Interferenzstreifen nullter Ordnung der beiden möglichen Interferometer unterscheiden sich in der Frequenz um die sogenannte Rückstoßaufspaltung. Der Rückstoß optischer Photonen konnte spektroskopisch erstmals mittels Sättigungsspektroskopie beobachtet werden [44].

3.1.2 Experimentelle Realisierung

Der verwendete experimentelle Aufbau ist schematisch in Abb. 9 dargestellt. Um in späteren Präzisionsexperimenten lange Meßzeiten zu ermöglichen, wurden die Messungen an Laser-gekühlten Cäsium-Atomen in einem atomaren Springbrunnen [45] durchgeführt. In einer Vakuumkammer wird zunächst ein thermischer Cäsium-Atomstrahl durch einen entgegenlaufenden Laserstrahl gekühlt und mit den abgebremsten Atomen eine magneto-optische Falle geladen. Nachdem in 0.4 Sekunden etwa 10^9 Atome gesammelt sind, wird das zum Einfangen der Atome benötigte Quadrupol-Magnetfeld ausgeschaltet. Die Frequenzen der zum Einfangen benötigten Lichtstrahlen werden nun so verschoben, daß sich in einem mit 2.3 m/s nach oben bewegtem System eine

ruhende optische Melasse ergibt. So werden die Atome, deren Temperatur dann nur noch etwa $4 \mu\text{K}$ beträgt, auf eine nach oben gerichtete ballistische Bahn gebracht.

Der adiabatische Transfer wird zwischen den Zuständen $6S_{1/2}(F=3)$, $m_F=0$ nach $6S_{1/2}(F=4)$, $m_F=0$ des Cäsiumatoms durchgeführt, wobei $6P_{1/2}(F=3 \text{ oder } 4)$, $m_F=1$ als Zwischenzustand dient. Die zum Treiben der Raman-Übergänge nötigen Lichtstrahlen werden durch einen Titan-Saphir Laser erzeugt, wobei die zweite notwendige optische Frequenzkomponente mittels eines bei 9.2 GHz betriebenen elektrooptischen Modulators generiert wird. Da beide Lichtstrahlen somit von einem einzigen Laser erzeugt werden, ist die Frequenzdifferenz der Strahlen unabhängig von Frequenzfluktuationen des Lasers, und nur durch die extrem präzise kontrollierbare Treiberfrequenz des elektrooptischen Modulators bestimmt. Die Pulsformen für die adiabatischen Übergänge werden mit Hilfe zweier akustooptischer Modulatoren erzeugt. Eine Anordnung von vier weiteren akustooptischen Modulatoren erlaubt einen Richtungswechsel der Raman-Lichtstrahlen.

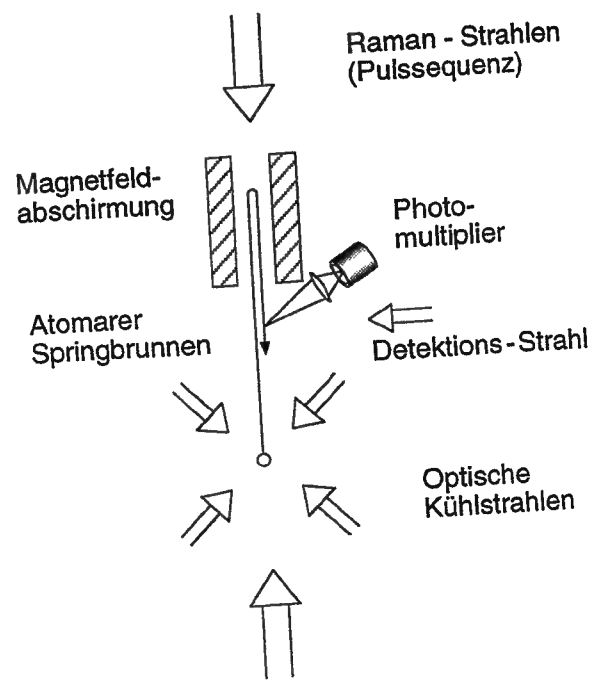


Abb. 9: Experimenteller Aufbau des Dunkelzustands-Atominterferometers unter Verwendung eines atomaren Springbrunnens.

Nachdem die Laser-gekühlten Atome die Fallenregion verlassen haben, werden sie optisch in den $F=4$, $m_F=0$ Grundzustand gepumpt und treten in einen gegen das Erdmagnetfeld abgeschirmten Bereich ein. Hier werden die Atome nun (nach einem Geschwindigkeitsselektionspuls) mit einer wie in Abb. 8 gezeigten Pulsfolge bestrahlt, um die atomaren Wellenpakete räumlich aufzuspalten, ihre Richtung zu ändern, und wieder zusammenzuführen. Am Ausgang des Interferometers transferiert der letzte Puls die Atome - je nach der relativen Phase der beiden Wellenpakete - entweder adiabatisch über einen Dunkelzustand in einen $m_F=0$ Endzustand, oder die Atome zerfallen spontan und werden, da beide Lichtstrahlen σ^+ -polarisiert sind, optisch in einen äußeren m_F -Zustand gepumpt. Durch Mikrowellenspektroskopie im Magnetfeld kann der $m_F=0$ Endzustand von den anderen Zuständen unterschieden werden und so der vom letzten Lichtpuls adiabatisch transferierte Anteil vom nichtadiabatischen Anteil unterschieden werden. In unserem Experiment wird nur der adiabatisch transferierte Anteil über die an einem Detektionslaserstrahl gestreute Fluoreszenz der Atome nachgewiesen.

Typische experimentelle Signale des Atominterferometers sind in Abb. 10 für einen Abstand $T = 250 \mu\text{s}$ zwischen dem 1. und 2. sowie dem 3. und 4. Interferometerpuls gezeigt. Das linke Interferenzsignal wurde mit der in Abb. 8 gezeigten Pulsfolge aufgenommen, während für das rechts gezeigte Signal mit entgegengesetzter Rückstoßverschiebung die Atome zwischen den beiden mittleren Interferometerpulsen in den anderen Hyperfeingrundzustand transferiert wurden. Die gezeigten Ergebnisse stellen die erste Demonstration eines Dunkelzustands-Atominterferometers dar [A3].

Bei oberflächlicher Betrachtung dieses Interferenzexperiments könnte man zunächst der Meinung sein, daß es gar nicht möglich sein dürfte, Interferenzsignale zu beobachten, da man durch räumliche Auflösung des während des zweiten Pulses emittierten Interferenzsignals feststellen könnte, welchen der beiden Interferometerwege ein Atom genommen habe. Die Abwesenheit einer "Welcher-Weg" Information ist die Voraussetzung dafür, Interferenzstreifen beobachten zu können [46]. Unser Experiment zeigt mit der Beobachtung eines Interferenzsignals,

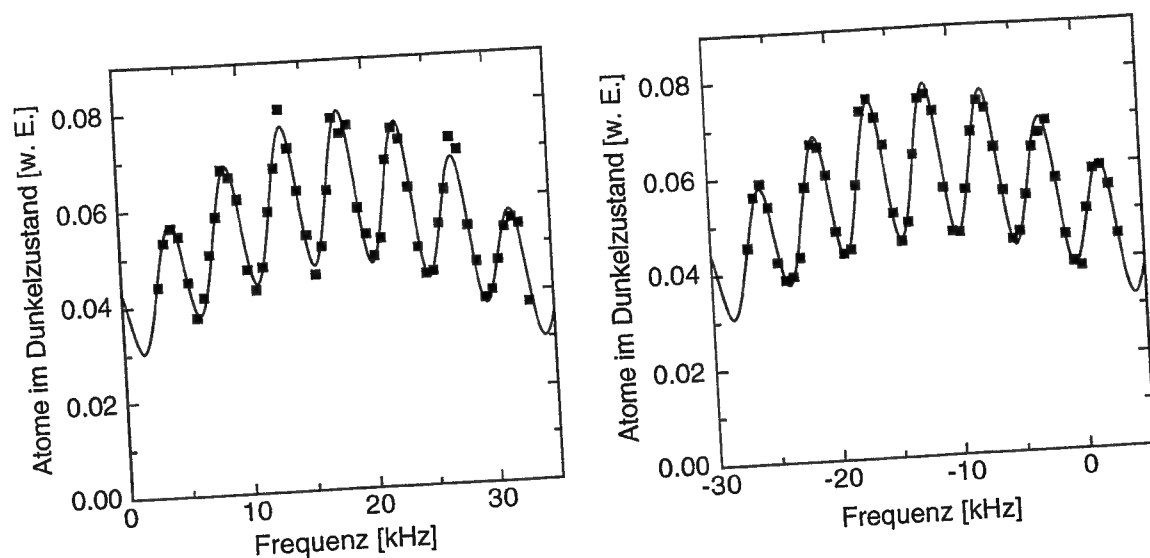


Abb. 10 (links): Interferenzsignal eines Dunkelzustands-Atominterferometers unter Verwendung der in Abb. 8 gezeigten Pulsfolge. Der zeitliche Abstand zwischen Puls A und B, sowie Puls C und D betrug $T = 200 \mu\text{s}$; der Abstand zwischen Puls B und C $250 \mu\text{s}$. (rechts): Signal des entsprechenden Interferometers mit entgegengesetzter Rückstoßverschiebung. Die durchgezogene Linie zeigt jeweils eine an die experimentellen Daten angepasste Cosinus-Funktion mit einer Gaußschen Einhüllenden. Die Breite der Einhüllenden ist durch die Frequenzbreite eines Pulses bestimmt.

daß beide Wege (zumindest im Rahmen der experimentellen Nachweisgrenzen) ununterscheidbar sind. Man beachte, daß während des zweiten Lichtpulses nur der sich zu dieser Zeit im gekoppelten Zustand befindliche Anteil der atomaren Wellenfunktion spontan zerfällt. Dieser Anteil wird optisch zumeist in einen äußeren m_F -Zustand gepumpt und nicht weiter detektiert. Da der sich zur Zeit des zweiten Pulses im Dunkelzustand befindliche Anteil der Wellenfunktion nicht zerfällt, ist es prinzipiell unmöglich den Weg des Atoms durch eine orts aufgelöste Fluoreszenzmessung zu bestimmen. Somit sind beide Interferometerwege ununterscheidbar [47].

3.1.3 Längere Meßzeiten und die Empfindlichkeit des Interferenzsignals für einige physikalische Größen

Die Empfindlichkeit des Interferenzsignals von Materiewelleninterferometern für Gravitation und Rotation wurde erstmals mit Neutroneninterferometer demonstriert [48,49]. Atome eignen sich für die Messung solcher inertieller Felder insbesondere aufgrund ihrer meist vergleichsweise großen Masse sowie der Verfügbarkeit extrem kalter Atome [50]. Innerhalb eines Atominterferometers modifiziert ein inertiellies Feld die relative Phase zwischen der frei fallenden atomaren de Broglie Welle und dem als atomare Strahlteiler dienende Lichtfeld. Da die Phasenverschiebung der beiden interferierenden Teilstrahlen in einer geeigneten Interferometergeometrie unterschiedlich ist, wird das Interferenzmuster verschoben. In den vergangenen Jahren konnte durch Messung dieser Phasenverschiebung Gravitation [11,51] und Rotation [10,52,53] mit immer weiter verbesserter Genauigkeit bestimmt werden. So wurde beispielsweise eine Rotationsempfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-8} (\text{rad/s})/\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht, welche damit nahe an der der besten Lichtgyroskope liegt. In Zukunft sollten sich mit Atominterferometern jedoch noch deutliche Steigerungen der Meßgenauigkeit erreichen lassen. Die theoretische Beschreibung von Atominterferometern in inertiellen Feldern gelang sowohl in nichtrelativistischer als auch in vollständig relativistischer Form [54].

Die gut kontrollierbare Wechselwirkung von Atomen mit resonantem Licht erlaubt nicht nur effiziente Methoden ihrer Manipulation, sondern erlaubt auch neuartige Experimente, wie die Bestimmung der Rückstoßenergie eines Atoms bei der Absorption eines Photons. So unterscheiden sich die zentralen Interferenzstreifen der beschriebenen Interferometer entgegengesetzter Rückstoßverschiebung um die Frequenz $2\omega_r = (\hbar/m)(2\omega/c)^2$, wobei hier wie oben erläutert vom Übertrag zweier Photonenimpulse pro Wechselwirkungszone ausgegangen wurde. Eine präzise Messung der Rückstoßenergie ist von Interesse, da sie unter Verwendung der Beziehung $\alpha^2 = (2R_\infty/c)(m/m_e)(\hbar/m)$ mit der sehr genau bekannten Rydberg-Konstante R_∞ [A7] und dem Quotienten aus atomarer und Elektronenmasse m/m_e eine Bestimmung der Feinstrukturkonstante α erlaubt. Eine präzise Bestimmung der Feinstrukturkon-

stante würde es erlauben, einen kritischeren Vergleich von experimentellem und theoretischem Wert für $(g-2)$ des Elektrons als Test der Quantenelektrodynamik (QED) durchzuführen [55]. Bisherige Messungen der Feinstrukturkonstante, welche nicht bereits die Gültigkeit der QED voraussetzen, gelangen beispielsweise mittels des Quanten-Hall Effekts [56], des Wechselstrom Josephson-Effekts [57] sowie mit Neutronenstreuung [58] mit relativen Genauigkeiten von $2.3 \cdot 10^{-8}$, $3.7 \cdot 10^{-8}$ beziehungsweise $3.8 \cdot 10^{-8}$. Die einzelnen Meßwerte stimmen aber nicht alle im Rahmen der angegebenen experimentellen Unsicherheiten miteinander überein. Eine präzise, unabhängige Bestimmung der Feinstrukturkonstante wäre daher sehr wünschenswert, und könnte einen Test der QED mit einer Genauigkeit von einigen 10^{-9} ermöglichen.

D. Weiss, B. Young und S. Chu gelang in einer Messung, welche auf atomarer Interferometrie mit stimulierten Raman-Übergängen basierte, eine Bestimmung der Rückstoßenergie des Cäsiumatoms mit einer absoluten Genauigkeit von etwa 10^{-6} [37]. Die Messung war in ihrer Genauigkeit vor allem durch systematische Fehlerquellen aufgrund nicht völlig ebener Wellenfronten limitiert. In dieser Arbeit wurde ein Schema angewendet, mit dem sich der Photonenrückstoß durch Absorption zusätzlicher Photonen im Interferometer erhöhen ließ (hier um den Faktor 16), wobei die erreichte Transfereffizienz der Raman-Übergänge 85% pro übertragenem Photonenpaar betrug. Wie in Kapitel 2.2 gezeigt, können mit adiabatischen Transferpulsen noch höhere Transfereffizienzen bei gleichzeitig verringerter dynamischer Stark-Verschiebung erreicht werden. Durch das Einfügen zusätzlicher Wechselwirkungszonen im Interferometer und somit einem größeren Impulsübertrag durch das Lichtfeld kann eine im Vergleich zum einfachen Bordé-Interferometer höhere Empfindlichkeit auch für die Messung anderer physikalischer Größen erreicht werden [15,38].

Ein wichtiges Ziel unserer Arbeitsgruppe in Stanford war es - neben der Entwicklung leistungsfähiger atomarer Strahlteiler - auf eine neue Messung der Rückstoßaufspaltung des Cäsiumatoms hinarbeiten. Durch die Anwendung einer Wechselwirkungsgeometrie, in der die Richtung der Photonenrückstöße nicht wie in Ref. 37 orthogonal zur Flugbahn der Atome, sondern, wie in Abb. 9 gezeigt, parallel dazu wirkt,

sollte sich die Auswirkung von Wellenfrontfehler deutlich verringern lassen. Weiterhin sind mit dieser Anordnung extrem lange Meßzeiten möglich, da die Atome - nur durch ihre endliche Geschwindigkeitsverteilung beschränkt - während ihrer gesamten ballistischen Flugbahn im Bereich der Raman-Lichtstrahlen bleiben können. Dies ist von Bedeutung, da der mögliche zeitliche Abstand T zwischen den Lichtpulsen nach Glg. 16 die Schärfe der Interferenzstreifen und damit die erreichbare Auflösung bestimmt.

In Abb. 11 ist der für das Dunkelzustands-Atominterferometer erreichte Kontrast des Interferenzsignals als Funktion des Pulsabstands T gezeigt. Die in (a) gezeigten Meßpunkte entsprechen Signalen, bei denen kein Versuch unternommen wurde akustische Störungen zu unterdrücken. In diesem Fall können Interferenzstreifen mit gutem Kontrast nur für einen Pulsabstand bis zu etwa einer ms beobachtet werden. Für längere Meßzeiten verlieren die Interferenzstreifen Kontrast, welches auf akustische Vibrationen der im Aufbau verwendeten optischen Elemente zurückgeführt wird. Die damit verbundene Variation der optischen Weglänge bewirken Frequenzfluktuationen der Raman-Strahlen. Für neuere Messungen haben wir daher die optischen Weglängen kurz vor jedem Puls mittels eines zusätzlich eingestrahnten Lasers ausgemessen, und mit einer Phasenstabilisierung die Differenzfrequenz der Raman-Strahlen entsprechend korrigiert. Dabei diente eine sehr vibrationsstabile Plattform, die mittels eines kommerziellen Beschleunigungssensors und einer Rückkoppelschleife auch gegen sehr niederfrequente seismische Störungen isoliert wurde, als Referenzpunkt [59]. Wie Abb. 11b zeigt, konnten mit aktiver Vibrationsstabilisierung Interferenzsignale mit befriedigendem Kontrast noch bis herauf zu Pulsabständen von $T = 100$ ms beobachtet werden. Die gezeigten Daten entsprechen dem Stand des Experiments im Herbst 1994. Die erreichte statistische Genauigkeit für eine Messung der Erdbeschleunigung betrug etwa $2 \cdot 10^{-8}$ für 1 Stunde Meßzeit, für eine Messung der Photonenrückstoßenergie des Cäsiumatoms $9 \cdot 10^{-7}$ in 1000 Sekunden Meßzeit. Seit dieser Zeit konnte das Experiment noch deutlich verbessert werden. So wird beim heutigen Stand des Experiments mit Pulsabständen von $T = 150$ ms und

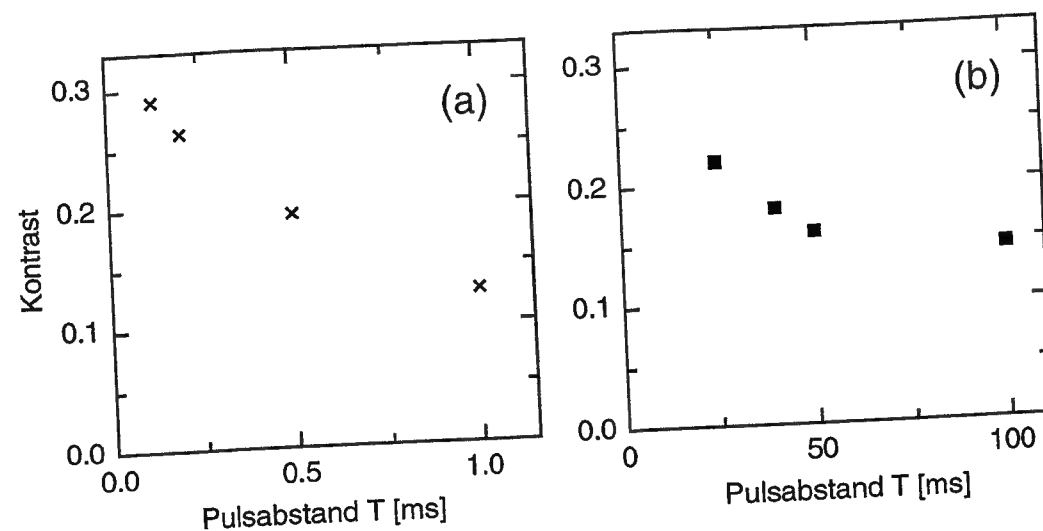


Abb. 11: Beobachteter Kontrast des Interferenzmusters (a) ohne und (b) mit Vibrationsisolierung als Funktion des Pulsabstands T. Man beachte die um den Faktor 100 unterschiedliche Skalierung der Abszissen.

100 zusätzlich im Interferometer übertragenen Photonenimpulse gearbeitet und für den Photonenrückstoß eine statistische Genauigkeit des Dunkelzustands-Atominterferometers von etwa 10^{-7} in 90 Sekunden Meßzeit erreicht [60]. Obwohl noch nicht alle systematischen Tests durchgeführt sind, stimmt der vorläufige absolute Meßwert der Photonenrückstoßenergie bis auf etwa 10^{-7} , d.h. eine Größenordnung besser als das vorangegangene Experiment [37], mit dem erwarteten Wert überein.

3.2 Vielstrahl-Atominterferometer

Das folgende Kapitel behandelt Forschungsarbeiten zu Atominterferometern mit mehr als zwei interferierenden Teilstrahlen. Die entsprechenden Experimente beruhen auf der Verwendung von Dunkelzuständen in einem Vielniveausystem. In den optischen Wechselwirkungs-zonen werden die atomaren Wellenpakete durch Projektion auf eine nicht mit dem Lichtfeld wechselwirkende quantenmechanische Superposition von Zuständen mit jeweils unterschiedlichen Impulsen räumlich aufgespalten. Durch eine Folge solcher Lichtpulse können atomare Wellenpakete kohärent in mehrere Teilstrahlen unterteilt und wieder zusammengeführt werden [A4,A9]. Während das Interferenzsignal von Zweistrahl-Atominterferometern - wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben - sinusförmig ist, erwartet man in diesen Experimenten ein Interferenzsignal mit schärferen Interferenzmaxima. Analog zur Lichtoptik steigt die Empfindlichkeit für Phasenverschiebungen mit der Zahl der interferierenden Teilwellen. Wie gezeigt werden soll, besitzt das Signal des Vielstrahl-Atominterferometers noch weitere Besonderheiten. So kann der Kollaps und das Wiederaufleben des Interferenzsignals beobachtet werden, wenn der zeitliche Abstand zwischen den als atomare Strahlteiler dienenden Lichtpulsen variiert wird [A6]. Dieser Effekt wird durch eine mit der Rückstoßenergie verbundene Phase verursacht, die quadratisch mit dem transversalen Impuls im Interferometer ansteigt.

3.2.1 Prinzip des Experiments

Unser Schema zur Vielstrahlinterferenz beruht auf der Verwendung eines atomaren Übergang mit mehreren beteiligten Niveaus. Ein Vielstrahl-Atominterferometer mit N Wegen kann mit einem Übergang von einem Grundzustand mit Gesamtdrehimpuls $F=N-1$ zu einem angeregten Zustand mit Gesamtdrehimpuls $F'=F$ realisiert werden. Wird ein solches Atom mit zwei gegenläufigen Lichtstrahlen von links bzw. rechts zirkularer Polarisation beleuchtet, erfolgt optisches Pumpen in einen Dunkelzustand bestehend aus N Komponenten in unterschiedlichen Zeeman-Grundzuständen, wobei sich der Impuls benachbarter Komponenten um jeweils zwei Photonenrückstöße unterscheidet, wie in

Abb. 12 gezeigt. Im Experiment verwenden wir den $6S_{1/2}(F=4)$ - $6P_{1/2}(F'=4)$ Übergang des Cäsiumatoms. Der Dunkelzustand setzt sich hier aus Unterzuständen gerader m_F -Quantenzahl des $6S_{1/2}(F=4)$ Grundzustandsniveaus zusammen. Das Schema eines entsprechenden Vielstrahl-Atominterferometers zeigt Abb. 13. Wir nehmen hier an, daß die Frequenzen der beiden gegenläufigen Lichtstrahlen ω_+ und ω_- nahe beieinander liegen, so daß für die Wellenvektoren gilt $\mathbf{k}_+ \approx \mathbf{k}$ und $\mathbf{k}_- \approx -\mathbf{k}$. In einem ersten optischen Puls wird die atomare Wellenfunktion auf folgenden geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand mit hier $N=5$ Komponenten projiziert

$$|\varphi_D\rangle = \sum_{n=0}^4 c_n |g_{2n-4}, \mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle, \quad (17)$$

wobei $|g_{m_F}, \mathbf{p}\rangle$ einen Grundzustand mit magnetischer Quantenzahl m_F und Impuls $\mathbf{p}$ bezeichnet. Die Amplituden c_n sind so, daß sich die Absorptionsamplituden in die beteiligten m_F -Unterzustände des angeregten Zustands zu Null addieren.

Nach dem ersten Pumpimpuls laufen die atomaren Wellenpakete in einem Fächer unterschiedlicher Wege räumlich auseinander, bis eine Zeit T nach dem ersten Puls ein zweiter Lichtpuls eingestrahlt wird. Übersteigt

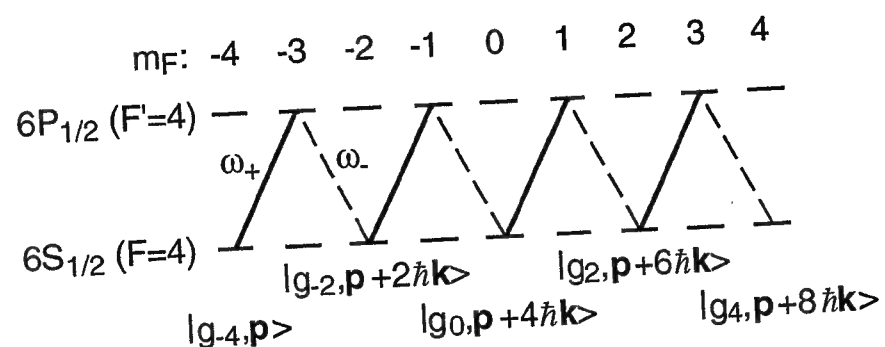


Abb. 12: Niveauschema für einen geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand unter Verwendung des $6S_{1/2}(F=4)$ - $6P_{1/2}(F'=4)$ Übergangs der Cäsium D1-Linie. Wird das Atom mit zwei gegenläufigen Lichtstrahlen von σ^+ bzw. σ^- zirkularer Polarisation beleuchtet, so bildet sich ein Dunkelzustand mit den Komponenten $|g_{-4}, \mathbf{p}\rangle, |g_{-2}, \mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k}\rangle, \dots, |g_4, \mathbf{p} + 8\hbar\mathbf{k}\rangle$ aus.

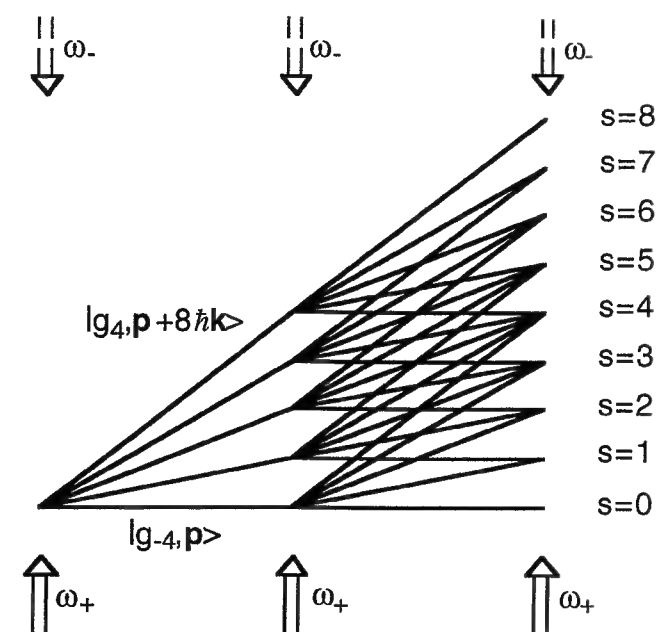


Abb. 13: Rückstoßdiagramm eines Vielstrahl-Atominterferometers. Die atomaren Wellenpakete werden in drei Lichtpulsen auf einen geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustand, wie in Abb. 12 gezeigt, projiziert. Während des dritten Lichtpulses kreuzen sich mehrere Pfade. Die Atome interferieren in verschiedenen Familien von Wellenpaketen ($s = 0, \dots, 8$).

der räumliche Abstand $2T\hbar|\mathbf{k}|/m$ zwischen benachbarten Komponenten zur Zeit des zweiten Pulses die atomare Kohärenzlänge, so kann das Atom zu dieser Zeit nicht mehr in einem völlig dunklen Zustand sein. Jedes einzelne Komponente kann in einer Basistransformation als quantenmechanische Überlagerung eines dunklen sowie mehrerer an das Lichtfeld koppelnder Zustände dargestellt werden. Der zweite Lichtpuls filtert die im Dunkelzustand befindlichen Atome heraus und pumpt die anderen Atome nach einigen Fluoreszenzzyklen größtenteils in den $F=3$ Hyperfeingrundzustand (in Abb. 12 nicht eingezeichnet), der nicht weiter detektiert wird. Dadurch unterteilt der zweite Puls jeden der fünf separierten Pfade in fünf weitere Pfade. Nach einer weiteren freien Laufzeit T kreuzen sich mehrere dieser Wege. Ein zu dieser Zeit eingestrahelter dritter Lichtpuls schließt das Atominterferometer und die entsprechenden Teilstrahlen interferieren in mehreren Familien von Wellenpaketen. Das Interferenzsignal kann ausgelesen werden, indem

anschließend die Zahl der sich noch im Dunkelzustand befindlichen Atome als Funktion der Phase des dritten Lichtpulses detektiert wird.

Ohne zusätzliche Phase sind die Atome zur Zeit des dritten Pulses erneut in einem Dunkelzustand, und der dritte Puls beläßt die Atome in diesem Zustand (im $F=4$ Hyperfeingrundzustand). Wird die Phase variiert, so ist das Atom nicht mehr dunkel für das modifizierte Lichtfeld und wird optisch in den $F=3$ Grundzustand gepumpt. Die Atome bleiben nach dem dritten Lichtpuls nur im Dunkelzustand, sofern die relative Phase des Pulses in etwa einem ganzzahligen Vielfachen von 2π entspricht. Die sich ergebenden Hauptmaxima in der Zahl der Atome im Dunkelzustand sind umso schärfer, desto mehr Teilstrahlen zur Interferenz kommen. Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß das beschriebene Interferometer für den Spezialfall von nur $N=2$ Pfaden ein Dunkelzustands-Analogon zu dem - im Vergleich zum Bordé-Interferometer - etwas einfacher aufgebauten $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Puls Interferometer [11] mit einer Pulsfolge der aus der NMR bekannten Spin-Echo Experimenten darstellt [61]. Wie in Abb. 13 gezeigt, ist die Ausbreitungsrichtung der Lichtstrahlen für alle Pulse gleich, was es ermöglicht, die beiden mittleren Pulse des in Abb. 8 gezeigten Schemas durch einen einzigen Projektionspuls zu ersetzen. Es zeigt sich, daß das erhaltene Signal dieses Interferometers nicht nur unabhängig von der anfänglichen atomaren Geschwindigkeit, sondern auch von der absoluten Laserfrequenz ist. Das Interferenzmuster wird hier daher als Funktion der Phase des dritten Lichtpulses beobachtet.

3.2.2 Mehrkomponentige Dunkelzustände und erwartete Signale des Vielstrahl-Interferometers

Die genaue Berechnung des Interferenzsignals ist im Anhang [A9] ausführlich beschrieben. Es zeigt sich, daß bei den hier verwendeten mehrkomponentigen Dunkelzuständen einige Besonderheiten auftreten, die das Interferenzsignal beeinflussen. In Folge soll die Zeitentwicklung eines allgemeineren N -komponentigen Dunkelzustands betrachtet werden. In einer Wechselwirkungsdarstellung, in der die absoluten Übergangsenergien aus dem Hamilton-Operator herausfaktoriert sind

(siehe Kap. 2.1), ergibt sich die atomare Wellenfunktion eine Zeit t nach einem Pumpimpuls durch Multiplikation des Zeitentwicklungsoperators $e^{-i(H_{\text{ww}}/\hbar)t}$ mit dem Dunkelzustand zu

$$|\varphi_D(t)\rangle = \sum_{n=0}^{N-1} e^{-i\delta_n t} c_n |g_{2n-N+1}, \mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle. \quad (18)$$

Die Raman-Verstimmungen δ_n berechnen sich analog zu der im Zusammenhang mit zweikomponentigen Dunkelzuständen gezeigten Rechnung (Glg. 12) zu

$$\begin{aligned} \delta_n &= n\Delta\omega - \frac{1}{\hbar} \left(\frac{(\mathbf{p} + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m} - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \right), \\ &= n \left(\Delta\omega - \frac{2\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m} \right) - n^2 \omega_r. \end{aligned} \quad (19)$$

Hier ist $\Delta\omega = \omega_+ - \omega_- - \omega_z$, mit ω_z als der Zeeman-Aufspaltung zwischen zwei benachbarten geraden (bzw. ungeraden) magnetischen Zeeman-Niveaus. Die Rückstoßenergie eines Zweiphotonenübergangs $\hbar\omega_r = 2(\hbar k)^2/m$ ergibt sich für die Cäsium D1-Linie zu etwa $2\pi\hbar \cdot 7,5$ kHz. In Abb. 14 ist schematisch die relative kinetische Energie der einzelnen Komponenten von geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzuständen mit $N=2$ sowie $N=5$ Komponenten gezeigt. Analog zu Glg. 19 ergibt sich als Funktion des relativen Impulses für die Energie jeweils ein parabelförmiges Verhalten. Der in n quadratische Term bedingt, daß sich für einen Dunkelzustand mit mehr als zwei Komponenten ($N>2$) im geschwindigkeitsabhängigen Fall ($\mathbf{k}_+ \neq \mathbf{k}_-$) auch durch beliebige Wahl der Laserfrequenzen nicht alle Verstimmungen δ_n gleichzeitig zu Null wählen lassen. Daher ist ein solcher mehrkomponentiger geschwindigkeitsabhängiger Dunkelzustand nie zeitlich völlig stationär [62]. Für einen zweikomponentigen Dunkelzustand ist es dagegen - zumindest für eine atomare Geschwindigkeitsklasse - durch geeignete Wahl von $\Delta\omega$ möglich, eine Zeitunabhängigkeit von Glg. 18 zu erreichen. Die bei endlichen Verstimmungen auftretende Zerfallsbreite ist für zweikomponentige Dunkelzuständen in Ref. 63 ausführlich diskutiert.

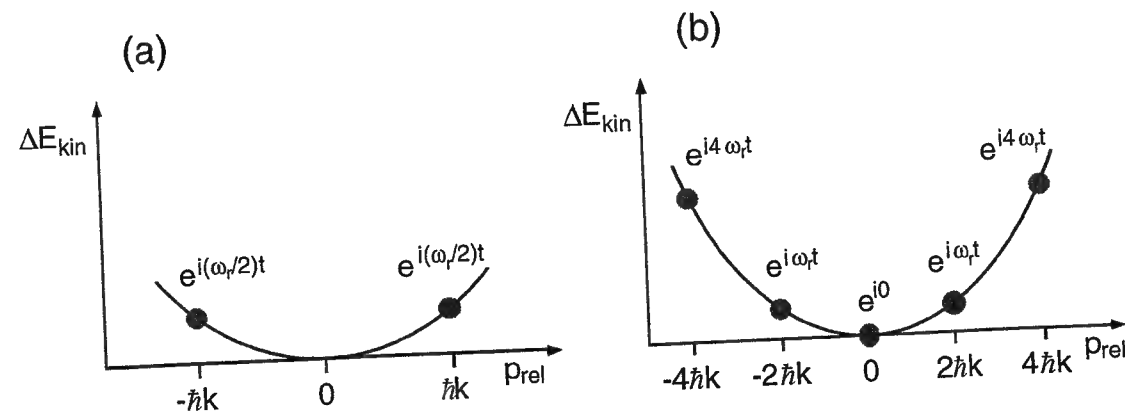


Abb. 14: Energie-Impuls Diagramm eines (a) zwei- sowie (b) fünfkomponentigen geschwindigkeitsabhängigen Dunkelzustands in einer um den Impuls der zentralen Komponente symmetrischen Darstellung. Die Abbildung zeigt weiterhin die quadratischen Phasenfaktoren, welche die Zeitentwicklung der einzelnen Komponenten der Wellenfunktion eine Zeit t nach Ausschalten eines das Atom in den Dunkelzustand pumpenden Lichtfelds beschreiben. Während der gezeigte zwei-komponentige geschwindigkeitsabhängige Dunkelzustand zeitlich stationär ist, tritt bei mehrkomponentigen Dunkelzustände stets eine gewisse Verlustrate auf.

Für mehrkomponentige ($N > 2$) geschwindigkeitsabhängige Dunkelzustände ergeben sich aufgrund des in n quadratischen Terms folgende Besonderheiten. Zunächst tritt bei längeren Pumppulsen eine Leckrate auf. Dies stellt insbesondere bei Experimenten zur Laserkühlung von Atomen, welche auf solchen Dunkelzuständen basieren, ein experimentelles Problem dar, da hier mit vergleichsweise langen Lichtpulsen gearbeitet werden muß [19,64]. Mehrkomponentige Dunkelzustände wurden bislang auch in Experimenten zur Demonstration von Impulsübertrag mittels adiabatischen Transfer verwendet [24,25]. In unserem Experiment sind die Pumppulse mit einer Länge von typischerweise etwa einer μs erheblich kürzer als $1/\omega_r$, so daß diese Leckrate für den hier verwendeten fünfkomponentigen Dunkelzustand nur von geringerer Bedeutung ist.

Eine zweite wichtige Konsequenz des quadratischen Terms ist, daß das Interferenzsignal des Vielstrahlinterferometers beeinflußt wird, sofern für größere Zeiten zwischen den Laserpulsen die akkumulierte quadratische Rückstoßphase zwischen einem zentralen und einem der äußersten

interferierenden Pfade des Interferometers die Größenordnung eins erreicht. Somit werden signifikante Unterschiede zwischen dem Signal von Zweistrahl- und Vielstrahl-Atominterferometern erwartet. Man beachte, daß die in Abb. 14b gezeigten quadratischen Phasenfaktoren der Komponenten des Dunkelzustands für Zeiten t gleich einem ganzzahligen Vielfachen von $2\pi/\omega_r$ alle ein Vielfaches von 2π annehmen. Auch im allgemeinen Fall koppeln mehrkomponentige Dunkelzustände für bestimmte diskrete Zeiten t nicht an das Lichtfeld, der Dunkelzustand zeigt ein periodisches Wiederaufleben [A3]. Wie weiter unten gezeigt wird, äußert sich dieses Wiederaufleben des Dunkelzustands auch im Interferenzsignal des Vielstrahl-Atominterferometers für geeignet gewählte zeitliche Abstände zwischen den Lichtpulsen.

Verwandte Effekte von Kollaps und Wiederaufleben einer Struktur sind in der Lichtoptik bereits seit langer Zeit bekannt, wobei der Anfangspunkt dieser Entwicklung die viele Jahre unverstandene Entdeckung Talbots der Selbstabbildung periodischer Objekte darstellt [65]. Diese im Nahfeld auftretenden Effekte können nicht in der (linearen) Fraunhofer-, sondern erst in der (quadratischen) Fresnel-Näherung der Wellengleichung beschrieben werden. Der Talbot-Effekt wurde vor einigen Jahren in einem Atominterferometer bestehend aus drei mechanischen Gittern ausgenutzt [66]. Für Wiederauflebezeiten addieren sich hier die Signale vieler Zweistrahl-Atominterferometer unterschiedlicher Geometrie inkohärent zu einem stärkeren Gesamtsignal.

Die Berechnung des Interferenzsignals unseres Vielstrahl-Atominterferometers ist im Anhang [A9] genauer beschrieben. Abb. 15a zeigt das erwartete Interferenzsignal für kleine zeitliche Abstände zwischen den Lichtpulsen ($\omega_r T \ll 1$), wo die durch die quadratische Rückstoßenergie akkumulierte Phase noch vernachlässigt werden kann. Die einzelnen Familien von interferierenden Wellenpaketen ($s = 0, \dots, 8$ in Abb. 13) ergeben unterschiedliche Interferenzsignale. Beispielsweise erwartet man für die Familien mit zwei interferierenden Wellenpaketen ($s = 1$ und $s = 7$) ein sinusförmiges Signal. Das schärfste Hauptmaximum und gleichzeitig den größten Signalbeitrag liefert die Familie mit fünf interferierenden Teilstrahlen ($s = 4$). Diese Beiträge haben alle ihr Hauptmaximum bei Phasen von ganzzahligen Vielfachen von 2π . Die einzelnen

Interferenzsignale ähneln für den diskutierten Fall kleiner Pulsabstände dem Interferenzmuster, welches bei der Beugung von Licht an einem Gitter mit N Spalten im Fernfeld beobachtet werden kann, wobei ein Hauptmaximum mit Breite proportional zu $1/N$, sowie $N-2$ Nebenmaxima beobachtet werden. Obwohl im Prinzip durch räumliche Auflösung die Detektion der Interferenzsignale der einzelnen Familien von Wellenpaketen möglich wäre, beobachten wir im Experiment die Summe der unterschiedlichen Signale. Die durchgezogene Linie in Abb. 15a zeigt das berechnete gesamte Signal des Interferometers.

In Abb. 15b ist das erwartete gesamte Signal des Atominterferometers für unterschiedliche Pulsabstände T dargestellt. Für größere Zeiten zwischen den Lichtpulsen verringert sich der Kontrast des Interferenzsignals deutlich. Ein solcher Kollaps des Interferenzsignals für größere

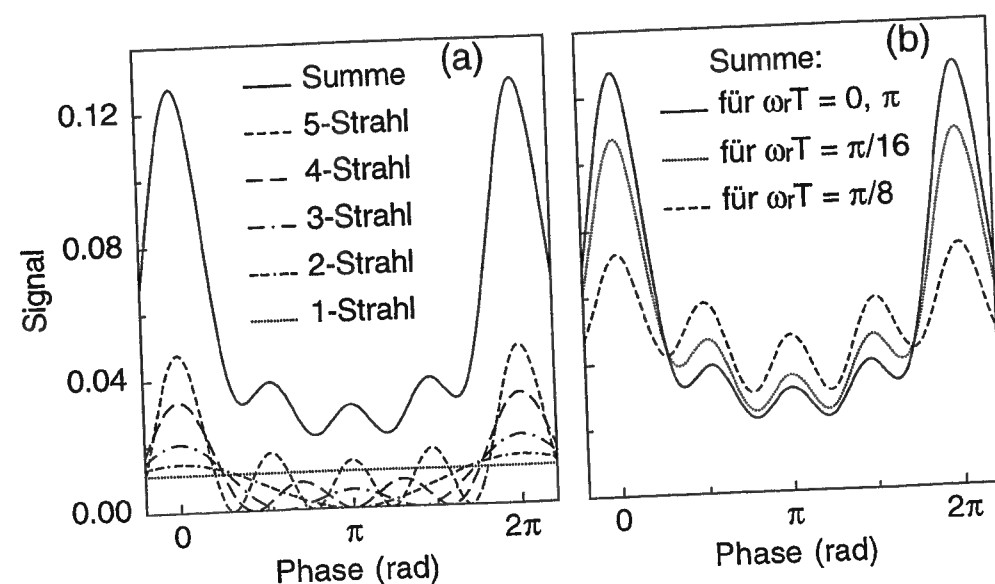


Abb. 15: (a) Berechnete Beiträge der unterschiedlichen Familien von interferierenden Wellenpakete und gesamtes Interferenzsignal (durchgezogene Linie) eines Vielstrahl-Atominterferometers, wie in Abb. 13, gezeigt für kleine zeitliche Abstände T zwischen den Lichtpulsen ($\omega_r T \ll 1$). Die Abbildung zeigt den Anteil der Atome, welcher nach den Pulsen im Dunkelzustand bleibt, als Funktion der Phase des dritten Pulses. (b) Erwartetes gesamtes Interferenzsignal für unterschiedliche Zeiten T zwischen den Lichtpulsen.

Zeiten tritt beispielsweise bei einem Fabry-Perot Resonator nicht auf, da dort der Phasenunterschied zwischen benachbarten Pfaden für alle Pfade gleich ist. Wie in bei der Diskussion von Glg. 18-19 erwähnt, ergibt sich für die hier verwendeten atomaren Strahlteiler, in denen durch das Lichtfeld auf die Atome transversaler Impuls in Einheiten von zwei Photonenrückstößen übertragen wird, neben einem linearen Term ein Phasenterm, welcher proportional zum Quadrat des transversalen atomaren Impulses ist. Damit kann die Phasendifferenz zwischen benachbarten Pfaden für die verschiedenen Pfade unterschiedliche Werte annehmen. Sobald die nach einer Zeit $2T$ akkumulierte quadratische Phase zwischen einem zentralen und einem der äußeren Pfade des Vielstrahlinterferometers für größere Pulsabstände T die Größenordnung eins erreicht, kollabiert das Interferenzmuster. Man könnte nun bei oberflächlicher Betrachtung der Meinung sein, daß es mit Vielstrahl-Atominterferometern kaum möglich sei, Präzisionsmessungen durchzuführen, da eine hohe Auflösung für z. B. Gravitationseffekte nur mit großen Zeiten T möglich ist. Es zeigt sich jedoch, daß sich wiederum das ursprüngliche Interferenzsignal ergibt, sobald die akkumulierte quadratische Rückstoßphase zwischen benachbarten Wegen ein ganzzahliges Vielfaches von 2π erreicht [A3]. Dieses Wiederaufleben des Interferenzsignals tritt ein, wenn der Pulsabstand T ein ganzzahliges Vielfaches von π/ω_r erreicht. In Anhang [A9] wird auch das berechnete Signal der einzelnen Familien von interferierenden Wellenpaketen für unterschiedliche Pulsabstände diskutiert. Ähnlich wie bei der Summe erwartet man auch für die Einzelsignale Kollaps und Wiederaufleben des Interferenzmusters.

Es sei angemerkt, daß bei Vielstrahl-Atominterferometern, insbesondere solchen mit mehr als fünf interferierenden Wegen, auch ein partielles Wiederaufleben des Interferenzsignals für ganzzahlige Bruchteile der vollständigen Wiederauflebezeiten erwartet wird, wobei hier Interferenzsignale mit höherer Periodizität auftreten können [A9]. Verwandte Effekte sind vom lichtoptischen Talbot-Effekt bekannt. Solche Talbot-Zwischenbilder könnten innerhalb der Atomoptik beispielsweise Anwendungen in der Atomstrahl-Lithographie finden [67].

3.2.3 Experimentelle Realisierung

Unsere Experimente zum Vielstrahl-Atominterferometer wurden in zwei Meßperioden durchgeführt. In einer ersten im Anhang [A4] beschriebenen Serie von Experimenten konnte erstmals ein Vielstrahlinterferometer mit Atomen realisiert werden. Die beobachteten Interferenzsignale zeigten bereits das für Vielstrahlinterferenz charakteristische Signal mit im Vergleich zur Zweistrahlinterferenz schärferen Interferenzmaxima. In einer zweiten Serie von Experimenten wurde ein verbesserter experimenteller Aufbau verwendet, in dem durch Selektion langsamer Atome längere zeitliche Abstände zwischen den Lichtpulsen möglich wurden. So konnte der Kollaps und das Wiederaufleben des Interferenzsignals beobachtet werden [A6].

Die folgende kurze Beschreibung des apparativen Aufbaus soll sich der Einfachheit der Darstellung halber, soweit nicht anders erwähnt, nur an der neueren Version des Experiments orientieren. Dieser Aufbau ist in Abb. 16 schematisch dargestellt. Ein Atomofen emittiert einen thermi-

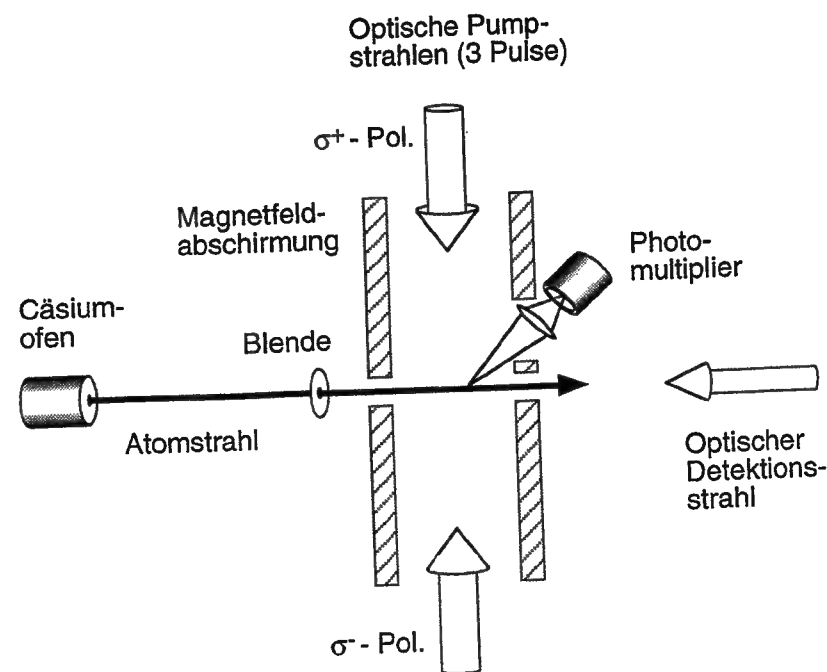


Abb. 16: Experimenteller Aufbau des Vielstrahl-Atominterferometers mit Detektionslaserstrahl.

schen Cäsium-Atomstrahl in eine Vakuumkammer. Nach Durchlaufen einer Blende kreuzen die Atome eine gegen Streumagnetfelder abgeschirmte optische Wechselwirkungszone und werden mit einer Folge von drei optischen Pumppulsen beleuchtet. Das für die Pumppulse benötigte infrarote Licht wird durch einen Titan-Saphir Laser erzeugt und mit einer Anordnung von akustooptischen Modulatoren geschaltet. Die beiden gegenläufigen Lichtstrahlen von entgegengesetzt zirkularer Polarisation haben einen Durchmesser von je 43 mm. Alle drei Pumppulse werden während der Durchflugszeit der Atome durch die Wechselwirkungszone eingestrahlt. Die Lichtpulse lassen in den Interferenzmaxima einen größeren Anteil von Atomen im Dunkelzustand. Zum Nachweis der Population im Dunkelzustand wird ein auf den $6S_{1/2}(F=4) - 6P_{3/2}(F'=5)$ Übergang abgestimmter Detektionslaserstrahl eingestrahlt und die resultierende Fluoreszenz beobachtet. Die Frequenz des Lasers wird so eingestellt, daß nur langsamere Atome aus der breiten thermischen Geschwindigkeitsverteilung mit diesem entgegen die Atomstrahlrichtung ausgerichteten Lichtstrahl wechselwirken und detektiert werden, was eine Verlängerung der möglichen Meßzeit erlaubt.

In Abb. 17 sind typische experimentelle Signale des Vielstrahl-Atominterferometers als Funktion der Phase des dritten Pumpulses gezeigt. Die Abbildung zeigt das Interferenzsignal für verschiedene zeitliche Abstände T zwischen den Pumppulsen. Zunächst sei auf die unterste Meßkurve mit $T = 5 \mu s$ hingewiesen, welches dem Fall kleiner Pulsabstände ($\omega_r T \ll 1$) entspricht [A4]. Es werden zwei Hauptmaxima beobachtet, in denen die Zahl der nachgewiesenen Atome im Dunkelzustand erwartungsgemäß ansteigt. Die experimentelle Breite der Hauptmaxima beträgt $0.32 \cdot 2\pi$, welches über der theoretisch erwarteten Breite von $0.18 \cdot 2\pi$ liegt. Diese Verbreiterung wird höchstwahrscheinlich durch eine zu große Breite der atomaren Geschwindigkeitsverteilung entlang der Lichtstrahlen sowie durch nicht völlig ebene optische Wellenfronten verursacht. Die beobachtete Breite der Hauptmaxima liegt jedoch deutlich unter dem Wert von $0.5 \cdot 2\pi$, welcher in konventionellen Zweistrahl-Interferenzexperimenten beobachtet wird.

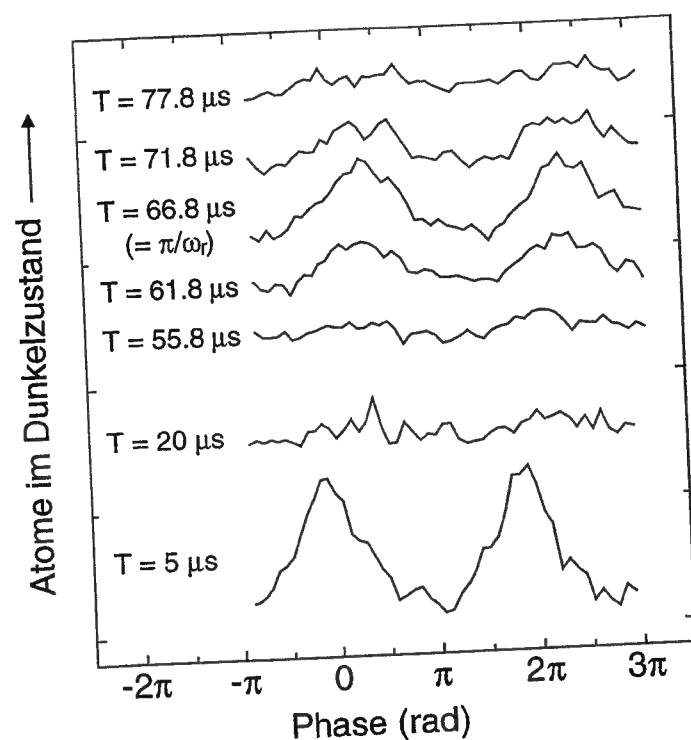


Abb. 17: Beobachtete Signale des Vielstrahl-Atominterferometers als Funktion der Phase des dritten Lichtpulses für unterschiedliche zeitliche Abstände T zwischen den Lichtpuls. Für kleine Zeiten T kann ein charakteristisches Vielstrahl-Interferenzmuster beobachtet werden. Das Interferenzsignal kollabiert für Zeiten T oberhalb von einigen μs , lebt jedoch wieder auf sofern der Pulsabstand in etwa den Wert π/ω_r ($\approx 66.8 \mu\text{s}$) erreicht.

Während für $T = 5 \mu\text{s}$ guter Kontrast beobachtet wird, verschlechtert sich der Kontrast des Interferenzsignals für größere Pulsabstände deutlich. Sobald der Pulsabstand T jedoch in die Nähe der ersten Wiederauflebezeit von π/ω_r ($\approx 66.8 \mu\text{s}$) kommt, kann wiederum ein Interferenzsignal beobachtet werden, das für $T = \pi/\omega_r$ am deutlichsten wird. Die experimentelle Breite der Hauptmaxima bei der ersten Wiederauflebezeit beträgt $0.36 \cdot 2\pi$. Für noch größere Zeiten T wäscht das Interferenzsignal wieder aus. Mit der Beobachtung von Kollaps und Wiederaufleben des Interferenzmusters in einem Vielstrahl-Atominterferometer wird zunächst die Existenz dieses fundamental interessanten Effekts nachgewiesen [A6], der in einem Zweistrahl-Interferometer nicht auftritt. Weiterhin wird demonstriert, daß es möglich ist, Vielstrahl-Atominterferometer auch für größere zeitliche Abständen zwischen den

Laserpulsen zu realisieren, wie dies für Präzisionsmessungen notwendig ist.

Zwei andere Arbeitsgruppen konnten kürzlich Vielstrahlinterferenz an Atomen mit anderen Methoden beobachten. Ertmer und Mitarbeiter gelang die Realisierung eines Dreistrahl-Interferometers durch Modifikation des Bordé-Interferometers. Das verwendete Schema beruht auf Lichtfeldern, welche die kohärente Superposition eines Grundzustands und zweier Zeeman-Niveaus des angeregten Zustands präparieren und proben [68]. Ein Vielstrahl-Interferenzsignal konnte als Funktion des angelegten Magnetfeldes nachgewiesen werden. In einer Gruppe um T. Sleator wurde vor kurzem Vielstrahlinterferenz realisiert, indem das atomare Beugungsmuster einer nicht-resonanten Stehwelle wieder zusammengeführt wurde [41]. In diesem zu unserem gewissermaßen komplementären Experiment wird die Interferenz über eine durch den Talbot-Effekt verursachte Signaländerung bei Variation der Wechselwirkungszeit detektiert.

Der Talbot-Effekt hat in letzter Zeit Anwendungen auch in anderen Gebieten der Atomoptik gefunden, wie beispielsweise der Laserkühlung von Atomen unter die Rückstoßgrenze mittels Dunkelzuständen [64]. Wird hier ein Dunkelzustand mit mehr als zwei Komponenten verwendet, so ist dieser - wie in Kapitel 3.2.2 erläutert - nicht zeitlich stationär. Der Dunkelzustand zeigt jedoch ein periodisches Wiederaufleben. Wird Kühllicht nur während dieser Wiederauflebezeiten eingestrahlt, so können auch Atome mit mehrkomponentigen Grundzuständen mittels "Coherent Population Trapping" [19] unter die Rückstoßgrenze gekühlt werden.

Einer Arbeitsgruppe aus Paris gelang es kürzlich, zwei bei der Subrückstoßkühlung mittels Dunkelzuständen entstandener räumlich separierender Wellenpakete durch die Anwendung weiterer Pumpulse wieder räumlich zusammenzuführen und ihre Interferenz zu beobachten [69]. Das verwendete Schema ähnelt der von uns entwickelten Methode zur Beobachtung von Vielstrahlinterferenz. Die Gruppe aus Paris verwendete jedoch zweikomponentige Dunkelzustände sowie einen geschlossenen optischen Übergang. Weiterhin wurde in diesen Experi-

menten mit einer Folge von nur zwei Lichtpulsen eine genaue Messung der räumlichen Kohärenzlänge der kalten Atome durchgeführt. Eine Diskussion zur Kohärenzlänge der Atome in unseren Experimenten kann im Anhang [A9] gefunden werden.

In zukünftigen Experimenten sollten sich durch Verwendung von Laser-gekühlten Atomen in einem atomaren Springbrunnen Vielstrahl-Atominterferometer mit deutlich längeren Pulsabständen sowie schärferen Interferenzstreifen realisieren lassen. So könnten mit Vielstrahl-Atominterferometern Messungen von beispielsweise Gravitation oder Rotationen mit höherer Genauigkeit als bislang möglich durchgeführt werden. Alternativ zum beschriebenen Schema zur Vielstrahlinterferenz könnten zukünftig auch Dunkelzustände verwendet werden, deren Komponenten sich nur in ihrem Impuls, aber nicht wie bislang auch in ihren internen Quantenzahlen unterscheiden. Die Zahl der Komponenten solcher Dunkelzustände ist nicht durch die Anzahl der internen Niveaus begrenzt und kann so sehr groß sein. Die Tatsache, daß die Zustände dazu tendieren auch Komponenten mit extrem großen positiven und negativen Impulsen zu enthalten, bringt jedoch auch das experimentelle Problem mit sich, daß diese Dunkelzustände aufgrund des quadratischen Phasenterms für endliche Pulslängen eine große Leckrate besitzen. Andererseits sollten mit diesem Schema Atominterferometer mit sehr vielen interferierenden Wegen möglich sein.

4. Atominterferometrie mit kurzen Lichtpulsen, Anwendungen am Wasserstoffatom

Die Technik gepulster Lichtquellen mit Pulslängen bis hinunter in den Femtosekundenbereich hat in den vergangenen Jahren eine stürmische Entwicklung erlebt [70]. Viele Anwendungen von der Atomphysik bis hin zur Biologie haben von diesen Fortschritten stark profitiert. In der Atomoptik ist die Verwendung gepulster Lichtquellen bislang noch weniger üblich. In einer russischen sowie zwei deutschen Arbeitsgruppen gelang jedoch bereits die Ablenkung von Molekular- bzw. Atomstrahlen mit dem Licht modengekoppelter Laser [71-73]. Die Verwendung sehr kurzer Lichtpulse ist insbesondere sinnvoll für vergleichsweise schnell bewegte Atome. Für Atome bei Raumtemperatur liegt die typische Doppler-Breite optischer Übergänge in der Größenordnung von einigen GHz. Durch Laserkühlung oder eine transversale Anregungsgeometrie an einem Atomstrahl kann die Doppler-Breite aber oft deutlich reduziert werden. Während bei längeren Wechselwirkungszeiten eines Lichtfeldes mit einem solchen atomaren Ensemble aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation stets nur Atome aus einer relativ schmalen Geschwindigkeitsklasse mit dem Lichtfeld wechselwirken, können bei Verwendung ausreichend kurzer (und intensiver) Lichtpulse Atome aller Geschwindigkeitsklassen mit dem Lichtfeld wechselwirken. Dies vergrößert in vielen Fällen das Meßsignal deutlich.

Mit der Verwendung sehr kurzer Lichtpulse kann sich weiterhin die Technik der atomaren Strahlteiler sowie die Ablenkung von Atomen vereinfachen. In Abb. 18 ist gezeigt, wie mit einer Folge von zwei π Pulsen aus gegenläufigen Richtungen ein Impuls von zwei Photonenrückstößen auf ein Zweiniveau-Atom übertragen werden kann [74]. Um die Kohärenz zu erhalten, müssen sowohl die Pulsdauern, als auch der zeitliche Anstand zwischen den beiden Lichtpulsen deutlich unterhalb der Lebensdauer des angeregten Zustands liegen. Damit ist die Anwendung dieses Schemas zumindest bei erlaubten optischen Übergängen nur mit Lichtpulsen möglich, deren Dauer im Bereich von ns oder darunter liegt. Dies steht im Gegensatz zu den in Kap. 2 und 3 dargestellten Strahlteilern mit Dunkelzuständen, bei denen durch die Verwendung optischen Pumpens die Dauer der Lichtpulse naturgemäß deutlich ober-

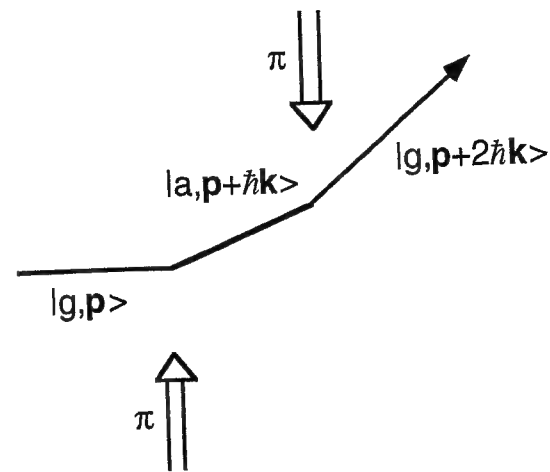


Abb. 18: Impulsübertrag auf ein im Grundzustand befindliches Atom mit zwei kurzen π Pulsen. Ein erster Lichtpuls regt das Atom aus dem Grundzustand in den angeregten Zustand an. Bevor das Atom nun spontan zerfallen kann, transferiert ein entgegenlaufender zweiter Lichtpuls das Atom zurück in den Grundzustand. Mit dieser Pulsfolge wird der Impuls zweier Photonen auf das Atom übertragen.

halb der Lebensdauer der angeregten Zustände liegen muß. Da die in Abb. 18 gezeigten π Pulse auf Resonanz mit den Übergängen durchgeführt werden, sind auch hier wenig Störungen durch dynamische Stark-Verschiebungen zu erwarten. Es sei angemerkt, daß zur Realisierung von Atominterferometern aufbauend auf diesem Impulstransfer-Schema oft noch weitere langlebige atomare Niveaus benötigt werden. Ein wichtiges experimentelles Problem stellt die Verfügbarkeit geeigneter phasenkohärenter Lichtquellen mit ausreichend hohen Pulsenergie dar.

4.1 Interferometrie und Spektroskopie von atomarem Wasserstoff

Die Verwendung kurzer Lichtpulse ist insbesondere wichtig für leichte und damit schnell bewegte Atome wie beispielsweise atomarem Wasserstoff, bei dem zudem Laser-Kühlung nur schwer möglich ist [75]. Das Wasserstoffatom ist für viele atomoptische und spektroskopische Anwendungen von großem Interesse. Beispielsweise eignet sich ein Wasserstoff-Atominterferometer sehr gut zur präzisen Bestimmung der

Rückstoßenergie, da auf Grund der geringen Masse dieses Atoms der Rückstoß hier besonders groß ist. Weiterhin sind einige für die Auswertung dieser Messung benötigten physikalische Konstanten, wie die Übergangswellenlängen oder das Massenverhältnis dieses Atoms zur Elektronenmasse sehr genau bekannt [75,76]. Es sollen hier das Prinzip einer solchen Messung dargestellt werden sowie einige im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Vorarbeiten. In einer Serie von Experimenten gelang extrem genaue Präzisionsspektroskopie an diesem Atom sowie die Realisierung einer Doppler-freien Ramsey-Anregung des Wasserstoffatoms mit zwei getrennten Wechselwirkungszonen. Für präzisionsspektroskopische Anwendungen ist insbesondere der Doppler-freie 1S-2S Übergang von Interesse, da dieser Übergang aufgrund der Langlebigkeit des metastabilen 2S-Niveaus eine natürliche Linienbreite von nur 1.3 Hz besitzt.

4.1.1 Wasserstoff-Atominterferometer

Ein vereinfachtes Niveauschema des Wasserstoffatoms mit den hier verwendeten Übergängen ist in Abb. 19a gezeigt. Es sei bemerkt, daß ein allein auf dem scharfen 1S-2S Übergang basierendes Interferometer mit mehreren Wechselwirkungszonen mit den derzeit verfügbaren Lichtquellen noch nicht realisiert worden ist, da dieser Zweiphotonenübergang vergleichsweise schwach ist und sich mit den derzeit verfügbaren phasenkohärenten Lichtquellen hier kaum vollständige $\pi/2$ oder π Pulse durchführen lassen.

Sinnvoller erscheint es, zwei Doppler-freie 1S-2S Wechselwirkungen vorzunehmen und zum Transfer von Photonenimpuls einen anderen, stärkeren Übergang zu verwenden. Hierfür eignet sich beispielsweise ein 2S-nP (hier $n = 20$, $\tau_{\text{spont}} \approx 1.5 \mu\text{s}$) Einphotonenübergang, auf dem unter Verwendung des in Abb. 18 gezeigte Schemas mit zwei gegenläufigen π Pulsen zwei Photonenimpulse übertragen werden können. Bei gegebener Pulslänge sollte die Hauptquantenzahl n des angeregten Rydberg-Niveaus so gewählt werden, daß die natürliche Lebensdauer

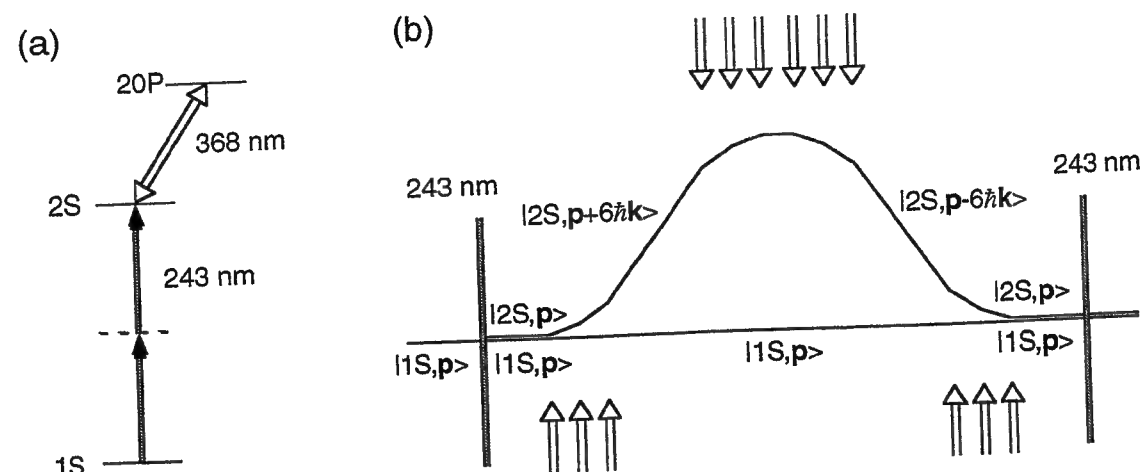


Abb. 19: (a) Niveauschema und (b) Aufbau eines Wasserstoff-Atominterferometers. Zunächst wird durch Doppler-freie Zweiphotonen-Anregung in einer Stehwelle der Wellenlänge 243 nm eine kohärente Überlagerung der Zustände 1S und 2S erzeugt. Der im 2S Zustand befindliche Anteil wird anschließend durch eine Folge von π Puls Paaren (Wellenlänge 368 nm), wie in Abb. 18 gezeigt, weit ausgebogen. Der Übersichtlichkeit halber ist durch die Doppelpfeile hier nur die Ausbreitungsrichtung des jeweils ersten Pulses angegeben, welcher den Übergang 2S-20P induziert. Kurz danach transferiert ein entgegenlaufender Puls die Atome zurück in den 2S Zustand. Das Interferometer wird durch Doppler-freie Zweiphotonen-Anregung des 1S-2S Übergangs in einer zweiten Stehwelle geschlossen.

τ_{spont} des Niveaus ($\propto n^3$) ausreichend hoch ist, um Verluste durch Spontanemission während der Transfersequenz gering zu halten.

Das Prinzip eines entsprechenden Atominterferometers ist in Abb. 19b gezeigt. In einer ersten Anregungszone wird zunächst eine kohärente Überlagerung der Zustände 1S und 2S des Wasserstoffatoms durch Doppler-freie Absorption zweier ultravioletter Photonen bei 243 nm in einer Stehwelle erzeugt. Der im 2S Zustand befindliche Anteil wird nun mittels einer Folge von π Pulsen auf beispielsweise dem 2S-20P Übergang weit abgelenkt und später wieder zur räumlichen Überlagerung mit dem im 1S Zustand verbliebenen Anteil gebracht. Atomarer Wasserstoff ist (ebenso wie beispielsweise Erdalkaliatome) für die Anwendung

dieses gepulsten Impulstransfers innerhalb eines Interferometers gut geeignet, da hier zwei energetisch weit entfernte langlebige Niveaus existieren. So können atomare Wellenpakete in einem Arm des Interferometers im 1S Grundzustand verbleiben und als Phasenreferenz dienen [38], während der Impulstransfer nur auf den im metastabilen 2S Zustand befindlichen Anteil erfolgt. Am Ausgang des Interferometers wird in einer zweiten Stehwelle ultravioletten Lichts erneut eine Doppler-freie Zweiphotonenanregung des 1S-2S Übergangs durchgeführt und so die Phase des Lichtfeldes mit der des Atoms verglichen. Man erwartet ein Interferenzsignal in der Zahl der nach der zweiten Stehwelle im 2S Zustand detektierten Atome als Funktion der Laserfrequenz bei 243 nm. Die Position des zentralen Interferenzstreifens dieses Interferometers unterscheidet sich gegenüber der eines Zweiphotonen Ramsey-Experiments ohne zusätzliche Pulse um die Rückstoßverschiebung $N^2 \cdot (2\hbar k^2/m) \approx N^2 \cdot 5,8 \text{ MHz}$, wobei N die Zahl der auf dem 2S-20P Übergang transferierten Photonenpaare pro Wechselwirkungszone bezeichnet. Man beachte, daß die erwartete Rückstoßverschiebung hier proportional zum Quadrat der Zahl der induzierten Photonenrückstöße anwächst [38]. Mit $N = 10$ ergibt sich eine erwartete Rückstoßverschiebung von etwa 580 MHz. Kann die Resonanz mit einer Linienbreite von 1 kHz beobachtet werden, so beträgt die relative Auflösung der Rückstoßverschiebung $1,7 \cdot 10^{-6}$. Die Rückstoßverschiebung des betrachteten Wasserstoffübergangs liegt aufgrund der leichten Masse dieses Atoms und der kurzen Übergangswellenlänge um fast 3 Größenordnungen über der der Cäsium D2-Linie, an der vor kurzem eine genaue Messung der Rückstoßverschiebung gelang [37]. Auf der anderen Seite können schwere Alkaliatome mittels Laserkühlung auf sehr tiefe Temperaturen gekühlt werden, so daß die Linienbreite der beobachteten Resonanzen gering ist.

Wie in Kap. 3.1 erläutert, kann aus der Rückstoßverschiebung eines Atoms die Feinstrukturkonstante bestimmt werden. Unter der Voraussetzung, daß systematische Effekte aufgrund von beispielsweise Wellenfrontverzerrungen ausreichend gering sind, sollte mit dem beschriebenen Schema am Wasserstoffatom eine Präzision von etwa 10^{-9} für die Feinstrukturkonstante erreicht werden können.

4.1.2 Präzisionsspektroskopie am Wasserstoffatom

Das Wasserstoffatom eignet sich als das einfachste aller stabilen Atome sehr gut, um mit spektroskopischen Experimenten fundamentale Theorien zu überprüfen, sowie Naturkonstanten präzise zu bestimmen [75]. Aufgrund des einfachen Aufbaus können die Energieniveaus dieses Atoms sehr präzise berechnet werden. Hier sollen von uns durchgeführte genaue spektroskopische Messungen am Wasserstoffatom und der Vergleich mit den theoretischen Voraussagen kurz zusammengefaßt werden. Eine genauere Beschreibung kann im Anhang [A1,A7] sowie in den Arbeiten [26,76,77] gefunden werden. Messungen mit ähnlichen Zielsetzungen werden auch in den Arbeitsgruppen von F. Biraben [78,79] sowie M. Boshier und E. Hinds [80] durchgeführt.

Wie bereits erwähnt, ist für präzisionsspektroskopische Experimente am Wasserstoffatom der extrem scharfe 1S-2S Zweiphotonenübergang bei 243 nm am besten geeignet. Dieser Übergang stellt auch einen vielversprechenden Kandidaten für eine zukünftige Atomuhr im optischen Spektralbereich dar. Mit Hilfe Doppler-freier Zweiphotonenspektroskopie an einem kalten Atomstrahl kann dieser Übergang zur Zeit mit einer relativen Linienbreite von $8 \cdot 10^{-13}$ aufgelöst werden, begrenzt durch die endliche Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Lichtfeld. Die Linienmitte des Übergangs kann mit einer Genauigkeit von etwa 10^{-14} bestimmt werden, wobei die größte systematische Unsicherheit durch den relativistischen Doppler-Effekt gegeben ist [81].

Durch Vergleich von einem Viertel der 1S-2S Übergangsfrequenz mit der des 2S-4S Zweiphotonenübergangs konnte die Lamb-Verschiebung des 1S Grundzustands bestimmt werden [A1,77]. Wäre das einfache Bohrsche Atommodell exakt gültig, so würden diese Übergangsfrequenzen genau im Verhältnis von 4:1 stehen und die gemessene Differenzfrequenz wäre exakt Null. Abweichungen von diesem ganzzahligen Verhältnis werden durch gut bekannte relativistische Effekte sowie die Lamb-Verschiebungen der Niveaus verursacht. Da quantenelektrodynamische Korrekturen etwa wie $1/n^3$ mit der Hauptquantenzahl n skalieren, ist die 1S Lamb-Verschiebung am größten. Mit dem beschriebenen Schema konnten wir die 1S Lamb-Verschiebung des

Wasserstoffatoms mit einer Genauigkeit von $7,3 \cdot 10^{-6}$ bestimmen. Die relative Genauigkeit übertraf damit erstmals die von Radiofrequenzmessungen der "klassischen" 2S-2P Lamb-Verschiebung. Der Meßwert $L_{1S} = 8172,874(60)$ MHz stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mäßig gut mit der theoretischen Vorhersage $L_{1S,th} = 8172,797(40)$ MHz [76] überein.

In einer neueren Messung konnte die Absolutfrequenz des 1S-2S Übergangs mit einer Genauigkeit von $3,4 \cdot 10^{-13}$ bestimmt werden [A7]. Dies gelang mit Hilfe einer phasenkohärenten Frequenzkette, welche die Frequenz dieses Wasserstoffübergangs in Relation zu der eines CH_4 -stabilisierten Helium-Neon Lasers bei $3,39 \mu\text{m}$ setzt. Dieser Frequenzstandard wurde an der Physikalischen Technischen Bundesanstalt (PTB) relativ zur Cäsiumuhr kalibriert. Für die Absolutfrequenz des 1S-2S Übergangs ergab sich der Wert $2466\,061\,413\,187,34(84)$ kHz. Die verbleibende Unsicherheit ist hauptsächlich durch die Reproduzierbarkeit des He-Ne Standards bestimmt. Aus dem Meßwert konnten wir unter Verwendung anderer Ergebnisse, insbesondere der in der Gruppe von F. Biraben bestimmten Absolutfrequenz des 2S-8D Wasserstoffübergangs [78], die zur Zeit präzisesten Werte für die 1S Lamb-Verschiebung $L_{1S} = 8172,876(29)$ MHz und die Rydberg-Konstante $R_\infty = 109737,31568646(89)$ cm^{-1} bestimmen. Des weiteren haben wir kürzlich die Wasserstoff-Deuterium Isotopieverschiebung des 1S-2S Übergangs mit einer Präzision von 150 Hz vermessen, aus der sich genaue Informationen über die Größe der beteiligten Kernradien ableiten ließen [26].

4.1.3 Zweiphotonen Ramsey-Spektroskopie

Vor kurzem gelang es uns, den 1S-2S Übergang des Wasserstoffatoms erstmals auch in einer Zweiphotonen Ramsey-Anordnung [82,83] mit zwei getrennten Wechselwirkungen zu beobachten. In einem ersten Experiment hierzu wurde eine Stehwelle bei 243 nm in einen gefalteten Dreispiegel-Resonator eingekoppelt, der in einem flachen Winkel zu einem kalten Wasserstoff-Atomstrahl angeordnet ist. Mit diesem Aufbau konnten wir am 1S-2S Übergang Doppler-freie Zweiphotonen-

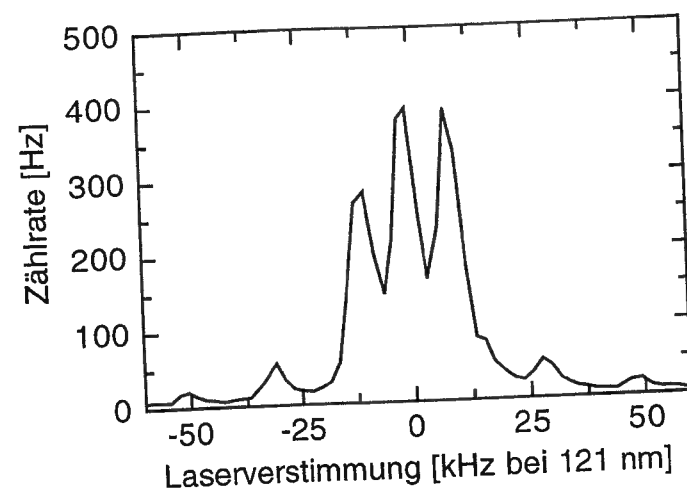


Abb. 20: Zweiphotonen Ramsey-Signal am 1S-2S Übergang des Wasserstoffatoms mit um $T = 100 \mu\text{s}$ zeitlich getrennten Wechselwirkungen.

Ramsey Signale mit zwei räumlich getrennten Wechselwirkungszonen nachweisen [81]. Stärkere Signale konnten etwas später mit einem zweiten Aufbau beobachtet werden, bei dem die optische Stehwelle - wie auch bei den zuvor beschriebenen 1S-2S Spektren mit nur einer Wechselwirkung - genau kolinear zum Atomstrahl angeordnet war, das Anregungslicht jedoch zeitlich gepulst eingestrahlt wurde. Hierzu wurde das zur Anregung des Zweiphotonenübergangs verwendete ultraviolette Licht bei 243 nm mit einem akustooptischen Modulator periodisch unterbrochen, wobei die Länge der Anregungszeiten ebenso lang wie die der dazwischen liegende Dunkelzeiten war. Entsprechende zeitliche Zweiphotonen Ramsey-Signale sind in Abb. 20 gezeigt. Die Beobachtung der Ramsey-Signale stellt eine wichtige Vorarbeit für das weiter oben beschriebene Wasserstoff-Atominterferometer dar.

4.2 Phasenkohärente kurze Lichtpulse

Eines der zentralen experimentellen Probleme der Anwendung kurzer und ultrakurzer Lichtpulse in der Atominterferometrie ist es, Methoden zu finden, mit denen intensive und gleichzeitig phasenkohärente Lichtpulse erzeugt werden können. Mit bislang verfügbaren Licht-

quellen lassen sich solche Pulse kaum erzeugen. So können mit kontinuierlichen Lasern, deren Licht beispielsweise mittels akustooptischen Modulatoren kurzzeitig eingeschaltet wird, zwar phasenkohärente Pulse hergestellt werden. Die hierbei erreichte Leistung ist allerdings für viele Anwendungen zu gering, sofern mit Pulsdauern im ns-Bereich oder darunter gearbeitet wird, was bei einer großen Doppler-Breite der Atome oder kurzer Lebensdauer der verwendeten atomaren Niveaus erforderlich ist. Man beachte auch, daß sich die für atominterferometrische Präzisionsexperimente erforderlichen sehr ebenen optischen Wellenfronten [37] einfacher mit ausreichend großen Strahldurchmessern erreichen lassen. Das Licht kontinuierlicher Laser kann zwar mit gepulsten Verstärkern nachverstärkt werden; allerdings verschlechtern sich dadurch die spektralen Eigenschaften deutlich [84]. Eine andere Möglichkeit der Pulserzeugung für atomoptische Experimente besteht in der Verwendung modengekoppelter Laser [71-73]. Man beachte jedoch, daß typische Pulsenergien dieser Laser ohne Nachverstärkung auch hier nur im nJ-Bereich liegen.

Im folgenden soll eine von uns entwickelte Technik zur Pulserzeugung mit passiven Resonatoren hoher Güte beschrieben werden, mit der sich phasenkohärente Pulse mit Pulsenergien im μJ -Bereich herstellen lassen [A8]. Die Motivation für diese Arbeiten bestand in der Notwendigkeit der Entwicklung einer geeigneten Lichtquelle für den in Kap. 4.1 beschriebenen gepulsten Impulstransfer des Wasserstoff-Atominterferometers. Es sind aber auch viele weitere Anwendungen in der Atomoptik sowie in anderen Gebieten denkbar. Anschließend sollen erste Anwendungen der Lichtquelle an einem Jod-Molekülinterferometer beschrieben werden.

4.2.1 Erzeugung intensiver Lichtpulse mit passiven optischen Resonatoren hoher Güte

Seit einigen Jahren sind Spiegel sehr hoher Reflektivität (von bis zu 99.9999%) kommerziell erhältlich, die die Herstellung optischer Resonatoren großer Güte erlauben. In unserem Schema zur Pulserzeugung wird das Licht eines frequenzstabilen kontinuierlichen Lasers zunächst

in einem Resonator gespeichert, der dann mittels eines schnellen optischen Schalters in einem kurzen Puls von typischerweise einigen ns Länge entleert wird. Die erzeugte Pulsleistung kann mehrere Größenordnungen über der optischen Eingangsleistung liegen, wobei die Pulslänge in etwa durch die Umlaufzeit des Lichts im Resonator gegeben ist. Ein wichtiges experimentelles Problem stellt hier die Verfügbarkeit optischer Schalter mit ausreichend geringen Verlusten dar. Die erreichte Resonatorgüte wird in der Praxis weniger durch die Spiegelverluste, als durch die Verluste des optischen Schalters gegeben sein. Innerhalb von Laser-Resonatoren werden bereits seit längerer Zeit sogenannte "cavity-dumper" verwendet [85]. Als schnelle optische Schalter dienen hier meist akusto- oder elektrooptische Modulatoren. Man beachte, daß durch den Einsatz eines optischen Schalters in einem externen optischen Resonator die Verwendung eines kontinuierlich laufenden Lasers möglich ist, der leichter frequenzstabilisiert werden kann als ein Laser mit internem optischen Schalter. Weiterhin kann ein externer Resonator weniger optische Elemente enthalten, welche die erzielbare Güte begrenzen könnten.

In Abb. 21 ist der schematische Aufbau der von uns entwickelten Pulsquelle gezeigt [A8]. Das Licht eines kontinuierlichen Titan-Saphir Lasers bei etwa 740 nm wird in einen Ringresonator der Umlauflänge 2.5 m eingekoppelt. Die Verluste der vier Resonatorspiegel liegen jeweils

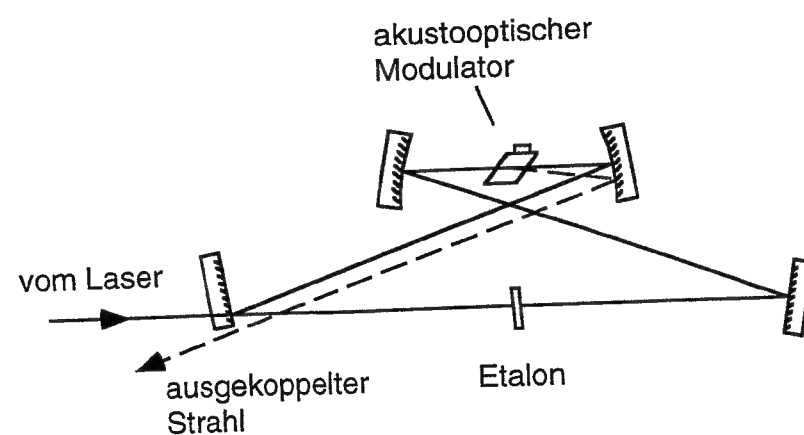


Abb. 21: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung von phasenkohärenten Lichtpulsen hoher Energie.

unter 15 ppm. In einem Fokus des Resonators befindet sich ein akusto-optischer Modulator, der aus einem im Brewster-Winkel geschnittenen Quarzplättchen und einem akustischen Treiber aufgebaut ist. Die Lichtleistung des eingestrahnten Lasers wird im Resonator etwa um den Faktor 1500 überhöht. Die erreichte Resonatorgüte ist erwartungsgemäß durch optische Verluste im Quarzplättchen des kommerziellen akusto-optischen Modulators begrenzt. Eine noch höhere Güte wäre mit einem superpolierten Quarzplättchen erreichbar [86].

Es erwies sich bei hohen optischen Leistungen als notwendig, in den Resonator ein Etalon einzusetzen. Ohne dieses weitere optische Element trat bei umlaufender Leistung oberhalb von etwa 200 W im Quarzplättchen durch den Resonator verstärkte stimulierte Brillouin-Streuung auf [87]. Bei diesem Prozeß wird ein Teil des ursprünglichen Lichts im Quarzplättchen in eine um hier etwa um 23.5 GHz rotverschobene optische Welle zurückgestreut. Bei den gegebenen experimentellen Parametern kann auch die rückgestreute Welle vom Resonator überhöht werden, welches dann den stimulierten Rückstreuprozeß verstärkt. Obwohl die Beobachtung dieser Resonator-verstärkten Streuung in einer Quarzplatte sicherlich interessant ist, stört dieser Effekt jedoch bei üblichen Anwendungen zur Pulserzeugung insofern, als daß er die maximal mögliche Leistung begrenzt. Durch Einfügen des Etalons als frequenzselektives Element kann die Rückkopplung des gestreuten Lichts reduziert und so das Auftreten der Brillouin-Streuung verhindert werden.

Mit eingefügtem Etalon können im Resonator derzeit etwa 300 W Lichtleistung gespeichert werden. Die erreichte typische Pulsleistung beträgt 100 W bei 17 ns Pulslänge. Um die Phasenkohärenz der erzeugten Lichtpulse experimentell zu untersuchen, haben wir ein Iod-Molekülinterferometer aufgebaut. Die entsprechenden Experimente sind im folgenden Kapitel beschrieben.

Für zukünftige Anwendungen der Lichtpulse am geplanten Wasserstoff-Atominterferometer wurde die Frequenz der Lichtpulse in einem nichtlinearen LiO_3 -Kristall verdoppelt. Die im einfachen Durchgang der Lichtpulse durch den Verdopplungskristall erzeugte Leistung der

zweiten Harmonischen beträgt derzeit etwa 0.5 W bei 60 W Eingangsleistung. Mit der Verwendung periodisch gepolter nichtlinearer Materialien sollten zukünftig auch höhere Konversionseffizienzen möglich sein [88].

Eine alternative Anwendung des beschriebenen Resonators könnte in der Nachverstärkung modengekoppelter Laser liegen. Die in unseren derzeitigen Experimenten erreichte Pulsenergie der Fundamentalen von 1.5 μJ entspricht etwa den Pulsenergien, welche für ultrakurze Pulse mit kommerziellen kontinuierlich gepumpten regenerativen Nachverstärkern erreicht werden. Da diese Systeme sehr aufwendig sind und zusätzliches Pumplicht benötigen, könnte eine zukünftige Verwendung des beschriebenen Resonators zur Nachverstärkung modengekoppelter Laser von breiterem Interesse sein. Die Verstärkung ultrakurzer Pulse würde sicherlich zusätzliche Maßnahmen zur Dispersionskorrektur sowie eine Abstimmung der Resonatorlänge auf die Pulsrepetitionsrate der modengekoppelten Quelle erfordern. Wir erwarten, daß hier jedoch keine Vorkehrungen zur Unterdrückung von Brillouin-Streuung im Resonator erforderlich sind, da die entsprechende Schwelle für ultrakurze Pulse deutlich höher liegt als im kontinuierlich betriebenen Fall.

4.2.2 Jod-Molekülinterferometrie mit kurzen Pulsen

Wie einige frühere Experimente zeigten, kann Materiewelleninterferenz nicht nur an Elektronen, Neutronen oder Atomen, sondern auch an Molekülen beobachtet werden [89]. Wir verwenden ein Iod Molekülinterferometer zur qualitativen Untersuchung der Phasenrelation zwischen den einzelnen Lichtpulsen, welche mit dem in Abb. 21 gezeigten Aufbau erzeugt wurden [A8]. Das Interferometer basiert auf einer $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Sequenz von Lichtpulsen um ein molekulares Wellenpaket kohärent aufzuspalten, umzulenken und wieder zusammenzufügen [11]. Die beiden Teilwellen interferieren während des letzten Lichtpulses. Das experimentelle Schema kann auch als Photon-Echo Experiment verstanden werden [90].

Das Licht des Lasers wurde auf den Übergang vom $X^1\Sigma_g^+$ Grundzustand zum $B^3\Pi_{0+u}$ Zustand des Jodmoleküls bei 732.459 nm abgestimmt. Das Experiment wurde in einer auf etwa 200°C geheizten Zelle durchgeführt. Zunächst haben wir mit einem einzigen Lichtpuls die Lebensdauer des angeregten Zustands bestimmt. Sie ist durch Druckverbreiterung bestimmt und betrug in unseren Experimenten typischerweise 600 ns.

Experimentelle Signale des Molekülinterferometers sind in Abb. 22 für einen Pulsabstand von 300 ns zwischen aufeinanderfolgenden Lichtpulsen gezeigt. Der beobachtete Kontrast der Interferenzstreifen beträgt etwa 2.5 %. Dies ist hauptsächlich durch die große Doppler-Breite der Moleküle von etwa 400 MHz bedingt, welche deutlich über der, im Vergleich zu üblichen atominterferometrischen Experimenten jedoch sehr großen, Frequenzbreite der Lichtpulse von etwa 30 MHz liegt. Die Verwendung noch kürzerer Lichtpulse würde zu einem höheren Kontrast führen. Man beachte weiterhin, daß die Übergangsmatrixelemente

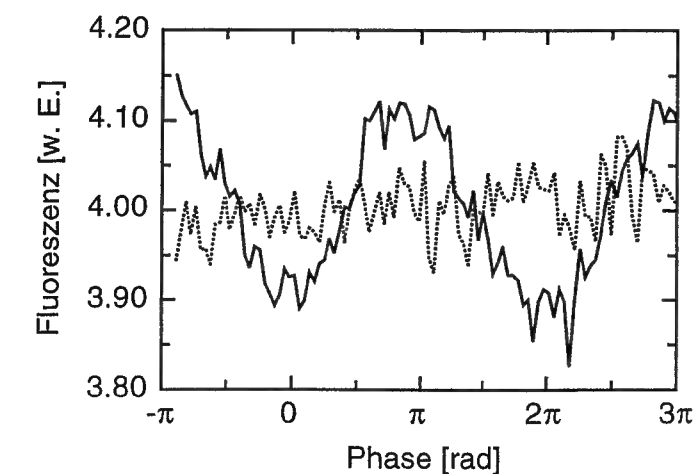


Abb. 22: Die durchgezeichnete Linie zeigt typische Signale des auf einer $\pi/2 - \pi - \pi/2$ Pulssequenz basierenden Jod-Molekülinterferometers. Dargestellt ist hier die Fluoreszenz nach dem dritten Lichtpuls als Funktion der Phase dieses Pulses. Die gepunktete Linie zeigt zum Vergleich die nach dem zweiten Puls aufgenommene Fluoreszenz als Funktion der Phase des zweiten Pulses. Wie erwartet, kann mit nur zwei Pulsen kein Interferenzsignal beobachtet werden, da der Abstand der beiden Wellenpakete zur Zeit des zweiten Pulses größer als die molekulare Kohärenzlänge ist.

abhängig von der magnetischen Quantenzahl sind, was dazu führt, daß für ein unpolarisiertes molekulares Gas auch mit beliebig kurzen Lichtpulsen nicht für alle Moleküle gleichzeitig perfekte π Pulse generiert werden können. Das in unserem Experiment beobachtete Interferenzsignal beweist dennoch qualitativ die Phasenkohärenz der Lichtpulse. Man erwartet, daß die Phasenkohärenz der Lichtpulse für größere Meßzeiten durch die mechanische Stabilität des Resonators begrenzt ist, auf dessen Eigenfrequenz der Laser geregelt wird. Die Länge des Resonators kann jedoch mit einer weiteren Regelschleife auf eine stabile optische Referenzfrequenz geregelt werden.

4.3 Frequenzunabhängige Laserkühlung mittels Materiewelleninterferometrie

In den letzten Jahren hat es auf dem Gebiet der Laserkühlung von Atomen große Fortschritte und viele interessante Anwendungen gegeben [17]. Die einfachste Methode der Laserkühlung von Atomen ist die Doppler-Kühlung [91,92], die auftritt, wenn Atome mit beispielsweise zwei gegenläufigen Laserstrahlen beleuchtet werden, deren Frequenzen etwas unterhalb einer atomaren Resonanz abgestimmt sind. Ein bewegtes Atom gerät durch den Doppler-Effekt stärker in Resonanz mit dem Lichtstrahl, auf den es sich zubewegt, und wird durch Strahlungsdruck abgebremst. Die Atome erfahren eine Reibungskraft entgegengerichtet zur Geschwindigkeit, was zur Kühlung führt.

Die Laserkühlung von Molekülen stellt aufgrund der großen Vielfalt von Übergängen, gegeben durch die zusätzliche Rotations- und Vibrationsstruktur, ein sehr viel schwierigeres Problem dar [93]. Insbesondere führt in Molekülen Spontanemission dazu, daß die Besetzung eines Zustands bereits nach wenigen Absorptionszyklen in sehr viele Rotations- und Vibrationsniveaus des elektronischen Grundzustands verteilt wird.

Während der Suche nach einem Schema zur Laserkühlung von molekularer Bewegung sind wir auf einen Effekt gestoßen, der unseres Wissens bislang unbekannt war [A5]. Es wird hier ein Materiewelleninterferome-

ter vorgeschlagen, bei dem die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Photons nur von der Teilchengeschwindigkeit abhängt, nicht jedoch von der relativen Verstimmung eines Lasers relativ zu einem optischen Übergang. Die Unabhängigkeit von der Verstimmung kann eine Laserkühlung von Systemen mit sehr vielen Unterzuständen, wie dies beispielsweise in Molekülen aufgrund der Vibrations- sowie Rotationsstruktur gegeben ist oder auch sehr inhomogen verbreiteten Systemen wie Festkörpern [94], sehr erleichtern oder gar erst ermöglichen.

Das in Abb. 23 gezeigte Schema zur Laserkühlung basiert auf einer Folge von vier kurzen Lichtpulsen, die Übergänge zwischen einem Grundzustand und einem angeregten Zustand eines Atoms oder Moleküls induzieren. Um eine große Frequenzbreite zu erreichen, könnten die Pulse mit Femtosekundenlasersystemen erzeugt werden. Die Geschwindigkeitsauflösung des Interferometers ist nur durch den Pulsabstand T bestimmt. Nach der Pulssequenz befindet sich das Teilchen entweder im Grundzustand oder im angeregten Zustand, welcher nach seiner spontanen Lebensdauer wieder in den Grundzustand zerfällt. Analog zur Doppler-Kühlung wird bei Besetzung des angeregten Zustands im Mittel ein Photonenimpuls übertragen, da die anschließende Spontanemission ohne Vorzugsrichtung erfolgt.

Man beachte, daß im Gegensatz zu vielen gebräuchlichen Materiewelleninterferometern sich die beiden Interferometerarme am Ausgang des Interferometers nicht schließen. Interferenzstreifen können hier nur beobachtet werden, wenn die beiden Wellenpakete am Ausgang der Interferometers noch überlappen. Die nötige minimale Ausdehnung der Materiewellenpakete in z -Richtung (entlang der Ausbreitungsrichtung der Lichtstrahlen) erfordert eine gewisse Monochromatizität der Geschwindigkeitsverteilung. Es ist bekannt, daß bei nicht geschlossenen Interferometern die Interferometerphase von der Teilchengeschwindigkeit abhängt [95]. Dies kann anschaulich wie folgt verstanden werden. Wir betrachten eine atomare oder molekulare ebene Welle, welche sich entlang der z -Richtung mit Geschwindigkeit p_z/m ausbreitet. Die räumliche Phasenabhängigkeit der Wellenfunktion ergibt sich damit zu $\Psi \propto \exp(ip_z z/\hbar)$. Da der Abstand zwischen beiden Pfaden am Ausgang

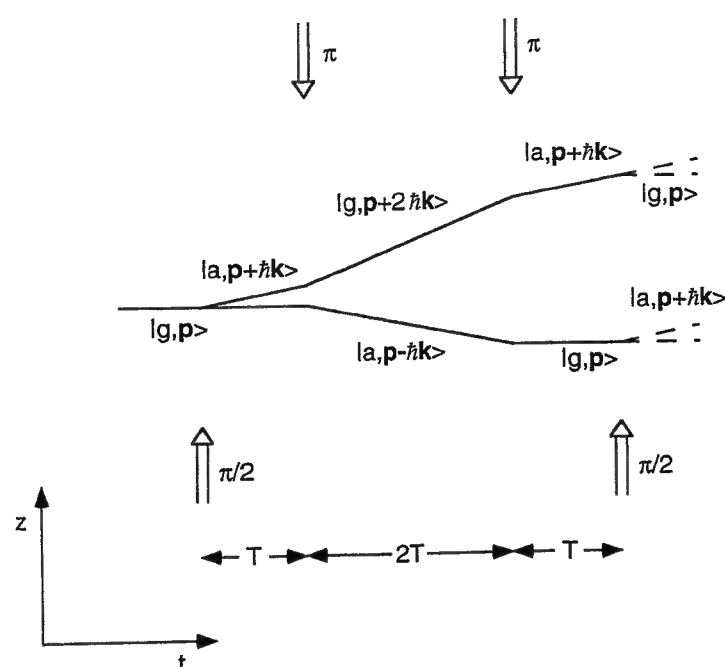


Abb. 23: Schema eines frequenzunabhängigen, Doppler-sensitiven Materiewelleninterferometers.

des Interferometers $z = 8T\hbar k/m$ beträgt, ergibt sich aufgrund der Teilchengeschwindigkeit eine zusätzliche Phasendifferenz $\Delta\phi = 8Tkp_z/m$. Damit wird, wie in Abb. 24 gezeigt, eine sinusförmige Variation der Anregungsrate in den oberen Zustand als Funktion der Geschwindigkeit p_z/m erwartet. Eine genaue Rechnung zeigt, daß die Anregungsamplitude auch von den relativen Phasen der Lichtpulse abhängt, aber - wie oben erwähnt - unabhängig von der Laserverstimmung relativ zum Übergang ist. Eine Unabhängigkeit von der Laserverstimmung wird auch bei Photonen-Echo Experimenten beobachtet, welche jedoch keine Geschwindigkeitsabhängigkeit des Interferenzsignals zeigen [90].

Das vorgeschlagene Interferometer kann beispielsweise verwendet werden, um unterschiedliche Isotope oder Spezies von Atomen gleichzeitig zu kühlen. Wir arbeiten zur Zeit an der Verallgemeinerung des Schemas für viele beteiligte Niveaus. Das Schema könnte dazu beitragen, zukünftige Methoden zur Laserkühlung von Molekülen oder Festkörpern zu finden. Alternative Anwendungen könnten die Messung von Teilchengeschwindigkeiten, möglicherweise auch eine Analyse der Phononendispersionsrelation in Festkörpern beinhalten.

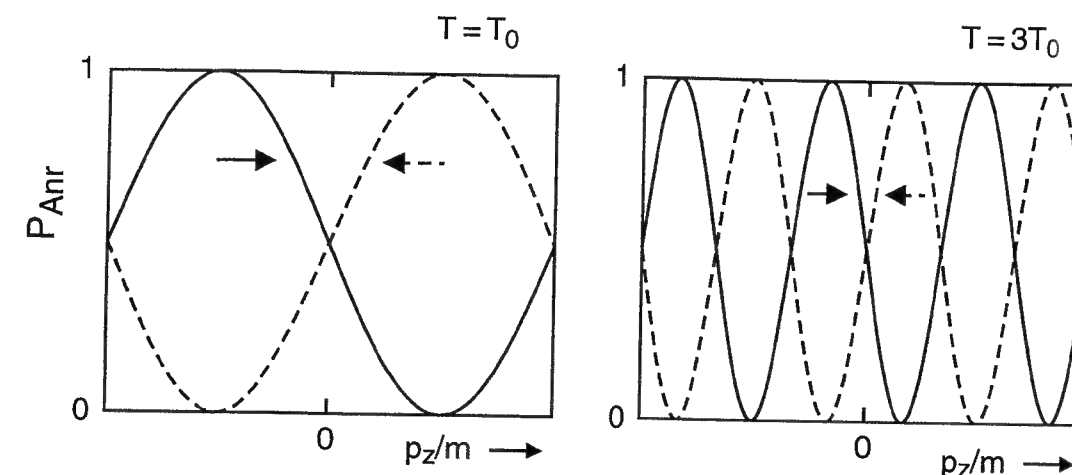


Abb. 24: Anregungswahrscheinlichkeit als Funktion der Teilchengeschwindigkeit des in Abb. 23 gezeigten Interferometers (durchgezeichnet) und seinem Spiegelbild (gestrichelt), das man durch Ersetzen jedes Lichtpulses durch einen entgegenlaufenden Lichtpuls erhält, für zwei unterschiedliche Pulsabstände T . Die eingezeichneten Pfeile geben die Richtung des Impulstransfers für das jeweilige Interferometer an. Die Position der Interferenzstreifen hängt weiterhin von den relativen Phasen der Lichtpulse ab. Hier wurde eine zur Laserkühlung sinnvolle Phasenrelation angenommen. Wird zwischen der ursprünglichen und der gespiegelten Pulssequenz abgewechselt, so erhält man eine eindimensionale optischen Melasse. Teilchen werden, sofern ihre Geschwindigkeit innerhalb eines gewissen - vom Pulsabstand T abhängigen - Einfangbereiches liegt, unabhängig von ihrer genauen Übergangsfrequenz durch Lichtkräfte in Richtung Geschwindigkeit Null geschoben.

5. Kühlen und Einfangen von Atomen in fernverstimmtten Lichtfeldern

Das folgende Kapitel beschreibt Forschungsarbeiten zur Laserkühlung von Atomen in mikroskopischen Fallen, deren Potential durch die atomare Polarisierbarkeit in einer optischen Stehwelle bestimmt ist. Solche periodische Anordnungen von Atomen, sogenannte optische Gitter, waren in den letzten Jahren Gegenstand vieler Forschungsarbeiten [96]. Während in bisherigen optischen Gittern jedoch vergleichsweise nah resonante Lichtfelder verwendet wurden, basieren unsere experimentellen Untersuchungen auf dem Licht eines extrem weit von den atomaren Resonanzen verstimmtten CO₂-Lasers bei 10,6 μm [A10]. Dies erlaubt lange Kohärenzzeiten sowie eine Erhöhung der Gitterkonstante um eine Größenordnung gegenüber der einer resonanten optischen Stehwelle. Bevor auf unsere experimentellen Arbeiten eingegangen wird, soll zunächst ein allgemeiner Teil über bisherige Untersuchungen zu kohärenten atomaren Quellen folgen.

5.1 Atomare Quellen mit hoher Phasenraumdichte

In atomoptischen Experimenten kommt neben den atomaren Strahlteilern auch der Quelle von Atomen eine wichtige Bedeutung zu. In den letzten Jahren gab es viele Fortschritte in der Präparation von kalten atomaren Ensembles mittels Laserkühlung [17]. Da die solchermaßen präparierten Atome bislang inkohärent emittiert werden, können diese Quellen als hochentwickelte atomoptische Lampen bezeichnet werden. Ähnlich wie die Verfügbarkeit des Lasers als kohärente Quelle von Photonen viele lichtoptische Interferenzexperimente deutlich verbessert hat, könnten kohärente Quellen von Atomen wichtige Anwendungen in atomoptischen Experimenten finden. Wird ein Gas von Atomen soweit abgekühlt, daß die thermische de Broglie Wellenlänge λ_{dB} der Atome den mittleren interatomaren Abstand übersteigt, so erwartet man, daß quantenstatistische Effekte auftreten [97]. Die Phasenraumdichte $n\lambda_{\text{dB}}^3$ übersteigt dann den Wert eins. Diese Situation wurde in einigen Experimenten bereits experimentell mittels evaporativer Kühlung in magnetischen Fallen realisiert, wobei Laserkühlung hier zur Vorkühlung der

Atome verwendet wurde. So konnte mit bosonischen Atomen bei sehr kleinen, aber vom Nullpunkt verschiedenen Temperaturen, Bose-Einstein Kondensation in den Grundzustand einer Atomfalle beobachtet werden [27,28]. In der jüngsten Zeit gibt es einige Vorschläge, eine Anhäufung von Atomen im Grundzustand einer Falle auch in einer Nichtgleichgewichtssituation zu erreichen, wobei solche Schemata ("Atom-Laser") stark vom Vorbild des optischen Lasers inspiriert sind [98]. Könnten Atome allein mittels Laserkühlung in den quantenstatistischen Bereich gekühlt werden, so wäre man nicht an die Erzeugung rein thermischer Verteilungen gebunden. Weiterhin ist evaporative Kühlung intrinsisch mit Verlusten von Atomen verbunden, während Laserkühlung im Prinzip ohne Verluste von Atomen arbeiten kann.

Die Atome im Bose-Kondensat können, wie dies von supraflüssigem Helium, oder auch von Cooper-Paaren bekannt ist, durch eine makroskopische Wellenfunktion beschrieben werden. In einem bemerkenswerten Experiment konnte kürzlich die Kohärenz zweier unabhängiger atomarer Bose-Kondensate nachgewiesen werden [99]. Während bisherige kohärente atomare Quellen gepulst arbeiten, so wäre für viele Anwendungen ein kontinuierlicher Betrieb wünschenswert. Da die Phase der Wellenfunktion des Kondensats durch die zur evaporativer Kühlung notwendigen Stöße beeinflusst wird, ergibt sich eine vergleichsweise hohe Bandbreite möglicher auf diesem Prinzip basierender kontinuierlicher kohärenter atomarer Quellen [98].

Mittels Laserkühlung in nahresonanten Lichtfeldern, wie beispielsweise in einer magneto-optischen Falle, erreicht man vergleichsweise einfach Temperaturen im μK -Bereich (für schwere Alkaliatome) bei atomaren Dichten bis zu etwa 10^{11} cm^{-3} , entsprechend einer Phasenraumdichte von etwa 10^{-5} bis 10^{-6} . Insbesondere in größeren magneto-optischen Fallen begrenzen Vielfachstreuung von Photonen, die Abschwächung der Fallenlichtstrahlen beim Passieren der atomaren Wolke sowie auch Stöße mit angeregten Atomen die erreichbare atomare Dichte [100]. Deutlich höhere Dichten können beispielsweise in weitverstimmtten optischen Dipolfallen erreicht werden. Forschungsgruppen in Stanford und Paris haben in Dipolfallen nach Raman-Kühlung der Atome bereits Phasenraumdichten von 10^{-3} bis 10^{-2} erreicht [101,102]. In einem

weiteren Experiment konnten vergleichbar hohe Phasenraumdichten experimentell einfacher durch Kühlung auf einem schwach fluoreszierenden Übergang in einer sogenannten grauen Melasse erreicht werden [103]. Das Einfangen von Atomen gelingt in neueren Experimenten auch mit sehr weit von der atomaren Resonanz verstimmtten Lichtquellen, was zu niedrigen Photonenstreuraten führt [101,102,104].

Die Laserkühlung in Fallen wird nicht nur an neutralen Atomen, sondern auch an atomaren Ionen erfolgreich untersucht [105]. Die starke Coulomb-Wechselwirkung dieser geladenen Teilchen erlaubt die Erzielung großer Fallensteilheiten mit Vibrationsfrequenzen oberhalb der Photonenrückstoßfrequenz (Lamb-Dicke Bereich). Unter Verwendung von Laser-Seitenbandkühlung gelang es einer Arbeitsgruppe in Boulder bereits, einzelne Ionen in den Grundzustand einer Paul-Falle zu kühlen [106,107]. Die starke gegenseitige Coulomb-Abstoßung der Ionen verhindert hier jedoch die Kühlung mehrerer Ionen in einen einzigen Quantenzustand.

Ein weiteres Beispiel physikalischer Systeme, bei denen Laser-Kühlung in diesem Fall einzelne neutrale Atome zu einem großen Bruchteil in den Grundzustand von Fallen akkumulieren kann, stellen optische Gitter dar [96]. Hier handelt es sich um Atome, welche in den Schwingungsbäuchen eines periodischen Interferenzmusters mehrerer Lichtstrahlen gefangen werden. Das Fallenpotential wird durch die dynamische Stark-Verschiebung aufgrund der Atom-Licht Wechselwirkung gebildet und hat die Periodizität des optischen Interferenzmusters. Da die Atome auf Bruchteile einer Wellenlänge lokalisiert sind, ist in nahresonanten Fällen die Lamb-Dicke Bedingung üblicherweise erreicht. Wenn in jedem Gitterplatz mehrere Atome gefangen werden könnten, so bestünde berechnete Hoffnung, unter alleiniger Verwendung von Laserkühlung den quantenstatistischen Bereich mit mehr als einen Atom Besetzung pro Quantenzustand zu erreichen. Die mittlere Besetzungswahrscheinlichkeit pro Gitterplatz ist in dreidimensionalen optischen Gittern von der Größenordnung $n(\lambda/2)^3$, mit n als der mittleren atomaren Dichte. Da die mittlere atomare Dichte in nahresonanten optischen Gittern durch Strahlungseinfang auf etwa 10^{11} cm^{-3} begrenzt ist, waren in bisherigen

Experimenten typischerweise nur 5% der Gitterplätze mit einem Atom besetzt [29].

Ein noch wichtigeres Problem nahresonanter Lichtfelder stellt die Begrenzung der Kohärenzzeit durch Photonenstreuung dar. Mit dem Ziel, dieses Problem zu vermeiden, wurden kürzlich optische Gitter entwickelt, bei denen Atome in den Potentialminima in dunkle Zustände gepumpt werden und so weniger stark mit dem Licht wechselwirken [96]. Eine andere Möglichkeit zur Reduktion der Photonenstreuraten besteht in der Wahl einer großen Laserverstimmung von den atomaren Resonanzen. In drei neueren Experimenten gelang die Realisierung optischer Gitter mit Verstimmungen von einigen nm, was zu Photonenstreuraten im ms-Bereich führt [108]. Die Gitterkonstante lag in diesen Experimenten naturgemäß sehr nahe an der einer resonanten optischen Stehwelle.

In unseren Arbeiten untersuchen wir ein optisches Gitter, bei dem das Fallenpotential durch eine Stehwelle bei $10.6 \mu\text{m}$ gebildet wird. Obwohl dieses Licht extrem weit von der niedrigsten elektronischen Resonanz des Rubidiumatoms bei 795 nm verstimmt ist, bewirkt die Dipolkraft dennoch ein steiles Fallenpotential. Die Atome bewegen sich in einem konservativen Potential, wobei die erwartete mittlere Zeit für die Streuung eines Photons etwa 20 Minuten beträgt [104,A10]. Die Periode dieses optischen Gitters liegt um mehr als eine Größenordnung über der von nahresonanten optischen Gittern. Aufgrund der vergleichsweise großen Einheitszelle könnte man auch in zukünftigen dreidimensionalen Anordnungen bereits bei moderaten mittleren Dichten mehr als ein Atom pro Einheitszelle fangen.

5.2 Experimente zu optischen Gittern bei $10.6 \mu\text{m}$

Das folgende Kapitel beschreibt Arbeiten zu einem eindimensionalen optischen Gitter mit Laser-gekühlten Rubidiumatomen. Das Fallenpotential für die Atome wird durch den fokussierten und rückreflektierten Lichtstrahl eines CO_2 -Lasers erzeugt. Da das Lichtfeld gegenüber den atomaren Resonanzen rotverstimmt ist, werden die Atome in die Maxi-

ma der Feldintensität gezogen. Das Fallenpotential ist durch die dynamische Stark-Verschiebung $V = -(\alpha/2) |E|^2$ gegeben, wobei E die Amplitude des elektrischen Feldes und α die atomare Polarisierbarkeit angibt. Da die Frequenz des anregenden Lasers um mehr als eine Größenordnung unterhalb der ersten elektronischen Resonanz liegt, kann hier in guter Näherung die statische elektrische Polarisierbarkeit verwendet werden. Für den Grundzustand und den ersten angeregten Zustand des Rubidiumatoms ergibt sich die skalare statische Polarisierbarkeit zu $\alpha_{5S} = 5.3(1) \cdot 10^{-39} \text{ m}^2\text{C/V}$ sowie $\alpha_{5P} = 1.3(1) \cdot 10^{-38} \text{ m}^2\text{C/V}$ [109]. Man beachte, daß hier sowohl im Grundzustand als auch im angeregten Zustand befindliche Atome in den Feldmaxima gefangen werden, während in näher resonanten Lichtfeldern angeregte Atome in Richtung der Feldminima gezogen werden. Die berechnete Potentialtiefe in einer Stehwelle des CO_2 -Lasers für Grundzustandsatome beträgt etwa $360 \text{ } \mu\text{K}$ in den Feldmaxima bei 5 W Leistung und $100 \text{ } \mu\text{m}$ Strahldurchmesser. Damit liegt die Potentialhöhe deutlich über den mittels Polarisationsgradientenkühlung am Rubidiumatom erzielbaren Temperaturen von wenigen μK .

Der in unseren Experimenten verwendete apparative Aufbau ist in Abb. 25 schematisch dargestellt. Das optische Gitter wird mit dem von einer magneto-optischen Falle [110] präparierten kalten und dichten Ensemble von Rubidiumatomen geladen. Zwei Halbleiterlaser erzeugen das zur Laserkühlung notwendige Licht, welches aus unterschiedlichen Raumrichtungen in eine Vakuumkammer eingekoppelt wird, in der ein Rubidium-Hintergrundgasdruck von etwa $8 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ herrscht. Während einer Ladephase von 3 Sekunden können typischerweise 10^6 Rubidiumatome (^{85}Rb) aus dem Hintergrundgas in die magneto-optische Falle geladen werden.

Zur Erzeugung des optischen Gitters verwenden wir einen CO_2 -Laser, dessen Lichtstrahl zunächst einen akustooptischen Modulator passiert, um eine elektronische Kontrolle der Laserintensität zu ermöglichen. Das Licht bei $10.6 \text{ } \mu\text{m}$ wird in die Vakuumkammer eingekoppelt und mit einer Linse fokussiert, wobei der Fokus mit der magneto-optischen Falle überlappt. Mit einer zweiten Linse und einem Spiegel wird eine infrarote Stehwelle für das Gitter erzeugt, wobei alternativ durch Unter-

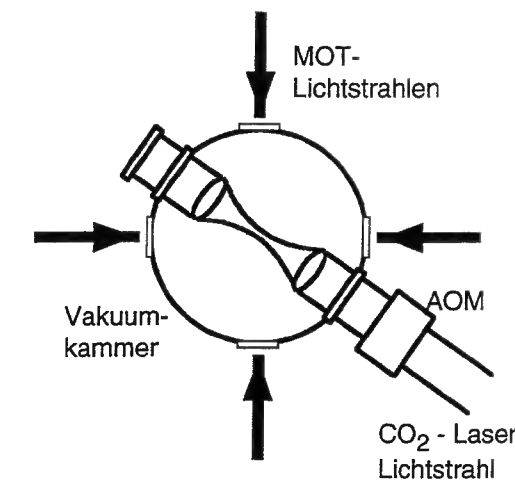


Abb. 25: Experimenteller Aufbau für ein eindimensionales optisches Gitter unter Verwendung eines CO_2 -Lasers.

brechung des rückreflektierten Strahls auch eine einfache Dipolfalle realisiert werden kann. Das infrarote Licht bleibt während der gesamten Ladezeit der magneto-optischen Falle eingeschaltet. Während der letzten 30 ms der Ladephase wird die Verstimmung des Kühllichts von der atomaren Resonanz vergrößert. Um die Atome in den unteren Hyperfeingrundzustand zu pumpen, wird die Intensität des Rückpump-lasers verringert. Sobald das Kühllicht sowie das zum Betrieb der magneto-optischen Falle notwendige inhomogene Magnetfeld ausgeschaltet werden, sind die Atome nur noch durch das Gitterpotential gefangen. Zur Detektion der gefangenen Atome wird nach einer variablen Zeitdauer das Kühllicht wieder eingeschaltet und die Fluoreszenz der gefangenen Atome entweder mit einer Photodiode oder mit einer Kamera nachgewiesen. In neueren Messungen können wir typischerweise $1.3 \cdot 10^5$ Atome im Gitter fangen. Die Lebensdauer der Atome in der Falle von 1.7 Sekunden ist durch den endlichen Hintergrundgasdruck in der Vakuumkammer begrenzt.

Wir haben die Vibrationsfrequenzen der Atome in der Falle durch periodische Modulation der Fallentiefe sowohl für das optische Gitter als auch in einer einfachen Dipolfalle vermessen [A10]. Man erwartet, daß die Atome parametrisch angeregt werden können, sofern die Modulationsfrequenz der doppelten Vibrationsfrequenz der Atome entspricht.

Unter Berücksichtigung von Subharmonischen ist eine Anregung auch für ganzzahlige Teiler der doppelten Vibrationsfrequenz möglich [111]. Im Falle parametrischer Resonanz steigt die Energie der Atome schnell mit der Zeit an und es werden Atome aus der Falle geheizt. Als Folge dieses Verlusts von Atomen kann während des anschließenden Detektionslaserpulses nur eine geringere Fluoreszenz beobachtet werden. In Abb. 26 sind typische Vibrationsanregungsspektren als Funktion der Modulationsfrequenz sowie die entsprechenden möglichen Vibrationsmoden gezeigt. Für die einfache Dipolfalle beobachtet man Resonanzen bei 80 Hz sowie 1,6 kHz, die der doppelten Vibrationsfrequenz entlang beziehungsweise senkrecht zur Achse des CO₂-Lichtstrahls entsprechen. In beiden Fällen wird auch die etwas schwächere erste Subharmonische der parametrischen Resonanzen aufgelöst. In der unteren Hälfte von Abb. 26 ist ein entsprechendes Spektrum für das optische Gitter gezeigt. Es werden parametrische Resonanzen bei 2 kHz und 32 kHz beobachtet, die hier den Vibrationsmoden senkrecht beziehungsweise entlang der Richtung der Stehwelle entsprechen. Wie erwartet, wird in diesem Fall eine vergleichsweise hohe Vibrationsfrequenz für die Richtung entlang der Strahlachse beobachtet, was durch die starke Lokalisierung der Atome im optischen Gitter verstanden werden kann. Man stellt fest, daß die Resonanzen hier etwas breiter sind als im Falle der Dipolfalle. Wie genauer im Anhang [A10] beschrieben ist, erwartet man für die einzelnen mikroskopischen Fallen des Gitters leicht unterschiedliche Vibrationsfrequenzen, da der Durchmesser des Gaußschen Lichtstrahls ortsabhängig ist. Die Verbreiterung des Spektrums im Falle des optischen Gitters ist inhomogener Natur und kann mit der Mittelung über die Resonanzen von Atomen in unterschiedlichen Gitterplätzen erklärt werden.

Die Temperatur der gefangenen Atome haben wir, wie in [A10] beschrieben, durch Potentialabsenkung sowie später auch etwas genauer durch eine Flugzeitmethode bestimmt [112]. Für die Dipolfalle ergab sich bei geeignet eingestellten Parametern eine Temperatur von 9 μK , während sich für das optische Gitter der Wert 14 μK ergab. Die Dichte der Atome in der Dipolfalle beträgt etwa $1.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Im optischen Gitter sind die Atome in den einzelnen Gitterplätzen entlang der Strahlachse stärker lokalisiert, so daß die lokale atomare Dichte höher ist. In den

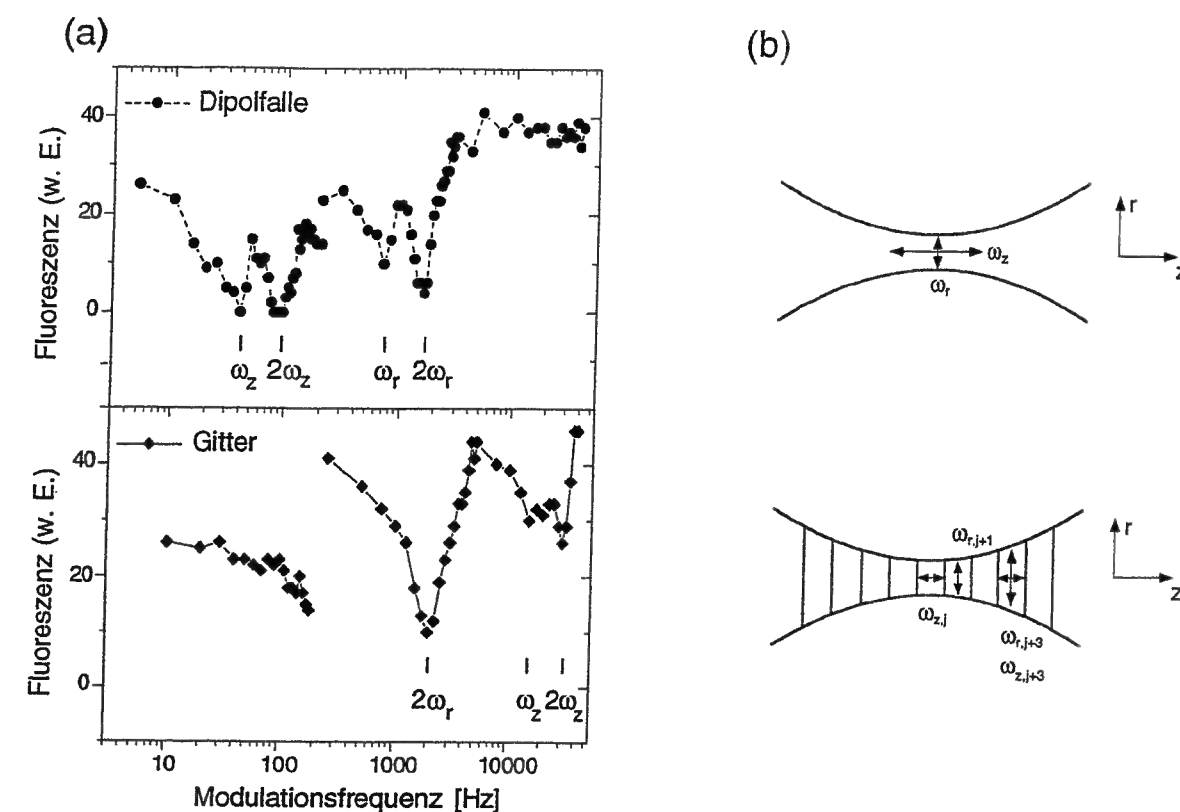


Abb. 26: (a) Experimentelle Spektren der atomaren Vibrationsfrequenzen in fernverstimten optischen Fallen. Die obere Abbildung zeigt die Fluoreszenz von Atomen in einer einfachen Dipolfalle nach periodischer Modulation der Potentialtiefe als Funktion der Modulationsfrequenz. Die untere Abbildung zeigt ein solches Spektrum für ein optisches Gitter. Für Modulationsfrequenzen unterhalb von 200 Hz erwies es sich als notwendig, eine vergrößerte Modulationsamplitude zu wählen. (b) Die entsprechenden Vibrationsmoden in einer Dipolfalle (oben) sowie im eindimensionalen optischen Gitter (unten).

zentralen Gitterplätzen konnte mit jeweils etwa 5000 gefangenen Atomen eine Dichte von $8.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden. Wir nehmen an, daß die im optischen Gitter gegenüber der Dipolfalle leicht höhere Temperatur auf die in diesem Fall größere atomare Dichte zurückzuführen ist, was zu erhöhter Reabsorption der Photonen führt. Ein Ansteigen der Temperatur der Atome bei zunehmender Dichte konnte auch in anderen Experimenten beobachtet werden [103]. Aus der in unserem optischen Gitter gemessenen atomaren Temperatur und Dichte berechnet sich eine Phasenraumdichte von 1/300, welche sich jedoch aber noch um die Zahl

der besetzten magnetischen Unterniveaus des $F=2$ Hyperfeingrundzustands reduziert. Obwohl man erwartet, daß die verwendete Polarisationsgradientenkühlung [17] die Atome lokal in hauptsächlich ein oder zwei der fünf magnetischen Unterzustände pumpt, sollte in zukünftigen Experimente das gesamte atomare Ensemble abschließend in ein einziges Unterniveau optisch gepumpt werden. Die derzeit erreichte Phasenraumdichte liegt vergleichbar hoch wie in zwei anderen Experimenten zur optischen Kühlung in Dipolfallen [101-103], die jedoch auf aufwendigeren Techniken der Laserkühlung basieren. Bei der gegebenen Fallensteilheit und Besetzung im Gitter müßte man die Atome auf etwa $2\text{ }\mu\text{K}$ abkühlen, um nach Spinpolarisation quantenstatistische Effekte beobachten zu können. Die Übergangstemperatur würde sich bei stärkerer Fokussierung der Fallenstrahlen, vor allem aber in einem dreidimensionalen optischen Gitter deutlich erhöhen. In einem dreidimensionalen optischen Gitter mit ähnlicher Fallensteilheit wie im bisherigen eindimensionalen Gitter erwartet man Übergangstemperaturen von einigen $10\text{ }\mu\text{K}$.

Neben einer weiteren Erhöhung der Fallensteilheit besteht natürlich für zukünftige Arbeiten die Möglichkeit, die Atome in der Falle weiter abzukühlen. Es bietet sich hierzu beispielsweise die bereits in optischen Dipolfallen erprobten Methoden der grauen Melasse [103] oder des Raman-Kühlens [101,102] an. Alternativ könnte man für zukünftige Experimente an eine Raman-Seitenbandkühlung der Atome im Gitter denken, ähnlich wie dies bislang nur in Ionenfallen durchgeführt wurde [107]. In unserem derzeitigen Experiment übersteigt die Vibrationsfrequenz der Atome im Gitter entlang der Achse der Stehwelle mit etwa 16 kHz bereits die Photonenrückstoßenergie in Frequenzeinheiten $\omega_r/2\pi = h/2m\lambda^2$ ($\cong 3,8\text{ kHz}$) für Rubidium, wobei hier die Wellenlänge $\lambda \cong 780\text{ nm}$ des $5S-5P_{3/2}$ Kühlübergangs verwendet wurde. Somit ist entlang dieser Achse der Lamb-Dicke Grenzfall erfüllt. Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß vor kurzem ein zweistufiger Kühlprozeß vorgeschlagen wurde, mit dem effektive Seitenbandkühlung auch in Fallen, bei denen der Lamb-Dicke Grenzfall nicht erfüllt ist, möglich sein sollte [113].

Das vielleicht wichtigste Hindernis auf dem Weg zur Erzeugung einer kohärenten Quelle von Atomen unter alleiniger Verwendung der Laserkühlung stellt sicher die Reabsorption von Fluoreszenzphotonen durch andere Atome dar [100]. Die Wahrscheinlichkeit für Reabsorption von Photonen ist in sehr kleinen Fallen, sowie auch in nahezu zwei- bzw. eindimensionalen Fallen gegenüber konventionellen dreidimensionalen Fallen mit vielen Atomen reduziert. In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben Cirac et al. rechnerisch gezeigt, daß durch Verwendung eines ausreichend langsamen Rückpumpprozesses das Problem der Reabsorption von Photonen auch in optisch dicken atomaren Ensembles umgangen werden kann [114]. Eine genauere Untersuchung dieser Thematiken wird sicherlich Gegenstand vieler zukünftiger Forschungsarbeiten sein.

Für zukünftige Arbeiten mit dem hier vorgestellten optischen Gitter sind auch viele andere Zielrichtungen möglich. Im Gegensatz zu nahresonanten Gittern ist aufgrund der großen Gitterkonstante ($\lambda_{\text{CO}_2}/2 = 5.3\text{ }\mu\text{m}$) eine Auflösung der einzelnen Gitterplätze mittels eines optischen Mikroskops leicht möglich. Die erwarteten langen Kohärenzzeiten sind von großer Wichtigkeit für Experimente, welche beispielsweise Quantenkohärenz oder verschränkte Zustände in Atomfallen untersuchen. Weiterhin sind Anwendungen im Bereich der Quantenlogik mit Neutralatomen denkbar [A10].

6. Schlußbetrachtungen

Interferometrie mit Neutralatomen ist, mit weniger als einem Jahrzehnt seit der Demonstration des ersten Atominterferometers, ein junges Forschungsgebiet. In dieser Zeitspanne sind unterschiedliche Realisierungsformen für Atominterferometer sowie viele mögliche Anwendungen in Wissenschaft und angewandter Forschung aufgezeigt worden. Verglichen mit der Lichtoptik steckt die Entwicklung der Atomoptik dennoch in den Anfängen. So liegt der derzeit zwischen zwei Teilstrahlen eines Atominterferometers erzielbare räumliche Abstand bestenfalls bei einigen mm, ein winziger Bruchteil dessen, was in lichteoptischen Experimenten mit einfachen Mitteln realisiert werden kann. Für beispielsweise Messungen von Rotationen, welche sowohl mit Materiewelleninterferometern als auch mit Lichtinterferometern möglich sind, können Atominterferometer nur aufgrund der extrem kurzen Wellenlänge der Materiewellen eine mit den besten Lichtinterferometern vergleichbare Genauigkeit erreichen. Gelänge es, auch mit Materiewellen Interferometer mit großer eingeschlossener Fläche zu realisieren, so wäre der Einfluß auf Wissenschaft und Technik sehr groß. Die Entwicklung leistungsfähiger atomarer Strahlteiler spielt daher für zukünftige Anwendungsmöglichkeiten von Atominterferometern eine Schlüsselrolle.

Auf nichtabsorbierenden Dunkelzuständen beruhende atomare Strahlteiler stellen eine neuartige Anwendung verschränkter quantenmechanischer Zustände dar, welche im Vergleich zu üblichen anderen Strahlteilern einige Vorteile besitzen. Mit diesen atomoptischen Elementen können sowohl Zwei- als auch Vielstrahlinterferometer realisiert werden. Zukünftige Forschungsarbeiten unserer Arbeitsgruppe zielen, wie bereits beschrieben, zunächst auf eine Entwicklung von Atominterferometern mit einer größeren Anzahl interferierender Wege, wodurch eine deutliche Steigerung der Phasenempfindlichkeit möglich ist. Ein weiterer wichtiger Baustein auf diesem Weg ist der zukünftige Einsatz Laser-gekühlter Atome. Die ideale Quelle für atomoptische Experimente stellt dabei sicher ein kohärentes Ensemble von Atomen dar. Als alternative Technik für die Interferometrie mit schnell bewegten Atomen, wie beispielsweise atomarem Wasserstoff, oder Molekülen eignen sich insbesondere sehr kurze Lichtpulse als atomare Strahlteiler.

In Zukunft werden Atominterferometer weitere Steigerungen der Meßgenauigkeit von physikalischen Größen, wie der Rotation, Gravitation oder der Photonenrückstoßenergie, erlauben. Neben vielen technischen Anwendungen sollte dies auch die Überprüfung einiger Effekte der allgemeinen Relativitätstheorie ermöglichen. Zur Beobachtung des Lense-Thirring Effekts ist beispielsweise eine Rotationsempfindlichkeit von etwa 10^{-14} rad/s notwendig, welche zukünftig erreichbar sein sollte. Eine interessante Anwendung der Atominterferometrie bestünde auch in einer präzisen Überprüfung des schwachen Äquivalenzprinzips von schwerer und träger Masse.

Faszinierende Anwendungen von Materiewelleninterferometern für Grundlagenexperimente finden sich auch im Bereich zukünftiger genauerer Untersuchungen zur Quantendekohärenz. Während die mikroskopische Welt der Atome und Moleküle in den meisten Fällen nur mit den Gesetzen der Quantenmechanik beschrieben werden kann, finden in der makroskopischen Welt zumeist die Gesetze der klassischen Physik Gültigkeit. Mittels Materiewelleninterferometrie sollte der Übergangsbereich zunehmender Teilchengröße und die hier auftretende Dekohärenz genaueren experimentellen Untersuchungen zugänglich sein.

Literaturverzeichnis

- [1] T. Young, Phil. Trans. Roy. Soc., London XCII **12**, 387 (1802).
- [2] L. de Broglie, C. R. Acad. Sci. Paris **175**, 811 (1922).
- [3] C. J. Davisson und L. H. Germer, Phys. Rev. **30**, 705 (1927).
- [4] I. Estermann und O. Stern, Z. Phys. **61**, 95 (1930).
- [5] L. Marton, J. A. Simpson und J. A. Suddeth, Phys. Rev. **90**, 490 (1954); G. Möllenstedt, Naturwiss. **42**, 41 (1955).
- [6] H. Maier-Leibnitz und T. Springer, Z. Phys. **167**, 386 (1962).
- [7] Siehe beispielsweise: Physica B **151**, 3 ff (1988).
- [8] O. Carnal und J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991).
- [9] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette und D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991).
- [10] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmke und C. J. Bordé, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991).
- [11] M. Kasevich und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
- [12] S. Altshuler und L. M. Frantz, US Pat. Nr. 3761721 (1973).
- [13] B. Ya. Dubetskii, A. P. Kazantsev, V. P. Chebotaev und V. P. Yakovlev, JETP Lett. **39**, 649 (1984).
- [14] C. J. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).
- [15] B. C. Young, M. Kasevich und S. Chu in *Atom Interferometry*, P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997).
- [16] J. Schmiedmayer, M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, D. A. Kokorowski, A. Lenef, R. A. Rubenstein, E. T. Smith und D. E. Prichard in *Atom Interferometry*, P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997).
- [17] Siehe beispielweise: J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2020 ff (1989).
- [18] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi und G. Orriols, Nuovo Cimento B **36**, 5 (1976); E. Arimondo und G. Orriols, Lett. Nuovo Cimento **17**, 333 (1976); H. R. Gray, R. M. Whitley und R. Stroud, Jr., Opt. Lett. **3**, 218 (1978).
- [19] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste und C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **62**, 1118 (1988).
- [20] P. Marte, P. Zoller und J. L. Hall, Phys. Rev. A **44**, R4118 (1991).
- [21] U. Gaubatz, P. Rudecker, M. Becker, S. Schieman, M. Külz und K. Bergmann, Chem. Phys. Lett. **149**, 463 (1988).
- [22] J. Oreg, F. T. Hioe und J. H. Eberly, Phys. Rev. A **29**, 690 (1984).

- [23] J. Lawall und M. Prentiss, Phys. Rev. Lett. **72**, 993 (1994).
- [24] L. C. Goldner, C. Gerz, R. J. C. Spreeuw, S. L. Rolston, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. Marte und P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **72**, 997 (1994).
- [25] P. D. Featonby, G. S. Summy, J. L. Martin, H. Wu, K. P. Zetie, C. J. Foot und K. Burnett, Phys. Rev. A **53**, 373 (1996).
- [26] A. Huber, T. Udem, B. Gross, J. Reichert, M. Kourogi, K. Pachucki, M. Weitz und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **80**, 468 (1998).
- [27] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, Science **269**, 198 (1995).
- [28] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [29] M. Weidemüller, A. Hemmerich, A. Görlitz, T. Esslinger und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **75**, 4583 (1995).
- [30] A. Einstein, Phys. Z. **18**, 121 (1917).
- [31] J. A. Grey, J. Franklin Inst. **190**, 633 (1920); A. H. Compton, Phys. Rev. **21**, 715 (1923).
- [32] R. Frisch, Z. Phys. **86**, 42 (1933).
- [33] P. L. Kapitza und P. A. M. Dirac, Proc. Cambridge Phil. Soc. **29**, 297 (1933).
- [34] Siehe beispielsweise: C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions* (Wiley, New York, 1992).
- [35] N. Ramsey, *Molecular Beams* (Oxford Univ. Press, Oxford, 1956), S. 119 ff.
- [36] C. J. Bordé in *Laser Spectroscopy X*, M. Ducloy, E. Giacobino und G. Camy (Hrsg.) (World Scientific, Singapore, 1991).
- [37] D. S. Weiss, B. C. Young und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **70**, 2706 (1993).
- [38] C. J. Bordé, M. Weitz und T. W. Hänsch, in *Laser Spectroscopy XI*, L. Bloomfield, T. Gallagher und D. Larson (Hrsg.) (American Institute of Physics, New York, 1994).
- [39] P. E. Moskowitz, P. L. Gould, S. R. Atlas und D. E. Prichard, Phys. Rev. Lett. **51**, 370 (1983), P. L. Gould, G. A. Ruff und D. E. Prichard, Phys. Rev. Lett. **56**, 827 (1986).

- [40] E. M. Rasel, M. K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer und A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **75**, 2633 (1995); D. M. Giltner, R. W. McGowan und S. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995).
- [41] S. B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim, T. Sleator, P. R. Berman und B. Dubetsky, Phys. Rev. Lett. **79**, 784 (1997).
- [42] C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, (Springer Verlag, Berlin, 1990).
- [43] E. Peik, M. Ben Dahan, I. Bouchoule, Y. Castin und C. Salomon, Phys. Rev. A **55**, 2989 (1997).
- [44] J. L. Hall, C. J. Bordé und K. Uehara, Phys. Rev. Lett. **37**, 1339 (1976).
- [45] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu und R. G. DeVoe, Phys. Rev. Lett. **63**, 612 (1989).
- [46] Siehe beispielsweise: H. J. Briegel, B.-G. Englert, M. O. Scully und H. Walther in *Atom Interferometry*, P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997).
- [47] Wir nehmen hier an, daß die als atomare Strahlteiler dienenden Lichtfelder jeweils einen kohärenten Photonenzustand darstellen. Aufgrund der unscharfen Photonenzahl ist es dann unmöglich, den Weg eines Atoms im Interferometer durch Messung der Zahl der absorbierten Photonen festzustellen. Siehe auch die Diskussion von: H. Baletaan, S. Bernet, M. K. Oberthaler, E. M. Rasel, J. Schmiedmayer und A. Zeilinger in *Atom Interferometry*, P. Berman (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1997).
- [48] R. Corella, A. W. Overhauser und S. A. Werner, Phys. Rev. Lett. **34**, 1472 (1975).
- [49] S. A. Werner, J.-L. Staudenmann und R. Corella, Phys. Rev. Lett. **42**, 1103 (1979).
- [50] J. F. Clauser, Physica B **151**, 262 (1988).
- [51] A. Peters, K. Y. Chung und S. Chu, *Quantum Electronics and Laser Science Conference, Postdeadline Papers* (1997).
- [52] A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith, M. S. Chapman, R. A. Rubenstein und D. E. Prichard, Phys. Rev. Lett. **78**, 760 (1997).
- [53] T. L. Gustavson, P. Bouyer und M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997).

- [54] C. J. Bordé, A. Karasiewicz und A. Torrenc, Int. J. Mod. Phys. D **3**, 157 (1994); J. Audretsch und K.-P. Marzlin, J. Phys. II France **4**, 2073 (1994); C. Lämmerzahl, Phys. Lett. A **203**, 12 (1995).
- [55] T. Kinoshita, Phys. Rev. Lett. **75**, 4728 (1995).
- [56] M. E. Cage, R. F. Dziuba, R. E. Elmquist, B. F. Field, G. R. Jones, Jr., P. T. Olsen, W. D. Phillips, J. Q. Shields, R. L. Steiner, B. N. Taylor und E. R. Williams, IEEE Trans. Instrum. Meas. **38**, 284 (1989).
- [57] E. R. Williams, G. R. Jones, Jr., S. Ye, R. Liu, H. Sasaki, P. T. Olsen, W. D. Phillips und H. P. Layer, IEEE Trans. Instrum. Meas. **38**, 233 (1989).
- [58] E. Kruger, W. Nistler und W. Weirauch, IEEE Trans. Instrum. Meas. **44**, 514 (1995).
- [59] J. Hensley, A. Peters und S. Chu, zu veröffentlichen.
- [60] B. C. Young, Dissertation, Stanford University, USA (1997), (unveröffentlicht).
- [61] E. L. Hahn, Phys. Rev. **80**, 580 (1950).
- [62] F. Papoff, F. Mauri und E. Arimondo, J. Opt. Soc. B **9**, 312 (1992).
- [63] C. Cohen-Tannoudji, in *Les Houches 1990, Session LIII*, J. Dalibard, J.-M. Raimond und J. Zinn-Justin (Hrsg.) (North-Holland, Amsterdam, 1992).
- [64] F. Sander, T. Devolder, T. Esslinger und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **78**, 4023 (1997).
- [65] K. Patorski, *Progress in Optics XXVII*, E. Wolf (Hrsg.) (North-Holland, Amsterdam, 1989).
- [66] J. F. Clauser und S. Li, Phys. Rev. A **49**, R2213 (1994).
- [67] U. Janicke und M. Wilkens, J. Phys. II France **4**, 1975 (1994).
- [68] H. Hinderthür, A. Pautz, F. Rieger, F. Ruschewitz, J. L. Peng, K. Sengstock und W. Ertmer, Phys. Rev. A **56**, 2085 (1997).
- [69] B. Saubaméa, T. W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc und C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **79**, 3146 (1997).
- [70] Siehe beispielsweise: J.-C. Diels und W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, (Academic Press, San Diego, 1996).
- [71] V. S. Voitsekhovich, M. V. Danileiko, A. M. Negriiko, V. I. Romanenko und L. P. Yatsenko, JETP Lett. **59**, 408 (1994).
- [72] B. Nölle, H. Nölle, J. Schmand und H. J. Andrä, Europhys. Lett. **33**, 261 (1996).

- [73] A. Goepfert, I. Bloch, D. Haubrich, L. Lison, R. Schütze, R. Wynands und D. Meschede, Phys. Rev. A **56**, R3354 (1997).
- [74] A. P. Kazantsev, Sov. Phys. JETP **39**, 784 (1974).
- [75] Siehe beispielsweise: *The Hydrogen Atom*, G. F. Bassani, M. Inguscio und T. W. Hänsch (Hrsg.) (Springer Verlag, Berlin, 1989).
- [76] Siehe beispielsweise: K. Pachucki, D. Leibfried, M. Weitz, A. Huber, W. König und T. W. Hänsch, J. Phys. B **29**, 177 (1996).
- [77] M. Weitz, A. Huber, F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried, W. Vassen, C. Zimmermann, K. Pachucki, T. W. Hänsch, L. Julien und F. Biraben, Phys. Rev. A **52**, 2664 (1995).
- [78] B. de Beauvoir, F. Nez, L. Julien, B. Cagnac, F. Biraben, D. Touahri, L. Hilico, O. Acef, A. Clairon und J. J. Zondy, Phys. Rev. Lett. **78**, 440 (1997).
- [79] S. Bourzeix, B. de Beauvoir, F. Nez, M. D. Plimmer, F. de Tomasi, L. Julien, F. Biraben und D. N. Stacey, Phys. Rev. Lett. **76**, 384 (1996).
- [80] D. J. Berkeland, E. A. Hinds und M. G. Boshier, Phys. Rev. Lett. **75**, 2470 (1997).
- [81] A. Huber, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1997, unveröffentlicht).
- [82] M. M. Salour und C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **38**, 757 (1977).
- [83] R. Teets, J. Eckstein und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **38**, 760 (1977).
- [84] C. Wieman und T. W. Hänsch, Phys. Rev. A **22**, 192 (1980).
- [85] Siehe beispielsweise: W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, (Springer Verlag, Berlin, 1992).
- [86] Herstellerangabe Fa. Research Electro-Optics, Boulder, USA.
- [87] T. Heupel, M. Weitz, S. Chu und T. W. Hänsch, Opt. Commun. **140**, 281 (1997).
- [88] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt und R. L. Byer, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2631 (1992).
- [89] C. J. Bordé, N. Courtier, F. du Burck, A. N. Goncharov und M. Gorlicki, Phys. Lett. A **188**, 187 (1994); M. S. Chapman, C. R. Ekstrom, T. D. Hammond, R. A. Rubenstein, J. Schmiedmayer, S. Wehinger und D. E. Prichard, Phys. Rev. Lett. **74**, 4783 (1995).

- [90] L. S. Vasilenko und N. N. Rubtosva, Laser Physics **6**, 821 (1996); R. Beach, S. R. Hartmann und R. Friedberg, Phys. Rev. A **25**, 2658 (1982).
- [91] T. W. Hänsch und A. L. Schawlow, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).
- [92] D. Wineland und H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- [93] V. S. Letokhov, Ber. Bunsenges. Phys. Chem. **99**, 498 (1995).
- [94] C. E. Mungan, M. I. Buchwald, B. C. Edwards, R. I. Epstein und T. R. Gosnell, Phys. Rev. Lett. **78**, 1030 (1997).
- [95] R. Friedberg und S. R. Hartmann, Phys. Rev. A **48**, 1446 (1993).
- [96] Siehe beispielsweise: A. Hemmerich, M. Weidemüller und T. W. Hänsch, in *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXXXI*, R. Bonifacio, W. Barletta und A. Aspect (Hrsg.) (North-Holland, Amsterdam, 1996).
- [97] *Bose-Einstein Condensation*, A. Griffin, D. W. Snoke und S. Stringari (Hrsg.) (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [98] H. M. Wiseman und M. J. Collett, Phys. Lett. A **202**, 246 (1995); R. J. C. Spreeuw, T. Pfau, U. Janicke und M. Wilkens, Europhys. Lett. **32**, 469 (1995); C. J. Bordé, Phys. Lett. A **204**, 217 (1995); M. Olshanii, Y. Castin und J. Dalibard, in *Laser Spectroscopy XII*, M. Inguscio, M. Allegrini und A. Sasso (Hrsg.) (World Scientific, Singapore, 1996); P. A. Ruprecht, M. J. Holland, U. Burnett und M. Edwards, Phys. Rev. A **51**, 4704 (1995).
- [99] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, Science **275**, 637 (1997).
- [100] D. W. Sesko, T. G. Walker und C. E. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 946 (1991).
- [101] H. J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **76**, 2658 (1996).
- [102] A. Kuhn, H. Perrin, W. Hänsel, M. Ben Dahan, J. Reichel, E. Peik und C. Salomon, in *1996 European Quantum Electronics Conference, Technical Digest* (1996).
- [103] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet und A. Clairon, Phys. Rev. A **53**, R3734 (1996); G. Grynberg, C. Salomon, private Mitteilung.
- [104] T. Takekoshi und R. J. Knize, Opt. Lett. **21**, 77 (1996).

- [105] Siehe beispielsweise: R. C. Thomson, in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, D. Bates und B. Bederson (Hrsg.) (Academic Press, San Diego, 1993).
- [106] F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano und D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **62**, 403 (1989).
- [107] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, S. R. Jefferts, W. M. Itano, D. J. Wineland und P. Gould, Phys. Rev. Lett. **75**, 4011 (1995).
- [108] B. P. Anderson, T. L. Gustavson und M. A. Kasevich, Phys. Rev. A **53**, R3727; T. Müller-Seydlitz, M. Hartl, B. Brezger, H. Hänsel, C. Keller, A. Schnetz, R. J. C. Spreeuw, T. Pfau und J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **78**, 1038 (1997); D. L. Haycock, S. E. Hamann, G. Klose und P. S. Jessen, Phys. Rev. A **55**, R3991 (1997).
- [109] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (CRC Press, Boca Raton, 1990); R. Marrus, D. McColm und J. Jellin, Phys. Rev. **147**, 55 (1966).
- [110] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [111] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Mechanik*, (Akademie Verlag, Berlin, 1964).
- [112] S. Friebel, R. Scheunemann, J. Walz, M. Weitz und T. W. Hänsch, zu veröffentlichen.
- [113] G. Morigi, J. I. Cirac, M. Lewenstein und P. Zoller, Europhys. Lett. **39**, 13 (1997).
- [114] J. I. Cirac, M. Lewenstein und P. Zoller, Europhys. Lett. **35**, 647 (1996).

Anhang

Verzeichnis der abgedruckten Veröffentlichungen

- [A1] *Precision Measurement of the Hydrogen and Deuterium 1S Ground State Lamb Shift*
M. Weitz, A. Huber, F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **72**, 328 (1994).
- [A2] *Atom Manipulation Based on Delayed Laser Pulses in 3 and 4 Level Systems: Light Shifts and Transfer Efficiencies*
M. Weitz, B. C. Young und S. Chu, Phys. Rev. A **50**, 2438 (1994).
- [A3] *An Atomic Interferometer Based on Adiabatic Population Transfer*
M. Weitz, B. C. Young und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **73**, 2563 (1994).
- [A4] *Multiple Beam Atomic Interferometer*
M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **77**, 2356 (1996).
- [A5] *Frequency Independent Laser Cooling Based on Interferometry*
M. Weitz und T. W. Hänsch, in *Laser Spectroscopy XII*, M. Inguscio, M. Allegrini und A. Sasso (Hrsg.) (World Scientific, Singapore, 1996), S. 132.
- [A6] *Collapse and Revival of the Fringe Pattern in a Multiple Beam Atom Interferometer*
M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, Europhys. Lett. **37**, 517 (1997).

- [A7] *Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain*
T. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **79**, 2646 (1997).
- [A8] *Phase-Coherent Light Pulses for Atom Optics and Interferometry*
T. Heupel, M. Weitz und T. W. Hänsch, Opt. Lett. **22**, 1719 (1997).
- [A9] *Multiple Beam Atomic Interferometer: Theory and Experiment*
M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, Appl. Phys. B **65**, 713 (1997).
- [A10] *A CO₂-Laser Optical Lattice with Cold Rubidium Atoms*
S. Friebe, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz und T. W. Hänsch, Phys. Rev. A **57**, R20 (1998).

Darstellung des eigenen Anteils an den abgedruckten Veröffentlichungen

- [A1] Die im Rahmen dieser Arbeit erzielte Verbesserung der Meßgenauigkeit gelang unter Verwendung eines Detektors, den ich konzipiert habe. Der Aufbau des Detektors erfolgte von A. Huber als Diplomand und mir. Das Schema des Experiments geht ansonsten auf meine Dissertation, welche von Prof. T. W. Hänsch betreut wurde, zurück. Die Messungen wurden von F. Schmidt-Kaler, A. Huber, D. Leibfried und mir durchgeführt.
- [A2] Die Rechnungen zu dieser Arbeit wurden von mir durchgeführt. Die Form des im dritten Kapitel der Arbeit abgedruckten Beweises, der mathematisch eleganter ist als mein ursprünglich störungstheoretischer Beweis, geht auf B. Young als Doktorand zurück. Das Konzept zu den beschriebenen neuen atomoptischen Elementen geht weitgehend auf mich zurück. Diese und die folgende Veröffentlichung entstanden im Labor von Prof. S. Chu an der Stanford University mit seiner Unterstützung.
- [A3] Die experimentellen Arbeiten wurden gemeinsam von B. Young und mir durchgeführt. Die Idee zum beschriebenen Atominterferometer sowie die in dieser Arbeit ausgeführte Rechnung stammte von mir.
- [A4] Die experimentellen Arbeiten wurden von T. Heupel als Doktorand und mir durchgeführt. Das Konzept zu dieser Methode sowie die in dieser Arbeit ausgeführte Rechnung geht auf mich zurück.
- [A5] Die Rechnungen zu dieser Arbeit wurden größtenteils von mir durchgeführt. Die Idee zu dieser Methode geht auf mich zurück.
- [A6] Analog zu Ref. A4.

- [A7] Mein Anteil an dieser Arbeit bestand in der Betreuung der Doktoranden. Weiterhin habe ich wesentliche Rechnungen zur Auswertung vorgenommen.
- [A8] Die experimentellen Arbeiten wurden von T. Heupel als wesentlicher Teil seiner Doktorarbeit durchgeführt. Die Themenstellung und Betreuung der Arbeiten erfolgte durch mich.
- [A9] Die Berechnungen zu dieser Arbeit wurden von mir durchgeführt. Weiterhin findet man in dieser Veröffentlichung eine genauere Darstellung der in Ref. A4 und A6 vergleichsweise knapp beschriebenen Experimente.
- [A10] Vorbereitende Arbeiten wurden von C. D'Andrea im Rahmen seiner Diplomarbeit, von J. Walz als Doktorand und mir als Projektbetreuer durchgeführt. Den Hauptteil der experimentellen Arbeiten und Messungen nahm S. Friebe im Rahmen ihrer Doktorarbeit vor. Planung und Gesamtbetreuung des Experiments erfolgten durch mich.

Anhang 1

Precision Measurement of the Hydrogen and Deuterium 1S Ground State Lamb Shift

M. Weitz, A. Huber, F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried und
T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **72**, 328 (1994).

Precision Measurement of the Hydrogen and Deuterium 1S Ground State Lamb Shift

M. Weitz,* A. Huber, F. Schmidt-Kaler,[†] D. Leibfried, and T. W. Hänsch

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 85748 Garching, Germany

(Received 9 September 1993)

We report on new precision measurements of the 1S ground state Lamb shift in hydrogen and deuterium, based on a direct frequency comparison of the 1S-2S and 2S-4S two-photon resonances. By observing the 2S-4S transition via blue Balmer- β fluorescence we are now surpassing the accuracy of the 2S Lamb shift. Our results of 8172.86(6) MHz for hydrogen and 8184.00(8) MHz for deuterium are not in perfect agreement with the theoretical predictions of 8173.12(6) and 8184.13(6) MHz, respectively. We also derive values for the Rydberg constant and the electron-proton mass ratio.

PACS numbers: 32.30.Jc, 06.20.Jr

Recent advances in optical high resolution spectroscopy have opened the way for significant improvements in precision measurements of the hydrogen 1S Lamb shift, the Rydberg constant, and the hydrogen-deuterium 1S-2S isotope shift [1-4]. Here we report a new accurate measurement of the 1S Lamb shift in hydrogen and in deuterium. Since quantum electrodynamic effects scale as $1/n^3$, the Lamb shift is the largest for the 1S ground state. Similar to a previous experiment [1] we derive this shift from a radio-frequency measurement of the relatively small difference between the 2S-4S frequency and $\frac{1}{4}$ of the 1S-2S frequency. We achieve significant improvements in precision by observing the 2S-4S resonance via blue Balmer- β fluorescence rather than quenching of the metastable 2S atoms. By this method we have reached an uncertainty of 7.5 parts in 10^6 for hydrogen and 1.0 parts in 10^5 for deuterium. The accuracy for deuterium exceeds that of earlier experiments [5] by an order of magnitude and for hydrogen now surpasses that of the best radio-frequency measurements of the 2S-2P splitting [6], as well as that of quench asymmetry measurements of He^+ [7], so that our experiment may be considered as the most stringent test of QED for a bound atomic system to date. Exceptionally good agreement between quantum electrodynamic theory and experiment has been observed for the gyromagnetic ratio of the electron [8]. The development of QED was ushered in with the discovery of the "classic" 2S Lamb shift, but radio-frequency measurements of that shift have long reached the uncertainty limits imposed by the 100 MHz natural linewidth of the 2P state. The much narrower linewidths of optical two-photon transitions, as studied here, leave intriguing opportunities for further improvements in atomic systems.

Our experimental values differ from the theoretical predictions by 3.0σ for hydrogen and 1.3σ for deuterium if we base the calculations on a newer measurement of the proton charge radius [$r_p = 0.862(12)$ fm] [9]. For an older and contradicting measurement [$r_p = 0.805(11)$ fm] [10] agreement between experiment and theory improves for both isotopes. An alternative interpretation of the present measurement, assuming the "completeness" of quantum electrodynamic theory, would be a determina-

tion of the proton and deuteron charge radii. Reliable new measurements of the proton and deuteron charge radii would clearly have an important impact on future critical comparisons between spectroscopic experiments and quantum electrodynamic theory. Accuracies near 1 part in 10^3 might be feasible by Lamb shift measurements in muonic atoms. It will also be important to rule out that uncalculated higher order QED corrections give larger contributions than currently estimated. Two-loop binding corrections for hydrogen S states are now under investigation, and we hope that the calculations can soon be completed [11].

The 1S-2S spectrometer [12], the Ti:sapphire laser for excitation of the 2S-4S transition, and the frequency comparison are essentially the same as described previously [1]. For the 1S-2S spectrometer we couple the second harmonic of a frequency stabilized ring dye laser near 243 nm into a linear enhancement resonator inside a vacuum chamber. The standing UV wave excites 1S atoms from a collinear hydrogen beam emitted by a cooled nozzle. For simplicity we operate at liquid nitrogen temperature, so that the resolution is limited to 3 parts in 10^{11} by transit time broadening and the second order Doppler effect.

The precision to which the 2S-4S line center can be found limits the accuracy of the frequency comparison, since the natural linewidth of the 2S-4S transition (690 kHz) is much larger than that of the 1S-2S transition. Detection of the excited 4S fraction of atoms has a considerably higher potential accuracy than previous experiments monitoring the decrease in metastable 2S signal [1,3], which were limited by a large background of unexcited 2S atoms. In the present experiment we have implemented both detection methods. For excitation of the 2S-4S transition we use a frequency stabilized Ti:sapphire laser near 972 nm. The setup of the 2S-4S metastable atomic beam apparatus is shown in Fig. 1. Most of the Ti:sapphire radiation is coupled to a linear enhancement resonator ($R_1 = 1$ m, $R_2 = \infty$, $L = 71$ cm) which is locked to the laser frequency, giving a circulating power of up to 40 W at an average beam radius of 0.5 mm. A beam of metastable hydrogen is produced in a first vacu-

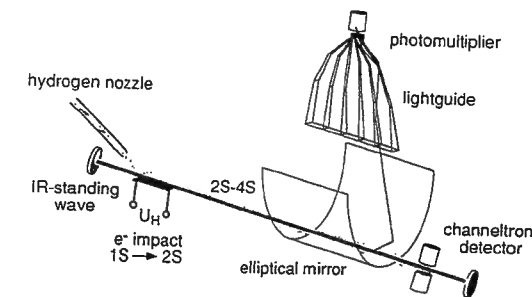


FIG. 1. Setup of the 2S-4S atomic beam apparatus.

um chamber by electron impact on hydrogen atoms. The metastable atoms leave this chamber through several apertures of about 4 mm diameter, enter a second vacuum chamber, and are detected after a 33 cm long interaction region via an electric quench field and two potassium iodine coated channeltrons sensitive to Lyman- α radiation. The interaction region is shielded against stray electric fields by a wire mesh tube coated with colloidal graphite. If the laser is in resonance with the 2S-4S transition, a decrease of the metastable 2S count rate at the channeltron detector is monitored, since atoms decaying from the 4S state via an intermediate P state reach the 1S ground state with 95% probability.

At the same time, the blue 4S-2P Balmer- β fluorescence is monitored from a 15 cm long section of the atomic beam starting 15 cm behind the first aperture. This fluorescence near 486 nm is emitted with 58% probability during the decay of the 4S state. An elliptical mirror images the atomic beam through a vacuum window onto a focal line about 15 cm away outside the vacuum apparatus. Reflective end caps (not shown in Fig. 1) serve to let the mirror appear infinitely long. A Plexiglas lightguide transports the fluorescence light via multiple internal total reflections to the 21 mm diam entrance window of the photomultiplier (Hamamatsu R1924, quantum efficiency at 486 nm: 18%). The lightguide consists of five segments which do not touch each other. Subdividing the lightguide into segments increases its efficiency, since it increases the usable longitudinal acceptance angle. A numerical Monte Carlo simulation was used to successively optimize the geometry of this system. For reduction of stray light from the electron gun filament a combination of Schott color filters (FWHM 90 nm) was placed below the lightguide, which shielded the photomultiplier from most of the spectrally broad 1800 K thermal emission spectrum. The total detection efficiency of the fluorescence detector for Balmer- β photons is estimated to be 2%.

Typical Balmer- β fluorescence and channeltron 2S quench hydrogen 2S-4S spectra fitted with theoretical line shapes are shown in Fig. 2. They were obtained averaging forty scans during 20 min of measuring time, while the blue laser is locked to the maximum of the 1S-

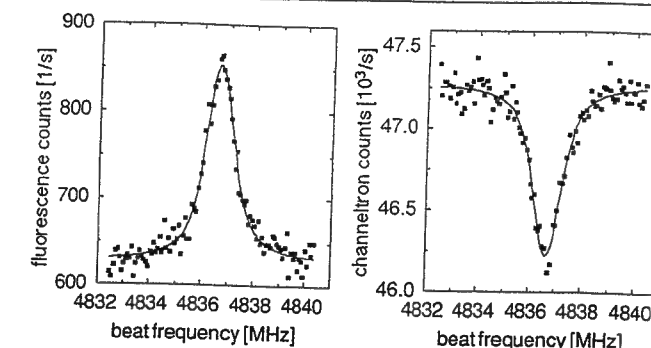


FIG. 2. Typical hydrogen 2S($F=1$)-4S($F=1$) spectra as detected by Balmer- β fluorescence (left) and by decrease in metastable 2S signal (right). The beat frequency has been measured with the blue dye laser locked to the 1S($F=1$)-2S($F=1$) transition.

2S resonance and serves as a frequency reference. For the 2S-4S spectra observed in fluorescence the signal at full laser power is about 300 Balmer- β counts/s with a background of 600 counts/s. Typical detection rates for the channeltron detector are 50000 counted atoms per second for hydrogen and a signal decrease of 2.5% on resonance. The signal to noise ratio for the fluorescence signals is thus about a factor of 2 better than that of the channeltron signals, which could be further improved if the background radiation from the metastable beam source could be reduced.

For a frequency comparison of the 1S-2S and 2S-4S signals, we double the frequency of part of the infrared light in the KNbO_3 crystal and mix the resulting blue light with blue light from the dye laser on a fast photodiode. The frequency of the beat signal is measured both by a radio-frequency counter and a spectrum analyzer locked to a rubidium standard.

We have calculated 2S-4S theoretical line shapes which include the ac Stark shift, ionization from the 4S state by absorption of a further 972 nm photon, and the second order Doppler shift, using a numerical Monte Carlo method exploring all possible atomic trajectories through the 972 nm standing wave and integrating over the atomic velocity distribution. By fitting our experimental 2S-4S channeltron and fluorescence spectra with theoretical line shapes similar to the method described previously [1,3], light shift corrected line positions were determined. A small residual dependence of the fitted center frequency on the light power was accounted for by recording spectra at different light powers and extrapolating to zero power. The obtained beat frequencies (2S-4S) - $\frac{1}{4}$ (1S-2S) for the hydrogen are 4836.136(10) MHz and 4836.146(16) MHz for the fluorescence and channeltron signals (statistical errors only). For deuterium, we obtained 4813.660(12) and 4813.586(28) MHz, respectively. The necessary corrections to these values are listed in Table I for the fluorescence signals. The velocity distribution of the atoms in both beams has been

measured by excitation of the Doppler-broadened 2S-4P transition. The obtained second order shifts are given in Table I. Residual electric fields are estimated to be less than 50 mV/cm for the channeltron signals and negligible (< 10 mV/cm) for the fluorescence signals due to the large distance of the observed atoms from the electron gun. For the channeltron signals we obtain an uncertainty of 1.5 kHz at 486 nm for dc Stark effect. After completion of the measurements it was discovered that an uncompensated inhomogeneous magnetic field of about 400 mG rms was present along the beam axis. For deuterium with its small hyperfine splitting in the 4S state [5.11554(3) MHz] such a field introduces a non-negligible quadratic Zeeman shift due to hyperfine decoupling. Table I lists the necessary corrections, as computed by a Monte Carlo simulation incorporating the measured field values.

Theoretical values for the Lamb shifts have been calculated as described recently [1], but using the new results of Pachucki [13] for binding corrections to the one-loop self-energy of the states 1S and 2S and of Mohr [14] for the 4S state. Unless otherwise noted, we base our theoretical values (in contrast to Ref. [1]) on a newer measurement of the proton (rms) charge radius, $r_p = 0.862(12)$ fm [9], which is believed to be more reliable than a contradicting older measurement [10] since the scattering experiments were performed at lower electron-proton momentum transfers reducing the effects of disturbing quark resonances. The deuteron nuclear charge

TABLE I. Calculation of the hydrogen and deuterium 1S Lamb shift from the measured beat frequencies (fluorescence signal data only).

	Hydrogen (MHz)	Deuterium (MHz)
Extrapolated beat frequency	4836.136(10)	4813.660(12)
Corrections:		
line shape	0.000(4)	0.000(5)
reference cavity drift	0.000(3)	0.000(3)
second order Doppler shift		
1S-2S (80 K line)	-0.003(1)	-0.002(1)
2S-4S	0.046(4)	0.015(2)
Zeeman shift	-0.005(2)	-0.032(16)
Hyperfine structure	-38.837(0)	-11.935(0)
$(E_{4S}-E_{2S}) - \frac{1}{4}(E_{2S}-E_{1S})$ (hyperfine centroid)	4797.337(12)	4801.706(21)
Dirac and reduced mass	-3928.707(0)	-3931.867(0)
$\frac{1}{4}L_{1S} - \frac{5}{4}L_{2S} + L_{4S}$	868.630(12)	869.839(21)
$\frac{5}{4}(L_{2S_{1/2}} - L_{2P_{1/2}})^a$	1322.306(11)	
Theoretical Lamb shifts ^b	-147.725(3)	1176.170(10)
$\frac{1}{4}L_{1S}$ Lamb shift	2043.211(17)	2046.009(23)

^aExperimental hydrogen 2S_{1/2}-2P_{1/2} Lamb shift [6].

^bFor hydrogen: $\frac{5}{4}L_{2P_{1/2}} - L_{4S}$; for deuterium: $\frac{5}{4}L_{2S} - L_{4S}$.

radius can be calculated from the proton charge radius with the deuteron structure radius and neutron-electron correction. In contrast to Ref. [4], we use here values of a more recent careful analysis by Klarsfeld *et al.* [15], although this increases slightly the disagreement between the theoretical value of the hydrogen deuterium isotope shift of the 1S-2S transition and its experimental value [4]. We note that a very recent analysis [16] of an electron-deuteron scattering experiment in Saclay suggests a higher value for the deuteron structure radius which would lead to a better agreement. We do not include estimations for the effect of nuclear polarizability [17] on the deuterium energy levels (< 20 kHz for the 1S level), since these effects also have been neglected in the determination of the deuteron charge radius. With $r_p = 0.862(11)$ fm we obtain a deuteron charge radius $r_d = 2.115(6)$ fm and theoretical Lamb shift values $L_{1S_{1/2}} = 8173.12(6)$ MHz, $L_{2S_{1/2}} = 1045.043(7)$ MHz, $L_{2P_{1/2}} = -12.8354(20)$ MHz, $L_{4S_{1/2}} = 131.6804(11)$ MHz for hydrogen and $L_{1S_{1/2}} = 8184.13(6)$ MHz, $L_{2S_{1/2}} = 1046.418(8)$ MHz, $L_{2P_{1/2}} = -12.8343(10)$ MHz, $L_{4S_{1/2}} = 131.8524(12)$ MHz for deuterium.

From the measured beat frequencies we determine the difference frequencies of the hyperfine centroids of 2S-4S and a quarter of 1S-2S. The calculation is shown in Table I for the fluorescence signals. If we include results from the 2S quench signals [4797.347(18) and 4801.635(32) MHz], we obtain weighted mean values of 4797.340(11) and 4801.694(20) MHz for hydrogen and deuterium, respectively. These values are not in perfect agreement with the theoretical values of 4797.364(6) and 4801.729(7) MHz, which were obtained assuming the newer measurement [9] of the proton charge radius. With the older measurement of the proton charge radius [10], the theoretical values decrease by 16 kHz and the agreement becomes satisfactory.

With the measured value for the 2S-2P splitting in hydrogen $L_{2S_{1/2}} - L_{2P_{1/2}} = 1057.845(9)$ MHz [6], the theoretical prediction for $L_{2P_{1/2}}$ and $L_{4S_{1/2}}$ for hydrogen and $L_{2S_{1/2}}$ and $L_{4S_{1/2}}$ for deuterium and including earlier results [18] we derive a 1S Lamb shift of 8172.86(6) MHz for hydrogen and 8184.00(8) MHz for deuterium. These measurements are currently the most precise ones of these quantities. Compared to our earlier published results [1] for hydrogen this new measurement represents an about twofold improvement in accuracy. A precise measurement of the hydrogen deuterium isotope shift of the 1S-2S transition [4] permits an indirect frequency comparison of deuterium 2S-4S with a quarter of hydrogen 1S-2S. In this way we can derive another value for the hydrogen 1S Lamb shift of 8172.87(8) MHz. From both measurements we obtain a slightly more accurate weighted mean value of 8172.86(5) MHz for the hydrogen ground state Lamb shift.

Our measured values for the 1S ground state Lamb shift can be compared with the theoretical predictions of 8173.12(6) and 8184.13(6) MHz for hydrogen and deu-

terium, respectively. Assuming the older measurement of the proton charge radius [10], the theoretical values decrease by 150 kHz and the agreement between theory and experiment improves. Disagreement between theory based on the newer measurement of the proton charge radius [9] and experiment is also observed for earlier determinations of the hydrogen 1S Lamb shift [1,3] and for the 2S Lamb shift [6].

Based on a recent measurement of the hydrogen 1S-2S absolute frequency [2] we can give an improved value for the Rydberg constant of $R_\infty = 109737.3156844(31)$ cm⁻¹. This result agrees with the value given by Biraben and co-workers [3], $R_\infty = 109737.3156830(31)$ cm⁻¹.

Further improvement in precision for the ground state Lamb shift is hindered by the uncertainty in the 2S Lamb shift. However, the observable difference frequency between 2S-4S and a quarter of 1S-2S can serve as a direct test of QED without this limitation. (It is a measure for a compound "hyper Lamb shift" $\frac{1}{4}L_{1S} - \frac{5}{4}L_{2S} + L_{4S}$). Future experiments may reach still higher precision by using the optically excited cold metastable beam for excitation into the 4S, or even a higher Rydberg *n*S state with smaller natural linewidth. Detection of the *n*S-2P fluorescence similar to the present experiment appears especially well suited for spectroscopy of an optically excited metastable hydrogen beam, since there is no stray light at the detection wavelength.

The present experiment also allows simultaneous determination of the electron proton mass ratio and nuclear size or structure effects. Terms scaling as $1/n^2$ and $1/n^3$ can be eliminated from the measured hydrogen deuterium isotope shift of $(E_{4S}-E_{2S}) - \frac{1}{4}(E_{2S}-E_{1S})$ together with the 1S-2S isotope shift [4]. From our current results, we calculate an electron proton mass ratio of $1/1836.15313(40)$, which is an order of magnitude less accurate than that obtained by van Dyck *et al.* [19] via mass spectroscopy in a Penning trap. Improvement in precision opens the possibility for a more accurate determination of the electron proton mass ratio.

The authors thank C. Zimmermann, K. Pachucki, W. Vassen, and M. Sigl for help and discussions and L. Julien and F. Biraben for calculation of a first version of the channeltron signal theoretical line shapes. This work has been supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft and within the frame of an ECC SCIENCE program cooperation, Contract No. SCICT 92-0816.

*Present address: Department of Physics, Stanford University, Stanford, CA 94305.

†Present address: Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.

- [1] M. Weitz, F. Schmidt-Kaler, and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **68**, 1120 (1992).
- [2] T. Andreae *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1923 (1992).
- [3] F. Nez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2326 (1992).
- [4] F. Schmidt-Kaler, D. Leibfried, M. Weitz, and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **70**, 2261 (1993).
- [5] M. G. Boshier *et al.*, Phys. Rev. A **40**, 6169 (1989).
- [6] S. R. Lundeen and F. M. Pipkin, Phys. Rev. Lett. **46**, 232 (1981).
- [7] A. van Wijngaarden, J. Kwela, and G. W. F. Drake, Phys. Rev. A **43**, 3325 (1991).
- [8] R. S. van Dyck, Jr., in *Quantum Electrodynamics*, edited by T. Kinoshita (World Scientific, Singapore, 1990).
- [9] G. G. Simon, Ch. Schmitt, F. Borkowski, and V. H. Walther, Nucl. Phys. A **333**, 381 (1980).
- [10] L. N. Hand, D. G. Miller, and R. Wilson, Rev. Mod. Phys. **35**, 335 (1963).
- [11] K. Pachucki (private communication).
- [12] C. Zimmermann, R. Kallenbach, and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **65**, 571 (1990).
- [13] K. Pachucki, Ann. Phys. (N.Y.) **226**, 1 (1993).
- [14] P. J. Mohr, Phys. Rev. A **44**, R4089 (1991), where results are quoted for the helium ion. He communicated a result of 30.93(40) for his constant G_{SE} of the hydrogen 4S state.
- [15] S. Klarsfeld *et al.*, Nucl. Phys. A **456**, 373 (1986).
- [16] D. W. L. Sprung and H. Wu, Acta Phys. Pol. B **24**, 503 (1993).
- [17] K. Pachucki, D. Leibfried, and T. W. Hänsch, Phys. Rev. A **48**, R1 (1993).
- [18] M. Weitz, Ph.D. thesis, LMU-München, 1992 (unpublished); see also M. Weitz, F. Schmidt-Kaler, and T. W. Hänsch, in "Solid State Lasers", edited by M. Inguscio and R. Wallenstein (Plenum, New York, to be published). In addition to Ref. [1], these results include a second data set for hydrogen and also deuterium. The difference frequencies of the hyperfine centroids were $(E_{4S}-E_{2S}) - \frac{1}{4}(E_{2S}-E_{1S})$:
4797 322(25) and 4801 674(74) MHz,
 $(E_{4D_{3/2}}-E_{2S}) - \frac{1}{4}(E_{2S}-E_{1S})$:
6490 144(24) and 6494 841(41) MHz.
- [19] R. S. van Dyck, Jr., F. L. Moore, D. L. Farnham, and P. B. Schwinberg, Bull. Am. Phys. Soc. **31**, 244 (1986).

Anhang 2

Atom Manipulation Based on Delayed Laser Pulses in 3 and 4 Level Systems: Light Shifts and Transfer Efficiencies

M. Weitz, B. C. Young und S. Chu, Phys. Rev. A **50**, 2438 (1994).

Atom manipulation based on delayed laser pulses in three- and four-level systems: Light shifts and transfer efficiencies

M. Weitz, B. C. Young, and S. Chu

Department of Physics, Stanford University, Stanford, California 94305

(Received 27 December 1993)

Atomic mirrors and beam splitters based on adiabatic following by delayed laser pulses in a three-level Raman configuration are analyzed. We show that in a pure three-level system of two ground states and one excited state, laser pulses tuned precisely on resonance with the excited state do not produce any accumulated phase shifts due to ac Stark shifts even if the process is nonadiabatic. A numerical simulation suggests that multiple delayed laser pulses are attractive for precision interferometry since high transfer efficiencies (up to 98.7% per pulse for the cesium $D1$ line) and low ac Stark shifts are expected. A possible application to optical two-photon spectroscopy for an optical clock is discussed.

PACS number(s): 42.50.Vk, 03.75.Dg, 07.60.Ly, 35.80.+s

I. INTRODUCTION

Laser light has been used to coherently split and recombine atomic wave packets in atomic interferometer experiments [1]. A particularly useful method is light pulse interferometry based on stimulated Raman transitions connecting sharp hyperfine ground states [2]. The sensitivity of such a measurement may be increased by applying multiple π pulses ("atomic mirrors"), introducing an additional recoil of $2\hbar k$ per pulse to the interferometer. In a recent measurement of the cesium recoil energy, the photon recoil has been increased by sandwiching up to 15 additional Raman π pulses between the two sets of $\pi/2$ pulses, giving rise to a recoil splitting of 64 photon momenta between two interferometers of opposite recoil shift [3,4]. The observed transfer efficiency per pulse was limited to about 85% by spatial variations in the beam intensity, so that perfect π pulses can not be generated for all the atoms. Atoms left behind in the wrong atomic state after each π pulse did not affect the fringe contrast since they could be distinguished and removed from the interferometer before the final beam splitter. On the other hand, a large number of imperfect π pulses reduces the signal size.

Population transfer by coherent adiabatic passage is not very sensitive to variations in the beam intensities and should allow higher transfer efficiencies. Also, the obtained transfer is expected to be very robust for a realistic laser power stability. In this paper, we investigate a method of population transfer based on stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP) [5-8]. This method has been demonstrated first by Gaubatz *et al.* [6,7], and its application to atomic interferometry has been proposed by Marte, Zoller, and Hall [8]. Recently, population and momentum transfer by delayed laser pulses has been observed in atomic systems [9,10].

Adiabatic transfer based on changes of light intensities for precision experiments have the advantage over adiabatic transfers relying on a sweep of the (two-photon) resonance frequency [11,12], that the two-photon resonance condition may be maintained all the time for the STIRAP

method. In this scheme, the transfer of population between ground states $|1\rangle$ and $|3\rangle$ via an excited state $|2\rangle$ can be done adiabatically with time delayed laser pulses of light at frequency ω_1 tuned to the $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ transition and ω_2 tuned to the $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ transition, as shown in Fig. 1. For given Rabi frequencies Ω_1 at ω_1 and Ω_2 at ω_2 , there is a superposition state that is "dark," i.e., not connected to the excited state $|2\rangle$. For example, for $\Omega_1=0$ the dark state is $|1\rangle$, and for $\Omega_1=\Omega_2$ the dark state contains states $|1\rangle$ and $|3\rangle$ with equal amplitudes. An atom initially in $|1\rangle$ can be transferred adiabatically to $|3\rangle$ by first turning on Ω_2 with $\Omega_1=0$ and then increasing Ω_1 as shown in Fig. 2. We later discuss possible atomic beam splitters based on this method and show the setup of a proposed interferometer using adiabatic following.

Adiabatic following by delayed laser pulses appears attractive since the atoms remain in a dark state and should not undergo any ac Stark shifts. However, transfer in a finite amount of time requires slight nonadiabaticity and the atoms undergo many Rabi cycles during the transfer. We discuss here adiabatic transfer for real atomic systems, paying particular attention to the ac Stark shifts induced during the transfer process. We show analytically that in a pure three-level system, the atoms do not experience any ac Stark shift when the lasers are tuned precisely on resonance with the intermediate state. This condition is also not particularly sensitive to slight errors in detuning.

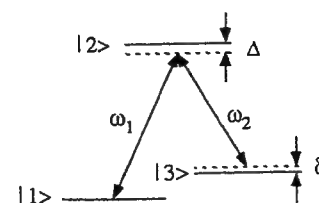


FIG. 1. Level scheme for population transfer by adiabatic following between two ground states via an excited state. For counterpropagating laser beams, the momenta of two optical photons per transition is transferred to the atom.

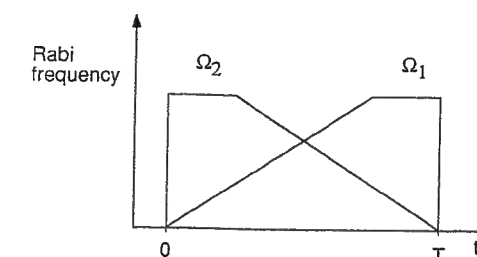


FIG. 2. Pulse sequence for efficient population transfer between two ground states $|1\rangle$ and $|3\rangle$ via an excited state $|2\rangle$ by adiabatic following, where light of frequency ω_1 couples levels $|1\rangle$, $|2\rangle$ (Rabi frequency Ω_1) and ω_2 couples $|2\rangle$, $|3\rangle$ (Rabi frequency Ω_2). For transfer from $|1\rangle$ to $|3\rangle$, the dark state is $|1\rangle$ if $\Omega_1(t=0)=0$. At some intermediate time when $\Omega_2=\Omega_1$, the dark state consists of equal amplitudes of $|1\rangle$ and $|3\rangle$, and when $\Omega_2(t=T)=0$ the system is left completely in state $|3\rangle$.

In real atoms, the presence of additional excited off-resonant states will introduce some ac Stark shift and limit the maximum possible transfer efficiency. In a recent experiment using the cesium $D2$ line, about 40% of the atoms were coherently transferred from $6S_{1/2}(F=4)$, $m_F=4$ to $m_F=-4$ [10]. In this work it was suggested that the imperfect transfer was due to off-resonant excitation in the excited state hyperfine manifold. Here, we here consider the cesium $D1$ line, which has the advantage of a 5.8 times larger excited state hyperfine splitting (1.17 GHz for $6P_{1/2}$) [13]. Off-resonant excitation thus is expected to be suppressed by a factor of about $(5.8)^2=34$ compared to the $D2$ line. Our numerical simulations also show that the relative matrix elements between the different hyperfine states are much more favorable in the case of the $D1$ line. Further, we have considered transitions between magnetic field insensitive states that are necessary for precision interferometer systems [2].

By numerical integration of the Schrödinger equation,

$$|\Psi\rangle = c_1(p,t)\exp\left[-i\frac{p^2}{2m\hbar}t\right]|1\rangle + c_2(p+\hbar k_1,t)\exp\left[-i\left[\frac{(p+\hbar k_1)^2}{2m\hbar} + \omega_{21}^A\right]t\right]|2\rangle + c_3(p+\hbar k_1+\hbar k_2,t)\exp\left[-i\left[\frac{(p+\hbar k_1+\hbar k_2)^2}{2m\hbar} + \omega_{31}^A\right]t\right]|3\rangle \quad (3)$$

can be described by the time evolution of the coefficients $c_i(p_i,t)$. The equations of motion for the interaction wave function

$$|\varphi\rangle = \begin{pmatrix} c_1(p,t) \\ c_2(p+\hbar k_1,t) \\ c_3(p+\hbar k_1+\hbar k_2,t) \end{pmatrix} \quad (4)$$

is determined by the Hamiltonian

$$H = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 e^{-i(\phi_1+t\Delta)} & 0 \\ \Omega_1 e^{i(\phi_1+t\Delta)} & i\Gamma & \Omega_2 e^{i(\phi_2+t(\Delta+\delta))} \\ 0 & \Omega_2 e^{-i(\phi_2+t(\Delta+\delta))} & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

we find that this adiabatic transfer method is superior to off-resonant Raman transitions in terms of transfer efficiency and ac Stark shifts.

II. GENERAL FORMULAS

We consider a three-level atom with a level structure as shown in Fig. 1 irradiated by two counterpropagating laser beams of optical frequencies ω_1 and ω_2 connecting the states $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ and $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, respectively. The Hamiltonian for the system is

$$H_{\text{total}} = \frac{p_{\text{op}}^2}{2m} + \hbar \left[\omega_{21}^A - \frac{i\Gamma}{2} \right] |2\rangle \langle 2| + \hbar \omega_{31}^A |3\rangle \langle 3| - e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}, \quad (1)$$

where $\hbar\omega_{21}^A$ and $\hbar\omega_{31}^A$ denote the atomic energy spacings between level $|1\rangle$ and levels $|2\rangle$ and $|3\rangle$, respectively. The relaxation of the intermediate state $|2\rangle$ has been accounted for by introducing a non-Hermitian term $-i\Gamma/2$ as in Ref. [8]. We neglect decay into levels $|1\rangle$ and $|3\rangle$ by spontaneous emission since it causes only an incoherent background to the fringes. This assumption is verified by numerically solving the Bloch equations.

The electric field of the two incident beams is assumed to be

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{1,0} \cos(k_1 z - \omega_1 t + \phi_1) + \mathbf{E}_{2,0} \cos(-k_2 z - \omega_2 t + \phi_2). \quad (2)$$

For counterpropagating ($k \sim k_1 \sim k_2$) laser beams $\sim 2\hbar k$ momentum per transition is transferred to the atoms. We assume that the laser detunings from the respective transition frequencies are small compared to the splittings between the states ($\omega_1 \sim \omega_{21}^A$ and $\omega_2 \sim \omega_{21}^A - \omega_{31}^A$) so that transitions are induced only in a closed family of momentum states. The time evolution of its wave function

where

$$\Omega_1 = \frac{e}{\hbar} \langle 2 | r \cdot E_{1,0} | 1 \rangle,$$

$$\Omega_2 = \frac{e}{\hbar} \langle 2 | r \cdot E_{2,0} | 3 \rangle,$$

$$\Delta = -(\omega_1 - \omega_{21}^A) + \frac{1}{2m\hbar}((p + \hbar k_1)^2 - p^2), \quad (6)$$

$$\delta = (\omega_1 - \omega_2 - \omega_{31}^A) + \frac{1}{2m\hbar}(p^2 - (p + \hbar k_1 + \hbar k_2)^2); \quad (7)$$

see Refs. [14,15]. For the case when both detunings are equal to zero, the interaction Hamiltonian simplifies to

$$H = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 e^{-i\phi_1} & 0 \\ \Omega_1 e^{i\phi_1} & i\Gamma & \Omega_2 e^{i\phi_2} \\ 0 & \Omega_2 e^{-i\phi_2} & 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

The effect of small detunings Δ and δ from the one- and two-photon resonances are discussed in Ref. [6]. Generally speaking, the following formulas are still approximately valid as long as both detunings are small compared to Ω_{eff} and unless otherwise noted, we will assume $\delta = \Delta = 0$.

When the populations and coherences change adiabatically, steady state solutions can be applied [7]. For the laser pulse shapes as shown in Fig. 2, adiabatic following requires

$$\Omega_{\text{eff}} T \gg 1, \quad (9)$$

where $\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$ denotes an effective Rabi frequency. Under these conditions, one of the three eigenvectors of the system is

$$|v_1(t)\rangle = \begin{pmatrix} \cos\theta(t) \\ 0 \\ -\sin\theta(t)e^{-i(\phi_2 - \phi_1)} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

where $\tan\theta(t) = \Omega_1(t)/\Omega_2(t)$. This eigenvector is of special interest, since for this state the amplitudes of both lower levels for absorption into the excited state precisely cancel [16]. This "dark state" is not coupled to the excited level and since the eigenvalue of this state is equal to zero, it does not undergo any ac Stark shift. Adiabatic change of the dark state allows a complete population transfer from $|1\rangle$ to $|3\rangle$.

Our numerical solutions solve the full quantum-mechanical problem and therefore include the slight nonadiabatic coupling to the excited state. The pulse shape shown in Fig. 2 (for $\Omega_{1,\text{max}} = \Omega_{2,\text{max}}$) allows faster transfer with the same efficiency as for the two displaced Gaussian pulses of Ref. [7]. Note that as long as all of the population is in one of the ground states, the laser addressing the transition connecting the other ground state with the excited state may be switched on and off as quickly as possible.

So far, we mainly have considered complete population transfer. The effect of a pulse sequence on an initial wave function $|\varphi(-\infty)\rangle$ acting as an optical element via adia-

batic following can, in the limit of very long interaction times T ($\Omega_{\text{eff}} T \gg 1$ and $\Gamma T \gg 1$), be written as

$$|\varphi(T)\rangle = |v_1(T)\rangle \langle v_1(0) | \varphi(-\infty) \rangle. \quad (11)$$

Equation (11) suggests that an adiabatic following beam-splitter can be accomplished by simultaneously turning both lasers into zero intensity in the middle of a pulse sequence as shown in Fig. 2 (after $\Omega_1 = \Omega_2$), as noted in Ref. [8]. The opposite time sequence may be used for the final beam splitter in an atomic interferometer, where two atomic wave packets are recombined. This element may also be used for redirecting the wave packets when the two arms of the interferometer are in different states, as necessary for the second pulse of a four $\pi/2$ pulse [17] interferometer. Figure 3 shows the arrangement and (simplified) pulse sequence for an atomic interferometer using adiabatic following in four interaction regions.

A possible fourth "optical element" with two input and two output channels can be formed by simply turning on and off both lasers simultaneously. In the dressed picture, this element is a projector onto the dark state and an optical analog to a Stern-Gerlach apparatus similar to recent work in a two-level system [18] where, however, only one dressed state is transmitted. For an atom initially in one of the ground states, this element generates a coherent superposition of the two ground states, where,

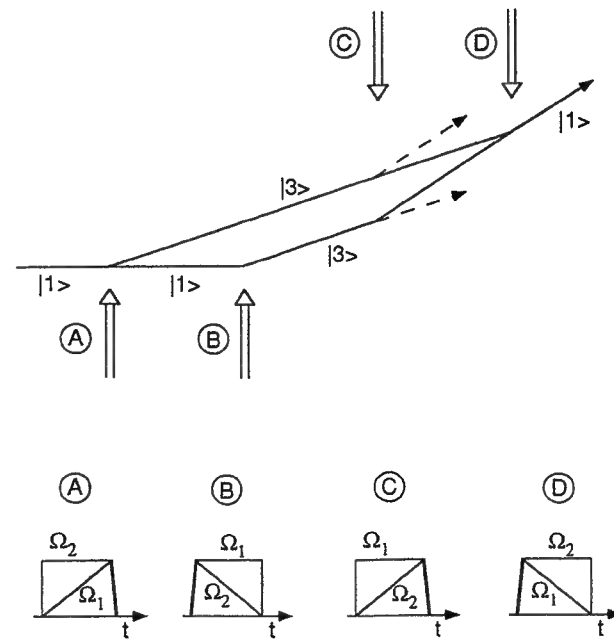


FIG. 3. Pulse sequence for an atomic interferometer based on adiabatic following by delayed laser pulses; for the level scheme see Fig. 1. The double line shows the propagation axis of the light with frequency ω_1 (Rabi frequency Ω_1). Light with frequency ω_2 (Rabi frequency Ω_2) is directed oppositely. The analogous interferometer with opposite recoil shift is obtained by applying pulse sequence D instead of B in the second interaction region, and pulse sequence A instead of C in the third interaction region. If atoms in state $|3\rangle$ instead of $|1\rangle$ are desired at the output of the interferometer, pulse sequence B should be used in the fourth interaction region.

however, half the population is lost due to spontaneous emission. We have "demonstrated" all four optical elements by numerical simulation in a three-level system.

III. ANALYTIC RESULTS

During the population transfer, the atomic states undergo many Rabi oscillations and the nonadiabatic part may *a priori* allow a nonnegligible phase shift to accumulate. We now show that as long as both Δ and δ are zero there is no accumulated phase shift for arbitrary pulse forms. Assume the initial wave function before the laser pulses is

$$|\varphi(-\infty)\rangle = \begin{pmatrix} d_1(-\infty) \\ id_2(-\infty)e^{i\phi_1} \\ d_3(-\infty)e^{-i(\phi_2 - \phi_1)} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

with all coefficients $d_i(-\infty)$ real. Then the wave function for any time t can be written as

$$|\varphi(t)\rangle = \begin{pmatrix} d_1(t) \\ id_2(t)e^{i\phi_1} \\ d_3(t)e^{-i(\phi_2 - \phi_1)} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

with all $d_i(t)$ real.

We can prove (13) by direct substitution into the time-dependent Schrödinger equation, which gives

$$\dot{d}_1(t) = -\frac{1}{2}\Omega_1(t)d_2(t), \quad (14a)$$

$$\dot{d}_2(t) = \frac{1}{2}(\Omega_1(t)d_1(t) - \Gamma d_2(t) + \Omega_2(t)d_3(t)), \quad (14b)$$

$$\dot{d}_3(t) = -\frac{1}{2}\Omega_2(t)d_2(t). \quad (14c)$$

The coupled system of first-order differential equation has the form

$$\dot{\mathbf{d}}(t) = \mathbf{A}(t)\mathbf{d}(t), \quad (15)$$

where $\mathbf{A}(t)$ is a real matrix. For all t , we can separate $\mathbf{d}(t)$ into real and imaginary parts as

$$\mathbf{d}(t) = \mathbf{u}(t) + i\mathbf{v}(t), \quad (16)$$

where $\mathbf{u}(t)$, $\mathbf{v}(t)$ are real vectors. Combining (15) with its complex conjugate and using (16) gives first order differential equations for $\mathbf{u}(t)$ and $\mathbf{v}(t)$:

$$\dot{\mathbf{u}}(t) = \mathbf{A}(t)\mathbf{u}(t), \quad \mathbf{u}(-\infty) = \mathbf{d}(-\infty), \quad (17a)$$

$$\dot{\mathbf{v}}(t) = \mathbf{A}(t)\mathbf{v}(t), \quad \mathbf{v}(-\infty) = \mathbf{0}, \quad (17b)$$

where $\mathbf{u}(t) = \frac{1}{2}(\mathbf{d}(t) + \mathbf{d}^*(t))$ and $\mathbf{v}(t) = \frac{1}{2}(\mathbf{d}(t) - \mathbf{d}^*(t))/i$ are real vectors for all times t and $\mathbf{d}^*$ denotes the complex conjugate of $\mathbf{d}$. If we assume reasonable restrictions on the "smoothness" of $\mathbf{A}(t)$, unique solutions exist for (15), (17a), and (17b) [19]. The unique solution to (17b) is clearly $\mathbf{v}(t) = \mathbf{0}$, so that $\mathbf{d}(t) = \mathbf{u}(t)$ is the unique solution of (15). Thus the $d_i(t)$ are real for all times t and (13) is verified.

For an initial atomic wave function before the pulse

$$|\varphi(-\infty)\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

the wave function at any later time t may be written as

$$|\varphi(t)\rangle = \begin{pmatrix} d_1(t) \\ id_2(t)e^{i\phi_1} \\ d_3(t)e^{-i(\phi_2 - \phi_1)} \end{pmatrix}. \quad (19)$$

$|\varphi(t)\rangle$ has a fixed phase relationship between its components that depend only on the relative phase between the two lasers, and is independent of the laser intensities or pulse shapes (the relative phase between the two lasers is fixed by either locking two independent lasers as in Refs. [3] and [4] or by generating ω_2 from ω_1 with an electro-optic modulator as in Refs. [2] and [14]). By an analogous calculation we obtain the phase behavior at any time t for an initial wave function with only population in state $|3\rangle$ before the pulse. Using the superposition principle, the result for an arbitrary superposition of initial states $|1\rangle$ and $|3\rangle$ may be deduced.

For laser pulses acting as a beam splitter with an initial wave function

$$|\varphi(-\infty)\rangle = \begin{pmatrix} a \\ 0 \\ be^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

we obtain

$$|\varphi(t)\rangle = \begin{pmatrix} au_{11}(t) + bu_{31}(t)e^{i(\theta + (\phi_2 - \phi_1))} \\ 0 \\ au_{13}(t)e^{-i(\phi_2 - \phi_1)} + bu_{33}(t)e^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad (21)$$

where all coefficients $u_{ij}(t)$ are real. The relative phases between u_{11} , u_{31} and u_{13} , u_{33} are independent of the laser intensity and pulse shape, even if the transfer of populations has a significant nonadiabatic component.

We have performed this calculation using the Bloch equation for the three-level density matrix and obtained similar results.

We can also understand the absence of an ac Stark shift in the dressed picture. The nonadiabatic populations of the two coupled states during the laser pulses are equal and since the dressed state eigenenergies $\pm\sqrt{(\Omega_{\text{eff}}/2)^2 - (\Gamma/4)^2}$ are symmetrically shifted about zero energy; the average shift is zero.

IV. NUMERICAL CALCULATIONS

The calculation of the transfer efficiencies and the sensitivity of result to detuning from the one-photon resonance was done by numerically integrating the interaction Schrödinger equation. For simplicity, we have restricted ourselves to the case $\Omega_{1,\text{max}} = \Omega_{2,\text{max}}$ and mainly considered population transfer ("atomic mirrors"). Using laser pulse shapes as indicated in Fig. 2, we obtained the coherent transfer efficiencies for the three-level system. The dashed lines in Fig. 4 show the transfer efficiencies

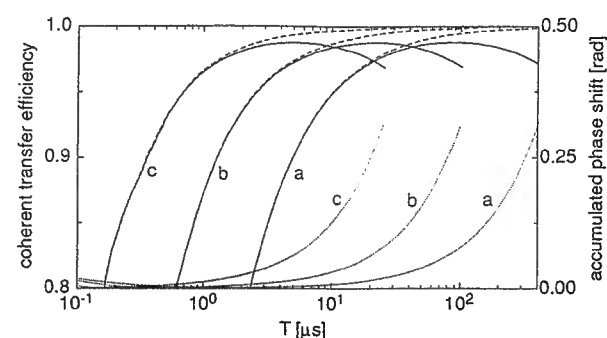


FIG. 4. Coherent transfer efficiencies (solid) and accumulated phase due to ac Stark shift (dotted) as a function of pulse length T for population transfer by adiabatic following [cesium $6S_{1/2}(F=3), m_F=0 \leftrightarrow 6S_{1/2}(F=4), m_F=0$ using $6P_{1/2}(F=4), m_F=1$ as an intermediate state] for different laser intensities (a : 5, b : 20, c : 80 times saturation intensity, corresponding to 23 mW/cm², 90 mW/cm², and 180 mW/cm² for the cesium $D1$ line). The dashed lines show coherent transfer efficiencies as computed for a three-level system, neglecting off-resonant absorption. The accumulated phase due to ac Stark shift is equal to zero for this case.

for three different maximum laser intensities. The numerical values of the intensities are given for the magnetic field insensitive transition between the two cesium hyperfine ground states $6S_{1/2}(F=3), m_F=0 \leftrightarrow 6S_{1/2}(F=4), m_F=0$ using $6P_{1/2}(F=4), m_F=1$ as an intermediate level ($D1$ line) and two counterpropagating lasers in a $\sigma^+-\sigma^+$ polarization configuration. These results have been checked by numerically integrating the Bloch equations.

In order to determine absolute phase shifts and the coherent part of the transfer efficiency with the Bloch equations, a fourth level not coupled to the first three levels was introduced corresponding to atoms in the other arm of the interferometer. The coherent transfer efficiency could be determined by introducing a coherence between the initial state and the fourth state before the pulse, and observing the amount of coherence that could be transferred to the final state and the fourth state. An integration of the Schrödinger equation only gives the coherent transfer efficiency.

We now discuss the effect of a small detuning Δ from the one-photon resonance. Since the dark state is still a precise eigenstate of the system with eigenvalue zero for a perfectly adiabatic process [7], there is still no accumulated phase shift. However, for a partially nonadiabatic transfer a phase shift is introduced since a detuning Δ implies that the eigenvalues of the two coupled states are no longer equally shifted from the dark state with eigenvalue zero.

The accumulated phase due to ac Stark shift is proportional to the detuning Δ for $\Delta \ll \Omega_{i,\max}$. The phase shift per detuning is shown in Fig. 5 as a function of the interaction time T for different laser intensities. The effect of detuning δ from the two-photon resonance is not expected to be a problem, since the difference can be controlled with radio frequency precision.

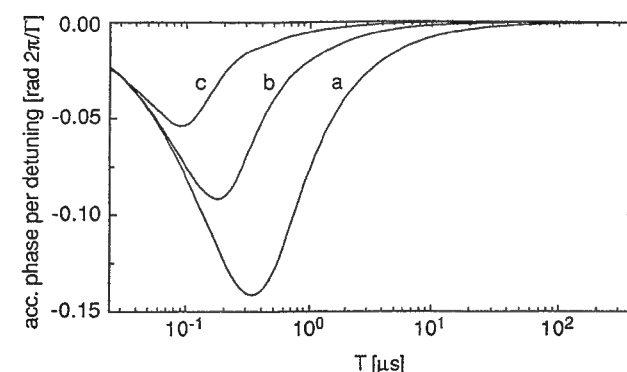


FIG. 5. Accumulated phase due to ac Stark shift during population transfer by adiabatic following in a three-level system for a detuning $\Delta = \Gamma/2\pi$ as a function of pulse length T for different laser intensities (a : 5, b : 20, c : 80 times the saturation intensity). For small detunings Δ , the accumulated phase shift is proportional to Δ .

In real atoms, off-resonant excitation into other levels has to be taken into account. The effect of additional levels limits the transfer efficiency and introduces phase shifts due to the ac Stark effect. We have taken into account the effect of the neighboring $6P_{1/2}(F=3)$ level of the cesium $D1$ line and also the effect of the small ~ 9.2 GHz off-resonant coupling of ω_1 with the transition $|2\rangle$ to $|3\rangle$ and ω_2 with $|1\rangle$ to $|2\rangle$ by numerical integration of the Schrödinger equation of the four-level system. The expected transfer efficiencies as a function of pulse length are shown in Fig. 4 (solid lines) for different laser intensities. The maximum transfer efficiency reaches about 98.7% efficiency (independent of the laser power for $I_{i,\max} \gg I_{\text{sat}}$) for an optimum pulse length of $T \approx 500 \mu\text{s} \times I_{\text{sat}}/I_{i,\max}$ for $I_{1,\max} = I_{2,\max}$, where $I_{i,\max}$ denotes the maximum intensity of ω_i and I_{sat} the saturation intensity [20]. The pulse length necessary to obtain a certain transfer efficiency decreases with more available laser power.

The dotted lines in Fig. 4 show the accumulated phase due to ac Stark shift during the laser pulses for the same intensities. Since the accumulated phase shift for a reasonable adiabatic process is roughly proportional to the pulse length at a given laser intensity, one might be tempted to shorten the pulse length below that required to obtain optimum transfer efficiency in order to obtain a lower phase shift. The pulse shape as plotted in Fig. 2 has been crudely optimized to match both conditions.

It should be noted that for a two-photon (e.g., Raman) pulse, where both lasers are pulsed on simultaneously and detuned far from the intermediate state to avoid spontaneous emission, the ac Stark shift of each level in general is of the order of the Rabi frequency. This shift can be canceled to first order by choosing proper detuning from the intermediate state and intensity ratio of the two beams [4].

Cancellation of the residual ac Stark shift is also possible for adiabatic population transfer in a four-level system if the lasers are detuned slightly from the one-photon resonance. The necessary detuning, which may be a few

linewidths of the excited state, can be approximately determined considering both Fig. 5 (approximately also valid for the four-level system) and Fig. 4 (dotted lines). This optimum detuning is a function of both laser pulse length and intensity. Thus compensation of the residual ac Stark shift here is more problematic and thus probably less effective than for the case of Raman π and $\pi/2$ pulses, which depends only on the ratio of the intensity of the two Raman lasers [4]. On the other hand, the phase shift accumulated during the adiabatic passage is only about 0.02 rad for 98% transfer efficiency, two orders of magnitude below the shift of a ground state level during a Raman pulse.

In a recent measurement of the photon recoil energy based on atomic interferometry using stimulated Raman transitions [3,4] ac Stark shifts differences between the two interferometers of opposite recoil shift caused by wave-front imperfections were one of the two main sources of systematic errors. This error and also phase errors directly due to wave-front imperfections were estimated to be of the same order of magnitude. These effects, although hard to quantify since the wave front errors are not accurately known, were believed to be the main cause of the eight parts in 10^{-7} (corresponding to roughly 10^{-3} rad for the final $\pi/2$ pulse) disagreement between the experimental and accepted value for the photon recoil [4]. It should be stressed that for ideal plane optical wave fronts, both for Raman transitions and adiabatic passage, errors due to ac Stark shifts cancel when the difference between both recoil components is measured. For realistic nonideal wave fronts, however, an interferometer based on adiabatic passage may yield lower systematic errors.

V. CONCLUSIONS

Coherent population transfer by delayed laser pulses seems to be an attractive method to realize high efficiency "optical elements" for atoms with small accumulated phase shifts from the ac Stark effect. We have shown that in a pure three-level system, by tuning directly on resonance with the intermediate state, two-photon reso-

nances may be observed without any ac Stark shifts.

A possible application closely related [17] to beam splitters in atomic interferometers is an optical two-photon Ramsey experiment for high resolution spectroscopy, where the two photons are tuned on (or close to) an intermediate state. Spontaneous emission can be avoided even for a short lived intermediate state, when adiabatic following is used in each interaction region. One of the major drawbacks of two-photon spectroscopy, the ac Stark shift, can be avoided, provided no other levels are close compared to the Rabi frequency. An optical Ramsey setup based on adiabatic following thus is a promising scheme for a future extremely precise optical clock. Suitable transitions are, for example, the Tl $6P_{1/2}-6P_{3/2}$ and the Ba $6S^2-6S^2 5D$ transitions, using $7S_{1/2}$ and $6S^2 6P$, respectively as intermediate levels. For both atoms the intermediate level is more energetic than both initial and final states, so that the level scheme is similar to that in Fig. 1, except the splitting between initial and final states is in the optical regime. Both atoms have a metastable final level connected by allowed single photon transitions through the intermediate state and thus do not require high laser power.

In general, two photons of unequal frequencies are necessary to be resonant with an intermediate state. A nonzero first order Doppler shift is introduced, which requires four instead of two interaction regions, analogous to an optical one-photon Ramsey setup [21]. A pulse sequence as shown in Fig. 3 may be used for an optical two-photon Ramsey setup based on adiabatic following. Since adiabatic following is not very frequency selective a large transverse velocity spread can be used in an atomic interferometer (or optical Ramsey setup) using this method.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge helpful discussions with M. Kasevich and A. Peters. M.W. acknowledges support from the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG). This work was supported in part by grants from the AFOSR and the NSF.

- [1] See, for example, articles in Appl. Phys. B 54, 321ff (1992).
- [2] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. 67, 181 (1991).
- [3] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. 70, 2706 (1993).
- [4] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, Appl. Phys. B (to be published).
- [5] J. Oreg, F. T. Hioe, and J. H. Eberly, Phys. Rev. A 29, 690 (1984).
- [6] U. Gaubatz, P. Rudecker, M. Becker, S. Schiemann, M. Kütz, and K. Bergmann, Chem. Phys. Lett. 149, 463 (1988).
- [7] J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, and K. Bergmann, Phys. Rev. A 40, R6741 (1989).
- [8] P. Marte, P. Zoller, and J. L. Hall, Phys. Rev. A 44, R4118 (1991).
- [9] J. Lawall and M. Prentiss, Phys. Rev. Lett. 72, 993 (1994).
- [10] L. Goldner, C. Gerz, R. Spreuw, S. Rolston, C. Westbrook, W. Phillips, P. Marte, and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. 72, 997 (1994).
- [11] M. M. T. Loy, Phys. Rev. Lett. 32, 814 (1974).
- [12] Y. B. Band, Phys. Rev. A 47, 4970 (1993).
- [13] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, Rev. Mod. Phys. 49, 31 (1977).
- [14] M. Kasevich and S. Chu, Appl. Phys. B 54, 321 (1992).
- [15] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. A 45, 342 (1992).
- [16] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cimento B 36, 5 (1976); E. Arimondo and G. Orriols, Lett. Nuovo Cimento 17, 333 (1976); H. R. Gray, R. M. Whitley, and R. Stroud, Jr., Opt. Lett. 3, 218 (1978).
- [17] C. J. Bordé, Phys. Lett. A 140, 10 (1989).
- [18] T. Sleator, T. Pfau, V. Balykin, O. Carnal, and J. Mlynek,

Phys. Rev. Lett. **68**, 1996 (1992).

[19] W. Rudin, *Principles of Mathematical Analysis* (McGraw-Hill, New York, 1976), pp. 119, 171.

[20] If we now, instead of the pulse shapes as shown in Fig. 2, assume for the pulses two displaced Gaussian shapes:

$$\Omega_1(t) = \Omega_{1,\max} \exp[-((t/T) + \tau)^2],$$

$$\Omega_2(t) = \Omega_{2,\max} \exp[-((t/T) - \tau)^2],$$

we obtain maximum transfer efficiency of 98.7% for $\tau \approx 0.5$, $T \approx 350 \mu\text{s} \times I_{\text{sat}}/I_{i,\max}$ (cesium $D1$ line; $I_{1,\max} = I_{2,\max}$). These pulse shapes are seen by the atoms when using two spatially overlapping laser beams in an atomic beam experiment. Note that here it is less straightforward to implement pulse shapes necessary for an atomic interferometer as shown in Fig. 3.

[21] Y. V. Baklanov, V. P. Chebotayev, and B. Y. Dubetski, *Appl. Phys.* **9**, 201 (1976); C. J. Bordé, *C. R. Acad. Sci. Ser. B* **284**, 101 (1977).

Anhang 3

An Atomic Interferometer Based on Adiabatic Population Transfer

M. Weitz, B. C. Young und S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2563 (1994).

Atomic Interferometer Based on Adiabatic Population Transfer

Martin Weitz, Brenton C. Young, and Steven Chu

Department of Physics, Stanford University, Stanford, California 94305

(Received 2 June 1994)

We demonstrate an atomic interferometer based on the transfer of population between two ground states via adiabatic following using a nonabsorbing "dark" superposition state. This type of interferometer promises to be useful for precise measurement of the photon recoil energy and also for large area atomic interferometers since it allows transfer of a large number of photon recoil momenta to the atoms with high efficiency. In preliminary experiments, we have obtained a coherent transfer efficiency of 95% with transfer of photon momenta and 98.4% with no transfer of momenta. Over 140 photon momenta have been transferred coherently to the atoms.

PACS numbers: 42.50.Vk, 03.75.Dg, 07.60.Ly, 35.80.+s

Several groups have recently shown that laser light can coherently split and recombine atoms [1]. Atom interferometers have been used to measure the acceleration due to gravity [2] with a resolution of 3 parts in 10^8 and 1 part in 10^7 for $\hbar/m_{\text{atom}}$ [3]. In the measurement of $\hbar/m_{\text{atom}}$, we transferred typically ± 32 photon momenta in order to increase the sensitivity of the measurement. The sensitivity of atom interferometers can be increased if improved methods of coherently changing the momentum of the atom are developed. Our previous experiments used beam splitters and mirrors based on stimulated Raman transitions and achieved a transfer efficiency of 85% per pair of photons.

In this Letter, we examine population transfer based on adiabatic passage. This technique was first introduced in nuclear magnetic studies [4] before being carried over into the optical domain [5]. Population transfer by adiabatic passage using delayed laser pulses was first observed by Gaubatz *et al.* [6] in molecular systems, and Marte, Zoller, and Hall [7] proposed the use of this method for atomic beam splitters. Coherent transfer of $6\hbar k$ momentum using adiabatic following has recently been demonstrated by Lawall and Prentiss [8], and $8\hbar k$ was achieved in the work of Goldner *et al.* [9].

We report the coherent transfer of 140 photon momenta to cesium atoms with an efficiency of 95% per exchanged photon pair. We have also constructed the first atom interferometer based on adiabatic population transfer. In this work, we used a magnetic field insensitive transition, which is essential for precision interferometry [2,3]. The adiabatic transfer, done with two counterpropagating laser beams in a $\sigma^+-\sigma^+$ polarization configuration, was between the two cesium hyperfine ground states $6S_{1/2}$, $F=3$, $m_F=0$ and $6S_{1/2}$, $F=4$, $m_F=0$ via the excited state $6P_{1/2}$, $F'=3$ or 4 , $m_F=1$. Since both beams have the same helicity, atoms that are not transferred adiabatically will be predominantly optically pumped into $F=4$, $m_F=+4$ and $F=3$, $m_F=+3$ states. Thus, the fraction of atoms that are coherently transferred can be measured and the loss of interferometer contrast through nonadiabatic transfers is lessened. In the work of Goldner

et al. [9] using the cesium D_2 line, off-resonant excitation to other excited states limited the observed efficiency to $\sim 80\%$ per exchanged photon pair. The $6P_{1/2}$ state has a 5.8 times larger excited state hyperfine splitting (1.17 GHz) than the $6P_{3/2}$ state so that the off-resonant excitation using the D_1 line is significantly lower [10]. Also, by shaping the excitation pulses, we were able to improve the transfer efficiency.

Figure 1(a) shows a simplified level scheme for adiabatic transfer, where optical beams of frequencies ω_1 and ω_2 and wave vectors $\mathbf{k}_1$ and $\mathbf{k}_2$ connect two ground states $|1\rangle$ and $|3\rangle$ via an excited state $|2\rangle$. With detuning $\delta=0$, for any Rabi frequencies $\Omega_1 e^{i\phi_1}$ at ω_1 and $\Omega_2 e^{i\phi_2}$ at ω_2 , one of the new eigenstates in the interaction picture (where the atomic oscillation frequencies ω_{12}^A and ω_{23}^A are factored out of the Hamiltonian) is a coherent superposition of the ground states for which the amplitudes for absorption into the excited state cancel [11]. This noncoupled or "dark" state, with eigenvalue zero (i.e., no ac Stark shift), is given by

$$|\nu_D(t), \mathbf{p}\rangle = \cos\theta(t)e^{i\phi_1}|1, \mathbf{p}\rangle - \sin\theta(t)e^{i\phi_2}|3, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2\rangle, \quad (1)$$

where $\tan\theta(t) = \Omega_1(t)/\Omega_2(t)$. By slowly changing the light intensities with pulse shapes as shown in Fig. 1(b), population can be adiabatically transferred from $|1, \mathbf{p}\rangle$ to $|3, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2\rangle$ while remaining in the dark state. For counterpropagating laser beams, two photon-momenta

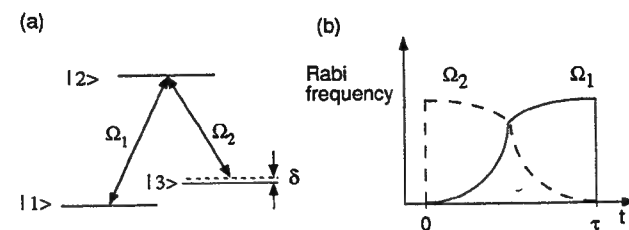


FIG. 1. (a) Level scheme and (b) pulse sequence for complete population transfer for adiabatic following based on delayed laser pulses. The condition for adiabatic following is $\Omega_{\text{max}}\tau \gg 1$.

are transferred to the atoms. When the directions of both laser beams are reversed after each transfer, multiple successive interactions give a large momentum transfer.

Adiabatic transfer has some experimental advantages. It is experimentally robust since it is not very sensitive to changes in parameters such as laser power. Also, we have shown that adiabatic transfer in a pure three level system performed with light on resonance does not introduce any ac Stark shift even when the transfer is not 100% adiabatic [12]. This fact may have applications in optical frequency standards since one of the major drawbacks of using a two-photon clock transition is the induced ac Stark shift.

The adiabatic transfer method can also be used to construct the necessary atom "beam splitters" for an interferometer as shown in Fig. 2. This interferometer has the four $\pi/2$ geometry first studied by Bordé [13]. A coherent superposition of two states of different momenta is created by turning the intensity of both beams to zero in the middle of a transfer pulse [7] as in pulse A of Fig. 2. If the light is turned off adiabatically with $\Omega_1 = \Omega_2$, the state immediately after pulse A contains $|1, \mathbf{p}\rangle$ and $|3, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2\rangle$ with equal amplitudes. In pulse B, both Ω_1 and Ω_2 are increased simultaneously. In general, the atom will be found in a superposition of the coupled and noncoupled ground states. As pulse B evolves, the part of the atom in the equal superposition dark state will be adiabatically transferred to the new dark state, $|1, \mathbf{p}\rangle$. Any part of the atom that projects onto the coupled state undergoes spontaneous emission and falls into a number of m_F states, most of which will not be detected. The dotted lines symbolize the loss of atoms out of the dark state. Pulse C takes the part of the atom in the dark state $|1, \mathbf{p}\rangle$ immediately before pulse C and creates another superposition dark state. Finally, pulse D is used to spatially recombine the atom and complete the interferometer.

The interference signal is calculated in a straightforward manner. Assume for the sake of simplicity that the dark state at the end of pulse A at time $t=0$ is $(1/\sqrt{2})\{|1, \mathbf{p}\rangle - |3, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2\rangle\}$. If the driving laser fields are in exact resonance with the dark state precession frequency, the entire atom will be transferred by pulse B into dark state $|1, \mathbf{p}\rangle$. In general, there is an initial spread in atomic momenta $f(p_z)$ along the direction parallel to $\mathbf{k}_1$ and $\mathbf{k}_2$, so the laser frequency will not be in exact resonance. The two-photon detuning for the first two

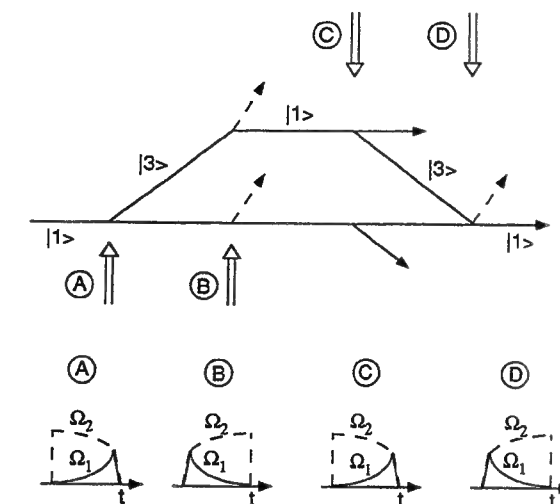


FIG. 2. Scheme and pulse sequence for an atomic interferometer using adiabatic following. The double arrows show the propagation axis of the light with frequency ω_1 (Rabi frequency Ω_1); light with frequency ω_2 (Rabi frequency Ω_2) is directed oppositely. The dashed lines show loss of atoms due to spontaneous emission.

pulses (for $\mathbf{k}_1 = k_1\mathbf{e}_z$, $\mathbf{k}_2 = -k_2\mathbf{e}_z$, $k \sim k_1 \sim k_2$) is $\delta = \Delta\omega - 2kp_z/m - \omega_r$, where $\Delta\omega \equiv \omega_1 - \omega_2 - \omega_{\text{HFS}} - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{g}t$, ω_{HFS} denotes the ground state splitting, $\omega_r = 2\hbar k^2/m$ is the recoil energy of the two-photon transition, and the final term in $\Delta\omega$ accounts for the Doppler shift due to gravity during a free fall of time t . At the time $t=T$ of pulse B, the portion of the state in phase with the dark state is the projection

$$\frac{1}{2} \langle 1, \mathbf{p} | - e^{+i\delta T} \langle 3, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2 | \cdot (|1, \mathbf{p}\rangle - |3, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2\rangle) = \frac{1}{2} (1 + e^{+i\delta T}). \quad (2)$$

After summing over all the momentum states, the portion of the atomic wave function after the second pulse is given by

$$|\Psi(t)\rangle = \int f(p_z) |\nu_D(t), p_z\rangle \frac{1 + e^{+i(\Delta\omega - 2kp_z/m - \omega_r)T}}{2} dp_z. \quad (3)$$

For pulses C and D, the directions of the two beams are reversed, giving a two-photon detuning of $\delta = \Delta\omega + 2kp_z - \omega_r$, and another factor as in Eq. (2) is introduced. After the final pulse, the part of the wave function in the dark state is

$$|\Psi(t)\rangle = \int f(p_z) |\nu_D(t), p_z\rangle \frac{[1 + e^{+i2(\Delta\omega - \omega_r)T} + 2e^{+i(\Delta\omega - \omega_r)T} \cos 2kp_z T/m]}{4} dp_z, \quad (4)$$

where the difference frequency is assumed to compensate for the gravitational shift so that $\Delta\omega$ is equal for all pulses. The second term in the brackets gives the fringes, while the last term averages to zero after integration over a broad velocity distribution. At the interference maxima the dark state is maximally populated, and at the interference minima the coupled state is predominately populated and spontaneously decays.

Our experimental setup shown in Fig. 3 is similar to our previously described atomic fountain apparatus [2,3,14]. A cesium atomic beam, slowed by a chirped laser beam, loaded a magneto-optic trap [15]. The light necessary for cooling and trapping was generated from a Ti:sapphire laser operating at the cesium D_2 transition $6S_{1/2}-6P_{3/2}$. In 0.4 s about 10^9 atoms were loaded, after which the trapping magnetic field was shut off and the atoms were further cooled to 4 μ K in polarization-gradient optical molasses [16]. The atoms were then launched in a vertical ballistic trajectory by acousto-optically shifting the molasses beams' frequencies to a moving molasses [17] traveling upwards at 2.3 m/s. The molasses beams were then blocked with a mechanical shutter. On their way up, the atoms were optically pumped into $F=4$, $m_F=0$ and entered a magnetically shielded region with a homogeneous 100 mG magnetic bias field oriented parallel to the Raman beams. While the atoms were in the shielded region, a series of adiabatic pulses of the Raman beams was applied. The pulse sequence was designed to leave the coherently transferred atoms in $F=3$, $m_F=0$. As the atoms dropped back down, a laser beam tuned to $6S_{1/2}$, $F=4-6P_{3/2}$, $F'=5$ pushed away residual $F=4$ population. The $F=3$, $m_F=0$ population was measured by first transferring the population to $F=4$, $m_F=0$ with a microwave π pulse. Then, after the atoms had fallen back into the probe beam region, light tuned to $6S_{1/2}$, $F=4-6P_{3/2}$, $F'=5$ was pulsed on and the subsequent fluorescence was measured.

The two Raman beams were generated from a second Ti:sapphire laser locked to the D_1 $F=4-F'=3$ or 4 transition at 894 nm. The second Raman frequency component at $F=3-F'$ was generated by directing part of the beam through a 9.2 GHz electro-optic modulator (EOM) and then through a cavity locked to the upper sideband. The cavity filtered out all optical frequencies by 35 dB except for the desired sideband. Two 40 MHz acousto-optic modulators (AOM's 1 and 2) were used

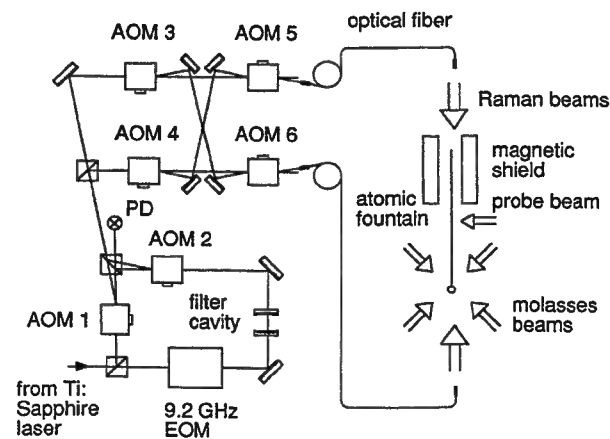


FIG. 3. Experimental setup used for an atomic interferometer based on delayed laser pulses. The optics used to generate the beams for the atomic fountain are not shown and we have omitted the slowing, clearing, and hyperfine pumping beams.

to generate the pulse shapes for adiabatic following, as shown in Figs. 1(b) and 2.

The undeflected fraction of both acousto-optic modulators were mixed on a fast photodiode and the beat frequency was phase locked to an rf source by controlling the electro-optic modulator drive frequency. This difference frequency was adjusted between each pulse to account for the gravitational acceleration of the atoms. In order to obtain large momentum transfers, the directions of the Raman beams were switched after each transfer with a set of four acousto-optic modulators. When AOM's 3 and 4 were on while AOM's 5 and 6 were off, $F=4$ light came from below and $F=3$ light from above. The directions were reversed when AOM's 5 and 6 were on while AOM's 3 and 4 were off. The beams were then coupled into single mode optical fibers and expanded to a 2 cm Gaussian diameter with 6 mW/beam.

For efficient transfer, the Doppler width of the atoms has to be significantly smaller than the frequency width of the resonance. If an atom is partially out of resonance with the laser fields, there is nonzero amplitude for excitation out of the dark state. For the first $F=4$, $m_F=0$ to $F=3$, $m_F=0$ transfer pulse, we used a low intensity, 800 μ s pulse to select a 17 kHz Doppler width velocity slice (FWHM) from the initial molasses velocity distribution of 90 kHz.

We studied the transfer efficiency by applying, after velocity selection, a variable number of complete population transfer pulses and noting the final $m_F=0$ population. We measured the momentum transfer (up to 70 pulses, corresponding to 140 photon momenta) from a change in the arrival time of the atoms in the probe region and from the Doppler shift of the two-photon resonance of the transfer pulses. The efficiency is sensitive to the purity of the Raman beam polarizations; if the two beams have different polarizations the dark state will not be a pure $m_F=0$ state. For Doppler-free transitions, same polarizations can be ensured with great precision because both beams can pass through the same optics, and we were able to obtain an efficiency of 98.6% per transfer pulse. Back reflections from the vacuum windows can also limit the transfer efficiency in the Doppler-sensitive case since the moving atoms would be exposed to light with incorrect Raman difference frequencies.

In the Doppler-sensitive mode, we obtained an efficiency of 95.7%, limited by $\sim 10^{-3}$ polarization imperfections of the quarter wave plates used to generate circularly polarized beams. Of the small fraction of atoms that spontaneously decay during the transfers, some fall back into the $m_F=0$ dark state. From the known branching ratios, we calculate that the observed efficiencies correspond to coherent transfer efficiencies of 98.4% and 95%, respectively. We calculated a maximum coherent transfer of 98.7%, limited by the excited state off-resonant absorption from the spectator $6P_{1/2}$ hyperfine level [12]. In order to achieve maximum transfer efficiency in the

Doppler-sensitive case, the polarization purity and back reflections must be controlled to roughly 1 part in 10^4 .

After obtaining efficient population transfer, we constructed an atomic interferometer using a velocity selection pulse followed by a pulse sequence as shown in Fig. 2 (typical pulse lengths $\tau=150 \mu$ s). Our experimental results are shown in Fig. 4 for a spacing $T=250 \mu$ s between both pairs of pulses. The fringes in the final $m_F=0$ population were recorded as the Raman difference frequency of the final two pulses was varied. The broad envelope in the fringes corresponds to the frequency width of a single pulse. The measured fringe contrast is 29% when using $6P_{1/2}$, $F'=3$ as the excited state (which is comparable to that observed in the $4\pi/2$ -pulse interferometer experiment based on detuned Raman pulses of Ref. [3] and 17% with the $F'=4$ excited state. The expected fringe contrast would be 50% if all atoms that are not transferred adiabatically, and thus spontaneously decay from $6P_{1/2}$, F' , $m_F=1$, would be optically pumped into an outer m_F state. Assuming that half of the atoms that decay into $F=3$, $m_F=0$ or $F=4$, $m_F=0$ fall into the dark state, the expected fringe contrasts are reduced to 33% ($F'=3$) and 23% ($F'=4$). We conjecture that the experimental fringe contrast is less than the theoretically predicted contrast because of imperfect polarization. We also have observed similar fringes for an interferometer with opposite recoil shift in which the atom is in the other internal state between the two pairs of pulses (see Ref. [12] for the pulse sequence).

We have observed good contrast interferometer fringes with a spacing between pulses of up to $T=1.3$ ms, corresponding to a total interferometer measurement time of ~ 3.5 ms. For longer spacings the contrast began to

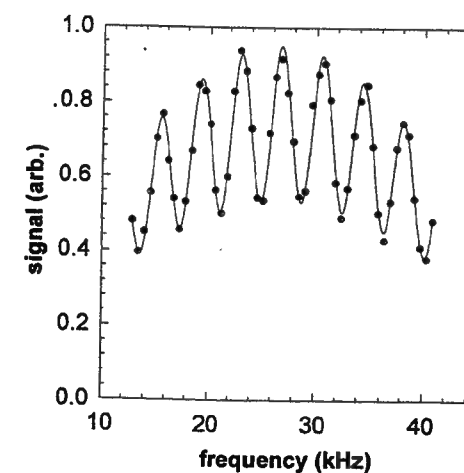


FIG. 4. Interference fringes for an atomic interferometer based on adiabatic following using pulse shapes as shown in Fig. 2. The time between pulses A and B and also C and D was $T=250 \mu$ s. Pulses B and C were also separated by 250 μ s. Each point corresponds to 4 launches at a rate of 0.9 launches/s. The solid line is a fit by a cosine function with a Gaussian envelope.

wash out because of the frequency jitter on the Raman beams induced by vibrations. By using a vibration isolation system with a feedback circuit, we hope to substantially increase the interferometer drift time [18].

We plan to use an adiabatic transfer interferometer in our next measurement of $\hbar/m_{\text{atom}}$ [3]. The adiabatic transfer method should allow us to insert more photon recoil momenta than our previous measurement and induce smaller ac Stark shifts. More significantly, we will have two different interferometer methods with different systematics for measuring $\hbar/m_{\text{atom}}$. This method can also be used in large area atom interferometers with extremely high sensitivity to inertial effects.

We acknowledge helpful discussions with Mark Kasevich and Peter Zoller. M.W. acknowledges support from the Deutsche Forschungsgemeinschaft. This work was supported in part by grants from AFOSR and NSF.

- [1] See, for example, Appl. Phys. B **54**, 321ff (1992).
- [2] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
- [3] D.S. Weiss, B.C. Young, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **70**, 2706 (1993); D.S. Weiss, B.C. Young, and S. Chu (to be published).
- [4] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism* (Oxford Univ. Press., London, 1961).
- [5] D. Grischowsky, Phys. Rev. Lett. **24**, 866 (1970).
- [6] U. Gaubatz, P. Rudecker, M. Becker, S. Schieman, M. Kütz, and K. Bergmann, Chem. Phys. Lett. **149**, 463 (1988).
- [7] P. Marte, P. Zoller, and J.L. Hall, Phys. Rev. A **44**, R4118 (1991).
- [8] J. Lawall and M. Prentiss, Phys. Rev. Lett. **72**, 993 (1994).
- [9] L.S. Goldner, C. Gerz, R.J.C. Spreew, S.L. Rolston, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P. Marte, and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **72**, 997 (1994).
- [10] P. Pillet, C. Valentin, R.-L. Yuan, and J. Yu, Phys. Rev. A **48**, 845 (1993).
- [11] E. Arimondo and G. Orriols, Lett. Nuovo Cimento **17**, 333 (1976).
- [12] M. Weitz, B.C. Young, and S. Chu, Phys. Rev. A **50**, 2438 (1994).
- [13] Ch.J. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989); F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and Ch.J. Bordé, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991).
- [14] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu, and R.G. DeVoe, Phys. Rev. Lett. **63**, 612 (1989).
- [15] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [16] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989); P.J. Ungar, D.S. Weiss, E. Riis, and S. Chu, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989).
- [17] D.S. Weiss, E. Riis, K.A. Moler, and S. Chu, in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions, and Molecules*, edited by I. Moi, S. Gozzini, C. Gabbanini, E. Arimondo, and F. Strumia (ETS Editrice, Pisa, 1991), p. 35.
- [18] A. Peters, J. Hensley, and S. Chu (to be published).

Anhang 4

Multiple Beam Atomic Interferometer

M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **77**, 2356 (1996).

Multiple Beam Atomic Interferometer

M. Weitz, T. Heupel, and T. W. Hänsch

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 85748 Garching, Germany

(Received 4 December 1995)

We have demonstrated a multiple beam atom interferometer. Atoms in a cesium atomic beam are optically pumped into a spatially separating nonabsorbing superposition state consisting of five partial beams in different Zeeman sublevels separated by a momentum of two photon recoils each. When the partial waves are spatially recombined, we observe an interference signal which shows the sharply peaked Airy pattern characteristic for multiple beam interference. [S0031-9007(96)01220-3]

PACS numbers: 03.75.Dg, 07.60.Ly, 32.80.Lg, 42.50.Vk

In recent years several groups have demonstrated two-beam interferometers with neutral atoms [1]. Atom interferometers have now been used to measure the acceleration due to gravity, rotations, and the photon recoil of an atom [1–3].

In this Letter we describe an atom interferometer with multiple paths. Whereas all previously realized atom interferometers have observed sinusoidal fringes resulting from two-beam interference, we measure a fringe pattern that resembles the sharply peaked Airy function known, e.g., from an optical Fabry-Pérot interferometer [4]. The sharper fringes translate to a higher resolution compared to that of the corresponding two-beam atom interferometer.

In our experiment, we use a cesium atomic beam and two counterpropagating optical beams in a $\sigma^+ - \sigma^-$ polarization configuration resonant with the cesium D1 line. In a first laser pulse, atoms are optically pumped into a nonabsorbing “dark” coherent superposition of five magnetic ground state Zeeman sublevels separated by a momentum of two photon recoils each (Fig. 1). For this coherent superposition of states, the absorption amplitudes into the excited levels initially precisely cancel. The wave packets are allowed to spatially separate for a time T , after which a second pulse is applied. Since the wave packets have spatially separated, the atom cannot be in a completely dark state for the light field by the time of the second pulse. The second pulse splits each of the wave packets into five further wave packets. Finally, a third pulse at time T after the second pulse recombines the trajectories to several families of interfering wave packets. To read out the interferometer, we detect the fluorescence emitted during the final pulse as a function of the phase of this pulse. With no additional phase, the atoms are already again in a dark state at this time and no fluorescence is emitted. When the phase is varied, fluorescence can be observed since the atoms are not dark any more for the light field. The fluorescence vanishes only when the phase difference between adjacent paths is close to an integer multiple of 2π . The dips in fluorescence observed when the phase is varied become increasingly sharp with a larger number of paths. We

demonstrate here that such an interferometer can be realized experimentally quite easily.

It has been proposed to use adiabatic passage through a dark superposition state for atomic beam splitters [5]. Momentum transfer with this technique was later demonstrated [6]. An atomic two-beam interferometer based on a dark state in a three-level system is described in Ref. [7], where the population and momentum was transferred between two ground state levels by adiabatic passage and the geometry of a $4\pi/2$ pulse interferometer [8] was used. Here we use a “dark state” analog of the simpler $\pi/2 - \pi - \pi/2$ pulse interferometer [2] with a pulse

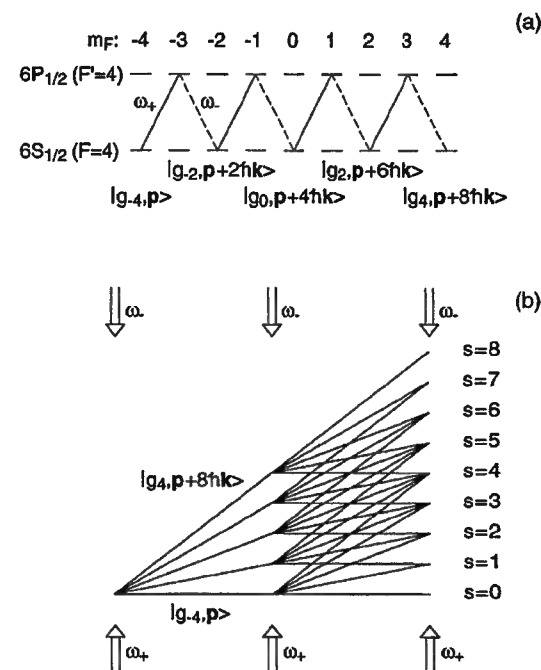


FIG. 1. (a) Level scheme for a velocity dependent dark state in a chain of four Λ transitions using the transition $6S_{1/2}(F=4)-6P_{1/2}(F'=4)$ of the cesium D1 line. (b) Scheme of an atomic multiple beam interferometer. The contributions of the different families of interfering wave packets (numbered $s = 0, \dots, 8$) to the total signal are shown in Fig. 2 (left).

scheme known from NMR spin echo experiments [9]. Our method, based on three successive optical pumping pulses, is applicable both to three-level and multilevel systems.

A multiple beam atom interferometer with N paths can be realized with a transition from a ground state of total angular momentum $F = N - 1$ to an excited state with a total angular momentum F' . For $F' = F$ one dark state exists, and the atom is pumped into a coherent superposition of N magnetic ground state sublevels, where each m_F sublevel is associated with a distinct momentum. It can be shown that at time t after a pumping pulse the dark state has evolved into the coherent superposition

$$|\varphi_D(t)\rangle = \sum_{n=0}^{N-1} w_n e^{-i\delta_n} |g_{2n-N+1}, \mathbf{p} + n\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)\rangle, \quad (1)$$

where $|g_{m_F}, \mathbf{p}\rangle$ denotes a ground state of magnetic quantum number m_F and momentum $\mathbf{p}$, and $\mathbf{k}_{\pm}$ are the wave vectors of the σ^+ and σ^- polarized waves. The weights w_n are determined by the Clebsch-Gordan coefficients and are such that $|\varphi_D(t=0)\rangle$ is a dark state for the light field. Here we assume that the electric field amplitudes for both polarizations are equal at all times. The Raman detunings δ_n are

$$\delta_n = n[\Delta\omega - (\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) \cdot \mathbf{p}/m] - n^2\omega_r, \quad (2)$$

where $\Delta\omega = \omega_+ - \omega_- - \omega_A$ with $\omega_{\pm} = c|\mathbf{k}_{\pm}|$; ω_A denotes the splitting between two adjacent even m_F levels, and $\omega_r = \hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)^2/2m$ the recoil energy of a single Raman transition in frequency units. Note that if $\mathbf{k}_+ \neq \mathbf{k}_-$ the dark state is never completely stationary for such a chain of Raman transitions, since the recoil term quadratic in n prevents the simultaneous tuning of all δ_n to zero for $N > 2$ [10]. We circumvent this leakage by keeping the lengths of the pumping pulses short, so that the frequency width of the dark state [11] is larger than the recoil energy of eight photons (≈ 120 kHz).

The expected interferometer signal is calculated as follows. We assume that the first pumping pulse ends at time $t = 0$ and leaves the atom in the coherent superposition given by Eq. (1) with all exponential equal to unity. At the time $t = T$ when the second pulse is applied, the atom is in general in a superposition of the dark state and the coupled states. The second pulse will remove most of the population that is not in the dark state. After a few fluorescent cycles these atoms will be pumped to the $F = 3$ ground state and not be detected any more. The part that remains in the dark state is given by the projection

$$\langle\varphi_D(T)|\varphi_D(0)\rangle = \sum_{n=0}^{N-1} w_n^2 e^{i\delta_n T}, \quad (3)$$

where we have neglected the fraction of atoms that are repumped into the dark state by the second pulse, resulting in a background to the fringe pattern.

Formula (3) already gives the interference signal for a Ramsey type experiment with only two laser pulses and

copropagating beams ($\mathbf{k}_+ = \mathbf{k}_-$). The detunings here are $\delta_n = n\Delta\omega$, which is linear in n . If all weights w_n were equal, one easily derives that the probability for the atom to be in the dark state after the second pulse would be proportional to $\sin^2(N\Delta\omega T/2)/\sin^2(\Delta\omega T/2)$. This expression is identical to the well-known diffraction pattern of a grating with N slits [4]. The unequal Clebsch-Gordan coefficients for an atom—corresponding to a grating with different transmissions of the individual “slits”—will now lower the principal maxima and increase the side maxima.

For counterpropagating laser beams (we assume $\mathbf{k}_+ = k\mathbf{e}_z$, $\mathbf{k}_- = -k\mathbf{e}_z$) the atomic wave packets will spatially separate after the first pulse. In a momentum basis picture, the initial momentum spread $f(v_z)$ associated with the finite size of the atomic wave packet will introduce different Doppler dephasings for the atoms [see Eq. (2)]. The second pulse now again projects the atom onto the dark state. Each of the spatially separated components can be decomposed into the dark state and several coupled states. The coupled state amplitudes are filtered by the second pulse, and what remains is the splitting of each initial path into five further paths. Interference can be observed with a third pulse, where several atomic wave packets spatially recombine. We now assume that the phase of the light with frequency ω_+ is varied by $\delta\theta$ for the third pulse. This is equivalent to a small variation of the Raman detuning between the second and third pulse. After summing all the momentum states and including a second factor, as in Eq. (3), for the second projection, we obtain the following wave function after the final pulse

$$|\Psi(t)\rangle = \int f(p_z) |\varphi_D(t), p_z\rangle \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} w_n^2 w_q^2 \times \exp\{i[(n+q)(\Delta\omega - 2kp_z/m)T + q\delta\theta - (n^2 - q^2)\omega_r T]\} dp_z. \quad (4)$$

In the expression for the probability $|\langle\Psi\rangle|^2$ of an atom to remain in the dark state after the final pulse, we can solve the integral for an atomic velocity distribution sufficiently broad ($2k\Delta v_z T \gg 2\pi$) and smooth. Using now $s = n + q$, the resulting expression can be written as

$$|\langle\Psi\rangle|^2 = \sum_{s=0}^{2N-2} |\langle\Psi_s\rangle|^2, \quad (5)$$

where

$$\langle\Psi_s\rangle = \sum_q w_{s-q}^2 w_q^2 \exp\{i[q\delta\theta + (sq - q^2)2\omega_r T]\}. \quad (6)$$

The sum over q runs from $\max(0, s - N + 1)$ to $\min(N - 1, s)$. The obtained signal is independent of $\Delta\omega$. This insensitivity to the frequency detuning is known for a spin echo experiment. The wave function $|\Psi_s\rangle$ describes the interference of a family with $N - (|s - N + 1|)$ beams that spatially recombine during the

final pulse, as shown in Fig. 1(b). For $\omega_r T \rightarrow 0$, when the recoil term in Eq. (6) can be neglected, all these families of interfering wave packets have their principal maxima at phases $\delta\theta$ of integer multiples of 2π . The contributions of the different families to the total signal in this limit are shown in Fig. 2 (left) for $N = 5$. The family with five paths and $s = 4$ has the sharpest principal maxima, and also gives the largest contribution to the total signal. We obtain Airy type fringes similar to the Doppler-free, two-pulse arrangement.

Figure 2 (right) shows some theoretical interference fringe patterns for different interaction times T . For larger times T , the recoil term significantly affects the relative intensities of the individual maxima and destroys the Airy type pattern. However, when the interaction time T is an integer multiple of π/ω_r ($\approx 66.8 \mu\text{s}$ here), Eq. (6) shows that the original fringe pattern is revived. These phenomena are usually not observed in a two-beam geometry and are an interesting feature of multiple beam interferometers. For practical applications in most cases it will be reasonable to set the interaction time T precisely to a revival time, which gives the maximum fringe contrast.

In our experiment an effusive cesium atomic beam is emitted by an oven through a $200 \mu\text{m}$ wide slit into a vacuum chamber with a pressure of 10^{-6} Torr. A $250 \mu\text{m}$ wide second slit located 25 cm away collimates the beam in a direction longitudinal to the optical beams, before the atoms enter the laser interaction region. Three orthogonal pairs of Helmholtz coils create a magnetic bias field of 300 mG along the optical beams and null transverse magnetic fields. A photomultiplier and a boxcar integrator record the fluorescence emitted during the pulses.

The two optical beams are generated by a Ti:sapphire laser whose frequency is locked to the $6S_{1/2}(F=4)$ - $6P_{1/2}(F'=4)$ transition near 894 nm. A first acousto-

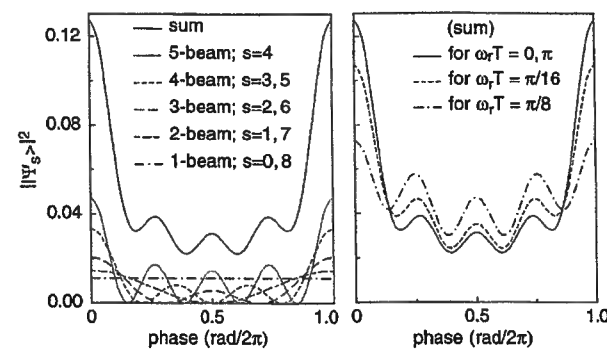


FIG. 2. Left: Calculated total interference signal (solid) of an atomic multiple beam interferometer and contributions to this signal from the different families of interfering wave packets for small interaction times T ($\omega_r T \rightarrow 0$); also for $\omega_r T = \pi, 2\pi, \dots$. The fraction of atoms $||\Psi_s||^2$ remaining in the dark state after the pulses is shown as a function of the phase of the third pulse. Right: Calculated total interference signals for different interaction times T .

optic modulator generates the pulse shapes for the optical beams. The light is then split up into two beams, each of which passes a further acousto-optic modulator which shifts their optical frequencies by slightly different amounts in order to maintain the two-photon resonance condition ($\Delta\omega = 0$) in the presence of the bias field. The phase of the drive frequency of one of these frequency shifters can be changed during the pulse sequence to allow the adjustment of the phase of one of the optical beams in the final pulse. The two pumping beams are spatially filtered and expanded to a diameter of 3 cm. The typical optimum power in each beam is 150 mW, corresponding to a Rabi frequency of ≈ 4 natural widths for the weakest transitions in the beam center. All the interferometer pulses are applied during the transit time of the atoms through the optical interaction region.

The repetition rate of a typical interferometer pulse sequence is 8 kHz. We alternate between a pulse sequence with the phase of the beam with frequency ω_+ shifted at the final pulse and a sequence with no extra phase shift. By recording the difference of the two obtained fluorescence signals with a lock-in amplifier, we can suppress the effect of stray light.

Typical Ramsey signals obtained with two resonant optical pulses (width $0.7 \mu\text{s}$) separated by a time $T = 5 \mu\text{s}$ are shown in Fig. 3. The pumping pulses here were provided with copropagating beams. The observed full width of the principal maxima is $0.21 \times 2\pi$, which is slightly broader than the theoretically expected value of $0.16 \times 2\pi$. We believe that this, as well as the slight asymmetry in the heights of the side maxima, is due to inhomogeneous stray magnetic fields. A possible application of this dark state Ramsey experiment is the use as a sensitive method for detection of magnetic fields. Magnetic coherences of unpolarized atoms have previously been observed in the contrast of a two-beam atom interferometer [12].

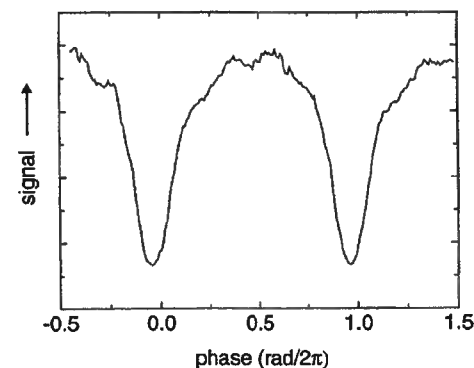


FIG. 3. Ramsey fringes observed with copropagating laser beams for a sequence of two pumping pulses. The graph gives the fluorescence lock-in signal (0.1 s integration time/point) detected during the second pulse as a function of the phase of the second laser pulse.

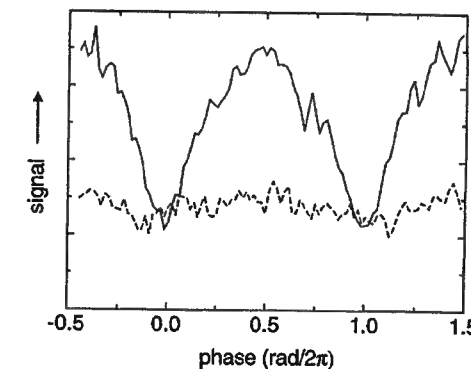


FIG. 4. Experimental interference signals (solid) of an atomic multiple beam interferometer with three pulses and counter-propagating beams, as shown in Fig. 1. The fluorescence lock-in signal (0.1 s integration time/point) detected during the third pulse is shown as a function of the phase of this pulse. For comparison, the dashed line shows the signal detected during the second pulse as a function of the phase of the second pulse. Since the interferometer paths here still are largely separated, almost no interference signal is observed.

Once the Ramsey signals were understood, we moved to an atomic interferometer sequence with three resonant pulses as shown in Fig. 1(b), now using counterpropagating optical beams. For the first pumping pulse we started with a $1.3 \mu\text{s}$ long period of low intensity to select a velocity slice Δv_z of $2k\Delta v_z/2\pi \approx 200$ kHz Doppler width from our initial Doppler distribution of 1.2 MHz (we give here the widths for a two-photon transition) [13]. The lower intensity gives a smaller velocity width of the dark state. Velocity selection is mandatory, because otherwise the frequency width of the optical pulses (≈ 600 kHz) is not significantly above the Doppler width of the atoms. The intensity is then increased to full value for $0.7 \mu\text{s}$. This pulse length is also used for the next two pulses. The selected atomic velocity width corresponds to an atomic wave packet size of roughly $\hbar/2m\Delta v_z \approx 17$ nm, whereas the spatial separation between two adjacent interferometer arms is $2\hbar kT/m = T(6.67 \text{ mm/s})$ after a drift time T .

Typical interferometer signals are shown in Fig. 4 (solid line) for a time $T = 5 \mu\text{s}$ between the pulses, where the phase of the third pulse was varied. The plot shows the fluorescence emitted during the third pulse which recombines the atomic partial waves. The experimental width of the dip is $0.32 \times 2\pi$, which is clearly broader than the expected value of $0.18 \times 2\pi$. We believe that the larger width of the Doppler-sensitive interferometer signal is mainly due to the large initial atomic velocity spread parallel to the laser beams. Nevertheless, the observed widths of the principal maxima are still considerably below the value $0.5 \times 2\pi$ observed in conventional two-beam interferometer experiments.

For future improvements of the experimental setup, the use of laser-cooled atoms in an atomic fountain should allow considerably longer interaction times between the pulses of up to $T = 200$ ms. The atom should be launched into a magnetic shield [7], which suppresses stray magnetic fields. The use of laser-cooled cesium atoms with a temperature of a few μK would allow one to omit the velocity preselection, when similar optical beam intensities as in the present setup are used.

One may also think of interferometers with a higher number of interfering paths using some isotopes of heavy atoms, or molecules with a high rotational quantum number and a very large number of m_F sublevels. Alternatively, multiple beam interferometers could be realized by recombining the diffraction pattern of an atom from an off-resonant focused standing wave [14]. Here, however, the occurring ac Stark shift will introduce systematic phase shifts.

We acknowledge help and discussions with A. Huber, H. Geiger, A. Weis, and A. Hemmerich.

- [1] See, for example, articles in Appl. Phys. B **54**, 321ff (1992).
- [2] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
- [3] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **70**, 2706 (1993).
- [4] See, for example, E. Hecht and A. Zajac, Optics (Addison-Wesley, Reading, MA, 1974).
- [5] P. Marte, P. Zoller, and J. L. Hall, Phys. Rev. A **44**, R4118 (1991).
- [6] J. Lawall and M. Prentiss, Phys. Rev. Lett. **72**, 993 (1994); L. C. Goldner et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 997 (1994).
- [7] M. Weitz, B. C. Young, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **73**, 2563 (1994).
- [8] C. J. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).
- [9] E. L. Hahn, Phys. Rev. **80**, 580 (1950).
- [10] C. J. Foot, H. Wu, E. Arimondo, and G. Morigi, J. Phys. II (France) **4**, 1913 (1994), and references therein.
- [11] C. Cohen-Tannoudji, in *Les Houches 1990, Session LIII*, edited by J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn-Justin (North-Holland, Amsterdam, 1992).
- [12] J. Schmiedmayer et al., J. Phys. II (France) **4**, 2029 (1994).
- [13] This selection mechanism is related to the work on velocity selective coherent population trapping in subrecoil laser cooling, where a closed atomic transition is used [11]. We apply pumping pulses tuned to an open atomic transition, so that atoms that are not in the velocity dependent dark state and coupled to the light will mostly be pumped into the $F = 3$ hyperfine state and not detected. This is essential at least for the later interferometer pulses to preserve coherence.
- [14] B. Ya. Dubetskii, A. P. Kazantsev, V. P. Chebotayev, and V. P. Yakovlev, JETP Lett. **39**, 649 (1984).

Anhang 5

Frequency Independent Laser Cooling Based on Interferometry

M. Weitz und T. W. Hänsch, in Laser Spectroscopy XII, M. Inguscio, M. Allegrini und A. Sasso (Hrsg.) (World Scientific, Singapore, 1996), S. 132.

FREQUENCY INDEPENDENT LASER COOLING BASED ON INTERFEROMETRY

M. WEITZ and T. W. HÄNSCH

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 85748 Garching, Germany

ABSTRACT

An atomic or molecular interferometer is proposed, where the probability for absorption of a photon depends on the particle velocity, but not on the absolute laser detuning from an optical transition. This scheme has prospects for the laser cooling of atoms and molecules.

We propose a matter wave interferometer, that may allow the measurement and control of atomic or molecular velocities with a series of femtosecond laser pulses. In recent years, we have witnessed a tremendous progress in the laser cooling of atoms.¹ The simplest cooling scheme for atoms is the Doppler cooling,² which occurs when an atom is irradiated by laser beams tuned a few linewidths below the frequency of a transition. The laser cooling of molecules is a much more difficult problem, mainly due to the variety of possible transitions caused by the vibrational and rotational structures superimposed on the electronic spectra.

During the search for a laser cooling scheme for molecules, we have discovered a - to our knowledge - previously unknown effect. It does not yet seem to be a solution for laser cooling of molecules, however the scheme may presently be used to cool several different species of atoms - or isotopes - with similar excitation wavelengths simultaneously. The scheme involves a series of four short femtosecond pulses, which excite transitions between an electronic ground state and an excited state, as shown in Fig. 1. After the pulse sequence the particle is left either in the ground state or in the excited state. When the excited state is populated, it relaxes into the electronic ground state after its spontaneous lifetime. As in the case of Doppler cooling, after the four pulses an average momentum of $\hbar k$ is transferred to the particle when the excited state is populated. The subsequently spontaneously emitted photon has a random direction. For the considered pulse sequence the probability for a photon momentum having been transferred after the final pulse depends on the initial particle velocity and the relative phases of the pulses, but not on the relative detuning of laser and atomic or molecular transition. Insensitivity to the relative detuning is also observed in photon echo experiments. In contrary to a photon echo experiment however our interferometer is Doppler sensitive.

We expect that fringes in the excitation rate can be observed when the interferometer phase is varied, provided that the two particle wavepackets at the output of the interferometer spatially overlap (corresponding to a small velocity spread of the wavepacket). The sensitivity of the interferometer phase to the particle velocity can intuitively be understood by considering the spatial phase dependence of an atomic or molecular plane wave propagating in the z -direction (collinear to the direction of the laser pulses) with velocity p_z/m : $\Psi \propto \exp(ip_z z/\hbar)$. For a separation $z = 8T\hbar k/m$ between both arms at the output of the interferometer, we expect an additional phase difference between both arms of the interferometer $\Delta\phi = 8Tk p_z/m$. The excitation rate after the last $\pi/2$ pulse

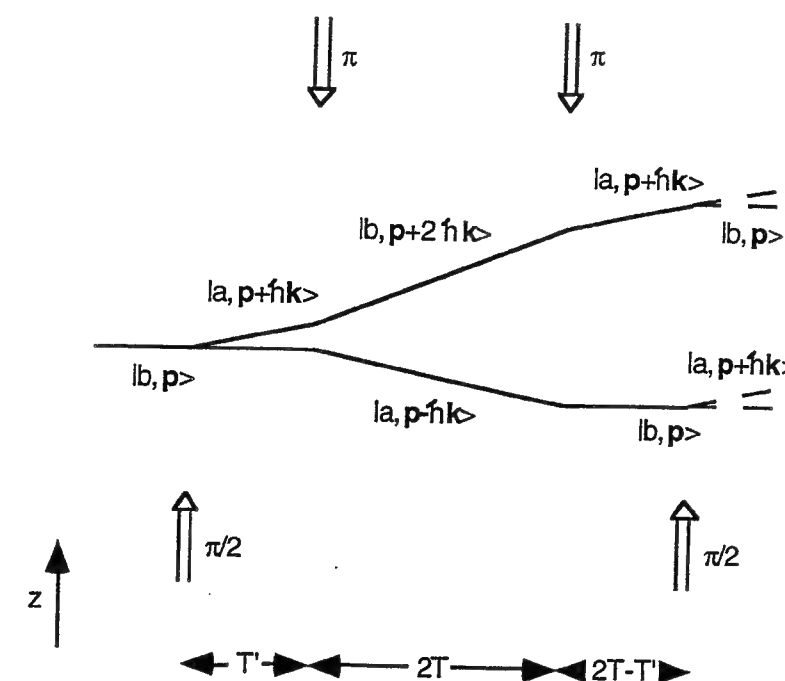


Fig. 1: Scheme of an atomic or molecular interferometer for laser cooling.

into $|a, p+\hbar k\rangle$ therefore varies sinusoidally with the initial atomic velocity p_z/m . A detailed calculation of the excitation rate gives the following expression:

$$a_{p+\hbar k} \propto \frac{1}{2} \left(1 + \exp \left(-i \left(\frac{p_z k}{m} + \delta \right) 8T + i(-\phi_1 + 2\phi_2 - 2\phi_3 + \phi_4) \right) \right) b_p(0),$$

where $b_p(0)$ denotes the amplitude of the initial particle velocity distribution in the ground state with momentum p and $\delta = \hbar k^2/2m$. A particular particle velocity class can be addressed by tuning the (relative) phases of the pulses $\phi_1, \dots, \phi_4$ correspondingly. The velocity resolution is determined by the time between the pulses, which requires a typical time between the pulses of several ns for a Doppler resolution in the 100 MHz range.

For laser cooling of molecules of course the complication occurs that perfect π -pulses cannot be generated for all transitions due to the different matrix elements, and also the population may be distributed among many levels, which may reduce the fringe contrast. An alternative approach would be to replace the middle two π -pulses by chirped laser pulses,³ where the laser frequency is swept adiabatically through the frequency of the atomic or molecular transitions to invert the system. A large sweep frequency bandwidth can be generated by sending a femtosecond pulse through a dispersive medium. The proposed scheme can have applications in the laser cooling of atoms, and may turn out to be a step towards the laser cooling and trapping of molecules.

References:

1. See, for example articles in J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2020 ff (1989).
2. T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, Opt. Commun. **13**, 68 (1975); D. Wineland and H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
3. D. Grischkowsky, Phys. Rev. Lett. **24**, 866 (1970).

Anhang 6

Collapse and Revival of the Fringe Pattern in a Multiple Beam Atom Interferometer

M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, Europhys. Lett. **37**, 517 (1997).

Collapse and revival of the fringe pattern in a multiple-beam atom interferometer

M. WEITZ, T. HEUPEL and T. W. HÄNSCH

Max-Planck-Institut für Quantenoptik - 85748 Garching, Germany

(received 11 November 1996; accepted in final form 30 January 1997)

PACS. 03.75Dg - Atom and neutron interferometry.

PACS. 42.50Vk - Mechanical effects of light on atoms, molecules, electrons, and ions.

PACS. 32.80Lg - Mechanical effects of light on atoms, molecules, and ions.

Abstract. - We report on the observation of collapse and revival of the fringe pattern in a multiple-beam atom interferometer, when the drift time between the beam splitting processes is varied. The atomic beam splitters are realized with laser pulses pumping the atoms into velocity selective dark states. For small drift times, the interference signal shows the sharply peaked Airy function-like pattern characteristic for multiple-beam interference. The fringe pattern collapses for larger drift times due to a recoil phase shift increasing quadratically with the transverse atomic momentum. When the total interaction time reaches an integer multiple of the inverse two-photon recoil energy in frequency units, the original fringe pattern is revived.

In recent years, we have witnessed a rapid progress in the field of interferometry with neutral atoms [1]. Atom interferometers are developing into very sensitive probes for acceleration and rotation, and can be used for measurement of the photon recoil energy of an atom. In a previous paper, we have reported on an atom interferometer with multiple paths [2]. Compared to conventional two-beam atom interferometers where sinusoidal fringes are observed, the interference signal here shows a more sharply peaked Airy function-like fringe pattern known, e.g., from optical Fabry-Perot interferometers.

We report here on the observation of collapse and revival of the fringe pattern in a multiple-beam atom interferometer, when the drift time of the atoms between the beam splitting processes is varied. While good contrast of the interference pattern is observed for small drift times, the contrast drastically decreases when the drift time approaches a critical time determined approximately by the inverse kinetic energy difference between a central and an extreme outermost interfering path in frequency units. A collapse of the fringe pattern does not occur for most common optical multiple-beam interference experiments (e.g., a Fabry-Perot resonator), where the phase difference between adjacent paths is constant for all paths. In the atom interferometer discussed here optical pulses act as atomic beamsplitters and transfer transverse momentum to the atom in units of two-photon recoils. Besides a usual linear phase term, an additional phase associated with the photon recoil energy quadratic in transverse atomic momentum appears, which can be understood intuitively by considering the kinetic-

energy differences between the paths. As the accumulated quadratic recoil phase between a central and the outermost paths of the interferometer approaches unity for larger drift times, the fringe pattern collapses.

At first sight, one therefore might be pessimistic about the possibility to perform precision measurements with such a multiple-beam atom interferometer, since a high sensitivity to inertial fields naturally requires large drift times. As was predicted previously [2], the original fringe pattern is however revived when the accumulated quadratic phase between all adjacent interferometer paths reaches an integer multiple of 2π .

Both collapse and revival of the fringe pattern are demonstrated here for the first time in a multiple-beam interferometer based on three laser pulses pumping the atom into multilevel dark states. In this way we prove the existence of this fundamentally interesting effect, which is not observed in most two-beam atom interferometer geometries, and we demonstrate the feasibility of multiple-beam atom interferometers with large drift times, as necessary for precision experiments.

Collapse and revival effects similar to those described have long been observed in classical optics starting with Talbot's discovery of self-imaging of periodic objects [3]. There, such phenomena are near field effects, and can be explained by solving the wave equation and including all terms up to quadratic order in the phase, which is known as the Fresnel approximation. More recently, Clauser and Li [4] have taken advantage of the Talbot effect in an atom interferometer based on three mechanical gratings. For revival times in their experimental implementation the signal arises predominantly from many two-beam atom interferometers of different initial momentum adding up incoherently to an enhanced total signal. Further, self-imaging of an atom diffraction grating has been observed [5]. The Talbot effect has found applications in the subrecoil laser cooling of atoms [6]. Very recently, multiple-beam interference of atoms has also been realized by recombining the diffraction pattern of an off-resonant standing wave [7]. In this approach somewhat complementary to ours, the interference is detected via the signal change when sweeping the drift time through the revival times.

The scheme of our experiment is as follows. Atoms from a cesium atomic beam are irradiated by a sequence of three optical interferometer pulses of two counterpropagating beams in a $\sigma^+-\sigma^-$ polarization configuration, as shown in fig. 1. Generally, a multiple-beam atom interferometer with N paths can be realized using an atom with a transition from a ground state of total angular momentum $F = N - 1$ to an excited state with total angular momentum $F' = F$. Here, the light is tuned to the $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{1/2}(F' = 4)$ transition of the cesium $D1$ line.

The first laser pulse projects each atom onto a nonabsorbing "dark" coherent superposition of the $N = 5$ even magnetic ground-state sublevels ($m_F = -4, -2, \dots, 4$), where each sublevel is associated with a distinct relative momentum. The remaining atoms are mostly pumped into the $F = 3$ hyperfine level, which is not detected any more. At a time t after the pulse, the dark state in $F = 4$ has evolved into

$$|\varphi_D(t)\rangle = \sum_{n=0}^{N-1} w_n e^{-it\delta_n} |g_{2n-N+1}, \mathbf{p} + n\hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)\rangle, \quad (1)$$

where $|g_{m_F}, \mathbf{p}_n\rangle$ denotes a ground state of magnetic quantum number m_F and momentum $\mathbf{p}_n$. Further, $\mathbf{k}_\pm$ are the wave vectors of the σ^+ and σ^- polarized waves. We assume equal field amplitudes for both laser fields at all times. The weights w_n are chosen such that $|\varphi_D(t)\rangle$ is dark at $t = 0$. The Raman-like two-photon detunings δ_n are

$$\delta_n = n \left(\omega_+ - \omega_- - \omega_A - \frac{(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) \cdot \mathbf{p}}{m} \right) - n^2 \omega_r, \quad (2)$$

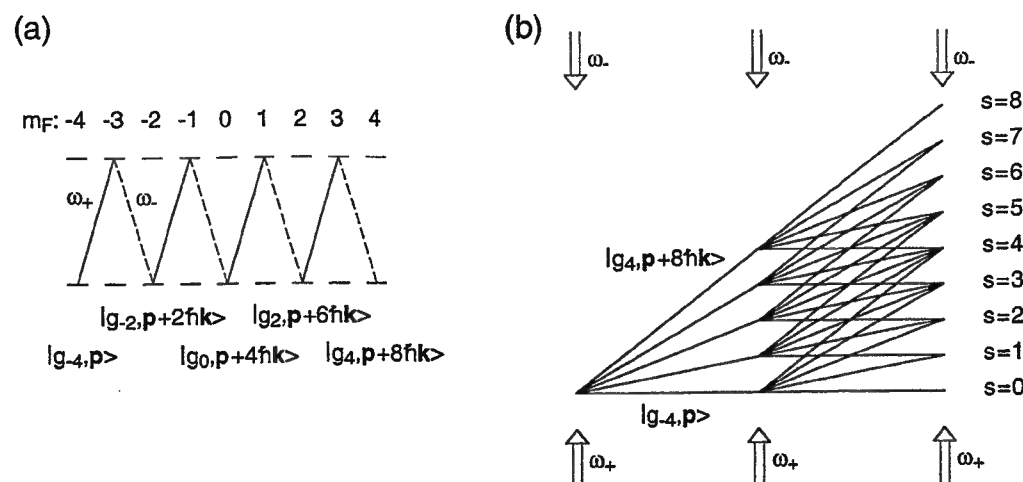


Fig. 1. - a) Level scheme and b) outline of an atomic multiple-beam interferometer. The different families of interfering wave packets are numbered as $s = 0, \dots, 8$.

where $\omega_{\pm} = c|\mathbf{k}_{\pm}|$, ω_A denotes the splitting between two adjacent even- m_F levels, and $\omega_r = \hbar(\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-)^2/2m$ the recoil energy of a two-photon transition in frequency units. For $N > 2$ the dark state is never fully stationary when $\mathbf{k}_+ \neq \mathbf{k}_-$, since the detunings δ_n cannot be tuned to zero simultaneously for $\omega_r > 0$. This leakage, however, is negligible for sufficiently short optical pulses. The recoil term quadratic in n also causes the collapse and revivals of the fringe pattern.

At the time of the second laser pulse the atomic wave packet has separated into five paths with well-defined relative momentum and m_F quantum number. The second pulse will again project each packet onto a dark state and optically pump the remaining atoms into the $F = 3$ level. By this projection the second pulse splits each of the five separate paths again into five. Finally at a time T after the second pulse when several atomic wave packets spatially recombine, a third optical pulse closes the atom interferometer. We then detect the number of atoms found in the dark state as a function of the phase of the final pulse. With no additional phase and for $\omega_r T = r\pi$ with r as an integer, the third pulse leaves the atoms in the dark state (in $F = 4$), since the atom is already dark for the light field. When, *e.g.*, the phase is varied less $F = 4$ ground-state population is detected, since the atom then couples to the light during the third pulse and is optically pumped into the $F = 3$ hyperfine ground state.

We now assume an initial transverse (along $\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-$) atomic-momentum spread Δp_z with $\Delta p_z |\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-|T/m \gg 1$, which intrinsically is present for a spatially sufficiently well-localized atomic wave packet to allow a clear spatial separation of the different wave packets within the interferometer. The calculation of the interferometer fringe pattern has been described previously [2], and gives the following probability for an atom to remain in the uncoupled state after the optical pulses as a function of the phase of the final pulse $\delta\theta$:

$$|\Psi\rangle^2 = \sum_{s=0}^{2N-2} |\Psi_s\rangle^2, \quad (3)$$

where

$$|\Psi_s\rangle = \sum_q w_{s-q^2} w_q^2 \exp[i(q\delta\theta + (sq - q^2)2\omega_r T)] |\varphi_{D,s}\rangle. \quad (4)$$

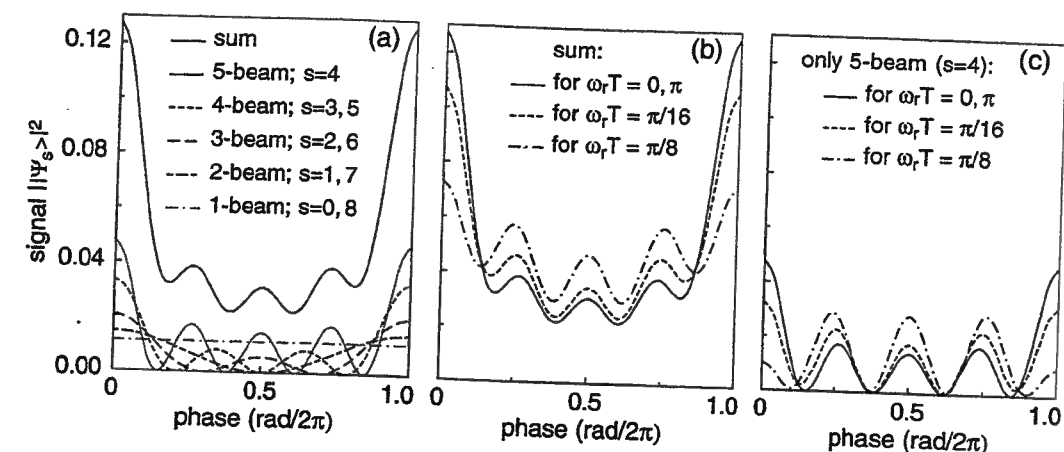


Fig. 2. - Calculated interference pattern (ratio of atoms found in a dark state after the optical pumping pulses and those initially in the dark state) of the atomic multiple-beam interferometer as a function of the phase of the third optical pulse. a) Interference signal for drift times $T = r\pi/\omega_r$, where r is an integer. Both the contributions of the different families of interfering wave packets ($s = 0, \dots, 8$) and the total (sum) signal is shown. b) Calculated total signal and c) signal for only the family with five interfering wave packets for different drift times T .

Each wave function $|\Psi_s\rangle$ corresponds to a family of interfering wave packets which spatially recombine at the time of the third interferometer pulse, as shown in fig. 1 b). The $|\varphi_{D,s}\rangle$ denote the corresponding dark states at this time. The index q numbers the interfering paths in each family, and runs from $\max(0, s - N + 1)$ to $\min(N - 1, s)$.

The interference signals of the different families add incoherently to the total signal. The sum and the contributions are shown in fig. 2 a) for drift times close to revival times ($\omega_r T = r\pi$), when the recoil term in eq. (4) can be neglected. The family with $s = 4$ and five interfering beams gives the sharpest principal maxima, and also contributes most to the total signal. Figure 2 b) shows the calculated total interference signal for different drift times. Far from revival times a clear decrease of the fringe contrast is observed. As an example for the signal of only the family with five beams ($s = 4$) for different drift times, fig. 2 c) shows the signal of only the family with five beams ($s = 4$) for different drift times. Similar to the total signal, collapse and revival of the fringe pattern is predicted.

To explore the possibility of inertial measurements with this atom interferometer, assume

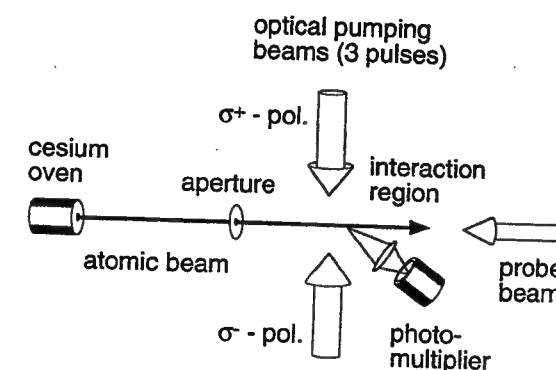


Fig. 3. - Scheme of the experimental setup for a multiple-beam atomic interferometer.

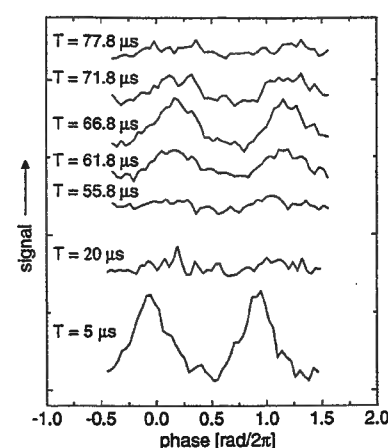


Fig. 4. – Typical signals of the multiple-beam atomic interferometer shown in fig. 1 as a function of the phase of the third optical pulse. For drift times T between successive pulses above a few μs the fringe pattern collapses due to a recoil phase shift increasing quadratically with the path number. When T reaches the first revival time at $\pi/\omega_r \cong 66.8 \mu\text{s}$, a revival of the fringe pattern is observed. The fringe pattern again collapses for even larger times T . Note that the data set with T above $50 \mu\text{s}$ had to be taken with a higher photomultiplier supply voltage.

now that the atom is subject to an acceleration $\mathbf{g}$, or the interferometer is rotated with an angular velocity Ω . The obtained interferometer signal can be derived by considering the variation of the laser difference frequency in the frame of an atom with initial velocity $\mathbf{v}$ [8]. The term $\omega_+ - \omega_-$ in eq. (2) is replaced by $\omega_+ - \omega_- - (\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) \cdot \mathbf{g}t - (\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) \cdot \Omega \times \mathbf{v}t$. The corresponding interferometer signal can be obtained by replacing the phase $\delta\theta$ with $\delta\theta - (\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) \cdot \mathbf{g}T^2 - (\mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-) \cdot \Omega \times \mathbf{v}T^2$ in eq. (4). The interference signal is shifted uniformly, and the degree of rotation or acceleration can be determined.

Our experimental setup shown in fig. 3 is similar to that used in our previous work [2]. It has been improved to allow sufficiently long drift times for an observation of collapse and revival mainly by Doppler selection of slower atoms from the thermal atomic beam.

The beam of cesium atoms effuses from an oven in a vacuum chamber. The atoms enter an optical interaction region that is magnetically shielded by a Mu-metal tubing with a homogeneous 9 mG magnetic bias field oriented along the optical-pumping beams. A series of three optical-pumping pulses is irradiating the atoms. The pulses are generated from a Ti:sapphire laser operating near 894 nm. After passing a first acousto-optical modulator used as a fast optical switch, the light is split to provide the two counterpropagating optical-pumping beams. Both beams then pass a further acousto-optical modulator, are spatially filtered and expanded to Gaussian beam diameters of 43 mm before entering the atomic-beam apparatus.

The population left in the dark state after the optical pumping pulses is measured by applying a further laser pulse tuned to the $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ cycling transition and detecting the resulting fluorescence. This probe beam is generated by a diode laser, and propagating in opposite direction to the atomic beam to allow Doppler selection of only a part of the thermal atomic velocity distribution. While the most probable atomic velocity is 290 m/s, the detection laser is tuned to address atoms moving at 140 m/s. Use of this detection method allows a significant increase of the interferometer drift time, since Doppler selection also efficiently suppresses signal contributions from those atoms moving far above the most probable atomic velocity.

In a typical pulse sequence we start with a $1.2 \mu\text{s}$ long period of lower light intensity for the optical-pumping beams to select a velocity slice of about 200 kHz Doppler width in a direction along the optical pumping beams from the initial transverse beam velocity distribution of

1.2 MHz Doppler width (these values refer to the width for a Raman-like two-photon transition). The beam power is then increased to full value (about 40 mW/cm^2 in the beam center) for $0.8 \mu\text{s}$. The typical length of the second and third interferometer pulse is $1.2 \mu\text{s}$. Subsequently, the population in the dark state is measured. The phase of the third optical-pumping pulse can be changed by varying the phase of the rf drive frequency of the acousto-optical modulator in one beam (e.g., that with frequency ω_+). The typical repetition rate of the pulse sequence is 3.5 kHz. We alternate between a sequence with the phase of the light of frequency ω_+ shifted in the final pulse and one with no additional phase. The difference in the population left in the dark state after the interferometer pulses is determined with a lock-in amplifier.

Typical experimental interferometer signals are shown in fig. 4 for different drift times T between the pulses. For drift times T above a few μs the fringe pattern collapses. When the drift time however approaches the first revival time at $T = \pi/\omega_r$ (equals $66.8 \mu\text{s}$), fringes again become clearly visible and reach maximum contrast at the revival time. For somewhat larger drift times we again observe a collapse of the fringe pattern. Note that while the signal of atoms in the dark state as monitored here increases in the interference maxima, the fluorescence signal scattered during the final pulse, as detected in our previous work [2], decreases in interference maxima.

The observed width of the principal maxima typically is $0.32 \cdot 2\pi$ for small drift times ($T = 5 \mu\text{s}$). This width increases for larger drift times to $0.36 \cdot 2\pi$ at the first revival time. Both values are clearly above the theoretical width of $0.18 \cdot 2\pi$, but still considerably below the value $0.5 \cdot 2\pi$ observed in a two-beam atom interferometer.

To determine the cause of the fringe broadening, we have studied Doppler-free multilevel Ramsey interference fringes [2]. The typical observed fringe width for this setup with magnetic shielding was $0.20 \cdot 2\pi$ at a drift time of $130 \mu\text{s}$, which is reasonably close to the theoretical value of $0.16 \cdot 2\pi$. We therefore do not ascribe much broadening of the interferometer signal to inhomogeneous stray magnetic fields. We attribute the experimental broadening to be mainly due to both the large initial atomic velocity spread parallel to the laser beams and to imperfect optical wave fronts.

To conclude, we report on the observation of collapse and revivals of the interference fringes in a multiple-beam atom interferometer. For future experiments, use of laser-cooled cesium atoms in an atomic fountain will allow both longer interferometer drift times up to $T = 200 \text{ ms}$ and narrower fringe widths. Precision measurements of, e.g., gravitation and rotation should be possible with an increased sensitivity.

REFERENCES

- [1] See, for example, BERMAN P. (Editor), *Atom Interferometry* (Academic Press) in press.
- [2] WEITZ M., HEUPEL T. and HÄNSCH T. W., *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1996) 2356; WEITZ M., HEUPEL T. and HÄNSCH T. W., *Verhandl. DPG (VI)*, **31** (1996) 258.
- [3] PATORSKI K., *Progress in Optics XXVII*, edited by E. WOLF (North-Holland, Amsterdam) 1989.
- [4] CLAUSER J. F. and LI S., *Phys. Rev. A*, **49** (1994) R2213.
- [5] CHAPMAN M. S. *et al.*, *Phys. Rev. A*, **51** (1995) R51.
- [6] SANDER F., DEVOLDER T., ESSLINGER T. and HÄNSCH T. W., submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- [7] CAHN S. B., KUMARAKRISHNAN A., SHIM U. and SLEATOR T., to be published.
- [8] KASEVICH M. and CHU S., *Appl. Phys. B*, **54** (1992) 321.

Anhang 7

Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain

T. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz und
T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **79**, 2646 (1997).

Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain

Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli,* M. Weitz, and T. W. Hänsch
Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Strasse 1, 85748 Garching, Germany
(Received 21 May 1997)

We have measured the absolute frequency of the hydrogen 1S-2S two-photon resonance with an accuracy of 3.4 parts in 10^{13} by comparing it with the 28th harmonic of a methane-stabilized 3.39 μm He-Ne laser. A frequency mismatch of 2.1 THz at the 7th harmonic is bridged with a phase-locked chain of five optical frequency interval dividers. From the measured frequency $f_{1S-2S} = 2466\,061\,413\,187.34(84)$ kHz and published data of other authors we derive precise new values of the Rydberg constant, $R_\infty = 10973\,731.568\,639(91)$ m^{-1} and of the Lamb shift of the 1S ground state, $L_{1S} = 8172.876(29)$ MHz. These are now the most accurate values available. [S0031-9007(97)04182-3]

PACS numbers: 31.30.Jv, 06.20.Jr, 21.10.Ft

For almost three decades, the 1S-2S two-photon transition in atomic hydrogen with its natural linewidth of only 1.3 Hz has inspired advances in high resolution laser spectroscopy and optical frequency metrology [1]. This resonance has become a *de facto* optical frequency standard. More importantly, it is providing a cornerstone for the determination of fundamental physical constants and for stringent tests of quantum electrodynamics theory. In the future, it may unveil conceivable slow changes of fundamental constants or even differences between matter and antimatter.

Here, we report on a new precise measurement of the absolute frequency of the 1S-2S interval which exceeds the accuracy of the best previous measurement [2] by almost 2 orders of magnitude. The 1S-2S resonance is observed by longitudinal Doppler-free two-photon spectroscopy of a cold atomic beam. The resonance frequency is compared with the frequency of a cesium atomic clock with the help of a phase-coherent laser frequency chain, using a transportable CH_4 -stabilized He-Ne laser at 3.39 μm as an intermediate reference. In this way, we have determined a 1S-2S interval of $f_{1S-2S} = 2466\,061\,413\,187.34(84)$ kHz with an uncertainty of 3.4 parts in 10^{13} , limited by the reproducibility of the He-Ne reference laser. This represents now the most accurate measurement of any optical frequency in the ultraviolet and visible region. Together with the results of other authors, in particular, the recent precision measurements of the $2S_{1/2}-8D_{5/2}$ transition frequency in hydrogen by the group of Biraben [3], we derive new and more precise values for both the Rydberg constant and the 1S Lamb shift. This Lamb shift provides now the best test of quantum electrodynamics for an atom.

As in our earlier experiment [2] we are taking advantage of the near coincidence between the 1S-2S interval and the 28th harmonic of the frequency of a CH_4 -stabilized 3.39 μm He-Ne laser. However, a frequency mismatch of 2.1 THz near the 7th harmonic is no

longer bridged interferometrically but is now measured with the help of a phase-locked chain of five frequency interval dividers. We are thus demonstrating the viability of a new approach to measuring the frequency of light. The cascaded bisection of optical frequency intervals has long been proposed [1], but only single divider stages have been demonstrated before [4].

As illustrated in Fig. 1, such a divider stage receives two input laser frequencies f_1 and f_2 , and it forces a third laser to oscillate at the precise midpoint $f_3 = (f_1 + f_2)/2$, by electronically phase locking the second harmonic $2f_3$ to the sum frequency $f_1 + f_2$ via a low-frequency beat signal. In this way the original frequency gap is divided by two. With a chain of n cascaded divider stages, a given frequency interval can be divided

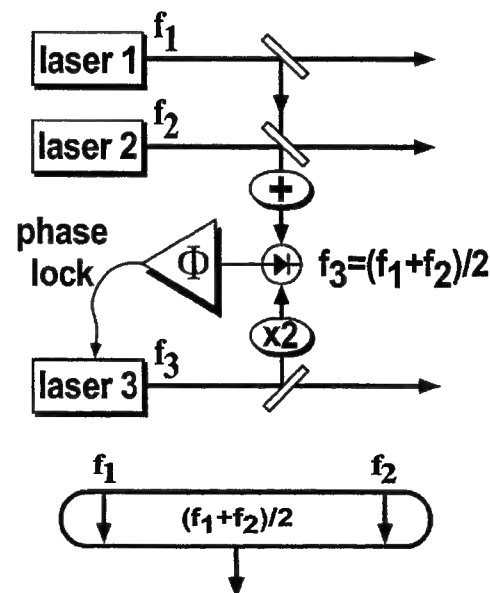


FIG. 1. Principle of an optical frequency interval divider and symbol as used in Fig. 2.

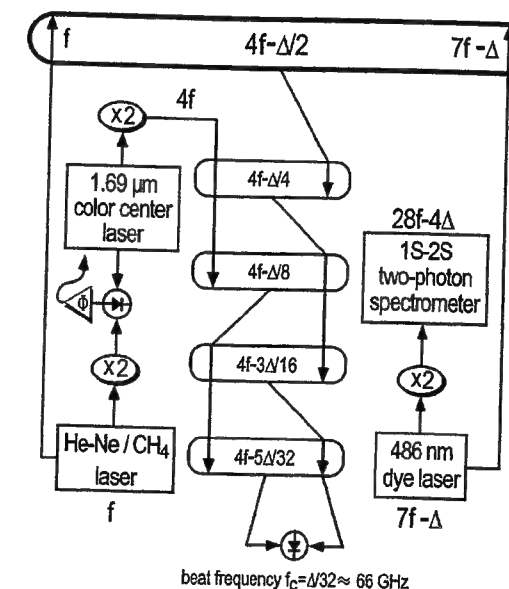


FIG. 2. Experimental setup for the comparison of the 1S-2S two-photon resonance at 243 nm with a 3.39 μm methane-stabilized He-Ne laser. The large-gap divider on top finds the midpoint between f and $7f - \Delta$: $4f - \Delta/2$. The difference to $4f$ is then further reduced using the cascaded divider stages.

by 2^n . In order to avoid $1/f$ noise it is advantageous to lock the beat signal not to zero but to some offset radio frequency f_{LO} of a local oscillator, so that $f_3 = (f_1 + f_2)/2 - f_{LO}/2$ is no longer at the exact midpoint, but still precisely known. This kind of heterodyning allows us to monitor the performance of the phase-locked loops by simply counting the beat frequency, confirming that the uncertainty introduced by cycle slipping is absolutely negligible at the present level of precision.

An overview of our experiment is shown in Fig. 2. The reference frequency f is provided by a transportable CH_4 -stabilized He-Ne laser that has been built by the group of Bagayev at the Institute of Laser Physics in Novosibirsk, Russia [5]. Since our earlier experiment [2] this laser has been somewhat improved, and its output frequency is now reproducible within 2.6×10^{-13} , as confirmed by several calibrations at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig before and during the 1S-2S measurement. The comparisons with the German atomic cesium time standard with the help of a harmonic frequency chain at the PTB [6] give a frequency $f = 88\,376\,182\,599\,937(23)$ Hz.

The frequency of the He-Ne laser is doubled in an angle-tuned AgGaSe_2 crystal, and a NaCl:OH^- color center laser is electronically phase locked to the second harmonic $2f$. It acts as a transfer oscillator and provides sufficient power for further frequency doubling in a LiIO_3 crystal so that we produce the 4th harmonic $4f$ of the He-Ne standard.

This wavelength region near 848 nm is convenient for implementing an optical frequency interval divider chain

with readily available grating-tuned diode lasers. In order to measure the frequency $7f - \Delta$ of the dye laser used in the hydrogen spectrometer we employ a first large-gap divider stage to bisect the interval between the dye laser frequency and the He-Ne reference, producing a frequency $4f - \Delta/2$. We then compare this frequency with the 4th harmonic of the standard using 4 additional cascaded divider stages to reduce the frequency gap $\Delta/2$ by a factor of 16. The final beat frequency of $f_c \approx 66$ GHz is accessible to a commercial fast photodiode, followed by a harmonic mixer and a synthesizer for down conversion and a radio frequency counter. Since our diode lasers have a relatively broad linewidth we use a digital phase locking scheme [7] that keeps track of the accumulated optical phase, making the divider chain rather immune to external perturbations so that it can remain locked for hours. As long as the rms phase fluctuations stay below 1 cycle, a measuring time of 1 s is sufficient to transport an optical frequency accuracy of better than one part in 10^{14} .

In the phase-locked condition our frequency chain relates the frequency of the observed 1S-2S hyperfine component f_{1S-2S}^F to the measured microwave frequency f_c through

$$f_{1S-2S}^F = 28f - f_{LO} - 128f_c. \quad (1)$$

The local oscillator frequencies used in the frequency chain are summed up in $f_{LO} = 3$ GHz. In all the measurements, the local oscillators and the rf counter have been referenced to a local cesium clock.

The hydrogen spectrometer has been described before in detail [8]. The hydrogen $1S(F=1, m_F=\pm 1) \rightarrow 2S(F'=1, m_{F'}=\pm 1)$ transition is driven in a cold atomic beam by longitudinal Doppler-free two-photon excitation with light at 243 nm that is generated by doubling the frequency of an ultrastable dye laser at 486 nm in a crystal of beta barium borate, as indicated on the right side of Fig. 2. The uv radiation is resonantly enhanced in a linear cavity inside the vacuum chamber of the atomic beam apparatus. Hydrogen atoms from a gas discharge escape from a nozzle cooled with a liquid helium flow-through cryostat. Cold atoms traveling along the laser field are excited to the metastable 2S state. An electric quenching field a distance $l \approx 10$ cm downstream from the nozzle forces the emission of 121 nm Lyman- α photons which are detected with a solar blind photomultiplier.

In order to reduce transit time broadening and second order Doppler shifts we select the slowest atoms by turning the laser light periodically off with a chopper and counting signal photons only if they arrive after a time delay τ that was chosen between 0.5 and 1.5 ms. An upper limit for the second order Doppler shift is given by $\Delta\nu_{\text{max}} = -1/2(l/\tau c)^2 f_{1S-2S}^F$. We have taken into account only those measurements for which $\Delta\nu_{\text{max}} \leq 350$ Hz. A realistic model for the line shape [9] predicts that the actual

shift of the line center is approximately 4 times smaller than $\Delta\nu_{\max}$, since the slowest atoms which spend the longest time in the light field contribute a disproportionately large part to the signal. Other uncertainties of the hydrogen spectrometer such as dc and ac Stark shifts are estimated to contribute less than 325 Hz [8].

Figure 3 shows an example of a $1S$ - $2S$ excitation spectrum, recorded with a delay time $\tau = 1.5$ ms. We determine the line center by fitting a Lorentzian to the experimental data. Simulations [9] confirm that this procedure is easily sufficient at the present level of accuracy, even though the expected line shape is not exactly Lorentzian. Evaluating the line centers of 41 spectra with $\Delta\nu_{\max} \leq 350$ Hz we obtain a mean value of the measured microwave frequency $f_c = 66\,164\,143\,149.4(2.0)$ Hz. We determine the optical frequency $f_{1S-2S}^{F=1}$ according to the prescription (1) and add a correction for the well-known hyperfine splitting of the $1S$ and $2S$ [10] levels, $f_{\text{hf}} = 310\,712\,223(13)$ Hz, to find the frequency of the hyperfine centroid,

$$f_{1S-2S} = 2\,466\,061\,413\,187.34(84) \text{ kHz}.$$

The uncertainty of 3.4 parts in 10^{13} is dominated by the CH_4 -stabilized He-Ne laser reference. The $1S$ - $2S$ resonance line shape in our experiment is now well enough understood [9] that we could determine the line center to within 1.5 parts in 10^{14} if a sufficiently accurate optical frequency standard were available.

An important complement to our $1S$ - $2S$ frequency measurement is the recent precise measurement of the hydrogen $2S_{1/2}$ - $8D_{5/2}$ frequency $f_{2S-8D} = 770\,649\,561\,585.0(4.9)$ kHz with an uncertainty of 6 parts in 10^{12} by the group of Biraben [3]. The Rydberg constant R_∞ and the ground state Lamb shift L_{1S} can be determined from these two measurements by solving the set of linear equations,

$$f_{1S-2S} = R_\infty[e(2S) - e(1S)] + L_{2S} - L_{1S}, \quad (2)$$

$$f_{2S-8D} = R_\infty[e(8D) - e(2S)] + L_{8D} - L_{2S}. \quad (3)$$

Here, the term $R_\infty e(nS/D)$ gives the Dirac energy (in Hz) of the corresponding state including the recoil corrections due to the finite nuclear mass that are not considered to be part of the Lamb shift [11]. They are calculated with the most recent value of the fine structure constant $\alpha^{-1} = 137.035\,999\,44(57)$ [12] and the electron-proton mass ratio $1836.152\,666\,5(40)$ [13]. For the small $8D_{5/2}$ Lamb shift we can use the theoretical value $L_{8D_{5/2}} = 71.4(2)$ kHz. In the past, before optical frequency measurements had reached the present level of accuracy, it would have been best to use a value of the $2S$ Lamb shift as derived from radio frequency measurements of the hydrogen $2S$ - $2P$ splitting. Using the weighted average of Refs. [14,15], where the result of [15] is recalculated according to [16] using a new value for the fine structure splitting, and with the

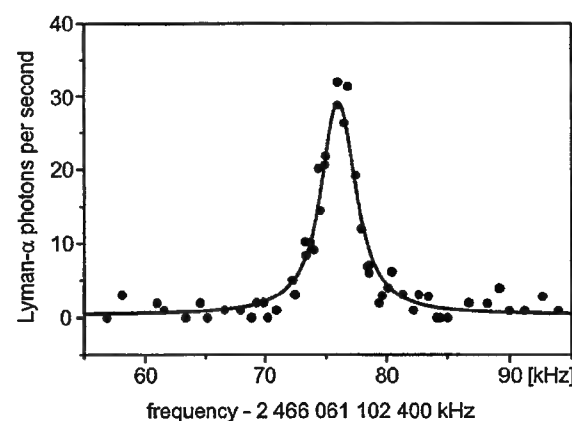


FIG. 3. Hydrogen $1S(F=1) \rightarrow 2S(F'=1)$ resonance as measured with the optical interval divider chain. There is an uncertainty in the absolute frequency scale of 640 Hz.

theoretical values for the small Lamb shifts $L_{2P_{1/2}}$ and $L_{2P_{3/2}}$, we arrive at $L_{2S} = 1045.0079(72)$ MHz. In the future, when optical frequency measurements reach even higher accuracy, it will be better to replace L_{2S} in both equations by $(L_{1S} - L')/8$, where $L' = L_{1S} - 8L_{2S} = -187.232(5)$ MHz can be calculated much more accurately than the Lamb shifts of the individual levels [17]. At present, both approaches give results with comparable accuracies, and smaller uncertainties are obtained if we take the arithmetic averages of L_{1S} and R_∞ as derived by these two methods, as shown in Table I for L_{1S} . Note that both approaches involve some small theoretical uncertainties (in $L_{8D_{5/2}}$, $L_{2P_{1/2}}$, and especially in L') due to uncalculated higher order QED terms.

In this way we find a hydrogen $1S$ ground state Lamb shift

$$L_{1S} = 8172.876(29) \text{ MHz (hydrogen)}.$$

This result is in agreement with earlier determinations of the $1S$ Lamb shift [18–20]. However, it is in only moderate agreement with the theoretical value $L_{1S,\text{theo}} = 8172.797(40)$ MHz using a rms proton charge radius $r_p = 0.862(12)$ fm [21] and a new value of the electron-proton mass ratio [13]. The use of other proton charge radii, as stated in the literature [22,23], further reduces this moderate agreement. Alternatively our experiment can be interpreted as a measurement of the proton rms charge radius, yielding $r_p = 0.890(14)$ fm, provided that the theoretical calculations are correct. Independent more accurate measurements of the proton charge radius, for instance, via the $2S$ Lamb shift of muonic hydrogen, would permit stringent new tests of bound state QED.

We can use an earlier measurement of the hydrogen-deuterium isotope shift of the $1S$ - $2S$ transition $[670\,994\,337(22) \text{ kHz}]$ [24] to derive the absolute frequency of the $1S$ - $2S$ interval in deuterium. Inserting this value and the absolute frequency of the deuterium $2S$ - $8D$ splitting $f_{2S-8D_{5/2}} = 770\,859\,252\,851.5(4.4) \text{ kHz}$

TABLE I. Results of L_{1S} and dominating contributions to the total uncertainties (in kHz).

Source of uncertainty	Using rf L_{2S} measurements	Using theoretical $L' = L_{1S} - 8L_{2S}$	Mean
L_{2S}	30.2	...	15.1
f_{2S-8D}	15.7	33.0	24.4
f_{1S-2S}	0.8	1.8	1.3
$L_{8D_{5/2}}$	0.6	1.4	1.0
L'	...	5.5	2.8
Results (L_{1S})	8 172 860(34)	8 172 892(34)	8 172 876(29)

[3] into the set of Eqs. (2) and (3) we obtain a deuterium ground state Lamb shift

$$L_{1S} = 8184.011(55) \text{ MHz (deuterium)}.$$

Here, we have replaced L_{2S} in both equations by $(L_{1S} - L')/8$, with $L' = -187.225(5)$ MHz [17], since we do not know of any sufficiently precise measurements of the $2S$ - $2P$ splitting in deuterium.

Finally, the outlined method yields a Rydberg constant $R_\infty = 10\,973\,731.568\,70(11) \text{ m}^{-1}$ with the hydrogen data, and $R_\infty = 10\,973\,731.568\,72(14) \text{ m}^{-1}$ with the data for deuterium. A slightly more accurate Rydberg value is obtained, if we use as additional input the results of three independent recent hydrogen $1S$ Lamb shift measurements based on a comparison of the hydrogen $1S$ - $2S$ interval with the $2S$ - $4S/4D$ [18] and $2S$ - $4P$ [19] intervals as well as a comparison of the $1S$ - $3S$ interval with the $2S$ - $6S/6D$ interval [20]. In all three experiments, a combination of Lamb shifts is determined from a measured difference of optical frequencies of a few GHz. We can now replace Eq. (3) by analogous equations for the measured beat frequencies, such as the $f_{2S-4S/D} - 1/4 f_{1S-2S}$. We have solved these by the method outlined above, using subsequently the hydrogen $2S$ - $2P$ splitting determined by rf measurements and $(L_{1S} - L')/8$, as well as analogous combinations to replace the $3S$, $4S$, and $6S$ Lamb shifts [17]. We use theoretical values for the smaller and better known Lamb shifts of the higher excited states as stated by the authors of the corresponding measurement [18–20]. Our final result for the Rydberg constant is the average weighted by the squared uncertainties of individual results for R_∞

$$R_\infty = 10\,973\,731.568\,639(91) \text{ m}^{-1}.$$

This value is in good agreement with the result $R_\infty = 10\,973\,731.568\,59(10) \text{ m}^{-1}$ recently determined in Paris [3]. The main uncertainties are due to the rf L_{2S} measurements ($59 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$), the optical $1S$ Lamb shift measurements ($46 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$), and the $2S_{1/2}$ - $8D_{5/2}$ frequency ($48 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$). For future improvements precise frequency measurements of the $2S$ - nS/D transitions in hydrogen are desirable.

We thank A. K. Dmitriyev of the Institute of Laser Physics in Novosibirsk, Russia, for his help with the CH_4 -stabilized He-Ne laser standard. We are also indebted to G. Kramer and B. Lipphardt of the PTB in Braunschweig,

Germany, and D. A. Tyurikov of the P. N. Lebedev Institute, Moscow, for their essential support in the calibration of this standard. This work has been supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

*Present address: LENS, Largo E. Fermi 2, Florence, Italy.

- [1] T. W. Hänsch, in *The Hydrogen Atom*, edited by G. F. Bassani, M. Inguscio, and T. W. Hänsch (Springer-Verlag, Berlin, 1989), p. 93.
- [2] T. Andreae *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1923 (1992).
- [3] B. de Beauvoir *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 440 (1997).
- [4] H. R. Telle, D. Meschede, and T. W. Hänsch, Opt. Lett. **15**, 532 (1990); R. Wynands, T. Mukai, and T. W. Hänsch, Opt. Lett. **17**, 1749 (1992).
- [5] S. N. Bagayev *et al.*, Laser Phys. **7**, 1 (1997).
- [6] C. O. Weiss *et al.*, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 1970 (1988).
- [7] M. Prevedelli, T. Freearge, and T. W. Hänsch, Appl. Phys. B **60**, S241 (1995).
- [8] C. Zimmermann, R. Kallenbach, and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **65**, 571 (1990); F. Schmidt-Kaler *et al.*, Phys. Rev. A **51**, 2789 (1995).
- [9] A. Huber *et al.* (to be published).
- [10] L. Essen *et al.*, Nature (London) **229**, 110 (1971); J. W. Heberle, H. A. Reich, and P. Kusch, Phys. Rev. **101**, 612 (1956).
- [11] K. Pachucki *et al.*, J. Phys. B **29**, 177 (1996).
- [12] T. Kinoshita, Phys. Rev. Lett. **75**, 4728 (1995).
- [13] D. L. Farnham, R. S. Van Dyck, Jr., and B. P. Schwinberg, Phys. Rev. Lett. **75**, 3598 (1995).
- [14] S. R. Lundeen and F. M. Pipkin, Phys. Rev. Lett. **46**, 232 (1981).
- [15] E. W. Hagley and F. M. Pipkin, Phys. Rev. Lett. **72**, 1172 (1994).
- [16] U. Jentschura and K. Pachucki, Phys. Rev. A **54**, 1853 (1996).
- [17] S. G. Karshenboim, Z. Phys. D **39**, 109 (1997).
- [18] M. Weitz *et al.*, Phys. Rev. A **52**, 2664 (1995).
- [19] D. J. Berkland, E. A. Hinds, and M. G. Boshier, Phys. Rev. Lett. **75**, 2470 (1995).
- [20] S. Bourzeix *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 384 (1996).
- [21] G. G. Simon *et al.*, Nucl. Phys. A **333**, 381 (1980).
- [22] L. N. Hand, D. J. Miller, and R. Wilson, Rev. Mod. Phys. **35**, 335 (1963).
- [23] P. Mergell, U. G. Meißner, and D. Drechsel, Nucl. Phys. A **596**, 367 (1996).
- [24] F. Schmidt-Kaler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2261 (1993).

Anhang 8

Phase-Coherent Light Pulses for Atom Optics and Interferometry

T. Heupel, M. Weitz und T. W. Hänsch, Opt. Lett. **22**, 1719 (1997).

Phase-coherent light pulses for atom optics and interferometry

T. Heupel and M. Weitz

Max-Planck-Institute für Quantenoptik, 85748 Garching, Germany

T. W. Hänsch

Max-Planck-Institute für Quantenoptik, 85748 Garching, Germany, and Sektion Physik der Universität München, Schellingstrasse 4/III, 80799 München, Germany

Received July 17, 1997

We have developed a novel source for the generation of powerful phase-coherent light pulses. Our setup uses an acousto-optic modulator (AOM) inside an external high-finesse resonator. By applying a short rf pulse to the AOM, we dump the cavity and extract a large part of the stored and enhanced power within a short optical pulse and with a controllable optical phase. In preliminary experiments we reached 100 W of peak power in a 15-ns optical pulse. The mutual phase coherence of successive light pulses is demonstrated with a molecular iodine interferometer experiment in a cell. © 1997 Optical Society of America
PACS numbers: 32.80.Lg, 07.60.Ly, 42.50.Vk, 42.50.Md.

During the past few years, a large number of atom interferometers have been developed.¹ Several techniques have been employed to split coherently atomic wave packets and to redirect their different paths later. In these experiments both mechanical and optical devices were used to manipulate the external or the internal degrees of freedom.

In this Letter we report on the development of a novel source of phase-coherent light pulses that can provide beam splitters in atom-interferometer experiments. Atomic wave packets can be split into two components and redirected with the help of $\pi/2$ and π pulses, since the different internal states are connected with different momenta because of photon-momentum conservation. The pulse areas obtained with our novel source are sufficiently large for driving even weak optical transitions with reasonably large optical beam diameters. In addition, since the pulse length is of the order of 10 to 20 ns, a considerably larger velocity class within a given distribution can be addressed than when longer pulses of the same area derived from switching a cw laser beam are used.² In our approach light from a cw Ti:sapphire laser is stored and enhanced in an optical high-finesse resonator containing an intracavity acousto-optic modulator (AOM). By application of a short rf pulse to the AOM, the entire optical energy within the passive cavity is rapidly extracted and an intense light pulse is generated.³

Further, since the resonator is loaded with light from a cw laser, the easily controlled phase properties of the rf pulses and the cw laser light are transferred to the light pulses, if processes such as acoustic noise that disturb the phase of the light in the cavity can be suppressed. We qualitatively demonstrate the phase coherence of the pulses with a molecule interferometer experiment in which iodine vapor is used in a cell. We show in this way that the pulses have a controlled relative phase and are powerful enough to drive optical transitions within a short time. We have achieved peak powers as much as 100 W in 15 ns (1.5- μ J pulse energy), which is sufficient also to provide π pulses for

weak molecular and atomic transitions. When even shorter pulses are desired in a specific experiment, one could think of combining our method with previously demonstrated techniques for converting cw light into ultrashort pulses, such as mode locking in a passive cavity⁴ and frequency-comb generation.⁵ Note that, compared with the use of these techniques alone, using our source provides pulse energies that are increased by the enhancement factor of the resonator (of the order of 10^3 here).

Our experimental setup for generating phase-coherent pulses is schematically depicted in Fig. 1. Light at 732 nm from a Ti:sapphire laser is coupled into a high-finesse ring resonator. The resonator uses gyro-quality mirrors with total losses of less than 15 parts in 10^6 per mirror. The folded mirror resonator is astigmatically compensated.⁶ An AOM is inserted into the 35- μ m beam waist of the cavity. The fused-silica plate of the AOM is 3.5 mm thick and is placed at Brewster's angle. The cavity round-trip length is 2.5 m, resulting in a round-trip time of 8 ns. The light in the cavity is stored and enhanced by a factor of ~ 1500 . The finesse is limited at present by the optical quality of the fused-silica plate of the AOM and could be further improved by a superpolished plate. The Ti:sapphire laser fre-

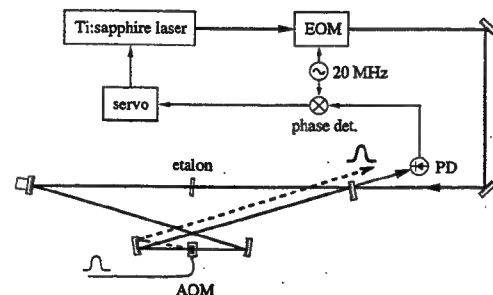


Fig. 1. Experimental setup for the generation of phase-coherent light pulses: EOM, electro-optic modulator; PD, photodiode; phase det., phase detector.

© 1997 Optical Society of America

quency is locked to the center of a cavity resonance with a rf sideband-modulation technique.⁷ Inside the laser cavity a galvo-mounted Brewster plate, a piezo-mounted mirror, and an additional electro-optic modulator compensate for frequency fluctuations.

We insert into the long arm of the resonator (beam waist, $\approx 450 \mu\text{m}$) a 0.5-mm-thick etalon to suppress cavity-enhanced stimulated Brillouin scattering⁸ (SBS), which limits the power being stored in the resonator. Without the etalon, the enhanced power collapses to $\sim 30\%$ of the maximum value (typically 200 W). SBS occurs in the fused-silica plate of the AOM. Since the free spectral range of the resonator of ~ 100 MHz is of the same order as the frequency width of the gain of SBS, the backscattered light, redshifted in frequency by 23.5 GHz, is also stored and enhanced in the resonator. Therefore the backscattered light acts as a seeding field for SBS, which again increases the amount of backscattered radiation. This feedback is strongly reduced by the etalon without a significant decrease of the circulating beam intensity.

By applying a short rf pulse to the AOM, we extract a large fraction of the stored and enhanced optical power inside the cavity within a short pulse. The rf for the rf pulses at 395 MHz is provided by a stable rf source. A fast rf switch with a rise-fall time of less than 2 ns generates the envelope or shape of the rf pulses. After they are amplified to 10 W with a fast rf amplifier (rise-fall time, 2 ns), these rf pulses are applied to the AOM. The 7-ns rise time of the AOM is approximately given by the ratio of the size of the optical beam to the acoustic velocity in the fused-silica plate. Figure 2 shows a typical 17-ns-long optical pulse detected with a fast photodiode and monitored with a digitizing oscilloscope. Approximately 300 W of optical power is stored in the resonator. To date, we have reached a typical pulse peak power of 100 W, which will be improved in the near future by injection of a higher laser power.

To demonstrate the phase coherence of our light pulses, we performed an interferometer experiment with iodine molecules. The interferometer uses a $\pi/2-\pi-\pi/2$ sequence of light pulses⁹ and can also be understood in terms of a photon-echo experiment using NMR concepts.¹⁰ For the sake of simplicity let us consider a two-level system. We begin with a wave packet in the internal ground state $|g\rangle$ and of mean momentum p along the laser beam. This state is denoted $|g, p\rangle$. The first $\pi/2$ pulse creates a coherent superposition of the initial state $|g, p\rangle$ and the excited state $|e, p + \hbar k\rangle$. The internal and external degrees of freedom are entangled, since energy and momentum conservation demand that the excited-state component acquire a photon-momentum recoil of $\hbar k$. After a time Δt , the center of the two wave packets will be spatially separated by $\Delta t \hbar k / M$, provided that the lifetime τ_e of the excited state $|e\rangle$ is much longer than Δt . The π pulse then induces the transitions $|g, p\rangle \rightarrow |e, p + \hbar k\rangle$ and $|e, p + \hbar k\rangle \rightarrow |g, p\rangle$ and redirects the wave packets. After a further time interval Δt the wave packets again overlap. The final $\pi/2$ pulse causes the two wave packets to interfere and puts the molecule into either the excited state or the

ground state, depending on the phase of the molecule relative to the phase of the optical driving field, where one has to take into account additional phase shifts owing to, e.g., gravity or rotations.²

In our experiment we tuned our pulses to the transition from the $X^1\Sigma_g^+$ ground state to the $B^3\Pi_{0,u}$ state of molecular iodine near 732.749 nm. The radiative lifetime of the excited state is of the order of 1 to 10 μs ,¹¹ but the rotational and hyperfine coupling of the excited $B^3\Pi_{0,u}$ state to the $^1\Pi_{1,u}$ state, leading to predissociation, shorten the total lifetime. This nonradiative interaction strongly depends on the vibrational quantum number v' through the corresponding Franck-Condon factor.¹² Therefore we chose a transition from the vibration $v'' = 7$ in the ground state to $v' = 1$ in the excited state to keep the predissociation rate low.

We performed the interferometer experiment in a cell heated to $\sim 200^\circ\text{C}$. By using just a single light pulse of 15-ns length, we were able to measure the actual lifetime of the excited state by recording the time dependence of the molecular fluorescence signal with an avalanche photodiode. Our cell is connected to a turbopump and an iodine reservoir via two valves, which allows us to adjust the iodine pressure inside the cell so as to get a sufficiently large signal without reducing the lifetime of the excited state too much as a result of collisions. The typical lifetime of the excited state during our measurements was ~ 600 ns. This lifetime, finally, restricted our measurements of the coherence properties of the pulses to comparatively short times.

We generated a $\pi/2-\pi-\pi/2$ sequence of light pulses by properly adjusting the power of the rf pulses driving the intracavity AOM. The three pulses, each 17 ns long and separated by 300 ns, were focused to a beam waist of $\omega_0 = 200 \mu\text{m}$ in the center of the cell. An avalanche photodiode collected the fluorescence light perpendicular to the light pulses. We used a color filter to reduce stray light originating from the light pulses. We could vary the optical phase of the final $\pi/2$ pulse by changing the phase of the driving frequency of the intracavity AOM during the pulse sequence. We detected the fluorescence directly after the final $\pi/2$ pulse as a function of the phase of this pulse. The detected signal was integrated with a boxcar averager and normalized to the averaged fluorescence observed after the first pulse so that the

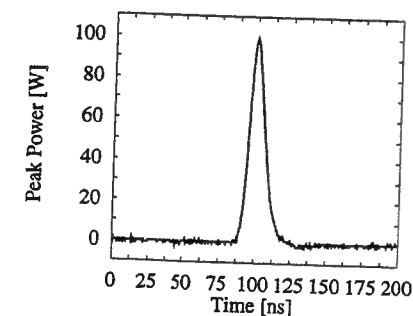


Fig. 2. Optical pulse generated with a 17-ns rf pulse. Approximately 300 W of optical power at 732 nm was stored in the resonator.

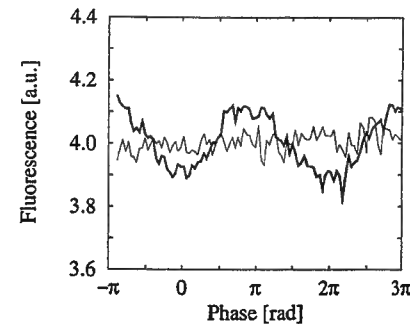


Fig. 3. Signal of the molecule interferometer experiment using a $\pi/2-\pi-\pi/2$ sequence of light pulses. The recorded fluorescence after the third pulse, normalized to the averaged fluorescence after the first pulse, is shown as a function of the optical phase of the third pulse (thick curve). The power of the π and $\pi/2$ pulses, each 17 ns long, is 60 W and 15 W, respectively. For comparison, the thin curve shows the normalized fluorescence detected after the second pulse as a function of the phase of the second pulse. Here no fringe signal is observed.

signal would be independent of power drifts of the light pulses during an experimental run.

Figure 3 shows a typical observed interferometer signal with sinusoidal fringes, as expected. For comparison, the normalized fluorescence after the second pulse as a function of the phase of the pulse does not show fringes, which indicates that by this time the spatial splitting $\Delta t \hbar k / M = \Delta t$ (2.13 mm/s) between the two paths exceeded the coherence length $\hbar / 2M\Delta v \approx 5$ pm corresponding to the velocity slice Δv of $\hbar \Delta v / 2\pi \approx 30$ MHz addressed by the pulses. We observe only a rather poor contrast of the sinusoidal fringes, because of the ≈ 400 -MHz broad Doppler width owing to the molecular-velocity distribution. Although we are addressing a large velocity class within the distribution, the π pulse condition is not fulfilled for all molecules simultaneously (the pulse width is Fourier limited to ~ 30 MHz). Further, the matrix elements also depend on the magnetic quantum number, so that perfect π pulses cannot be generated for all molecules, even at rest. Moreover, much of the fluorescence detected after the final pulse originates from molecules that have not been addressed by the entire pulse sequence or that have undergone spontaneous decays between pulses, thus losing any phase information. Nonetheless, the observation of the interference fringes clearly demonstrates the controlled relation of the relative phases of the light pulses.

In the near future we expect to enlarge the pulse power by increasing the Ti:sapphire pump power and thus increasing the energy stored in the high-finesse resonator. We also plan to stabilize the resonator to a further frequency reference, which should allow atom

interferometer experiments with long drift times by use of, e.g., metastable atomic energy levels. Long coherence times in an atom interferometer, even with short-lived excited states, can be achieved by induction of π pulses $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ and $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ with two counter-propagating beams, where two photon momenta per sequence are transferred to the atoms.¹³ Therefore such pulses can provide a powerful tool in atom optics and atom interferometry, for example, in a hydrogen atom-interferometer experiment for measurement of the photon-recoil energy of the hydrogen atom and thus $\hbar/M_{\text{hydrogen}}$.¹⁴

We thank E. Tiemann for valuable information on molecular iodine, especially on its predissociation rate. Discussions concerning atom interferometry with Ch. Bordé are also acknowledged.

References

1. For an overview, see P. Berman, ed., *Atom Interferometry* (Academic, San Diego, Calif., 1997).
2. M. Kasevich and S. Chu, *Appl. Phys. B*, **54**, 321 (1992).
3. For cavity dumping of active laser resonators, see, for example, W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Vol. 1 of Springer Series in Optical Sciences, 4th ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1996).
4. A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd ed. (Wiley, New York, 1988); see also F. V. Kowalski, J. A. Squier, and J. T. Pinckney, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 711 (1987).
5. See, for example, M. Kourogi, in *Frequency Control of Semiconductor Lasers*, M. Ohtsu, ed. (Wiley, New York, 1996).
6. H. W. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes, and C. V. Shank, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-8**, 373 (1972).
7. R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, *Appl. Phys. B* **31**, 97 (1983).
8. T. Heupel, M. Weitz, S. Chu, and T. W. Hänsch, *Opt. Commun.* **140**, 281 (1997).
9. R. Beach, S. R. Hartmann, and R. Friedberg, *Phys. Rev. A* **25**, 2658 (1982); Ch. J. Bordé, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
10. See, for example, L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (Wiley, New York, 1975).
11. E. Tiemann, Universität Hannover, Hannover D-30167, Germany (personal communication, February 1996).
12. J. Vigué, M. Broyer, and J. C. Lehmann, *J. Phys. (Paris)* **42**, 937, 949, 961 (1981).
13. V. S. Voitsekhovich, M. V. Danileiko, A. M. Negriiko, V. I. Romanenko, and L. P. Yatsenko, *JETP Lett.* **59**, 408 (1994).
14. Ch. J. Bordé, M. Weitz, and T. W. Hänsch, in *Laser Spectroscopy XI*, L. Bloomfield, T. Gallagher, and D. Larson, eds. (American Institute of Physics, New York, 1994), p. 76.

Anhang 9

Multiple Beam Atomic Interferometer: Theory and Experiment

M. Weitz, T. Heupel und T. W. Hänsch, *Appl. Phys. B* **65**, 713 (1997).

Multiple beam atom interferometer: theory and experiment

M. Weitz, T. Heupel, T.W. Hänsch

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 85748 Garching, Germany

Received: 30 May 1997/ 27 August 1997

Abstract. We first give a detailed account of the theory of atom interferometers based on a sequence of laser pulses projecting the atomic wave packets onto a spatially separating dark superposition state. We then describe the experimental realization of a multiple beam atom interferometer based on this method. In our experiment, we observe an interference signal that shows the sharply peaked Airy-function like pattern characteristic for multiple beam interference. Besides this fringe sharpening effect, we observe a further significant difference compared to the signal of a conventional two-beam atom interferometer. When the time between the beamsplitting pulses is varied, we observe collapse and revival of the fringe pattern, which is caused by a recoil phase shift increasing quadratically with the transverse atomic momentum.

PACS: 03.75.Dg; 07.60.Ly; 42.50.Vk; 32.80.Lg

In recent years, we have witnessed much progress in two-beam interferometry with neutral atoms [1]. Compared to the field of interferometry with electrons [2] and neutrons [3], the additional internal structure of atoms allows their efficient manipulation with resonant laser light. Moreover, quantum mechanical superpositions with entangled internal and external states, such as velocity dependent dark states can be realized, which introduces novel possibilities for the manipulation of matter waves.

In this work, we give a theory of atom interferometers using velocity dependent dark states, and describe the experimental realization of a multiple beam atom interferometer based on this method. The interferometer has been realized with a sequence of three laser pulses projecting the atomic wave packets onto such velocity dependent dark states. Whereas in all previous atom interferometer experiments sinusoidal signals resulting from two-beam interference have been observed, the interference signal of our experiment resembles the Airy function known from optical multiple beam interference [4], such as e.g. a Fabry-Pérot interferometer. The peaks are sharper than the sinusoidal fringes observed in a two-beam atom interferometer, which translates into a higher resolution. We have also observed some further effects

intimately connected to multiple beam interference in the presence of a phase increasing quadratically with transverse atomic momentum. When the drift time between the beam splitting pulses is varied, we observe collapse and revival of the fringe pattern.

In our experiment an atom is coherently split into more than two atomic wave packets by optical pumping into a dark velocity dependent multilevel superposition state. The momenta of two adjacent paths differ by two photon momenta. We use a cesium atomic beam and two counterpropagating optical beams in a $\sigma^+-\sigma^-$ polarization configuration tuned to the $6S_{1/2} (F=4) - 6P_{1/2} (F'=4)$ transition of the cesium D1-line. In a first laser pulse, cesium atoms are optically pumped into a dark superposition of the five even magnetic ground state sublevels ($m_F = -4, -2, \dots, 4$). The momenta of the atoms in these sublevels are $0, 2\hbar k, \dots, 8\hbar k$ relative to the momentum of the $m_F = -4$ sublevel (Fig. 1). The paths spatially separate for a time T , after which a second laser pulse is applied. By this time, provided that the splitting between the paths exceeds the atomic coherence length, the atom can no longer be completely dark for the light field. In a different basis, each path can be decomposed into a dark state and several coupled state components. The second pulse projects again onto a dark state by optically pumping all other components into the $F=3$ hyperfine ground state, which is not detected. In this way, the second pulse splits each of the five paths further into five. At time T after the second pulse several paths cross. A third optical pulse now closes the interferometer, and the wave packets in the recombined paths interfere.

Quantum mechanical coherent superpositions with entangled external and internal states have been used in subrecoil laser cooling with the aim of accumulating atoms in a dark state ("velocity selective coherent population trapping") [5]. Marte, Zoller and Hall suggested to coherently split up an atomic wave packet by adiabatic passage through a velocity dependent dark state [6], which was followed by demonstrations of momentum transfer with adiabatic passage [7, 8]. Shortly afterwards, an atomic two-beam interferometer based on a dark state in a three-level system was demonstrated [9]. In that work the "dark state" analogon of an optical Ramsey

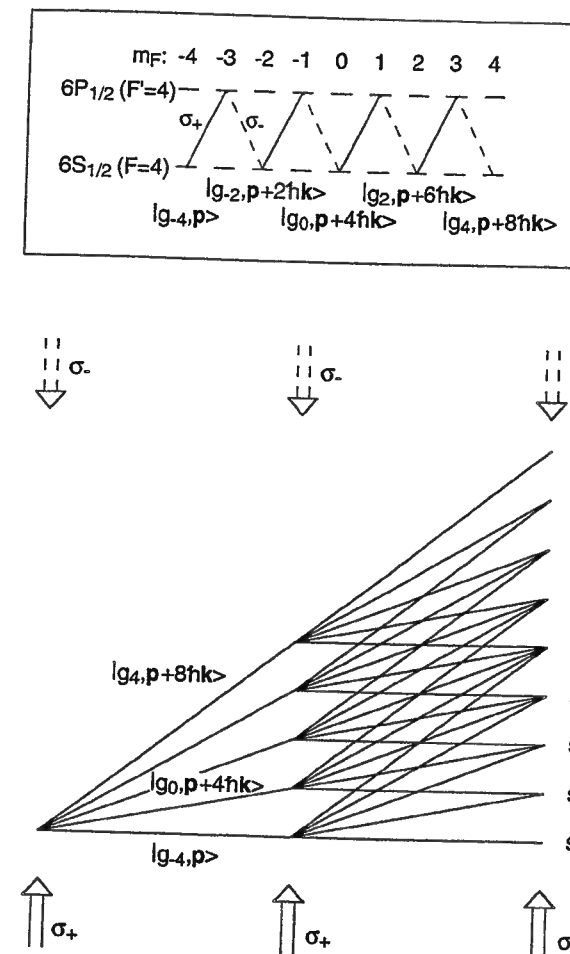


Fig. 1. The inset shows the level scheme for a velocity dependent dark state using the $6S_{1/2} (F=4) - 6P_{1/2} (F'=4)$ transition of the cesium D1 line, and two counterpropagating optical beams in a $\sigma^+-\sigma^-$ polarization configuration. The dark state here is a coherent superposition of the five even magnetic ground state sublevels with the momenta of adjacent components differing by two photon recoils. **Bottom:** Scheme of an atomic multiple beam interferometer realized with a sequence of three laser pulses. The atoms interfere in different families of wave packets numbered: $s = 0, 1, \dots, 8$

experiment (or $4\pi/2$ pulse interferometer [10]) was realized. Here we use a "dark state" analogon of the $\pi/2-\pi-\pi/2$ pulse interferometer [11] with a pulse sequence of NMR spin echo experiments [12]. Whereas a superposition of spatially separating wave packets previously was generated by adiabatic passage, we here are coherently splitting up a path by simply projecting the atomic wave packets onto a spatially separating dark superposition state. Note that in contrast to the work on laser cooling [5], where atoms are accumulated in a dark state through the use of a closed transition, in our case it is essential to use an open optical transition at least for the second and third laser pulse in order to avoid a large background to the fringe pattern. Our method is applicable both to three- and multilevel systems, resulting in two- respectively multiple beam interference.

Recently we have reported on the first realization of a multiple beam interferometer [13]. Later, longer drift times between the atomic beamsplitters have been obtained, which allow the observation of collapse and revival of the fringe

pattern [14]. The purpose of the present paper is mainly to give a detailed account of the calculation of the fringe pattern of the interferometer. The theory of interferometers based on projection onto dark states has previously only been briefly sketched. We also review the experimental results obtained.

1 Theory

1.1 Dark states and atomic beamsplitters

We begin this section by considering an atom with a transition from a ground state of total angular momentum F to an excited state with total angular momentum F' , which is irradiated with a pair of laser beams of σ^+ respectively σ^- circular polarization. We assume that $F' = F$, since then a single dark state exists. The light couples levels in one family of states forming a chain of V-type transitions where no dark state exists, and a second family of states forming a chain of Λ -type transitions, where one dark state exists. We consider here only the latter family of states. As shown in Fig. 1, the dark state has $N = F + 1$ components with only even (or only odd) magnetic quantum numbers. We describe a multiple beam atom interferometer with N paths using such a transition.

The electric field of the two optical beams is assumed to be

$$E = E_{0,+} \cos(k_+ \cdot r - \omega_+ t) + E_{0,-} \cos(k_- \cdot r - \omega_- t), \quad (1)$$

where the subscripts $+$ and $-$ refer to the σ^+ respectively σ^- polarized beams. When including the momentum transferred to the atoms by the laser light, one finds that – in the absence of spontaneous emission – families of m_F sublevels with distinct relative momenta must be considered. Transitions are induced only between the following closed family of $2N - 1$ (equal to $2F + 1$) levels with entangled internal and external states: $|g_{-N+1}, p\rangle, |e_{-N+2}, p + \hbar k_+\rangle, |g_{-N+3}, p + \hbar(k_+ - k_-)\rangle, \dots, |g_{N-1}, p + N\hbar(k_+ - k_-)\rangle$, where $|g_{m_F}, p\rangle$ and $|e_{m_F}, p\rangle$ denote ground respectively excited states of magnetic quantum number m_F and momentum p . In an interaction picture, where the Eigenenergies of the levels are factored out (see e.g. [15]), the Hamiltonian for this basis of levels is

$$H = -\frac{\hbar}{2} \sum_{n=1}^{N-1} (\Omega_+ C_{2n-N-1}^{2n-N} e^{i(\Delta_n + \delta_{n-1})} \times |e_{2n-N}, p + n\hbar k_+ - (n-1)\hbar k_- \rangle \times \langle g_{2n-N-1}, p + (n-1)\hbar(k_+ - k_-) | + \Omega_- C_{2n-N+1}^{2n-N} e^{i(\Delta_n + \delta_n)} \times |e_{2n-N}, p + n\hbar k_+ - (n-1)\hbar k_- \rangle \times \langle g_{2n-N+1}, p + n\hbar(k_+ - k_-) |) + \text{h. c.} - \frac{i\hbar\Gamma}{2} \sum_{n=1}^{N-1} |e_{2n-N}, p + n\hbar k_+ - (n-1)\hbar k_- \rangle \times \langle e_{2n-N}, p + n\hbar k_+ - (n-1)\hbar k_- |, \quad (2)$$

where

$$\Omega_+ C_{m_F}^{m_F+1} = \frac{e}{\hbar} \langle e_{m_F+1} | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0 | g_{m_F} \rangle, \\ \Omega_- C_{m_F}^{m_F-1} = \frac{e}{\hbar} \langle e_{m_F-1} | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0 | g_{m_F} \rangle, \quad (3)$$

with $C_{m_F}^{m_F'}$ as the Clebsch-Gordan coefficients of the transition from the ground state $|g_{m_F}\rangle$ to the excited state $|e_{m_F'}\rangle$. The factors Ω_+ , Ω_- denote the Rabi frequencies of the σ^+ and σ^- polarized waves respectively for a transition with a Clebsch-Gordan coefficient of unity. We have accounted for the spontaneous decay of the excited states similarly to [6] by including non-Hermitian terms $-i\hbar\Gamma/2$ into the Hamiltonian. Further, with ω_{g,m_F} and ω_{e,m_F} as the atomic energies of a ground respectively excited state with magnetic quantum number m_F , the detuning factors (Fig. 2) are given by

$$\Delta_n = -n\omega_+ + (n-1)\omega_- - \omega_{g,-N+1} + \omega_{e,2n-N} \\ + \frac{1}{2m\hbar} ((p + n\hbar k_+ - (n-1)\hbar k_-)^2 - p^2), \quad (4)$$

$$\delta_n = n(\omega_+ - \omega_-) + \omega_{g,-N+1} - \omega_{e,2n-N+1} \\ + \frac{1}{2m\hbar} (p^2 - (p + n\hbar(k_+ - k_-))^2) \\ = n \left(\Delta\omega - \frac{(k_+ - k_-)p}{m} \right) - n^2 \omega_r. \quad (5)$$

Since the two-photon detuning δ_n appears in numerous further formulas, the corresponding expression has been simplified by using $\Delta\omega = (\omega_+ - \omega_- - \omega_Z)$, with ω_Z as the (Zeeman) splitting between two adjacent even (or odd) ground state m_F levels. Further, $\omega_r = \hbar(k_+ - k_-)^2/2m$ denotes the recoil frequency of a single Raman transition.

When solving for the Eigenvectors of the Hamiltonian (2), one finds one dark state with Eigenvalue zero [16]. The wave function of that state is

$$|\varphi_D(p, t)\rangle = \sum_{n=0}^{N-1} c_n e^{-i\delta_n t} |g_{2n-N+1}, p + n\hbar(k_+ - k_-)\rangle, \quad (6)$$

where the weights c_n are related by

$$c_n = c_0 \left(\frac{-\Omega_+}{\Omega_-} \right)^n \frac{C_{-N+1}^{N+2} C_{-N+3}^{N+4} \dots C_{2n-N}^{2n-N}}{C_{-N+2}^{N+2} C_{-N+4}^{N+4} \dots C_{2n-N+1}^{2n-N}}, \quad (7)$$

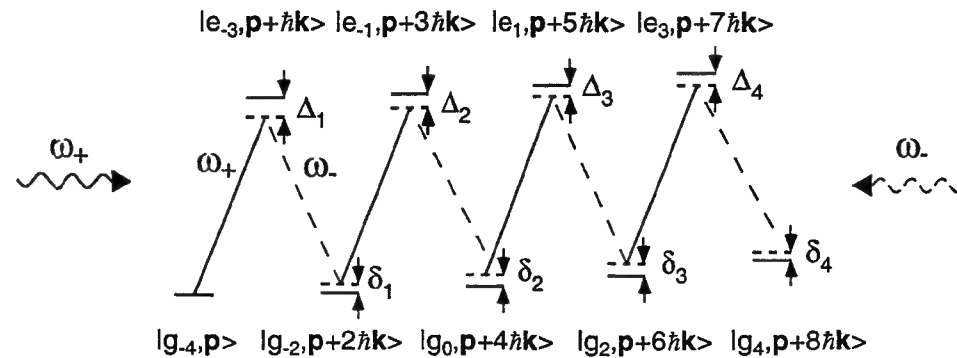


Fig. 2. Level scheme for a velocity dependent dark state including the kinetic energies of the components, and the detunings from resonance for two oppositely circularly polarized laser beams of frequencies ω_+ and ω_- .

and c_0 is chosen to normalize $|\varphi_D\rangle$. Note that due to the recoil term quadratic in n the detunings δ_n cannot be tuned to zero simultaneously for $N > 2$ and $k_+ \neq k_-$. The dark state therefore is never completely stationary for a chain of Raman transitions, and "leaks" slightly [17]. In our experiment the duration of the optical pumping pulses is sufficiently short (of the order of a μ s), so that the frequency width of the dark state [18] is larger than the recoil energy of four photons in frequency units (≈ 120 kHz).

We use here an open optical transition, such that if the laser fields are switched on the atoms within a closed momentum family are projected onto the dark state. All other atoms, after a few fluorescence cycles, are optically pumped into other hyperfine ground state levels that do not interact with the laser field any more. We neglect the small fraction of atoms that fall back into the dark state (of order $1/(2N-1)$ of the atoms falling back into the hyperfine state addressed by the laser field). In this approximation, a short optical projection pulse arriving at time t_p will convert an initial atomic wave function $|\Psi_i(p)\rangle$ into a final wave function

$$|\Psi_f(p, t > t_p)\rangle = |\varphi_D(p, t_p)\rangle \langle \varphi_D(p, t_p) | \Psi_i(p) \rangle. \quad (8)$$

This formula is a special case of (11) in [15], where primarily the possibility of an adiabatic variation of the dark state by a slow change of the Rabi frequencies during a laser pulse was considered. We have assumed the pulse duration to be short compared to the inverse of all detunings δ_n .

1.2 Atom interferometers with dark states

Several papers have discussed the theory of atom interferometers based on optical $\pi/2$ - and π -pulses [10, 19–21]. The theory of atom interferometer based on adiabatic transfer has been discussed in [9] and [15]. In the following, we describe the calculation of the atomic wave function obtained after a series of short optical projection pulses using a momentum basis picture [13, 14]. An atomic interferometer can be realized with a sequence of three projection pulses with equal times T between the first and second, and second and third optical pulse. For simplicity we assume that the Rabi frequencies Ω_+ and Ω_- are equal.

1.2.1 Wave function approach. We first derive the interference signal for an initial plane atomic wave. The first pulse arriving at time t_A pumps the atoms into the dark state and

gives $|\Psi(p, t_A)\rangle = |\varphi_D(p, t_A^+)\rangle$. At the time $t = t_A + T$ of the second pulse in general the atom is no longer completely dark for the light field. In the momentum basis picture used for our calculation this can be understood by the nonzero detuning factors δ_n , which make the dark state time dependent. With the second pulse, the wave function is projected onto the dark state that has evolved in time, and the resulting wave function is

$$|\Psi(p, (t_A + T)^+)\rangle \\ = |\varphi_D(p, t_A + T)\rangle \langle \varphi_D(p, t_A + T) | \varphi_D(p, t_A) \rangle \\ = |\varphi_D(p, t_A + T)\rangle \sum_{n=0}^{N-1} c_n^2 \exp[i\delta_n T] \\ = |\varphi_D(p, t_A + T)\rangle \sum_{n=0}^{N-1} c_n^2 \\ \times \exp[i(n(\Delta\omega - (k_+ - k_-)p/m)T - n^2\omega_r T)]. \quad (9)$$

This formula gives the interference signal for a multiple beam Ramsey experiment performed with two laser pulses and co-propagating laser beams ($k_+ = k_-$, which gives also $\omega_r = 0$). Such an experiment is described in [13] and is e.g. useful for measuring magnetic fields. We note that periodic rephasing of different magnetic sublevels was previously observed in the contrast of a two-beam atom interferometer, where the atoms in different sublevels formed independent interferometers [22]. One may apply the multiple beam Ramsey technique not only for measuring magnetic fields with increased resolution, but also in experiments testing for the permanent electric dipole moment (edm) of an atom [23] when applying a strong static electric field. Besides the higher resolution compared to experiments determining the difference frequency between two adjacent magnetic hyperfine levels, the multiple beam Ramsey technique can also have benefits in terms of systematic effects. The quadratic Stark effect, which shifts the magnetic sublevels by a value proportional to the square of the magnetic quantum number and is one of the major sources of systematic uncertainties in most edm experiments based on the former technique, here does not shift the fringe pattern since the experiment can be performed symmetrically in the magnetic sublevel quantum numbers m_F and $-m_F$.

When using counterpropagating laser pulses unless one is really using a perfect monochromatic source of atoms, the fringe pattern at the second pulse will wash out, which in the momentum basis picture used in this calculation can be understood by the distribution of different Doppler shifts. Fringes can only be observed after a third laser pulse. We now assume that in the third pulse the phase of the light with frequency ω_+ is varied by an amount $\delta\theta$. This is equivalent to a change of the Raman detuning during the second pulse, so that $\Delta\omega$ is replaced by $\Delta\omega' = \Delta\omega + \delta\theta/T$ between the second and third pulse. The corresponding dark state is denoted

¹We note that, however, a loss of contrast can occur for larger times T , similarly as described below when discussing the effect of the recoil phase on the fringe pattern of the Doppler-sensitive atom interferometer. If the accumulated quadratic phase between adjacent even (or odd) magnetic sublevels reaches an integer multiple of 2π , one expects a revival of the fringe pattern.

as $|\varphi'_D(p, t)\rangle$. We obtain a wave function after the final pulse

$$|\Psi(p, (t_A + 2T)^+)\rangle \\ = |\varphi'_D(p, t_A + 2T)\rangle \langle \varphi'_D(p, t_A + 2T) | \varphi_D(p, t_A + T) \rangle \\ \times \langle \varphi_D(p, t_A + T) | \varphi_D(p, t_A) \rangle \\ = |\varphi'_D(p, t_A + 2T)\rangle \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} c_n^2 c_q^2 \\ \times \exp[i((n+q)(\Delta\omega - (k_+ - k_-)p/m)T \\ + q\delta\theta - (n^2 + q^2)\omega_r T)]. \quad (10)$$

As stated above, in a real experiment there will be a distribution of different atomic momenta associated with the final size of the atomic wave packets, or also simply due to an inhomogeneous atomic velocity distribution. We can derive the expected interference signal from the plane wave solution of (10) by integrating over the atomic velocity distribution. Let us now assume counterpropagating optical beams with $k_+ = k_e$ along the z -axis and $k_- = -k_e$. The atomic velocity distribution along this axis will now introduce different Doppler shifts for the atoms. For simplicity we do not perform a momentum integration along the x - and y -axis.

Let us first derive the signal for an atomic wave packet with an initial momentum spread $f(p_z)$ along the z -axis. The wave function is derived from the plane wave solution of (10) using

$$|\Psi_{\text{final}}\rangle = \int dp_z f(p_z) |\Psi(p_z, t_A + 2T)\rangle. \quad (11)$$

For the probability that an atom remains in the dark state after the final pulse one obtains

$$|\langle \Psi_{\text{final}} | \Psi_{\text{final}} \rangle|^2 \\ = \int dp_z \int dp'_z f(p_z) f^*(p'_z) \\ \times \langle \varphi'_D(p'_z, t_A + 2T) | \varphi'_D(p_z, t_A + 2T) \rangle \\ \times \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} \sum_{n'=0}^{N-1} \sum_{q'=0}^{N-1} c_n^2 c_q^2 c_{n'}^2 c_{q'}^2 \\ \times \exp[i((n+q-n'-q')(\Delta\omega - (2kp_z/m)T \\ + (q-q')\delta\theta - (n^2 + q^2 - n'^2 - q'^2)\omega_r T))]. \quad (12)$$

This double integral reduces to a single integral by noting that the scalar product of the dark states equals zero unless p_z equals p'_z . The remaining single integral can be solved for an atomic velocity distribution sufficiently broad ($2k\Delta p_z T/m \gg 2\pi$) and smooth, such that the term $|f(p_z)|^2$ is approximately constant over a momentum interval of width $\delta p_z = \pi m/Tk$ and can be drawn before the integral. A sufficiently broad momentum width is intrinsically present for a wave packet well enough localized to allow a clear separation of the individual paths by the time of the second pulse. We only obtain a contribution different from zero when $n+q-n'-q' = 0$, and one sum sign can be omitted. We then obtain

$$|\langle \Psi_{\text{final}} | \Psi_{\text{final}} \rangle|^2 = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} c_n^2 c_q^2 c_{n+q}^2 c_q^2 \\ \times \exp[i((q-q')(\delta\theta + (n-q')2\omega_r T))]. \quad (13)$$

Note that this result does not depend on $\Delta\omega$. Such an insensitivity to the frequency detuning is known for spin echo experiments. The result naturally is also independent of the centering, width and form of the atomic velocity distribution, provided only that the distribution does not vary significantly over a momentum interval δp_z as stated above. Using now a new index defined by $s = n + q$, the probability of finding an atom in the dark state after the pulses may be written as

$$|\Psi_{\text{final}}|^2 = \sum_{s=0}^{2N-2} |\Psi_s|^2, \quad (14)$$

where

$$|\Psi_s| = \left(\sum_q c_{s-q}^2 c_q^2 \exp[i(q\delta\theta + (sq - q^2)2\omega_r T)] \right) \times |\varphi_{D,s}|. \quad (15)$$

As shown in Fig. 1 each wave function $|\Psi_s\rangle$ corresponds to $[N - (|s - N + 1|)]$ beams that spatially recombine and interfere during the third pulse at position $[p + \hbar(k_+ - k_-)]T$ relative to the interferometer start. The $|\varphi_{D,s}\rangle$ denote the corresponding dark states at this time. The sum over the index q , which numbers the different possible paths in one family of interfering wave packets, runs from $\max(0, s - N + 1)$ to $\min(N - 1, s)$. The individual families give rise to different interference signals. Let us first consider the limit of small times T between the laser pulses ($\omega_r T \ll 1$), where the recoil term in (15) can be neglected. The contributions $|\Psi_s|^2$ of the different families of interfering wave packets in this limit are shown in Fig. 3 for $N = 5$. Considering e.g. the family with two interfering beams ($s = 1$ and $s = 7$) one expects a sinusoidal interference signal. The sharpest principal maximum and three side maxima are obtained for the family with five interfering beams ($s = 4$), which also gives the largest contribution to the total signal. All these individual signals have their principal maxima at phases $\delta\theta$ of integer multiples of 2π . Note that these individual contributions do not precisely have the form of e.g. the far field diffraction pattern of a grating with several slits,

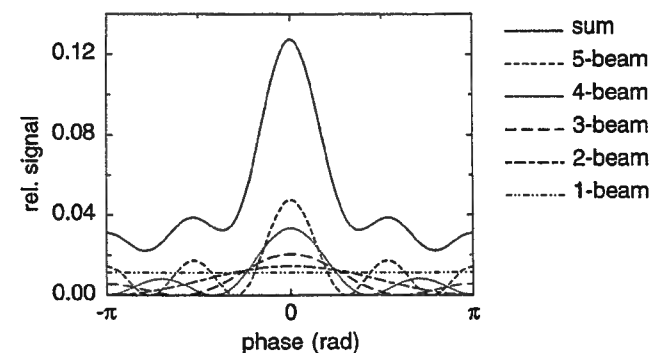


Fig. 3. Calculated individual signals of the families of interfering wave packets $|\Psi_s|^2$ and total signal (solid line) of a multiple beam atom interferometer as shown in Fig. 1 with $N = 5$ paths for small times T between laser pulses ($\omega_r T \ll 1$, where $\omega_r = 2\hbar k^2/m$). The same signal is also obtained for $\omega_r T = r\pi$, where r is an integer number. The graph shows the fraction of atoms remaining in the dark state after the optical pulses as a function of the phase of the third pulse

since the different paths here do not all have equal weights. The unequal Clebsch-Gordan coefficients for the atom, analogous to e.g. a grating with different transmissions of the individual slits, will now increase the side maxima. For the case of an F to $F' = F$ transition as used here, one finds that the Clebsch-Gordan coefficients are such that the outermost paths are the ones mostly favored. The principal maximum of e.g. our five beam interference signal ($s = 4$ and $N = 5$) with a width of $0.16 \times 2\pi$ is therefore slightly sharper than the width obtained when setting all coefficients c_n to the same value (obtained width: $0.18 \times 2\pi$). While in principle by using a very well collimated atomic beam and performing spatially resolved detection one could observe the interference signals of the individual families ($s = 0, \dots, 8$), in our experiment we measure the (incoherent) sum of all interference signals. The solid line in Fig. 3 shows the expected total interferometer signal, as given also by (14). Note that the plot gives the ratio of the number of atoms in the dark state after the third pulse to those in the dark state at the end of the first laser pulse. The signal observed in an experiment can be increased when adding a repumping laser during (at least part of) the first pulse, such that almost all the atoms can be prepared in the dark state.

Figure 4a shows theoretical total fringe signals for different drift times T between the laser pulses. For small times T , when the recoil term can be neglected, the phase difference between adjacent paths is equal for all paths. When for larger times T this term introduces phase shifts approaching unity between a central and an outermost path, the phase difference between adjacent paths within the interferometer is no longer constant for all paths. By variation of the phase $\delta\theta$ it is no longer possible to obtain constructive interference between all paths, and the width of the principal maxima decreases. The contrast of the interference pattern thus lessens for larger times T . When however the drift time T reaches an integer multiple of π/ω_r , the fringe pattern is revived. This can be seen from (15), since the recoil term now gives a phase equal to an integer multiple of 2π . Intuitively this effect is understood by considering the quadratic phase accumulated due to the photon recoil energy during a time $2T$ between the first and final optical pulse. When the accumulated phase difference between two adjacent paths approaches an integer multiple of 2π , the fringe pattern is revived. Collapse and revival of the fringe pattern are not observed in a two-beam atom interferometer². These effects are interesting features of multiple beam interferometers. The recoil energy can be determined with a precise measurement of the revival time. In most other practical applications it will be reasonable to set the drift time T to a revival time, which maximizes the fringe contrast. Figure 4a further shows that at a drift time of half the first revival time (at $T = \pi/2\omega_r$) one also expects a fringe signal, which however shows a reduced contrast and doubled period. A fringe signal at $T = \pi/3\omega_r$ with tripled period is visible in Fig. 4a. When considering an atom interferometer with very many interfering paths, one generally expects fringes at $\omega_r T = r\pi/s$, with r and s as integer numbers.

²The incoherent sum of the signals of several two-beam atom interferometers with different phase terms can however in some cases also lead to a collapse and revival [22]. In a recent atom interferometer experiment based on three mechanical gratings, predominantly the signal of many two-beam atom interferometers of different geometries at revival times incoherently added up to an enhanced total signal [25].

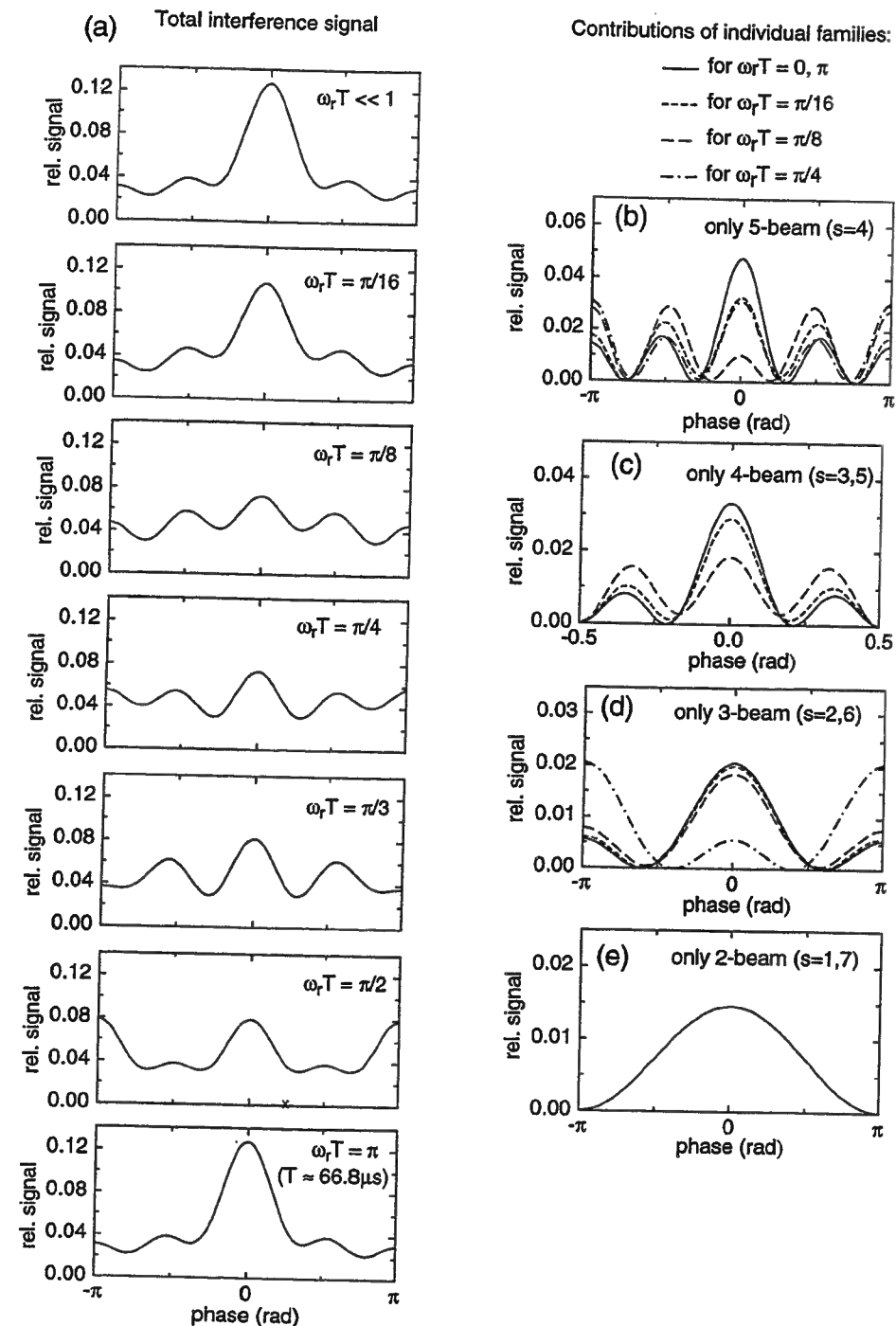


Fig. 4. a Calculated total interference signal of an atomic multiple beam interferometer with $N = 5$ paths for different drift times T between the laser pulses. While good interference contrast is expected for small times T , the signal soon collapses when T is increased. When the accumulated quadratic recoil phase between adjacent paths however equals an integer multiple of 2π for larger times T , a revival of the fringe signal occurs. b - e Signal of individual families of interfering wave packets, as shown in Fig. 1, for some different drift times T . The 4-beam signal for $\omega_r T = \pi/2$ in (c), and all 2-beam signals in (e) are equal to the corresponding signals at revival times. The 1-beam signal ($s = 0$ and 8) is independent of both the phase and T , and is not shown here

The signals of the individual families of interfering wave packets are shown in Figs. 4b-e for different times T between laser pulses. Similarly as for the total signal, collapse and revival is expected for the signals with more than two interfering wave packets. The interference signal with an increasingly large number of beams naturally degrades faster when departing from a revival time. Note that the signal of the individual families does not in all cases show period multiplying at drift times of integer fractions of the first revival time. For example, Figs. 4b-e shows that the signals of the families with an even number of interfering wave packets at a drift

time of half the first revival time here are identical to the corresponding signal expected at a revival time, while the families with an odd number of wave packets at this intermediate time give a signal that is phase-shifted by π compared to the signal at revival time. We have, speaking very qualitatively, identified two mechanisms that can lead to period multiplying of the total interference signal. First, period multiplying of this sum signal can occur when the signals of individual families of interfering wave packets are phase-shifted by different amounts for some intermediate drift time. The period doubling of our five-beam signal at $\omega_r T = \pi/2$ shown in Fig. 4a

can be explained in this way, since this signal is an incoherent sum of families with principal maxima at phases of even and odd multiples of π for even respectively odd number of interfering wave packets. Second, the individual families can show period multiplying when the accumulated phase difference between paths differing by several photon momenta equals an integer number of integer multiple of 2π .

Collapse and revival effects related to the ones described are long known in near field optics, where it is not sufficient to solve the wave equation by keeping only terms linear in phase (Fraunhofer limit), but also including quadratic terms (Fresnel approximation). In this limit, e.g. self-imaging of periodic objects first observed by Talbot finds its explanation, as described e.g. in the review article by Patorski [24]. The Talbot effect has found first applications in atom optics and interferometry [1, 25–27], and also in the subrecoil cooling of atoms [28].

For future experiments, it certainly would be desirable to realize an atom interferometer with more than $N = 5$ paths. One might for example think of using some isotopes of heavy atoms or molecules with a high rotational quantum number and a very large number of m_F levels, which should result in interferometers with a very high number of interfering paths. The large enclosed area could increase the level of accuracy. Theoretical interference fringes for different number of paths N ($N = 2, N = 5$ and $N = 11$) are shown in Fig. 5 (left) as a function of the phase of the third pulse. Generally for such an interferometer with N paths both the width of the principal maxima and its height scale approximately as $1/N$ (for $N \gg 1$). Assuming Poissonian statistics the signal to noise ratio for a phase measurement therefore increases approximately as $\sqrt{N}$, when a repumping laser is added during the first laser pulse. The loss of signal that accompanies the fringe sharpening with more interfering paths occurs at the second laser pulse, which selects increasingly sharp velocity slices from the initial atomic velocity distribution. We note, that the same loss mechanism is also present in previously demonstrated interferometers based on adiabatic passage [9], and similarly also in the Bordé interferometer [10].

An increased number of interfering paths is also advantageous for a precise measurement of the revival time, from which the recoil energy can be readily determined (for a similar recoil energy measurement see also [27]). Figure 5 (right) gives the expected signal for multiple beam atom interferometers with different number of paths as a function of the drift time T between the pulses assuming no additional phase in the final pulse. A structure – caused by the recoil phase quadratic in transverse atomic momentum – is here only observed for more than two interfering paths ($N > 2$), which precisely is the condition for the occurrence of collapse and revival when scanning the phase of the third pulse for different drift times T . Note that the expected fringe width for our method decreases with the square of the number of interfering paths³, since multilevel coherences are excited. For a measurement of the photon recoil energy a $N^{3/2}$ scaling of the

³In the well known Bordé-Interferometer [10] with four optical pulses, where the propagation direction of the light pulses is reversed after the second pulse, the photon recoil can be determined also with two interfering beams from the frequency splitting between the central fringes of two different interferometers. Also in that scheme an increased recoil can be obtained, when using multipulse sequences to transfer additional photon momenta to the atoms within the atom interferometer. The observed recoil

signal to noise ratio is thus obtained in the limit of Poissonian statistics.

1.2.2 Density matrix approach. We have furthermore verified that the results obtained in the previous section with a single particle wave function fully describe our experiments performed with an ensemble of atoms by calculating the interference signal in a density matrix approach. Again we only consider the atomic momentum along the z -axis of the laser beams. For the sake of simplicity we further assume that the spatial extend of the atomic beam along this axis is infinite, and thus in a momentum basis picture no diagonal elements between different momentum states occur. A more general initial atomic density matrix for an atomic beam can be found in [31].

The first laser pulse performed at time t_A projects the atoms onto a dark state, and the resulting density matrix by this time is

$$\rho(t_A) = \int dp_z g(p_z) |\varphi_D(p_z, t_A)\rangle \langle \varphi_D(p_z, t_A)|, \quad (16)$$

where $g(p_z)$ here includes both the quantum mechanical momentum spread of an atomic wave packet, and the classical atomic velocity distribution of an ensemble of atoms with different initial velocities. The density matrix obtained after three optical projection pulses can readily be determined from (10), and gives

$$\begin{aligned} \rho_{\text{final}} &= \int dp_z g(p_z) |\Psi(p_z, t_A + 2T)\rangle \langle \Psi(p_z, t_A + 2T)| \\ &= \int dp_z g(p_z) |\varphi'_D(p_z, t_A + 2T)\rangle \langle \varphi'_D(p_z, t_A + 2T)| \\ &\quad \times \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{q=0}^{N-1} \sum_{n'=0}^{N-1} \sum_{q'=0}^{N-1} c_n^2 c_q^2 c_{n'}^2 c_{q'}^2 \\ &\quad \times \exp [i((n+q-n'-q')(\Delta\omega - (2kp_z/m))T \\ &\quad + (q-q')\delta\theta - (n^2+q^2-n'^2-q'^2)\omega_r T)]. \quad (17) \end{aligned}$$

If the momentum of the atoms in the dark state is not resolved, we can omit the quantum number p_z in the dark states and draw the obtained states $|\varphi'_D(t_A + 2T)\rangle \langle \varphi'_D(t_A + 2T)|$ out of the integral. Similarly to the procedure described in the discussion of (12), we can solve the momentum integral for an atomic velocity distribution sufficiently broad ($2k\Delta p_z T/m \gg 2\pi$) and smooth. In the resulting expression we again use the index $s = n + q$, and our final result can be written in the simple form

$$\rho_{\text{final}} = \sum_{s=0}^{2N-2} |\Psi_s\rangle \langle \Psi_s|, \quad (18)$$

where $|\Psi_s\rangle$ is given by (15) and describes the wave function of a single family of interfering paths. Note that this density matrix does not include the atoms lost during the projection pulses, most of which will be optically pumped into an other hyperfine level and not detected. With the density matrix approach, we obtain the same fringe pattern as derived previously using wave functions only.

splitting increases linearly [29], or even with the square of the number of transferred photon momenta [30].

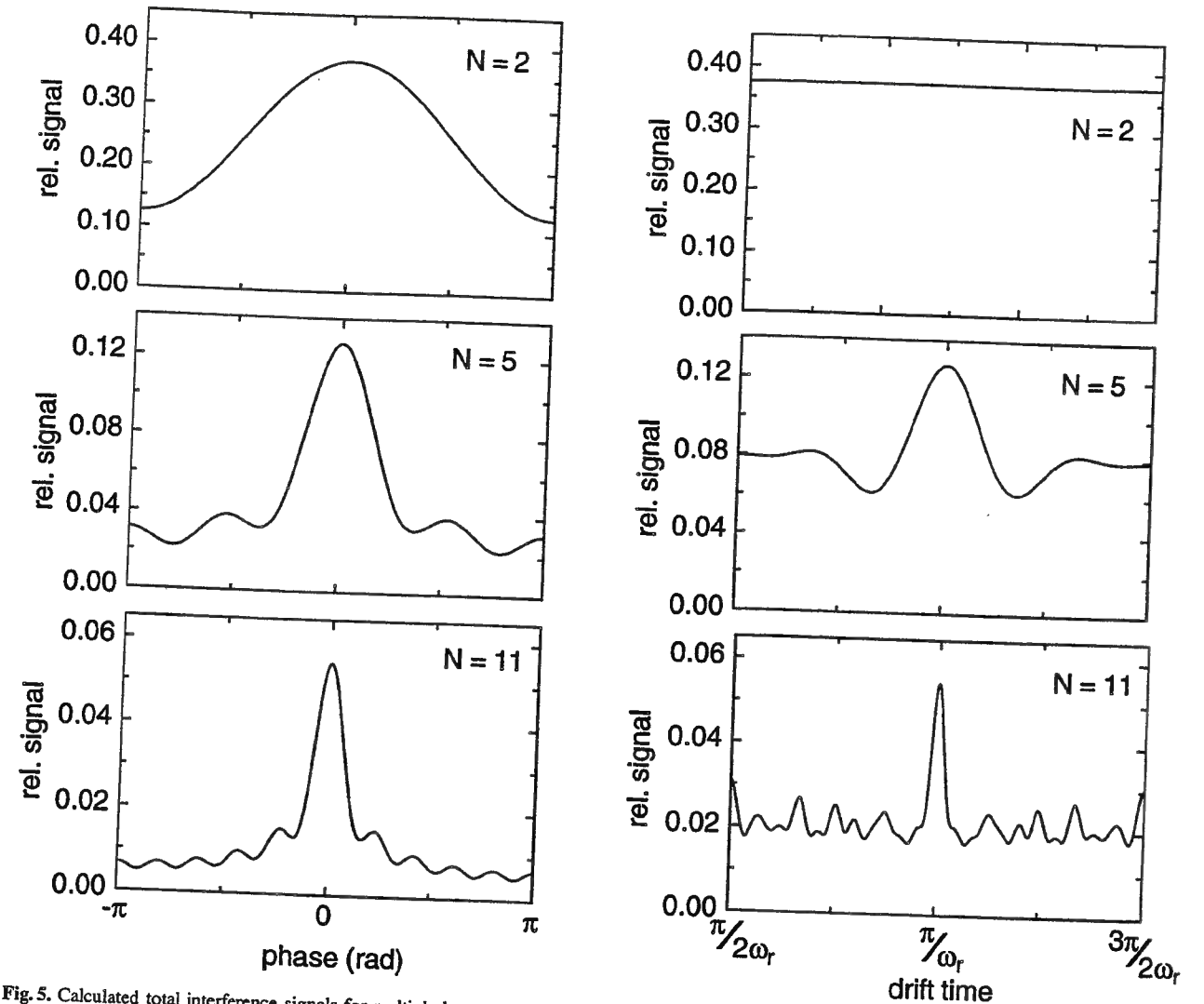


Fig. 5. Calculated total interference signals for multiple beam atom interferometer with different number of interfering paths N , as can be realized using an atom with a transition from a ground state of total angular momentum $F = N - 1$ to an excited state with $F' = F$: (left) as a function of the phase of the third optical pulse at a revival time ($T = \pi/\omega_r$, with r an integer number), and (right) as a function of the drift time T between the optical pulses with no additional phase of the third pulse

1.3 The atomic coherence length

Let us, in a density matrix approach, now derive the signal expected after only two laser pulses, if the phase of the second laser pulse is varied. The density matrix of atoms in the dark state by this time is

$$\begin{aligned} \rho'(t_A + T) &= |\varphi'_D(t_A + T)\rangle \langle \varphi'_D(t_A + T)| \\ &\quad \times \int dp_z g(p_z) \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{n'=0}^{N-1} c_n^2 c_{n'}^2 \exp [i(n-n') \\ &\quad \times ((\Delta\omega - (2kp_z/m))T + \delta\theta - (n+n')\omega_r T)]. \quad (19) \end{aligned}$$

When the atomic velocity distribution is sufficiently broad and smooth ($2k\Delta p_z T/m \gg 2\pi$) such that $g(p_z)$ does not vary significantly over an interval $\delta p_z = \pi m/Tk$, the term $g(p_z)$ can again be replaced by a constant and drawn before the integral. The signal after the second pulse is determined by the

density matrix

$$\rho'(t_A + T) = |\varphi'_D(t_A + T)\rangle \langle \varphi'_D(t_A + T)| \sum_{n=0}^{N-1} c_n^4, \quad (20)$$

which is independent of the phase $\delta\theta$, and the fringes at this point average out. The condition for a sufficiently broad velocity distribution to cause a washing out of the fringes at the second pulse is equivalent to the condition that the splitting between adjacent interferometer paths $2Thk/m$ is much larger than the spatial coherence length of the atoms $z_{\text{coh}} = h/2\Delta p_z$. The (transverse) spatial coherence length equals the minimum size of an atomic wave packet with momentum width Δp_z . Earlier work originated by neutron interferometer experiments has shown, that while the size of a wave packet increases with time due to diffraction, the spatial coherence length of a wave packet remains constant over time [32]. In our experiments, the splitting between adjacent paths exceeds the coherence length, and no fringes are observed with only

two pulses when using counterpropagating optical beams. A fringe signal can only be observed with a sequence of three laser pulses that spatially divide, redirect, and then recombine the atomic wave packets. By experimentally verifying that the spatial splitting between adjacent paths by the time of the second pulse exceeds the atomic coherence length, one justifies the assumption of a sufficiently broad atomic velocity distribution to derive (14) and (18) from the plane wave signal of (10).

1.4 Inertial measurements

We now derive the sensitivity of the atom interferometer to some inertial fields. Assume that the atoms are subject to a gravitational field with acceleration g , and that the setup is rotated with a constant angular velocity Ω . We follow [33], and consider the variation of the laser frequencies due to the inertial fields in the frame of an atom with initial velocity v . The resulting modification of the interferometer signal is derived by modifying the frequency detunings from resonance accordingly in (4) and (5). The fringe signal changes only due to the variation in the Raman laser difference detunings δ_n , where the term: $\omega_+ - \omega_-$ is replaced by: $\omega_+ - \omega_- - (k_+ - k_-) \cdot g t - (k_+ - k_-) \cdot \Omega \times v t$. The corresponding interferometer signal is obtained by replacing the phase $\delta\theta$ with the term: $\delta\theta - (k_+ - k_-) \cdot g T^2 - (k_+ - k_-) \cdot \Omega \times v T^2$ in (15). The fringe pattern is shifted uniformly, and by this the degree of rotation or acceleration can be determined. As discussed in Sect. 1.2, compared to the corresponding two-beam atom interferometer a higher resolution can be obtained here due to the narrower fringe width.

2 Experimental Setup

Our experimental setup is schematically shown in Fig. 6. Within a vacuum chamber, cesium atoms are emitted by an oven through a 200 μm wide slit into an atomic beam. The beam is collimated in a direction along the optical pumping beams by a second slit of 250 μm width in a distance of 25 cm. The atoms then enter an optical interaction region, which is magnetically shielded and has a homogeneous (typically 9 mG) magnetic bias field oriented along the optical beams. Within the interaction region the cesium atoms are irradiated by a series of three optical light pulses. The pulses are generated from a Ti:sapphire laser near 894 nm. After passing a first acousto-optic modulator (AOM) used to generate the pulse shapes for the optical beams, the light is split to provide the two counter-propagating optical projection beams in a $\sigma^+ - \sigma^-$ polarization configuration. Each of the beams then passes a further AOM which shifts their optical frequencies by slightly different amounts in order to maintain the two-photon resonance condition ($\Delta\omega = 0$) in the presence of the bias field. The phase of the rf drive frequency of one of these frequency shifters can be changed during the pulse sequence to allow the adjustment of the phase of one of the optical beams in the final pulse. The two projection beams are spatially filtered and expanded to Gaussian beam diameters of 43 mm. The typical optical power in each beam is 300 mW. All the interferometer pulses are applied during the transit time of the atoms through the optical interaction region. While in earlier experiments using a slightly simplified

setup still without magnetic shielding we have observed the fringe pattern by detecting the atomic fluorescence emitted in the final optical selection pulse [13], in later experiments we have measured the number of atoms remaining in the dark state (in $F = 4$) after the pulses. This population is measured by irradiating the atoms with a further optical detection pulse tuned to the $6S_{1/2} (F = 4) - 6P_{3/2} (F' = 5)$ cycling transition, and recording the resulting fluorescence with a photomultiplier and a boxcar integrator. The optical detection beam is generated with a diode laser, and is travelling in opposite direction of the atomic beam to allow Doppler selection of only a part of the broad thermal atomic velocity distribution. The frequency of the diode laser is tuned to address atoms moving with a velocity near 140 m/s, while the most probable velocity of the beam is 290 m/s. This Doppler selection efficiently suppresses signal contributions from atoms moving far above the most probable atomic velocity, so that a significant increase of the interferometer drift time is obtained.

In a typical pulse sequence, we start the first interferometer pulse with a 1.2 μs long period of lower light intensity to select a velocity slice Δv_z of $2k\Delta v_z/2\pi \approx 200$ kHz Doppler width in the direction along the optical pumping beams from the initial transverse beam velocity distribution of 1.2 MHz Doppler width (we refer here to the width for a Raman-like two-photon transition). The beam power is then increased to full value for the remaining time of the 2 μs long pulse. The typical length of the second and third interferometer pulse is 1.2 μs . Subsequently, the population in the dark state is measured. The repetition rate of such an interferometer pulse sequence is 3.5 kHz. We alternate between a sequence with

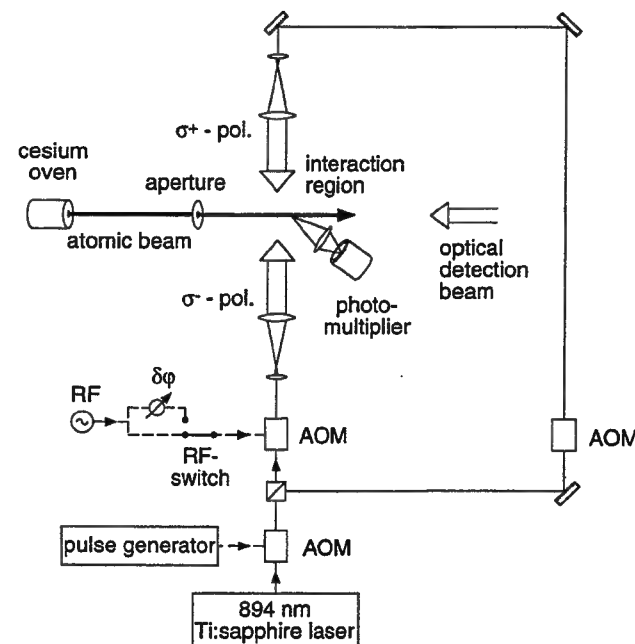


Fig. 6. Experimental setup of the multiple beam atom interferometer. The atoms in the atomic beam are irradiated by a sequence of three laser pulses with two counterpropagating optical beams and σ^+ respectively σ^- circular polarization. In the third pulse, the RF-switch is flipped such that the phase of the drive frequency of the acousto-optic modulator is shifted by an amount $\delta\theta$. The atomic interference signal can be monitored either by observation of the fluorescence emitted during the third optical pulse, or by recording the fluorescence scattered from a further optical detection beam

the phase of the beam with frequency ω_+ shifted in the final pulse, and a sequence with no additional phase shift. We determine the difference of the two obtained fluorescence signals with a lock-in amplifier, which largely suppresses the effect of stray light. The typical used integration time is 1 s per measurement point.

3 Experimental results

The solid line in Fig. 7 shows a typical interferometer signal obtained by measuring the fluorescence scattered during the third optical pumping pulse, where the atomic wave function is recombined in several families of interfering wave packets. This spectrum was recorded for a time $T = 5 \mu\text{s}$ between successive light pulses, where $\omega_r T \ll 1$. Note that the fluorescence signal here decreases in the interference maxima, since little fluorescence is emitted in the final pulse when the atoms by this time are dark for the light field. The observed width of the principal dip typically is $0.32 \times 2\pi$ which is clearly broader than the expected value of $0.18 \times 2\pi$. As discussed below, we believe that this larger width of the interferometer signal is both due to the broad transverse atomic velocity distribution and to imperfect optical wavefronts. The observed width nevertheless is still considerably below the value $0.5 \times 2\pi$ observed in conventional two-beam interferometer experiments. Related multiple beam atom interferometer experiments have now also been realized by two other groups [27, 34]. The dashed line in Fig. 7 for comparison shows the signal measured during the second pulse as a function of the phase of this pulse. In this case almost no interference signal is observed, which is an indication that by this time the spatial splitting between two adjacent paths exceeds the atomic coherence length. The spatial splitting between adjacent paths after a drift time T is $2Thk/m = T \cdot (6.67 \text{ mm/s})$, while the atomic coherence length corresponding to the atomic velocity width selected during the first laser pulse is $\lambda_{\text{coh}} = h/2m\Delta v_z \approx 2.7 \text{ nm}$.

In later experiments, as stated above, we have improved our experimental setup to allow longer drift times between the interferometer pulses. We have added an additional laser tuned to the $6S_{1/2} (F = 4) - 6P_{3/2} (F' = 5)$ cycling transition, which was pulsed on directly after the third selection pulse to allow measurement of the number of atoms left in the dark state (in $F = 4$) by the scattered fluorescence. In this way, we have recorded interference signals such as those shown in Fig. 8 as a function of the phase of the third projection pulse for different times T between the laser pulses. The lowest curve with $T = 5 \mu\text{s}$ corresponds to the atomic interference signal in the limit of small times between laser pulses ($\omega_r T \ll 1$), as in the spectrum shown in Fig. 7. Note however, that the signal of atoms in the dark state shown in Fig. 8 increases in the interference maxima, as in the theoretical fringe patterns of Figs. 3–5. While good contrast of the interference pattern is observed in Fig. 8 for small times T between the laser pulses, the fringe pattern collapses for drift times T above a few μs . This collapse of the fringe pattern is expected for multiple beam atom interferometers, and is caused by a recoil phase shift, that increases quadratically in transverse atomic momentum. When the drift time reaches $T = \pi/2\omega_r$ (equals approximately 33.4 μs), one expects a partial regain of contrast and a period doubling, which is only barely vis-

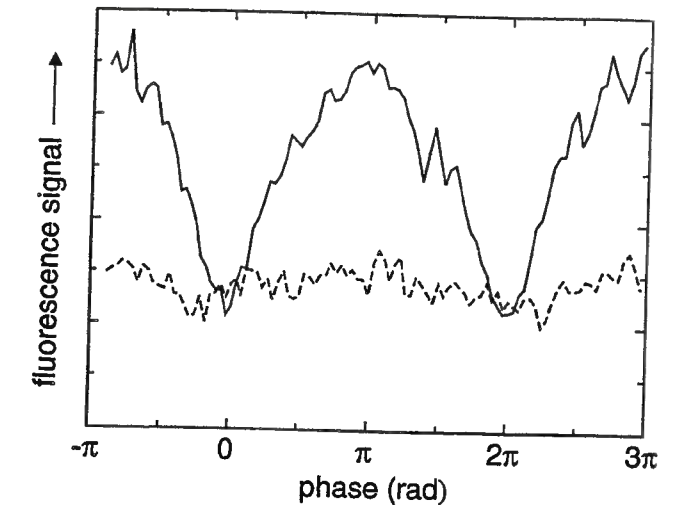


Fig. 7. Experimental interference signals (solid) of an atomic multiple beam interferometer realized with a sequence of three optical pulses, as shown in Fig. 1 for a time $T = 5 \mu\text{s}$ between laser pulses. The fluorescence signal detected during the third pulse is shown as a function of the phase of this pulse. Note that this signal decreases in the interference maxima. For comparison, the dashed line shows the fluorescence detected during the second pulse as a function of the phase of the second pulse. Since the splitting between the individual paths by this time exceeds the spatial coherence length, almost no interference signal is present

ible. When the drift time however approaches the first revival time at $T = \pi/\omega_r$ (approximately 66.8 μs), the fringe pattern is restored, and the fringes reach maximum contrast at the revival time. For this time, the accumulated quadratic phase between adjacent paths has reached an integer multiple of 2π . For even larger drift times between the pulses, the fringe pattern again collapses. These results directly demonstrate the temporal Talbot effect in an atom interferometer. The observation of collapse and revival is both fundamentally interesting and of practical importance, since it shows that multiple beam atom interferometers can be realized with longer drift times between laser pulses, as necessary for precision measurements.

The typically observed fringe width of the principal maxima increases from $0.32 \times 2\pi$ at small drift times to $0.36 \times 2\pi$ at the first revival time, both of which is above the theoretical value, but below the fringe width of two-beam atom interferometers. With the aim of determining the cause of the experimental fringe broadening, we have observed Doppler-free multilevel Ramsey interference signals [13] by orienting the two Raman beams in a colinear excitation geometry. The typical observed Ramsey fringe width in our new setup with magnetic shielding was $0.20 \times 2\pi$ for a drift time of 130 μs , which is reasonably near to the expected value of $0.16 \times 2\pi$. One thus does not expect inhomogeneous stray magnetic fields to be the principle cause for the broadening of the atom interferometer fringes. We attribute the broadening of these spectra, recorded in the Doppler-sensitive mode with counterpropagating laser beams, to be mainly due to both the large initial atomic velocity spread parallel to the laser beams and to imperfect optical wavefronts. Wavefront imperfections are expected to be important especially for larger drift times, since then each atom samples light from different spatial regions within the optical beams. Note that the fringe pattern of Fig. 8 is shifted slightly towards higher phases for larger drift

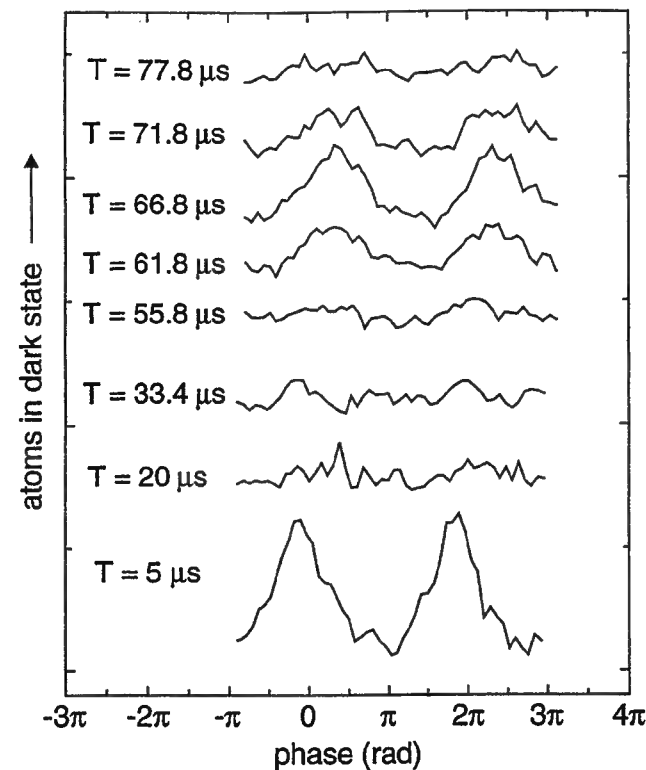


Fig. 8. Experimental interference signals for different drift times T between the laser pulses. This plot shows the number of atoms detected after the projection pulses as a function of the phase of the third pulse. The signal here increases in the interference maxima. For drift times T above several μs the signal collapses. When the time T approaches the first revival time of π/ω_r (equals about $66.8 \mu\text{s}$ for the cesium D1 line) the fringe pattern revives. For even larger times T the fringe contrast again decreases. We note that the data with T above $50 \mu\text{s}$ had to be taken with a higher photomultiplier supply voltage

times, which also may be due to wavefront imperfections. The magnitude of this shift changed between experimental runs only after a major realignment of the optical interferometer beams. As can be seen from (15), a principal interference maximum is expected at zero phase independent from (homogeneous) magnetic field or frequency detuning. The multi-level Ramsey signal is less affected by imperfect optics, since for Doppler-free signals both beams are copropagating and can pass through the same optics.

We have monitored the optical beam quality with an optical shearing interferometer, and estimate an average, mainly spherical symmetric phase distortion of almost half a fringe between the center and the edge of the 60 mm diameter beams. For comparison, during the total interferometer drift time $2T$ the atoms with velocity 140 m/s typically travel a distance of approximately 20 mm across the laser beam at the first revival time. Moreover, the atoms are located at different positions within the beam profile when being irradiated by the optical pulses. We attribute the beam imperfections to be mainly due to unexpectedly large spherical aberrations of our collimation doublet lenses (N. A. 1/30), and to imperfections of the vacuum can windows. We expect good optical beam quality to be especially important for multiple beam atom interferometers, since multiphoton coherences are required. Besides choosing very high quality optics, in a future experimental setup based on slow atoms the interferometer

beams could be oriented colinearly to the propagation direction of the atoms. Beam quality imperfections are then expected to affect the interference signal less even at very large drift times, since the atoms in their free flight then mostly sample light that passed through the same spatial region of the optical components [9, 29].

4 Outlook

In future experiments, drift times up to 200 ms and narrower fringe width should be within reach by using laser cooled cesium atoms in an atomic fountain [35]. Precision measurements of, e.g. gravitation and photon recoil should be possible with an increased sensitivity. One might also think of using dark states with components differing only in their external, and not in their internal quantum numbers. Since then one would no longer be limited by the number of internal levels, a larger number of interfering paths might be realized⁴. The difficulty in such a scheme is, that the dark state then would tend to extend to both positive and negative very large momenta, and thus is extremely leaky for finite pulse lengths due to the quadratic recoil phase. A multiple beam atom interferometer based on this scheme could be realized by using a sequence of three resonant standing waves tuned to an open optical transition [36]. In a simplified spatial picture, only those atoms are dark that pass precisely through the nodes of the waves. An atom interferometer realized with three resonant standing waves tuned to an open optical transition in the short pulse limit does in many terms resemble an atom interferometer realized with an arrangement of three mechanical gratings [25, 37]. In contrast to these experiments, however, by using optical absorption gratings losses at the first grating could in principle be much reduced when a repumping laser is added during the first laser pulse.

To conclude, atom interferometers with dark states are intriguing applications of quantum mechanics. In the future, they will allow for more precise measurements of both fundamental and applied interest.

⁴When performing the calculation of the fringe pattern of such an atom interferometer one finds a mathematically equivalent result to the fringe pattern derived in this work [see e.g. (14)], where however the weights c_n of the dark state with, in theory, infinitely many components will not reach a stationary value within an optical pumping pulse of finite length, and thus are always dependent on length and intensity of a pulse. A second important difference to the calculation presented in Sect. 1.2 is, that one here can extend the integral over the atomic velocity distribution along the direction of the laser beams (11) only over a momentum range of $2\hbar k$ to avoid double counting of the components of the dark state. It follows, that one can derive the far field solution of (13) only when the drift time T equals at least the first revival time at $T = \pi/\omega_r$, since the momentum interval δp_z is naturally limited to $2\hbar k$. The far field interference pattern of (14) is thus only observed for a drift time of at least the first revival time (more precisely, the period doubling, tripling etc. effects described by (14) can already be observed at times $T = \pi/(s\omega_r)$ with s being an integer number). For smaller times, one has to consider the full solution of (12), which also describes near field (geometrical shadow) effects.

References

1. See, for example, articles in *Atom Interferometry*, ed. by P. Berman (Academic Press, San Diego 1997)
2. L. Marton, J.A. Simpson, J.A. Suddeth: *Phys. Rev.* **90**, 490 (1954); G. Möllenstedt: *Naturwiss.* **42**, 41 (1955)
3. H. Maier-Leibnitz, T. Springer: *Z. Phys.* **167**, 386 (1962); H. Rauch, W. Treimer, U. Bonse: *Phys. Lett. A* **57**, 369 (1972)
4. See, for example: E. Hecht, A. Zajac: *Optics* (Addison-Wesley, Reading 1974)
5. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji: *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988)
6. P. Marte, P. Zoller, J.L. Hall: *Phys. Rev. A* **44**, R4118 (1991)
7. J. Lawall, M. Prentiss: *Phys. Rev. Lett.* **72**, 993 (1994)
8. L.C. Goldner, C. Gerz, R.J.C. Spreeuw, S.L. Rolston, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P. Marte, P. Zoller: *Phys. Rev. Lett.* **72**, 997 (1994)
9. M. Weitz, B.C. Young, S. Chu: *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2563 (1994)
10. C.J. Bordé: *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989)
11. M. Kasevich, S. Chu: *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991)
12. E.L. Hahn: *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950)
13. M. Weitz, T. Heupel, T.W. Hänsch: *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2356 (1996); M. Weitz, T. Heupel, T.W. Hänsch: *Verh. DPG (VI)* **31**, 258 (1996)
14. M. Weitz, T. Heupel, T.W. Hänsch: *Europhys. Lett.* **37**, 517 (1997); M. Weitz, T. Heupel, T.W. Hänsch: *Verh. DPG (VI)* **32**, 347 (1997)
15. M. Weitz, B.C. Young, S. Chu: *Phys. Rev. A* **50**, 2438 (1994)
16. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols: *Nuovo Cimento B* **36**, 5 (1976); E. Arimondo, G. Orriols: *Lett. Nuovo Cimento* **17**, 333 (1976); H.R. Gray, R.M. Whitley, R. Stroud, Jr.: *Opt. Lett.* **3**, 218 (1978)
17. C.J. Foot, H. Wu, E. Arimondo, G. Morigi: *J. Phys. II* **4**, 1913 (1994), and references therein.
18. C. Cohen-Tannoudji: In *Les Houches 1990, Session LIII*, ed. by J. Dalibard, J.-M. Raimond, J. Zinn-Justin (North-Holland, Amsterdam 1992).
19. C.J. Bordé, C. Salomon, S. Avrillier, A. Van Lerberghe, C. Bréant, D. Bassi, G. Scoles: *Phys. Rev. A* **30**, 1836 (1984)
20. R. Friedberg, S.R. Hartmann: *Phys. Rev. A* **48**, 1446 (1993)
21. P. Storey, C. Cohen-Tannoudji: *J. Phys. II* **4**, 1999 (1994)
22. J. Schmiedmayer, C.R. Ekstrom, M.S. Chapman, T.D. Hammond, D.E. Pritchard: *J. Phys. II* **4**, 2029 (1994)
23. See, for example: N.F. Ramsey: In *Atomic Physics 14*, ed. by D.J. Wineland, C.E. Wieman, S.J. Smith (AIP, New York 1995)
24. K. Patorski: *Progress in Optics XXVII*, ed. by E. Wolf (North-Holland, Amsterdam 1989)
25. J.F. Clauser, S. Li: *Phys. Rev. A* **49**, R2213 (1994)
26. M.S. Chapman, C.R. Ekstrom, T.D. Hammond, J. Schmiedmayer, B. Tannian, S. Wehinger, D.E. Pritchard: *Phys. Rev. A* **51**, R14 (1995)
27. S.B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim, T. Sleator, P.R. Berman, B. Dubetsky: submitted to *Phys. Rev. Lett.*
28. F. Sander, T. Devolder, T. Esslinger, T.W. Hänsch: *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4023 (1997); see also the contribution by T. Esslinger, F. Sander, T.W. Hänsch in this volume.
29. D.S. Weiss, B.C. Young, S. Chu: *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2706 (1993)
30. C.J. Bordé, M. Weitz, T.W. Hänsch: In *Laser Spectroscopy XI*, ed. by L. Bloomfield, T. Gallagher, D. Larson (AIP, New York 1994)
31. B.-G. Englert, C. Miniatura, J. Baudon: *J. Phys. II* **4**, 2043 (1994)
32. H. Kaiser, S.A. Werner, E.A. George: *Phys. Rev. Lett.* **50**, 560 (1983); A.G. Klein, G.I. Opat, W.A. Hamilton: *Phys. Rev. Lett.* **50**, 563 (1983); see also the discussion by U. Sterr, K. Sengstock, W. Ertmer, F. Riehle, J. Helmcke in [1]
33. M. Kasevich, S. Chu: *Appl. Phys. B* **54**, 321 (1992)
34. A. Pautz, H. Rieger, J.L. Peng, F. Ruschewitz, K. Sengstock, W. Ertmer: *Verh. DPG (VI)* **32**, 348 (1997)
35. M. Kasevich, E. Riis, S. Chu, R.G. DeVoe: *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612 (1989)
36. We note that a two-beam atom interferometer using also an open optical transition has been demonstrated with variable finite laser detuning: E.M. Rasel, M.K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, A. Zeilinger: *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2633 (1995)
37. D.W. Keith, C.R. Ekstrom, Q.A. Turchette, D.E. Pritchard: *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991)

Anhang 10

A CO₂ - Laser Optical Lattice with Cold Rubidium Atoms

S. Friebe, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz und T. W. Hänsch,
Phys. Rev. A **57**, R20 (1998).

CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms

S. Friebe, C. D'Andrea,* J. Walz, M. Weitz, and T. W. Hänsch

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Strasse 1, 85748 Garching, Germany

(Received 8 August 1997)

Laser-cooled rubidium atoms have been trapped in a nondissipative optical lattice with a large lattice constant. The lattice potential is generated by the ac Stark shift in an infrared standing wave near 10.6 μm . The atoms are confined in steep potential wells with a periodicity of several micrometers. By modulating the potential depth we parametrically excite the atoms and measure their vibrational frequencies.

PACS number(s): 32.80.Pj, 42.50.Vk, 03.75.-b

In optical lattices [1] electric-dipole forces associated with the ac Stark effect confine cold atoms to arrays of microscopic potential wells formed by interfering laser beams. In a reversal of familiar roles, matter waves are thus oscillating in cavities made of light. The lattice potential can be controlled by modulating the intensity, phase, or polarization of the laser beams, as exploited in recent studies of quantum chaos [2], Bloch oscillations [3], Wannier-Stark ladders [4], atom tunneling [5], or the parametric excitation of atomic wave-packet oscillations [6]. Lattices with near-resonant trapping fields readily reach the Lamb-Dicke regime where the spacing of vibrational levels exceeds the photon recoil energy. Here, laser cooling alone can accumulate a large fraction of the atoms in the lowest vibrational state, since the accessible phase space is much restricted by the trapping potentials. If an average population of more than one atom per lattice site could be realized, the quantum degenerate regime could be reached by purely optical methods, without the need for evaporative cooling, which has been a key for the Bose-Einstein condensation of ultracold alkali-metal atoms [7]. Unfortunately, the atom density in optical lattices has so far been limited to about 10^{11} atoms/cm³ by radiative repulsion and light-assisted collisions so that at most a few percent of the lattice sites are occupied. Moreover, the damping of the atomic motion by spontaneous scattering forces leads to considerable quantum decoherence. One approach to circumvent these problems employs dark optical lattices [8] where the scattering rate is reduced by optically pumping the atoms into dark states. Alternatively, optical lattices with a far-detuned trapping field have been demonstrated [9] that are reaching spontaneous photon scattering times in the millisecond range at detunings of a few nanometers.

In this Rapid Communication we report on the trapping of rubidium atoms in an extremely far detuned optical lattice using an infrared standing wave near 10.6 μm . The expected average time for an atom to spontaneously scatter a photon is 20 min. Hence the atoms are confined in a highly conservative potential. Furthermore, the lattice constant is more than an order of magnitude larger than that of near-resonant optical lattices. Due to the large volume, each unit cell contains a much larger atomic population. In addition, the laser-

induced fluorescence of the atoms in each individual lattice site could be spatially resolved with a suitable microscope.

A one-dimensional (1D) infrared optical lattice can be realized by retroreflecting a focused CO₂-laser beam. For a waist size of the focus of 50 μm and 5-W power from the CO₂ laser, the ac Stark shift of the atomic energy levels due to the lattice laser is $2\pi \times 8$ MHz at the site of an antinode. This corresponds to a potential depth of 360 μK and is at least ten times larger than the kinetic energy of the laser-cooled atoms. Hence, the dipole force provides a strong spatial confinement of the atoms. We have measured the atomic vibrational frequencies of both an infrared optical lattice and a simple dipole trap (realized by a focused traveling beam) by modulating the potential depth and thus parametrically exciting atomic vibrations. We observe for the lattice geometry a drastically increased oscillation frequency along the beam axis caused by the stronger axial confinement of the atoms in the intensity maxima.

In optical dipole traps atoms are attracted towards the maximum of the field intensity, if the laser frequency is tuned to the lower frequency (red) side of an atomic transition. The trapping potential for atoms is given by the ac Stark shift $V = -(1/2)\alpha|E|^2$, where E is the electric-field amplitude and α denotes the atomic polarizability. For a CO₂-laser dipole trap [10] the atomic polarizability can be approximated by its static value α_s . Since this quantity is positive for both the ground and the excited state, the potential is confining for atoms in both levels, unlike in the case of conventional dipole traps [11], where the ground state is trapped in a region of high intensity, while the excited state is repelled.

Now consider a 1D dipole force lattice realized by a CO₂-laser standing wave along the z axis. The Stark-shift potential is given by

$$V(r, z) = 4V_{\text{max}} \exp[-2r^2/w(z)^2] \cos^2(2\pi z/\lambda),$$

with $V_{\text{max}} = \alpha_s P / [c \epsilon_0 \pi w(z)^2]$, where P denotes the optical power and $w(z)$ the beam radius. The potential, as depicted in Fig. 1, has a periodicity of 5.3 μm . The excited state is more tightly bound than the ground state. The atoms are trapped at the antinodes of the standing wave. At each antinode the potential can be approximated by a harmonic-oscillator potential $V_j(r, z) = (m/2)\omega_{j,r}^2 r^2 + (m/2)\omega_{j,z}^2 z^2$. The different vibrational modes are depicted in Fig. 2. The vibra-

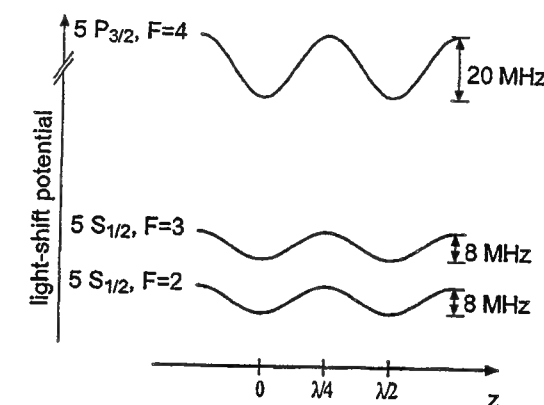


FIG. 1. Light-shift potential of the two hyperfine ground-state levels $5S_{1/2}$ ($F=2,3$) and the $5P_{3/2}$ ($F=4$) excited state in a standing wave near 10.6 μm . The values for the potential depth are given for a $w_0=50$ μm focus of a 5-W CO₂-laser beam using the scalar polarizability. Note that the atomic transition frequencies of the atoms trapped at the antinodes of the light field are shifted to lower frequencies, since the excited state is trapped more strongly than the ground state.

tional frequencies are given by $\omega_{j,r} = \omega_r^{\text{max}} \sqrt{1 - 4(z_j/z_R)^2}$ with $\omega_r^{\text{max}} = \sqrt{16\alpha_s P / (c \epsilon_0 \pi w_0^2)}$ in the transverse direction and $\omega_{j,z} = \omega_z^{\text{max}} \sqrt{1 - 2(z_j/z_R)^2}$ with $\omega_z^{\text{max}} = \sqrt{32\pi\alpha_s P / (c \epsilon_0 m)} / (w_0 \lambda)$ in the longitudinal direction. For rubidium atoms in a 5-W CO₂-laser standing wave focused to a waist radius of 50 μm , the expected vibrational frequencies in the center of the lattice are 1.2 kHz transversely and 25 kHz longitudinally.

In our experiment we capture laser-cooled rubidium atoms from a magneto-optic trap (MOT) [12]. A scheme of the setup is shown in Fig. 3. The cooling and repumping beams at 780 nm are provided by grating stabilized diode lasers. For the dipole trap and optical lattice, we use a single-mode CO₂ laser with a power of 10 W. The CO₂-laser beam enters the vacuum chamber through a ZnSe window and is focused by an adjustable ZnSe lens ($f=38$ mm) inside the chamber. The focus ($w_0=50$ μm) overlaps with the trapped atoms in the MOT. The focus of the back reflected beam is adjusted with

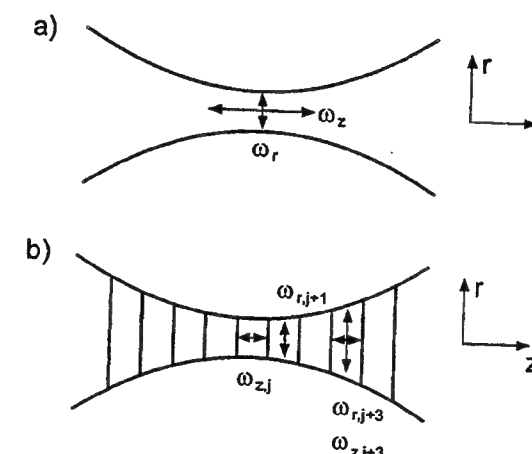


FIG. 2. Sketch of the different vibrational modes of (a) the dipole trap and (b) the lattice. (Not to scale.)

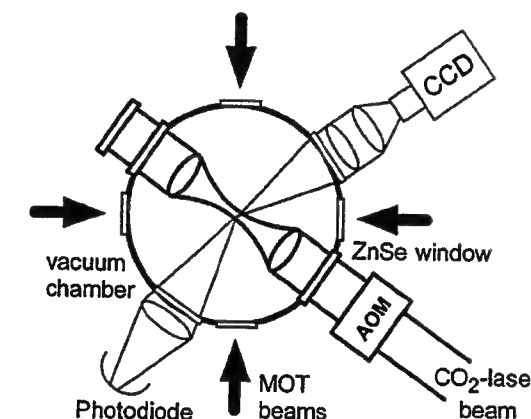


FIG. 3. Schematic of the experimental apparatus.

a second ZnSe lens. The power in the infrared beam can be controlled by an acousto-optic modulator (AOM). The AOM also provides optical isolation of the CO₂ laser from the retroreflected beam. By blocking the retroreflected beam, an ordinary dipole trap can be realized. Fluorescence from the atoms excited with the diode laser field is observed with a photodiode. A charge-coupled-device camera is used to monitor the spatial distribution of the atoms. This is convenient for the alignment of the overlap of the infrared beams with the MOT.

The experiment proceeds in three steps: the lattice is loaded from the MOT, the atoms are then manipulated by modulating the lattice field, and finally the number of atoms that remain in the lattice is probed. We first load atoms from the rubidium vapor pressure (typically 8×10^{-9} mbar) into a MOT for a period of 3 s. In this way a cold sample of atoms (0.3 mm diameter, 10^6 atoms) is prepared. To load the atoms from the MOT into the lattice, the CO₂-laser standing wave remains on during the MOT loading time. As the excited state exhibits a stronger Stark shift than the ground state, the atoms located near the intensity maxima of the 10.6- μm standing wave are almost resonant with the MOT beams. To provide red-detuned cooling beams even for atoms located within the CO₂-laser waist, we shift the frequency of the MOT beams for a period of 30 ms to a value of seven linewidths below the unperturbed atomic resonance. Then the MOT beams and the magnetic field are turned off, leaving only the CO₂-laser standing wave present. By this time the atoms are confined in the optical lattice provided by the CO₂-laser standing wave.

During the second phase of the experiment we manipulate the trapped atoms in the lattice. The intensity of the infrared beam and thus the potential depth are modulated by 30% with a sinusoidal burst signal so that the atoms are forced to oscillate in the wells. If the modulation frequency equals twice the vibrational frequency of the lattice ($\omega_{\text{mod}} = 2\omega_{\text{lattice}}$) atoms are parametrically excited. Also at subharmonic resonances ($\omega_{\text{mod}} = 2\omega_{\text{lattice}}/n$, where n is integer) parametric resonances can be excited [13]. On resonance the kinetic energy of the atoms increases exponentially with time, and atoms are heated out of the lattice. After a delay time both the cooling and repumping beams are turned on again to probe the fluorescence of the trapped atoms. The fluorescence of the atoms remaining in the lattice after the

*Present address: LENS, Largo E. Fermi 2, Florence, Italy.

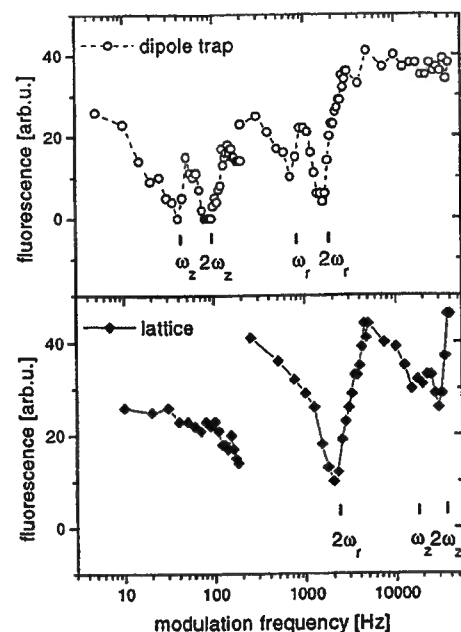


FIG. 4. Experimental spectrum of the vibrational frequencies of atoms in a 10.6- μm optical lattice, and a simple dipole trap. The solid curve shows the fluorescence of the atoms in the lattice after the modulation of the potential depth as a function of the modulation frequency. The hollow circles depict the same measurement taken for a simple dipole trap.

modulation is measured as a function of the modulation frequency for a fixed trapping time of $T=600$ ms. The number of atoms is determined from the fluorescence intensity, taking into account the probe intensity, detuning, geometry, and detection efficiency. We also have blocked the retroreflected beam to realize a dipole trap, and measured the vibrational frequencies by parametrically exciting the atoms in this trap.

Typically 10^4 atoms are trapped in the lattice at the same average density as that of the MOT. The lifetime of the atoms in the lattice is 1.7 s, which is only limited by collisions with background gas atoms. We have measured the energy distribution of the trapped atoms by lowering the potential depth nonadiabatically to a variable value and detecting the number of atoms that remain trapped. From this measurement we estimate a temperature of 18 μK for the atoms in the dipole trap.

Vibrational excitation spectra of trapped atoms are presented in Fig. 4. The fluorescence of the atoms after the modulation of the potential depth is shown as a function of the modulation frequency. The vibrational spectrum of a 1D infrared optical lattice is shown by the solid curve. One recognizes parametric resonances at 2 kHz and at 32 kHz. They correspond to twice the radial vibrational frequency ω_r , and twice the longitudinal vibrational frequency ω_z , respectively. Note that one also observes a resonance corresponding to the subharmonic at 16 kHz. The expected subharmonic at 1 kHz is not observed. The dashed curve is obtained for a CO_2 -laser dipole trap realized by blocking the back reflected beam. In this spectrum four resonances are observed. The resonance at 1.6 kHz corresponds to twice the radial frequency ω_r , the resonance at 80 Hz to twice the longitudinal frequency ω_z . In this spectrum both subhar-

monics are resolved. For the dipole trap we do not observe any vibrational structure above 2 kHz. For both spectra the potential depth has been modulated by 30% with one burst of 1000 cycles. To resolve the resonances below 100 Hz, the modulation depth was set to 100% and the number of cycles reduced to 50.

The vibrational spectra reveal that the atoms in the dipole trap oscillate around the center of the trap at $z=0$ and $r=0$ with a single frequency per mode. Approximating the potential of the dipole trap by a harmonic-oscillator potential, one obtains vibrational frequencies of 600 Hz transversally and 40 Hz longitudinally. These calculated frequencies are in fair agreement with the measured frequencies in the spectrum.

The vibrational resonances for the optical lattice appear broadened since we are observing approximately 140 miniature dipole traps. The atoms in the j th trap oscillate around the position $z_j=j\lambda/2$, where now the lattice sites have different vibrational frequencies due to the z -dependent radius of the beam (see Fig. 2). As the width of these multiple resonances is larger than their spacing, they cannot be resolved. The observed resonance is now expected at a weighted average oscillation frequency of the individual microtraps. The contribution of the atoms oscillating in the outer wells shifts this mean oscillation frequency to a value lower than the maximum. The resonances are located at $c_z\omega_z^{\text{max}}$ and $c_r\omega_r^{\text{max}}$, where $c_z, c_r < 1$ depend both on the spatial extension and the atomic distribution in the lattice. A much more detailed study of these trap frequencies will be possible, when vibrational frequencies of individual (or small groups of) trap sites can be measured, which should be possible using an improved imaging system that allows spatial resolving of the fluorescence emitted from atoms in individual trap sites. In our present experiments we do not spatially resolve the fluorescence of individual lattice sites. Due to the inhomogeneous broadening of the oscillation frequencies of the lattice, the amplitudes of the resonances in the vibrational spectrum of the lattice are below that of the dipole trap and their widths are slightly larger.

In conclusion, we have demonstrated a 1D infrared optical lattice at 10.6 μm and measured its vibrational frequencies. This type of optical lattice can be extended to two and three dimensions. Its unique properties are the negligible spontaneous scattering rate, a long storage time, and steep potential wells. The spatial period of the lattice is an order of magnitude larger than that of conventional near-resonant optical lattices. This leads to intriguing future perspectives. As discussed above, it should be possible to spatially resolve the fluorescence emitted from the atoms in each individual lattice site, which also allows a very direct study of transport phenomena, tunneling, and diffusion between the lattice sites. Moreover, the realization of a three-dimensional optical lattice with an average population of more than one atom per lattice site seems feasible, even at only moderate average atomic densities. By crossing four traveling focused CO_2 -laser beams, one can create a three-dimensional optical lattice that should trap 20 atoms per lattice cell at the average atomic density of an ordinary magneto-optical trap. The lattice potential of the microtraps should be even steeper than in the one-dimensional case demonstrated here, yielding vibrational frequencies above 10 kHz and possibly up to 100

kHz with higher laser powers. Novel cooling mechanisms can be envisioned, since the electronically excited state is more tightly bound than the equally bound ground states. These are unique conditions for the prospect of observing quantum degeneracy of atoms purely using laser cooling.

An alternative perspective of this work might be the realization of quantum logic gates. Long coherence times are expected, because of the low scattering rate. When filling the lattice with one atom per lattice site, a quantum bit (qubit) could be stored in each atom (e.g., in two Zeeman ground-state levels) and individually addressed with focused laser beams. The atoms could communicate via a single quantized mode of a high-finesse optical cavity [14]. Advantages of

this scheme versus, e.g., work on linear ion traps include the possibility of realizing a two-dimensional array of qubits in an optical lattice. Further, note that the distance between neighboring atoms is extremely well controlled here, since it precisely equals half the trapping wavelength. By choosing the trapping wavelength to be an integer multiple of that of the cavity photons, all atoms could be placed precisely at the antinodes of the cavity, resulting in an equal coupling for all atoms to the cavity field.

We wish to thank S. Chu, S. van Enk, A. Görlitz, A. Hemmerich, W. Lange, and V. Vuletic for stimulating discussions.

- [1] Recent work is reviewed in A. Hemmerich *et al.*, in *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi," Course CXXXI, 1995, Varenna, Italy*, edited by R. Bonifacio, W. Barletta, and A. Aspect (North-Holland, Amsterdam, 1996).
- [2] J.C. Robinson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3963 (1995).
- [3] M. Ben Dahan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508 (1996).
- [4] S.R. Wilkinson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4512 (1996).
- [5] Qian Niu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4504 (1996).
- [6] A. Görlitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2096 (1997); G. Raithel *et al.*, *ibid.* **78**, 630 (1997); P. Rudy, R. Eijnisman, and N.P. Bigelow, *ibid.* **78**, 4906 (1997).
- [7] M.H. Anderson *et al.*, Science **269**, 198 (1995); K. B. Davis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [8] A. Hemmerich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 37 (1995).

- [9] B.P. Anderson *et al.*, Phys. Rev. A **53**, R3727 (1996); T. Müller-Seiditz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1038 (1997); D.C. Haycock *et al.*, Phys. Rev. A **55**, R3991 (1997).
- [10] T. Takekoshi, J.R. Yeh, and R.J. Knize, Opt. Commun. **114**, 421 (1995); T. Takekoshi and R.J. Knize, Opt. Lett. **21**, 77 (1996).
- [11] S. Chu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986); C.S. Adams *et al.*, *ibid.* **74**, 3577 (1995); A. Kuhn *et al.*, in *OSA Trends in Optics and Photonics Vol. 7, Ultracold Atoms and BEC*, edited by Keith Burnett (Optical Society of America, Washington, DC, 1996).
- [12] E.L. Raab *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [13] L.D. Landau and E.M. Lifschitz, *Mechanik* (Akademie-Verlag, Berlin, 1964).
- [14] T. Pellizzari *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3788 (1995).

Danksagung

Allen voran möchte ich mich bei Professor T. W. Hänsch für seine Unterstützung, viele Anregungen und sein stetes Interesse bedanken. Weiterhin danke ich ihm für die Bereitstellung von hervorragenden Forschungsbedingungen in seiner Abteilung am Max-Planck-Institut für Quantenoptik.

Ein Teil der dargestellten Arbeiten wurde während meines Aufenthaltes an der Stanford University durchgeführt. Professor S. Chu danke ich für fruchtbare Diskussionen, Engagement und ausgezeichnete Arbeitsmöglichkeiten in seiner Gruppe.

Für ihren großen Einsatz bei der Durchführung der experimentellen Arbeiten danke ich den beteiligten Doktoranden und Diplomanden. Die Zusammenarbeit mit Tilman Heupel, Susanne Friebe, Andreas Huber, Bruno Gross, Rainer Scheunemann, Thomas Udem, Jörg Reichert, Markus Niering und Cosimo D'Andrea hat mir viel Freude bereitet. Für die gute Zusammenarbeit in Stanford bedanke ich mich bei Brent Young.

Für viele wertvolle Diskussionen danke ich Antoine Weis, Claus Zimmermann, Jochen Walz und Andreas Hemmerich. Professor C. Bordé gebührt mein Dank für seine theoretischen Hinweise und Hilfe. Auch allen anderen, die im Laufe der letzten Jahre in vielerlei Hinsicht zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, gilt mein herzlicher Dank.



