

# Atominterferometrie im Zeitbereich

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

genehmigte Dissertation  
von  
Dipl.-Phys. Tilmann Trebst  
geboren am 1. Mai 1968 in Göttingen

1999

Referent: Prof. Dr. W. Ertmer

Koreferent: Prof. Dr. B. Wellegehausen

Tag der Prüfung: 16. 7. 1999



## Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden verschiedene Klassen von Atominterferometern im Zeitbereich mit Strahlteilern und –spiegeln aus kohärenten, resonanten Laserstrahlen im Hinblick auf ihre Einsatzmöglichkeiten vergleichend untersucht. Dazu wurden neben den etablierten, frequenzabhängigen Anregungsgeometrien auch symmetrische, rein phasenabhängige Konfigurationen in den Zeitbereich übertragen. Damit kann auch für diese Interferometer erstmals die hohe Genauigkeit der Interferometrie an lasergekühlten Ensembles resultierend aus der Reduzierung geschwindigkeitsabhängiger Effekte voll ausgeschöpft werden.

Spezielle asymmetrische Konfigurationen im Zeitbereich sind die Basis optischer Ca–Frequenznormale. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals zwei vollständig voneinander unabhängige Ca–Normale miteinander verglichen, um über den direkten und unmittelbaren Vergleich die Reproduzierbarkeit, Genauigkeit und Stabilität ihrer Frequenz zu untersuchen. Die gemessenen Frequenzfluktuationen ergaben für die Ca–stabilisierten Systeme eine kombinierte, relative Allan–Standardabweichung von  $4,5 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt{1 \text{ s}/\tau}$  bei Mittelungszeiten  $\tau$  oberhalb einiger Sekunden. Für die gleichzeitig beobachteten Frequenzdifferenzen wurde ein nicht vollständig kompensierter linearer Dopplereffekt als eine wichtige Ursache identifiziert. Die Stabilität wird sich mittels der neuentwickelten, speziellen Detektion des Grundzustandes [Kur98] weiter verbessern lassen. Die hier realisierten optischen Ca–Frequenznormale gehören zu den genauesten Normalen im optischen Spektralbereich und sind damit prädestinierte Referenzen für die Anbindung anderer optischer Frequenznormale. Zusammen mit der Universität Hannover wurden auf  $I_2$ –Linien stabilisierte Laser gegen eines der Ca–Normale kalibriert [Bod98a, Bod98b]. Die Anbindung weiterer optischer Frequenznormale ist in Vorbereitung.

Die symmetrischen Geometrien sind aufgrund ihrer effizienten Unterdrückung frequenzverschiebender Effekte besonders für die quantitative Bestimmung systematischer Phasenverschiebungen der atomaren Partialwellen sowie für die genaue Vermessung von Inertialkräften geeignet. Als Beispiele wurden der Einfluß der Schwerkraft und Verschiebungen verursacht durch minimale Krümmungen der Laserwellenfronten gemessen. Durch eine geeignete Kombination sowohl phasen– als auch frequenzabhängiger Geometrien gelingt eine weitgehende Reduzierung beider Effekte. In optischen Frequenznormalen tragen sie mit relativen Frequenzunsicherheiten von  $8 \cdot 10^{-15}$  aufgrund gekrümmter Wellenfronten bzw.  $6,5 \cdot 10^{-16}$  aufgrund der Gravitation nur noch unbedeutend zur Realisierungsunsicherheit des Normals bei.

Die dargestellten symmetrischen und asymmetrischen Atominterferometer können nicht nur für optische Frequenznormale eingesetzt werden, sondern ermöglichen, wie in dieser Arbeit gezeigt wird, auch die Entwicklung von z.B. atominterferometrischen Nivelliergeräten, Beschleunigungssensoren oder Meßgeräten zur Bestimmung der Ebenheit von Laserwellenfronten.

## Abstract

In this thesis different classes of atom interferometers in the time domain with beam splitters and mirrors using coherent resonant laser beams were evaluated with respect to their different fields of applications. As a result symmetric, purely phase sensitive configurations were transferred into the time-domain in addition to the established frequency-dependent excitation geometries. Thus, the high accuracy of interferometers with laser cooled atomic ensembles resulting from the reduction of velocity dependent effects was obtained for the first time for these interferometers.

Special asymmetric configurations in the time-domain are the basis for optical Ca frequency standards. In the context of this thesis two fully independent Ca standards were compared for the first time in order to investigate directly the reproducibility, accuracy and stability of their frequencies. The measured frequency fluctuations yielded a combined Allan-standard deviation of  $4,5 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt{1 \text{ s}/\tau}$  for the Ca-stabilized systems with averaging times  $\tau$  above a few seconds. For the frequency differences observed simultaneously a not fully compensated linear Doppler effect was identified as an important cause. The stability could be further improved by the newly developed special detection technique of the ground state [Kur98]. The optical Ca-frequency standards realized here belong to the most accurate standards in the optical spectral range and by this are the predestined references for the calibration of other optical frequency standards. Together with the University Hannover, lasers stabilized to the I<sub>2</sub>-lines were calibrated against one of the Ca standards [Bod98a, Bod98b]. The calibration of further optical frequency standards is in preparation.

The symmetrical geometries are useful in particular for the quantitative determination of systematic phase shifts of atomic partial waves as well as for the precise measurement of inertial forces because of their efficient suppression of frequency shifting effects. As an example, the influence of gravitation and phase shifts resulting from minute wavefront curvatures were measured. A reduction of both effects can be accomplished to a large degree by an appropriate combination of phase and frequency dependent geometries. The contributions to the relative frequency uncertainties caused by curved wavefronts and by gravitation of  $8 \cdot 10^{-15}$  and  $6,5 \cdot 10^{-16}$ , respectively, can now be neglected in the evaluation of the total relative realization uncertainty of the standard.

The described symmetric and asymmetric atom interferometers can be applied not only for frequency standards but also allow the development of e.g. atom interferometric level meters, acceleration sensors or devices for the estimation of the planeness of laser wave fronts as shown in this thesis.



# Inhaltsverzeichnis

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>   | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Theorie der Ramsey–Bordé–Interferometrie</b>             | <b>7</b>  |
| 2.1      | Strahlteiler und Interferometer . . . . .                   | 8         |
| 2.2      | Symmetrische und asymmetrische Atominterferometer . . . . . | 13        |
| 2.3      | Spezielle symmetrische Atominterferometer . . . . .         | 14        |
| <b>3</b> | <b>Experimentelle Realisierung und Techniken</b>            | <b>19</b> |
| 3.1      | Die Laserspektrometer . . . . .                             | 19        |
| 3.1.1    | Die Lasersysteme . . . . .                                  | 20        |
| 3.1.2    | Die optischen Referenzresonatoren . . . . .                 | 22        |
| 3.2      | Präparation der atomaren Ensembles . . . . .                | 25        |
| 3.2.1    | Die magneto–optischen Fallen . . . . .                      | 25        |
| 3.2.2    | Das getaktete Experiment . . . . .                          | 28        |
| 3.3      | Meßstrategien . . . . .                                     | 31        |
| 3.3.1    | Intermittierende Stabilisierungen . . . . .                 | 31        |
| 3.3.2    | Methode der Pulsumkehr . . . . .                            | 32        |
| 3.4      | Detektion der Grundzustandsatome . . . . .                  | 33        |
| 3.4.1    | Realisierung der Detektion . . . . .                        | 35        |
| 3.4.2    | Experimentelle Ergebnisse . . . . .                         | 36        |
| <b>4</b> | <b>Charakterisierung der symmetrischen Interferometer</b>   | <b>41</b> |
| 4.1      | Experimentelle Realisierung . . . . .                       | 41        |
| 4.2      | Interferometer mit 3 Anregungszonen . . . . .               | 43        |
| 4.3      | Interferometer mit 4 Anregungszonen . . . . .               | 45        |
| 4.3.1    | Optimaler Kontrast . . . . .                                | 51        |
| 4.4      | Interferometer mit N Anregungszonen . . . . .               | 52        |
| <b>5</b> | <b>Präzisionsmessungen mit Atominterferometern</b>          | <b>55</b> |
| 5.1      | Phasenverschiebungen durch die Gravitation . . . . .        | 56        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 5.1.1    | Berechnung der Phasenverschiebung . . . . .                  | 56        |
| 5.1.2    | Experiment . . . . .   | 59        |
| 5.1.3    | Vergleich der Interferometerklassen . . . . .                | 60        |
| 5.1.4    | Nivellierung der Laserstrahlen . . . . .                     | 61        |
| 5.2      | Phasenverschiebungen durch gekrümmte Wellenfronten . . . . . | 61        |
| 5.2.1    | Berechnung der Phasenverschiebung . . . . .                  | 61        |
| 5.2.2    | Experiment . . . . .   | 63        |
| 5.2.3    | Trennung von Gravitation und Wellenfrontkrümmung . . . . .   | 67        |
| 5.3      | Diskussion weiterer phasenverschiebender Einflüsse . . . . . | 69        |
| 5.4      | Atominterferometer als Frequenznormal . . . . .              | 70        |
| 5.4.1    | Vergleich zweier Normale . . . . .                           | 71        |
| 5.4.2    | Messung der Ca-Übergangsfrequenz . . . . .                   | 79        |
| <b>6</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>                          | <b>83</b> |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>                                  | <b>89</b> |



# Kapitel 1

## Einleitung

Die erfolgreichsten Konzepte für Präzisionsmessungen in der Metrologie, in technologischen Anwendungen oder in der Grundlagenforschung basieren auf Frequenzmessungen oder auf interferometrischen Techniken. Die Interferometrie mit Atomen erweitert diese Konzepte durch die erhebliche kleinere Wellenlänge atomarer Wellen und eröffnet zugleich ein neues, weites Anwendungsfeld aufbauend auf der inneren Struktur der Atome. Aufgrund einer hohen Empfindlichkeit auf eine Vielzahl von Effekten finden sich Anwendungen der Atominterferometrie in vielen Bereichen, wie z.B. in der Bestimmung atomarer Größen, in der Vermessung von Inertialkräften und nicht zuletzt in optischen Frequenznormalen.

Die Interferometrie mit Ruhemasse-behafteten Teilchen basiert auf dem 1924 von de Broglie postulierten Wellencharakter von Materie. Die erste experimentelle Bestätigung dieses Wellencharakters erfolgte durch die Beugung von Elektronen [Dav27] und durch die Beugung von Helium-Atomen [Est30, Fri33] an Kristalloberflächen. Die ersten Materiewelleninterferometer wurden mit Elektronen realisiert. Dies geschah zum einen in Analogie zum Young'schen Doppelspaltversuch mit Hilfe eines elektrostatischen Biprismas [Möl54] und zum anderen durch Braggstreuung in drei dünnen Kristallscheiben [Mar53]. Interferometer für Neutronen wurden in ähnlicher Weise zunächst als Young'scher Doppelspaltversuch durch Brechung an einem Biprisma [Mai62] und später durch Braggstreuung in drei dünnen Scheiben eines Silizium-Einkristalls [Rau74] verwirklicht.

Atominterferometer bieten ein breiteres Anwendungsfeld, da Atome gegenüber Elektronen und Neutronen zum einen durch ihre innere Struktur einen weiteren Freiheitsgrad eröffnen und sie zum anderen eine höhere Masse besitzen. Die höhere Masse und die damit verbundene kleinere de Broglie-Wellenlänge sowie die erforderliche Transparenz des Strahlteilers stellten lange Zeit die Herausforderung in der Konstruktion strahlteilender Elemente für Atome dar. Atominterferometer mit Strahlteilern, die nur auf die äußeren Freiheitsgrade der Atome wirken, konnten mit einem Doppelspalt [Car91] sowie mit drei mikromechanisch hergestellten Gittern [Kei91] realisiert werden. Aufgrund der höheren Masse wurde bereits vor der Verwirklichung der ersten Atomin-

terferometer eine höhere Empfindlichkeit in der Vermessung von Inertialkräften erwartet [Cla88], was durch Rotationssensoren basierend auf dem Sagnac-Effekt in [Rie91, Len97] mit steigender Genauigkeit bestätigt wurde.

Die Absorption und die Materialprobleme mechanisch hergestellter Gitter lassen sich elegant durch Ausnutzen der inneren Struktur der Atome umgehen, indem die atomare Welle mit Hilfe elektromagnetischer Wellen aufgespalten wird. Die atomaren Teilwellen verlassen den Strahlteiler, der z.B. durch einen kollimierten resonanten Laserstrahl verwirklicht werden kann, als eine kohärente Überlagerung des Grund- und des langlebigen angeregten Zustandes. Die Impulse der beiden Zustände unterscheiden sich um ganzzahlige Vielfache des Photonenimpulses. Damit kommt es zu einer Kopplung der inneren und äußeren Freiheitsgrade. Durch eine geeignete Kombination von mindestens drei solcher Strahlteiler läßt sich ein Interferometer realisieren. Solche Anregungsschemata mit mehrfacher kohärenter Anregung durch elektromagnetische Wellen wurden schon früh in der hochauflösenden Spektroskopie verwirklicht, z.B. [Ram50, Bak76, Hel82], jedoch hat erst Bordé sie 1989 als Atominterferometer interpretiert [Bor89].

Ein wichtiger Aspekt und Unterschied der Strahlteiler aus resonantem Laserlicht gegenüber den Strahlteilern der Optik oder den Strahlteilern, die nur auf die äußeren Freiheitsgrade wirken, resultiert aus dem Übertragen der räumlichen und zeitlichen Phase der Laserwelle auf die atomare Welle. Dies erlaubt, das Interferenzsignal dieser Interferometer über die Phase der Laserstrahlen, also über die Phase der Strahlteiler, zu variieren und auszulesen. Erst die Verwendung resonanter Strahlteiler hat die präzise Bestimmung atomarer Größen wie z.B. Polarisierbarkeiten [Zei95b, Rie96], oder die präzise Vermessung von Phasenverschiebungen aufgrund des DC- und des AC-Stark-Effektes [Rie93, Ste92, Zei95a, Mor96] oder des quadratischen Zeeman-Effektes [Zin98, Oat99] ermöglicht. Auf ihnen basieren auch die Messungen topologischer Phasen verursacht durch den Aharonov-Bohm-Effekt [Mül95] oder den Aharonov-Casher-Effekt [Zei95b].

Alle in dieser Arbeit verwendeten Atominterferometer werden mit Strahlteilern aus resonantem Laserlicht realisiert. Die Möglichkeit, die einzelnen Strahlteiler sowohl durch stehende als auch durch parallel oder antiparallel zueinander laufende Wellen zu bilden, führt zu einer hohen Flexibilität und Vielseitigkeit in der Konzeption von Interferometern. Da zudem auch die Zahl der Strahlteiler und ihre Abstände variabel sind, werden die verschiedensten Geometrien für die Pfade der Teilwellen möglich. Generell wird, analog zu den aus der Optik bekannten Mach-Zehnder-Interferometern, zwischen symmetrischen und asymmetrischen Konfigurationen unterschieden. Bei den symmetrischen Geometrien kommen alle Laserstrahlen aus derselben Richtung und alle Partialwellen durchlaufen die gleiche geometrische Weglänge. Durch die Symmetrie heben sich zudem alle von der Laserfrequenz abhängigen Anteile der von der Laserwelle auf die atomare Welle übertragenen Phase gegenseitig auf. Die Interferenzphase der atomaren Welle ist daher unabhängig von der Laserfrequenz. Bei den asymmetrischen Konfigurationen kommen dagegen die Laserstrahlen aus entgegengesetzten Richtungen. Durch die entstehende Asymmetrie der Trajektorien heben sich die frequenzabhängigen Anteile der übertragenen Phase nicht auf

und die resultierende Phasenverschiebung hängt linear von der Laserfrequenz ab. Die entstehenden frequenzabhängigen Interferenzstrukturen können mit Auflösungen in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite als höchstpräzise Frequenzdiskriminatoren eingesetzt werden. Zusammen mit einer Rückkopplung auf die Frequenz des Lasers, der die Strahlung für den Atomstrahlteiler liefert, erfüllen die asymmetrischen Geometrien die notwendigen Voraussetzungen für die Erzeugung höchststabiler Frequenzen, wie sie für optische Frequenznormale benötigt werden.

Frequenznormale im optischen Spektralbereich gewinnen durch den Übergang zu höheren Frequenzen und der damit verbundenen geringeren relativen Unsicherheit an Präzision und Genauigkeit. Bereits Anfang der Achtziger Jahre wurden geeignete Übergänge in atomaren Absorbieren vorgeschlagen [Ber79, Ert83]. Zu ihnen gehören u.a. die Interkombinationsübergänge der Erdalkalielemente  $^{24}\text{Mg}$  und  $^{40}\text{Ca}$ . Für die Entwicklung von Frequenznormalen ist neben einem hochstabilen Oszillator und einem geeigneten Absorber das Spektroskopieverfahren von zentraler Bedeutung. Zusammen mit der ersten phasenkohärenten Messung einer optischen Frequenz [Sch96] stellt das derzeit in der PTB realisierte  $^{40}\text{Ca}$ -Normal eines der genauesten Frequenznormal im optischen Spektralbereich dar und wurde als solches vom Comité International des Poids et Mesures (CIPM) als Wellenlängen- und Frequenzreferenz mit der kleinsten Unsicherheit im optischen Spektralbereich empfohlen [CIP97]. Es ist damit prädestinierter Ausgangspunkt für die Anbindung weiterer optischer Frequenznormale, wie z.B. die Anbindung von  $\text{I}_2$ -Linien bei 815 nm über einen Frequenzvergleich [Bod98b] und bei 790 nm über einen optisch-interferometrischen Wellenlängenvergleich [Bod98a].

Die hohe Genauigkeit interferometrischer Techniken resultiert in der Optik wie in der Quantenoptik aus der geringen Unsicherheit, mit der räumliche oder zeitliche Phasenverschiebungen bestimmt werden können. Die Auflösung und damit indirekt auch die Genauigkeit skalieren mit der räumlichen bzw. der zeitlichen Länge des Interferometers. Für Präzisionsexperimente an Atomstrahlen werden daher Apparaturen mit einigen Metern Länge benötigt, wie z.B. [Gus97]. Außerdem limitieren geschwindigkeitsabhängige Effekte wie ein nicht vollständig kompensierter linearer sowie der quadratische Dopplereffekt die erreichbare Genauigkeit. Beide Nachteile können durch die Verwendung gekühlter, fast ruhender atomarer Ensembles, wie sie mit den Methoden der Laserkühlung neutraler Atome erzeugt werden können [Chu98, Coh98, Phi98], wesentlich reduziert werden. Gekühlte Ensembles in magneto-optischen Fallen [Raa87] sind Ausgangspunkt unter anderem für Atomfontänen [Biz99], für langsame Atomstrahlen oder für ballistisch unter Einfluß der Gravitation expandierende Atomwolken. Mit dem Übergang zu gekühlten, fast ruhenden atomaren Ensembles ist der Übergang zu Atominterferometern im Zeitbereich verbunden, wobei der Strahlteiler durch einen Laserpuls und die Interferometer durch eine Sequenz von Laserpulsen realisiert werden [Sen94, Kis94].

Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist die vergleichende Untersuchung verschiedener Anregungsgeometrien von Atominterferometern im Zeitbereich. Dabei werden insbesondere neben den

etablierten frequenzabhängigen Geometrien auch rein phasenabhängige Anordnungen für Präzisionsmessungen zugänglich gemacht.

Sowohl mit symmetrischen als auch mit asymmetrischen Atominterferometern lassen sich prinzipiell Inertialkräfte aufgrund von Rotationen oder Beschleunigungen, wie z.B. der Gravitation, vermessen. Die symmetrischen, rein phasenabhängigen Interferometer sind jedoch insofern besser geeignet, da sie unempfindlich gegenüber frequenzverschiebenden Effekten sind. Hierzu zählen z.B. alle Verschiebungen, die durch räumlich und zeitlich konstante Potentiale verursacht werden, die aber nicht zu einer Beschleunigung der atomaren Welle führen. Während bisherige Messungen [Kas91, Pet98] auf die reine Bestimmung der Erdbeschleunigung abzielten, wird in dieser Arbeit ein Verfahren angegeben, mit welchem nach einer präzisen Vermessung der phasenverschiebende Einfluß der Gravitation minimiert wird.

Ein weiterer, wichtiger phasenverschiebender Effekt, der in dieser Arbeit untersucht wurde, entsteht durch gekrümmte Wellenfronten der Strahlteiler aus Laserlicht. Diese führen in allen atominterferometrischen Präzisionsmessungen an ausgedehnten oder bewegten Ensembles von Atomen zu unerwünschten Phasen- und Frequenzverschiebungen. So ist z.B. die bisher genaueste Messung von  $\hbar/m_{Cs}$  basierend auf einer atominterferometrischen Bestimmung des Photonenrückstoßes durch die Krümmung der Wellenfronten limitiert [Wei94]. Derartige Phasenverschiebungen gewinnen mit den für höhere Auflösungen notwendigen längeren Interferometerzeiten, wie sie in zukünftigen Frequenznormalen in der nahezu schwerelosen Umgebung einer erdnahen Satellitenumlaufbahn erreicht werden können [Sal96a, b], zunehmend an Bedeutung. Die Untersuchung der Verschiebungen aufgrund gekrümmter Wellenfronten wird dadurch erschwert, daß sie in wichtigen experimentell zugänglichen Parametern dieselben Abhängigkeiten aufweist wie die Phasenverschiebung aufgrund der Gravitation. Nur durch eine geeignete Kombination sowohl phasen- als auch frequenzabhängiger Geometrien ist es möglich, beide Effekte soweit zu eliminieren, daß sie in der Anwendung von Atominterferometern in optischen Frequenznormalen nur noch einen unbedeutenden Beitrag zur Realisierungsunsicherheit darstellen.

Das breite Anwendungsfeld der Atominterferometrie resultiert aus der hohen Empfindlichkeit auf eine Vielzahl von Effekten. Daraus folgen aber auch die experimentellen Herausforderungen in der präzisen Vermessung einer spezifischen Abhängigkeit, da im allgemeinen alle anderen phasen- oder frequenzverschiebenden Effekte weitestgehend unterdrückt werden müssen. Diese Arbeit verfolgt dafür mehrere Ansätze. Dazu gehört zum einen die Anwendung symmetrischer, frequenzunabhängiger Interferometer. Zum anderen wurde für die asymmetrischen Geometrien insbesondere die Methode der Pulsumkehr entwickelt, bei der durch den Vergleich zweier zueinander pulsinvertierter Interferometer ebenfalls eine Vielzahl von frequenzverschiebenden Effekten unterdrückt werden kann. Die erzielbare Genauigkeit einer Messung hängt neben der Auflösung entscheidend von dem erreichbaren Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Interferenzstruktur ab. Die prinzipielle Grenze ist dabei durch das Quantenprojektionsrauschen gegeben [Ita93, Scu93]. Ein wesentlicher Schritt zum Erreichen dieser Grenze gelingt durch die Detektion der an der Inter-

ferometrie teilnehmenden Atome im Grundzustand [Kur98]. Eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses um etwas mehr als einen Faktor vier sowie ein Unterschreiten der Grenze, welche durch das Anzahlrauschen der auf dem Interkombinationsübergang detektierten Fluoreszenzphotonen gegeben ist, wurden demonstriert.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Kap. 2 gibt einen Überblick über die Theorie der Bordé-Interferometrie. Es werden zunächst die Bedingungen, unter denen eine atomare Interferenz beobachtet werden kann, abgeleitet. Die wesentlichen Unterschiede zwischen den frequenz- und den phasenabhängigen Interferometern werden herausgearbeitet.

Die experimentellen Voraussetzungen und ihre Realisierung werden in Kap. 3 dargestellt. Der Schwerpunkt wird auf die Meßmethoden gelegt, wobei u.a. die von Experimenten an Atomstrahlen bekannte Strahlumkehr in den Zeitbereich übertragen wird. Die Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses durch die Detektion der Grundzustandsatome wird beschrieben.

In Kap. 4 werden verschiedene phasenabhängige Interferometergeometrien vorgestellt und der damit erreichbare Interferenzkontrast in Abhängigkeit verschiedener Parameter experimentell untersucht. Dabei wird die Verwandtschaft zu Experimenten mit stimulierten Photonenechos anhand einer Sequenz aus mehreren parallelen Pulsen experimentell veranschaulicht.

In Kap. 5 schließlich werden die Anwendungen von Interferometern beider Klassen für Präzisionsmessungen dargestellt. Diese umfassen die Messungen zum Einfluß der Gravitation sowie zum Einfluß gekrümmter Wellenfronten. Daraus folgend wird der derzeitige Stand des optischen Ca-Frequenznormals abgeleitet. Schwerpunkt liegt hierbei auf dem ersten Vergleich zweier vollständig unabhängiger Normale. Die beobachteten Differenzen werden analysiert.

Diese Arbeit analysiert die beiden Interferometerklassen in Hinblick auf ihre Unterschiede und Einsatzmöglichkeiten. Erste Anwendungen der symmetrischen Interferometer im Zeitbereich werden demonstriert.



## Kapitel 2

# Theorie der Ramsey–Bordé–Interferometrie

In Analogie zu einem optischen Interferometer erfordert der Aufbau eines Atominterferometers kohärente Strahlteiler und Reflektoren für atomare Wellen. Beim Ramsey–Bordé–Interferometer entsteht die Strahlteilung und –umlenkung durch die Wechselwirkung der Atomwelle mit einer nahezu resonanten Laserwelle. Die geeignete Anwendung mehrerer Wechselwirkungen führt dann zu Atominterferenzen.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird die Strahlteilung einer atomaren Welle durch die Wechselwirkung mit einem Laserstrahl beschrieben. Es folgt die Konstruktion von Interferometern unter besonderer Berücksichtigung der Bedingungen, unter denen eine atomare Interferenz beobachtet werden kann.

Im zweiten Teil erfolgt eine Klassifizierung der verschiedenen Atominterferometer in symmetrische und asymmetrische Konfigurationen. Ihre wesentlichen Unterschiede werden diskutiert.

Das Kapitel schließt mit einer Ableitung der Phasenbeziehungen für die in dieser Arbeit verwendeten symmetrischen Interferometer. Die Phasenbeziehungen werden für die quantitative Bestimmung von Phasenverschiebungen benötigt werden.

Die Ramsey–Bordé–Atominterferometrie basiert auf der Methode der getrennt oszillierenden Felder, die 1950 von Ramsey für die Mikrowellenspektroskopie entwickelt wurde [Ram50]. Dabei erfolgt die Anregung durch 2 längs eines Atomstrahls räumlich getrennte kohärente Mikrowellenfelder. Während der ersten Wechselwirkung wird dem Atom die Phase des Mikrowellenfeldes aufgeprägt, indem es durch eine teilweise Anregung in eine kohärente Überlagerung des angeregten und des Grundzustandes gebracht wird. Nach einer freien zeitlichen Entwicklung der atomaren Phase wird diese in der zweiten Wechselwirkungszone mit der Phase des Mikrowellenfeldes verglichen. Abhängig von der akkumulierten Phasendifferenz wird das Atom weiter an- oder abgereggt. Die Auflösung dieser Spektroskopie ist nicht wie bei konventioneller Absorptionsspektroskopie durch

die Wechselwirkungszeit in der Anregungszone sondern vielmehr durch den zeitlichen Abstand zwischen den Anregungen in den beiden Mikrowellenfeldern gegeben. Durch diese Entkopplung der Auflösung von der Pulsdauer läßt sich ein Nachteil konventioneller Spektroskopiemethoden wie der Sättigungsspektroskopie umgehen. Die für hohe Auflösungen notwendigen langen Wechselwirkungszeiten erfordern in der Regel lange Wechselwirkungslängen, welche jedoch anfällig sind auf Anisotropien. So stellt zum Beispiel die Planität der Wellenfronten eine Herausforderung dar.

Bei der Methode von Ramsey können dagegen kurze Wechselwirkungszeiten/-längen verwendet werden. Sie ist daher durch die hohe erreichbare Auflösung bei gleichzeitig hohem Signal-zu-Rausch-Verhältnis anderen Methoden überlegen [Ram90]. Sie hat u.a. in der Konstruktion von hochpräzisen Atomuhren basierend auf den Hyperfeinstrukturübergängen von Caesium und Rubidium eine Anwendung gefunden.

Eine direkte Übertragung auf optische Frequenzen führt jedoch aufgrund des Photonenrückstoßes zu einem Verlust des kohärenten Anteils. Bei kleinen Frequenzen wie in der Mikrowellenspektroskopie sind der Impulsübertrag und die räumliche Aufspaltung im allgemeinen vernachlässigbar. Für große Photonenrückstöße werden jedoch die beiden Partialwellen wie in einem optischen Shearing-Interferometer voneinander getrennt bis sie sich bei hinreichend großer Weglänge nicht mehr überlappen. Der kohärente Anteil des Signals läßt sich nur zurückgewinnen, wenn auch die Partialwellen wieder überlagert werden, was durch die Einführung weiterer Wechselwirkungszone gelingt. Die entstehenden Anregungsgeometrien entsprechen optischen Mach-Zehnder-Interferometeranordnungen.

## 2.1 Strahlteiler und Interferometer

Beim Ramsey–Bordé–Interferometer wird jeder Strahlteiler durch eine resonante Wechselwirkung der atomaren Welle mit einer Laserwelle verwirklicht. Dabei wird die atomare Welle durch die Anregung in eine kohärente Überlagerung des Grund- und des angeregten Zustandes gebracht. Hierfür gibt es im wesentlichen zwei Möglichkeiten:

- Durch Absorption oder stimulierte Emission eines Photons aus einer einzelnen, (nah) resonanten, laufenden oder stehenden Welle kommt es zu einer kohärenten Überlagerung der Grundzustands- und der angeregten Partialwellen (vgl. Abb. 2.1). Da bei der Anregung auch der Photonenimpuls übertragen wird, unterscheiden sich die Impulse der beiden Teilwellen um einen Photonenrückstoß  $\hbar k$ .
- Durch induzierte Raman-Übergänge mittels zweier Laserfelder kann das Atom in eine kohärente Superposition zweier Grundzustandsniveaus gebracht werden [Kas92]. Je nach Richtung der Laserstrahlen entspricht der Impulsübertrag dem eines Mikrowellenphotons (parallele Strahlen) oder dem zweier optischer Photonen (antiparallele Strahlen). Strahlteiler basierend auf Raman-Übergängen ermöglichen zusätzliche Verbesserungen wie z.B. die



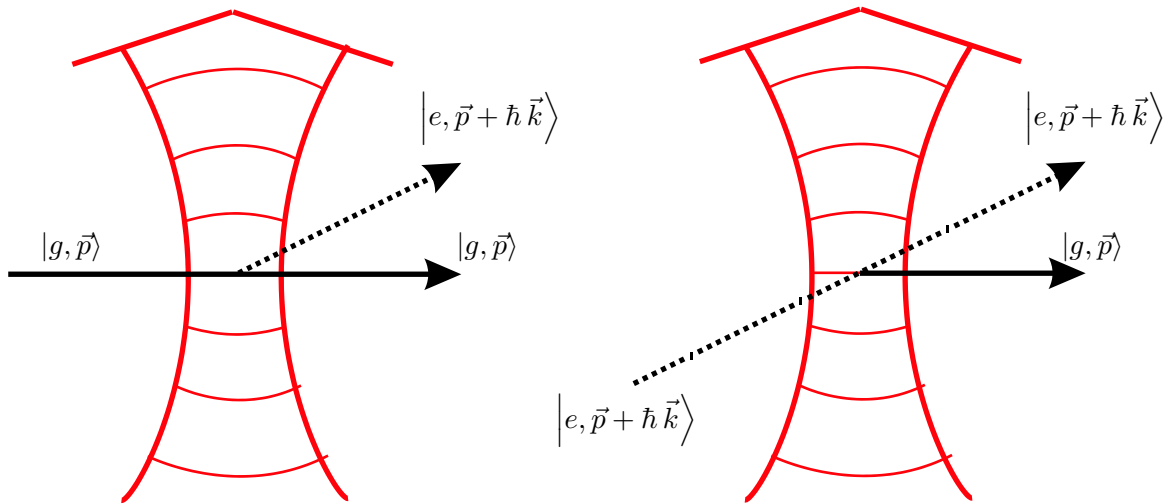


Abbildung 2.1: Im Strahlteiler wird die atomare Welle mit Impuls  $\vec{p}$  durch Absorption oder durch stimulierte Emission eines Photons mit Impuls  $\vec{k}$  in die kohärente Überlagerung des Grund-  $|g\rangle$  und des angeregten Zustandes  $|e\rangle$  gebracht.

Methode des adiabatischen Transfers zwischen den atomaren Niveaus zur Erzeugung von Reflektoren mit hohem Reflexionskoeffizient.

Die Experimente dieser Arbeit wurden wie noch erläutert werden wird an  $^{40}\text{Ca}$ -Atomen durchgeführt. Da  $^{40}\text{Ca}$  keine Unterstruktur des Grundzustandes ( $^1\text{S}_0$ ) bietet, werden die Strahlteiler mit der ersten Methode eines resonanten Ein-Photonen-Übergangs realisiert werden.

Die Wechselwirkung mehrerer kohärenter gepulster Laserfelder mit einem Atom findet sich in mehreren Arbeiten. Warren und Zewail [War83] gehen dabei von der Analogie mit Kernspinresonanzexperimenten aus und übertragen diese auf optische Frequenzen. Bordé et al. [Bor84] erweitern die Methode von Ramsey in den optischen Spektralbereich. Beach, Friedberg und Hartmann [Bea82, Fri93] beschreiben Materiewelleninterferometrie und Echoexperimente mit einem anschaulichen Billiardballmodell und geben Feynman-ähnliche Regeln für die qualitative wie quantitative Beschreibung der Spektroskopiesignale an. Storey et al. [Sto94] berechnen Interferenzsignale unter Anwendung des Feynman'schen Pfadintegralformalismus. Im allgemeinen kann für die Beschreibung des Strahlteilers das Atom auf ein atomares 2-Niveaus-System reduziert werden. Ausnahme hierbei sind allerdings Vielstrahlinterferenzen wie bei Weitz et al. [Wei96] oder bei Hinderthür et al. [Hin97], bei denen die Aufspaltung in verschiedene Zeeman-Niveaus ausgenutzt wird.

Der Darstellung in [Bor84] folgend, kann die Wechselwirkung eines Atoms mit Impuls  $\vec{p}$  mit einem Photon mit Impuls  $\vec{k}$  nach Anwendung der 'rotating wave approximation' auf der Basis

$\{b_{m\pm 1}, a_m\} \equiv \left\{ \left| e, \vec{p} \pm \hbar \vec{k} \right\rangle, \left| g, \vec{p} \right\rangle \right\}$  als 2x2-Matrix beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} b_{m\pm 1} \\ a_m \end{pmatrix} = e^{i\frac{\Omega_0\tau}{2}} \begin{pmatrix} A & Be^{-i\phi} \\ Ce^{i\phi} & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{m\pm 1} \\ a_m \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

mit:

$$A = D^* = \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) + i\frac{\Delta_m^\pm}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \quad (2.2)$$

$$B = -C^* = i\frac{\Omega_{Res}}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \quad (2.3)$$

Dabei sind  $\Omega_{res}$  die resonante, und  $\Omega = \sqrt{\Omega_{Res}^2 + \Delta_m^\pm{}^2}$  die effektive Rabi-Frequenz.  $\Delta_m^\pm$  hängt von der Verstimmung  $\Delta = \nu_L - \nu_0$  der Laserfrequenz  $\nu_L$  gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz  $\nu_0$  und von der Geschwindigkeit des Atoms ab<sup>1</sup>:

$$\Delta_m^\pm = 2\pi(\Delta - \delta \mp (v/\lambda + 2m\delta)) \quad (2.4)$$

$$\Omega_0 = 2\pi(-((m \pm 1)^2 + m^2)\delta - (2m \pm 1)\frac{v}{\lambda}) \quad (2.5)$$

Dabei ist  $m$  die Zahl der übertragenen Photonenimpulse.

Die Wahrscheinlichkeit der Anregung und damit die Amplituden der Partialwellen hängen von der Amplitude der Laserfeldes, der Wechselwirkungsdauer und von der Verstimmung  $\Delta$  ab. Die drei Parameter können u.a. so gewählt werden, daß die Laserwelle als 50%-Strahlteiler fungiert. Dies entspricht einem  $\pi/2$ -Puls, wie er aus der Kernresonanzspektroskopie bekannt ist.

Für das Verständnis der Atominterferometer ist das Aufprägen der Laserphase auf die atomare Phase von entscheidender Bedeutung. Die Phase der  $i$ -ten Wechselwirkungszone ist durch die Phase des Laserfeldes am Ort  $\vec{r}_i$  und zum Zeitpunkt  $t_i$  gegeben:

$$\phi_i = \pm i(k_i \vec{r}_i - \omega t_i + \varphi_i) \quad (2.6)$$

Das Vorzeichen ist negativ bei Absorption, positiv bei stimulierter Emission. Der Vektorcharakter von  $\vec{k}_i$  ist in Anregungsgeometrien mit antiparallelen Strahlen zu berücksichtigen.  $\varphi_i$  bezeichnet zusätzliche Phasenverschiebungen des Laserfeldes, die sich nicht aus der räumlichen und zeitlichen Propagation des Laserfeldes ergeben, wie z.B. durch einen geeigneten Phasenschieber.

Zwischen den Wechselwirkungszonen kommt es zu einer freien Evolution des atomaren Wellenpakets und damit seiner Phase. Die Darstellung der wechselwirkungsfreien Zone in der Matrixrepräsentation lautet [Bor84]:

$$\begin{pmatrix} b_{m\pm 1} \\ a_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_T & 0 \\ 0 & D_T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{m\pm 1} \\ a_m \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

<sup>1</sup> $\Delta_m^\pm$  wird in [Bor84] mit  $\Omega_3$  bezeichnet.

mit:

$$\begin{aligned} A_T &= \exp\left(\frac{i}{2}(\Omega_0 + \Delta_m^\pm) T\right) \\ D_T &= \exp\left(\frac{i}{2}(\Omega_0 - \Delta_m^\pm) T\right) \end{aligned}$$

Dabei sind  $\Omega_0$  und  $\Delta_m^\pm$  wie in Gl.(2.4) und (2.5) definiert. Der Grund- und der angeregte Zustand akkumulieren aufgrund ihrer unterschiedlichen inneren Energie während der Dunkelzeit unterschiedliche Phasen.

Mit diesem Matrixformalismus lassen sich nun beliebige aufeinanderfolgende Wechselwirkungen von Laserlicht mit einem 2-Niveaus-System quantitativ beschreiben.

Durch die Kombination zweier Strahlteiler entsteht die Anordnung der Methode der getrennt oszillierenden Felder [Ram50]. Die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes nach zwei identischen Wechselwirkungszonen ist für ein Teilchen mit der Geschwindigkeit  $v$  proportional zu  $(1 + \cos(2\pi(\Delta - \delta - \frac{v}{\lambda})T + (\phi_2 - \phi_1)))$ . Dabei ist  $\Delta = \nu_L - \nu_0$  die Verstimmung zwischen der Laserfrequenz und der atomaren Übergangsfrequenz sowie  $h\delta = h\frac{h}{2Mc_a\lambda^2}$  die Rückstoßenergie eines absorbierten oder emittierten Photons.

Das Signal für ein Teilchen ist periodisch<sup>2</sup> in  $\frac{vT}{\lambda}$ . Bei einer Mittelung über die Geschwindigkeitsverteilung eines Ensembles wird der oszillierende Term herausgemittelt, wenn das Produkt aus der Geschwindigkeitsbreite  $\sigma_v$  und dem Pulsabstand  $T$  groß ist gegen die Wellenlänge der anregenden Laserstrahlen. Dieser Effekt ist als 'Doppler-dephasing' bekannt. Ist dagegen  $\sigma_v T < \lambda$ , bleibt der Interferenzkontrast erhalten.

In der *optischen* Ramsey-Bordé-Spektroskopie mit nur zwei getrennten Wechselwirkungszonen ist diese Bedingung aufgrund der kurzen Wellenlänge im allgemeinen nicht erfüllt. Die Geschwindigkeitsbreite des Ensembles ist in der Regel größer als die Wechselwirkungsverbreiterung. Zum interferometrischen Signal tragen jedoch nur Atome bei, deren Dopplerverschiebung kleiner ist als die Wechselwirkungsbreite. Mit  $\gamma_{WW} = \sigma_{v_{WW}}/\lambda$  und  $\gamma_{WW} = 1/2\pi\tau$  folgt aus der obigen Bedingung für den Pulsabstand  $T < 2\pi\tau$ . Das bedeutet, daß bereits für einen Pulsabstand von einigen  $\tau$  der Interferenzkontrast verschwindet.

Das Problem des Ausmittels des Interferenzkontrastes für große Pulsabstände  $T$  läßt sich durch eine geeignete Anordnungen mit drei oder mehr Wechselwirkungszonen umgehen. Die einfachste Anordnung besteht aus drei aufeinanderfolgenden, äquidistanten Wechselwirkungszonen, wie sie aus Spin- oder Photonenechoexperimenten (s. z.B. [All75]) bekannt ist. Dabei wird durch den mittleren Puls die Besetzung der Niveaus und die Richtung der auseinanderlaufenden Teilwellen invertiert. Die Teilwellen überlagern sich dann zum Zeitpunkt des dritten Pulses wieder. Die dritte Wechselwirkung führt dann zu einem stimulierten Echo [Fri93].

Bordé [Bor92] leitet daraus ab, daß sich die Partialwellen in der letzten Wechselwirkungszone wieder überlagern müssen. Dadurch entstehen geschlossene Anregungsgeometrien. Diese *Bedin-*

<sup>2</sup>bzw. an einem Atomstrahl mit  $v_{trans}/\lambda \cdot D/v_{long}$

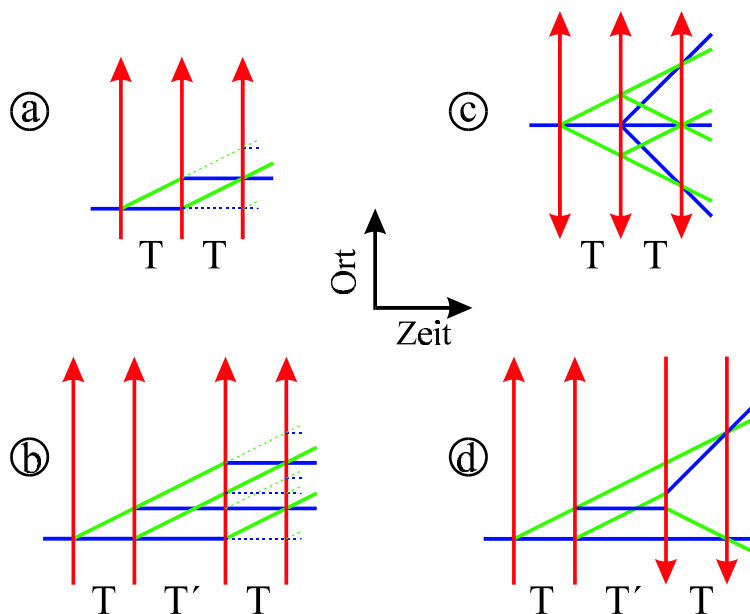


Abbildung 2.2: Die Rückstoßdiagramme für einige der in dieser Arbeit verwendeten Atominterferometer: a) und c) sind symmetrische, b) und d) asymmetrische Anregungsgeometrien. Die Pfeile symbolisieren die Laserpulse, die durchgezogenen Linien Atome im Grundzustand  $|g\rangle$  und die gestrichelten Linien dem angeregten Zustand  $|e\rangle$ .

Die Bedingung der *geschlossenen Geometrien* wird in [Mar96] allgemeiner abgeleitet. Zum einen muß die Bedingung des gleichen Impulses und damit des gleichen Netto-Impulsübertrages der interferierenden Teilwellen erfüllt sein, zum anderen soll das Interferenzsignal dopplernfrei sein. Andernfalls muß entweder die Geschwindigkeitsverteilung der Atome sehr schmal sein, oder der Interferenzkontrast verschwindet. Hiermit wird implizit gefordert, daß es nicht zum beschriebenen 'Dopplerdeshasing' kommt. Aus den beiden Bedingungen läßt sich als dritte Bedingung und Voraussetzung ableiten, daß die Anregungsgeometrien geschlossen sein sollen.

Durch geeignete Kombinationen von Strahlteilern lassen sich eine Vielzahl von Interferometergeometrien verwirklichen, die die Bedingung der geschlossenen Interferometer erfüllen. Abb. 2.2 zeigt einige mögliche Varianten.

Alle Anordnungen lassen sich im Prinzip sowohl als räumliche Interferometer als auch als Interferometer in der Zeitdomäne realisieren. Räumliche Interferometer mit vielen Strahlteilern sind jedoch experimentell schwerer umsetzen. Dies liegt an der erforderlichen Parallelität der einzelnen Strahlen, deren Fokussierung und deren relativen Intensitäten und Intensitätsprofilen. Diese Anforderungen sind in einem gepulsten Experiment wie es im nächsten Kapitel vorgestellt wird, bedeutend einfacher und flexibler zu verwirklichen.

Die Ausgänge aller Interferometer unterscheiden sich nicht nur durch ihren Impulszustand, sondern auch durch den inneren Zustand der Atome. Diese als 'internal state labeling' bekannte Verknüpfung [Bor89] erlaubt eine elegante Detektion nur eines der Interferometerausgänge durch einen geeigneten Nachweis eines der beiden Zustände. Insbesondere müssen die einzelnen Interferometerausgänge nicht räumlich aufgelöst sein. In Kap. 3 werden verschiedene Detektionsmethoden diskutiert.

## 2.2 Symmetrische und asymmetrische Atominterferometer

Die vielen möglichen Interferometerkonfigurationen lassen sich in zwei Klassen, zum einen die symmetrischen und zum anderen die asymmetrischen Interferometergeometrien, gruppieren. Bei den symmetrischen Interferometern kommen alle Laserstrahlen aus derselben Richtung (vgl. linke Spalte in Abb. 2.2). Dadurch legen alle Partialwellen eines Interferometers gleich lange Pfade im Rückstoßdiagramm zurück. Insbesondere sind die (summierten) zeitlichen Anteile, in denen sich eine Teilwelle in einem Niveau, z.B. dem angeregten Zustand, befindet, für alle Partialwellen eines Interferometers gleich lang. Durch diese Symmetrie sind auch die akkumulierten Phasen während der Dunkelzeiten aller Partialwellen gleich groß und heben sich dadurch gegenseitig auf.

Asymmetrische Interferometer (vgl. rechte Spalte von Abb. 2.2) werden entweder von stehenden Wellen (Abb. 2.2b) oder von zwei antiparallelen Sequenzen aus je zwei (Abb. 2.2d) oder mehr Pulsen geformt. Die Teilwellen legen nun nicht mehr gleich lange Pfade im Rückstoßdiagramm zurück, wodurch sich auch die in den Dunkelzeiten akkumulierten Phasen nicht vollständig gegenseitig aufheben. Dadurch entsteht eine Abhängigkeit von der Verstimmung  $\Delta$ . Das Interferogramm kann daher über ein Durchstimmen der Laserfrequenz aufgenommen werden. Diese Frequenzabhängigkeit der asymmetrischen Interferometer ist die entscheidende Voraussetzung für ihre Anwendung in Frequenznormalen. Bei beiden Klassen kann das Interferogramm über ein Verschiebung der Laserphase detektiert werden.

Ein zweiter wichtiger Unterschied der beiden Klassen betrifft die Impulszustände, in denen ein Atom die Anregungsgeometrie verlassen kann. Bei den symmetrischen Interferometern sind dies nur die Zustände  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$  und  $|g, \vec{p}\rangle$ . Aufgrund der zusätzlichen Anregungsrichtung der asymmetrischen Interferometer sind bei diesen noch zusätzlich die Zustände  $|e, \vec{p} - \hbar\vec{k}\rangle$ ,  $|g, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$  besetzt. Insbesondere sind die Interferogramme der zu den Ausgängen  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$  und  $|g, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$  bzw. zu den Ausgängen  $|e, \vec{p} - \hbar\vec{k}\rangle$ ,  $|g, \vec{p}\rangle$  gehörenden Interferometer um das Doppelte der Rückstoßaufspaltung gegeneinander im Frequenzraum verschoben. Die beiden Interferenzstrukturen entsprechen der aus der Sättigungsspektroskopie bekannten Rückstoßaufspaltung.

Die Symmetrie der einen Klasse hat zur Folge, daß Potentiale, die nur auf einen der beiden Zustände wirken, die gleiche Phasenverschiebung für alle Teilarme und damit keine Phasenverschiebung des Interferogramms verursachen. Voraussetzung ist dabei, daß die Potentiale über

den räumlichen und zeitlichen Bereich des Interferometers konstant sind und die Atome nicht beschleunigt werden. Aufgrund der Symmetrie heben sich Phasenverschiebungen der Teilarme weitestgehend auf. Ausnahme sind nur Phasenverschiebungen, die über die Wechselwirkungszonen eingebracht werden. Sie eignen sich deshalb besonders für Präzisionsmessungen von Inertialkräften, wie z.B. Phasenverschiebungen aufgrund der Erd- oder anderer Beschleunigungen.

In asymmetrischen Interferometern dagegen führen Potentiale im allgemeinen zu Änderungen der Interferometerphase, die durch Frequenzverschiebungen des Interferogramms kompensiert werden können. Der Einfluß von Potentialen kann daher über Frequenzverschiebungen detektiert werden.

Ein weiterer Unterschied zwischen den beiden Klassen betrifft die Stabilitätsanforderungen an das Laserspektrometer. Beide Klassen benötigen für Präzisionsmessungen eine hohe Phasenstabilität auf der Zeitskala des Interferometers, d.h. ein möglichst geringes Phasenrauschen zwischen dem ersten und dem letzten Strahlteilerpuls. Für die frequenzabhängigen Interferometer muß jedoch noch zusätzlich eine hohe Langzeitstabilität der Frequenz gegeben sein. Die relevante Zeit beträgt etwa 1000 s (vgl. Allan–Standardabweichung in Kap. 5.4.1). Bei typischen passiven Frequenzdriften in der Größenordnung von 1 Hz/s und Linienbreiten der Interferenzstruktur von etwa 1 kHz wird deshalb eine aktive Langzeitregelung der Frequenz benötigt. Bei den frequenzunabhängigen Interferometern dagegen muß die Frequenzdrift über die Meßzeit nur klein gegen die Dopplerbreite des Ensembles sein.

### 2.3 Spezielle symmetrische Atominterferometer

Symmetrische Interferometer waren schon früh z.B. von Warren und Zewail [War83] in Analogie zu den stimulierten Spinechosequenzen vorgeschlagen worden. Verwirklicht wurden jedoch zunächst asymmetrische, frequenzabhängige Geometrien, da diese zum einen für die Beobachtung des Interferogramms einfacher durchzustimmen und zum anderen wegen ihrer potentiellen Anwendung für Frequenznormale attraktiver waren. Kasevich und Chu [Kas91] haben mit Strahlteilern aus Raman–Pulsen ein  $\pi/2 - \pi - \pi/2$ –Interferometer zur Messung der Erdbeschleunigung verwendet. Interferometer mit 3 laufenden Wellen und Strahlteiler–Verhältnissen entsprechend  $\pi/2 - \pi - \pi/2$ –Rabiwinkeln wurden von Heupel et al. [Heu97] als gepulstes Interferometer an einer Jodzelle und von Omi et al. [Omi98] an einem Ca–Atomstrahl demonstriert. Frequenzunabhängige Interferometer mit 4 laufenden Wellen wurden bereits von Morinaga et al. an einem Ca–Atomstrahl für die Bestimmung des ac–Stark–Effektes [Mor95] und des dc–Stark–Effektes [Mor96] eingesetzt. Für diese Interferometer wurde der Kontrast in Abhängigkeit von diversen Parametern wie Intensität und Winkel zwischen den Laserstrahlen untersucht [Yan98]. Es wurde zudem der Abstand zwischen den Strahlen variiert. Die beiden Spezialfälle ( $D - D - D$  und  $D - 2D - D$ ), bei denen der Kontrast erhöht bzw. erniedrigt wird (vgl. Kap. 4.3), wurden jedoch nicht beschrieben.

Im Unterschied zu den Arbeiten mit räumlich getrennten Lichtfeldern werden in dieser Arbeit symmetrische Interferometer mit zeitlich getrennten Laserpulsen untersucht.

Symmetrische Interferometer werden in mehreren theoretischen Arbeiten aufgrund der Frequenzunabhängigkeit ihres Signals für spezielle Messungen vorgeschlagen. Marzlin und Audretsch [Mar96] schlagen zwei Konfigurationen vor, die neben der Frequenzunabhängigkeit zusätzlich noch unempfindlich sind auf eine gleichmäßige Beschleunigung („figure 8“) und auf Rotation. Die „figure 8“-Konfiguration verwendet 4 laufende Wellen mit den Pulsabständen  $T - 2T - T$ . Jacobsen et al. [Jac95] schlagen ebenfalls eine „figure 8“- Geometrie für die Präparation und Untersuchung von „squeezed-states“ vor. Diese Konfiguration wird in Kap. 4.3 noch näher untersucht werden.

Im folgenden sollen die Phasenbeziehungen für die in dieser Arbeit verwendeten symmetrischen Interferometer abgeleitet werden. Für ein Atom, das sich genau in Resonanz mit dem anregenden Laserstrahl befindet, und unter Vernachlässigung des Photonenrückstoßes wird  $\Delta_m^\pm = 0$  und damit die effektive Rabi-Frequenz  $\Omega = \Omega_{Res}$ . Die Einträge der Wechselwirkungsmatrix Gl. 2.2 reduzieren sich dann zu:

$$A = D^* = \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \quad (2.8)$$

$$B = C = i \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) = \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) e^{i\frac{\pi}{2}} \quad (2.9)$$

und damit die Wechselwirkungsmatrix zu:

$$\begin{pmatrix} |e, \vec{p} \pm \hbar\vec{k}\rangle \\ |g, \vec{p}\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) & \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) e^{-i\left(\frac{\pi}{2}-\phi\right)} \\ \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) e^{i\left(\frac{\pi}{2}+\phi\right)} & \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |e, \vec{p} \pm \hbar\vec{k}\rangle \\ |g, \vec{p}\rangle \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Sie ist im wesentlichen eine Drehmatrix, die abhängig von  $\Omega\tau$  die Besetzung des 2-Niveaus-Systems oszillieren läßt. Dieses Phänomen ist als Rabi-Oszillation bekannt. Für  $\Omega\tau = \pi$  werden die Besetzungen des Grund- und des angeregten Zustandes invertiert.

Aus Gl. 2.10 lassen sich Regeln ableiten, mit denen für ein beliebiges Interferometer die qualitative Form des Interferenzsignals in einfacher Weise herzuleiten ist (vgl. Tab.2.1). Während bei der Transmission eines Strahlteilers keine Phasenverschiebung eingebracht wird, kommt es bei der Reflexion zu einem Phasensprung von  $\left(\frac{\pi}{2} \pm \phi_i\right)$ . Die Phasensprünge von  $\pi/2$  führen zu entgegengesetzten Vorzeichen der Interferenzterme zweier zueinander komplementärer Ausgänge eines Interferometers und garantieren damit die Erhaltung der Teilchenzahl. Die Phase  $\phi_i$  ist die vom  $i$ -ten Strahlteiler übertragene Phase der Laserwelle.

Mit Hilfe dieser Regeln lassen sich für ein symmetrisches Interferometer mit 3 laufenden Wellen die Interferenzterme ableiten:

$$\begin{aligned}\langle e|e\rangle &\propto \left( \exp \left( i \left( \frac{3}{2}\pi - \phi_1 + \phi_2 - \phi_3 \right) \right) \right) \cdot \left( \exp \left( i \left( \frac{\pi}{2} - \phi_2 \right) \right) \right)^* + c.c. \\ &= 2 \cos(\pi - \phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3)\end{aligned}\quad (2.11)$$

$$\begin{aligned}\langle g|g\rangle &\propto \left( \exp(i(\pi - \phi_1 + \phi_2)) \right) \cdot \left( \exp(i(\pi - \phi_2 + \phi_3)) \right)^* + c.c. \\ &= 2 \cos(-\phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3)\end{aligned}\quad (2.12)$$

Die Phasenbeziehung eines symmetrischen Interferometers aus drei laufenden Wellen ist folglich:

$$\Delta\phi = -\phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3 \quad (2.13)$$

Sie wird in Kap. 5.1 und 5.2 für die Berechnung der Phasenverschiebung aufgrund der Gravitation bzw. aufgrund gekrümmter Phasenfronten benötigt.

Für ein Interferometer mit vier parallelen laufenden Wellen, wie in Abb. 2.2c mit  $T' \neq T$  und  $T' \neq 2T$ , berechnet sich die Besetzung des angeregten Zustandes nach den Regeln in Tab. 2.1 unter Berücksichtigung aller Pfade zu:

$$\langle e|e\rangle_{IF4} = 4c^6s^2 + 4c^2s^6 + 4c^4s^4 \cos(\pi + (\phi_2 - \phi_1) - (\phi_4 - \phi_3)) \quad (2.14)$$

mit  $c = \cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right)$  und  $s = \sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right)$ . Für den Fall, daß alle Phasen  $\phi_i$  gleich sind, liegt wie auch bei dem Interferometer mit drei laufenden Wellen eine minimale Besetzung des angeregten Zustandes vor. Die Phasenverschiebung für beide Interferometer der nicht entarteten Geometrie mit 4 laufenden Wellen ist (s.a. [Bor92]):

$$\Delta\phi = (\phi_2 - \phi_1) - (\phi_4 - \phi_3) \quad (2.15)$$

Auf die beiden Spezialfälle wird in Kap. 4.3 eingegangen.

Tabelle 2.1: Für ein sich genau in Resonanz mit dem strahlteilenden Laserstrahl befindendes Atom lassen sich die Amplituden und die Phasen der einzelnen Pfade durch Multiplikation der folgenden Faktoren ableiten, wobei für die Vorzeichen der Phasen  $\phi_i$  die Richtungen der Laserstrahlen zu berücksichtigen sind.

| Prozeß       | Faktor                            |  |
|--------------|-----------------------------------|--|
| Transmission | $ g\rangle \rightarrow  g\rangle$ | $\cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right)$  |
|              | $ e\rangle \rightarrow  e\rangle$ | $\cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right)$  |
| Reflexion    | $ g\rangle \rightarrow  e\rangle$ | $\sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) e^{i\left(\frac{\pi}{2} \mp \phi_i\right)}$ |
|              | $ e\rangle \rightarrow  g\rangle$ | $\sin\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) e^{i\left(\frac{\pi}{2} \pm \phi_i\right)}$ |



Zum Vergleich ist die Phasenbeziehung für die Bordé–Anregungsgeometrie aus zwei gegenläufigen Paaren von je zwei Laserstrahlen angegeben:

$$\Delta\phi = (\phi_2 - \phi_1) + (\phi_4 - \phi_3) \quad (2.16)$$

wobei die unterschiedlichen Vorzeichen für  $(\phi_4 - \phi_3)$  aus der Richtung der letzten beiden Laserstrahlen resultieren. Durch den Vorzeichenwechsel heben sich die Anteile  $\omega t_i$  der Phasen  $\Phi_i$  aus Gl. 2.6 nicht weg und die Interferenzphase  $\Delta\Phi$  wird abhängig von der Frequenz der Strahlteiler. Die Periode des frequenzabhängigen Signals beträgt  $1/2T$ , wobei  $T$  der Pulsabstand zwischen dem ersten und zweiten bzw. zwischen dem dritten und vierten Laserpuls ist.



## Kapitel 3

# Experimentelle Realisierung und Techniken

Dieses Kapitel beschreibt die experimentellen Voraussetzungen für die Beobachtung atomarer Interferenzen im Zeitbereich und ihre Realisierung. Dabei soll zunächst der für die Verwirklichung des Strahlteilers benötigte Laser beschrieben werden. Anschließend wird die Präparation der atomaren Ensembles mit den Methoden der Laserkühlung und der für die Interferometrie im Zeitbereich notwendige Übergang zu einem getakteten Experiment erläutert. Es folgen die Meßstrategien, mit denen die angestrebte Genauigkeit erreicht werden kann. Schwerpunkt liegt dabei auf differentiellen Verfahren, mit denen störende Einflüsse unterdrückt werden können, sowie auf der Methode der Pulsumkehr, welche im Rahmen dieser Arbeit in Analogie zu der von Atomstrahlen bekannten Methode der Strahlumkehr eingeführt wurde. Schließlich wird eine Steigerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der beobachteten Interferenzstrukturen durch eine geeignete Detektion des Grundzustandes beschrieben.

Die Experimente in dieser Arbeit erfolgten an  $^{40}\text{Ca}$ , dessen Termschema (Abb. 3.1) sowohl einen für die Interferometrie geeigneten schmalen Übergang, den  $(4s^2\ ^1S_0 \leftrightarrow 4s4p\ ^3P_1)$ -Interkombinationsübergang, zu einem langlebigen Niveau als auch einen für die Laserkühlung geeigneten, geschlossenen, den  $(4s^2\ ^1S_0 \leftrightarrow 4s4p\ ^1P_1)$ -Übergang, mit einem kurzlebigen Niveau bietet.

### 3.1 Die Laserspektrometer

Für die Realisierung der Strahlteiler werden hochstabile, auf die  $^{40}\text{Ca}$ -Interkombinationslinie abstimmbare Lasersysteme benötigt. Ihre Phasenschwankungen sollen über die zeitliche Länge eines Interferometers klein sein, da Phasenschwankungen über die Wechselwirkung des Strahlteilers auf die atomare Welle übertragen werden. Für die Anwendung asymmetrischer Interferometer muß zudem noch eine hohe Frequenzstabilität gefordert werden.

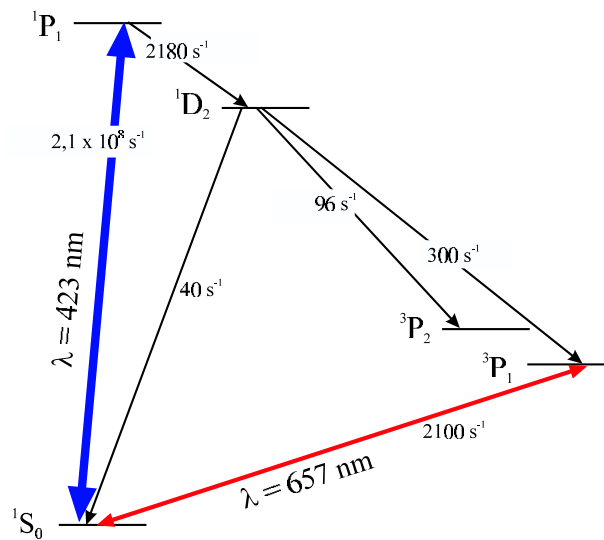


Abbildung 3.1: Ausschnitt aus dem Termschema des  $^{40}\text{Ca}$ . Für die für diese Arbeit relevanten Übergänge sind die Wellenlänge und die Einstein-Koeffizienten der spontanen Emission [Bev89] angegeben.

Für die Experimente in dieser Arbeit standen zwei solche Laserspektrometer zur Verfügung. Das eine System basiert auf einem  $\text{Ar}^+$ -Ionenlaser gepumpten DCM-Farbstoffringlaser [Hel87], während das zweite System komplett mit Diodenlasern betrieben wird [Vas98], (vgl. Abb. 3.2). Beide Lasersysteme werden mit Hilfe der Pound–Drever–Hall–Methode [Dre83] auf einen Mode eines hochstabilen, festfrequenten Referenzresonators stabilisiert. Dadurch wird zum einen das Phasenrauschen des Lasers reduziert. Zugleich führt die Verwendung eines festfrequenten Resonators zu einer erhöhten Frequenzstabilität.

### 3.1.1 Die Lasersysteme

Das Prinzip der Frequenzregelung soll am Beispiel des Diodenlaseraufbaus erklärt werden. Für die Stabilisierung wird ein Teil der Laserleistung über einen Strahlteiler abgezweigt. Dieser wird in einem akustooptischen Modulator (AOM1 in Abb. 3.2) frequenzversetzt. Anschließend wird der frequenzversetzte Strahl in einem elektrooptischen Modulator (EOM in Abb. 3.2) phasenmoduliert und modenangepasst in den Resonator eingekoppelt. Das reflektierte Signal wird phasenrichtig detektiert, demoduliert und nach geeigneter Verstärkung auf das Lasersystem zurückgekoppelt.

Der AOM1 überbrückt die Frequenzdifferenz zwischen dem Resonatormode und der Ca-Linie. Durch Variation der am AOM anliegenden Mikrowellenfrequenz läßt sich der Laser relativ zur Resonatormode ab- und durchstimmen. Um die Winkeländerung bei einer Frequenzvariation am AOM zu kompensieren, wird dieser in doppeltem Durchgang betrieben.

Die Modulationsfrequenz am EOM beträgt etwa 15 MHz im Diodenlaseraufbau (etwa 20 MHz

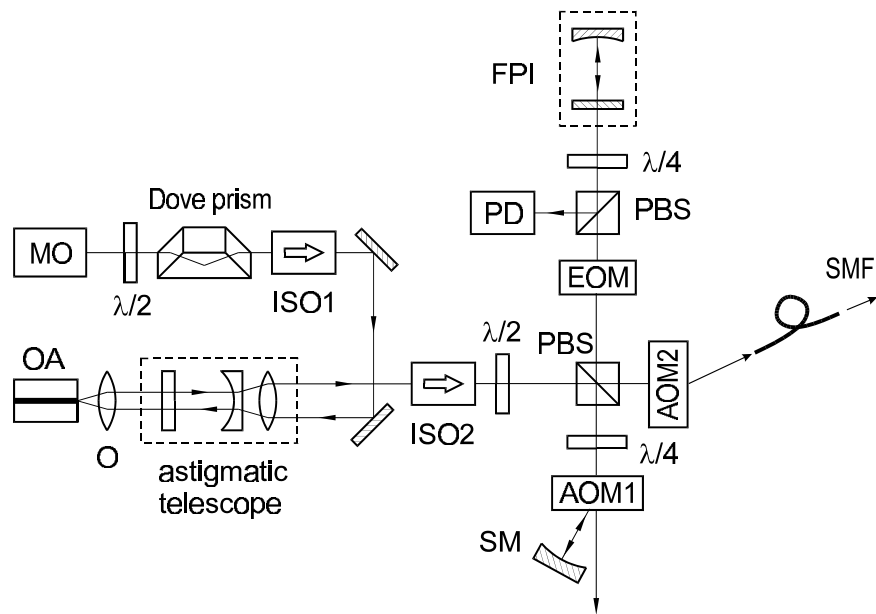


Abbildung 3.2: Schema der Stabilisierung der Laserspektrometer [Vas98]: MO, Masterlaser; OA, optischer Verstärker; ISO: optischer 40-dB Isolator; PBS: Polarisationsstrahlteiler; AOM: akustooptischer Modulator; EOM: elektrooptischer Modulator; FPI: Referenzresonator hoher Güte; PD: Photodiode; SMF: einmodige Faser. Ein ähnlicher Aufbau steht mit einem DCM-Farbstoffringlaser als Lasersystem zur Verfügung [Hel87].

im Farbstofflasersystem). Typische Laserleistungen direkt vor den Resonatoren liegen zwischen  $100 \mu\text{W}$  und  $300 \mu\text{W}$ . Die reflektierte Strahlung wird phasenempfindlich detektiert und demoduliert. Das so gewonnene Fehlersignal wird für die Rückkopplung auf die jeweiligen Lasersysteme geeignet verstärkt. Bei beiden Systemen werden schnelle Phasen- und Frequenzschwankungen über einen resonatorinternen EOM ausgeglichen, während langsame Frequenzdriften über einen auf einem Piezoelement befestigten Laserresonatorspiegel nachgeregelt werden.

Der Farbstofflaser hat eine Ausgangsleistung zwischen  $130 \text{ mW}$  und  $230 \text{ mW}$ , welche mittels eines elektrooptischen Modulators intensitätsstabilisiert wird. Der Masterlaser des Diodenlaseraufbaus liefert maximal  $6 \text{ mW}$ , welche in einer als optischen Verstärker genutzten Breitstreifendiode auf maximal  $40 \text{ mW}$  verstärkt werden. Der Hauptteil der Ausgangsleistung wird durch seriell angeordnete, festfrequente akustooptische Modulatoren (AOM2 in Abb. 3.2 bzw. alle AOM in Abb. 3.6) geschickt, deren jeweilige in erster Ordnung gebeugten Strahlen in Glasfasern eingekoppelt und zu den Fallen geleitet werden. Die akustooptischen Modulatoren dienen der Pulsformung für die Sequenzen der im Zeitbereich verwirklichten Interferometergeometrien. Die Glasfasern dienen neben der Strahlführung primär der Modenreinigung.

Während das Farbstofflaserspektrometer seit vielen Jahren für zahlreiche Messungen eingesetzt wird, mußte das Diodenlaserspektrometer erst auf seine Eignung für präzise atominterfe-

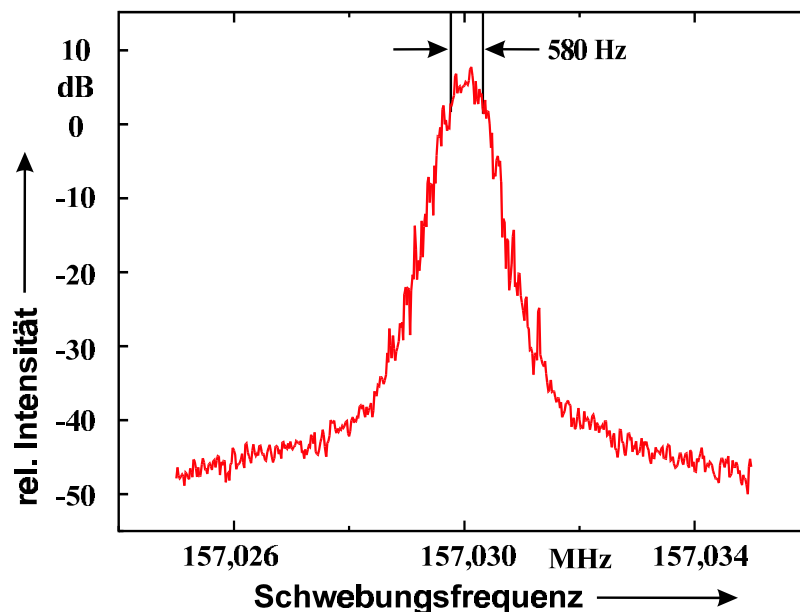


Abbildung 3.3: Schwebungsfrequenzmessung zwischen dem Diodenlaser- und dem Farbstofflaser-spektrometer. Beide Laser sind nur auf den jeweiligen Referenzresonator stabilisiert. Auflösungsbandbreite: 300 Hz, Videobandbreite: 10 Hz, Aufnahmezeit: 10 s.

rometrische Messungen untersucht werden. Dazu wurde es zum einen über eine Schwebungsfrequenzmessung mit dem Farbstofflaser-system verglichen und zum anderen in einem optischen Frequenznormal getestet (vgl. Kap. 5.4.1). Der Vergleich mit dem Farbstofflaser-system ergibt für die Schwebungsfrequenz eine Linienbreite von 0,6 kHz (Abb. 3.3).

Eine Charakterisierung über die Allan-Standardabweichung erfolgt im Rahmen des Vergleichs der beiden Frequenznormale (Kap. 5.4.1).

### 3.1.2 Die optischen Referenzresonatoren

Die Qualität der Laserspektrometer hängt ganz wesentlich von den Eigenschaften der optischen Referenzresonatoren ab. Die spektrale Linienbreite ihrer Moden bestimmt direkt die Schärfe des Frequenzdiskriminators. Zudem wird ihre Langzeitstabilität unmittelbar auf den Laser übertragen. Sie sind dadurch die wichtigsten optischen Elemente in den Stabilisierungen. Die verwendeten, optischen Referenzresonatoren bestehen aus Abstandhaltern aus den Glaskeramiken *Zerodur*<sup>1</sup> oder *Zerodur M*, auf deren polierte Endflächen hochreflektierende Spiegel angesprengt sind.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde der Referenzresonators am Farbstofflaser-system ausgetauscht. Er unterscheidet sich von dem vorherigen Aufbau [Hel87] durch eine zehnfach kleinere Linienbreite von etwa 60 kHz und durch einen wesentlich geringeren Temperaturexpansionskoeffizienten.

<sup>1</sup>*Zerodur* und *Zerodur M* sind Markennamen von Glaskeramiken der Firma Schott.

Aufgrund der kleineren Resonanzbreite des Resonators wurden eine geringere Linienbreite des Lasers erreicht und in der Folge Interferenzstrukturen mit Halbwertsbreiten bis hinunter zu der natürlichen Linienbreite von Ca von etwa 400 Hz aufgelöst. Durch den kleineren Temperatureausdehnungskoeffizienten von *Zerodur M* gegenüber *Zerodur* konnte zusammen mit einer kürzeren Länge des Resonators, einem kompakteren Aufbau, einer verbesserten Wärmeabschirmung und einer überarbeiteten Temperaturregelung Frequenzdriften aufgrund von Temperaturschwankungen soweit reduziert werden, daß sie in den Messungen gegenwärtig ohne Bedeutung sind. Die Frequenzdriften des Resonators resultieren nur noch aus der Alterung der Glaskeramik [Rie98].

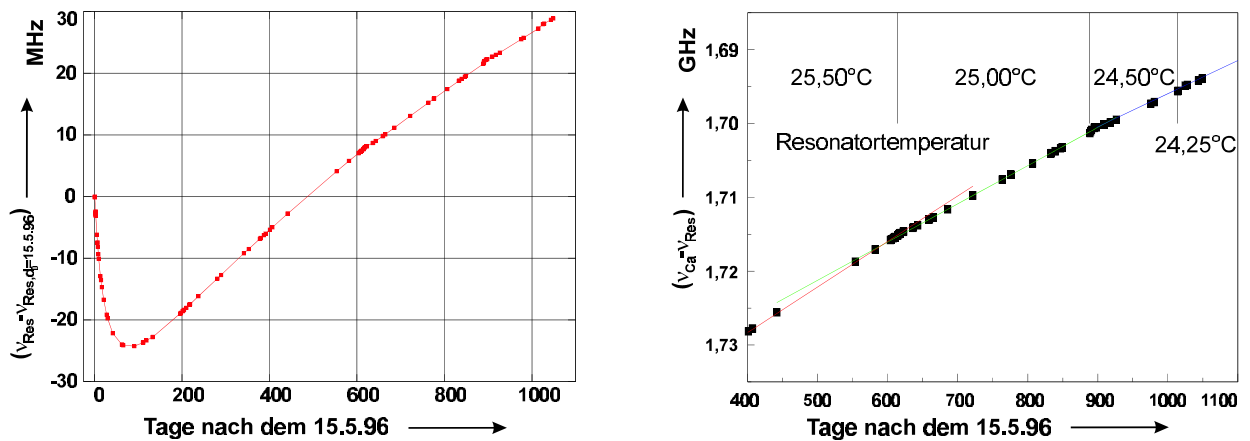


Abbildung 3.4: Die Drift des Zerodur M-Referenzresonators im Farbstofflasersystem wird durch Alterung der Glaskeramik verursacht. Links: In den ersten 80 Tagen nach dem Evakuieren des Vakuumgehäuses nimmt die Resonatorlänge zu, bevor sie in eine nahezu lineare Drift übergeht; rechts ein Ausschnitt, in dem Änderungen der Driftrate als Folge von Temperaturabsenkungen des Gehäuses zu erkennen sind. Die Steigungen der Geraden sind in Abb. 3.5b aufgetragen.

Die Entwicklung der Frequenz des Resonatormodes ist in Abb. 3.4 aufgetragen. Sie wurden aus der Differenz der Frequenz des Resonatormodes und der Ca-Übergangsfrequenz ermittelt. Der Resonator wurde am 15.5.96 in das Vakuumgehäuse eingebaut und zeigte in den folgenden etwa 80 Tagen ein Zunehmen seiner Länge. Nach etwa 100 Tagen kehrte die Frequenzdrift um und ging in eine fast lineare Abhängigkeit entsprechend einer Schrumpfung der Glaskeramik über, wie sie aufgrund von Alterungsprozessen erwartet wird. Bis zum etwa 600. Tag nach Inbetriebnahme ist bereits ein langsames Abklingen der Drift zu erkennen. Am 614., am 888. und am 1014. Tag nach der Inbetriebnahme wurde die Temperatur des Vakuumgehäuses geändert, um den Temperatureausdehnungskoeffizienten zu bestimmen. Die Meßdaten zeigten dabei nicht einen Frequenzversatz, wie man ihn aufgrund einer temperaturbedingten Längenänderung erwarten würde. Es kommt vielmehr zu einer zunächst kurzfristigen Änderung der Driftrate (vgl. Abb. 3.5 a), die nach etwa 80 Tagen wieder in eine praktisch lineare, jedoch kleinere Drift übergeht. Für die Tage unmittelbar nach der Temperaturabsenkung am 1014. Tag liegen keine Frequenzdaten

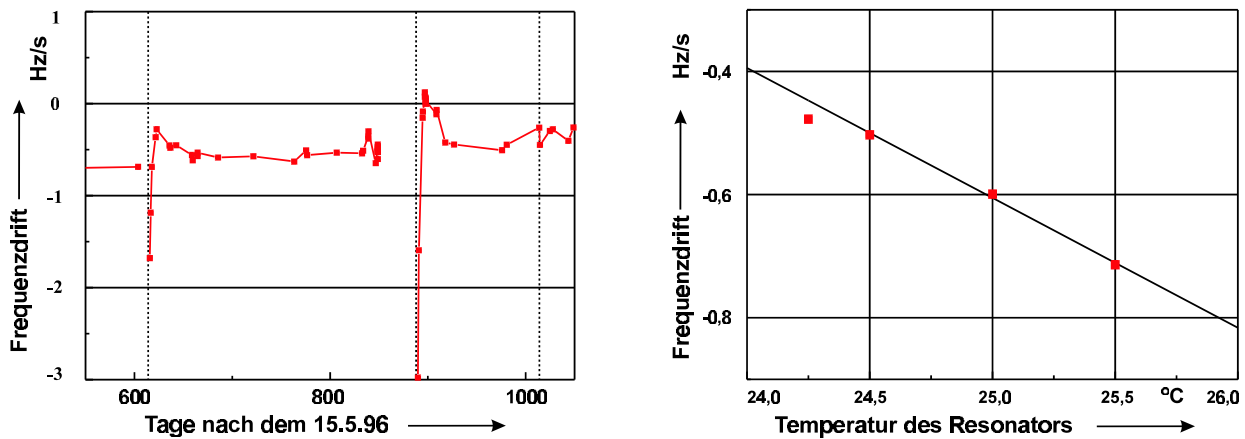


Abbildung 3.5: a) Änderung der Driftrate in Folge von Temperaturabsenkungen am 614. und am 888. Tag nach Inbetriebnahme. b) Die langfristigen Driftraten aus Abb. 3.4b gegen die Temperatur des Resonators. In beiden Grafiken liegen für die letzte Absenkung auf 24,25° C am 1014. Tag nicht genügend Datenpunkte vor.

vor, so daß ein Einschwingen der Drift nicht beobachtet werden konnte.

Die Gründe für die anfängliche Ausdehnung sind bislang nicht geklärt. Es könnte sich dabei sowohl um ein Entspannen aufgrund der Druckänderung, als auch ein Reagieren auf das vorhergegangene dreitägige Ausheizen des Vakuumgehäuses bei 80° handeln. Für letztere Hypothese sprechen die Zeitkonstante und ihr Vorzeichen für das Abklingen der Drift in Folge der späteren, kleinen Temperaturänderungen. Auch wurden bereits in [Bay85, Hil89] ähnliche Reaktionen in Folge von Temperaturänderungen beobachtet. Als Grund wird die Beschleunigung bzw. die Verlangsamung des Alterungsprozesses vermutet.

In Abb. 3.5b ist die langfristige Driftrate gegen die Temperatur des Resonatorgehäuses aufgetragen. Sie wurden über Ausgleichsgeraden an Frequenzdaten von mehreren Wochen (vgl. Abb. 3.4b) nach dem Einschwingen der Drift ermittelt. Die ersten drei Datenpunkte liegen näherungsweise auf einer Geraden, während für den vierten Datenpunkt bei 24,25°C zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht genügend spätere Datenpunkte der Differenzfrequenz vorliegen, um die langfristige Driftrate abschätzen zu können. Wenn sich der lineare Zusammenhang der ersten drei Datenpunkte ( $\geq 24,5^\circ$ ) zwischen der Driftrate und Temperatur zu niedrigeren Temperaturen fortsetzt, ist bei etwa  $(22,1 \pm 0,5)^\circ\text{C}$  ein Stillstand des Schrumpfungsprozesses zu erwarten.

Der Referenzresonator des Diodenlasersystems ist aus *Zerodur* gefertigt. Er hat eine Finesse von 5800 und einen freien Spektralbereich von 3 GHz. Für diesen Resonator liegen derzeit noch keine vergleichbaren Langzeitbeobachtungen seiner Längenänderung vor. Allerdings wurden im Laufe eines Tages Frequenzdriften von  $\pm 10$  Hz/s beobachtet, welche auf eine unzureichende Temperaturstabilisierung zurückzuführen sind.



Die mechanische Stabilität der Resonatoraufhängung und daraus resultierende Frequenzschwankungen werden in Zusammenhang mit der gemessenen Allan-Standardabweichung in Kap. 5.4.1 diskutiert.

## 3.2 Präparation der atomaren Ensembles

Die Auflösung und damit indirekt auch die Genauigkeit skalieren mit der räumlichen bzw. der zeitlichen Länge der verwendeten Interferometer. Bei hohen Geschwindigkeiten der atomaren Absorber sind daher sehr lange Apparaturen, wie z.B. in [Gus97], notwendig, die jedoch durch ihre Größe Probleme in der Homogenität von Feldern, in der Parallelität der Strahlteiler etc. mit sich bringen. Zudem führt die longitudinale Geschwindigkeitsbreite von Atomstrahlen durch die Überlagerung vieler Interferogramme mit unterschiedlichen Perioden zu einem Auswaschen der Interferenzstruktur und damit zu einer Verringerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses bei hohen Interferenzordnungen. Aus der hohen longitudinalen Geschwindigkeit ergibt sich außerdem ein nicht zu vernachlässigender relativistischer Dopplereffekt, (vgl. z.B. [Ker99]). Zudem limitieren geschwindigkeitsabhängige Effekte, wie ein nicht vollständig kompensierter linearer Dopplereffekt die erreichbare Genauigkeit. An Atomstrahlapparaturen ist häufig das Profil des Wechselwirkungspulses durch das räumliche Profil der Laserstrahlen gegeben, was die Realisierung effizienterer Strahlteiler, z.B. durch Blackman-Pulse, erschwert. Auch werden die Wellenfronten in ihrer vollen Breite abgetastet.

Alle diese Probleme lassen sich durch den Übergang zu gekühlten, fast ruhenden atomaren Ensembles und durch den gleichzeitigen Übergang von Interferometern mit räumlich separierten Strahlteilern zu Interferometern im Zeitbereich lösen oder zumindest erheblich reduzieren. Die kalten, atomaren Ensembles werden mit den Methoden der Laserkühlung neutraler Atome [Chu98, Coh98, Phi98] in magneto-optischen Fallen [Raa87] präpariert.

### 3.2.1 Die magneto-optischen Fallen

Der ( $4s^2\ ^1S_0 \leftrightarrow 4s4p\ ^1P_1$ )-Übergang von  $^{40}\text{Ca}$  eignet sich gut für die Realisierung einer magneto-optischen Falle [Kur92]. Allerdings sind aufgrund der fehlenden magnetischen Aufspaltung des  $^1S_0$ -Grundzustandes keine Subdopplerkühlmechanismen anwendbar.

Für die Experimente in dieser Arbeit standen zwei magneto-optische Fallen zur Verfügung, welche sich in zahlreichen Konstruktionsmerkmalen unterscheiden.

Die eine Falle, MOT1 in Abb. 3.6, wird über einen gekühlten und abgelenkten Atomstrahl gefüllt [Kis94]. Für diesen Atomstrahl wird ein aus einem Ofen kommender thermischer Atomstrahl mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 1000 m/s durch einen entgegenkommenden, auf dem Kühlübergang resonanten Laserstrahl abgebremst. Um den Atomstrahl während des Abbremsens in Resonanz mit dem Laserstrahl zu halten wird die sich ändernde Doppler-

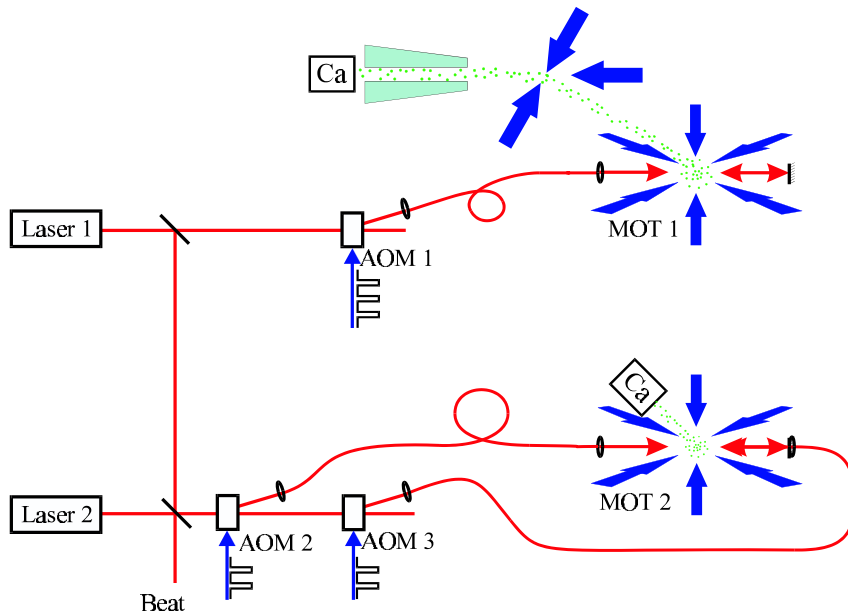


Abbildung 3.6: Die magneto-optischen Fallen (MOT); MOT1 wird aus einem gekühlten und abgelenkten Atomstrahl gefüllt [Kis94], während in MOT2 die Atome direkt aus einem thermischen Atomstrahl eingefangen werden [Zim98]. Auf beide Fallen können alle in Abb. 2.2 abgebildeten Interferometergeometrien angewendet werden. Dazu stehen zwei Laserspektrometer zur Verfügung, deren Strahlung über Glasfasern entsprechend den experimentellen Anforderungen jeweils zu beiden Fallen geleitet werden kann.

verschiebung durch eine entsprechende Zeeman-Verschiebung in einem inhomogenen Magnetfeld kompensiert [Pro85]. Der abgebremste Teil des Atomstrahls wird in einer eindimensionalen optischen Melasse um  $30^\circ$  in Richtung der magneto-optischen Falle abgelenkt und dabei auf ungefähr 40 m/s abgekühlt. Durch die Ablenkung wird verhindert, daß die schnellen Atome des thermischen Atomstrahls die Falle beeinflussen. Die magneto-optische Falle wird aus einem einzigen Laserstrahl mit einer Verstimmung der Laserfrequenz von  $-1/2\gamma$  gegenüber der ungestörten, atomaren Übergangsfrequenz generiert, wobei  $\gamma$  die natürliche Linienbreite des Kühlüberganges ist. Dazu wird dieser über fest in der Vakuumapparatur eingebaute Spiegel dreimal in zueinander orthogonalen Richtungen durch das Fallenzentrum geschickt und dann in sich zurückreflektiert, um so die drei Strahlen in der entgegengesetzten Richtung zu bilden. Dadurch wird mit typischerweise 3 mW vergleichsweise wenig Laserleistung für die eigentliche Falle benötigt. Die Nachteile dieser Konstruktion entstehen allerdings durch die eingeschränkten Justagemöglichkeiten und die nur bedingt ausgleichbaren Intensitätsunterschiede zwischen den gegenläufigen Laserstrahlen. Insbesondere in Hinblick auf einen nicht vollständig kompensierten linearen Dopplereffekt können hieraus nur schwer zu eliminierende Frequenzverschiebungen resultieren, wie in Kap. 5.4.1 ausführlicher diskutiert werden wird. In der Falle werden in der Regel etwa  $10^7$  Atome gefangen.

Die für den Betrieb dieser Falle benötigte Kühllaserleistung wird von einem UV–Ar<sup>+</sup>–Ionenlaser gepumpten Stilben 3–Farbstofflaser erzeugt, dessen Frequenz auf eine Eigenfrequenz eines Referenzresonators stabilisiert wird.

Die zweite Falle, MOT2 in Abb. 3.6 (s.a. Abb. 3.11) wird direkt aus einem thermischen Atomstrahl geladen [Zin98]. Die Falle wird durch drei voneinander unabhängig justierbare Paare von gegenläufigen Laserstrahlen mit einer Verstimmung der Laserfrequenz von  $-1/2\gamma$  gegenüber der ungestörten, atomaren Übergangsfrequenz geformt. Ohne die Vorkühlung durch einen Zeeman–Abbremsler o.ä. kann die Falle nur einen kleinen Teil der den Ofen verlassenden Atome einfangen, da der überwiegende Teil der Atome entsprechend der Boltzmannschen Geschwindigkeitsverteilung schneller als die maximale Einfanggeschwindigkeit der Falle ist. Um die Einfanggeschwindigkeit und damit die Laderate zu erhöhen, wurden zwei Verfahren angewendet. Den horizontalen Laserstrahlen, die dem Atomstrahl in einem Winkel entgegenlaufen (vgl. Abb. 3.11), wird ein zweiter Laserstrahl mit einer weiter rotverstimmteten Frequenz überlagert. Durch seine größere Verstimmung von etwa  $-2\gamma$  ist er mit Atomen mit einer größeren Dopplerverschiebung resonant [Zin98]. Dieses Verfahren steigert die Zahl der gefangenen Atome um einen Faktor 10 auf typischerweise einige  $10^6$  Atome. Das zweite Verfahren verwendet einen zusätzlichen Bremsstrahl [Oat99] mit einer Verstimmung von  $-10\gamma$ , der dem Atomstrahl direkt entgegenläuft (in Abb. 3.11 dem Beschleunigungspuls der Detektion auf dem Kühlübergang überlagert). Mit diesem Verfahren wurde eine bis zu fünffache Steigerung der Zahl der Atome auf bis zu  $2 \cdot 10^7$  Atome erreicht [Bin]. Eine weitere Steigerung der Einfangeffizienz sollte sich über ein Durchstimmen der Frequenz dieses Laserstrahls nach der Methode des Chirp–Kühlens [Ert85] erreichen lassen.

Alle Laserstrahlen wurden von einem Festkörperlasersystem erzeugt. Es besteht aus einem gitterstabilisierten Diodenlasersystem, dessen Leistung in einer injection–gelocten Hochleistungslaserdiode mit 200 mW Ausgangsleistung verstärkt und in einem in einem Ringresonator plazierten KNbO<sub>3</sub>–Kristall frequenzverdoppelt wird. Es wurden Ausgangsleistungen über 50 mW bei einer Wellenlänge von 423 nm erzielt. Nachdem in der unmittelbaren Umgebung des Kristalls eine relative Luftfeuchtigkeit von  $< 1\%$  dauerhaft sichergestellt werden konnte, stehen im täglichen Dauerbetrieb typischerweise etwa 45 mW zur Verfügung. Die verschiedenen Verstimmungen werden über eine serielle Anordnung von akustooptischen Modulatoren (AOM) erzeugt. Dazu ist der frequenzverdoppelte Diodenlaser etwa 160 MHz blau verstimmt auf einen Ca–Referenzatomstrahl gelockt. Die Mikrowellenfrequenzen der AOMs sind so gewählt, daß sie in -1. Ordnung die erforderlichen Verstimmungen gegenüber der Resonanzfrequenz des Kühlüberganges erzeugen. Die AOMs werden außerdem für das Schalten der Fallenlaserstrahlen im getakteten Experiment verwendet.

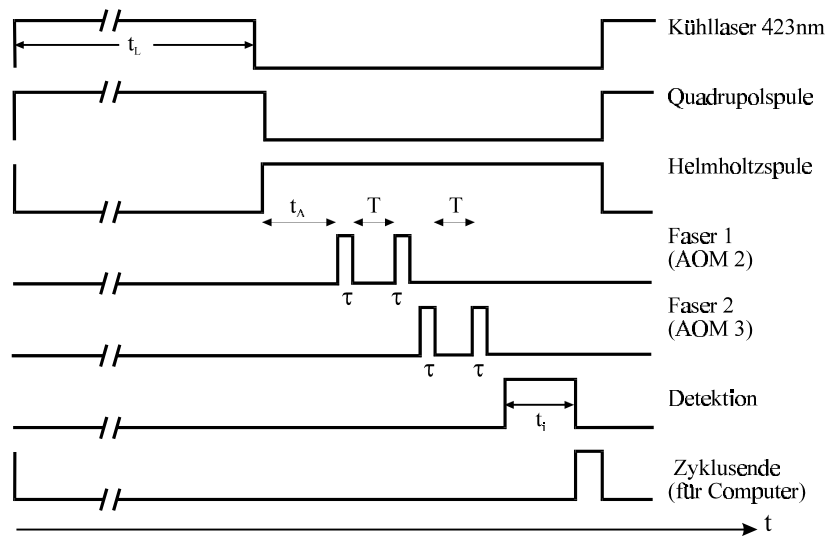


Abbildung 3.7: Ein Fallenzyklus besteht aus einer Ladezeit  $t_L$  der Falle, nach der sowohl die Laserfelder als auch das Quadrupolfeld innerhalb von  $t_A = 500 \mu\text{s}$  abgeschaltet werden. Es folgt mit Hilfe akustooptischer Modulatoren (AOM) die Pulssequenz der Interferometrie mit einer anschließenden Detektionsphase. Für die asymmetrischen Interferometer mit gegenläufigen laufenden Wellen werden beide AOM, für asymmetrische mit stehenden Wellen oder für symmetrische wird nur ein AOM benötigt.

### 3.2.2 Das getaktete Experiment

Für die Interferometrie im Zeitbereich werden Pulssequenzen benötigt. Da alle während der Interferometriesequenzen anliegende Felder zu Phasen- und Frequenzverschiebungen führen, müssen alle Fallenfelder abgeschaltet werden. Es ist daher notwendig, das ganze Experiment in Zyklen computergesteuert durchzuführen.

Ein solcher Zyklus, im folgenden Fallenzyklus genannt, ist in Abb. 3.7 abgebildet. Er beginnt mit einem Anschalten der Fallenfelder, dem Quadrupolfeld und den Laserstrahlen der magneto-optischen Falle. Nach einer Ladezeit  $t_L$  von typischerweise 15 ms werden im allgemeinen zuerst die Laserstrahlen mit Hilfe der akustooptischen Modulatoren, die gleichzeitig die notwendigen Verstimmung der Laserfrequenzen erzeugen, abgeschaltet. Nach einer kurzen Verzögerungszeit ( $10 \mu\text{s}$ ) werden auch das Quadrupolfeld ab- und ein Helmholtzfeld angeschaltet. Das Helmholtzfeld von etwa  $5 \cdot 10^{-4}$  Tesla (5 Gauß) definiert die Quantisierungsachse während der Spektroskopie. Seine Feldrichtung ist parallel zur Polarisation der strahlteilenden Laserpulse, so daß die  $\Delta m = \pm 1$ -Komponenten des Interkombinationsüberganges gut unterdrückt sind. Nachdem die Fallenfelder abgeklungen und das Quantisierungsfeld eingeschwungen sind (innerhalb von typischerweise  $t_A = 500 \mu\text{s}$ ), wird das Atominterferometer mit einer vorgewählten Sequenz von Laserpulsen generiert. Die Pulse werden mit den akustooptischen Modulatoren AOM1 bzw. AOM2

und 3 ein- und ausgeschaltet Abb. 3.6.

Diese Anordnung ermöglicht mehrere verschiedene Meßprinzipien. Für die frequenzabhängigen Interferometer werden Pulse aus entgegengesetzten Richtungen benötigt, welche durch drei stehende Wellen (Abb. 2.2b; in Abb. 3.6 an der oberen Falle dargestellt) oder als vier laufende Wellen (Abb. 2.2d; in Abb. 3.6 an der unteren Falle dargestellt) gebildet werden können. Es kann auch unabhängig für jede Richtung mit einem symmetrischen Interferometer eine Phasenverschiebung detektiert werden. Im Falle der Gravitation zum Beispiel haben die beiden Verschiebungen exakt gegenläufiger Laserstrahlen unterschiedliche Vorzeichen.

Nach der Pulssequenz folgt die Detektionszeit, in der, wie in Kap. 3.4 näher erläutert werden wird, sowohl über die Fluoreszenz auf dem Interkombinationsübergang die Besetzung des angeregten Zustandes, oder mit einem zusätzlichen blauen Puls über die Fluoreszenz auf dem Kühlübergang die Besetzung des Grundzustandes nachgewiesen werden kann.

### Anbindung an die Ca-Übergangsfrequenz mit den asymmetrischen Interferometern

Für die Verwirklichung eines optischen Frequenznormals wird die Laserfrequenz mit Hilfe asymmetrischer Interferometer an die Ca-Übergangsfrequenz angebunden. Dazu muß das detektierte Signal ausgewertet und geeignet auf die Laserfrequenz zurückgekoppelt werden. In beiden Normalen wird die Aufnahme eines frequenzabhängigen Signals, seine Auswertung und die anschließende Rückkopplung mit einem Computer realisiert.

Für die Stabilisierung der Frequenz wird das in [Zin98] entwickelte computergesteuerte Rechteckmodulationsverfahren mit einer Auswertung der dritten Harmonischen verwendet. Dazu wird das Fluoreszenzsignal in Abhängigkeit von vier Laserfrequenzen aufgenommen. Die vier Frequenzpunkte liegen wie in Abb. 3.8 dargestellt in den Abständen von vier aufeinanderfolgenden Umkehrpunkten des cosinusförmigen Interferenzsignals ( $\delta\nu_1 = \frac{1}{4} \frac{1}{2T}$ ,  $\delta\nu_2 = \frac{3}{4} \frac{1}{2T}$ ). Die Frequenzschritte der Laserfrequenz werden über entsprechende Schritte der Radiofrequenz der akustooptischen Modulatoren in Abb. 3.6 eingestellt. Alternativ kann die Frequenz des ganzen Lasersystems über AOM1 in Abb. 3.2 rechteckmoduliert werden. An jedem Frequenzpunkt wird über die Fluoreszenz mehrerer Fallenzyklen gemittelt.

Die Rückkopplung auf die Laserfrequenz erfolgt über die Radiofrequenz des akustooptischen Modulators AOM1 in Abb. 3.2, der die Differenzfrequenz, im folgenden Offsetfrequenz genannt, zwischen dem Resonatormode und der Ca-Übergangsfrequenz erzeugt. Durch Aufzeichnen der eingestellten Offsetfrequenzen sind die Meßdaten in Abb. 3.4 entstanden. Für einen Nachstellschritt der Radiofrequenz müssen alle vier Frequenzpunkte nacheinander geprobt werden. Es ist sinnvoll, für den nächsten Nachstellschritt das Signal der vier Frequenzpunkte in umgekehrter Reihenfolge abzutasten. Es werden daher in dem in Kap. 3.3.1 dargestellten Meßverfahren immer zwei Nachstellschritte zu einem Nachstellzyklus zusammengefaßt.

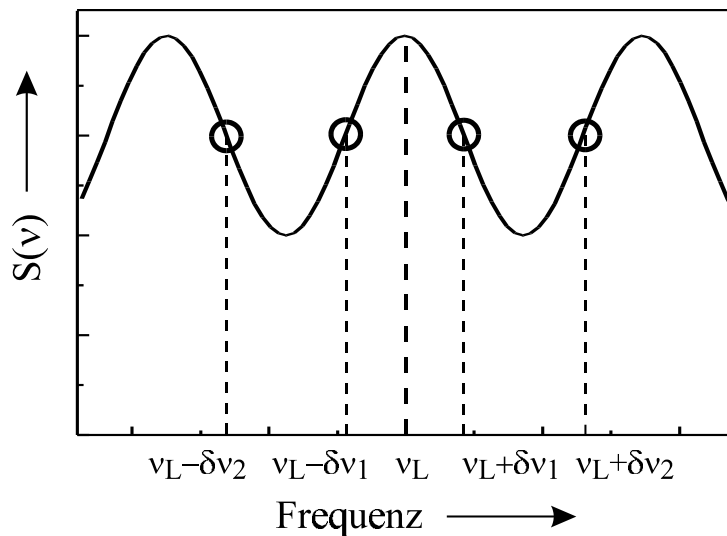


Abbildung 3.8: Die Stabilisierung der Laserfrequenz und damit die Anbindung des Laserspektrometers an die Ca-Übergangsfrequenz erfolgt über ein Rechteckmodulationsverfahren mit einer Detektion auf der dritten Harmonischen. Die Modulation wird über die akustooptischen Modulatoren (AOM) in Abb. 3.6 bzw. über AOM2 in Abb. 3.2 eingebracht. Die Rückkopplung erfolgt über AOM1 in Abb. 3.2, der die Frequenzdifferenz zwischen der Frequenz des Resonatormodes und der Ca-Übergangsfrequenz überbrückt.

### Phasenstabilisierungsalgorithmus mit den symmetrischen Interferometern

Das Signal der symmetrischen Interferometer ist periodisch in der Phase der Laserfelder. Für die Vermessung kleiner Phasenverschiebungen muß über eine Vielzahl von Fallenzyklen gemittelt werden. Dazu gibt es zwei Möglichkeiten. Die einfachste Methode ist ein Aufnehmen eines Spektrums wie in Abb. 4.2 mit einer Mittelung über viele Fallenzyklen pro eingestellter Phase. Durch Anpassen eines Linienmodells läßt sich dann eine Phasenverschiebung ermitteln. Dieses Verfahren verlangt jedoch eine hohe Stabilität aller Parameter über die Meßzeit des gesamten Spektrums. Insbesondere müssen die Laser für die Laserkühlung eine hohe Intensitäts-, Frequenz- und Richtungsstabilität aufweisen, damit die Zahl der Atome in der magneto-optischen Falle nur kleinste Schwankungen zeigt.

Eine etwas aufwendigere Methode verwendet einen Stabilisierungsalgorithmus ähnlich dem oben dargestellten für die Frequenz des Spektroskopielasers. Ein Phasenspektrum wie in Abb. 4.2 hängt von der Differenz zweier eingestellter Phasen der Interferometriepulse ab. Durch eine Rechteckmodulation dieser Differenzphase um eine mittlere Phase, im folgenden in Analogie zu der Frequenzstabilisierung Offsetphase genannt, kann diese auf ein Extremum eines Phasenspektrums stabilisiert werden. Dazu wurde eine 1f-Rechteckmodulation mit einem Hub von  $\delta\phi_1 = \frac{\pi}{2}$  verwendet. Eine Mittelung über die Offsetphase ergibt jene Differenzphase, bei der sich das Extremum

des Phasenspektrums befindet. Im allgemeinen wurde auf das zentrale Minimum stabilisiert, so daß bei Abwesenheit zusätzlicher Phasenverschiebungen die Offsetphase verschwinden sollte, bzw. die Offsetphase direkt die zu ermittelnde Phasenverschiebung darstellt. Der Vorteil des Verfahrens liegt in der Unempfindlichkeit gegenüber langsamen Änderungen z.B. in der Zahl der gefangenen Atome. Die Änderung muß dabei langsam auf der Zeitskala der Nachstellschritte der Offsetfrequenz erfolgen.

### 3.3 Meßstrategien

In diesem Kapitel sollen zwei wesentliche Meßstrategien für frequenzabhängige Interferometer vorgestellt werden. Nicht alle zu untersuchenden Effekte können z.B. durch Anlegen äußerer Felder soweit skaliert werden, daß die durch sie verursachten Frequenzverschiebungen sich von allen anderen Effekten abseparieren lassen. Dies gilt insbesondere für die in Kap. 5 dargestellten Ergebnisse, bei denen Frequenzverschiebungen in der Größenordnung von wenigen Hertz bzw.  $< 5 \cdot 10^{-14}$  relative Frequenzunsicherheit in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern gemessen werden.

Generell bedarf es für die Messung von Frequenzverschiebungen einer Referenzfrequenz, deren Stabilität über die notwendige Meßzeit größer (bzw. deren Allan–Varianz kleiner) ist als die angestrebte Genauigkeit (Unsicherheit) der Messung. Hierzu kann ein zweites Frequenznormal dienen. In Kap. 5.4.1 werden entsprechende Frequenzvergleiche vorgestellt. Der meßtechnische Aufwand ist jedoch sehr hoch, da zwei unabhängige Normale betrieben werden müssen. Alternativ bieten sich optische Resonatoren, wie sie in Kap. 3.1 vorgestellt wurden, an. Allerdings beschränken die beobachteten Schwankungen der Langzeitdrift unseres derzeit besten Resonators die erreichbare Meßgenauigkeit. Die Stabilität und die Linearität der Frequenzdrift sind jedoch auf einer Zeitskala von bis zu etwa 100 s hinreichend gut, um hochpräzise Differenzmessungen durchführen zu können.

#### 3.3.1 Intermittierende Stabilisierungen

Hieraus resultiert ein Meßprinzip, welches auch als computergesteuertes Lock–In–Verfahren mit einer Rechteckmodulation und einer Detektion auf der ersten Harmonischen verstanden werden kann. Dabei wird zwischen zwei Einstellungen der experimentellen Parameter hin- und hergeschaltet und über die aufeinanderfolgenden Frequenzdifferenzen gemittelt. Dazu müssen zwei der im letzten Kapitel dargestellten Frequenzstabilisierungen intermittierend und unabhängig voneinander betrieben werden. Es werden daher zwei Offsetfrequenzen verwendet. Nach jedem Stabilisierungszyklus (bestehend aus zwei Nachstellschritten der Offsetfrequenz) werden sowohl der Wert des zu variierenden Parameters als auch die Offsetfrequenz gewechselt. Typische Modulationsfrequenzen liegen bei etwa 0,2 Hz, entsprechend einem Umschaltvorgang alle 2,5 s.

Bei einem solchen Wechsel zwischen zwei Experimentzuständen müssen angemessene Wartezeiten eingeführt werden, um eine Korrelation der beiden Stabilisierungen auszuschließen. Dabei ergibt sich im jetzigen Aufbau eine minimale Wartezeit aus den Umstellzeiten der verwendeten Mikrowellensynthesizer. Eine ganz wesentliche Korrelation der beiden Stabilisierungen kann aus der Dynamik der magneto-optischen Falle resultieren. Wie noch im folgenden Kapitel ausführlicher diskutiert werden wird, ist ein wesentlicher Ladeprozess der Falle der Wiedereinfang der Atome aus dem vorhergegangenen Fallenzklus. Insbesondere bei einer Änderung der Laderate oder der Verlustmechanismen kann es daher zu einer starken, unbeabsichtigten Korrelation kommen. Derzeit werden bei solchen Experimenten 10 Fallenzyklen als Einschwingvorgang abgewartet.

Mit solchen intermittierenden Stabilisierungen können mögliche Abhängigkeiten von allen schaltbaren experimentellen Parametern untersucht werden. Zu den gut kontrollierbaren Parametern gehören insbesondere alle Zeitintervalle des Fallenzklus [Zin98].

### 3.3.2 Methode der Pulsumkehr

Ein zweites, für die Durchführung dieser Arbeit wesentliches Meßprinzip ist mit der Methode der Strahlumkehr, die bei Atomstrahlen zur Verringerung möglicher Phasenfehler eingesetzt wurde, verwandt. Es bestehen jedoch wesentliche Unterschiede, die nachfolgend beschrieben werden.

In Frequenznormalen basierend auf atomaren Absorbern müssen Frequenzverschiebungen aufgrund eines nicht vollständig kompensierten Doppler-Effektes 1. Ordnung oder aufgrund von Krümmungen der anregenden Wellenfront berücksichtigt werden. Für ihre Messung und Kompensation wird in der Mikrowellen-Ramsey-Spektroskopie an Atomstrahlen die Methode der Strahlumkehr verwandt. Dabei führen die beiden Effekte bei einer Umkehr der Atomstrahlrichtung zu einer Verschiebung mit umgekehrtem Vorzeichen. Aus der Differenz der beiden Messungen läßt sich somit eine Korrektur ermitteln. In der Mikrowellen-Spektroskopie an Atomfontainen wird ein Teil der möglichen Frequenzverschiebung direkt dadurch kompensiert, daß die Atome beim Hochwerfen und wieder Hinunterfallen denselben Mikrowellenresonator passieren. Durch die zumindest in vertikaler Richtung invertierte Geschwindigkeit der Atome heben sich die Phasenverschiebungen der beiden Durchgänge durch den Mikrowellenresonator zum größten Teil auf.

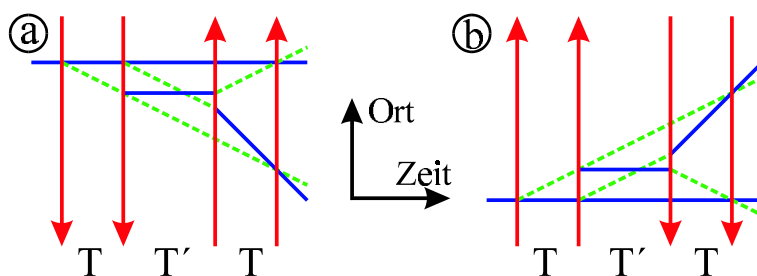


Abbildung 3.9: Bei der Methode der Pulsumkehr wird die zeitliche Abfolge der Pulse invertiert.



Die Methode der Strahlumkehr wurde von Morinaga et al. [Mor89] auf die optische Ramsey-Spektroskopie am Atomstrahl übertragen. Statt jedoch den Atomstrahl umzukehren, wird, da experimentell einfach durchzuführen, die Laserstrahlrichtung invertiert. Bei einer guten Überlagerung der beiden Laserstrahlrichtungen führt dies zu demselben Resultat. Eine ähnliche Methode wurde von Snadden et al. [Sna98] durch Umkehr der effektiven Richtung der Raman-Impulsübertrags angewandt, um Effekte, die unabhängig von der Richtung dieses Impulsübertrags sind, zu eliminieren.

In der optischen Ramsey-Spektroskopie in der Zeitdomäne ist die Methode der Strahlumkehr nicht anwendbar. Dazu müßte nach dem Abschalten der Falle ein großes Ensemble implodieren anstatt aufgrund seiner Geschwindigkeitsverteilung zu expandieren. Für eine Umkehr der Laserstrahlrichtung in jedem Puls wird ein Puls aus der entgegengesetzten Richtung in demselben Mode benötigt. Die dafür notwendige Justage von optischen Fasern und Abbildungsoptiken wird im Prinzip bereits für die Ramsey-Bordé-Spektroskopie mit 2 Paaren gegenläufiger Laserstrahlen angestrebt. Durch eine Umkehr der zeitlichen Abfolge der Pulse läßt sich u.a. die Qualität dieser Justage überprüfen.

Diese Methode, die im folgenden Pulsumkehr genannt werden soll, unterscheidet sich jedoch wesentlich von der Methode der Strahlumkehr. Die meßbare Frequenzdifferenz ist im Gegensatz zur Strahlumkehr nicht empfindlich auf Frequenzverschiebungen aufgrund eines nicht kompensierten Doppler-Effektes 1. Ordnung. Dieser hat für eine konstante Geschwindigkeit der Atome für ein Interferometer und sein pulsumgekehrtes Pendant aufgrund der Symmetrie der Anordnung dasselbe Vorzeichen. Die Frequenzdifferenz ist zudem unempfindlich auf alle Frequenzverschiebungen, die durch zeitlich konstante Potentiale verursacht werden. Die Methode erlaubt deshalb die Detektion möglicher Frequenzverschiebungen, wie sie in einem getakteten Experiment z.B. durch Einschwingvorgänge mit zu großen Zeitkonstanten entstehen können. Weiter können Effekte untersucht werden, die aus räumlichen Anisotropien resultieren. Beispiele hierfür sind Verschiebungen aufgrund der Gravitation (Kap. 5.1) oder aufgrund der Krümmung der optischen Wellenfronten (Kap. 5.2).

Für eine Messung der Frequenzdifferenz mit Hilfe der Pulsumkehr wird diese am besten mit der Methode der intermittierenden Stabilisierung kombiniert.

### 3.4 Detektion der Grundzustandsatome

Nach Abschluß der Pulssequenz der Interferometrie muß mindestens einer der Ausgänge des Interferometers detektiert werden. Aufgrund der Kopplung der inneren und äußeren Freiheitsgrade unterscheiden sich die beiden Ausgänge eines Interferometers nicht nur durch ihren Impuls, sondern auch durch ihren inneren Zustand. Eine elegante Detektion eines Interferometerausgangs gelingt deshalb durch Detektion des inneren Zustandes [Bor89].

Die erzielbare Genauigkeit einer Messung hängt außer von der Auflösung entscheidend von

dem erreichbaren Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Interferenzstruktur und damit von dem verwendeten Detektionsverfahren ab. Die Rauschbeiträge einer Messung sind neben technischen Rauschquellen, wie z.B. Frequenz- oder Intensitätsrauschen der beteiligten Laser, durch das Schrotrauschen der beteiligten Teilchen gegeben. Die Fluktuationen der Zahl der Atome führen zu einem Rauschbeitrag proportional zu der Wurzel der beteiligten Atome [Scu93, Jac95]. Falls die Zahl der beteiligten Atome exakt bestimmt werden kann, ist das Schrotrauschen durch das Quantenprojektionsrauschen zu ersetzen [Ita93].

Die naheliegendste Nachweisvariante ist die Beobachtung des Zerfalls des angeregten Zustandes durch Detektion seiner Fluoreszenz. Ein Vorteil dieser Methode ist, daß sich Streulicht sehr gut vermeiden läßt, da die Beobachtung der Fluoreszenz aufgrund der langen Lebensdauer des angeregten Zustandes nach dem Abschalten aller Laserfelder erfolgen kann. Außerdem werden keine zusätzlichen Laserfelder benötigt. Die Beobachtung der Fluoreszenz war daher bisher in praktisch allen bisherigen Experimenten an Ca-Atomstrahlen oder -Fallen die bevorzugte Detektionsmethode.

Der entscheidende Nachteil ist jedoch, daß nur ein Bruchteil der angeregten Atome detektiert wird. Da jedes Atom maximal ein Photon emittiert und zudem nur ein Bruchteil der emittierten Photonen detektiert werden kann, ist diese Methode durch die Zahl der detektierten Photonen und nicht durch die Zahl der an der Interferometrie beteiligten Atome gegeben.

Eine Verbesserung der Nachweiseffizienz läßt sich durch Streuung vieler Photonen auf einem starken, geschlossenen Übergang erreichen. Dieser muß dazu von einem der beiden beteiligten Niveaus ausgehen. Eine Zustandsänderung des Atoms äußert sich dann als eine signifikante Änderung der Fluoreszenz des starken Überganges. So ist z.B. in einem V-System, bestehend aus einem starken, geschlossenen und einem schwachen Übergang mit einem gemeinsamen Grundzustand, eine Anregung auf dem schwachen Übergang als Rückgang der Fluoreszenz auf der starken Linie zu detektieren.

Die Methode ist besonders gut für den Nachweis einzelner Ionen [Nag86, Win80] oder Atome geeignet [Rus96] und ist als „electron-shelving“ bekannt. Sie stößt jedoch an Grenzen, wenn sie auf eine Ensemble von Atomen oder Ionen angewendet wird, da im allgemeinen die Dopplerbreite des Ensembles größer ist als die Breite, die durch die Wechselwirkungszeit gegeben ist. Es wird daher nur ein Bruchteil der Atome angeregt und die Fluoreszenz auf dem starken Übergang ändert sich nur geringfügig. Für ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis muß dann zum einen die Zahl der Atome sehr konstant gehalten werden und zum anderen das Signal durch zusätzliche Maßnahmen verstärkt werden.

So konnte z.B. für die Beobachtung von Atominterferenzen an lasergekühlten  $^{24}\text{Mg}$ -Atomen das Signal durch Anwendung geeigneter Zykluszeiten über die Fallendynamik verstärkt werden [Sen93]. Für die Anwendung der Methode ist dabei entscheidend, daß die angeregten Atome in der Regel den Einfangbereich der Falle verlassen bevor sie wieder in den Grundzustand zerfallen. Diese Voraussetzung ist bei  $^{40}\text{Ca}$  durch die kürzere Lebensdauer im Allgemeinen nicht erfüllt und

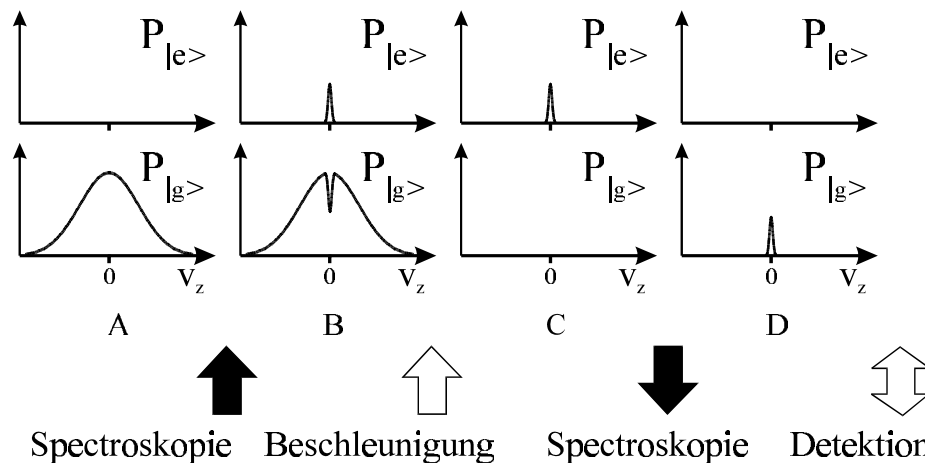


Abbildung 3.10: Am Beispiel der Sättigungsspektroskopie sind die Geschwindigkeitsverteilungen im Grund- ( $|g\rangle$ ) und im angeregten Zustand ( $|e\rangle$ ) zu Beginn (A), nach der ersten Hälfte der Spektroskopie (B), nach dem Beschleunigen der Grundzustandsatome (C), sowie nach der zweiten Hälfte der Spektroskopie unmittelbar vor der Detektion (D) aufgetragen.

läßt sich nur auf Kosten der Einfangrate der Falle erreichen.

### 3.4.1 Realisierung der Detektion

Das hier dargestellte Verfahren schöpft das Potential der „electron-shelving“-Methode voll aus, indem jene Atome, die nicht an der Interferometrie teilnehmen, sondern ausschließlich zum Untergrund beitragen, aus dem Detektionsbereich entfernt werden. Es wird zunächst am Beispiel der Sättigungsspektroskopie erklärt und dann auf die Interferometergeometrien erweitert. Es wird ein V-System betrachtet, in dem ein gemeinsamer Grundzustand einen starken, geschlossenen und einen schwachen, für die Spektroskopie oder Interferometrie geeigneten Übergang koppelt. Die Atome befinden sich nach der Kühlung auf dem starken Übergang im Grundzustand, (vgl. Abb. 3.10, A), mit einer Dopplerbreite, die ihrer Geschwindigkeitsverteilung nach der Kühlung entspricht. Die Absorptions- und die stimulierten Emissionsprozesse der Sättigungsspektroskopie werden durch getrennte Sättigungs- und Probepulse ausgeführt, was durch die lange Lebensdauer des angeregten Zustandes ermöglicht wird. Ein erster Puls, der Sättigungspuls, regt einen Teil der Atome in den langlebigen Zustand an. Die spektrale Breite der Verteilung im angeregten Zustand resultiert aus der Wechselwirkungszeit, gegeben durch die Pulsbreite (B). Im nächsten Schritt werden die im Grundzustand verbliebenen Atome durch Strahlungsdruck auf dem Kühlübergang beschleunigt (C). Es folgt der zweite Teil der Spektroskopie, indem durch einen weiteren Puls ein Teil der Atome wieder in den Grundzustand überführt werden (D). Dort können sie dann auf dem Kühlübergang effizient nachgewiesen werden.

Im allgemeinen haben die beschleunigten Grundzustandsatome den Detektionsbereich zum

Zeitpunkt der Detektion noch nicht verlassen. Die Unterdrückung des Untergrundes entstehend durch jene Atome, die nicht an der Spektroskopie teilnehmen, erfolgt vielmehr im Geschwindigkeits- und nicht im Ortsraum. Sie müssen dazu soweit beschleunigt werden, daß sie aufgrund ihrer Dopplerverschiebung weder resonant sind mit den Spektroskopiepulsen noch mit dem Detektionspuls.

Die Methode verwendet ausschließlich Pulse von jenen Lasern, die bereits für die magneto-optische Falle und für die Spektroskopie verwendet werden.

Sie ist außer auf die dargestellte Sättigungsspektroskopie auf eine Vielzahl von Spektroskopiemethoden anwendbar. Dazu gehören die Zwei-Photonen-Spektroskopie, die Raman-Spektroskopie und die Ramsey-Bordé-Interferometrie. Die Detektion auf dem Kühlübergang läßt sich auf all jene Interferometergeometrien anwenden, bei denen sich alle Partialwellen eines Interferometers zwischen zwei beliebigen, aufeinander folgenden Pulsen der Sequenz in demselben inneren Zustand befinden (vgl. Abb. 2.2, Interferometer c und d). Dabei wird die Kohärenz jeweils eines der beiden möglichen Interferometer durch die spontane Emission von Photonen auf dem Kühlübergang zerstört. Bei beiden Geometrieklassen wird dadurch das Signal halbiert. Bei den asymmetrischen Interferometern wird damit aber auch gleichzeitig eine der beiden Rückstoßkomponenten unterdrückt [Rie88, Ste97] und die mit der Überlagerung der beiden Interferogramme verbundenen Frequenzverschiebungen [Zin98] werden vermieden.

### 3.4.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Experimente wurden an der in Kap. 3.2.1 beschriebenen magneto-optischen Falle durchgeführt.

Alle blauen Laserstrahlen ( $\lambda = 423 \text{ nm}$ ) für die Kühlung, die Beschleunigung und für die Detektion wurden mit Hilfe von akusto-optischen Modulatoren (AOM) erzeugt, die seriell hintereinander angeordnet sind (vgl. Abb. 3.12). Die AOMs ermöglichen den erforderlichen Frequenzversatz der einzelnen Laserstrahlen sowie die Erzeugung der für das getaktete Schema notwendigen Pulse. Zusätzlich zu den Strahlen für die magneto-optische Falle mit Verstimmungen von  $-\gamma/2$  und  $-2\gamma$  werden zwei Strahlen für den Beschleunigungspuls und für den Detektionspuls mit Verstimmungen von  $+2\gamma$  und  $0\gamma$  benötigt.

Die serielle Anordnung der AOMs wurde gewählt, damit insbesondere an dem AOM, der den Beschleunigungspuls generiert, zu dem entsprechenden Zeitpunkt im Zeitschema die volle Laserleistung zur Verfügung steht. Der Beschleunigungspuls mußte einerseits deutlich kürzer sein als die Lebensdauer des angeregten Zustandes von etwa 0,4 ms und zum anderen lang genug, um die Atome auf hinreichend hohe Geschwindigkeiten zu beschleunigen, damit sie nicht mehr in Resonanz sind mit den Spektroskopiepulsen und dem Detektionspuls. Seine Intensität von etwa  $5 \text{ mW/mm}^2$  liegt etwa eine Größenordnung über der Sättigungsintensität des Kühlüberganges, so daß der Beschleunigungsstrahl auch bei einer Verstimmung von  $+2\gamma$  aufgrund der Sättigungs-

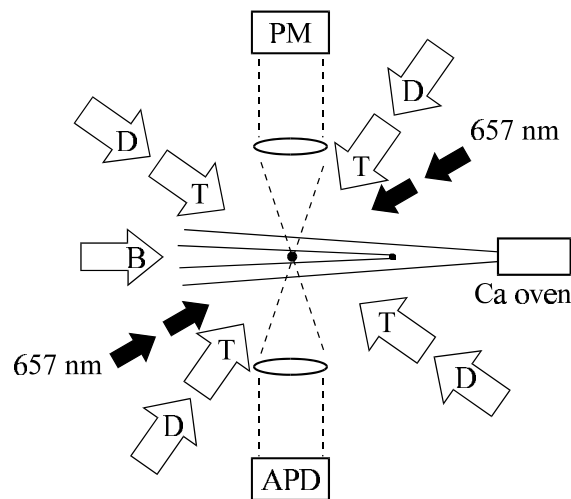


Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau der magneto-optischen Falle. Die Ca-Atome werden durch vier horizontale (T) und zwei nicht dargestellte, senkrechte Fallenstrahlen gefangen; B bezeichnet den Beschleunigungspuls und D den Detektionspuls. Die Interferometer werden durch die Pulse bei  $\lambda = 657 \text{ nm}$  verwirklicht. APD bezeichnet den Avalanche Photodetektor ( $\lambda = 423 \text{ nm}$ ) und PM den Photomultiplier ( $\lambda = 657 \text{ nm}$ ).

verbreiterung noch hinreichend in Resonanz ist, um die zunächst praktisch ruhenden Atome im Fallenbereich zu beschleunigen. Es wurde für unseren Aufbau eine optimale Pulslänge von  $150 \mu\text{s}$  ermittelt. Unter Berücksichtigung des Winkels von  $60^\circ$  zwischen dem Beschleunigungsstrahl und einem der Detektionsstrahlen wurde eine Geschwindigkeit von etwa  $90 \text{ m/s}$  für die beschleunigten Atome abgeschätzt. Ihre Photonenstreurate wird dadurch auf etwa  $1/30$  reduziert.

Für einen Vergleich des Detektionsschema auf dem Kühlübergang mit der Detektion der Fluoreszenz auf dem Interkombinationsübergang wurden Spektren unter Verwendung beider Verfahren aufgenommen. Die blaue Fluoreszenz wird über eine Avalanche-Photodiode mit anschließender Digitalisierung und die rote Fluoreszenz über einen Photomultiplier mit einem Photonenzähler vom Steuer-Computer aufgezeichnet. Typische Spektren sind in den Abbildungen 3.13 und 3.14 zu sehen. In beiden Fällen wurde die Bordé-Anordnung (vgl. Abb. 2.2 d) verwendet. Da die hochfrequente Rückstoßkomponente unterdrückt wird, kann der Pulsabstand  $T$  zwischen dem ersten und zweiten, bzw. zwischen dem dritten und vierten Spektroskopieimpuls frei gewählt werden. Damit ist auch die Auflösung frei wählbar.

In Abb. 3.13 wurden Pulsabstände von  $T = 5 \mu\text{s}$  und  $T' = 164 \mu\text{s}$  eingestellt. Die Detektionszeit für die blaue Fluoreszenz beträgt  $100 \mu\text{s}$  und für die rote Fluoreszenz  $500 \mu\text{s}$ . Das Spektrum der roten Fluoreszenz (b) besteht aus einem Doppleruntergrund mit einer Breite entsprechend der Geschwindigkeitsverteilung des gekühlten Ensembles, einem Lambdip mit einer Breite entsprechend der Wechselwirkungszeit, sowie der Interferenzstruktur innerhalb des Lambdips. Spektrum

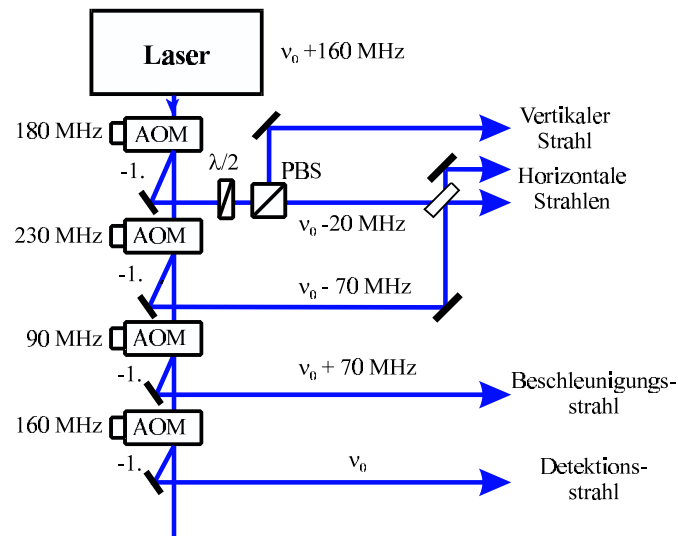


Abbildung 3.12: Schema des Aufbaus zur Erzeugung der für die Detektion auf dem Kühlübergang benötigten Laserstrahlen und ihrer jeweiligen Verstimmungen gegen die Resonanzfrequenz  $\nu_0$  des Kühlüberganges.

(a) wurde mit der dargestellten Detektionsmethode auf dem Kühlübergang aufgenommen. Es zeigt die Interferenzstruktur invertiert auf einem Lambpeak. Außerdem besteht es aus einem Untergrund, der sich aus zwei Anteilen zusammensetzt. Das ist zum einen ein konstanter Untergrund verursacht durch Fluoreszenz von Atomen im Atomstrahl (vgl. Abb. 3.11) und zum anderen ein Anteil verursacht durch Atome, die im ersten Paar von Spektroskopiepulsen angeregt wurden, jedoch aufgrund der begrenzten Lebensdauer des angeregten Zustandes zwischen dem Beginn des Beschleunigungspulses und dem Ende der Detektionszeit spontan zerfallen.

Die Interferogramme in Abb. 3.14 sind bei einer Auflösung von 1,2 kHz ( $T = 216,4 \mu\text{s}$ ) mit beiden Verfahren unter unterschiedlichen Bedingungen aufgenommen. Da die beiden Detektionsverfahren unterschiedliche Ausgänge des Interferometers proben, zeigen die Kurven die erwartete Phasenverschiebung von  $\pi$  zwischen den Besetzungen des Grund- und des angeregten Zustandes.

Die Meßkurven ( $\bullet$ ) und ( $\triangle$ ) wurden gleichzeitig unter Bedingungen aufgenommen, die für die Detektion auf dem Kühlübergang optimiert waren. Dazu betrug die Ladezeit der Falle 100 ms, die Zeit zwischen den Pulspaaren  $T' = 164 \mu\text{s}$  und die Detektionszeit für beide Verfahren  $100 \mu\text{s}$ . Für jeden Datenpunkt wurde über 20 Fallenzyklen gemittelt. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis von Kurve ( $\bullet$ ) beträgt 8,2, bzw.  $5,6 \cdot \sqrt{T/1 \text{ s}}$  für eine Mittelungszeit  $T$ , und für Kurve ( $\triangle$ ) 2,5, bzw.  $1,76 \cdot \sqrt{T/1 \text{ s}}$ .

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der blauen Detektion ist bei gleichen Bedingungen um etwas mehr als einen Faktor drei besser als die Detektion auf dem Interkombinationsübergang.

Die Meßkurve ( $\square$ ) wurde unter optimierten Bedingungen für die Detektion auf dem Interkombinationsübergang aufgezeichnet. Die Ladezeit der Falle beträgt 15 ms, die Zeit zwischen den

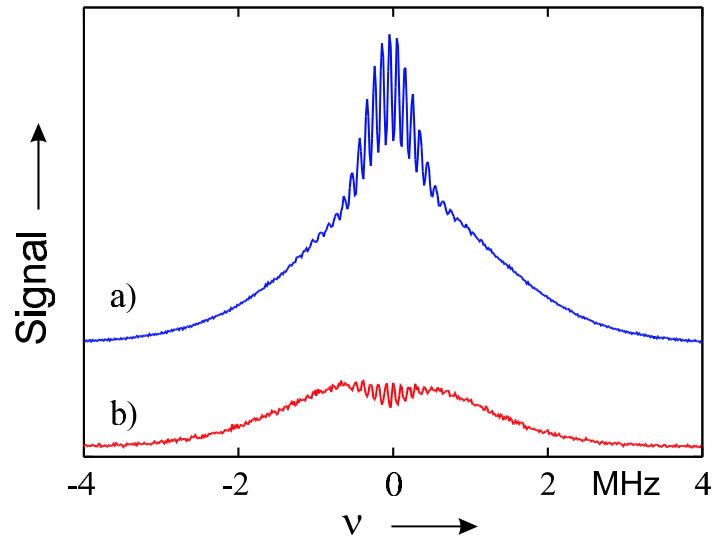


Abbildung 3.13: Spektren der Interkombinationslinie in Abhängigkeit von der Verstimmung der Frequenz der Spektroskopiepulse gegen die Frequenz des ungestörten Überganges: (a) aufgenommen durch Detektion auf dem Kühlübergang, (b) durch Detektion der Fluoreszenz auf dem Interkombinationsübergang.

Pulspaaren  $T' = 10 \mu\text{s}$  und die Detektionszeit  $500 \mu\text{s}$ . Es wurde für jeden Datenpunkt über 130 Fallenzyklen gemittelt. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist 15,0, bzw.  $10,2 \cdot \sqrt{T/1 \text{ s}}$ .

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Detektion auf dem Interkombinationsübergang ist bei jeweils optimierten Bedingungen aus zwei Gründen besser als jenes der Detektion auf dem Kühlübergang. Bei der Detektion auf dem Interkombinationsübergang wurde auf den Beschleunigungsstrahl zwischen den beiden Pulspaaren verzichtet. Dadurch wird das Interferogramm der hochfrequenten Rückstoßkomponente nicht unterdrückt und verdoppelt dadurch die Signalhöhe. Zudem kann ohne den Beschleunigungsstrahl eine erheblich kürzere Pulszeit zwischen den Pulspaaren gewählt werden, was aufgrund der begrenzten Lebensdauer des  $^3\text{P}_1$ -Zustandes zu einem etwa 1,5-fach größeren Signal führt.

Ohne den Beschleunigungspuls wird der überwiegende Teil der Atome im nächsten Fallenzyklus wieder eingefangen. Dadurch läßt sich für die Detektion auf dem Interkombinationsübergang die Ladezeit der Falle erheblich reduzieren. Die damit verbundene etwa 6-fach kürzere Zykluszeit führt zu einer höheren akkumulierten Detektionszeit und damit zu einem entsprechend höheren Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei gleicher Meßzeit. In [Zin98] wurde gezeigt, daß die Überlagerung der beiden Rückstoßkomponenten derzeit keine Limitierung der Genauigkeit für die asymmetrischen Interferometergeometrien darstellt. In dieser Arbeit wurde deshalb überwiegend die Detektion auf dem Interkombinationsübergang verwendet.

Die höhere Wiedereinfangeffizienz ist der wichtigste Grund im derzeitigen Aufbau der magneto-optischen Falle. Er stellt jedoch keine prinzipielle Limitierung dar, da sich mit einem Be-

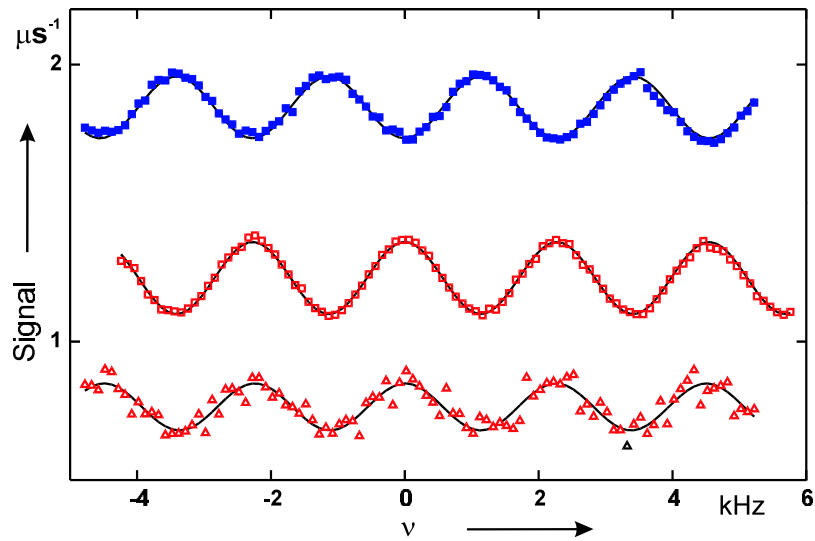


Abbildung 3.14: Interferogramme der Bordé-Geometrie (Abb. 2.2 d) aufgenommen als Funktion der Verstimmung der Laserfrequenz mit einer Auflösung von 1,2 kHz ( $T = 216,4 \mu\text{s}$ ); •: mit optimierter Detektion auf dem Kühlübergang und  $\Delta$ : gleichzeitiger Detektion der Fluoreszenz auf dem Interkombinationsübergang;  $\square$ : mit optimierter Detektion auf dem Interkombinationsübergang.

schleunigungspuls parallel zu einem der Fallenstrahlen der Wiedereinfang der Atome optimieren läßt. Dies wird jedoch erst mit einer auch unter diesem Aspekt neu konstruierten Vakuumkammer, wie sie sich derzeit im Aufbau befindet [Wil], möglich werden.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß mit der Detektion auf dem Kühlübergang eine Steigerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses erreicht wird und damit ein wesentlicher Schritt zum Erreichen der prinzipiellen Grenze, welche durch das Quantenprojektionsrauschen gegeben ist [Ita93, Scu93], gelingt.



## Kapitel 4

# Charakterisierung der symmetrischen Interferometer

Dieses Kapitel stellt verschiedene symmetrische Interferometergeometrien vor. Der Schwerpunkt liegt dabei auf dem erreichbaren Interferenzkontrast in Abhängigkeit verschiedener einstellbarer Parameter. Hierzu zählen neben der Zahl der Pulse insbesondere die Pulsabstände einer Interferometersequenz. Das einfachste symmetrische Interferometer wird durch drei Laserpulsen eines einzigen Strahls generiert. Bei mehr als drei Pulsen können zusätzliche geschlossene Pfade und damit zusätzliche Interferenzterme entstehen. Anhand einer Sequenz von vier Pulsen wird die Beobachtung einer Vielstrahlinterferenz beschrieben. Das Kapitel schließt mit einer Anordnung von  $N + 1$  parallelen Anregungszonen, bei der der letzte Pulsabstand variiert wird. Anhand des beobachteten Interferenzkontrastes wird die enge Verwandtschaft zu Experimenten mit stimulierten Photonenechos deutlich.

Die ersten symmetrischen Interferometer wurden an Atomstrahlen mit vier laufenden Wellen realisiert und für die Vermessung des dynamischen (ac-) [Mor95] und des statischen (dc-) Stark-Effektes eingesetzt [Mor96]. Die Eigenschaften dieses Interferometers am Atomstrahl wurden in [Yan98] detaillierter untersucht.

### 4.1 Experimentelle Realisierung

Da die symmetrischen Interferometer frequenzunabhängig sind, läßt sich das Interferogramm nicht durch Variation der Laserfrequenz der Strahlteiler aufzeichnen. Dazu muß vielmehr die Phase eines der Strahlteiler relativ zu den Phasen der anderen Strahlteiler variiert werden.

In den Realisierungen symmetrischer Interferometer an Atomstrahlen wird die optische Weglänge eines der Laserstrahlen beispielsweise durch Drehung einer Glasplatte im Strahlengang und damit die Phase der Laserwelle am Ort der Wechselwirkung variiert. Diese Methode ist nicht auf Atominterferometer im Zeitbereich übertragbar, da die Drehung der Glasplatte in

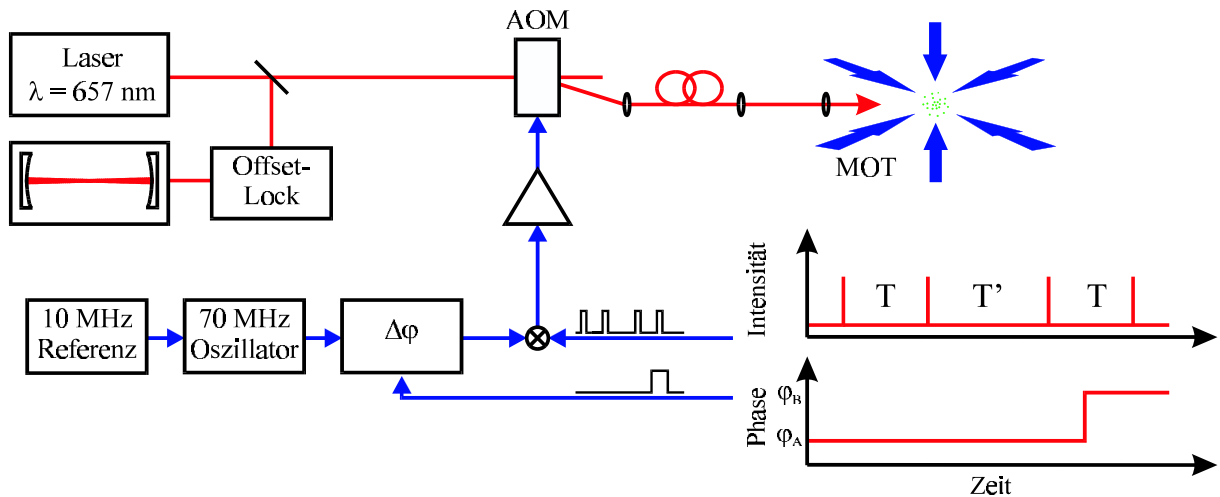


Abbildung 4.1: Die Variation der relativen Phase der einzelnen Pulse erfolgt über Verschieben der Phase der Mikrowelle, welche die zur Pulsenergie eingesetzten akustooptischen Modulatoren betreibt. Die Einstellung der Phasendifferenz und ihre zeitliche Kontrolle erfolgen computergesteuert.

der Dunkelzeit zwischen zwei Pulsen, also innerhalb einiger Mikrosekunden, zu erfolgen hätte. Es wird deshalb eine andere Methode gewählt. In akustooptischen Modulatoren wird nicht nur die Energie, sondern auch die Phase der Phononenwelle auf die gestreute Laserwelle übertragen. Es ist deshalb möglich mit den akustooptischen Modulatoren, die für die Generierung der Pulssequenzen verwendet werden, auch die relative Phase der einzelnen Pulse zu beeinflussen. Dazu muß die Phase der die akustooptischen Modulatoren treibenden Mikrowelle variiert werden. In der technischen Umsetzung kann die Phase entweder während der Erzeugung der Frequenz mittels digitaler Frequenzsynthesizer oder nach der Erzeugung der Frequenz über ein zusätzliches phasenschiebendes elektronisches Element eingebracht werden. Die erste Methode erzeugt sehr präzise Phasenverschiebungen, deren Schrittweite, je nach Methode der Frequenzsynthesierung jedoch nur sehr grob einstellbar ist. Die zweite von uns gewählte Methode verwendet ein elektronisches, analoges Bauelement, das abhängig von einer angelegten Steuerspannung die Phase der Mikrowelle verschiebt. Es ist wie in Abb. 4.1 dargestellt in den Gesamtaufbau integriert. Die Mikrowelle, die einen akustooptischen Modulator (AOM in Abb. 4.1 oder in Abb. 3.6) treibt, wird durch einen kommerziellen Frequenzgenerator erzeugt und anschließend in ihrer Phase verschoben. Es folgen zwei Mikrowellenmischer, welche als elektronische Schalter für die Pulserzeugung verwendet werden, und ein Verstärker, um die erforderliche Leistung für den akustooptischen Modulator bereitzustellen. Die Ansteuerung des Phasenschiebers wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut. Sie kann sowohl manuell als auch über einen Computer erfolgen. Die Phasenverschiebung läßt sich zwischen  $0$  und  $2,4\pi$  ( $\hat{=} 0 \dots 440^\circ$ ) variieren.

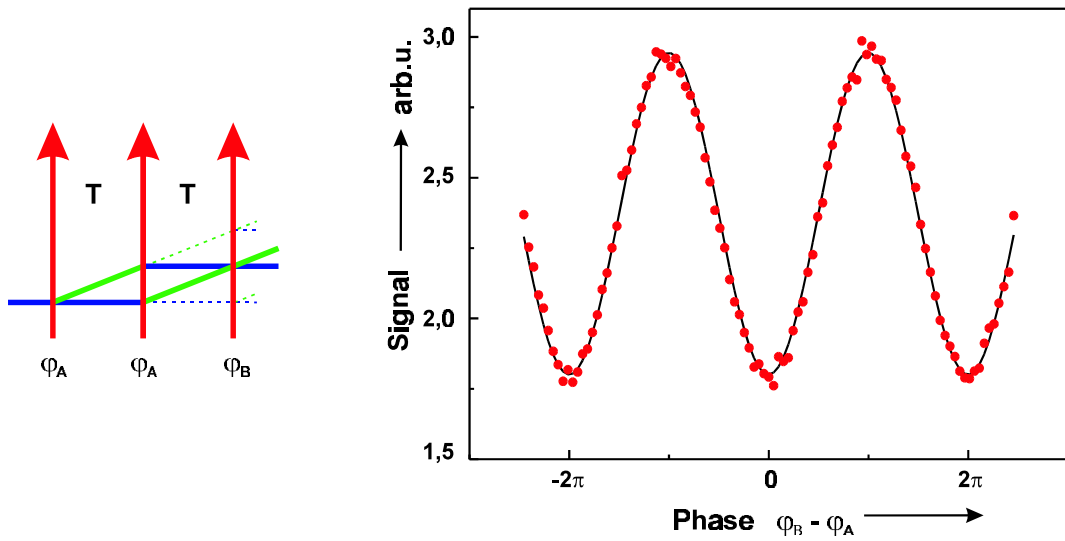


Abbildung 4.2: Interferogramm eines symmetrischen Interferometers mit drei laufenden Wellen aufgenommen als Funktion der Phase des dritten Laserpulses  $\varphi_B$  relativ zu der Phase der ersten beiden Pulse  $\varphi_A$ . Der Pulsabstand betrug  $T = 20 \mu\text{s}$ , der Kontrast  $0,24$  und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis  $24,3$ , bzw.  $60,6 \cdot \sqrt{T/1 \text{ s}}$

## 4.2 Interferometer mit 3 Anregungszonen

Das einfachste Interferometer mit Strahlteilern aus resonanten Laserfeldern besteht aus drei parallelen laufenden Wellen.

Das Interferenzsignal dieses Interferometers ist bei einer Detektion des angeregten Zustandes proportional zu  $\cos(\pi - \phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3)$ . Es läßt sich beobachten, indem die Phase eines der drei Laserstrahlen relativ zu der Phase der anderen beiden variiert wird. Wird dieselbe Phase für die ersten beiden Pulse gewählt ( $\phi_1 = \phi_2 = \varphi_A \neq \phi_3 = \varphi_B$ ), so ist das Interferenzsignal proportional zu  $-\cos(\varphi_A - \varphi_B)$ . Für jeden Datenpunkt in Abb. 4.2 wurde eine Phase  $\varphi_A$  für die ersten beiden Pulse und eine Phase  $\varphi_B$  für den dritten Puls eingestellt. Für die Meßkurve wurde  $\varphi_A$  schrittweise erhöht und parallel dazu  $\varphi_B$  schrittweise gesenkt. Dadurch läßt sich in einfacher Weise der Durchstimmbereich der Phasendifferenz  $\varphi_A - \varphi_B$  verdoppeln.

Das Interferenzsignal in Abb. 4.2 zeigt die erwartete cosinusförmige Abhängigkeit von der Phasendifferenz. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis beträgt  $24,3$  bei einer Meßzeit von  $0,16 \text{ s}$ , entsprechend 10 Fallenzyklen mit einer reinen aufsummierten Mittelungszeit von  $5 \text{ ms}$ . Umgerechnet auf eine Meßzeit von einer Sekunde ergibt sich ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von  $60,6$ .

Das erreichbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis und der Kontrast hängen u.a. von den Rabi-Drehwinkeln der einzelnen Pulse ab. Der optimale Kontrast ist bei einer Sequenz zu erwarten, bei der in Analogie zu einem Mach-Zehnder-Interferometer der erste und der dritte Puls als 50%-Strahlteiler und der mittlere Puls als hochreflektierender Spiegel wirken. Für Atome exakt

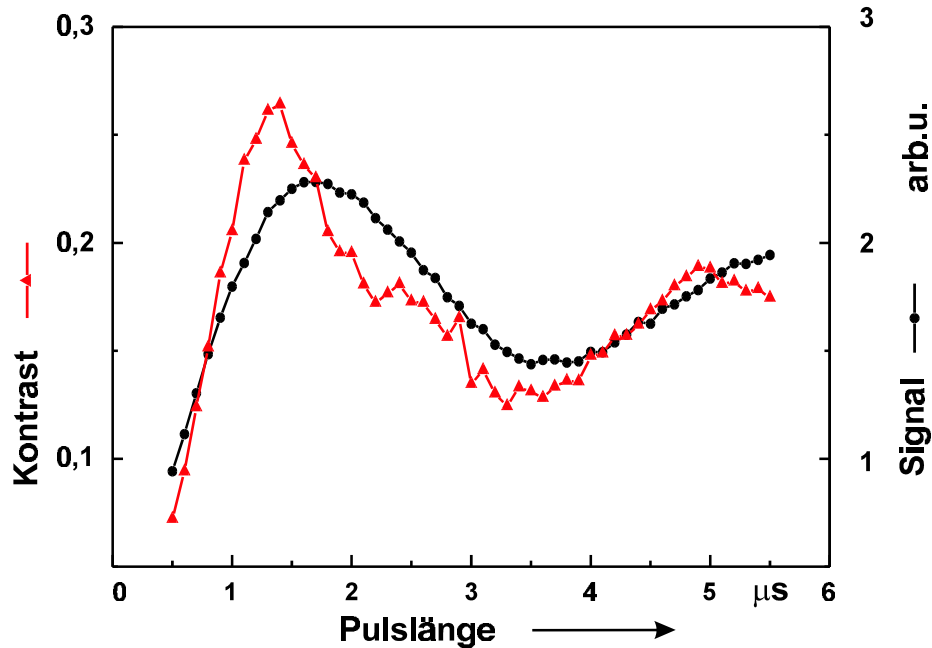


Abbildung 4.3: Der Kontrast ( $\Delta$ ) eines Interferometers mit drei gleich langen Pulsen laufender Wellen in Abhängigkeit der Pulslänge. Zum Vergleich die Signalarbeit ( $\bullet$ ) einer Anregung mit einer einzelnen laufenden Welle. Das Verhältnis der optimalen Pulslängen stimmt gut mit dem nach [War83] erwarteten Wert überein.

in Resonanz mit dem Laserfrequenz stellt ein Puls mit einem Rabi-Drehwinkel von  $\pi/2$  einen 50%-Strahlteiler dar. Ein  $\pi$ -Puls bewirkt eine invertierte Besetzung des angeregten und des Grundzustandes und ist damit das Analogon eines Spiegels. Für exakt auf Resonanz befindliche Atome erzielt folglich eine  $\pi/2-\pi-\pi/2$ -Sequenz den optimalen Kontrast. Bei inhomogen verbreiterten Linien, wie z.B. aufgrund einer Dopplerverbreiterung, sind  $\pi/2$ - bzw.  $\pi$ -Pulse nicht für alle Atome einstellbar. Das gilt insbesondere für den Fall, daß die inhomogene Verbreiterung größer ist als die Fourierbreite des Pulses, wie bei den Experimenten in dieser Arbeit. Kürzere Pulse führen in diesem Fall zu einer im Mittel optimaleren Anregung einer größeren Zahl von Atomen. Warren und Zewail [War83] haben für den Fall eines inhomogen verbreiterten Überganges und einer homogen verbreiterten Laserlinie eine Sequenz mit optimierten Drehwinkel  $80^\circ - 160^\circ - 80^\circ$  berechnet. Die Winkelangaben beziehen sich dabei auf den Anregungswinkel, den ein sich genau in Resonanz befindendes Atom erfährt. Sie merken außerdem an, daß drei gleich lange Pulse mit einem Drehwinkel von jeweils  $110^\circ$  zu einem nur 3% geringeren Signal führen. Die experimentelle Umsetzung einer Sequenz mit drei gleichlangen Pulsen, wie sie für die Messung in Abb. 4.2 verwendet wurde, ist besonders einfach.

Die experimentelle Optimierung der Pulslänge in einer Sequenz dreier gleich langer Pulse erfolgte durch Aufnahme des Kontrastes der Interferenzkurve in Abhängigkeit von der zeitlichen

Länge der Pulse. Eine entsprechende Meßkurve ist in Abb. 4.3 zu sehen. Der Kontrast ist dabei definiert als die Höhe der Amplitude des Interferenzsignals relativ zu der mittleren Signalhöhe. Er wurde aufgenommen, indem für eine Pulslänge das Interferenzsignal an zwei Stellen, nämlich am zentralen Minimum  $S(min)$  und an einem Maximum  $S(max)$ , abgetastet wurde. Der Kontrast läßt sich dann aus den detektierten Signalhöhen als  $\frac{S(max)-S(min)}{S(max)+S(min)}$  berechnen. Für jeden Meßpunkt wurde für die Signalhöhe des Maximums und des Minimums über jeweils 20 Fallenzyklen gemittelt. Der maximale Kontrast von 0,27 wird für eine Pulslänge von etwa  $\tau = (1,35 \pm 0,05) \mu s$  erreicht<sup>1</sup>.

Als Vergleich wurde die Signalhöhe für die Anregung mit einer einzelnen laufenden Welle aufgenommen. Bei der Pulslänge des Maximums von  $\tau = (1,7 \pm 0,03) \mu s$  wird für die zur Verfügung stehende Laserleistung die maximale Anzahl an Atomen angeregt. Im Falle einer gegen die spektrale Breite des Pulses kleinen Linienbreite würde diese Pulslänge und –leistung gerade einem  $\pi$ -Puls entsprechen. Im Falle einer gegen die spektrale Breite des Pulses großen Übergangsbreite entspricht die Pulsfläche einer im Mittel optimierten Anregung. Warren und Zewail berechnen für diesen Fall einen optimierten Winkel, der für ein sich genau in Resonanz befindendes Atom einem Anregungswinkel von  $138^\circ$  entsprechen würde. Das bei gleicher Intensität der Laserpulse gemessene Verhältnis der Pulslänge des optimalen Kontrastes für ein Interferometer mit drei laufenden Wellen und der Pulslänge der maximalen Anregung einer einzelnen laufenden Welle von  $\frac{1,35 \mu s}{1,7 \mu s} = 0,794 \pm 0,33$  stimmt sehr gut mit dem nach [War83] erwarteten, theoretischen Wert von  $\frac{110^\circ}{138^\circ} = 0,797$  überein.

Für die Messungen in Kap. 5.1 und 5.2 wurde die Phase auf Interferenzsignale wie in Abb. 4.2 stabilisiert und die Verschiebung des zentralen Minimums als Funktion des Pulsabstandes  $T$  in Abhängigkeit von der Neigung der Laserstrahlen bzw. von der Krümmung ihrer Wellenfronten bestimmt.

### 4.3 Interferometer mit 4 Anregungszonen

Symmetrische Interferometer aus vier parallelen laufenden Wellen (vgl. Abb. 4.4) besitzen durch den zusätzlichen Pulsabstand einen weiteren, experimentell gut zugänglichen Freiheitsgrad. Dieser ist z.B. interessant für Messungen, in denen die Fläche des Interferometers variiert werden soll. Die zusätzliche Dunkelzeit ermöglicht außerdem die Kombination eines symmetrischen Interferometers mit dem in Kap. 3.4 dargestellten Verfahren der Detektion auf dem Kühlübergang.

Bei Anregungsgeometrien mit 4 laufenden Wellen entstehen wie in Abb. 4.4a mindestens 2 geschlossene Interferometer<sup>2</sup>, die sich durch den Zustand der Teilwellen während der mittleren

<sup>1</sup>Die Einstellgenauigkeit der Pulslänge beträgt  $0,1 \mu s$

<sup>2</sup>Für „mind. 2 Interferometer“ wird vorausgesetzt, daß die Sequenz die Bedingung geschlossener Geometrien erfüllt ist und daß alle strahlteilenden Pulse notwendig sind, d.h. daß die Sequenz sich nicht in trivialer Weise auf eine Sequenz von 3 Pulsen reduzieren läßt.

Dunkelzeit unterscheiden. Im Gegensatz zu der Bordé-Geometrie (Abb. 2.2d) haben die beiden Ausgänge im angeregten Zustand (bzw. die beiden Ausgänge im Grundzustand) den gleichen Impuls. Es gibt also keine Rückstoßaufspaltung und die zentralen Minima liegen übereinander. Der Pulsabstand  $T$  ist deshalb ohne Einschränkung des Kontrastes frei wählbar. Diese Überlegung gilt allgemein für alle symmetrischen Interferometer.

Der allgemeine Fall in Abb. 4.4a entartet in zwei Fällen, zum einen wenn der mittlere Pulsabstand gleich den äußeren beiden Pulsabständen ( $T = T'$ , Abb. 4.4b) und zum anderen wenn der mittlere Pulsabstand gerade das doppelte der äußeren beiden Pulsabstände ( $T = 2T'$ , Abb. 4.4c) ist. In beiden Fällen tragen die in Abb. 4.4a gekennzeichneten Pfade nicht zum inkohärenten Untergrund bei, sondern führen zu zusätzlichen Interferenztermen.

Im ersten Fall ( $T = T'$ ) überlagern sich in den beiden geschlossenen Geometrien jeweils drei Partialwellen. Die Phasen und Amplituden der einzelnen Pfade und damit der Interferenzterm lassen sich für den Fall der Resonanz mit den Regeln in Tab. 2.1 herleiten. Der Interferenzterm für das „obere“ Interferometer in Abb. 4.4b, d.h. jenes, bei dem sich in der mittleren Dunkelzeit mehr Teilpfade im angeregten Zustand befinden, ist demnach:

$$\left( \mathcal{A}_1 e^{i(\frac{3}{2}\pi - \phi_1 + \phi_3 - \phi_4)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\frac{3}{2}\pi - \phi_1 + \phi_2 - \phi_3)} + \mathcal{A}_3 e^{i(\frac{\pi}{2} - \phi_2)} \right) \cdot c.c. \quad (4.1)$$

Alle Teilpfade des angeregten Zustandes summieren sich zu einem Gesamtsignal von:

$$\begin{aligned} \langle e|e \rangle_{IF4, T=T'} &= 4c^6s^2 + 4c^2s^6 + 4c^4s^4 \cos(\pi + (\phi_2 - \phi_1) - (\phi_4 - \phi_3)) \\ &\quad + 2(c^2s^6 - c^4s^4) (\cos(-\phi_2 + 2\phi_3 - \phi_4) + \cos(-\phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3)) \\ &= \langle e|e \rangle_{IF4} + 2(c^2s^6 - c^4s^4) (\cos(-\phi_2 + 2\phi_3 - \phi_4) + \cos(-\phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3)) \end{aligned} \quad (4.2)$$

wobei  $\langle e|e \rangle_{IF4}$  das Interferenzsignal des nicht entarteten Falls ist (vgl. Gl. 2.14) und wieder  $c = \cos(\frac{\Omega\tau}{2})$  und  $s = \sin(\frac{\Omega\tau}{2})$ . Je nach Anregungswinkel  $\Omega\tau$  führen die zusätzlichen Interferenzterme zu einer größeren oder kleineren Amplitude des beobachtbaren Interferenzsignals.

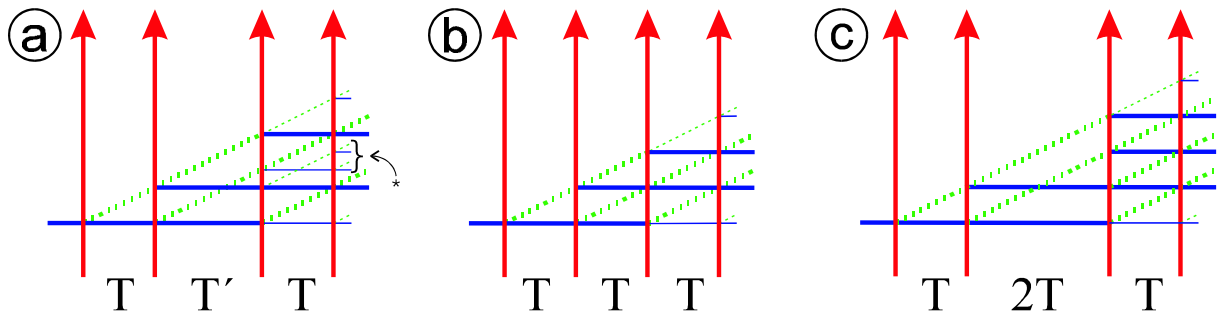


Abbildung 4.4: Rückstoßdiagramme von symmetrischen Interferometern mit vier parallelen, laufenden Wellen: a) der allgemeine Fall mit nur zwei geschlossenen Interferometern, sowie die entarteten Fälle mit b)  $T = T'$  und c)  $T = 2T'$ , bei denen die in a) mit einem \* gekennzeichneten Partialwellen zu zusätzlichen Interferenztermen beitragen.

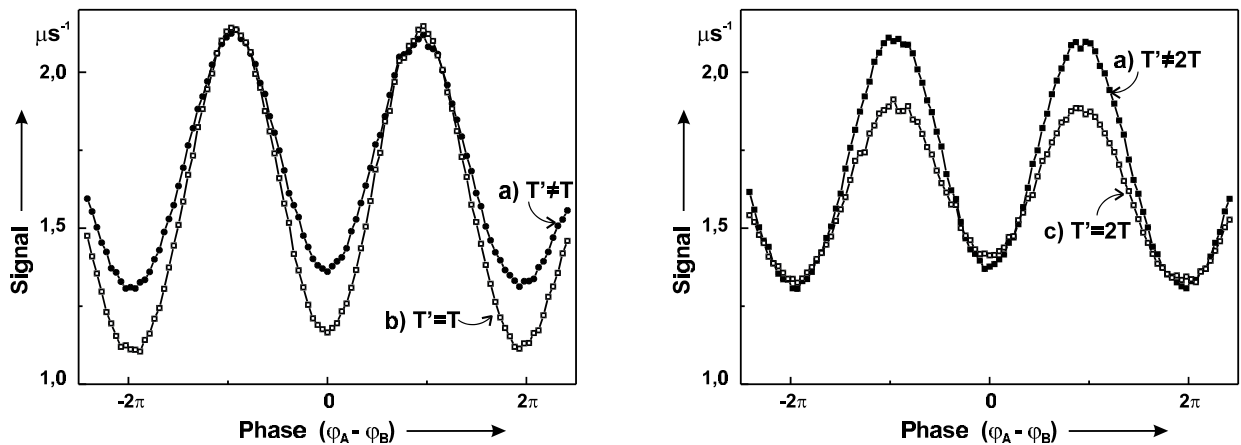


Abbildung 4.5: Interferogramme der symmetrischen Interferometer in Abb. 4.4. Alle vier Interferogramme sind bei gleichem Pulsabstand  $T$ , bei gleichen Pulslängen und gleichen Laserstrahlintensitäten aufgenommen.

Die einzelnen Cosinus-Terme können auch in einer zweiten Weise interpretiert werden. Der erste Term ( $\cos(-\phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3)$ ) gehört zu dem nicht entarteten Interferometer mit vier laufenden Wellen. Die beiden zweiten Terme ( $\cos(-\phi_2 + 2\phi_3 - \phi_4)$ ) und ( $\cos(-\phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3)$ ) können als die Interferenzterme zweier Interferometer mit jeweils drei Wechselwirkungszonen interpretiert werden. Sie werden durch die ersten drei bzw. durch die letzten drei Laserstrahlen gebildet. In dieser Betrachtungsweise ist jedoch für die Vorzeichen und für die Amplituden keine einfache Regel anzugeben.

Die Interferogramme in Abb. 4.5a sind gleichzeitig für ein nicht entartetes Interferometer mit  $T = 50 \mu\text{s} \neq T' = 20 \mu\text{s}$  und ein entartetes mit  $T = T' = 50 \mu\text{s}$  aufgenommen. Für beide wurde dieselbe Laserstrahlintensität und dieselbe Pulslänge verwendet. Der entartete Fall hat eine um etwa 25% höhere Signalamplitude auf Kosten des inkohärenten Untergrundes bei gleichem Signal-Rausch-Verhältnis.

Der zweite entartete Fall tritt für  $T' = 2T$  ein. Wie im Rückstoßdiagramm in Abb. 4.4c zu erkennen ist, kommt es in der vierten Wechselwirkungszone zu einem weiteren Überkreuzungspunkt zweier Partialwellen. Die dazugehörigen Pfade bilden die in [Mar96] vorgeschlagene 'figure 8'-Geometrie. Die Herleitung des Interferenzterms erfolgt wieder mit den Regeln in Tab. 2.1. Die beiden Teilwellen des zusätzlichen Überkreuzungspunktes tragen mit:

$$\langle e|e \rangle = 2c^2s^6 (1 + \cos(-\phi_1 + 2\phi_2 - 2\phi_3 + \phi_4)) \quad (4.3)$$

zum Gesamtsignal bei:

$$\langle e|e \rangle_{IF4, T=2T'} = \langle e|e \rangle_{IF4} + 2c^2s^6 \cos(-\phi_1 + 2\phi_2 - 2\phi_3 + \phi_4) \quad (4.4)$$

Aufgrund des wechselwirkungsfreien Überkreuzens der beiden Teilpfade zum Zeitpunkt  $2T$  nach dem ersten Puls hat bei Variation der Phase des vierten Laserpulses  $\phi_4$  die Interferenz dieses

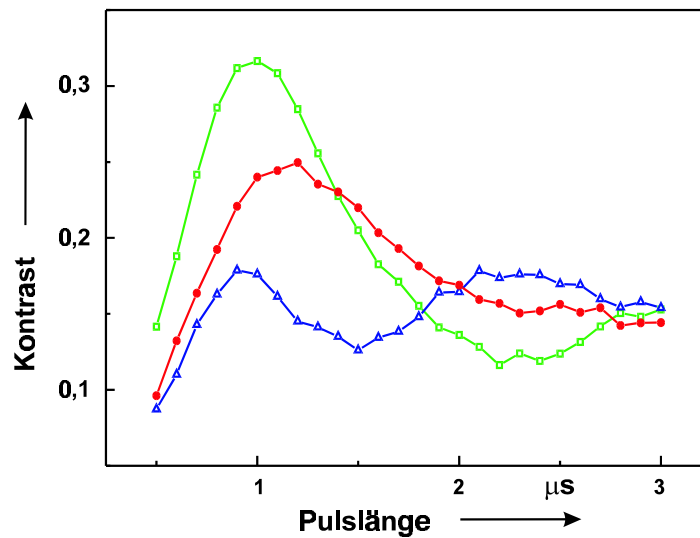


Abbildung 4.6: Der Interferenzkontrast für die Interferometergeometrien in Abb. 4.4 mit vier parallelen, laufenden Wellen in Abhängigkeit von der Pulslänge  $\tau$ ; a) der nicht entartete Fall ( $\bullet$ ), b) mit  $T' = T$  ( $\square$ ) und c) mit  $T' = 2T$  ( $\triangle$ ).

zusätzlichen Interferometers das entgegengesetzte Vorzeichen der Interferenzterme der anderen beiden Interferometer. Es kommt dadurch zu einer Verringerung der Amplitude des beobachtbaren Interferenzsignals, wie in Abb. 4.5b zu erkennen ist. Als Referenzsignal wurde wieder gleichzeitig der nicht entartete Fall mit dergleichen Pulsdauer und Strahlintensität aufgezeichnet.

Der Kontrast der Interferometer hängt von dem Anregungswinkel  $\Omega\tau$  der einzelnen Zonen ab. Abb. 4.6 zeigt den Kontrast für die drei Anregungsgeometrien in Abhängigkeit von der Pulslänge. Für alle Pulse und alle drei Geometrien wurde die gleiche Pulslänge, die gleiche Laserstrahlintensität und der gleiche Pulsabstand  $T$  eingestellt. Erwartungsgemäß zeigt die Geometrie (b) mit vier äquidistanten Wellen den höchsten Kontrast von etwa 0,32 bei einer Pulslänge von  $\tau = 1 \mu\text{s}$ , während jene Geometrie (c) mit drei Interferometern den erwarteten verringerten Kontrast aufweist. Das erste Maximum bei  $\tau = 0,9 \mu\text{s}$  ist mit einem Kontrast von 0,18 etwa halb so hoch wie bei einer konstruktiven Überlagerung der Teilwellen. Das erste Minimum liegt bei  $\tau = 1,5 \mu\text{s}$  und einem Kontrast von etwa 0,13. Die nicht entartete Geometrie hat ihren maximalen Kontrast von 0,25 bei  $\tau = 1,2 \mu\text{s}$ .

Nach dem einfachen Modell, welches den Gleichungen 2.14, 4.2, 4.4 zugrunde liegt, sind die ersten Maxima des Kontrastes für die beiden entarteten Geometrien bei einer Pulslänge von 86% der optimalen Pulslänge für das nicht entartete Interferometer zu erwarten, was gut mit den gemessenen Werten übereinstimmt. Das Minimum der Geometrie (c) sollte jedoch einen negativen Kontrast zeigen, was durch die Messung nicht bestätigt wird. Es ist zu erwarten, daß durch die fehlende Mittelung über die Geschwindigkeitsabhängigkeit das Modell nur für eine Bestimmung der Phasenverschiebung der einzelnen Interferometer, nicht aber für eine quantitative Berechnung



der Amplituden geeignet ist.

Die Abhängigkeit des Kontrastes von dem mittleren Pulsabstand  $T'$  wurde mit Meßkurven wie in Abb. 4.7 untersucht. Der maximale Kontrast wird wie erwartet bei einem Pulsabstand von  $T' = T$  erzielt. Der minimale Kontrast tritt für den Fall der zweiten entarteten Geometrie bei  $T' \approx 2T$  ein. In der unmittelbaren Nähe der beiden entarteten Fälle sind komplexere Strukturen von der Breite der Pulslänge zu erkennen. Für die Bereiche der nicht entarteten Geometrie wird ein langsamer Abfall des Kontrastes mit steigendem Pulsabstand  $T'$  beobachtet. Er ist auf die endliche Lebensdauer des angeregten Zustandes zurückzuführen.

Bei einer Variation des mittleren Pulsabstandes  $T'$  verschiebt sich der letzte Überkreuzungspunkt der in Abb. 4.4a mit einem \* gekennzeichneten Teilpfade relativ zu den strahlteilenden Laserstrahlen. Die beiden entarteten Interferometer entstehen, wenn dieser Kreuzungspunkt mit dem vierten Strahlteiler ( $T' = T$ ) oder mit dem dritten Laserstrahl ( $T' = 2T$ ) überlagert wird. Da die Laserpulse eine nicht verschwindende Länge haben, kommt es zu teilweisen Überlagerungen, wenn der mittlere Pulsabstand nicht exakt  $T$  oder  $2T$  entspricht. Diese teilweise Überlagerung ist Ursache für die Kurvenform des Kontrastes in der Umgebung der beiden entarteten Geometrien. Ihre Form ist näherungsweise als eine Cosinus-Fouriertransformation der rechteckförmigen Pulsform zu verstehen. Die Näherung ist gut erfüllt, wenn die spektrale Breite des Pulses  $\frac{2\pi}{\tau}$  klein ist gegen die Dopplerverbreiterung. Für den Fall  $T' = 2T$  ist die Linienform komplizierter. Insbesondere ist ihr Zentrum um etwa eine halbe Pulsbreite zu größeren  $T'$  verschoben. Die Verschiebung und die Asymmetrie sind nicht vollständig verstanden. Eine vollständige Simulation des Interferometers mit Hilfe der nicht vereinfachten Wechselwirkungsmatrix (Gl. 2.1) und unter

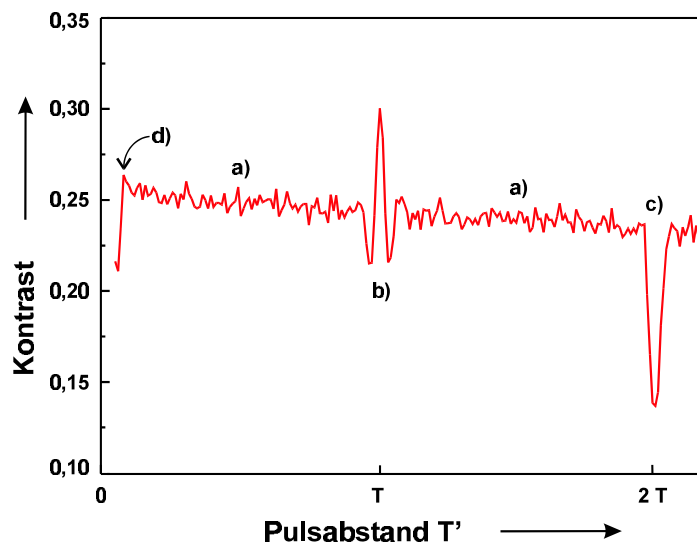


Abbildung 4.7: Der gemessene Kontrast einer Interferometergeometrie mit vier laufenden Wellen in Abhängigkeit des mittleren Pulsabstandes  $T'$ .

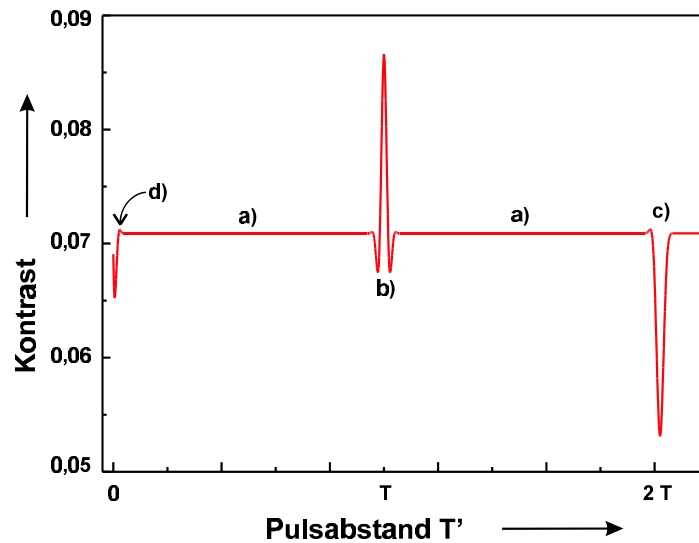


Abbildung 4.8: Der berechnete Kontrast einer Interferometergeometrie mit vier laufenden Wellen in Abhängigkeit des mittleren Pulsabstandes  $T'$ .

Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung ergab Kontrastkurven wie in Abb. 4.8. Für die Simulation in Abb. 4.8 wurde eine konstante Geschwindigkeitsbreite von 1 m/s, eine Pulslänge von  $\tau = 0,9 \mu\text{s}$ , eine Rabi-Frequenz von  $\Omega_0 \approx 1,5 \text{ MHz}$  und ein Pulsabstand von  $T = 50 \mu\text{s}$  angenommen. Ein Zerfall des angeregten Zustandes wurde vernachlässigt. Durch eine Variation dieser Parameter sollte sich die Theoriekurve an die experimentell gemessene anpassen lassen. Sie gibt jedoch bereits denselben prinzipiellen Verlauf wie die Meßkurve wieder.

Für einen verschwindenden Pulsabstand  $T'$  geht die Geometrie von vier laufenden Wellen über in eine mit drei laufenden, bei der der mittlere Puls die doppelte Länge hat. Die doppelte Länge des mittleren Pulses entspricht keiner der beiden im vorangegangenen Kapitel (Kap. 4.2) beschriebenen, optimalen Anregungssequenzen.

In Abb. 4.8 ist zu erkennen (d), daß es bei einem Pulsabstand  $T'$  von ungefähr  $2\tau$ , das entspricht einer Dunkelzeit von etwa  $\tau$  zwischen den Pulspaaren, zu einer leichten Überhöhung des Kontrastes kommt. Diese Überhöhung geht in der gemessenen Kurve Abb. 4.7 praktisch im Rauschen unter. Es stellt sich jedoch die Frage, ob sich durch eine Sequenz dicht aufeinanderfolgender Pulse diese leichte Überhöhung konstruktiv aufschaukeln läßt. Eine solche Sequenz könnte zu einem effizienten Transfer der Atome vom Grundzustand in den angeregten Zustand oder umgekehrt führen. Sie ist jedoch bislang, soweit bekannt, nicht auf ihre Eigenschaften untersucht worden.

Aus den Daten in Abb. 4.7 lassen sich drei Einschränkungen für die Wahl des mittleren Pulsabstandes ableiten, um eine nicht entartete Geometrie wie in Abb. 4.4a zu erhalten.

Zunächst müssen alle Pulsabstände groß gegen die Pulsdauer sein, da sonst zwei zu dicht aufeinander folgende Pulse näherungsweise wie ein Puls mit doppelter Länge wirken. Zweitens

muß die Differenz zwischen dem eingestellten Pulsabstand  $T'$  und der Zeit  $T$  groß gegen die Pulsdauer  $\tau$  sein:  $|T - T'| > \tau$ . Und drittens muß die Differenz von  $T'$  und der Zeit  $2T$  groß gegen  $\tau$  sein:

$$\begin{aligned} |T_i - T_j| &\gg \tau \quad \text{für alle } (i \neq j) = 1 \dots N \\ |T - T'| &\gg \tau \\ |2T - T'| &\gg \tau \end{aligned} \tag{4.5}$$

Die erste Regel läßt sich auf alle Interferometer vom Bordé-Typ verallgemeinern. Die zweite und dritte Regel lassen sich zusammenfassen und so verallgemeinern, als daß keine zwei beliebigen, ungleichen Pulsabstände einer Sequenz eine Differenz von ungefähr der verwendeten Pulslängen aufweisen sollen, um die teilweise Überlappung von Kreuzungspunkten von Trajektorien mit strahlteilenden Pulsen zu vermeiden.

### 4.3.1 Optimaler Kontrast

Für die Messungen des nächsten Kapitels (Kap. 5) ist es sinnvoll, unter den geeigneten symmetrischen Interferometern jenes mit dem höchsten Kontrast zu wählen.

Für einen Vergleich der Meßdaten in Abb. 4.7 mit jenen in Abb. 4.6 und 4.3 müssen die unterschiedlichen zur Verfügung stehenden Laserleistungen der jeweiligen Meßtage berücksichtigt werden. Die für die Daten in Abb. 4.7 verwendete Pulslänge von  $\tau = 1,5 \mu\text{s}$  entspricht Anregungswinkeln wie sie in den Daten der Abb. 4.6 und 4.3 durch Pulslängen von  $\tau \approx 1,1 \mu\text{s}$  erreicht werden.

Der maximale Kontrast eines nicht entarteten Interferometers mit vier Anregungszonen unterscheidet sich für kurze Pulsabstände  $T'$  nur geringfügig von dem eines Interferometers mit drei Anregungen. Das Interferometer mit vier Anregungszonen ermöglicht die Kombination mit der in Kap. 3.4 dargestellten Detektion auf dem Kühlübergang, während das Interferometer mit nur drei Anregungszonen einfacher zu optimieren ist. Ein Vergleich mit den entarteten Geometrien zeigt, daß die Geometrie mit vier äquidistanten Pulsen mit einem Kontrast von 0,32 den höchsten Kontrast aller vermessenen Interferometergeometrien hatte. Sie ist jedoch nicht für die Messungen in Kap. 5 zum Einfluß der Gravitation und gekrümmter Wellenfronten geeignet, da die zu erwartende Verschiebung des Interferogramms nur mit einem sehr vollständigen Modell und nur numerisch bestimmt werden kann. Anschaulich läßt sich dies anhand Gl. 4.2 für den Einfluß der Gravitation erkennen. Der erste Cosinusterm erfährt entsprechend einem Interferometer mit vier laufenden Wellen und  $T' = T$  nach Gl. 5.3 eine doppelt so große Verschiebung wie nach Gl. 5.2 die beiden Cosinusterme, die Interferometern mit drei laufenden Wellen entsprechen. Eine quantitative Berechnung der Verschiebung des Gesamtsignals ist dann nur unter genauer Kenntnis der relativen Amplituden der drei Terme möglich. Dazu müssen jedoch eine Reihe experimenteller Größen wie z.B. die Form der Pulse oder die Expansion des atomaren Ensembles und seine Überlagerung mit der transversalen Intensitätsverteilung der Laserstrahlen exakt bekannt sein.

Für die Messungen in Kap. 5 wurde daher die Interferometergeometrie mit drei laufenden Wellen gewählt.

Für die Untersuchung von Phasenverschiebungen aufgrund von Stößen der Atome wird eine Kombination von Interferometer mit drei und mit vier Pulsen in dieselbe Richtung interessant sein. Aufgrund der Expansion des Ensembles nach dem Abschalten der magneto-optischen Falle nimmt die Dichte des Ensembles ab, so daß der phasenverschiebende Einfluß von Stößen zum Beginn einer Sequenz am größten sein wird. Die detektierte Phasenverschiebung sollte daher von den Pulsabständen abhängen. Die Kombination der beiden Interferometer erlaubt die Variation der Gesamtlänge der Interferometer mit und ohne gleichzeitige Variation der Phasenempfindlichkeit.

#### 4.4 Interferometer mit N Anregungszonen

Die symmetrischen Interferometer sind eng verwandt mit Spinechosequenzen, wie sie z.B. aus der Kernspinresonanzspektroskopie [Hah50] bekannt sind. Ein Übertragen in den optischen Spektralbereich und die Beobachtung von Photonenechos wurde z.B. von Warren et al. [War83] demonstriert.

In der Beschreibung von Photonen- oder Spinechos wird im allgemeinen die im Echopunkt entstehende makroskopische Polarisation durch das Wiederausrichten der relativen Phasen einer Vielzahl von Atomen betrachtet [All75]. Im hier verwendeten Interferometerbild wird dagegen ein einzelnes Atom und seine vielen Partialwellen betrachtet, deren relative Phasen in den Echopunkten wieder zusammenlaufen. Die makroskopische Polarisation der vielen im Interferometer gleichzeitig, aber einzeln interferierenden Atome ist aufgrund der geringen Dichte des Ensembles verschwindend gering, so daß keine spontane Emission zu beobachten ist. Das Wiederauslaufen der Phasen ist jedoch durch eine verstärkte stimulierte Emission in den Echopunkten zu beobachten.

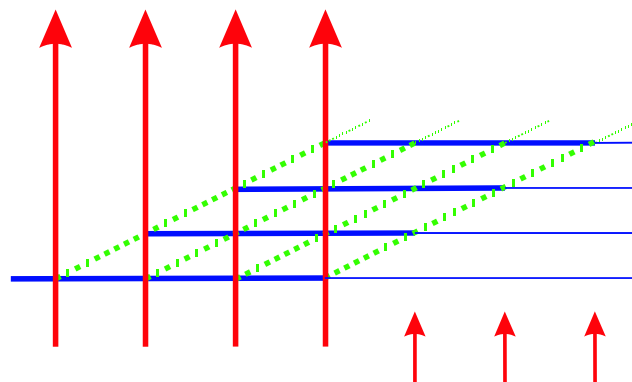


Abbildung 4.9: Auf eine Anregungsgeometrie mit  $N$  äquidistanten Pulsen folgen  $N-1$  Echopunkte, an denen sich zwei oder mehr Partialwellen überkreuzen.

Einer Anregungssequenz mit  $N$  äquidistanten Pulsen mit Pulsabstand  $T$  folgen  $N - 1$  Überkreuzungspunkte der Partialwellen (vgl. Abb. 4.9). Diese Kreuzungen folgen der letzten Anregung in ganzzahligen Vielfachen des Pulsabstandes  $T$ . Die Daten in Abb. 4.10 wurden mit einer Sequenz aus  $N + 1 = 10$  Pulsen aufgenommen. Die ersten 9 Pulse erfolgten äquidistant mit einem Pulsabstand  $T = 7,5 \mu\text{s}$  und einer Pulslänge von  $\tau = 0,9 \mu\text{s}$ . Der Pulsabstand erfüllt damit die im letzten Kapitel abgeleiteten Bedingungen nach Gl. 4.5. Alle neun Pulse haben dieselbe Phase. Der zehnte Puls der Sequenz mit gleicher Pulslänge erfolgte mit einer variablen Pulsabstand  $T_X$ , um die einzelnen Echopunkte abzutasten. Für jeden Datenpunkt wurde das Interferenzsignal abhängig von der Phase des letzten Pulses zweimal aufgenommen, einmal mit der gleichen Phase wie die vorhergegangenen 9 Pulse und einmal mit einer um  $\pi$  verschobenen Phase. Analog zu der bisherigen Definition des Kontrastes ist hier der Quotient aus der Differenz durch die Summe der beiden Signale aufgetragen. Ein nicht im Untergrund verschwindender Kontrast kann nur dann auftreten, wenn der letzte Puls an Interferometergeometrien beteiligt ist. Geschlossene Interferometergeometrien sind jedoch unter Einbeziehung des 10. Pulses nur dann möglich, wenn dieser mit einem der Echopunkte überlagert. Dazwischen muß das beobachtete Signal unabhängig von der Phase des 10. Pulses sein.

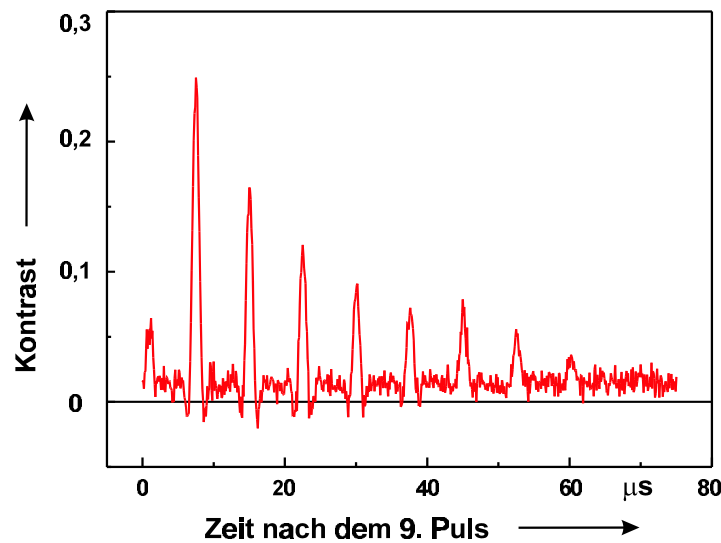


Abbildung 4.10: Einer Anregungsgeometrie wie in Abb. 4.9 mit  $N = 9$  Pulsen folgen immer  $N - 1 = 8$  Echopunkte, die durch einen weiteren Laserpuls als stimuliertes Photonenecho nachgewiesen werden können. Der Pulsabstand betrug  $T = 7,5 \mu\text{s}$  und die Pulslänge  $\tau = 0,9 \mu\text{s}$ .

Die Daten zeigen im ganzen 9 Strukturen auf einem gleichförmigen Untergrund. Die erste Struktur erfolgt bei einem Pulsabstand, für den die Bedingungen nach Gl. 4.5 für die letzten beiden Pulsen nicht erfüllt sind. Die anderen acht Strukturen erfolgen erwartungsgemäß bei Pulsabständen  $T_X$ , die einem Vielfachen des Pulsabstandes  $T$  entsprechen. Nur dort kommt es zu geschlossenen Interferometergeometrien. Oder im Photonenechobild betrachtet, kann nur an den

Stellen einer Überlagerung der Teilwellen der 10. Puls zu einer Kopplung der Partialwellen und damit zu einem stimulierten Echo führen. Die Breite der einzelnen Strukturen ist wieder durch die Pulsbreite gegeben.

Eine Abnahme der Signalhöhen für die späteren Echosignale ist zu erwarten, da mit zunehmendem Pulsabstand  $T_X$  die Zahl der sich in den Echopunkten überlagernden Teilwellen abnimmt. Im ersten Echozeitpunkt kreuzen  $2^N - 2$  Partialwellen in  $N - 1$  Kreuzungspunkten. Allgemeiner kreuzen sich zum  $i$ -ten Echozeitpunkt  $\left(2^N - 2 \sum_{j=1}^i \binom{N-1}{j}\right)$  Partialwellen in  $N - i$  Kreuzungspunkten ( $i = 1 \dots N - 1$ ). Für eine quantitative Analyse müssen jedoch die Amplituden aller Partialwellen und ihre relativen Phasen berücksichtigt werden. Gl. 4.2 beschreibt das Echosignal im vereinfachten Modell für den Fall  $N = 3$  und dem Nachweispuls im ersten Echopunkt. Die Analyse in Kap. 4.3 zeigte jedoch, daß für eine quantitative Analyse eine vollständige Simulation unter Einbeziehung der Geschwindigkeitsverteilung notwendig ist. Eine einfache, geschlossene Formel für die relativen Signalhöhen kann deshalb nicht angegeben werden.

## Kapitel 5

# Präzisionsmessungen mit Atominterferometern

Präzisionsmessungen mit Atominterferometern im Zeitbereich werden an freien ballistisch unter Einfluß der Gravitation expandierenden atomaren Ensembles durchgeführt, um Verschiebungen durch die Fallenfelder zu vermeiden. Dafür müssen andere aus der Bewegung und aus der Ausdehnung der Wolke resultierende, jedoch um Größenordnung kleinere Verschiebungen berücksichtigt werden.

In den ersten beiden Abschnitten dieses Kapitels wird die präzise Vermessung zweier dieser Verschiebungen, verursacht durch die Gravitation und durch gekrümmte Wellenfronten, durch gezielte Variation geeigneter Parameter untersucht. Dafür wird das symmetrische Interferometer mit drei laufenden Wellen verwendet, wie es im Hinblick auf die Pulslänge in Kap. 4.2 optimiert wurde. Für einen begleitenden quantitativen Vergleich der beiden Interferometerklassen müssen für die Bestimmung von Frequenzverschiebungen mit den asymmetrischen Interferometern die in Kap. 3.3 beschriebenen Meßstrategien angewendet werden. Es wird gezeigt, wie durch eine geeignete Kombination sowohl phasen- als auch frequenzabhängiger Geometrien die beiden Effekte im Rahmen eines iterativen Optimierungsprozeß weitestgehend eliminiert werden können. Die verbleibende Unsicherheit für ein Frequenznormal aufgrund der beiden Effekte wird abgeschätzt. Weitere phasenverschiebende Effekte werden diskutiert.

Im letzten Abschnitt des Kapitels wird der Einsatz asymmetrischer Interferometer in optischen Frequenznormalen vorgestellt. Der derzeitige Stand und die Aussichten des optischen Ca-Frequenznormals werden diskutiert. Schwerpunkt liegt dabei auf den Ergebnissen des ersten Vergleichs zweier vollständig unabhängiger Normale.

## 5.1 Phasenverschiebungen durch die Gravitation

Die Gravitation kann in Experimenten mit Atominterferometern zu zusätzlichen Phasenverschiebungen führen. Diese Phasenverschiebungen erlauben eine genaue Vermessung der Erdbeschleunigung. Sie müssen aber auch in Messungen, in denen die Erdbeschleunigung nicht Gegenstand der Untersuchung ist, berücksichtigt werden.

Die erste Messung der Erdbeschleunigung mit einem Atominterferometer wurde von Kasevich und Chu demonstriert [Kas91]. Es besteht aus einer symmetrischen  $\pi/2 - \pi - \pi/2$ -Sequenz von stimulierten Raman-Pulsen. Durch nachfolgende Verbesserungen in der Pulsenergie konnte die Empfindlichkeit auf  $3 \cdot 10^{-8} \cdot g$  gesteigert werden [Kas92]. Mit einer Weiterentwicklung der Methode haben Snadden et al. den erwarteten räumlichen (vertikalen) Gradienten der Erdbeschleunigung gemessen [Sna98]. Cahn et al. konnten zeigen, daß die Erdbeschleunigung auch mit nicht resonanten Lichtgittern als Strahlteilern bestimmt werden kann [Cah97]. In allen diesen Arbeiten war das Ziel die Messung der Erdbeschleunigung, so daß konsequenterweise der Einfluß der Gravitation durch parallel zur Gravitation ausgerichtete Laserstrahlen maximiert wurde. Ziel dieser Arbeit ist dagegen eine Minimierung des Einflusses der Gravitation, da diese zu einer unerwünschten Frequenzverschiebung in optischen Frequenznormalen führt.

Im folgenden soll zunächst die theoretisch erwartete Phasenverschiebung abgeleitet werden, welche dann in mehreren Experimenten mit verschiedenen Interferometergeometrien verglichen wird.

### 5.1.1 Berechnung der Phasenverschiebung

Die Phasenverschiebung kann mit mehreren Methoden berechnet werden. Storey et al. [Sto94] haben den Feynman'schen Pfadintegralformalismus auf Atominterferometer angewandt, während Bordé [Bor92] aus der zeitabhängigen Schrödingergleichung Regeln für die Bestimmung der Phasenverschiebung in Atominterferometern ableitet. Dazu kann entweder ein bewegtes Atom in einem ruhenden Referenzsystem betrachtet werden [Sto94] oder von einem ruhenden Atom in einem beschleunigten Referenzsystem ausgegangen werden [Bor92]. Die beiden Betrachtungsweisen sind zueinander äquivalent und führen zu demselben Ergebnis.

In [Sto94, Bor92] wird die Verschiebung durch die Gravitation jeweils für bestimmte Interferometergeometrien berechnet. Dem Feynman'schen Pfadintegralformalismus folgend soll hier eine einfache Regel aufgestellt werden, die ein Berechnen der Phasenverschiebung für beliebige Interferometergeometrien ermöglicht. Die Phasenverschiebung setzt sich zusammen aus der Phasenverschiebung, die entlang der Pfade akkumuliert wird, und aus der Phasenverschiebung, die aus der Wechselwirkung resultiert.

Der Phasenfaktor entlang eines einzelnen Pfades berechnet sich aus der klassischen Wirkung  $S(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} L(\vec{r}(t), \dot{\vec{r}}(t)) dt$  als  $\exp(iS(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2)/\hbar)$  für jedes Teilstück des Interferometers mit der Lagrange-Funktion  $L(\vec{r}(t), \dot{\vec{r}}(t)) = \frac{1}{2}M\dot{\vec{r}}^2(t) - Mg\vec{r}(t)$ . Die gesamte Phasenver-



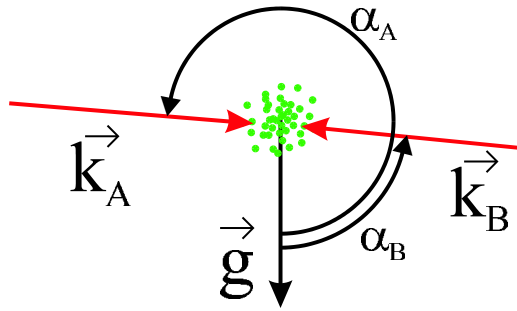


Abbildung 5.1: Anordnung der Laserstrahlen zur experimentellen Bestimmung der Phasenverschiebung durch die Gravitation

schiebung ergibt sich durch Summation über den geschlossenen Pfad des Interferometers. [Sto94] zeigen, daß diese für ein symmetrisches Interferometer unter der Annahme einer über die Fläche des Interferometers homogenen Gravitation verschwindet. Für ein asymmetrisches Interferometer läßt sich das Verschwinden der während der freien Propagation akkumulierten Phase in analoger Weise zeigen, sofern die zugrunde liegende Geometrie ohne Gravitation ein Trapez mit symmetrischen Winkeln darstellt. Da der Aufspaltungswinkel durch den Photonenrückstoß gegeben ist, ist letztere Bedingung sehr gut erfüllt.

Der Phasenfaktor, der über die Wechselwirkung eingebracht wird, beträgt (vgl. Gl. 2.6):  $\exp(i(\vec{k}\vec{r}_i - \omega t_i + \varphi_i))$ . Die Phase ist die des Laserfeldes am Ort  $\vec{r}_i$  und zum Zeitpunkt  $t_i$  der Wechselwirkung, wie sie sich entlang der klassischen Trajektorie der atomaren Partialwelle ergeben. Die gesamte Phasenverschiebung kann dann durch die in Kap. 2.3 abgeleiteten Phasenbeziehungen berechnet werden. Die Berechnung läßt sich vereinfachen durch die Beobachtung, daß bei gepulsten Geometrien die zeitlichen Anteile der Phase  $\omega t_i$  unabhängig von der Gravitation sind und sich deshalb gegenseitig aufheben. Die zusätzlichen Phasen  $\varphi_i$  sind ebenfalls von der Gravitation unabhängig und müssen deshalb für die Berechnung der gravitativ bedingten Phasenverschiebung nicht berücksichtigt werden.

Die Phasenverschiebung zwischen atomarer und Laserphase beträgt folglich mit  $\vec{r}_i = \frac{1}{2} \vec{g} t_i^2$  nach einer Zeit  $t_i$ :

$$\phi_G(t_i) = \frac{1}{2} \vec{k} \vec{g} t_i^2 \quad (5.1)$$

Für ein symmetrisches Interferometer mit 3 laufenden Wellen ergibt sich für die Teilwelle im angeregten Zustand mit Gl. 2.13 eine Gesamtphasenverschiebung von (vgl. [Kas91, Sto94]):

$$\begin{aligned} \Delta\phi_G(\uparrow\uparrow\uparrow) &= -\phi_1 + 2\phi_2 - \phi_3 \\ &= \frac{1}{2} \vec{k} \vec{g} (-T_1^2 + 2T_2^2 - T_3^2) \\ &= -k g \cos(\alpha) T^2 \end{aligned} \quad (5.2)$$

Es ist  $\alpha$  der Winkel zwischen  $\vec{g}$  und  $\vec{k}$  (vgl. Abb. 5.1), sowie  $T$  die Zeit zwischen den Pulsmitten

( $T_2 = T_1 + T$ ,  $T_3 = T_1 + 2T$ ). In gleicher Weise berechnet sich mit Gl. 2.15 die Phasenverschiebung für ein nicht entartetes symmetrisches Interferometer mit 4 laufenden Wellen ( $T' \neq T, T' \neq 2T$ ) zu (vgl. [Bor92]):

$$\begin{aligned}\Delta\phi_G(\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow) &= (\phi_2 - \phi_1) - (\phi_4 - \phi_3) \\ &= -k g \cos(\alpha)(T^2 + TT')\end{aligned}\quad (5.3)$$

mit  $T'$  als der Zeit zwischen den beiden Pulspaaren ( $T_3 = T_1 + T + T'$ ,  $T_4 = T_1 + 2T + T'$ ).

Die Messung der Erdbeschleunigung läßt sich anschaulich verstehen, indem man die Laserwelle als Lineal mit einer Stricheinteilung im Abstand von  $\lambda \cos \alpha$  betrachtet. Das Atom bewegt sich aufgrund der Gravitation entlang dieses Lineals. In jeder Wechselwirkung wird der relative Abstand zwischen der Position des Atoms und dem nächsten Teilstrich des Lineals bestimmt. Die beobachtete Phasenverschiebung ist dann als Auswertung der gemessenen Positionsdifferenzen zu verstehen.

In der Bordé-Anordnung mit 2 gegenläufigen Laserstrahlpaaren summiert sich die Phasenverschiebung mit Hilfe Gl. 2.16 zu:

$$\begin{aligned}\Delta\phi_G(\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow) &= (\phi_2 - \phi_1) + (\phi_4 - \phi_3) \\ &= \frac{1}{2} \vec{k}_A \vec{g} (T_2^2 - T_1^2) + \frac{1}{2} \vec{k}_B \vec{g} (T_4^2 - T_3^2) \\ &= \frac{1}{2} k g \cos(\alpha_A)(T^2 + 2TT_1) + \frac{1}{2} k g \cos(\alpha_B)(3T^2 + 2TT_1 + 2TT')\end{aligned}\quad (5.4)$$

wobei die Indizes  $A$  und  $B$  die beiden Laserstrahlrichtungen kennzeichnen (s.a. Abb. 5.1). Die resultierende Frequenzverschiebung ergibt sich durch ein Umrechnen der Periode mittels  $\Delta\nu = \Delta\phi/4\pi T$ . Dann sind für die beiden Interferometer der Methode der Pulsumkehr (vgl. Kap. 3.3.2):

$$\begin{aligned}\Delta\nu(\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow) &= \frac{k g}{8\pi} (\cos(\alpha_A)(T + 2T_1) + \cos(\alpha_B)(3T + 2T_1 + 2T')) \\ \Delta\nu(\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow) &= \frac{k g}{8\pi} (\cos(\alpha_B)(T + 2T_1) + \cos(\alpha_A)(3T + 2T_1 + 2T'))\end{aligned}\quad (5.5)$$

Es folgt als meßbare Größe eines Experimentes mit Pulsumkehr:

$$\begin{aligned}\delta\nu_G &= \Delta\nu(\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow) - \Delta\nu(\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow) \\ &= \frac{-k g}{4\pi} (\cos(\alpha_A) - \cos(\alpha_B)) (T + T')\end{aligned}\quad (5.6)$$

Für den Fall zweier exakt gegenläufiger Laserwellenpaare, also  $\vec{k}_A = -\vec{k}_B$ , reduzieren sich  $\Delta\phi_G$  zu (vgl. [Bor92]):

$$\Delta\phi_G(\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow) = k g \cos(\alpha)(T^2 + TT') \quad \text{für } \alpha_B = \pi - \alpha_A \equiv \alpha \quad (5.7)$$

und die meßbare Frequenzdifferenz zu:

$$\delta\nu_G = \frac{-k g}{2\pi} \cos(\alpha)(T + T') \quad \text{für } \alpha_B = \pi - \alpha_A \equiv \alpha \quad (5.8)$$

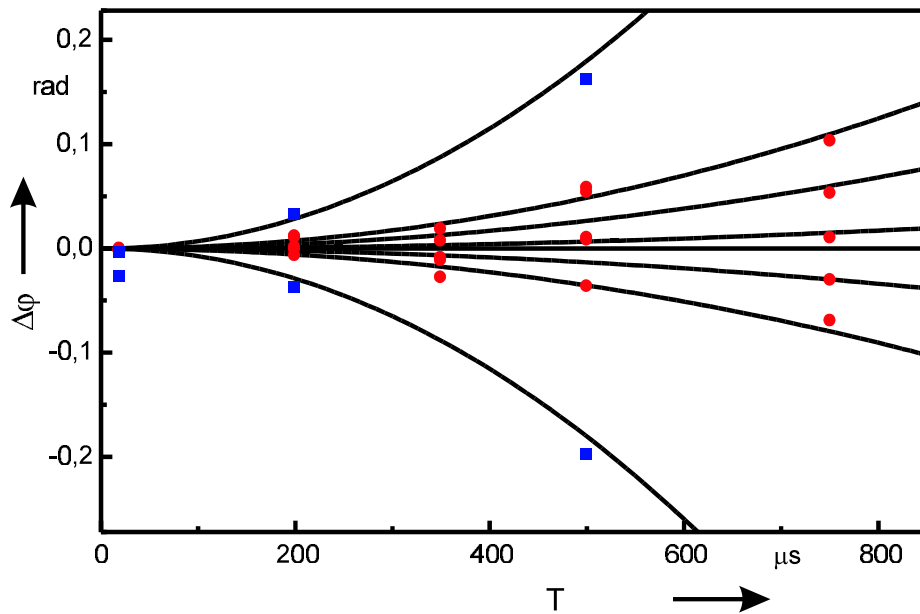


Abbildung 5.2: Gemessene Phasenverschiebung in Abhängigkeit gezielter Verkippungen des anregenden Laserstrahls gemessen für verschiedene Pulsabstände  $T$  eines symmetrischen Interferometers mit drei laufenden Wellen. Die beiden äußeren Parabeln wurden ohne zusätzliche Anpassungsparameter aus der parallel gemessenen Frequenzdifferenz mittels Pulsumkehr berechnet (vgl. Abb. 5.3).

Die in einem Frequenznormal zu berücksichtigende Frequenzverschiebung wächst also linear mit der Auflösung. Eine Abhängigkeit der Frequenz des Normals von der Auflösung sowie von den experimentell leicht zu variierenden Zeiten  $T'$  und  $T_1$  können also u.a. auf ungenügend nivellierte Laserstrahlen hinweisen.

### 5.1.2 Experiment

Der Einfluß der Gravitation wurde experimentell mit einem symmetrischen Interferometer mit drei laufenden Wellen verifiziert. Dazu wurde die Phasenverschiebung in Abhängigkeit gezielter Verkippungen des anregenden Laserstrahls bestimmt. Für jede Winkeleinstellung wurde die Phasenverschiebung für verschiedene Pulsabstände  $T$  ermittelt (Abb. 5.2). Für eine Verringerung der statistischen Unsicherheit wurde der in Kap. 3.2.2 vorgestellte Phasenstabilisierungsalgorithmus angewendet.

Deutlich zu erkennen ist die erwartete quadratische Abhängigkeit vom Pulsabstand  $T$ . Für die fünf mittleren Meßreihen in Abb. 5.2 wurde durch eine gleichzeitige Beobachtung der Verschiebung des Laserstrahls ( $\pm 9,5(5)$  mm auf 5,3(1) m) die relative Winkeländerung bestimmt. Durch Anpassen einer Parabel an eine der Meßreihen wurde einmal der dazugehörige Winkel  $\alpha$  zwischen der Laserstrahlrichtung und der Gravitation ermittelt. Alle anderen Parabeln lassen sich dann

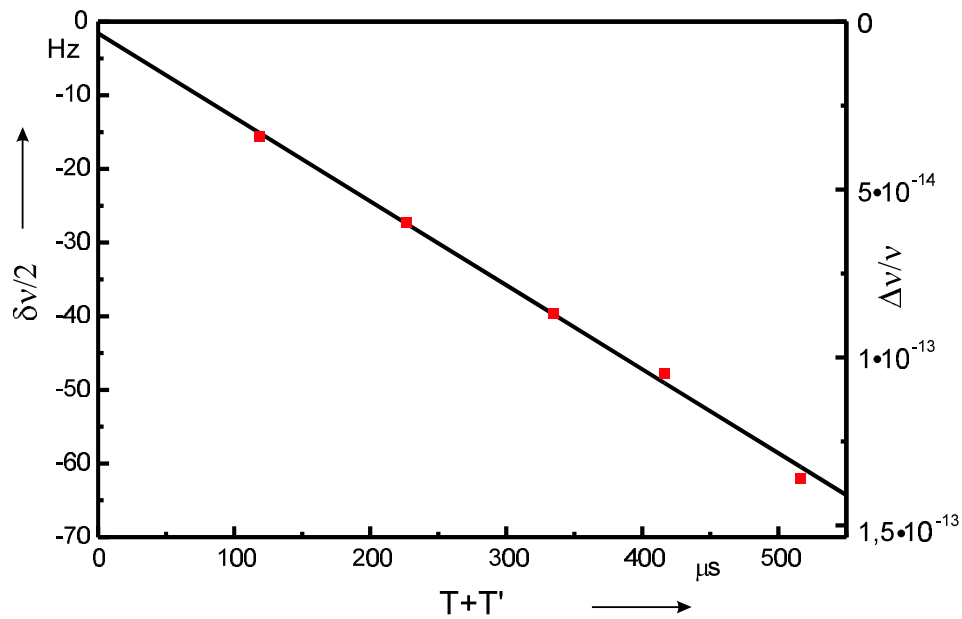


Abbildung 5.3: Gemessene Frequenzdifferenz  $\delta\nu_G$  unter Verwendung der Pulsumkehr für eine Verkippung der Laserstrahlen. Die Gerade ist angepaßt und ergibt einen Neigungswinkel von  $\alpha = 7,68 \text{ mrad} \hat{=} 0,44^\circ$  der Laserstrahlen gegen die Horizontale. Parallel dazu wurden die Meßpunkte der beiden äußeren Parabeln in Abb. 5.2 aufgenommen.

direkt ohne weitere freie Parameter über die relative Winkeländerung berechnen.

### 5.1.3 Vergleich der Interferometerklassen

Für einen quantitativen Vergleich der beiden Interferometerklassen wurde die gravitativ bedingte Phasenverschiebung sowohl mit symmetrischen als auch mit asymmetrischen Interferometergeometrien gemessen. Zur Unterdrückung von Störeinflüssen wurde bei der Messung mit den asymmetrischen Interferometern die Methode der Pulsumkehr angewandt.

Es wurden für eine Verkippung der Laserstrahlen von etwa  $0,44^\circ$  gegen die Horizontale drei Meßreihen durchgeführt: zum einen wurde unabhängig für jede Strahlrichtung mit einem symmetrischen Interferometer der Zusammenhang der Phasenverschiebung vom Pulsabstand bestimmt, zum anderen wurde die Frequenzdifferenz zweier asymmetrischer Interferometer in Pulsumkehr in Abhängigkeit der Pulsabstände gemessen.

Die in Abb. 5.3 dargestellte Frequenzdifferenz  $\delta\nu_G$  zeigt die nach Gl. 5.8 erwartete lineare Abhängigkeit von den Pulsabständen  $T$  und  $T'$ . Aus der Steigung der Geraden errechnet sich der Neigungswinkel zu  $(7,68 \pm 0,25) \text{ mrad} \hat{=} (0,44 \pm 0,015)^\circ$ . Mit diesem Winkel wurden die beiden stark gekrümmten Parabeln in Abb. 5.2 berechnet. Man erkennt eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Phasenverschiebungen und damit eine gute quantitative Übereinstimmung der Meßergebnisse der beiden Interferometerklassen.

### 5.1.4 Nivellierung der Laserstrahlen

Die dargestellten Meßverfahren lassen sich nach der quantitativen Bestimmung der Verschiebung nun umgekehrt dazu verwenden, den Einfluß der Gravitation zu minimieren. Die Laserstrahlen können unabhängig voneinander mit den symmetrischen Interferometern nivelliert und anschließend mit den frequenzabhängigen Interferometern überprüft werden. Unter der Voraussetzung, daß keine anderen Effekte wie z.B. die Krümmung der Phasenfronten die Meßergebnisse maßgeblich beeinflussen, läßt sich mit diesem Verfahren jeder Laserstrahl auf etwa  $0,01^\circ$  genau im relevanten Bereich der Atomwolke nivellieren. Ausgedrückt als Frequenzverschiebung für das typischerweise im Ca-Frequenznormal verwendete Interferometer ( $T = 216,4 \mu\text{s}$ ,  $T' = 10 \mu\text{s}$ ,  $T_1 = 500 \mu\text{s}$ ) resultiert aus diesem Winkel eine Unsicherheit von  $0,3 \text{ Hz}$ , bzw. eine relative Frequenzunsicherheit von  $6,5 \cdot 10^{-16}$ . Der Beitrag aufgrund der Gravitation zum Unsicherheitsbudget des Frequenznormals ist damit nach einer Nivellierung der Laserstrahlen vernachlässigbar.

## 5.2 Phasenverschiebungen durch gekrümmte Wellenfronten

Im letzten Kapitel konnte die Bestimmung der gravitativ bedingten Phasenverschiebung als eine Folge von Positionsmessungen verstanden werden. Das Atom bewegt sich dabei relativ zu einem Referenzsystem, welches durch die Laserfelder als eine Art Lineal ausgebildet ist. Eine Nichtlinearität dieses Lineals wie z.B. durch eine Krümmung der Wellenfront muß daher in Form von zusätzlichen Phasenverschiebungen zu Meßfehlern führen.

Gekrümmte Phasenfronten führen in allen Präzisionsexperimenten, bei denen das Meßprinzip auf einem Phasenvergleich über einen ausgedehnten Bereich der Wellenfront beruht, zu unerwünschten Meßfehlern. In Atominterferometern werden Krümmungen und Aberrationen der Wellenfronten der Strahlteiler durch die Ausdehnung des atomaren Ensembles und durch seine ballistische Expansion über einen größeren Bereich abgetastet.

### 5.2.1 Berechnung der Phasenverschiebung

Die Phasen- und Frequenzverschiebungen aufgrund der Wellenfrontkrümmung der anregenden Laserstrahlen werden ganz analog zu den gravitativ bedingten Verschiebungen berechnet. Da zwischen den Pulsen kein Laserfeld anliegt, kann es auch zu keiner Phasenverschiebung aufgrund der Krümmung der Wellenfront während der freien Propagation der Partialwellen kommen. Die aus der Wechselwirkung resultierende Phasenverschiebung läßt sich wieder über  $\exp(i(\vec{k}\vec{r}_i - \omega t_i + \varphi_i))$  berechnen.  $\omega t_i$  und  $\varphi_i$  sind ortsunabhängig. Die geometrische Phasendifferenz läßt sich über den Abstand des Atoms zur optischen Achse ausdrücken (vgl. Abb. 5.4). Eine Bewegung parallel zur optischen Achse muß nicht berücksichtigt werden, da diese über die Bedingung der geschlossenen Geometrien eliminiert wird (vgl. Kap. 2.1). Die geometrische Phasendifferenz beträgt zum

Zeitpunkt  $t_i$ :

$$\phi_W(\vec{r}(t_i), R, k) = 2\pi \frac{\Delta R}{\lambda} = \frac{k \vec{r}^2(t_i)}{2R} \quad (5.9)$$

wobei  $k$  der Betrag des Wellenvektors ist. Weiter sind  $R \gg \Delta R$  der Krümmungsradius der

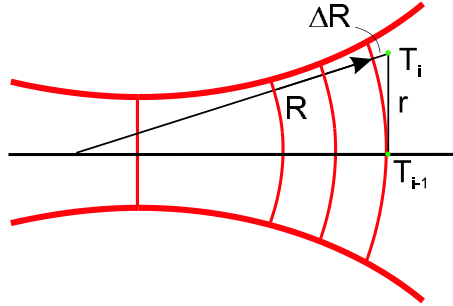


Abbildung 5.4: Ein sich senkrecht zur optischen Achse bewegendes Atom sieht aufgrund der Krümmung der Wellenfront mit Radius  $R$  eine Phasenverschiebung  $\phi_W = 2\pi \Delta R/\lambda$ .

anregenden Wellenfront und  $\vec{r}(t_i)$  der Abstand des Atoms von der optischen Achse.

Sei  $\vec{r}(t_i) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t_i + \frac{1}{2} \vec{g} t_i^2$  mit  $\vec{r}_0$  und  $\vec{v}_0$  für den Ort und die Geschwindigkeit des Atoms in vertikaler Richtung zum Zeitpunkt des Abschaltens der magneto-optischen Falle. Für das symmetrische Interferometer mit 3 laufenden Wellen addieren sich dann die Phasenverschiebungen zu:

$$\begin{aligned} \Delta\phi_W(\uparrow\uparrow\uparrow) &= -\phi(T_1) + 2\phi(T_2) - \phi(T_3) \\ &= -\frac{k}{R} \left( (v_0^2 + \vec{g}\vec{r}_0) T^2 + 3\vec{g}\vec{v}_0 (T^3 + T^2 T_1) + g^2 \left( \frac{7}{4} T^4 + 3T^3 T_1 + 3T^2 T_1^2 \right) \right) \end{aligned} \quad (5.10)$$

Typische Zeiten  $T$  bzw.  $T_1$  sind in unserem Experiment in der Größenordnung von  $\leq 10^{-3}$ s, so daß die Summanden mit Zeitabhängigkeiten ab der dritten Ordnung vernachlässigbar sind und nur noch der Term  $-\frac{k}{R} (v_0^2 + \vec{g}\vec{r}_0) T^2$  zu betrachten ist. Die derzeitige Geschwindigkeit kann mit etwa 1 m/s und der radiale Abstand bei schlechter Justage mit etwa 1 mm abgeschätzt werden. Der erste Summand ( $-\frac{k}{R} v_0^2 T^2$ ) ist daher der dominierende. In zukünftigen Experimenten mit schmalere Geschwindigkeitsverteilungen kann der zweite Summand ( $-\frac{k}{R} \vec{g}\vec{r}_0 T^2$ ) relevant werden. Bei einer Geschwindigkeit entsprechend einigen Photonenrückstößen, ca. 0,1 m/s, sind die ersten beiden Summanden etwa gleich groß, zusammen etwa 2% der mit dem derzeitigen Kühlschema zu erwartenden Werte.

Die Phasenverschiebung für ein symmetrisches Interferometer mit drei laufenden Wellen kann also für die gegebenen Meßbedingungen reduziert werden zu:

$$\Delta\phi_W(\uparrow\uparrow\uparrow) = -\frac{k v^2}{R} T^2 \quad (5.11)$$

und analog für das nicht entartete Interferometer mit vier laufenden Wellen:

$$\Delta\phi_W(\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow) = -\frac{k v^2}{R} (T^2 + T T') \quad (5.12)$$

Für die Bordé–Anordnung mit zwei gegenläufigen Paaren von Laserstrahlen folgt:

$$\Delta\phi_W(\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow) = \phi(v^2T_2^2, R_A, k_A) - \phi(v^2T_1^2, R_A, k_A) + \phi(v^2T_4^2, R_B, k_B) - \phi(v^2T_3^2, R_B, k_B) \quad (5.13)$$

Unter Berücksichtigung der Vorzeichen im Koordinatensystem des Atoms ergeben sich:

$$\Delta\phi_W(\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow) = \frac{kv^2}{2} \left( +\frac{1}{R_A}(T^2 + 2TT_1) - \frac{1}{R_B}(3T^2 + 2TT_1 + 2TT') \right) \quad (5.14)$$

$$\Delta\phi_W(\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow) = \frac{kv^2}{2} \left( -\frac{1}{R_B}(T^2 + 2TT_1) + \frac{1}{R_A}(3T^2 + 2TT_1 + 2TT') \right) \quad (5.15)$$

$$\Delta\nu_W(\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow) = \frac{kv^2}{8\pi} \left( +\frac{1}{R_A}(T + 2T_1) - \frac{1}{R_B}(3T + 2T_1 + 2T') \right) \quad (5.16)$$

$$\Delta\nu_W(\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow) = \frac{kv^2}{8\pi} \left( -\frac{1}{R_B}(T + 2T_1) + \frac{1}{R_A}(3T + 2T_1 + 2T') \right) \quad (5.17)$$

und schließlich für eine Messung mit Hilfe der Pulsumkehr:

$$\delta\nu_W = \Delta\nu_W(\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow) - \Delta\nu_W(\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow) = -\frac{kv^2}{4\pi} \left( \frac{1}{R_A} + \frac{1}{R_B} \right) (T + T') \quad (5.18)$$

Die Frequenz eines Frequenznormals zeigt also die gleichen funktionalen Abhängigkeiten von der Auflösung und den Zeiten  $T'$  und  $T_1$  wie aufgrund nicht vollständig nivellierter Laserstrahlen.

Bei einer Messung mit Hilfe der Pulsumkehr tritt ein besonderer Fall ein, wenn beide Laserstrahlen gleichermaßen konvergieren oder divergieren ( $R_A = -R_B$ ). In diesem Fall verschwindet die gemessene Frequenzdifferenz. Im Falle der Wellenfrontkrümmung erlaubt also die Pulsumkehr ein Minimieren der Differenz zwischen den beiden Pulsfolgen. Dies bedeutet jedoch nicht, daß nicht beide Frequenzen um  $\Delta\nu_A = \Delta\nu_B$  verschoben sein können. Die notwendige Korrektur läßt sich nicht allein durch Pulsumkehr ermitteln. Unter bestimmten Umständen ist dies jedoch in Kombination mit den phasenschiebenden Interferometern möglich (vgl. Kap. 5.2.3).

Die gemessenen Phasenverschiebungen stellen eine Mittelung über die zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung des Ensembles  $N(\vec{v})$  dar:  $\phi_{W,gem} = \int N(\vec{v}) \phi_W(v_x, v_y) dv_x dv_y$ . Dabei ist in  $\phi_W$  die Geschwindigkeit durch  $v^2 = v_x^2 + v_y^2$  zu ersetzen. Die Geschwindigkeitsverteilung des Ensembles wird als gaußförmige Verteilung angenommen<sup>1</sup>:  $N(\vec{v}) = \left( \frac{3}{2\pi v_{rms,3D}^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left( -\frac{3(\vec{v}-\vec{v}_0)^2}{2v_{rms,3D}^2} \right)$ . Das Integral  $\int_{-\infty}^{+\infty} N(\vec{v}) v^2 dv_x dv_y = v_{rms,2D}^2 + v_{x0}^2 + v_{y0}^2$ . Die Phasen- bzw. Frequenzverschiebungen in Gl. 5.11 – Gl. 5.18 gehen damit durch Substitution von  $v^2$  durch  $v_{rms,2D}^2 + v_{x0}^2 + v_{y0}^2$  in die entsprechenden meßbaren, ensemble-gemittelten Verschiebungen über.

## 5.2.2 Experiment

Für eine Messung der Phasenverschiebung als Funktion der Wellenfrontkrümmung mußte diese gezielt variiert werden.

<sup>1</sup>  $\int N(\vec{v}) v^2 dv_x dv_y dv_z =: v_{rms,3D}^2 = \frac{3}{2}v_{rms,2D}^2 = 3v_{rms,1D}^2$ . Dabei ist  $v_{rms,1D} = \frac{HWHM}{\sqrt{2\ln 2}}$  die aus Dopplerspektren bestimmte Breite.

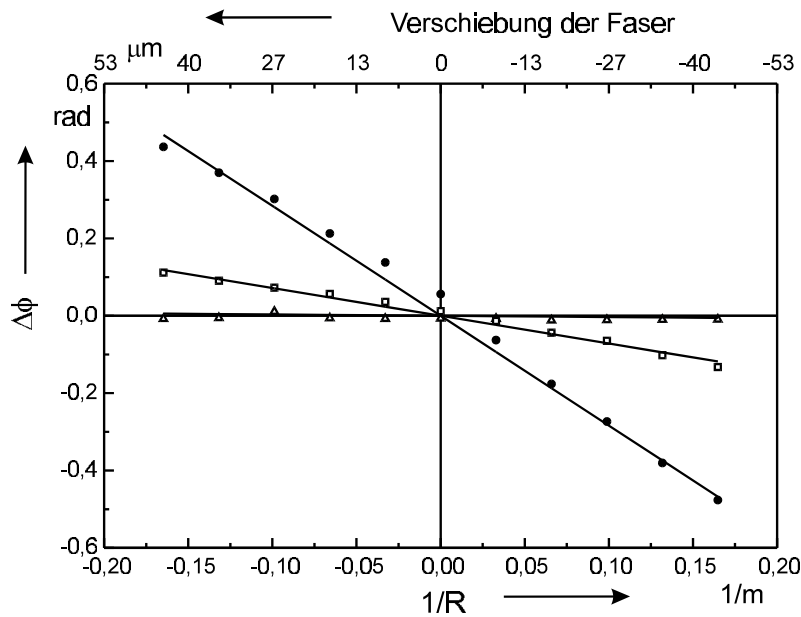


Abbildung 5.5: Gemessene Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Verschiebung der Faser  $x_1$  bzw. der Krümmung der Wellenfront  $1/R = -x_1/f^2$ . Es wurde ein symmetrisches Interferometer mit 3 Pulsen verwendet. Die einzelnen Datensätze wurden für verschiedene Pulsabstände  $T$  (•:  $500 \mu\text{s}$ , □:  $200 \mu\text{s}$ , △:  $20 \mu\text{s}$ ) aufgenommen. Für die Berechnung der Geraden siehe Text.

Die Pulssequenzen werden wie in Kap. 3.2.2 und in Kap. 4.1 (vgl. Abb. 4.1) beschrieben von zwei akustooptischen Modulatoren erzeugt und über zwei einmodige, polarisationserhaltende Glasfasern zum Experiment geführt. Dort werden sie über ein Mikroskopobjektiv auf den Fallbereich und von dort über das Mikroskopobjektiv der entgegengesetzten Richtung auf die zweite Faser abgebildet. Durch eine axiale Verschiebung einer Faser relativ zum Mikroskopobjektiv wird der Fokus relativ zur Falle verschoben. Das Ensemble wird daher abhängig von der Verschiebung von einem konvergenten oder divergenten Strahl angeregt. Die Krümmungsradien der Wellenfront lassen sich nach Gaußscher Optik berechnen. Die Krümmung der Wellenfront am Ort der Falle beträgt näherungsweise:  $\frac{1}{R} = -\frac{x_1}{f^2}$ , wobei  $x_1$  der Abstand zwischen der Glasfaser und dem faserseitigen Fokus des Mikroskopobjektivs und  $f = 16 \text{ mm}$  dessen Brennweite sind.

Für die Messung der Phasenverschiebung durch gekrümmte Wellenfronten wurde folgendermaßen vorgegangen. Ausgangspunkt war ein Aufbau, in dem die Fokussierung beider Mikroskopobjektive mit Hilfe einer optischen Planplatte justiert worden war. Außerdem war eine Pulsrichtung aufbauend auf der Messung zur gravitativ bedingten Verschiebung nivelliert worden. Sie wurde während des folgenden Versuchs nicht verändert und diente als Referenz für eine horizontale Justage der entgegengesetzten Richtung. Dabei wurde die Einkoppeleffizienz in die Faser der nivellierten Richtung als Justagekriterium verwendet. Die Faser der entgegengesetzten Richtung wurde axial gegenüber dem Mikroskopobjektiv und damit die Taille des Laserstrahls gegenüber



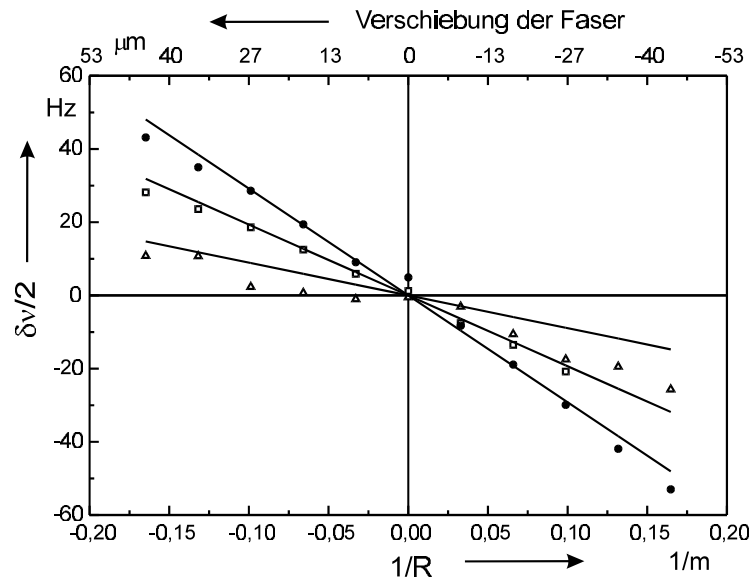


Abbildung 5.6: Gemessene Frequenzverschiebung in Abhängigkeit von der Verschiebung der Faser  $x_1$  bzw. der Krümmung der Wellenfront  $1/R = -x_1/f^2$  unter Verwendung der Methode der Pulsumkehr. Die einzelnen Datensätze wurden für verschiedene Pulsabstände  $T + T'$  (•: 516,4  $\mu s$ , □: 296,4  $\mu s$ , △: 118,3  $\mu s$ ) aufgenommen. Für die Berechnung der Geraden siehe Text.

der Falle entlang der optischen Achse verschoben.

Für jede axiale Position der Faser wurde die Phasenverschiebung mit einem symmetrischen Interferometer aus drei laufenden Wellen für jeweils drei Pulsabstände bestimmt. Die zeitliche Mittelung erfolgte wieder über den Phasenstabilisierungsalgorithmus (Kap. 3.2.2). Die gemessenen Werte sind in Abb. 5.5 über der Verschiebung der Faser bzw. von der Krümmung der Wellenfront aufgetragen. Der Scharparameter der drei Meßreihen ist der Pulsabstand  $T$ . Die erwartete lineare Abhängigkeit von der Krümmung  $1/R$  ist deutlich zu erkennen.

Parallel wurde zu jeder Position der Faser mittels der Pulsumkehr die Frequenzdifferenz zweier asymmetrischer Interferometer als Funktion der Pulsabstände  $T + T'$  gemessen. Für jeden Meßpunkt wurde über den differentiellen Stabilisierungsalgorithmus zwischen einigen Minuten und 15 min gemittelt. Die gemessenen Werte sind in Abb. 5.6 gegen die Verschiebung der Faser und gegen die Krümmung der Wellenfront  $1/R$  aufgetragen. Scharparameter ist wieder der Pulsabstand  $T + T'$ . Eine in etwa lineare Abhängigkeit ist zu erkennen. Es fällt auf, daß die Werte für kurze Pulsabstände mehr von einer Geraden abweichen als für lange Pulsabstände. Im allgemeinen wird aufgrund der endlichen Lebensdauer des angeregten Zustandes ein umgekehrter Zusammenhang erwartet.

Ein Vergleich beider Meßserien mit theoretisch erwarteten Werten erweist sich als schwierig, da dazu die Geschwindigkeitsverteilung des Ensembles in allen drei Dimensionen bekannt sein muß. Diese ist jedoch, wie eine entsprechende Messung ergab, zeitabhängig. Es wird daher

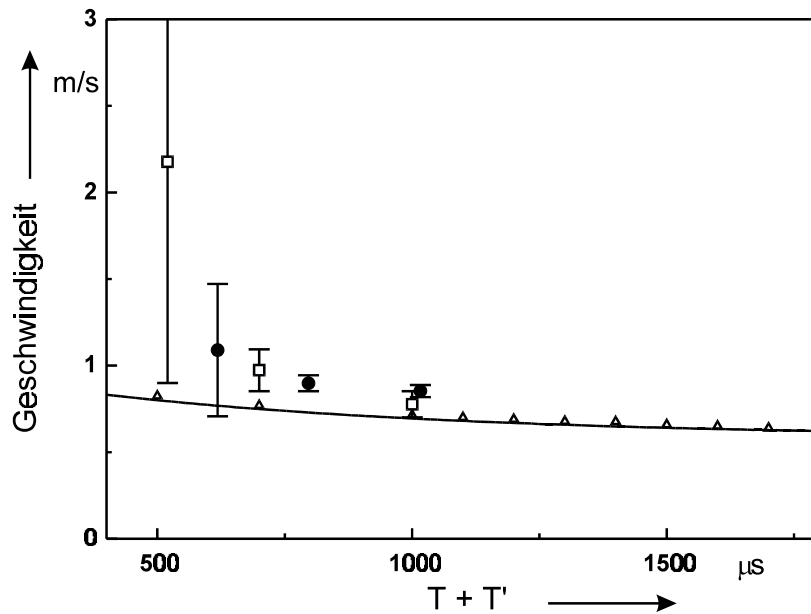


Abbildung 5.7: Die Geschwindigkeiten sind als eindimensionale mittlere quadratische Geschwindigkeiten aus den Steigungen der Anpassgeraden an die Phasenverschiebungen in Abb. 5.5 ( $\square$ ) und an die der Frequenzverschiebungen in Abb. 5.6 ( $\bullet$ ) berechnet. Die Datenpunkte ( $\triangle$ ) geben die aus Dopplerprofilen bestimmte eindimensionale Geschwindigkeitsbreite wieder.

umgekehrt die Geschwindigkeit aus den Meßdaten bestimmt. Der geschwindigkeitsabhängige Proportionalitätsfaktor zwischen den in Abb. 5.5 und Abb. 5.6 angepaßten Geraden und der Theorie ist:  $v_{rms,2D}^2 + v_{x0}^2 + v_{y0}^2$ . Unter den Annahmen, daß es zum einen keine Vorzugsgeschwindigkeit ( $v_{x0} = 0, v_{y0} = 0$ ) gibt und zum anderen, daß die Geschwindigkeitsbreite in beiden Dimensionen gleich ist, kann eine eindimensionale mittlere Geschwindigkeit berechnet werden. Diese sind in Abb. 5.7 aufgetragen. Die Unsicherheitsbalken wurden aus der Unsicherheit der Steigungen der Ausgleichsgeraden berechnet.

Die Zeitabhängigkeit der Geschwindigkeitsverteilung wurde aus der Breite zusätzlich aufgenommener Dopplerprofile bestimmt. Für die Aufnahme eines Dopplerprofils wurde anstelle einer Interferometersequenz nur ein einzelner Puls eingestrahlt und dessen Frequenz variiert. Durch Variation der Zeit zwischen dem Abschalten der magneto-optischen Falle und dem einzelnen Puls läßt sich die Zeitabhängigkeit der Dopplerbreite bzw. der eindimensionalen mittleren Geschwindigkeit bestimmen. Die Daten sind in Abb. 5.7 aufgetragen ( $\triangle$ ) und zeigen einen exponentiellen Abfall, welcher sich durch die Expansion der Wolke erklären läßt. Die schnellen Atome verlassen den Anregungs- und Detektionsbereich, wodurch es zu einer scheinbaren Abkühlung des Ensembles kommt.

Die sechs Werte, welche aus den Verschiebungen aufgrund gekrümmter Wellenfronten extrahiert wurden, liegen alle bei etwas höheren Geschwindigkeiten. Ursache könnte eine kleine

Vorzugsgeschwindigkeit sein, was aufgrund der Messung zum linearen Dopplereffekt (Kap. 5.4.1) nicht ausgeschlossen ist. Zudem wurden die Meßreihen zur Bestimmung der Phasenverschiebung durch gekrümmte Wellenfronten und die Meßreihe, die der Anpassungsgeraden zugrunde liegt, an verschiedenen Meßtagen aufgenommen, so daß auch unterschiedliche Temperaturen des Ensembles nicht ausgeschlossen werden können.

Die Meßreihen geben die qualitative Abhängigkeit von der Krümmung der Wellenfronten wieder. Die Übereinstimmung mit der Theorie ist jedoch nicht so ausgeprägt wie bei der Messung der gravitativ bedingten Phasenverschiebung. Die Ursache ist, daß anstelle einer Naturkonstanten ( $g$ ) eine über eine Ensembleeigenschaft gemittelte Größe in die Messung eingeht, die zudem über die relevanten Zeiten der Messung nicht konstant ist. Zudem legen die Beobachtungen zum linearen Dopplereffekt nahe, daß die mittlere Geschwindigkeit und die Vorzugsgeschwindigkeit des Ensembles nicht notwendigerweise über die gesamte Meßzeit von 8 Stunden (etwa 6.5 h reine Mittelungszeit) konstant waren. Hierfür spricht auch die größere Streubreite der Werte der Interferometer mit kurzen Pulsabständen. Bei kurzen Pulsabständen können noch Atome mit hoher Geschwindigkeit zum Signal beitragen, welche bei langen Pulsabständen den Wechselwirkungs- und Detektionsbereich verlassen. Sie sind dadurch empfindlicher gegenüber Schwankungen der Vorzugsgeschwindigkeit.

Aufgrund des gegebenen qualitativen Zusammenhangs ist jedoch ein Minimieren der Phasenverschiebung möglich. Dies geschieht zweckmäßigerweise in Verbindung mit einer Nivellierung der Laserstrahlen wie im nächsten Abschnitt (Kap. 5.2.3) gezeigt wird.

### 5.2.3 Trennung von Gravitation und Wellenfrontkrümmung

Die Phasen- und Frequenzverschiebungen weisen die gleichen funktionalen Abhängigkeiten von den experimentell am einfachsten zu variierenden Parametern, den drei Zeiten  $T$ ,  $T'$  und  $T_1$ , auf. Es stellte sich daher die Frage, ob die beiden Effekte voneinander getrennt und ihre Einflüsse einzeln bestimmt werden können.

Beide Effekte zusammen ergeben die folgenden meßbaren Frequenz- und Phasenverschiebungen:

$$\begin{aligned}
 \delta\nu_{G,W} &= \Delta\nu_{G,W}(\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow) - \Delta\nu_{G,W}(\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow) \\
 &= -\frac{k}{4\pi} \left( v^2 \left( \frac{1}{R_A} + \frac{1}{R_B} \right) + g (\cos(\alpha_A) - \cos(\alpha_B)) \right) (T + T') \\
 \Delta\phi_{G,W}(\uparrow\uparrow\uparrow) &= \left( -kg \cos(\alpha_A) - \frac{kv^2}{R_A} \right) T^2 \\
 \Delta\phi_{G,W}(\downarrow\downarrow\downarrow) &= \left( -kg \cos(\alpha_B) - \frac{kv^2}{R_B} \right) T^2
 \end{aligned} \tag{5.19}$$

Dieses Gleichungssystem ist mit seinen drei Gleichungen und vier Variablen unterbestimmt. Es ist jedoch eindeutig lösbar, sobald sich eine der Variablen  $\alpha_A$ ,  $\alpha_B$ ,  $R_A$ ,  $R_B$  durch ein weiteres

experimentelles Verfahren sehr gut bestimmen oder einstellen läßt. Es bieten sich zwei Verfahren zur Minimierung der Verschiebungen beider Effekte im Rahmen eines iterativen Optimierungs- und Justageprozesses an.

Zum einen lassen sich mit Hilfe einer optischen Planplatte (Shearing-Interferometer) die beiden Krümmungsradien vorjustieren. Die Reproduzierbarkeit der Einstellgenauigkeit mittels der Planplatte wurde in mehreren Versuchen mit mehreren Personen getestet. Die Positionen der Fasern lassen sich danach auf etwa  $\pm 1,5 \mu\text{m}$  genau einstellen. Diese Genauigkeit reicht nicht aus, um das obige Gleichungssystem um eine Variable zu reduzieren.

Das zweite Verfahren besteht in der Optimierung der Einkoppeleffizienz in die gegenüberliegende Faser, wodurch die Anti-Parallelität der Strahlen optimiert wird. Die Größe des Fehlwinkels hängt entscheidend von der Fokussierung der Laserstrahlen und einem symmetrischen Aufbau ab. Die maximale Einkoppeleffizienz wird in einem symmetrischen Aufbau mit baugleichen Komponenten erreicht. In [Zin98] wird für diesen Fall abgeschätzt, daß sich die beiden Laserstrahlrichtungen bis auf eine Verkippung von  $65 \mu\text{rad}$  antiparallel einstellen lassen.

Das zweite Verfahren ist sehr gut geeignet, um das obige Gleichungssystem mit der Annahme  $\alpha_B = \pi - \alpha_A \equiv \alpha$  um eine Variable zu reduzieren. Es lassen sich dann die beiden Krümmungsradien und der gemeinsame Winkel gegen die Horizontale als Lösung des Gleichungssystems berechnen und entsprechend korrigieren. Unter der realistischen Annahme, daß sich die Frequenzdifferenz zweier asymmetrischer, pulsinvertierter Interferometer mit  $T = 216,4 \mu\text{s}$  und  $T' = 10 \mu\text{s}$  auf unter 2 Hz und sich die Phasendifferenzen beider Seiten für symmetrische Interferometer mit  $T = 500 \mu\text{s}$  gegenüber solchen mit  $T = 20 \mu\text{s}$  auf kleiner  $0,5^\circ \approx 9 \text{ mrad}$  einstellen lassen, läßt sich die Frequenzverschiebung für ein Frequenznormal nach oben abschätzen. Im ungünstigsten Fall, in dem die Verschiebungen alle durch praktisch nur einen der drei Parameter  $R_A$ ,  $R_B$  oder  $\alpha$  verursacht werden, berechnet sich für das standardmäßig für das optische Ca-Frequenznormal verwendete Interferometer ( $\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow$  mit  $T = 216,4 \mu\text{s}$ ,  $T' = 10 \mu\text{s}$ ,  $T_1 = 500 \mu\text{s}$  und  $v_{rms,2D}^2 + v_{x0}^2 + v_{y0}^2 \approx 1,5 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$ ) für beide Effekte zusammen eine maximale Verschiebung von  $\pm 4 \text{ Hz}$ . Diese Verschiebung ist im wesentlichen durch die Einstellgenauigkeit der Position der Faser begrenzt. Die axiale Verschiebung ist mit den jetzigen Faserkopplern (New Focus 9091M + 9092M) auf etwa  $\pm 0,5 \mu\text{m}$  genau einstellbar. Daraus läßt sich zusammen mit einem Winkel von  $\alpha = \pm 0,01^\circ$  die Verschiebung für das typische Interferometer auf  $\pm 3,6 \text{ Hz}$  entsprechend einer relativen Unsicherheit von  $8 \cdot 10^{-15}$  nach oben abschätzen.

Die Phasendifferenzen beider Seiten für symmetrische Interferometer mit  $T = 500 \mu\text{s}$  gegenüber solchen mit  $T = 20 \mu\text{s}$  können sicherlich auf besser als  $0,1^\circ$  gemessen werden. Die Meßgenauigkeit ist dabei durch die Stabilität der Geschwindigkeitsverteilung begrenzt. Unter der Annahme, daß sich auch die Positionen der Fasern entsprechend genau einstellen lassen ( $\pm 400 \text{ nm}$ ), lassen sich die Frequenzverschiebungen auf etwa  $\pm 1 \text{ Hz}$  reduzieren.

Die eine Falle (MOT1) wurde in der Regel bei Anwendung einer Pulssequenz aus drei stehenden Wellen mit einem Katzenauge als Retroreflektor betrieben, während in der anderen Falle

stets ein Spiegel verwendet wurde. Eine Abschätzung ergibt, daß die unterschiedliche Krümmung des rückreflektierten Strahls eine Frequenzverschiebung ( $T = 216,4 \mu\text{s}$ ) von  $\approx +4$  Hz für die Falle MOT2 ergibt.

### 5.3 Diskussion weiterer phasenverschiebender Einflüsse

Neben dem Einfluß der Gravitation und der gekrümmten Wellenfronten sind weitere phasenverschiebende Effekte denkbar.

Die Daten, die für die Vermessung des Einflusses der gekrümmten Wellenfronten aufgenommen wurden, lassen bei geeigneter Darstellung einen weiteren phasenverschiebenden Effekt vermuten. In Abb. 5.8 sind dieselben Datenpunkte wie in Abb. 5.6 in Abhängigkeit des Pulsabstandes  $T + T'$  aufgetragen. Der Scharparameter der Datensätze ist die Krümmung der Wellenfront  $1/R$ , welche von oben nach unten zunimmt. Die Geraden sind Ausgleichsgeraden an die Daten, die bei derselben Krümmung der Wellenfront aufgenommen wurden.

Nach Gl. 5.18 ist nicht nur der beobachtete lineare Zusammenhang zwischen der Frequenzverschiebung und dem Pulsabstand zu erwarten, sondern vielmehr eine direkte Proportionalität. Es werden jedoch signifikante, nicht verschwindende Verschiebungen für einen Pulsabstand  $T + T' \rightarrow 0$  beobachtet. Die Ursache konnte bislang nicht geklärt werden. Erste weitere Untersuchungen weisen auf eine Abhängigkeit der Verschiebung von der Zeit zwischen dem Abschalten der magneto-optischen Falle und dem ersten Spektroskopieimpuls hin. Es wurde außerdem eine mögliche Abhängigkeit der Steigung von dem Verhältnis der Rabi-Anregungswinkel der beiden Pulsrichtungen beobachtet, welche zudem mit zunehmender Krümmung der Wellenfronten zuzunehmen scheint. Vor weiteren systematischen Untersuchungen ist es jedoch zweckmäßig, den restlichen Einfluß des linearen Dopplereffektes kontrolliert zu minimieren (vgl. Kap. 5.4.1).

Der nicht vollständig kompensierte lineare Dopplereffekt stellt derzeit den größten Unsicherheitsbeitrag in allen Messungen dar. Nach seiner Reduzierung werden einige Untersuchungen auf einem höheren Genauigkeitsniveau wiederholt werden können. Es wird sinnvoll sein, mit der Methode der intermittierenden Stabilisierung (Kap. 3.3.1) die realisierte Frequenz auf mögliche Abhängigkeiten bezüglich diverser Parameter wie z.B. den Zeiten des Fallenzyklusses oder den Parametern der Falle erneut zu überprüfen. Eine mögliche Abhängigkeit von den Pulsabständen der verschiedensten Interferometersequenzen ist dabei von besonderem Interesse. Sie könnte Aufschluß über eine Phasen- und Frequenzverschiebung aufgrund von Stößen der Atome geben. Solche Verschiebungen sollten sich beobachten lassen oder aber es wird sich eine bessere, experimentell untermauerte Obergrenze für den Einfluß von Stößen in Atominterferometern angeben lassen.

Die phasenabhängigen Interferometer werden auch die Beobachtung einer Berry-Phase ermöglichen, wie sie z.B. in [Rei93] theoretisch berechnet wurde.

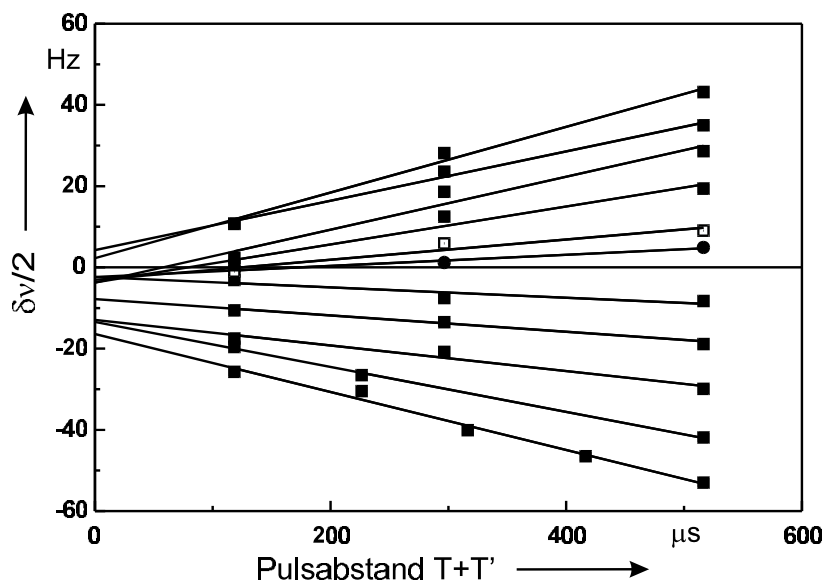


Abbildung 5.8: Die unter Verwendung der Methode der Pulsumkehr gemessenen Frequenzverschiebungen aus Abb. 5.6 in Abhängigkeit des Pulsabstandes  $T + T'$ . Scharparameter ist die Verschiebung der Faser  $x_1$  bzw. die Krümmung der Wellenfront  $1/R = -x_1/f^2$ . Die Geraden sind Ausgleichsgeraden an die Datenpunkte, die bei derselben Krümmung der Wellenfront aufgenommen wurden.

## 5.4 Atominterferometer als Frequenznormal

Die Interferenzstrukturen asymmetrischer Interferometergeometrien sind abhängig von der Frequenz der strahlteilenden Laserpulse. Mit Frequenzauflösungen in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite sind sie als höchstpräzise Frequenzdiskriminatoren geeignet. Basierend auf asymmetrischen Atominterferometern im Zeitbereich wurden an der PTB zwei optische Ca-Frequenznormale entwickelt und aufgebaut. Sie stellen mit die genauesten Frequenznormale im optischen Spektralbereich dar.

Für die Charakterisierung von Frequenznormalen bedarf es der Bestimmung der Stabilität, Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Frequenz sowie einer Messung der absoluten Frequenz. Für die Bestimmung der Stabilität und zur Untersuchung der Genauigkeit und Reproduzierbarkeit wurden die beiden optischen Frequenznormale erstmals direkt miteinander verglichen. Die Ergebnisse und Schlußfolgerungen werden in Kap. 5.4.1 dargestellt.

Die Frequenz muß relativ zu einer bekannten Referenzfrequenz von mindestens gleicher Genauigkeit gemessen werden. Aufgrund der hohen erreichten Genauigkeit des Ca-Normals sind dazu nur Cs-Atomuhren geeignet. Die Messung und der derzeitige Stand werden in Kap. 5.4.2 diskutiert.

### 5.4.1 Vergleich zweier Normale

Nur ein direkter Frequenzvergleich zweier gleichwertiger, unabhängiger Normale kann Aussagen über die Stabilität und die Reproduzierbarkeit der realisierten Frequenz liefern.

Der Vergleich wurde mit dem in Abb. 3.6 dargestellten Aufbau durchgeführt. Das eine Normal basierend auf der magneto-optischen Falle MOT1 wurde dabei ausschließlich mit Farbstofflasern betrieben, während das andere Normal an MOT2 ausschließlich Diodenlaser verwendete. Beide Systeme wurden mit einer asymmetrischen Interferometergeometrie aus drei stehenden Wellen und einer Detektion des angeregten Zustandes durch Beobachtung der Fluoreszenz auf dem Interkombinationübergang realisiert. Um eine gut meßbare Schwebungsfrequenz zu erhalten, wurden die akustooptischen Modulatoren AOM1 und AOM2 (AOM3 wird bei einer Anregungssequenz mit drei stehenden Wellen nicht benötigt) mit unterschiedlichen Mikrowellenfrequenzen von 70 MHz bzw. 80MHz getrieben. Die Schwebungsfrequenz wurde dann mit einem Frequenzzähler bei  $10 \text{ MHz} + \nu_{MOT1} - \nu_{MOT2}$  gemessen, wobei  $\nu_{MOT1}$  bzw.  $\nu_{MOT2}$  die an dem Frequenznormal mit MOT1 bzw. mit MOT2 realisierte Frequenz ist. Die Synthesizer der Mikrowellenfrequenzen und der Frequenzzähler müssen an eine externe Referenzfrequenz von hoher Stabilität und Genauigkeit angebunden sein, da deren interne Referenzfrequenzen im allgemeinen auf Quarzoszillatoren mit relativen Genauigkeiten von typischerweise  $10^{-7}$  basieren und die zu messenden Abweichungen der Schwebungsfrequenz von 10 MHz in derselben Größenordnung liegen.

Die Steuerung der beiden Normale erfolgte mit demselben Computer, während die Daten der Schwebungsfrequenzmessung durch einen zweiten unabhängigen Computer aufgenommen wurden.

Aus diesen Daten läßt sich zunächst eine kombinierte Allan-Standardabweichung ableiten. Außerdem können Aussagen über die Frequenzdifferenz der beiden Normale getroffen werden.

### Stabilität

Die Beschreibung der Stabilität eines Frequenznormals erfolgt im allgemeinen über die Allan-Standardabweichung. Sie gibt die statistischen Frequenzfluktuationen und damit die statistisch erreichbare Meßauflösung in Abhängigkeit von der Mittelungszeit  $\mathcal{T}$  an und ist über die Zwei-Proben-Varianz definiert [All66, Bar71]:

$$\sigma_y^2(2, \mathcal{T}) = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \frac{(\bar{f}_{k+1}(\mathcal{T}) - \bar{f}_k(\mathcal{T}))^2}{2} \quad (5.20)$$

wobei  $M$  die Zahl der Mittelungen und  $\bar{f}_k(\mathcal{T})$  die im  $k$ -ten Mittelungsintervall gemessene Frequenz. Generell bedarf es für die Bestimmung der Allan-Standardabweichung einer Referenzfrequenz von vergleichbarer oder besserer Stabilität.

Um die Stabilität der optischen Ca-Frequenznormale zu bestimmen, wurden die beiden in Kap. 3.2 beschriebenen Normale miteinander verglichen und die Allan-Standardabweichung in

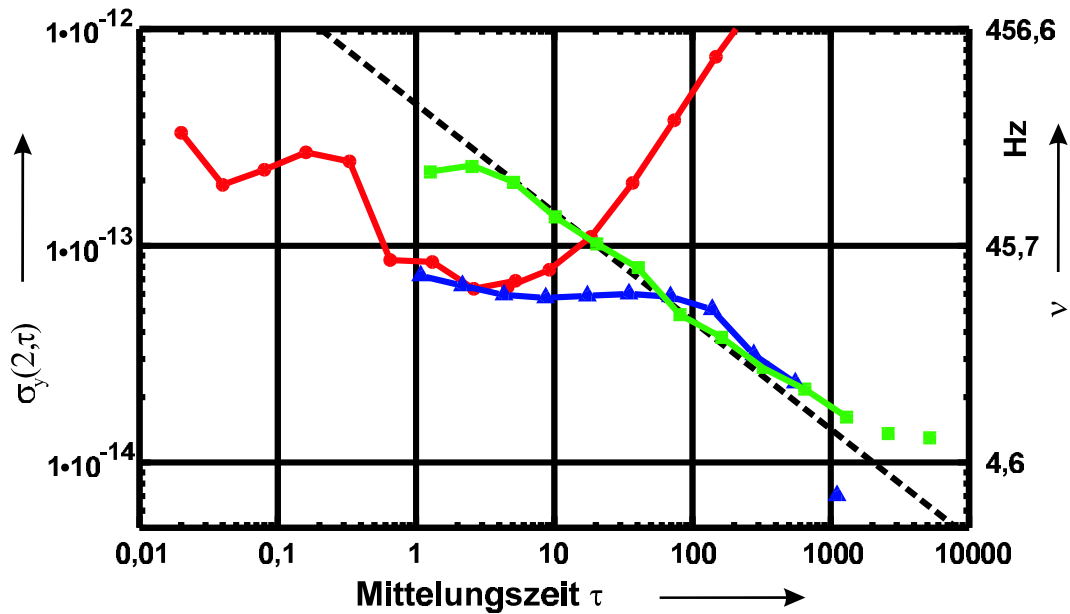


Abbildung 5.9: Die kombinierte Allan-Standardabweichung der beiden Ca-Normale wurde aus der Schwebungsfrequenz der beiden Frequenzen unter verschiedenen Bedingungen bestimmt:  $\bullet$ : die beiden nur auf ihre jeweiligen Referenzresonatoren stabilisierten Lasersysteme, sowie bei einer Stabilisierung beider Normale mit Hilfe der jeweiligen magneto-optischen Falle bei einer Übernahmezeit  $\square$ : von einigen Sekunden und  $\triangle$ : von etwa 100 s. Die Gerade entspricht weißem Frequenzrauschen mit einer relativen Frequenzfluktuationen von  $4,5 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt{1 \text{ s}/T}$ .

mehreren Schritten unter unterschiedlichen Bedingungen über fast 6 Größenordnungen der Mittelungszeit  $T$  aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.9 zusammengefasst.

In einem ersten Experiment wurde die Schwebungsfrequenz der beiden Laserspektrometer ohne eine Anbindung an die Ca-Übergangsfrequenz gemessen. Beide Lasersysteme waren dabei nur auf ihre jeweiligen Referenzresonatoren stabilisiert. Die dazugehörige Allan-Standardabweichung ( $\bullet$ ) wurde in zwei Schritten für Mittelungszeiten zwischen 0,02 s und 10 s und für  $T > 1$  s aufgenommen. Sie hat ein Minimum bei Mittelungszeiten  $T$  von einigen Sekunden bei einer relativen Frequenzstabilität von  $8 \cdot 10^{-14}$ . Bei den kleinsten gemessenen Mittelungszeiten von einigen 0,01 s zeigt sie einen Abfall, bevor sie eine deutliche Erhöhung für Mittelungszeiten im Bereich von einigen 0,1 s aufweist. Diese Erhöhung der Allan-Standardabweichung wurde auf mechanische Schwingungen der Aufhängung der Resonatoren in ihren Vakuumgehäusen zurückgeführt. Eine Fourieranalyse der Meßdaten zeigt scharfe Resonanzen bei 2,5 Hz und 3,6 Hz, welche beide durch fast ungedämpfte Schwingungen der Aufhängung des Resonators im Diodenlasersystem verursacht werden. Sie ließen sich leicht unbeabsichtigt durch Trittschall anregen. Ein Versuch, diese Anregung über eine zusätzliche Luftfederung in den Beinen des optischen Tisches zu dämpfen, führte zu größeren Schwingungsamplituden statt zu ihrer Dämpfung. Die dargestellten Meßda-



ten wurden nach einer längeren Ausklingzeit und in großem räumlichen Abstand zur Apparatur aufgenommen. Bei Anwesenheit von Personen im Labor wurden relative Frequenzschwankungen von bis zu einigen  $10^{-12}$  bei einer Mittelungszeit  $\mathcal{T} = 0,2$  s beobachtet.

Der Anstieg der Allan-Standardabweichung bei einer Mittelungszeiten größer als 10 s wird durch thermische Driften desselben Resonators von bis zu einigen 10 Hz/s mit wechselndem Vorzeichen begründet. Die Drift des Referenzresonators im Farbstofflaserspektrometer ist mit  $-0,5$  Hz/s um einen Faktor 50 kleiner (vgl. Kap. 3.1).

Die Anbindung der Laserspektrometer an die Übergangsfrequenz der atomaren Absorber erfolgt über den in Kap. 3.2.2 dargestellten Stabilisierungsalgorithmus auf die Interferenzstruktur eines asymmetrischen Interferometers.

Dazu wurden das Diodenlaserspektrometer auf die aus dem thermischen Atomstrahl gefüllte Falle (MOT1 in Abb. 3.6) und das Farbstofflaserspektrometer parallel dazu auf die aus dem gekühlten Atomstrahl gefüllte Falle (MOT2) stabilisiert. An beiden Fallen wurde eine Anregung mit drei stehenden Wellen (vgl. Abb. 2.2b) und eine Detektion der Fluoreszenz auf dem Interkombinationsübergang verwendet. Die Auflösung der Interferenzstruktur betrug 1155 Hz für die Messungen in Abb. 5.9, entsprechend einem Pulsabstand von  $T = 216,4$   $\mu$ s. Die Allan-Standardabweichung wurde für unterschiedliche Übernahmezeiten der digitalen Regelung auf die Interferenzstruktur aufgenommen. Für die in Abb. 5.9 dargestellten Meßdaten wurden Übernahmezeiten von einigen Sekunden ( $\square$ ) bzw. von etwa 100 s ( $\triangle$ ) durch eine entsprechende Wahl des Verstärkungsfaktors in der computergesteuerten Rückkopplung eingestellt.

Bei einer hohen Übernahmezeit wird zunächst die Allan-Standardabweichung der resonatorstabilisierten Lasersysteme auf konstantem Niveau fortgesetzt, bevor die Regelung auf die Interferenzstruktur übernimmt und einen  $1/\sqrt{\mathcal{T}}$ -förmigen Abfall erzielt. Bei kürzeren Übernahmezeiten, die durch größere Verstärkungsfaktoren in der Rückkopplung erreicht werden, wird für kurze Mittelungszeiten von einigen Sekunden zusätzliches Rauschen auf die Lasersysteme geregelt, welches dann ebenfalls  $1/\sqrt{\mathcal{T}}$ -förmig, wie es aufgrund von weißem Frequenzrauschen zu erwarten ist, abfällt. Für die Datenpunkte oberhalb von etwa 1000 s Mittelungszeiten liegen nicht genügend Mittelungsintervalle vor, um Aussagen über ein Abweichen von dem  $1/\sqrt{\mathcal{T}}$ -förmigen Abfall treffen zu können.

Während der längeren Messungen wurden jedoch Langzeitdriften der Schwebungsfrequenz von einigen 10 Hz/d mit unterschiedlichen Vorzeichen an verschiedenen Meßtagen beobachtet. Sie würden derzeit das Minimum der Allan-Standardabweichung auf einige  $10^{-15}$  begrenzen.

Die Ausgleichsgerade in Abb. 5.9 wurde an mehrere Datensätze angepaßt und entspricht weißem Frequenzrauschen mit relativen Frequenzfluktuationen von  $4,5 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt{1 \text{ s}/\mathcal{T}}$ . Tragen beide Normale in gleicher Weise zu der gemessenen Allan-Standardabweichung bei, dann entspricht dieser Wert relativen Frequenzfluktuationen von  $3 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt{1 \text{ s}/\mathcal{T}}$  für jedes Normal, bzw. einer Stabilität von  $3 \cdot 10^{12}$  bei einer Mittelungszeit von einer Sekunde.

Aus den Meßdaten in Abb. 5.9 ist zu schließen, daß die Stabilität für kleine Mittelungszeiten in mindestens einem der beiden Lasersysteme durch Pendelbewegungen des Referenzresonators limitiert ist. Für große Mittelungszeiten war die Stabilität durch die Anbindung an den atomaren Absorber begrenzt. Eine Verbesserung um einen Faktor drei läßt sich durch eine Anregungsgeometrie mit vier laufenden statt mit drei stehenden Wellen erreichen. Eine weitere Steigerung wird über eine optimierte Detektion auf dem Kühlübergang erreicht werden. Eine Verbesserung der Allan-Standardabweichung auf unter  $8 \cdot 10^{-14} \cdot \sqrt{1 \text{ s}/T}$  für große Mittelungszeiten wird jedoch nur bei einer gleichzeitigen Erhöhung der Stabilität der Lasersysteme zu erreichen sein, da sich Frequenzfluktuationen mit Frequenzen  $> 1 \text{ Hz}$  derzeit nicht durch die Regelung auf die Interferenzstruktur ausregeln lassen.

### Genauigkeit, Präzision und Reproduzierbarkeit

Die Genauigkeit eines Normals gibt an, mit welcher Unsicherheit alle frequenzverschiebenden Effekte für ein bestimmtes Normal bekannt sind und kontrolliert werden. Die durch ein Normal realisierte Frequenz ist jedoch in der Regel nicht die vom CIPM als Frequenzstandard definierte Frequenz. Vielmehr gibt es eine Reihe von Verschiebungen, wie z.B. aufgrund der Schwarzkörperstrahlung oder aufgrund konstanter Magnetfelder, um die die durch das Normal verwirklichte Frequenz korrigiert werden muß. Die Präzision gibt die Unsicherheit an, mit der diese Korrektur durchgeführt werden kann. Die Reproduzierbarkeit schließlich gibt die Streubreite an, mit der verschiedene Normale die durch den Standard definierte Frequenz verwirklichen.

Die Bestimmung der Genauigkeit erfolgt durch einen Vergleich der Frequenz gegen eine Referenzfrequenz unter Variation aller Parameter, deren Änderung eventuell zu einer Frequenzverschiebung führen kann. Die Reproduzierbarkeit muß durch Frequenzvergleiche einer großen Zahl möglichst unterschiedlich aufgebauter Normale bestimmt werden. Der Vergleich zweier vollständig unabhängiger Normale ist dazu ein erster, wichtiger Ansatz, insbesondere wenn die gemessene Frequenzdifferenz größer ist als aufgrund der Genauigkeit der beiden Normale zu erwarten ist. Die Bestimmung der Präzision ist im Allgemeinen schwierig, da die durch den Standard definierte Frequenz nicht bekannt ist. Sie wird daher häufig durch den Mittelwert der von mehreren Normalen verwirklichten, korrigierten Frequenzen ersetzt und aus den Abweichungen der einzelnen Normale zu diesem Mittelwert die Präzision des einzelnen Normals bestimmt. Dabei wird implizit vorausgesetzt, daß nicht alle Normale dieselbe unbekannt systematische Verschiebung aufweisen.

Die Vergleichsmessungen der beiden Normale über die Schwebungsfrequenz lassen auch Aussagen über die Genauigkeit und die Reproduzierbarkeit ihrer Frequenz zu.

Die Differenz der an den beiden Aufbauten (vgl. Abb. 3.6) realisierten Frequenz wurde mehrfach mit drei verschiedenen Methoden gemessen. Bei allen Methoden wird die 3f-Frequenzregelung auf die Interferenzstrukturen (vgl. Kap. 3.2.2) angewendet. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.10 aufgetragen. Jeder Datenpunkt stellt einen Mittelwert über mehrere an den jeweiligen Meßtagen

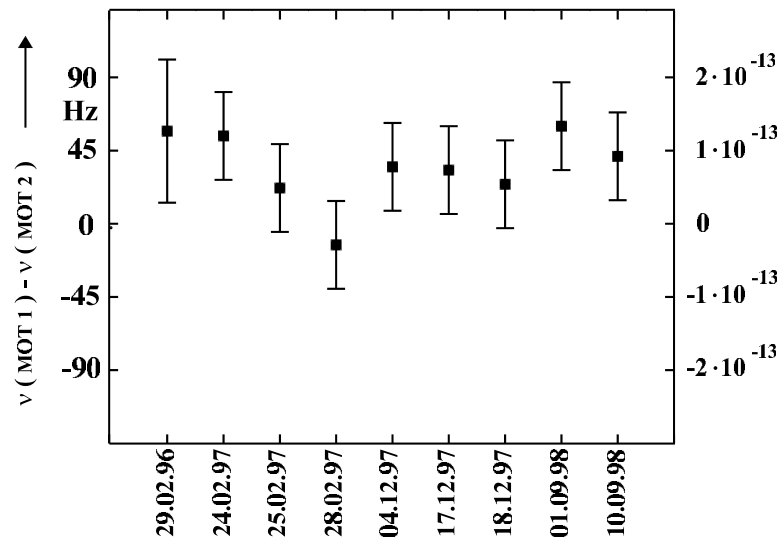


Abbildung 5.10: Die gemessene Frequenzdifferenz zwischen den beiden Normalen. Die mittlere relative Frequenzabweichung beträgt  $7,5 \cdot 10^{-14}$ .

erfolgte Differenzmessungen dar. Die eingetragenen Unsicherheitsbalken geben die zum Zeitpunkt der Messung abgeschätzte Genauigkeit wieder.

Bei der ersten Methode wird die Differenzfrequenz über einen indirekten Vergleich mit einer dritten Referenzfrequenz ermittelt [Zin98]. Dafür wurde in den ersten Messungen (29.2.96) ein thermischer Atomstrahl verwendet. Es folgte dann (24./25.2.97) als Referenzfrequenz der hochstabile Resonator des Farbstofflasersystems, der in Kap. 3.1.2 vorgestellt wurde. Die nachfolgenden Datenpunkte 1997 entstanden im Rahmen von absoluten Messungen der Ca-Übergangsfrequenz (vgl. Kap. 5.4.2). Dabei diente ein H-Maser als Referenz. Für alle diese Messungen wurden die beiden magneto-optischen Fallen abwechselnd betrieben und ihre Frequenz relativ zu der jeweiligen Referenz gemessen. Bis Mitte 1997 standen für die Kühlung der Atome als auch für die Interferometrie nur jeweils die Farbstofflasersysteme zur Verfügung standen, so daß deren Strahlung zwischen den beiden Fallen mit Hilfe von  $\lambda/2$ -Platten und Polarisationsstrahlteilerwürfeln umgeschaltet werden mußte. Ab den Messungen im Dezember 1997 wurde die Kühlaserstrahlung für die magneto-optische Falle MOT2 mit dem frequenzverdoppelten Diodenlasersystem erzeugt.

Bei der zweiten Methode wird die Differenzfrequenz durch eine Schwebungsfrequenzmessung zweier vollständig unabhängiger Normale bestimmt, wie sie auch für die Bestimmung der Stabilität verwendet wurde. Die Messungen 1998 wurden auf diese Weise durchgeführt.

Die dritte Methode verwendet nur ein Laserspektrometer, aus dessen Strahlung zwei voneinander unabhängig zu variierende Frequenzen mit Hilfe akustooptischer Modulatoren generiert werden. Diese werden zu den ansonsten unabhängig voneinander betriebenen Fallen geleitet und mittels des Frequenzregelungsalgorithmus von demselben Steuercomputer auf die jeweiligen Interferenzstrukturen stabilisiert. Die Frequenzdifferenz läßt sich direkt aus den durch die Regelungen

eingestellten Radiofrequenzen der akustooptischen Modulatoren berechnen.

Die dritte Methode ist den anderen durch ihren geringeren experimentellen Aufwand für systematische Untersuchungen überlegen. Zudem unterdrückt sie niederfrequentes Frequenzrauschen, welches eventuell durch das Laserspektrometer eingebracht wird.

Die mit den ersten beiden Methoden bestimmten und in Abb. 5.10 aufgetragenen Frequenzdifferenzen zeigen eine systematische, mittlere relative Frequenzabweichung von  $7,5 \cdot 10^{-14}$  ( $\cong 34$  Hz) mit einer höheren Frequenz für die aus dem gekühlten Atomstrahl gefüllten Falle (MOT1).

Mit der dritten Methode wurden zahlreiche systematische Untersuchungen durchgeführt, die in Abb. 5.10 nicht mit aufgenommen wurden. Sie zeigen ebenfalls eine Differenz von  $(32 \pm 30)$  Hz, sowie eine große Schwankungsbreite innerhalb einzelner Meßserien als auch von Tag zu Tag. Es wurden Differenzen von bis zu 90 Hz gemessen.

Dabei wurden Änderungen der Frequenzdifferenz beobachtet, wenn an MOT1 die Verstimmung oder die Intensität der Fallenlaserstrahlen variiert wurde. Eine eindeutiger funktionaler Zusammenhang ließ sich aber bei Wiederholungen des Experimentes nicht nachweisen. Eine ähnliche Abhängigkeit der Frequenzdifferenz von der Intensität wurde an MOT2 bei einigen, aber nicht bei allen Versuchen beobachtet. Einige der Versuche legten eine Abhängigkeit von der Position der atomaren Wolke nahe.

Aufgrund der Größe der Schwankungen der gemessenen Differenzen konnten zahlreiche Effekte zumindest als Hauptursache ausgeschlossen und die nachfolgenden Untersuchungen auf die folgenden Effekte beschränkt werden: 1.) ein dynamischer Stark-Effekt verursacht durch eine während der Interferometriesequenz nicht vollständig unterdrückte Fallenlaserstrahlung; 2.) ein nicht vollständig kompensierter linearer Dopplereffekt; sowie 3.) Verschiebung aufgrund des Einflusses der Gravitation oder gekrümmter Wellenfronten.

Die letzteren beiden Effekte können zwar Frequenzverschiebungen in den beobachteten Größenordnungen verursachen, aber eine Abhängigkeit dieser beiden Effekte von z.B. den Eigenschaften der Fallenlaserstrahlen ist im Falle der Gravitation nicht oder im Falle gekrümmter Wellenfronten nicht in den beobachteten Größenordnungen gegeben. Zudem wurden die Fokussierung und der Neigungswinkel der Laserstrahlen während der Vergleichsmessungen nicht variiert und können somit als Ursache für die hohen Schwankungen der Differenzfrequenz ausgeschlossen werden.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wurden in der Regel nur die Falle MOT2 und das Verfahren der intermittierenden Stabilisierung (Kap. 3.3.1) verwendet.

Der dynamische Stark-Effekt aufgrund restlicher Fallenlaserstrahlung konnte ebenfalls als Ursache für die Schwankungen ausgeschlossen werden. Dazu wurde ein Flügelrad in den Strahlengang der Fallenlaserstrahlen eingebaut, um eine vollständige Unterdrückung jeglicher Fallenlaserstrahlung zu gewährleisten. Der gesamte Fallenzyklus wurde auf das Flügelrad synchronisiert, wobei dieses den Strahlengang erst nach dem Abschalten der Laserstrahlen durch die akustooptischen

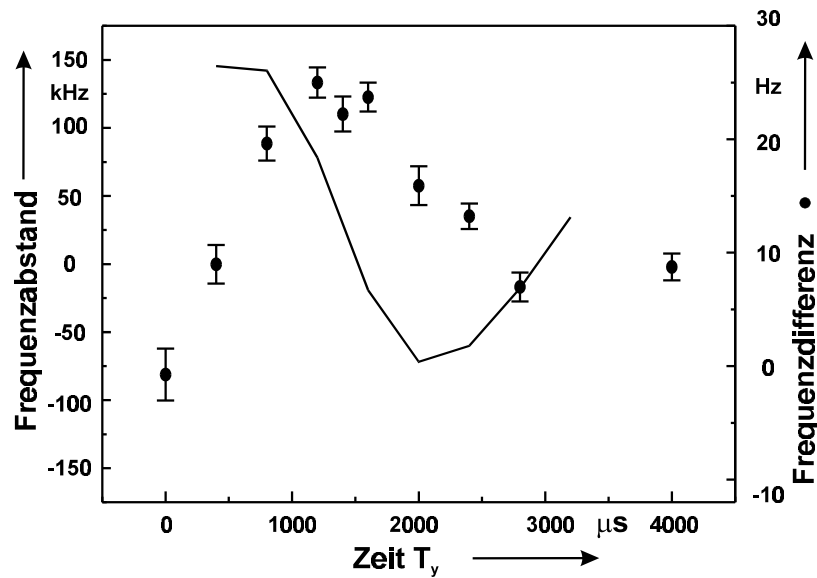


Abbildung 5.11: Die Differenz der Zentren der Dopplerprofile in Abhängigkeit von der Zeit  $T_y$  zwischen einer sprunghaften Verschiebung des Fallenzentrums und dem Abschalten der magneto-optischen Falle (—), sowie die gemessene Frequenzdifferenz mit Hilfe einer intermittierenden Stabilisierung (Kap. 3.3.1) zwischen einem Fallenzentrum mit und einem ohne eine sprunghafte Verschiebung des Fallenzentrums in Abhängigkeit von  $T_y$  (●).

Modulatoren während der Verzögerungszeit  $t_A$  (vgl. Abb. 3.7) unterbrach. Eine zeitgleiche beobachtete Abhängigkeit von der Intensität der Fallenlaserstrahlen wurde durch den Einsatz des Flügelrades nicht beeinflusst.

In weiteren Experimenten konnte ein nicht vollständig kompensierter linearer Dopplereffekt als eine Hauptursache für die Schwankungen der Frequenzdifferenz identifiziert werden. Eine Verschiebung der Frequenz über den Dopplereffekt 1. Ordnung tritt nur ein, wenn sich zum einen das atomare Ensemble bewegt, und zum anderen die für die asymmetrischen, frequenzabhängigen Interferometer benötigten gegenläufigen Laserpulse nicht exakt antiparallel zueinander verlaufen. Um den Einfluß des linearen Dopplereffektes zu untersuchen, war es nicht sinnvoll, wie für die Messung zum Einfluß der Gravitation, die Richtung der Laserstrahlen zu variieren. Vielmehr sollte die atomare Wolke vor der Applikation der Interferometriesequenz gezielt beschleunigt werden, um über eine höhere Geschwindigkeit auf einen möglichen Winkel zwischen den beiden gegenläufigen Pulspaaren zu schließen.

Das in der magneto-optischen Falle gespeicherte atomare Ensemble wurde beschleunigt, indem kurz vor dem Abschalten der magneto-optischen Falle das Fallenzentrum sprunghaft verschoben wurde. Das Zentrum der magneto-optischen Falle ist durch den Nullpunkt des Quadrupolfeldes und durch die Intensitätsunterschiede zwischen den gegenläufigen Fallenlaserstrahlen gegeben. Eine Verschiebung des Fallenzentrums kann z.B. über die Spontankraft eines zusätzlichen (schwa-

chen) Laserstrahls [Ste91] oder über eine Verschiebung des Quadrupolnullpunktes mit Hilfe eines zusätzlichen Helmholtzfeldes [Koh93] erreicht werden. Die zweite Methode bot sich an, da eine zusätzliche Helmholtzspule für das Definieren der Quantisierungsachse während der Interferometrie bereits vorhanden ist. Für die Messungen in Abb. 5.11 wurde sie zusammen mit dem Quadrupolfeld während der Ladezeit angeschaltet und mit einer variablen Zeit  $T_y$  vor dem Abschalten der Fallenfelder abgeschaltet. Durch das sprunghafte Abschalten wird eine gedämpfte Schwingung angeregt, die mit dem Abschalten der Fallenfelder in eine gleichförmige Bewegung übergeht. Über die Zeit  $T_y$  zwischen den beiden Abschaltvorgängen können die Richtung und die Geschwindigkeit des Ensembles variiert werden. Die Bewegung konnte zum einen über Dopplerspektren der entgegengesetzten Anregungsrichtungen als eine Differenz der Zentren der Dopplerprofile nachgewiesen werden. Dabei wurden Schwingungsperioden von etwa 2 ms bis 3 ms beobachtet.

Zum anderen wurde der Einfluß der Bewegung mit der Methode der intermittierenden Stabilisierung (Kap. 3.3.1) gemessen. Dabei wurde als Referenz ein Fallenzyklus ohne eine sprunghafte Verschiebung des Fallenzentrums gewählt. In den gemessenen Differenzfrequenzen sind die gleichen Schwingungsperioden zu erkennen. Die Differenz der Dopplerzentren und die Frequenzdifferenz proben allerdings unterschiedliche Richtungskomponenten der Bewegung, so daß die Schwingungen der beobachteten Differenzen je nach Richtung der Bewegung des Ensembles beliebig gegeneinander verschoben sein können.

Die diversen Beobachtungen von gelegentlich auftretenden Abhängigkeiten der Frequenzdifferenzen von der Verstimmung oder der Intensität der Fallenlaserstrahlen lassen sich mit hoher Wahrscheinlichkeit auf einen nicht kompensierten linearen Dopplereffekt zurückführen, da deren Variation zu einer Änderung der Falldynamik führen. Insbesondere werden die hohen von-Tag-zu-Tag-Schwankungen verständlich, da die Dynamik der Falle sicherlich von der täglichen Neujustage abhängt. Ein anschließendes Setzen der Justierschrauben als auch Langzeitänderungen z.B. in der Intensität der Laserstrahlen können zu den beobachteten Langzeitdriften führen.

Eine deutliche Reduzierung der Verschiebungen aufgrund des linearen Dopplereffektes ließ sich durch ein Optimieren der Antiparallelität der Strahlen mit dem in Kap. 5.2 dargestellten Verfahren der Einkopplung in die gegenüberliegende Faser erreichen. Für eine weitergehende Reduzierung wird ein stabilerer Aufbau mit einer reproduzierbareren Justage der magneto-optischen Falle notwendig werden. Dabei muß eine Beschleunigung des Ensembles während des Abschaltens der Fallenfelder vermieden werden.

Die Untersuchungen wurden an der aus dem thermischen Atomstrahl gefüllten Falle durchgeführt. Bei dieser werden die sechs Fallenlaserstrahlen durch drei Paare gegenläufiger Laserstrahlen erzeugt, woraus sich eine hohe Flexibilität, aber auch zugleich eine geringe Reproduzierbarkeit im Justieren der Falle ergibt. An der aus dem gekühlten Atomstrahl gefüllten Falle werden alle sechs Laserstrahlen durch wiederholten Reflexion an fixierten Spiegeln erzeugt. Die Möglichkeiten der Justierung sind daher sehr eingeschränkt und ihre Reproduzierbarkeit vergleichsweise hoch.

Es ist daher nicht ausgeschlossen, daß an dieser Falle das Ensemble beim Abschalten in der Regel in dieselbe Richtung beschleunigt wird und dadurch stets eine gleiche systematische Verschiebung der Frequenz verursacht wird. Eine Reduzierung des Dopplereffektes wird an dieser Falle nur über eine verbesserte Antiparallelität der strahlteilenden Laserpulse zu erreichen sein.

Eine geringfügige Fehljustierung der anregenden Laserstrahlen in Kombination mit unbeabsichtigten, justageabhängigen Beschleunigungen des atomaren Ensembles während des Abschaltens der Fallenfelder führen zu einem linearen Dopplereffekt. Aufgrund der dargestellten Untersuchungen ist er als Hauptursache für die hohen Schwankungen in den Vergleichsmessungen der beiden Normale zu betrachten. Es ist nicht ausgeschlossen, daß auch die mittlere Differenz der Normale aufgrund der Konstruktion der einen Falle ebenfalls zumindest zu einem großen Teil auf diesen Effekt zurückzuführen ist.

Es sind jedoch auch weitere bislang wenig untersuchte Effekte als Ursache der mittleren Differenz in Erwägung zu ziehen. So unterscheiden sich die beiden Apparaturen z.B. durch die Nähe des Ca-Ofens zur magneto-optischen Falle. Die mit der Temperatur verbundene Verschiebung aufgrund der Schwarzkörperstrahlung wurde auf  $5 \pm 3,5$  Hz abgeschätzt [Zin98]. Ein weiterer Unterschied ist der um eine Größenordnung unterschiedliche Restgasdruck in den beiden Apparaturen. Stöße des Restgases mit Atomen des Ensembles während der Interferometriesequenz können zu Frequenzverschiebungen führen. Diese Verschiebungen sind bei einer Variation der Interferometerzeiten nicht zu detektieren, da unabhängig von der Expansion des Ensembles die Stoßrate mit Restgasatomen konstant bleibt<sup>2</sup>.

Ein dritter Unterschied besteht in den Anregungsgeometrie mit drei stehenden Wellen. In der Regel wurde an der Falle MOT1 mit einem Katzenauge und an der Falle MOT2 mit einem Spiegel gearbeitet. Die unterschiedlichen Krümmungen der Wellenfront des reflektierten Strahls vergrößern die Differenz zwischen den Fallen um etwa 10% (vgl. Kap. 5.2).

### 5.4.2 Messung der Ca-Übergangsfrequenz

Für die Charakterisierung eines Frequenznormals ist die Bestimmung der Frequenz von zentraler Bedeutung. Sie muß dabei auf den primären Standard für Zeit und Frequenz, wie er von Cs-Atomuhren verwirklicht wird, bezogen werden.

In der ersten phasenkohärenten Messung einer optischen Frequenz [Sch96] wurde die Frequenz der <sup>40</sup>Ca-Interkombinationslinie mit einer Frequenzkette direkt gegen das primäre Normal der PTB wiederholt gemessen. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 5.12 aufgetragen. Dabei wurden beide Normale mit unterschiedlichen Anregungsgeometrien und unterschiedlichen Auflösun-

---

<sup>2</sup>Üblicherweise wird die Stoßrate für ein konstantes Volumen als lineare Funktion der Dichte betrachtet. Für eine expandierende Wolke nimmt die Dichte reziprok mit dem Volumen ab und gleichzeitig das Beobachtungsvolumen zu, so daß die Stoßrate konstant bleibt.



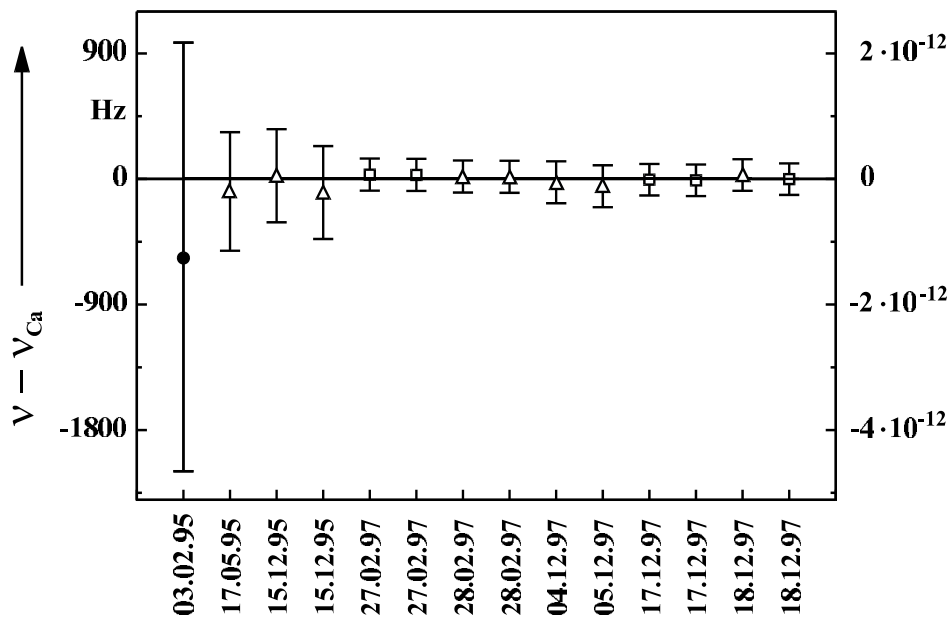


Abbildung 5.12: Die Frequenzwerte des optischen Frequenznormals wurden an einem thermischen Atomstrahl (●), an der aus einem gekühlten Atomstrahl gefüllten magneto-optischen Falle (△, MOT1 in Abb. 3.6) und an der aus einem thermischen Atomstrahl gefüllten Falle (□, MOT2) gemessen. Der Mittelwert der gemessenen Ca-Übergangsfrequenz beträgt  $\nu_{Ca} = 455\,986\,240\,494,13(12)$  kHz.

gen verwendet. Eine Systematik ist bis auf die in Abb. 5.10 dargestellte mittlere Frequenzdifferenz zwischen den beiden Normalen nicht zu erkennen.

Die in Abb. 5.12 eingetragenen Unsicherheitsbalken geben die Unsicherheit der gemessenen Frequenz von zuletzt 113 Hz wieder, während in Abb. 5.10 die Realisierungsunsicherheit der Normale als Unsicherheitsbalken eingetragen sind.

Die Unsicherheit der Frequenzmessung setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Die Realisierungsunsicherheit der  $^{40}\text{Ca}$ -Normale wird derzeit mit 53 Hz abgeschätzt [Rie99]. Ein weiterer Beitrag sind die Unsicherheiten des Cs-Normals und des H-Masers, welcher auf der Mikrowellen-seite der Kette für eine hohe Kurzzeitstabilität verwendet wird, von 7 Hz bzw. 5 Hz. Der größte Beitrag entsteht mit 100 Hz durch die Kette aufgrund möglicher Fehlzählungen der gemessenen Frequenzzyklen. Zusammen ergeben sie eine Unsicherheit von 113 Hz für die gemessene Frequenz von  $\nu_{Ca} = 455\,986\,240\,494,13$  kHz. Mit einer relativen Unsicherheit von  $2,6 \cdot 10^{-13}$  stellt die Frequenz der  $^{40}\text{Ca}$ -Interkombinationslinie ( $4s^2\ ^1S_0 \leftrightarrow 4s4p\ ^3P_1$ ) eine der am genauesten bekannten Frequenzen im optischen Spektralbereich dar.

Sie ist damit ein prädestinierter Ausgangspunkt für die Anbindung anderer optischer Frequenznormale.

In einer Zusammenarbeit mit der Universität Hannover wurden die Frequenzen der Hyperfein-



strukturlinien R(180) 0–16 und R(42) 0–17 von  $^{127}\text{I}_2$  bei einer Wellenlänge von 815 nm vermessen [Bod98b]. Dabei wurde ausgenutzt, daß diese Linien in der Nähe der Frequenzdifferenz zwischen der Frequenz eines Methan-stabilisierten He–Ne Lasers und der eines Ca–Normals liegt. In gleicher Weise könnte über die Frequenzsumme ein Frequenznormal im grünen Spektralbereich angebunden werden.

Die Anbindung weiterer optischer Frequenznormale auf der Basis des  $\text{Hg}^+$ -Ions und des  $\text{Yb}^+$ -Ions sind in Vorbereitung.

Eine interessante Option ergibt sich aus der gut zu überbrückenden Frequenzdifferenz von etwa etwa 0,8 THz zwischen der Balmer- $\alpha$ -Linie des Wasserstoffatoms bei 656,3 nm und der Ca-Interkombinationslinie. Die Wellenlänge der Balmer- $\alpha$ -Linie wird bereits in der Garchinger Frequenzkette erzeugt [Rei99]. Mit einem optischen Frequenzkammgenerator [Kou93, Ste99] könnte die Frequenzlücke überbrückt und die beiden genauesten optischen Frequenznormale [CIP97], basierend auf dem  $(1s \leftrightarrow 2s)$ -Zwei-Photonen-Übergang des H-Atoms [Hub99] und des  $(4s^2 \ ^1\text{S}_0 \leftrightarrow 4s4p \ ^3\text{P}_1)$ -Interkombinationsüberganges des  $^{40}\text{Ca}$ -Atoms, direkt miteinander verglichen werden.



## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden verschiedene Anregungsgeometrien von Atominterferometern im Zeitbereich im Hinblick auf ihre Einsatzmöglichkeiten vergleichend untersucht. Dazu wurden neben den etablierten, frequenzabhängigen Geometrien auch symmetrische, rein phasenabhängige Konfigurationen in den Zeitbereich übertragen. Alle Interferometer wurden als gepulste Sequenzen im Zeitbereich realisiert. Dadurch wird die potentiell hohe Genauigkeit der Interferometrie an lasergekühlten Ensembles resultierend aus der Reduzierung geschwindigkeitsabhängiger Effekte voll ausgeschöpft.

Die Bedeutung der symmetrischen Geometrien ist eine direkte Folge ihrer effizienten Unterdrückung frequenzverschiebender Effekte sowie der Unterdrückung von technisch bedingtem Frequenzrauschen. Sie sind insbesondere unempfindlich gegenüber räumlich und zeitlich konstanten Potentialen, die nicht zu einer Beschleunigung der atomaren Welle führen. Dadurch eignen sie sich besonders gut für die präzise Bestimmung von Inertialkräften, sowie für die quantitative Vermessung von Phasenverschiebungen, die über den ortsabhängigen Anteil der Phase des Laserfeldes auf die atomare Welle übertragen werden. Dazu zählen auch jene Verschiebungen, die durch die Gravitation und durch gekrümmte Wellenfronten verursacht werden. Sie wurden im Rahmen dieser Arbeit präzise vermessen. Es wurde gezeigt, wie durch eine geeignete Kombination sowohl phasen- als auch frequenzabhängiger Geometrien die beiden Effekte trotz identischer Abhängigkeiten von den wichtigsten, experimentell zugänglichen Parametern voneinander getrennt werden können. Dies ist mit Interferometern nur einer Symmetrieklasse nicht möglich.

Mit den symmetrischen Interferometern wurden Vielstrahlinterferenzen beobachtet, bei denen im Gegensatz zu den anderen Experimenten [Wei96, Hin97, Hin99] die notwendige Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Teilwellen ausschließlich über die Strahlteiler und nicht über Weglängendifferenzen eingebracht wird. Derartige Interferometer erhöhen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in Messungen, in denen z.B. zeitabhängige Potentiale untersucht werden sollen. Ihr höherer Interferenzkontrast wird auch die Beobachtung phasenverschiebender Stöße erleichtern. Die phasenabhängigen Interferometer werden auch die Beobachtung einer Berry-Phase ermögli-

chen, wie sie z.B. in [Rei93] theoretisch berechnet wurde.

Asymmetrische Interferometer aus zwei antiparallelen Sets von je  $N$  Pulsen [Hin99] ermöglichen bei geeigneter Wahl der Pulsabstände eine vollständige Separation der beiden Rückstoßkomponenten und damit eine präzise Vermessung der Rückstoßaufspaltung. Angewendet auf Moleküle sollten sie in ähnlicher Weise eine Trennung nah benachbarter Moleküllinien erlauben. Die symmetrischen Interferometer mit  $N$  parallelen Pulsen und die asymmetrischen Vielstrahlinterferometer [Hin99] weisen dieselbe Abhängigkeit des Kontrastes der Interferenzstruktur von der Pulsfläche auf. Mit den symmetrischen Interferometern kann der Kontrast in einfacher Weise für beide Richtungen unabhängig voneinander optimiert werden (vgl. Kap. 4.4). Beide Vielstrahlinterferometer benötigen nur kleine Rabi-Anregungswinkel für einen optimalen Interferenzkontrast. Bei gleicher Laserleistung können daher mit kürzeren, bzw. spektral breiteren Pulsen mehr Atome einer doppellerverbreiterten Linie angeregt werden als mit der Bordé-Geometrie. In Kombination mit dem dargestellten Detektionsverfahren der Grundzustandsatome (Kap. 3.4, [Kur98]) kann eine weitere Steigerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses erreicht werden.

Für die optimale Anwendung von asymmetrischen Atominterferometern in optischen Frequenznormalen ist eine Minimierung frequenzverschiebender Effekte von zentraler Bedeutung. Die gemessenen Frequenzverschiebungen aufgrund des Einflusses der Gravitation und der gekrümmten Wellenfronten waren in der Größenordnung der bisher angenommenen Realisierungsunsicherheit des optischen Ca-Frequenznormalen. Schließlich konnten beide Effekte durch einen iterativen Optimierungsprozeß soweit eliminiert werden, daß sie in optischen Frequenznormalen derzeit nur noch einen unbedeutenden Beitrag zur Realisierungsunsicherheit darstellen. Für die derzeit im optischen Ca-Frequenznormal verwendeten Interferometerkonfigurationen läßt sich die verbleibende relative Frequenzunsicherheit aufgrund der Krümmung der Wellenfronten mit  $8 \cdot 10^{-15}$  nach oben abschätzen, die relative Frequenzunsicherheit verursacht durch die Gravitation wird sogar auf  $6,5 \cdot 10^{-16}$  reduziert. Die Unsicherheit durch die gekrümmten Wellenfronten wird sich durch technische Verbesserungen sowie durch die Kombination der symmetrischen Interferometer mit dem Detektionsverfahren des Grundzustandes für die derzeitigen Interferometerkonfigurationen um etwa eine Größenordnung verbessern lassen. Der Einfluß der gekrümmten Wellenfronten gewinnt jedoch mit längeren Interferometerzeiten, wie sie z.B. in zukünftigen satellitengestützten Normalen geplant sind, zunehmend an Bedeutung und kann dann nach Eliminierung der derzeit größten Unsicherheitsbeiträge zum dominierenden Effekt werden.

Es wurden erstmals zwei vollständig voneinander unabhängige optische Ca-Frequenznormale miteinander verglichen, um über den direkten und unmittelbaren Vergleich die Reproduzierbarkeit und die Genauigkeit zu untersuchen. Dabei ergab sich für die nur auf hochstabile Referenzresonatoren stabilisierten Laser eine kombinierte relative Allan-Standardabweichung von  $8 \cdot 10^{-14}$  für  $\tau = 1$  s, welche im wesentlichen durch Schwingungsmoden der mechanischen Aufhängung der Resonatoren limitiert war. Für die Ca-stabilisierten Laser wurde eine Allan-Standardabweichung von  $4,5 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt{1 \text{ s}/\tau}$  für Mittelungszeiten größer als die Übernahmezeit bis einige 1000 s

gemessen. Es zeigte sich außerdem, daß die Frequenzdifferenz der beiden Normale von–Tag–zu–Tag–Schwankungen von etwa  $10^{-13}$  sowie Langzeitdriften von einigen  $10^{-14}/d$  aufwies. Um die Ursachen der Schwankungen zu identifizieren, wurde eine Vielzahl von Effekten durch systematische Variation experimentell zugänglicher Parameter untersucht. Insbesondere eine AC–Stark–Verschiebung verursacht durch eine während der Interferometer–Pulssequenz nicht vollständig unterdrückte Kühlaserstrahlung konnte experimentell ausgeschlossen werden. Die beobachteten Differenzen lassen sich zum überwiegenden Teil auf einen nicht vollständig kompensierten linearen Dopplereffekt zurückführen. Nach der Unterdrückung des linearen Dopplereffektes werden Verschiebungen, wie sie durch Stöße der Atome untereinander oder mit dem Hintergrundgas verursacht werden, beobachtbar sein oder der bisher angesetzte Unsicherheitsbeitrag wird sich weiter reduzieren lassen. Die Stabilität wird durch die Verwendung der Bordé–Geometrie mit vier laufenden Wellen, sowie der Detektion der Grundzustandsatome an beiden Normalen um etwa eine Größenordnung verbessert werden.

Die derzeit an der PTB realisierten optischen Ca–Frequenznormale gehören zu den genauesten Frequenznormale im optischen Spektralbereich. Mit einer relativen Unsicherheit von  $2,6 \cdot 10^{-13}$  der absolut gemessenen optischen Frequenz sind sie somit prädestinierte Referenzen für die Anbindung anderer optischer Frequenznormale. Im Rahmen eines Forschungsprojektes zusammen mit der Universität Hannover wurden auf  $I_2$ –Linien stabilisierte Diodenlaser über eine Frequenzmessung bei 815 nm [Bod98b] und bei 790 nm über einen optisch–interferometrischen Wellenlängenvergleich kalibriert [Bod98a]. Anbindungen der Frequenzen des  $Hg^+$ –Ions und des  $Yb^+$ –Ions über Frequenzketten an Ca–Frequenznormale sind geplant. Die Balmer– $\alpha$ –Linie des Wasserstoffatoms liegt bei 656,3 nm und ist damit nur etwa 0,8 THz von der Interkombinationslinie des  $^{40}Ca$  entfernt. Diese Wellenlänge wird bereits in der Garchingener Frequenzkette erzeugt [Rei99]. Mit einem optischen Frequenzkammgenerator [Kou93, Ste99] könnte die Frequenzlücke überbrückt und die beiden genauesten optischen Frequenznormale [CIP97], basierend auf dem  $(1s \leftrightarrow 2s)$ –Zwei–Photonen–Übergang des H–Atoms [Hub99] und des  $(4s^2 \ ^1S_0 \leftrightarrow 4s4p \ ^3P_1)$ –Interkombinationsüberganges des  $^{40}Ca$ –Atoms, direkt miteinander verglichen werden. Dies unterstreicht zugleich die Bedeutung eines transportablen optischen Ca–Frequenznormals basierend auf gekühlten atomaren Ensembles, wie es derzeit an der PTB [Wil] aufgebaut wird.

Wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt wurde, können sowohl mit symmetrischen als auch mit asymmetrischen Atominterferometern im Zeitbereich an gekühlten Ensembles Effekte unter Anwendung geeigneter Meßstrategien bis in einen Bereich entsprechend  $10^{-15}$  relative Frequenzunsicherheit vermessen werden. Es zeigte sich jedoch auch, daß es für eine weitere Steigerung der Genauigkeit fast aller bisher angeführter Experimente notwendig werden wird, die atomaren Ensembles weiter zu kühlen. Die Verschiebungen verursacht durch die Krümmung der Phasenfronten skaliert quadratisch mit der quadrat–gemittelten Geschwindigkeit des Ensembles, so daß eine weitere Kühlung zu einer unmittelbaren Verringerung dieser Verschiebungen führt. Es ist

zudem zu erwarten, daß mit einer geringeren Temperatur der restliche Einfluß des linearen Dopp-  
lereffektes reduziert wird. Auch ist eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, die  
andernfalls nur durch technisch nicht praktikable Laserleistungen zu erreichen ist, zu erwarten.  
Sobald die Dopplerbreite des Ensembles geringer ist als die Fourierbreite der anregenden Pulse  
wird die Mehrzahl der Atome mit nahezu dem gleichen Rabi-Anregungswinkel angeregt werden  
und kann damit in gleicher Weise zum Signal beitragen.

Weitergehende Kühlmethode sind also unter mehreren Aspekten von Bedeutung. Sie wer-  
den derzeit in einem Projekt im Rahmen des Sonderforschungsbereichs untersucht [Bin]. Die  
etablierten Subdoppler-Kühlmechanismen [Coh98] sind auf  $^{40}\text{Ca}$  zunächst aufgrund der fehlen-  
den Aufspaltung des Grundzustandes ( $4s^2\ ^1\text{S}_0$ ) nicht anwendbar. Zu den alternativen Konzepten  
gehören die Kühlung auf dem für die Interferometrie verwendeten Interkombinationsübergang  
( $4s^2\ ^1\text{S}_0 \leftrightarrow 4s4p\ ^3\text{P}_1$ ) [Wal89], als auch Kühlmechanismen, die am angeregten Zustand des Inter-  
kombinationsüberganges ansetzen. Hier bieten sich zwei Linien im Triplet-System an: zum einen  
der ( $4s4p\ ^3\text{P}_2 \leftrightarrow 4s4p\ ^3\text{D}_3$ )-Übergang bei etwa 446 nm und der ( $4s4p\ ^3\text{P}_1 \leftrightarrow 4p^2\ ^3\text{P}_0$ )-Übergang  
bei etwa 430 nm. Beide Linien liegen innerhalb des Verstärkungsprofils des Farbstoffs Stilben 3, der  
in einem der beiden Kühllasersysteme verwendet wird. Aufgrund der magnetischen Unterstruktur  
des  $^3\text{P}_1$ - bzw. des  $^3\text{P}_2$ -Niveaus bieten beide Übergänge Subdoppler-Kühlmechanismen. Der erste  
Übergang ist als ( $J \rightarrow J + 1$ )-Übergang direkt mit den  $\text{D}_2$ -Linien der Alkalielemente vergleichbar  
und läßt daher ähnliche Kühleigenschaften erwarten. Bei dem 430 nm-Übergang handelt es sich  
dagegen um ein ( $J \rightarrow J - 1$ )-System, welches bisher nur wenig untersucht wurde, und deshalb  
in Kombination mit den exzellenten Analysemöglichkeiten auf dem Interkombinationsübergang  
bereits als solches von Interesse ist. Dieser Übergang eröffnet außerdem eine effiziente Detektion  
des angeregten Zustandes (vgl. Kap. 3.4).

Neben den unmittelbaren Auswirkungen auf die Genauigkeit eines optischen Frequenznor-  
mals eröffnet eine weitere Kühlung einen weiten Bereich an Optionen. So erlauben z.B. kalte und  
langsame Atomstrahlen in Kombination mit den symmetrischen Interferometern großflächige In-  
terferometergeometrien und damit die Konstruktion von kompakten, höchstpräzisen Rotations-  
sensoren. Eine zweite Kühlstufe im Triplet-System läßt Subdopplertemperaturen entsprechend  
einigen Photonenrückstößen erwarten und könnte damit als Ausgangspunkt für eine dritte Kühl-  
stufe auf dem Interkombinationsübergang dienen, welche aufgrund ihrer geringen rückstellenden  
Kraft anfällig gegenüber magnetischen Streufeldern, Feldinhomogenitäten etc. ist. Die zweite  
Kühlstufe im Triplettsystem würde die experimentellen Anforderungen z.B. an die Abschirmung  
von Streufeldern erheblich reduzieren.

Ein mehrstufiger Kühlprozeß mit einer Breitbandkühlung auf dem Interkombinationsübergang  
erlaubt ein Unterschreiten des durch den Photonenrückstoß gegebenen Kühllimits der Subdopp-  
lerkühlmechanismen. Sobald die Dopplerbreite des Ensembles dieses Limit unterschreitet sind die  
beiden Frequenzkomponenten der asymmetrischen Interferometer im Frequenzraum voneinander  
separiert und ihre Frequenzen lassen sich unabhängig voneinander vermessen. Insbesondere kann

die Rückstoßaufspaltung in einfacher Weise gemessen werden. Erste Kühlergebnisse [Kat99] auf dem etwa 15-fach breiteren und deshalb experimentell einfacheren Interkombinationsübergang des  $^{88}\text{Sr}$  lassen Phasenraumdichten erwarten, wie sie für den Phasenübergang zu Bose-Einstein-Kondensaten benötigt werden. Atominterferometer werden als empfindliche Analysemethoden auf dem Weg zu einem Kondensat dienen. Zum einen sollten sich mit zunehmender Phasenraumdichte Phasen- oder Frequenzverschiebungen als Folge der interatomaren Wechselwirkung beobachten lassen. Zum anderen sollte sich, wie in [Jac95] theoretisch abgeleitet wurde, das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ändern. Während bei klassischen Atomquellen die prinzipiell erreichbare Grenze des Auflösungsvermögens durch das Quantenprojektionsrauschen gegeben und damit reziprok zur Wurzel aus der Zahl der beteiligten Atome ist, wird mit dem Übergang zu kohärenten atomaren Quellen das Auflösungsvermögen unter Anwendung eines geeigneten Detektionsschemas durch das Heisenberg-Limit bestimmt und hängt damit reziprok von der Zahl der Atome ab. Kohärente atomare Quellen ausgehend von Bose-Einstein-Kondensaten [Mew97, Blo99] lassen u.a. eine erhebliche Steigerung in der mit Atominterferometern erreichbaren Auflösung kleinster Phasenverschiebungen erwarten.

Sowohl symmetrische als auch asymmetrische Atominterferometer im Zeitbereich erlauben die präzise Detektion kleinster Phasen- und Frequenzverschiebungen an kalten atomaren Ensembles und werden auch an kohärenten atomaren Wellen Analysemöglichkeiten hoher Genauigkeit eröffnen.





# Literaturverzeichnis

- [All66] D. W. Allan, “Statistics of Atomic Frequency Standards”, Proceedings of the IEEE **54** (1966), 221–230.
- [All75] L. Allen and J. H. Eberly, Optical Resonance an Two–Level Atoms Wiley New York 1975.
- [Bak76] Ye. V. Baklanov, B. Ya. Dubetsky, and V. P. Chebotayev, “Non–linear Ramsey Resonances in the Optical Region”, Appl. Phys. **9** (1976), 171–173.
- [Bar71] J. A. Barnes, A. R. Chi, L. S. Cutler, D. J. Healey, D. B. Leeson, T. E. McGunigal, J. A. Mullan, W. L. Smith, R. L. Sydnor, R. F. C. Vessot, and G. M. R. Winkler, “Characterization of Frequency Stability”, IEEE Trans. Instrum. Meas. **IM–20** (1971), 105–120.
- [Bay85] F. Bayer-Helms, H. Darnedde, and G. Exner, “Längenstabilität bei Raumtemperatur von Proben der Glaskeramik Zerodur”, Metrologia **21** (1985), 49–57.
- [Bea82] R. Beach, S. R. Hartmann, and R. Fiedberg, “Billiard–ball echo model”, Phys. Rev. A **25** (1982), 2658–2666.
- [Ber79] J. C. Bergquist, R. L. Barger, and D. J. Glaze, “High Resolution Spectroscopy of Calcium Atoms”, In edited by H. Walther and K.W. Rothe, *Laser Spectroscopy IV* Vol. 21 of *Springer Series in Optical Sciences* pages 120–129 Berlin 1979. Springer.
- [Bev89] N. Beverini, F. Giammanco, E. Maccioni, F. Strumia, and G. Vissani, “Measurement of the calcium  $^1P_1$ - $^1D_2$  transition rate in a laser-cooled atomic beam”, J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989), 2188–2193.
- [Bin] T. Binnewies, “Dissertation in Vorbereitung”, PTB–Bericht Physikalisch–Technische Bundesanstalt Braunschweig.
- [Biz99] S. Bize, Y. Sortais, M. S. Santos, C. Mandache, A. Clairon, and C. Salomon, “High–accuracy measurement of the  $^{87}\text{Rb}$  ground–state hyperfine splitting in an atomic fountain”, Europhys. Lett. **45** (1999), 558–564.

- [Blo99] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, “Atom Laser with a cw Output Coupler”, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), 3008–3011.
- [Bod98a] B. Bodermann, Untersuchung zur Realisierung eines durchstimmbaren, hochpräzisen Frequenzstandards im NIR und zur Erweiterung des Spektralbereiches mit Hilfe des  $^{127}\text{I}_2$ -Moleküls PhD thesis Universität Hannover Hannover 1998.
- [Bod98b] B. Bodermann, M. Klug, H. Knöckel, E. Tiemann, T. Trebst, and H. R. Telle, “Frequency measurement of  $\text{I}_2$  lines in the NIR using Ca and  $\text{CH}_4$  optical frequency standards”, *Appl. Phys. B* **67** (1998), 95–99.
- [Bor84] Ch. J. Bordé, Ch. Salomon, S. Avrillier, A. Van Lerberghe, Ch. Bréant, D. Bassi, and G. Scoles, “Optical Ramsey fringes with travelling waves”, *Phys. Rev. A* **30** (1984), 1836–1848.
- [Bor89] Ch. J. Bordé, “Atomic interferometry with internal state labelling”, *Phys. Lett. A* **140** (1989), 10–12.
- [Bor92] Ch. J. Bordé, “Atomic Interferometry and Laser Spectroscopy”, In edited by M. Ducloy, E. Giacobino, and G. Camy, *Laser Spectroscopy* pages 239–245 Singapore 1992. World Scientific.
- [Cah97] S. B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim, T. Sleator, P. R. Berman, and B. Dubetsky, “Time-Domain de Broglie Wave Interferometry”, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997), 784–787.
- [Car91] O. Carnal and J. Mlynek, “Young’s Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer”, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991), 2689–2692.
- [Chu98] S. Chu, “The manipulation of neutral particles”, *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998), 685–706.
- [CIP97] “Report of the 86th Meeting of the Comité International des Poids et Mesures (CIPM)”, Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), Sevres, Paris Cedex 1997.
- [Cla88] J. F. Clauser, “Ultra-high sensitivity accelerometers and gyroscopes using neutral atom matter-wave interferometry”, *Physica B* **151** (1988), 262–272.
- [Coh98] C. N. Cohen-Tannoudji, “Manipulating atoms with photons”, *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998), 707–719.
- [Dav27] C. Davisson and L. H. Germer, “Diffraction of electrons by a crystal of nickel”, *Phys. Rev.* **30** (1927), 705–740.
- [Dre83] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, “Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator”, *Appl. Phys. B* **31** (1983), 97–105.

- [Ert83] W. Ertmer, R. Blatt, and J. L. Hall, “Some candidate atoms and ions for frequency standards research using laser radiative cooling techniques”, In edited by W. D. Phillips, *Laser Cooled and Trapped Atoms* pages 154 – 161. U.S. National Bureau of Standards special publication Vol. 653 Reading, Massachusetts 1983.
- [Ert85] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu, “Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal”, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985), 996.
- [Est30] I. Estermann and O. Stern, “Beugung von Molekularstrahlen”, *Z. Phys.* **61** (1930), 95–125.
- [Fri33] R. Frisch and O. Stern, “Anomalien bei der spiegelnden Reflexion und Beugung von Molekularstrahlen an Kristallspaltflächen. I.”, *Z. Phys.* **84** (1933), 430–442.
- [Fri93] R. Friedberg and S. R. Hartmann, “Billiard balls and matter–wave interferometry”, *Phys. Rev. A* **48** (1993), 1446–1472.
- [Gus97] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, “Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope”, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997), 2046–2049.
- [Hah50] E. L. Hahn, “Spin Echos”, *Phys. Rev.* **80** (1950), 580–594.
- [Hel82] J. Helmcke, D. Zevgolis, and B. Ü. Yen, “Observation of high Contrast, Ultrannarrow Optical Ramsey Fringes in Saturated Absorption Utilizing Four Interaction Zones of Travelling Waves”, *Appl. Phys. B* **28** (1982), 83–84.
- [Hel87] J. Helmcke, J. J. Snyder, A. Morinaga, F. Mensing, and M. Gläser, “New ultra–high resolution dye laser spectrometer utilizing a non–tunable reference resonator”, *Appl. Phys. B* **43** (1987), 85–91.
- [Heu97] T. Heupel, M. Weitz, and T. W. Hänsch, “Phase–coherent light pulses for atom optics and interferometry”, *Opt. Lett.* **22** (1997), 1719–1721.
- [Hil89] D. Hils and J. L. Hall, “Ultra–stable cavity–stabilized lasers with subhertz linewidth”, In edited by A. De Marchi, *Frequency Standards and Metrology* pages 162–173 Berlin, Heidelberg, New York 1989. Springer.
- [Hin97] H. Hinderthür, A. Pautz, V. Rieger, F. Ruschewitz, J. L. Peng, K. Sengstock, and W. Ertmer, “Three–beam atom interferometer”, *Phys. Rev. A* **56** (1997), 2085–2089.
- [Hin99] H. Hinderthür, F. Ruschewitz, H.-J. Lohe, S. Lechte, K. Sengstock, and W. Ertmer, “Time–domain high–finesse atom interferometry”, *Phys. Rev. A* **59** (1999), 2216–2219.

- [Hub99] A. Huber, B. Gross, M. Weitz, and T. W. Hänsch, “High-resolution spectroscopy of the 1S–2S transition in atomic hydrogen”, *Phys. Rev. A* **59** (1999), 1844–1851.
- [Ita93] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, and D. J. Wineland, “Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems”, *Phys. Rev. A* **47** (1993), 3554–3570.
- [Jac95] J. Jacobsen, G. Björk, and Y. Yamamoto, “Quantum limit for the atom–light interferometer”, *Appl. Phys. B* **60** (1995), 187–191.
- [Kas91] M. Kasevich and S. Chu, “Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions”, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991), 181–184.
- [Kas92] M. Kasevich and S. Chu, “Measurement of the Gravitational Acceleration of an Atom with a Light–Pulse Atom Interferometer”, *Appl. Phys. B* **54** (1992), 321–332.
- [Kat99] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata–Gonokami, “Magneto–optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature”, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), 1116–1119.
- [Kei91] D. W. Keith, Ch. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, and D. E. Pritchard, “An Interferometer for Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991), 2693–2696.
- [Ker99] P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr, and F. Riehle, “A transportable optical calcium frequency standard”, *Appl. Phys. B* **68** (1999), 27–38.
- [Kis94] Th. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle, and J. Helmcke, “High-resolution spectroscopy with laser-cooled and trapped calcium atoms”, *Appl. Phys. B* **59** (1994), 89–98.
- [Koh93] P. Kohns, P. Buch, W. Süptitz, C. Csambal, and W. Ertmer, “On–Line Measurement of Sub–Doppler Temperatures in a Rb Magneto–optical Trap–by–Trap Centre Oscillations”, *Europhys. Lett.* **22** (1993), 517–522.
- [Kou93] M. Kourogi, K. Nakagawa, and M. Ohtsu, “Wide–span optical frequency comb generator for accurate optical frequency difference measurement”, *IEEE J. Quantum Electron.* **29** (1993), 2693–2701.
- [Kur92] T. Kurosu and F. Shimizu, “Laser Cooling and Trapping of Alkaline Earth Atoms”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** (1992), 908–912.
- [Kur98] T. Kurosu, G. Zinner, T. Trebst, and F. Riehle, “Method for quantum–limited detection of narrow–linewidth transitions in cold atomic ensembles”, *Phys. Rev. A* **58** (1998), R4275–R4278.

- [Len97] A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith, M. S. Chapman, R. A. Rubenstein, and D. E. Pritchard, “Rotation Sensing with an Atom Interferometer”, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997), 760–763.
- [Mai62] H. Maier–Leibnitz and T. Springer, “Ein Interferometer für langsame Neutronen”, *Z. Phys.* **167** (1962), 386–402.
- [Mar53] L. Marton, J. A. Simpson, and J. A. Suddeth, “Electron Beam Interferometer”, *Phys. Rev.* **90** (1953), 490–491.
- [Mar96] K.-P. Marzlin and J. Audretsch, “State independence in atom interferometry and insensitivity to acceleration and rotation”, *Phys. Rev. A* **53** (1996), 312–318.
- [Mew97] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, “Output Coupler for Bose–Einstein Condensed Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997), 582–585.
- [Möl54] G. Möllenstedt and H. Düker, *Naturwiss.* **42** (1954), 41.
- [Mor89] A. Morinaga, F. Riehle, J. Ishikawa, and J. Helmcke, “A Ca Optical Frequency Standard: Frequency Stabilization by Means of Nonlinear Ramsey Resonances”, *Appl. Phys. B* **48** (1989), 165–171.
- [Mor95] A. Morinaga and Y. Ohuchi, “Calcium–atom interferometer comprised of four copropagating traveling laser beams”, *Phys. Rev. A* **51** (1995), R1746–R1749.
- [Mor96] A. Morinaga, M. Nakamura, T. Kurosu, and N. Ito, “Phase shift induced from the dc Stark effect in an atom interferometer comprised of four copropagating laser beams”, *Phys. Rev. A* **54** (1996), R21–R24.
- [Mül95] J. H. Müller, D. Bettermann, V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, and W. Ertmer, “Topological phase shift in a cold–atom interferometer”, *Appl. Phys. B* **60** (1995), 199–204.
- [Nag86] W. Nagourney, J. Sandberg, and H. Dehmelt, “Shelved optical electron amplifier: observation of quantum jumps”, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986), 2797–2799.
- [Oat99] C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Hollberg, “A Diode–Laser Optical Frequency Standard Based On Laser–Cooled Ca Atoms: Sub–kilohertz Spectroscopy by Optical Shelving Detection”, submitted to *Eur. J. Phys. D Special Issue on Laser Cooling and Trapping* (1999).
- [Omi98] Y. Omi and A. Morinaga, “Thermal calcium atom interferometer comprised of three propagating travelling laser beams”, *Appl. Phys. B* **67** (1998), 621–625.

- [Pet98] Achim Peters, High Precision Gravity Measurements using Atom Interferometry PhD thesis Stanford University Stanford, CA 1998.
- [Phi98] W. D. Phillips, “Laser cooling and trapping of neutral atoms”, *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998), 721–741.
- [Pro85] J. Prodan, A. Migdall, W. Phillips, I. So, H. Metcalf, and J. Dalibard, “Stopping Atoms with Laser Light”, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985), 992–995.
- [Raa87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987), 2631–2634.
- [Ram50] N.F. Ramsey, “A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields”, *Phys. Rev.* **78** (1950), 695–699.
- [Ram90] N. F. Ramsey, “Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers”, *Rev. Mod. Phys.* **66** (1990), 541–552.
- [Rau74] H. Rauch and W. Treimer, “Test of a single crystal neutron interferometer”, *Physics Letters* **47A** (1974), 369–371.
- [Rei93] M. Reich, U. Sterr, and W. Ertmer, “Scheme for measuring a Berry phase in an atom interferometer”, *Phys. Rev. A* **47** (1993), 2518–2522.
- [Rei99] Jörg Reichert, PhD thesis Max-Planck-Institut für Quantenoptik München 1999.
- [Rie88] F. Riehle, J. Ishikawa, and J. Helmcke, “Suppression of a recoil component in nonlinear Doppler-free spectroscopy”, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988), 2092–2095.
- [Rie91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, and J. Helmcke, “Optical Ramsey Spectroscopy in a Rotating Frame: Sagnac Effect in a Matter-Wave Interferometer”, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991), 177–180.
- [Rie93] V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, J. H. Müller, and W. Ertmer, “Atom-interferometric determination of the dc-Stark shift of the Mg-intercombination line”, *Opt. Commun.* **99** (1993), 172–176.
- [Rie96] Volker Rieger, Atominterferometrie für einen optischen Frequenzstandard auf der Basis des Magnesium-Interkombinationsübergangs PhD thesis Universität Hannover 1996.
- [Rie98] F. Riehle, “Use of optical frequency standards for measurements of dimensional stability”, *Meas. Sci. Technol.* **9** (1998), 1042–1048.
- [Rie99] F. Riehle, H. Schnatz, B. Lipphardt, G. Zinner, T. Trebst, T. Binnewies, G. Wilpers, and J. Helmcke, “The Optical Ca Frequency Standard”, accepted to EFTF (1999).

- [Rus96] F. Ruschewitz, D. Bettermann, J. L. Peng, and W. Ertmer, “Statistical investigations on single trapped neutral atoms”, *Europhys. Lett.* **34** (1996), 651–656.
- [Sal96a] Ch. Salomon, P. Lemonde, P. Laurent, E. Simon, G. Santarelli, A. Clairon, N. Dimarcq, P. Petit, C. Audoin, F. Gonzalez, and F. Jamin Changeart, “PHARAO: A Cold Atom Clock in Microgravity”, In *Space Station Utilisation* Vol. SP-385 pages 289–294 Darmstadt 1996. ESOC.
- [Sal96b] Ch. Salomon and Ch. Veillet, “ACES: Atomic Clock Ensemble in Space”, In *Space Station Utilisation* Vol. SP-385 pages 295–297 Darmstadt 1996. ESOC.
- [Sch96] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner, “First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation”, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996), 18–21.
- [Scu93] M. O. Scully and J. P. Dowling, “Quantum-noise limits to matter-wave interferometry”, *Phys. Rev. A* **48** (1993), 3186–3190.
- [Sen93] K. Sengstock, U. Sterr, G. Hennig, D. Bettermann, J. H. Müller, and W. Ertmer, “Optical Ramsey interferences on laser cooled and trapped atoms, detected by electron shelving”, *Opt. Commun.* **103** (1993), 73–78.
- [Sen94] K. Sengstock, U. Sterr, J.H. Müller, V. Rieger, D. Bettermann, and W. Ertmer, “Optical Ramsey spectroscopy on laser-trapped and thermal Mg atoms”, *Appl. Phys. B* **59** (1994), 99–115.
- [Sna98] M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer, K. G. Haritos, and M. A. Kasevich, “Measurement of the Earth’s Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer”, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998), 971–974.
- [Ste91] A. M. Steane and C. J. Foot, “Laser Cooling below the Doppler Limit in a Magneto-Optical Trap”, *Europhys. Lett.* **14** (1991), 231.
- [Ste92] U. Sterr, K. Sengstock, J. H. Müller, D. Bettermann, and W. Ertmer, “The Magnesium Ramsey interferometer: Applications and prospects”, *Appl. Phys. B* **54** (1992), 341–346.
- [Ste97] U. Sterr, K. Sengstock, W. Ertmer, F. Riehle, and J. Helmcke, “Atom Interferometry based on separated light fields”, In edited by P. Berman, *Atom Interferometry* pages 293–362 San Diego 1997. Academic Press.
- [Ste99] U. Sterr, B. Lipphardt, A. Wolf, and H. R. Telle, “A Novel Stabilization Method for an Optical Frequency Comb Generator”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48** (1999), 574.

- [Sto94] P. Storey and C. Cohen-Tannoudji, “The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial”, *J. Phys. II France* **4** (1994), 1999–2027.
- [Vas98] V. Vassiliev, V. Velichansky, P. Kersten, T. Trebst, and F. Riehle, “Subkilohertz enhanced–power diode–laser spectrometer in the visible”, *Opt. Lett.* **23** (1998), 1229–1231.
- [Wal89] H. Wallis and W. Ertmer, “Broadband laser cooling on narrow transitions”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989), 2211–2219.
- [War83] W. S. Warren and A. H. Zewail, “Multiple phase–coherent laser pulses in optical spectroscopy. I. The technique and experimental applications”, *J. Chem. Phys.* **78** (1983), 2279–2297.
- [Wei94] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, “Precision measurement of  $\hbar/m_{Cs}$  based on photon recoil using laser–cooled atoms and atomic interferometry”, *Appl. Phys. B* **59** (1994), 217–256.
- [Wei96] M. Weitz, T. Heupel, and T. W. Hänsch, “Multiple Beam Atomic Interferometer”, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996), 2356–2359.
- [Wil] G. Wilpers, “Dissertation in Vorbereitung”, PTB–Bericht Physikalisch–Technische Bundesanstalt Braunschweig.
- [Win80] D. J. Wineland, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and R. E. Drullinger, “Double–resonance and optical–pumping experiments on electromagnetically confined, laser–cooled ions”, *Opt. Lett.* **5** (1980), 245–247.
- [Yan98] S. Yanagimachi, Y. Omi, and A. Morinaga, “Interference fringes of the atom interferometer comprising of four copropagating traveling laser beams”, *Phys. Rev. A* **57** (1998), 3830–3836.
- [Zei95a] K. Zeiske, “Atominterferometrie in statischen elektrischen Feldern”, PTB–Bericht PTB–Opt–48 Physikalisch–Technische Bundesanstalt Braunschweig 1995.
- [Zei95b] K. Zeiske, G. Zinner, F. Riehle, and J. Helmcke, “Atom interferometry in a static electric field: Measurement of the Aharonov–Casher phase”, *Appl. Phys. B* **60** (1995), 205–209.
- [Zin98] G. Zinner, “Ein optisches Frequenznormal auf der Basis lasergekühlter Calciumatome”, PTB–Bericht PTB–Opt–58 Physikalisch–Technische Bundesanstalt Braunschweig 1998.



## Danksagung

Eine Arbeit wie diese kann nur in enger Kooperation mit einer Vielzahl von Personen gelingen.

Ich danke Herrn Prof. Dr. W. Ertmer für sein Interesse und die Betreuung dieser Arbeit von seiten der Universität Hannover. Herrn Prof. Dr. B. Welleghausen danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. J. Helmcke und Herrn Dr. F. Riehle für die interessante Fragestellung, die intensive Betreuung und nicht zuletzt für die vielen Diskussionen, die auch entscheidend zu dem exzellenten und fruchtbaren Arbeitsklima der Gruppe beitragen.

Dr. Uwe Sterr und Dr. Harald Schnatz danke ich für die großzügige Weitergabe ihres reichen Erfahrungsschatzes.

Den ehemaligen und jetzigen Doktoranden, den Dres. Thomas Kisters, Karsten Zeiske, Götz Zinner und Peter Kersten, sowie Tomas Binnewies und Guido Wilpers möchte ich für die Teamarbeit im Labor und die vielen kleinen Diskussionen am Rande, in denen das so wichtige Detailwissen tradiert wird, danken.

Die anregende Atmosphäre wurde nicht zuletzt durch die vielen Gäste des Labors geprägt. Das gilt besonders für die ausländischen Gäste. Die Zusammenarbeit mit Vitali Vassiliev, Dr. Takayuki Kurosu, Yordanka Dancheva und Dr. Rina Sharma aus so unterschiedlichen Kulturen war eine besondere Erfahrung. Danken möchte ich auch Peter Kraatz und Harald Klausing.

Die Arbeit im Labor erfordert stets eine gute Unterstützung in der Konstruktion und Fertigung elektronischer Geräte und mechanischer Bauelemente. Für die exzellente Zusammenarbeit danke ich stellvertretend den Herren Friedhelm Mensing, Klemens Budin und Patrick Knigge.

Für die Unterstützung in administrativen Dingen gilt mein Dank Frau Voss und Frau Zimmer, sowie Herrn Gaul und Frau Krämer, stellvertretend für das Team an der Universität Hannover.

Einige der Experimente erfolgten in enger Kooperation mit der Gruppe von Prof. Dr. Tiemann und mit anderen Labors der PTB. Für die erfolgreiche Zusammenarbeit danke ich Dr. Bernd Bodermann, Dr. H. Telle, Dr. G. Bönsch und Burghardt Lipphardt.

Für die Anregungen und den Erfahrungsaustausch im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB 407, in dem diese Arbeit durchgeführt wurde, danke ich stellvertretend für viele Prof. Dr. W. Ertmer.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern und meiner Freundin Ingrun Lauer für ihre stete Ermutigung und Unterstützung.

Diese Arbeit wurde gefördert aus dem Leibnitz-Preis des Präsidenten der PTB, Herrn Prof. Dr. Göbel, sowie im Rahmen des Schwerpunktprogrammes „Präzisionsspektroskopie mit laserpräparierten Atomen und Ionen“ der DFG und im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB 407 „Quantenlimitierte Meßprozesse“. Reisen zu Tagungen wurden u.a. durch den Helmholtz-Fond und von der Heraeus-Stiftung gefördert.



# Lebenslauf

Tilmann Trebst  
Cyriaksring 41  
D-38118 Braunschweig  
geboren am 01. Mai 1968 in Göttingen  
ledig

## Schulbildung

08.75 - 06.78 Hufeland-Grundschule in Bochum  
08.78 - 05.87 Albert-Einstein-Gymnasium in Bochum  
03.81 - 04.81 Albany Middle School in Berkeley, CA, USA  
15.05.87 Abitur

**Wehrdienst** 07.87 - 08.88

## Studium

10.88 - 02.95 Studium der Physik an der Universität Bonn  
16.10.90 Vordiplom in Physik, Universität Bonn  
02.92 - 01.93 University of New South Wales (UNSW), Sydney, Australien,  
als Stipendiat des Deutschen Akademischen Austauschdienstes  
02.92 - 05.92 1. honours thesis bei Prof. Taylor, UNSW, Sydney:  
„Microscopic Methods for Studying the Optical Birefractance of Single  
YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> Crystals“  
08.92 - 11.92 2. honours thesis bei Prof. M. Gal, UNSW, Sydney:  
„Differential Reflectance Scanning Microscopy“  
11.93 - 02.95 Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn  
bei Prof. Dr. W. Ertmer:  
„Entwicklung und Erprobung einer magnetischen Falle für Rubidium“  
28.02.95 Diplom in Physik mit Nebenfach Informatik, Universität Bonn  
04.95 - 05.95 wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Hannover  
07.95 - heute wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorand im Labor „Längeneinheit“  
der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig,  
bei Dr. habil. F. Riehle  
27.04.99 Helmholtzpreis 1999 zusammen mit Dr. habil. F. Riehle, Dr. H. Schnatz  
und Prof. Dr. J. Helmcke für die Arbeit: „Atominterferometrie im  
Zeitbereich für Präzisionsexperimente“