

Freie und gespeicherte Calcium-Atome für ein optisches Frequenznormal

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

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Carsten Degenhardt
geboren am 14. September 1974 in Unna (Westf.)

2004

Referent: Prof. Dr. Eberhard Tiemann

Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

Tag der Promotion: 28. Juni 2004

Kurzzusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde ein optisches Calcium-Frequenznormal bei 657 nm erstmals mit ultrakalten Calcium-Atomen ($12 \mu\text{K}$) realisiert und die Übergangsfrequenz mit Hilfe eines Frequenzkamm-Generators mit der zur Zeit weltweit geringsten Unsicherheit von $1,2 \cdot 10^{-14}$ bestimmt. Bisher maßgebliche Beiträge zur Unsicherheit des Frequenznormals konnten reduziert werden. So konnte durch den Einsatz ultrakalter Atome der Einfluss des Doppler-Effekts auf 1 Hz verringert werden. Durch Verbesserungen der Lasersysteme und durch die Optimierung der Quenchkühlung wurden Ensemble-Dichten von bis zu $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ erreicht. Dies ermöglichte es, in Kombination mit dem empfindlicheren Nachweis von Frequenzverschiebungen durch Verwendung eines zustandsselektiven Detektionsschemas, den Beitrag von Stößen zur Unsicherheit auf 0,06 Hz ($1,3 \cdot 10^{-16}$) zu reduzieren. Eine weitergehende Untersuchung von Stößen mittels Photoassoziations-Spektroskopie erlaubte die Beschränkung der möglichen Werte für die Grundzustands-Streulänge auf das Intervall von $50 a_0$ bis $300 a_0$. Erstmals wurden Frequenzverschiebungen durch den zeitlichen Verlauf der Laserphase in den zur Abfrage des Uhrenübergangs benutzten Laserpulsen quantitativ untersucht und korrigiert.

Der zweite Teil der Arbeit enthält erste Untersuchungen zur Realisierung einer optischen Gitteruhr mit Calcium-Atomen, die das Potenzial zur Realisierung noch kleinerer Unsicherheiten bietet. Es wurde gezeigt, dass die zur Kühlung der Atome benutzte Methode der Quenchkühlung geeignet ist, die Atome im rein konservativen Potenzial einer optischen Dipolfalle zu akkumulieren. Durch Messungen der Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs durch den dynamischen Stark-Effekt konnten die „magischen Wellenlängen“ für die Interkombinationsübergänge zum $^3\text{P}_1$ -Niveau und zum $^3\text{P}_0$ -Niveau bestimmt werden.

Abstract

In the first part of this work, an optical frequency standard at 657 nm based on calcium was realized using ultracold ($12 \mu\text{K}$) calcium atoms. The transition frequency was determined by means of a frequency comb generator with the at present lowest uncertainty worldwide of $1,2 \cdot 10^{-14}$. Major previous contributions to the uncertainty were reduced. Due to the use of ultracold atoms the residual first order Doppler effect could be decreased to 1 Hz. Improvements of the laser sources and optimization of the quench cooling led to densities of the atomic ensemble of up to $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Together with an increased sensitivity in measuring frequency shifts by applying a state selective detection method, the influence of cold collisions to the uncertainty budget was reduced to 0,06 Hz ($1,3 \cdot 10^{-16}$). Further investigations of collisions by photoassoziative spectroscopy allowed to restrict the possible values for the ground state scattering length to the interval between $50 a_0$ and $300 a_0$. For the first time, frequency shifts due to phase excursions in the laser pulses used to interrogate the clock transition were quantitatively investigated and corrected for.

The second part of this work contains first steps towards the realization of an optical lattice clock with calcium atoms, which has the potential to reach even lower uncertainties. It was shown that the quench cooling technique is suited to accumulate atoms in the conservative potential of an optical dipole trap. By measuring frequency shifts of the clock transition due to the dynamic Stark effect the „magic wavelengths“ for the intercombination transitions to the $^3\text{P}_1$ state and the $^3\text{P}_0$ state were determined.

Schlagworte

- optisches Frequenznormal
- ultrakalte Calcium-Atome
- kalte Stöße
- optische Dipolfalle

Keywords

- optical frequency standard
- ultracold calcium atoms
- cold collisions
- optical dipole trap

Veröffentlichungen

- C. Degenhardt, M. Fiebig, D. Fröhlich, Th. Lottermoser, R.V. Pisarev, *Nonlinear optical spectroscopy of electronic transitions in hexagonal manganites*, Appl. Phys. B **73** (2001), S. 139–144
- G. Wilpers, T. Binnewies, C. Degenhardt, U. Sterr, J. Helmcke, F. Riehle, *An Optical Frequency Standard with Cold Calcium Atoms*, Annales Francaises des Microtechniques et de Chronométrie **50** (2001), S. 15–27
- M. Fiebig, C. Degenhardt, R.V. Pisarev, *Interaction of Frustrated Magnetic Sublattices in ErMnO₃*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002), S. 027203-1–4
- M. Fiebig, C. Degenhardt, R.V. Pisarev, *Magnetic phase diagram of HoMnO₃*, J. Appl. Phys. **91** (2002), S. 8867–8869
- G. Wilpers, T. Binnewies, C. Degenhardt, U. Sterr, J. Helmcke, F. Riehle, *Optical Clock with Ultracold Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), S. 230801-1–4
- J. Helmcke, G. Wilpers, T. Binnewies, C. Degenhardt, U. Sterr, H. Schnatz, F. Riehle, *Optical Frequency Standard Based on Cold Ca Atoms*, IEEE Trans. Inst. Meas. **52** (2002), S. 250–254
- U. Sterr, T. Binnewies, C. Degenhardt, G. Wilpers, J. Helmcke, F. Riehle, *Prospects of Doppler-Cooling on Forbidden Lines*, J. Opt. Soc. Am. B **20** (2003), S. 985–993
- G. Wilpers, C. Degenhardt, T. Binnewies, A. Chernyshov, F. Riehle, J. Helmcke, U. Sterr, *Improvement of the fractional uncertainty of a neutral-atom calcium optical frequency standard to 2×10^{-14}* , Appl. Phys. B **76** (2003), S. 149–156
- C. Degenhardt, T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, Ch. Lisdat, E. Tiemann, *Photoassociation spectroscopy of cold calcium atoms*, Phys. Rev. A **67** (2003), S. 043408-1–6
- F. Riehle, C. Degenhardt, Ch. Lisdat, G. Wilpers, H. Schnatz, T. Binnewies, H. Stoehr, U. Sterr, *An Optical Frequency Standard with Cold and Ultra-Cold Calcium Atoms*, in *Astrophysics, Clocks and Fundamental Constants*, S. G. Karshenboim, E. Peik (Hrsg.), Lecture Notes in Physics **648**, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (2004)
- C. Degenhardt, H. Stoehr, U. Sterr, F. Riehle, Ch. Lisdat, *Wavelength dependent ac-Stark shift of the $^1S_0 - ^3P_1$ transition at 657 nm in ^4Ca* , akzeptiert zur Veröffentlichung in Phys. Rev. A

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Experimentelle Grundlagen	5
1.1 Termschema von ^{40}Ca	5
1.2 Atominterferometer	7
1.2.1 Atom-Licht-Wechselwirkung	7
1.2.2 Asymmetrisches 4-Puls-Interferometer	9
1.2.3 Symmetrisches 3-Puls-Interferometer	10
1.3 Experimentelle Techniken	11
1.3.1 Zustandsselektive Detektion	11
1.3.2 Methode der alternierenden Stabilisierung	12
2 Experimenteller Aufbau	15
2.1 Vakuumkammer	15
2.2 Lasersysteme	17
2.2.1 Kühl- und Detektionslaser für 423 nm	17
2.2.2 Spektroskopie- und Kühlaser für 657 nm	21
2.2.3 Quenchlaser	23
2.2.4 Rückpumplaser	24
2.3 Frequenzsynthese	25
2.4 Experimentsteuerung und Messwerterfassung	26
3 Erzeugung kalter und ultrakalter Calcium-Ensembles hoher Dichte	29
3.1 Magneto-optische Falle	29
3.2 Quenchkühlung	30
3.3 Optimierung der Quenchkühlung	31

4	Frequenznormal mit ballistischen ultrakalten Atomen	35
4.1	Beiträge zur Unsicherheit	35
4.1.1	Linearer Doppler-Effekt	35
4.1.2	Phasenexkursionen in den Anregungspulsen	40
4.1.3	Stoßverschiebung der Interkombinationslinie	46
4.1.4	Sonstige Beiträge	49
4.1.5	Unsicherheitsbudget des Ca-Frequenznormals mit ultrakalten Atomen	51
4.2	Messung der Übergangsfrequenz	52
5	Eine optische Dipolfalle für Calcium-Atome	59
5.1	Dipolkraft	60
5.2	Transfer in die Dipolfalle	61
5.3	Lebensdauer	64
5.4	Temperatur der gespeicherten Atome	65
5.5	Fallenfrequenzen	66
5.6	Fallendichte	68
6	Auf dem Weg zur Gitterruhr: Bestimmung der „Magischen Wellenlängen“	69
6.1	Berechnung der ac-Stark-Verschiebung	69
6.2	Messung der ac-Stark-Verschiebung	70
6.3	Anpassung der Oszillatorstärken	75
6.4	Erreichbare Unsicherheit	79
7	Stöße kalter Calcium-Atome	83
7.1	Photoassoziation	83
7.2	Experimentelle Realisierung	84
7.3	Gemessene Spektren	87
7.4	Theoretische Beschreibung	89
7.5	Bestimmung der Streulänge	92
8	Zusammenfassung und Ausblick	95
A	Lebensdauer des $4s4p\ ^3P_1$-Niveaus	99
B	Absorptionsbilder	103
C	Bestimmung der Sensitivitätsfunktion	105
D	Berechnung der Stoßverschiebung	109
E	Einstein-Koeffizienten	113

Einleitung

Die Sekunde stellt derzeit die mit Abstand am genauesten bestimmbare physikalische Einheit dar. Seit 1967 wird sie definiert über die Mikrowellen-Frequenz eines Hyperfeinstrukturübergangs in Atomen des Nuklids $^{133}\text{Cäsium}$ [BIPM67]. Hat das elektromagnetische Feld der Strahlung des Übergangs 9 192 631 770 Schwingungsperioden durchlaufen, ist eine Sekunde vergangen.

Die stetige Verbesserung der Cäsium-Atomuhren in den letzten 40 Jahren erlaubt heute relative Unsicherheiten in der Darstellung der Sekunde von 10^{-15} [Cla96, Wey02]. Eine Reduzierung der Unsicherheit um eine Größenordnung gelang dabei durch den Einsatz lasergekühlter Cäsium-Atome in einer Fontänenuhr [Cla91]. In einer solchen Uhr wird ein Ensemble von etwa 10^7 Cäsium-Atomen mit einer Temperatur von ein bis zwei Mikrokkelvin senkrecht im Gravitationsfeld der Erde aufwärts beschleunigt und durchläuft eine Parabelbahn mit einer Scheitelhöhe von etwa einem halben Meter. Zu Beginn und am Ende des freien Falls passieren die Atome einen Mikrowellenresonator, in dem die Anregung des Hyperfeinstrukturübergangs stattfindet. Durch die große zeitliche Trennung beider Anregungen von etwa einer Sekunde konnte die erreichbare Liniengüte auf ca. 10^{10} erhöht werden. Allerdings sind mit den erreichten Signal-zu-Rausch Verhältnissen Mittelungszeiten von mehr als einer Stunde notwendig, um die relative Unsicherheit von 10^{-15} zu realisieren [San99]. Ein weiterer Nachteil einer solchen Fontänenuhr ist die gegenseitige Wechselwirkung der Atome des ultrakalten Ensembles, welche zu dichteabhängigen Frequenzverschiebungen führt. Solche frequenzverschiebenden Stöße limitieren derzeit die erreichbare Unsicherheit [Wey01]. Eine Möglichkeit, frequenzverschiebende Einflüsse zu minimieren, besteht in der Erhöhung der Übergangsfrequenz, da viele störende Einflüsse nicht von der Größe der Übergangsfrequenz abhängen. Ihr relativer Beitrag zur Unsicherheit verhält sich damit umgekehrt proportional zur Übergangsfrequenz.

Bereits Mitte der Siebziger Jahre wurde begonnen, nach Alternativen zur gegenwärtigen Realisierung der Sekunde zu suchen [Bar76]. Vielversprechend sind dabei optische Frequenznormale, da hier die Übergangsfrequenz um ca. fünf Größenordnungen höher liegt. Gleichzeitig werden Liniengüten von 10^{12} bis zu einigen 10^{14} erreicht [Raf00], so dass die erforderlichen Mittelungszeiten bei gleichem Signal-zu-Rausch Verhältnis erheblich verkürzt werden.

Zur Zeit kann zwischen zwei verschiedenen Klassen von optischen Frequenznormalen unterschieden werden. Die erste nutzt ein einzelnes in einer Paul-Falle [Pau58] gespeichertes Ion, wie z.B. Yb^+ [Ste01b], Hg^+ [Ude01] oder In^+ [vZa00]. Mit Hilfe der Methoden der Laserkühlung kann das Atom bis in den Bewegungsgrundzustand der Falle abgebremst werden. Dieses System kommt dem Ideal eines von der Umwelt völlig isolierten, ruhenden Absorbers sehr nahe. Die Lokalisierung des Ions auf ein Volumen, dessen Größe klein gegen

die Wellenlänge des Uhrenübergangs ist (Lamb-Dicke-Regime), erlaubt darüber hinaus Doppler- und rückstoßfreie Spektroskopie. Ähnlich dem Mößbauer-Effekt in Festkörpern wird hier die unverschobene Übergangsfrequenz beobachtet. Einzelionen-Normale sind daher prädestiniert zum Erreichen geringster Unsicherheiten. Ein wesentlicher Nachteil ist dagegen das schlechte Signal-zu-Rausch Verhältnis dieser Normale, da nur ein einziges Ion für die Messung zur Verfügung steht. Die Speicherung mehrerer Ionen in der Falle würde aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung zu großen Frequenzverschiebungen führen. Entsprechend schlecht ist die Stabilität der Einzelionen-Normale, so dass relativ lange Mittelungszeiten nötig sind, um die potenziell erreichbare Unsicherheit zu realisieren.

Die zweite Klasse optischer Frequenznormale benutzt Ensembles von 10^6 bis 10^8 Atomen, welche in magneto-optischen Fallen auf Temperaturen von bis zu wenigen Mikrokkelvin abgekühlt werden. Neben dem in dieser Arbeit verwendeten Element Calcium wurden z.B. Magnesium [Rus98], Strontium [Cou03] und Wasserstoff [Nie00] auf ihre Eignung als Referenz in einem optischen Frequenznormal mit Neutralatomen untersucht. Als Uhrenübergang stehen in den Erdalkali-Elementen die spektral schmalen Interkombinationsübergänge zur Verfügung. Daneben existiert in diesen Elementen ein starker Resonanzübergang, der zur Laserkühlung genutzt werden kann. Entsprechend der großen Anzahl von Atomen in einer magneto-optischen Falle lässt sich ein hohes Signal-zu-Rausch Verhältnis und damit auch eine hohe Stabilität erreichen. Für das Calcium-Frequenznormal wurden bereits Stabilitäten von $4 \cdot 10^{-15}$ in einer Sekunde realisiert [Oat00]. Zur Abfrage des Uhrenübergangs müssen jedoch alle Felder der zur Kühlung benutzten magneto-optischen Falle abgeschaltet werden, um Frequenzverschiebungen durch den dynamischen Stark-Effekt und den Zeeman-Effekt zu vermeiden. Nach Abschalten der Falle fällt daher das freie atomare Ensemble im Schwerfeld der Erde und expandiert aufgrund seiner endlichen Temperatur. Einen wesentlichen Beitrag zur Unsicherheit liefert hier der lineare Doppler-Effekt aufgrund der Restgeschwindigkeit der Atome.

Um die Vorteile beider Klassen von Frequenznormalen, Ionen- und Neutralatomstandards, zu kombinieren, wurde die Speicherung der Neutralatome in optischen Potenzialen vorgeschlagen [Kat02]. Dabei wird die Dipolkraft benutzt, die das elektromagnetische Feld auf das in den Atomen induzierte Dipolmoment ausübt, um die Atome gegen die Gravitation zu halten. Wird beispielsweise das optische Potenzial aus drei stehenden Wellen in zueinander senkrechten Raumrichtungen gebildet, ergibt sich eine periodische dreidimensionale Anordnung der Potenzialtöpfe. Aus diesem Grund wird eine solche Anordnung auch als optisches Gitter bezeichnet. Die Wellenlänge des Lasers zur Erzeugung des optischen Gitters kann so gewählt werden, dass der dynamische Stark-Effekt für den Grund- und den angeregten Zustand des Uhrenübergangs gleich groß ist, also keine Frequenzverschiebung durch das optische Gitter vorliegt. Dadurch wird es möglich, auch während der Abfrage des Uhrenübergangs die Atome im Gitter gespeichert zu halten und damit den Einfluss des linearen Doppler-Effekts, wie er im Fall eines freien, ballistisch expandierenden Ensembles auftritt, zu unterdrücken. Solch eine Gitteruhr ist vergleichbar mit ca. 10^6 Einzelionen-Fallen, welche gleichzeitig abgefragt werden können. Damit vereint die Gitteruhr die geringe Unsicherheit eines Einzelionen-Normals mit der hohen Stabilität eines Neutralatomstandards.

Auch in dem in dieser Arbeit behandelten Calcium-Frequenznormal stellte bisher aufgrund der relativ hohen Ensemble-Temperatur von 3 mK der verbleibende lineare Doppler-Effekt

einen wesentlichen Beitrag zur Unsicherheit dar. Im ersten Teil der Arbeit wurde daher erstmals die Frequenz des Uhrenübergangs an einem Ensemble ultrakalter ballistischer Calcium-Atome ($12 \mu\text{K}$) bestimmt und damit der Einfluss des Doppler-Effekts durch die geringere Restbewegung der Atome reduziert. Einen weiteren maßgeblichen Beitrag zur Unsicherheit lieferten bislang Stöße zwischen den Atomen des gekühlten Ensembles. Ihr Einfluss wurde bisher nur an kalten Atomen (3 mK) untersucht [Wil02a]. Die Größe der Frequenzverschiebung durch Stöße kann jedoch stark mit der Temperatur des atomaren Ensembles variieren und sogar das Vorzeichen wechseln [Leo01]. Zur Untersuchung ultrakalter Stöße wurde die zur Kühlung der Atome benutzte Quenchkühlmethode [Bin01b] hinsichtlich der Dichte des ultrakalten Ensembles optimiert. Durch die jetzt erreichbaren Dichten wurde es möglich, den Einfluss ultrakalter Stöße auf die Frequenz des Uhrenübergangs mit größerer Empfindlichkeit zu untersuchen und dadurch ihren Beitrag zur Unsicherheit des Frequenznormals auf ein zur Zeit vernachlässigbares Maß zu reduzieren.

In die theoretische Beschreibung ultrakalter Stöße gehen die Streulängen der beteiligten atomaren Niveaus ein [Kok00, Leo01]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Photoassoziationsmessungen durchgeführt, die es erlaubten, das Intervall möglicher Werte für die Grundzustands-Streulänge einzugrenzen. Damit wird es möglich, die Stoßverschiebungen auch theoretisch abzuschätzen.

Neben diesen prinzipiellen physikalischen Beiträgen zur Unsicherheit wurden auch technische Einflüsse untersucht. Seit einigen Jahren gibt es Hinweise, dass der zeitliche Verlauf der Lichtphase in den zur Abfrage des Uhrenübergangs benutzten Laserpulsen zu Frequenzverschiebungen führt [Ude01]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ihr Einfluss erstmals quantitativ erfasst und entsprechend korrigiert.

Die Arbeiten zum Frequenznormal mit ultrakalten Calcium-Atomen zeigten, dass schon in naher Zukunft der Doppler-Effekt den Hauptbeitrag zur Unsicherheit des Frequenznormals darstellen wird. Daher wurden im zweiten Teil der Arbeit erste Untersuchungen zur Realisierung einer optischen Gitteruhr mit Calcium-Atomen durchgeführt. Der erste Schritt zu ihrer Realisierung besteht im Transfer der Calcium-Atome aus der magneto-optischen Falle in das optische Gitter. Durch die Polarisationsabhängigkeit des dynamischen Stark-Effekts ist es nicht möglich, für alle beim Betrieb der magneto-optischen Falle benutzten atomaren Übergänge die Größe des dynamischen Stark-Effekts durch den Gitterlaser zu Null abzugleichen. Es konnte demonstriert werden, dass trotz großer Frequenzverschiebungen aufgrund des dynamischen Stark-Effekts die zur Kühlung der Atome benutzte Quenchkühlung für den Transfer in das optische Potenzial einer Dipolfalle geeignet ist.

Eine weitere Voraussetzung zur Realisierung einer Gitteruhr ist die Kenntnis der Wellenlänge des Gitterlasers, für die keine Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs auftritt – die sogenannte „magische Wellenlänge“. Durch die Vermessung der Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs bei verschiedenen Wellenlängen wurde die „magische Wellenlänge“ sowohl für den Uhrenübergang zum $4s4p\ ^3P_1$ -Niveau im bosonischen Isotop ^{40}Ca als auch für den im fermionischen Isotop ^{43}Ca möglichen Übergang zum $4s4p\ ^3P_0$ -Niveau bestimmt.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 1 werden die spektroskopischen Eigenschaften von ^{40}Ca und die in dieser Arbeit verwendeten Ramsey-Bordé-Atominterferometer dargestellt.

Kapitel 2 gibt einen Überblick über die apparativen Verbesserungen, die für die Durch-

führung der Experimente erforderlich waren.

Kapitel 3 beschreibt die benutzten Kühlmethoden und die Optimierung der Quenchkühlung im Hinblick auf möglichst hohe Ensembledichten.

In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der Absolutfrequenzmessung an ultrakalten ballistischen Calcium-Atomen dargestellt.

Kapitel 5 fasst die Resultate zur Speicherung ultrakalter Calcium-Atome in einer optischen Dipolfalle zusammen.

Kapitel 6 behandelt die Bestimmung der magischen Wellenlängen und enthält eine Abschätzung der erreichbaren Unsicherheit einer Gitteruhr mit Calcium-Atomen.

In Kapitel 7 werden die Ergebnisse der Photoassoziations-Spektroskopie zur Bestimmung der Grundzustands-Streulänge vorgestellt.

Kapitel 1

Experimentelle Grundlagen

Zur Realisierung eines optischen Frequenznormals wird eine absolute Referenz benötigt, an die der verwendete optische Oszillator angebunden werden kann. Neben einem Übergang mit hoher Liniengüte sollte dieser möglichst unempfindlich gegen externe Störungen sein. Bereits 1976 wurde der in dieser Arbeit benutzte Interkombinationsübergang des Erdalkalielements Calcium als Referenz untersucht [Bar76].

Im folgenden Abschnitt werden zunächst die spektralen Eigenschaften von ^{40}Ca beschrieben. Die Erzeugung des Fehlersignals zur Stabilisierung des optischen Oszillators auf die Frequenz des Uhrenübergangs erfolgt mit Hilfe von sogenannten Atominterferometern. Die in dieser Arbeit verwendeten Interferometertypen werden in Abschn. 1.2 vorgestellt.

1.1 Termschema von ^{40}Ca

Abbildung 1.1 zeigt einen Auszug aus dem Termschema von ^{40}Ca . Für die Realisierung des Frequenznormals wird der spektral schmale Interkombinationsübergang vom Grundzustand $4s^2\ ^1\text{S}_0$ zum $4s4p\ ^3\text{P}_1$ -Niveau bei einer Wellenlänge von 657 nm verwendet. Die natürliche Linienbreite dieses Uhrenübergangs beträgt nur 370 Hz (s. Anh. A) entsprechend einer Liniengüte von $Q = 1,2 \cdot 10^{12}$. Da der Grundzustand $4s4s\ ^1\text{S}_0$ nicht entartet ist, kann selektiv der $m = 0 \rightarrow m = 0$ Übergang mit extrem kleiner Abhängigkeit von äußeren elektrischen und magnetischen Feldern angeregt werden. Das Spektroskopielasersystem zur Anregung des Interkombinationsübergangs wird in Abschn. 2.2.2 beschrieben.

Daneben existiert der Resonanzübergang zum $4s4p\ ^1\text{P}_1$ -Niveau bei einer Wellenlänge von 423 nm, welcher zur Laserkühlung verwendet wird. Die Streurrate beträgt $2,15 \cdot 10^8\ \text{s}^{-1}$ (s. Abschn. 7). Der Übergang ist nicht vollständig geschlossen. Mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 10^{-5} [Lel87, Bev89] gelangen Atome vom $4s4p\ ^1\text{P}_1$ -Niveau ins $3d4s\ ^1\text{D}_2$ -Niveau und von dort in das metastabile $4s4p\ ^3\text{P}_2$ -Niveau und das langlebige $4s4p\ ^3\text{P}_1$ -Niveau, so dass sie den Einfangbereich der Falle verlassen können. Zur Reduzierung dieser Fallenverluste wird zusätzlich ein sogenannter Rückpumpplaser bei 672 nm eingesetzt (s. Abschn. 2.2.4), welcher die Atome aus dem $3d4s\ ^1\text{D}_2$ -Niveau ins $4s5p\ ^1\text{P}_1$ -Niveau anregt, von dem aus sie in den Grundzustand zerfallen.

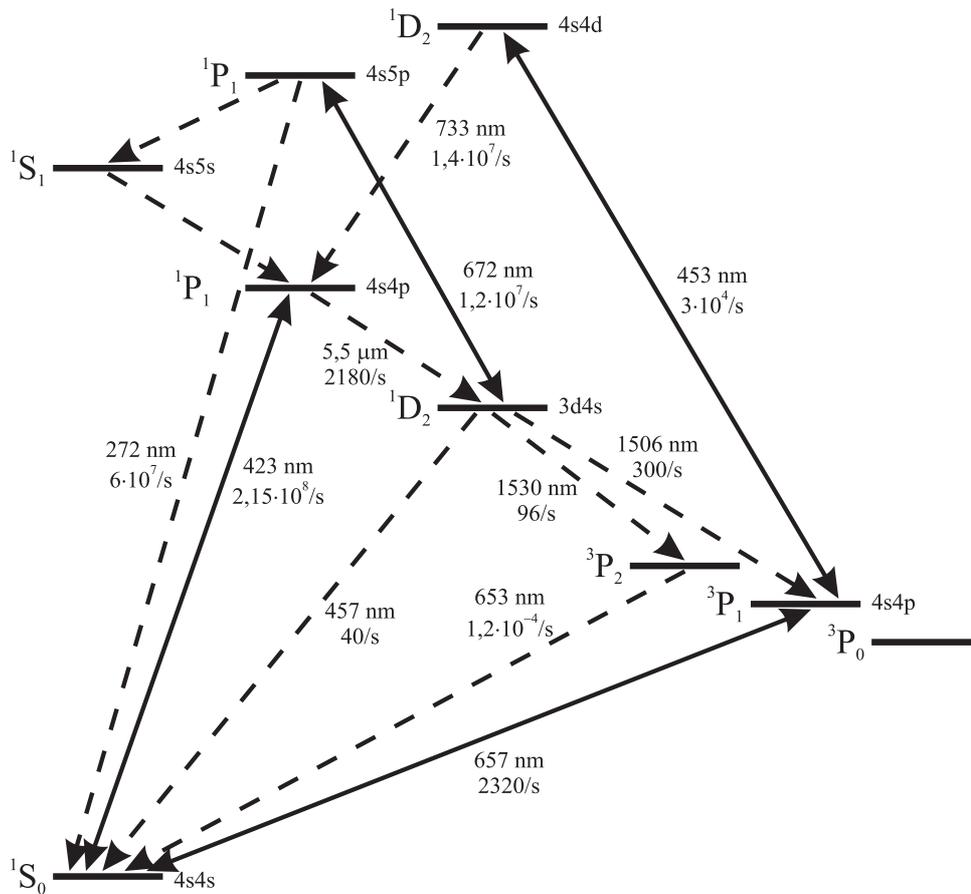


Abb. 1.1: Auszug aus dem Termschema von ^{40}Ca . Dargestellt sind nur Übergänge mit Relevanz für diese Arbeit. Durchgezogene Linien kennzeichnen Übergänge, die mit Laserstrahlung angeregt werden, gestrichelte Linien symbolisieren spontane Zerfälle. Für einige Übergänge sind die Zerfallsraten angegeben. Der Abstand der Energieniveaus ist nicht maßstabsgetreu.

Der Vorteil eines nicht entarteten Grundzustands in Hinblick auf die Realisierung eines Frequenznormals stellt für die Kühlung einen Nachteil dar. Sämtliche sogenannte Sub-Doppler-Kühlmethoden [Dal89] sind für ^{40}Ca nicht realisierbar und die minimal erreichbare Temperatur bei der Kühlung auf der Resonanzlinie ist durch das Doppler-Limit begrenzt, welches 0,8 mK beträgt (s. Abschn. 3.1). Die im Experiment erreichten Temperaturen liegen bei 3–4 mK.

In einem weiteren Kühlschritt wird daher die sogenannte Quenchkühlung [Bin01b, Meh03, Ste03] verwendet (s. Abschn. 3.2). Hier wird der Uhrenübergang selbst zur Kühlung benutzt. Da die maximale Kühlkraft aufgrund der schmalen Linienbreite jedoch nur das Anderthalbfache der Gravitation beträgt, wird ein zusätzlicher Laser bei 453 nm, der Quenchlaser, benutzt, um die Lebensdauer des $4s4p\ ^3P_1$ -Niveaus durch Anregung in das $4s4d\ ^1D_2$ -Niveau künstlich zu verkürzen und damit die Kühlkraft zu erhöhen. Nach diesem zweiten Kühlschritt beträgt die Temperatur des atomaren Ensembles nur noch rund 10 μK .

1.2 Atominterferometer

Aufgrund der Doppler-Verbreiterung des Interkombinationsübergangs, die selbst bei ultrakalten Ca-Ensembles noch ca. 200 kHz beträgt, müssen zur Bestimmung der Linienmitte Doppler-freie Spektroskopiemethoden verwendet werden. Bei normaler Sättigungsspektroskopie ist die Breite des Sättigungsminimums umgekehrt proportional zur Wechselwirkungszeit. Es werden also lange Wechselwirkungszeiten benötigt, um die natürliche Linienbreite auflösen zu können. Dadurch nimmt nur ein Bruchteil der vorhandenen Atome an der Spektroskopie teil und das Signal-zu-Rausch Verhältnis ist entsprechend schlecht.

Eine Möglichkeit, trotz kurzer Wechselwirkungszeiten eine hohe Auflösung zu erzielen, ist die Anregung mit mehreren räumlich oder zeitlich getrennten kohärenten elektromagnetischen Feldern. 1950 wurde diese Methode von Ramsey für Mikrowellenübergänge vorgeschlagen [Ram50] und später auf Übergänge im optischen Spektralbereich übertragen [Bak76, Ber77]. Die Atome können dabei als Materiewellen betrachtet werden, für die die einzelnen Laserpulse Strahlteiler aus Licht darstellen [Bor84]. Die in dieser Arbeit verwendeten Ramsey-Bordé-Atominterferometer im Zeitbereich werden in den nächsten Abschnitten beschrieben.

1.2.1 Atom-Licht-Wechselwirkung

Zur Realisierung der Atominterferometer werden kohärente Strahlteiler und Reflektoren für atomare Wellen benötigt. Die Aufspaltung und Umlenkung der Materiewelle wird dabei durch die Wechselwirkung des Atoms mit nahresonanten Laserfeldern verwirklicht [Bor84]. Absorption bzw. stimulierte Emission eines Photons führen zu einer kohärenten Überlagerung der Partialwellen des Grundzustands und des angeregten Zustands.

Um die Wechselwirkung eines atomaren Zwei-Niveau-Systems mit Impuls \vec{p}_0 mit einem Photon des Impulses $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ aus einer laufenden Laserwelle mit dem Wellenvektor $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ zu beschreiben, wird zunächst die Zustandswellenfunktion $|\Psi\rangle$ des Atoms nach Impulseigenzuständen des Grundzustands $|g, \vec{p}\rangle$ und des angeregten Zustands $|e, \vec{p}\rangle$ zum Impuls \vec{p} entwickelt:

$$|\Psi\rangle = \sum_m b_{m\pm 1} \left| e, \vec{p}_0 + (m \pm 1)\hbar\vec{k} \right\rangle + a_m \left| g, \vec{p}_0 + m\hbar\vec{k} \right\rangle.$$

Die Wahl des Vorzeichens hängt von der Richtung des Laserstrahls und der Absorption bzw. stimulierten Emission eines Photons ab. Die Anzahl der in früheren Wechselwirkungen ausgetauschten Photonen wird mit m bezeichnet. In der „rotating-wave-approximation“ kann dann die zeitliche Entwicklung des Systems mittels einer 2×2 Matrix beschrieben werden [Bor84]. Aufgrund der geringen Geschwindigkeit der Atome in der magneto-optischen Falle können relativistische Effekte vernachlässigt werden und man erhält für rechteckförmige Anregungspulse der Dauer τ

$$\begin{pmatrix} b_{m\pm 1}(t_0 + \tau) \\ a_m(t_0 + \tau) \end{pmatrix} = e^{i\Omega_0\tau/2} \cdot M(\tau, \varphi) \begin{pmatrix} b_{m\pm 1}(t_0) \\ a_m(t_0) \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

mit der unitären Drehmatrix

$$M(\tau, \varphi) = \begin{pmatrix} A & B \cdot e^{-i\varphi} \\ C \cdot e^{i\varphi} & D \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

mit den Komponenten

$$\begin{aligned} A = D^* &= \cos\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right) + i\frac{\Delta_m}{\Omega_{\text{eff}}}\sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right) \\ B = -C^* &= i\frac{\Omega_{\text{res}}}{\Omega_{\text{eff}}}\sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

und den Definitionen

$$\begin{aligned} \Delta_m &= 2\pi\left(\nu_L - \nu_{\text{Ca}} \mp \frac{v \cdot \nu_{\text{Ca}}}{c} + (\mp 2m - 1)\delta\right) + \frac{i}{2}\gamma \\ \Omega_{\text{res}} &= \sqrt{\frac{3c^2\gamma I}{2\pi\hbar\nu_{\text{Ca}}^3}} \\ \Omega_{\text{eff}} &= \sqrt{\Omega_{\text{res}}^2 + \Delta_m^2} \\ \Omega_0 &= -2\pi\left(\left((m \pm 1)^2 + m^2\right)\delta - (2m \pm 1)\frac{v \cdot \nu_{\text{Ca}}}{c}\right) + i\gamma \end{aligned} \quad (1.4)$$

Darin sind Ω_{res} und Ω_{eff} die resonante bzw. effektive Rabi-Frequenz. Δ_m beschreibt die Verstimmung der anregenden Laserstrahlen gegen die atomare Resonanz ν_{Ca} . Neben der Verstimmung $\nu_L - \nu_{\text{Ca}}$ des Anregungslasers wird die Doppler-Verschiebung aufgrund der Geschwindigkeit v des Atoms berücksichtigt. Hinzu kommt die Verschiebung durch den Photonenrückstoß $\delta = \hbar k^2 / (4\pi m_{\text{Ca}})$ aufgrund von in früheren Wechselwirkungen ausgetauschten Photonen. Das Vorzeichen in Δ_m und Ω_0 hängt von der Strahlrichtung und der Absorption bzw. stimulierten Emission ab. Die Zerfallsrate des angeregten Zustands des Uhrenübergangs wird mit γ bezeichnet. Allerdings vernachlässigt der hier beschriebene Formalismus eine mögliche Wiederanregung nach einem Zerfall in einer der folgenden Wechselwirkungszone. Solch inkohärente Anregungen liefern jedoch keinen Beitrag zum Interferenzsignal eines Atominterferometers sondern lediglich zum Untergrundsignal.

Für eine Anregungswahrscheinlichkeit von 50 % muss für kleine Verstimmungen $\Omega_{\text{res}}\tau = \pi/2$ gewählt werden. Daher wird ein Puls dieser Länge auch $\pi/2$ -Puls genannt. Für eine Inversion der Besetzung ist entsprechend ein π -Puls mit $\Omega_{\text{res}}\tau = \pi$ zu verwenden. In der Dunkelzeit T zwischen den Anregungspulsen findet eine freie Evolution des atomaren Zustands statt. Diese wird im Matrixformalismus durch

$$\begin{pmatrix} b_{m\pm 1}(t_0 + T) \\ a_m(t_0 + T) \end{pmatrix} = e^{i\Omega_0 T/2} \begin{pmatrix} e^{i\Delta_m T/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta_m T/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{m\pm 1}(t_0) \\ a_m(t_0) \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

beschrieben. Mit Hilfe der Glg. 1.1 und 1.5 ist es möglich, die Wirkung beliebiger Kombinationen von Wechselwirkungszone auf ein Zwei-Niveau-System quantitativ zu beschreiben. In den folgenden Abschnitten wird der Matrixformalismus auf die in dieser Arbeit verwendeten 3-Puls- und 4-Puls-Interferometer angewendet.

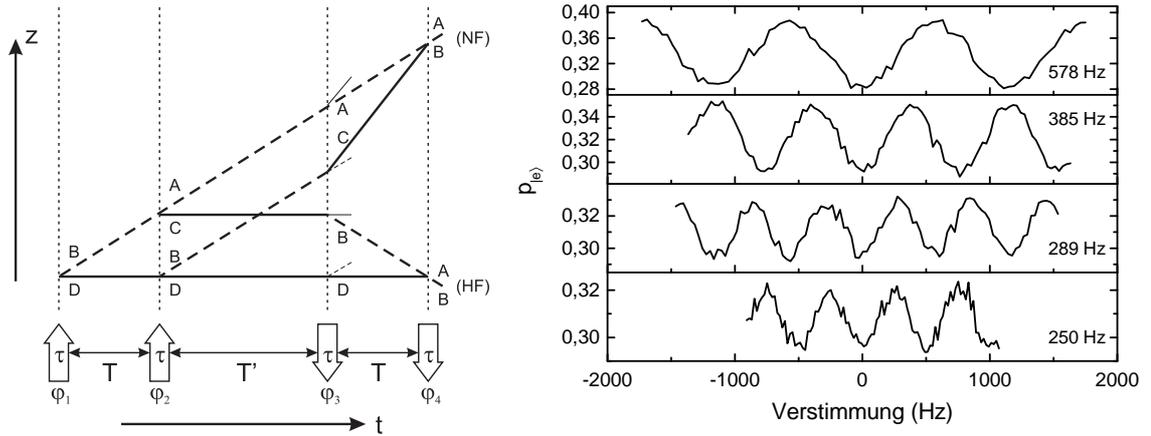


Abb. 1.2: Links: Realisierung eines asymmetrischen 4-Puls-Interferometers im Zeitbereich. Alle vier Pulse entsprechen $\pi/2$ -Pulsen. Durchgezogene Linien symbolisieren den Grundzustand, gestrichelte Linien den angeregten Zustand. Die Buchstaben an den Teilpfaden bezeichnen das den jeweiligen Teilpfad erzeugende Matrixelement aus Glg. 1.2. Es bilden sich zwei geschlossene Interferometergeometrien aus, die gemäß der akkumulierten Photonenrückstöße hochfrequenten (HF) bzw. niederfrequenten (NF) Interferometer genannt werden. Die rechte Seite zeigt Spektren der Anregungswahrscheinlichkeit für verschiedene Auflösungen. Eine Mittelung fand nicht statt.

1.2.2 Asymmetrisches 4-Puls-Interferometer

Abbildung 1.2 zeigt die Realisierung eines 4-Puls-Interferometers im Zeitbereich. Die Pulse der Dauer τ sind jeweils als $\pi/2$ -Pulse ausgelegt. Durch die Umkehrung der Pulsrichtung in den beiden letzten Pulsen entstehen zwei geschlossene Interferometerstrukturen. Die Ausgänge beider Interferometerstrukturen unterscheiden sich um zwei Photonenrückstöße, weshalb sie als hoch- und niederfrequenten Interferometer (HF bzw. NF) bezeichnet werden. Zur Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeiten p_{HF} und p_{NF} müssen die entsprechenden Matrizen für die Wechselwirkung mit den Anregungsstrahlen (Glg. 1.1) und die freie Evolution in den Dunkelzonen (Glg. 1.5) multipliziert werden. Man erhält

$$p_{\text{HF}} = \left[(BCBA)(DDDB)^* e^{i[4\pi(\nu_L - \nu_{Ca} - \delta)T + \Delta\Phi]} + c.c. \right] e^{-\gamma(T+2\tau)} + \left[|BCDB|^2 + |DDBA|^2 + |BCBA|^2 e^{-\gamma T} + |DDDB|^2 e^{\gamma T} \right] e^{-\gamma(T+2\tau)} \quad (1.6)$$

$$p_{\text{NF}} = \left[(BAAA)(DBCB)^* e^{i[4\pi(\nu_L - \nu_{Ca} + \delta)T + \Delta\Phi]} + c.c. \right] e^{-\gamma(T+2\tau)} + \left[|BACB|^2 + |DBAA|^2 + |BAAA|^2 e^{-\gamma T} + |DBCB|^2 e^{\gamma T} \right] e^{-\gamma(T+2\tau)} e^{-\gamma T'} \quad (1.7)$$

$$p_{|e\rangle} = p_{\text{HF}} + p_{\text{NF}}. \quad (1.8)$$

Die Anregungswahrscheinlichkeit $p_{|e\rangle}$ oszilliert mit der Verstimmung der Laserfrequenz ν_L gegenüber der ungestörten Frequenz ν_{Ca} des Uhrenübergangs. Die Periode der Oszillation ist $\Delta \approx 1/(2T)$. Da sich die Anregungswahrscheinlichkeiten für beide Rückstoßkomponenten überlagern, muss die Periode als ein ganzzahliger Bruchteil der Rückstoßaufspaltung

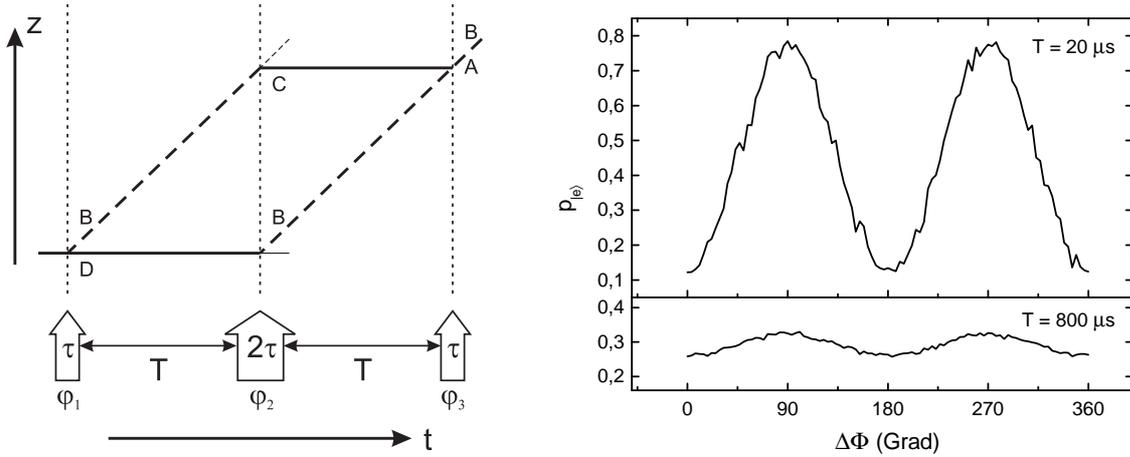


Abb. 1.3: *Phasenabhängiges 3-Puls-Interferometer.* Der erste und letzte Puls entspricht einem $\pi/2$ -Puls, der mittlere Puls einem π -Puls. Die Buchstaben an den Teilpfaden bezeichnen das den jeweiligen Teilpfad erzeugende Matrixelement aus Glg. 1.2. Rechts: Anregungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Phasenverschiebung $\Delta\Phi = -\varphi_1 + 2\varphi_2 - \varphi_3$ für Pulsabstände von $20 \mu\text{s}$ und $800 \mu\text{s}$.

2δ gewählt werden, um einen maximalen Kontrast des Interferenzsignals zu erhalten. Das zentrale Extremum wird dazu benutzt, den Spektroskopielaser auf die Übergangsfrequenz ν_{Ca} zu stabilisieren (s. Abschn. 1.3.2). Zusätzlich zur Verstimmung der Laserfrequenz gegen die Resonanz geht jedoch auch die Phasendifferenz

$$\Delta\Phi = \varphi_4 - \varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_1 \quad (1.9)$$

zwischen den Laserfeldern mit der Phase φ_i in der i -ten Wechselwirkungszone in das Interferenzsignal ein. Damit führt einerseits die Bewegung der Atome während der Interferometersequenz durch nicht ideale Wellenfronten der Anregungsstrahlen zu parasitären Verschiebungen im Frequenznormal (s. Abschn. 4.1.1). Andererseits ist die Annahme konstanter Laserphasen während der Dauer der Anregungspulse eine Näherung, die für genaueste Messungen im Experiment nicht gegeben ist. Die daraus resultierenden Frequenzverschiebungen werden in Abschn. 4.1.2 behandelt.

1.2.3 Symmetrisches 3-Puls-Interferometer

Das in Abb. 1.3 skizzierte 3-Puls-Interferometer besteht aus drei laufenden Laserstrahlen aus derselben Richtung im zeitlichen Abstand T . Der mittlere Puls stellt hier jedoch einen π -Puls dar. Analog zum 4-Puls-Interferometer lässt sich mit Glg. 1.1 und Glg. 1.5 die Anregungswahrscheinlichkeit $p_{|e\rangle}$ am Ausgang des Interferometers berechnen. Es ergibt sich

$$p_{|e\rangle} = \left[(DBA)(BCB)^* e^{i\Delta\Phi} + c.c. \right] e^{-\gamma(T+2\tau)} + \left[|DBA|^2 + |BCB|^2 + |BAA|^2 e^{-\gamma T} + |DDB|^2 e^{\gamma T} \right] e^{-\gamma(T+2\tau)}. \quad (1.10)$$

Da sich das Atom in beiden Armen des Interferometers gleich lange im Grundzustand und im angeregten Zustand befindet, ist der Interferenzterm unabhängig von der Laserfrequenz

und oszilliert lediglich mit der Phasendifferenz

$$\Delta\Phi = -\varphi_1 + 2\varphi_2 - \varphi_3. \quad (1.11)$$

Abbildung 1.3 zeigt die Anregungswahrscheinlichkeit bei Veränderung der Phase φ_3 . Zum Variieren der Laserphase wurde die Phase der an AOM1 in Abb. 2.5 anliegenden Hochfrequenz zwischen dem zweiten und dritten Interferometerpuls geändert.

1.3 Experimentelle Techniken

1.3.1 Zustandsselektive Detektion

Die einfachste Möglichkeit, die nach der Interferometrie im angeregten Zustand befindlichen Atome nachzuweisen, besteht in der Detektion der 657 nm Fluoreszenz bei Zerfall der Atome in den Grundzustand. Aufgrund des begrenzten Raumwinkels zur Detektion und der Quanteneffizienz des benutzten Photoelektronenvervielfachers beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit pro Atom nur ca. 10^{-3} . Das erreichbare Signal-zu-Rausch Verhältnis wird daher durch das Schrotrauschen der detektierten Photonen limitiert.

Als Alternative bietet sich ein dem *Electron Shelving* ähnliches Verfahren an [Nag86]. Dazu wird direkt nach Ende der Interferometersequenz ein mit dem Übergang $^1S_0 - ^1P_1$ bei 423 nm resonanter Laserpuls von 60 μs Dauer eingestrahlt und die Fluoreszenz bei 423 nm detektiert. Der Sättigungsparameter des Detektionsstrahls ist ungefähr $S = 1$. Ein zu Beginn des Detektionspulses ruhendes Atom gerät nach ca. 1000 gestreuten Photonen aus Resonanz. Seine Geschwindigkeit beträgt nach dem Puls rund 20 m/s. Nach mindestens 500 μs Wartezeit, zu Beginn des zweiten Detektionspulses, hat es etwa 10 mm zurückgelegt und damit das Nachweisvolumen verlassen. Insgesamt beträgt die Detektionseffizienz für jedes Atom nahezu Eins. Die Fluoreszenz I_1 des ersten Detektionspulses ist proportional zum Anteil der nach der Interferometrie im Grundzustand befindlichen Atome. Anschließend wird der Quenclaser für 500 μs eingestrahlt um die Atome, welche nach der Interferometrie im angeregten Zustand waren, in den Grundzustand zu transferieren. Danach wird ein zweiter Detektionspuls eingestrahlt, dessen Fluoreszenz I_2 damit proportional zum Anteil der nach der Interferometrie im angeregten Zustand befindlichen Atome ist. Die daraus berechnete Anregungswahrscheinlichkeit $p_{|e\rangle} = I_2/(I_1 + I_2)$ ist somit in guter Näherung unabhängig von Atomzahlfluktuationen in der magneto-optischen Falle. In einigen Experimenten wurde eine mechanische Blende benutzt, um den Quenclaserstrahl zur Vermeidung von Verschiebungen aufgrund des dynamischen Stark-Effekts durch Streulicht zu blockieren. Aufgrund der Schaltverzögerung der Blende war es nicht möglich, den Quenclaser zwischen den Detektionspulsen einzuschalten, so dass in diesen Fällen eine Pause von 1 ms zwischen den Pulsen dazu benutzt wurde, die angeregten Atome in den Grundzustand zerfallen zu lassen. Die Lebensdauer des $4s4p\ ^3P_1$ -Niveaus beträgt 430 μs (s. Anh. A), so dass in dieser Zeit 90 % der angeregten Atome zerfallen. Bei allen in dieser Arbeit durchgeführten Messungen an ultrakalten Atomen wurde das zustandsselektive Detektionsverfahren zum Nachweis benutzt.

1.3.2 Methode der alternierenden Stabilisierung

Die Stabilisierung des Spektroskopielasers auf die Frequenz des Uhrenübergangs geschieht mit Hilfe der in Abschnitt 1.2.2 beschriebenen frequenzabhängigen 4-Puls-Interferometer. Die Steuerung des Experiments erfolgt computergestützt (s. Abschn. 2.4) und simuliert dabei das aus der analogen Messtechnik bekannte $3f$ -Verfahren. Die computergestützte Steuerung hat den Vorteil, dass Änderungen am Stabilisierungsalgorithmus und den Regelparametern ohne Umbauten an der Hardware vorgenommen werden können. Darüber hinaus werden Verschiebungen durch Offsets in Regelverstärkern vermieden. Zur Generierung des Fehlersignals wird die Anregungswahrscheinlichkeit im 4-Puls-Interferometer (s. Abb. 1.2) an den Punkten $\pm\Delta/4$ und $\pm 3\Delta/4$ bestimmt. Δ ist die Periode des Interferenzsignals. Aus der Kombination der vier Messwerte kann mit einer entsprechenden Proportionalitätskonstante die Abweichung der Laserfrequenz von der atomaren Frequenz berechnet und entsprechend korrigiert werden. Eine detaillierte Untersuchung des Stabilisierungsalgorithmus findet sich in [Zin98]. Durch den Einsatz des $3f$ -Verfahrens haben konstante, lineare und mit gerader Potenz von der Laserfrequenz abhängige Anteile des Untergrunds keinen Einfluss auf das Fehlersignal. Um systematische Frequenzverschiebungen aufgrund der Drift des Spektroskopielasers zu vermeiden, werden die vier Abtastpunkte in aufeinander folgenden Zyklen in umgekehrter Reihenfolge durchlaufen. Der verwendete Stabilisierungsalgorithmus stellt einen doppelten Integrator dar [Zin98]. Zusätzlich zum Nachstellen der Laserfrequenz gemäß des Fehlersignals der $3f$ -Stabilisierung wird die Drift des Spektroskopielasers aus dem gewichteten Mittel aller durchgeführten Frequenzänderungen bestimmt und die Laserfrequenz entsprechend korrigiert. Das Gewicht wird so gewählt, dass es exponentiell mit einer Zeitkonstanten von 1000 s abfällt. Für eine konstante Drift konvergiert die Frequenzablage des Spektroskopielasers daher gegen Null.

Bei der alternierenden Stabilisierung handelt es sich um zwei ineinander verschachtelte Stabilisierungen, die sich in dem zu untersuchenden Parameter, wie z.B. der Ensembledichte, unterscheiden. Damit ist es möglich, die resultierende Differenzfrequenz zwischen beiden Parametereinstellungen zu bestimmen, ohne die absoluten Übergangsfrequenzen messen zu müssen. Gleichzeitig wird der Einfluss systematischer Frequenzverschiebungen, wie sie z.B. durch eine Verkipfung der Spektroskopiestrahlen gegen die Gravitation entstehen, stark unterdrückt.

Die Implementierung der doppelten Stabilisierung ist für Messungen an kalten und ultrakalten Ensembles aufgrund der unterschiedlich langen Zykluszeiten verschieden. Bei Messungen an kalten Ensembles (3 mK) mit einer kurzen Zykluszeit von 20 ms, wie z.B. bei der Bestimmung des dynamischen (ac) Stark-Effekts (s. Kap. 6), werden zunächst alle vier Abtastpunkte für eine Parametereinstellung (ac-Stark-Laser an) abgetastet und anschließend alle vier Punkte für die andere Parametereinstellung (ac-Stark-Laser aus). Beide Stabilisierungen werden also nacheinander ausgeführt. Bei insgesamt 80 Mittelungen führt dies zu einem zeitlichen Versatz der zwei Stabilisierungen von etwa zwei Sekunden. Zur Berechnung der Differenzfrequenz zwischen beiden Stabilisierungen wurde die über den Zeitraum einer Messung konstante Drift des Spektroskopielasers berücksichtigt. Die sich daraus ergebenden Korrekturen sind mit weniger als 100 mHz jedoch vernachlässigbar.

Eine andere Situation stellt sich bei Messungen an ultrakalten Ensembles. Aufgrund der viel längeren Zykluszeit von typisch 500 ms wird der zu untersuchende Parameter von Zyklus zu Zyklus umgestellt. Verschiebungen aufgrund der Drift des Spektroskopielasers

werden dadurch minimiert, dass nicht erst alle vier Abtastpunkte des $3f$ -Verfahrens für eine Stabilisierung abgefragt werden, sondern die Anregungswahrscheinlichkeit zuerst in jedem Abtastpunkt für beide Stabilisierungen bestimmt wird, bevor zum nächsten Abtastpunkt übergegangen wird. Die zwei Stabilisierungen werden also ineinander verzahnt. Damit sind beide Stabilisierungen in der Zeit nur um eine Zykluszeit versetzt. Die Drift des Spektroskopielasers betrug maximal 50 mHz pro Sekunde. Die resultierende Frequenzverschiebung zwischen beiden Stabilisierungen von weniger als 25 mHz konnte daher vernachlässigt werden.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurden umfangreiche Änderungen am experimentellen Aufbau vorgenommen. Das bisher verwendete Diodenlasersystem zur Generierung des Kühl- und Detektionslichtes lieferte maximal 40 mW bei einer Wellenlänge von 423 nm [Wil02a]. Es wurde ersetzt durch ein Titan-Saphir-Lasersystem mit Frequenzverdopplung, mit dem mehr als 600 mW Laserleistung bei 423 nm zur Verfügung stehen. Der seit fast 20 Jahren im Einsatz befindliche DCM-Farbstofflaser [Hel87] wurde ausgetauscht gegen ein auf Diodenlasern basierendes System. Die absolute Frequenzstabilisierung des Quenclasers wurde neu konzipiert und die Messwerterfassungshardware und -software dem derzeitigen Stand der Technik angepasst. Die meisten Änderungen hatten das Ziel, die Stabilität des Gesamtsystems zu verbessern. Da die Experimente mittlerweile elf Laser erfordern, die auf Referenzresonatoren, atomare Resonanzen oder ähnliches stabilisiert werden müssen, muss jeder einzelne Laser möglichst lange im stabilisierten Zustand bleiben, um sinnvolle Experimente überhaupt erst zu ermöglichen. Insgesamt haben die Verbesserungen dazu geführt, dass das Gesamtsystem auch über mehrere Stunden ohne Benutzereingriff stabilisiert bleibt.

2.1 Vakuumkammer

Eine ausführliche Beschreibung der Vakuumkammer findet sich in [Wil02a]. Abbildung 2.1 zeigt eine Ansicht von oben auf die Kammer. In der horizontalen Ebene befinden sich radial angeordnet sieben DN35 Schaugläser und neun DN16 Schaugläser, den Abschluss nach oben bildet ein DN150 Schauglas, nach unten ein DN63 Schauglas. Da die Kammer ursprünglich als transportables Frequenznormal konzipiert wurde, ist der Aufbau sehr kompakt gehalten. Dies hat den Nachteil beschränkter optischer Zugangsmöglichkeiten, so dass die meisten Schaugläser für mehrere Zwecke verwendet werden. Die für den Betrieb der magneto-optischen Falle benötigten sechs Strahlen bei 423 nm und 657 nm werden durch je drei retroreflektierte Strahlen realisiert, welche gegenläufig überlagert werden. Für die Trennung beider Wellenlängen werden dichroitische Spiegel benutzt. Die Viertelwellenplatten zur Erzeugung geeigneten zirkularen Lichtes sind entsprechend bichromatisch ausgeführt. Ein DN16 Schauglaspaar dient zur Einkopplung des mit dem Übergang $^1S_0 - ^1P_1$ bei 423 nm resonanten Lichtes für die zustandsselektive Detektion (s. Abschn. 1.3.1) und die Aufnahme von Absorptionsbildern der Atomwolke (s. Anh. B).

Wiederum durch dichroitische Spiegel getrennt wird in der gleichen Richtung der Rückpumpplaser (s. Abschn. 2.2.4) bei 672 nm überlagert. Der Quenchlaser (s. Abschn. 2.2.3) wird als stehende Welle dreimal in zueinander orthogonalen Richtungen durch die Apparatur geführt. Das letzte verbleibende DN16 Schauglaspaar wird zur Einkopplung des Dipolfallenstrahls benutzt.

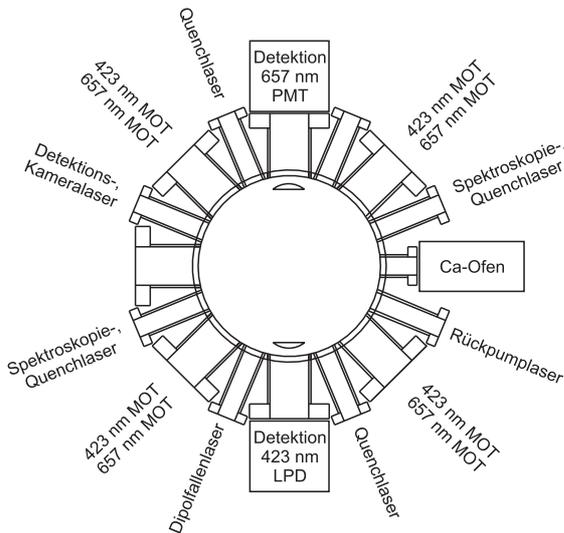


Abb. 2.1: Ansicht der Vakuumkammer von oben. Die Flansche sind entsprechend ihrer Verwendung beschriftet. In der Vertikalen (nicht gezeigt) verlaufen die Fallenstrahlen bei 423 nm und 657 nm und der Quenclaser. PMT Photoelektronenvervielfacher, LPD Lawinenphotodiode.

Zum Nachweis der Fluoreszenzphotonen des Interkombinationsübergangs bei 657 nm wird ein Photoelektronenvervielfacher (PMT) verwendet. Die 423 nm Fluoreszenz des Resonanzübergangs wird von einer Lawinenphotodiode registriert. Beide Detektoren sind an gegenüberliegenden DN35 Flanschen angebracht. Das Fluoreszenzlicht wird jeweils über eine Plankonvexlinse mit 60 mm Brennweite und 30 mm Durchmesser kollimiert nach außen geführt. Dort befindet sich zunächst ein dichroitischer Spiegel, der die Fluoreszenz der Wellenlänge des gegenüberliegenden Detektors reflektiert und somit den detektierten Raumwinkel vergrößert. Anschließend unterdrückt eine Kombination aus Farb- und Interferenzfiltern restliches Streulicht.

Zur Erzeugung eines thermischen Atomstrahls von Calcium Atomen dient ein Ofen, der mit ca. 1 g Calcium-Granulat gefüllt ist. Der Ofen besteht aus einem 40 mm langen Zylinder aus hitzebeständigem Edelstahl mit einem Innendurchmesser von 9 mm, welcher von ihm umgebenden Wicklungen aus Widerstandsdraht auf 600 °C geheizt wird. Die Austrittsapertur bildet eine 10 mm tiefe Bohrung in der Stirnseite des Zylinders mit 1 mm Durchmesser. Der Abstand zwischen Austrittsöffnung und Fallenzentrum beträgt 160 mm. Der effusive Atomstrahl ist direkt auf das Zentrum der magneto-optischen Falle gerichtet. Bei täglichem Betrieb muss der Ofen nach ca. zwei Jahren wieder aufgefüllt werden.

Sämtliche für den Betrieb notwendigen Magnetfelder werden durch im Vakuum liegende Spulen erzeugt, um schnelle An- und Abschaltzeiten realisieren zu können. Liegen die Spulen außerhalb der Vakuumkammer, resultieren Wirbelströme im Edelstahl der Kammer in Abschaltzeiten von einigen Millisekunden. Die hier gewählte Lösung ermöglicht Abschaltzeiten von maximal 200 μ s.

2.2 Lasersysteme

Da sämtliche für das Experiment notwendigen Lasersysteme im Rahmen dieser Arbeit durch neue ersetzt (Lasersysteme für 423 nm und 657 nm) bzw. in ihrer Zuverlässigkeit verbessert wurden (Quenclaser für 453 nm), werden ihre technischen Details im Folgenden beschrieben.

2.2.1 Kühl- und Detektionslaser für 423 nm

Zur Erzeugung von Laserstrahlung bei 423 nm wurde bisher ein Master-Slave-Diodenlasersystem mit anschließender Frequenzverdopplung betrieben [Wil02a]. Neben der relativ niedrigen Ausgangsleistung von 40 mW besaß das System einige weitere Nachteile. Es bedurfte einer täglichen Nachjustage des Extended-Cavity-Masterlasers, um die gewünschte Wellenlänge einzustellen. Zur temperaturangepassten Frequenzverdopplung wurde ein KNbO_3 -Kristall bei -14 °C unter Sauerstoffatmosphäre benutzt. Über einen Zeitraum von einigen Wochen fiel die Ausgangsleistung kontinuierlich aufgrund der Degradierung der Oberflächenentspiegelung des Kristalls ab, so dass der Kristall regelmäßig senkrecht zur Strahlrichtung verschoben werden musste.

Als Alternative zu diesem System wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Frequenzverdopplung für einen kommerziellen Titan-Saphir-Laser (*Coherent, MBR 110*) aufgebaut. Der prinzipielle Aufbau des Verdopplers orientierte sich an [Wer00]. Als nichtlineares Medium wurde aufgrund der hohen optischen Zerstörschwelle Lithiumtriborat (LiB_3O_5 , LBO) ausgewählt. Der 10 mm lange Kristall befindet sich in einem Überhöhungsresonator, der als Ringresonator in Doppel-Z-Konfiguration ausgelegt ist. Abbildung 2.2 zeigt eine Skizze des Resonators.

Strahltaile

Die Optimierung der Strahltaile im Kristall erfolgte nach der Theorie von Boyd und Kleinman [Boy68]. Danach lässt sich für eine gegebene Länge ℓ des Kristalls und den Doppelbrechungswinkel ρ bei der benutzten Wellenlänge die optimale Strahltaile w_0 nach

$$w_0 = \sqrt{\frac{\ell}{\xi(B)k}} \quad (2.1)$$

berechnen. Dabei ist k der Betrag des Wellenvektors der Grundwelle im Kristall und ξ eine Funktion des Doppelbrechungsparameters $B = \rho/2\sqrt{\ell k}$. Der Doppelbrechungswinkel ρ lässt sich gemäß [Lin93]

$$\rho(\omega) = \arctan\left(\frac{1}{2} \frac{n_z^2(\omega) - n_x^2(\omega)}{n_z^2(\omega)n_x^2(\omega)}\right)$$

aus den Literaturangaben [Kat90, Nik94] für die Brechungsindizes $n_{x,y,z}$ entlang der Hauptachsen des Kristalls zu $\rho(846\text{ nm}) = 15\text{ mrad}$ berechnen. Damit ergibt sich $B = 2,656$, $\xi(2,656) = 1,55$ und $w_0 = 23\text{ }\mu\text{m}$.

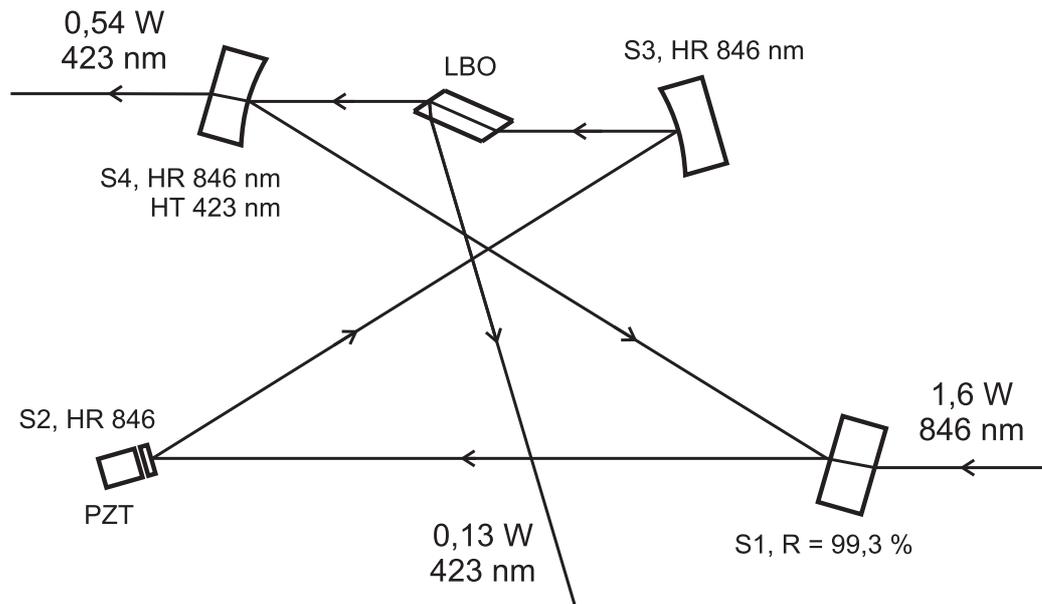


Abb. 2.2: Überhöhungsresonator in Doppel-Z-Konfiguration zur Frequenzverdopplung mit Lithiumtriborat (LBO) im Maßstab 1:1. Die Spiegel S2, S3 und S4 sind hochreflektierend für 846 nm, Spiegel S4 ist zusätzlich hochtransmittierend für 423 nm. Die Reflektivität des Einkoppelspiegels S1 liegt bei 99,3 %. Die Finesse beträgt 250. Zur Längenabstimmung ist Spiegel S2 auf einem Piezoaktuator (PZT) montiert. Aus 1,6 W Grundwellenleistung bei 846 nm werden 0,67 W bei 423 nm generiert.

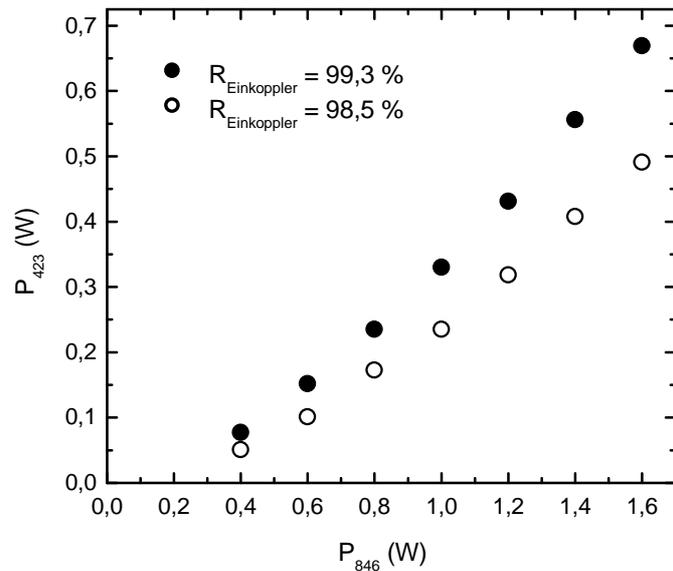
Resonatorgeometrie

Als Krümmungsradius der beiden Konkavspiegel S3 und S4 wurden 50 mm gewählt. Der Resonator wurde mit Gaußscher Matrizen-Optik modelliert [Kog66], um den Einfallswinkel auf die gekrümmten Spiegel zur Astigmatismuskompensation des brewstergeschnittenen Kristalls und die Positionen der Spiegel zu optimieren. Der optimale Einfallswinkel zur Astigmatismuskompensation beträgt 16° . Die optische Gesamtlänge des Resonators zur Erzielung einer Strahltaile von $23 \mu\text{m}$ im Kristall bei einem Abstand der gekrümmten Spiegel von 56 mm beträgt 325 mm, entsprechend eines freien Spektralbereichs von 922 MHz.

Impedanz- und Modenanpassung

Aufgrund des kleinen nichtlinearen Koeffizienten des LBO-Kristalls ($\kappa \approx 5,7 \cdot 10^{-5} \text{ W}^{-1}$) müssen sonstige Verluste gering gehalten werden und somit muss die Reflektivität des Einkoppelspiegels S1 zur Impedanzanpassung vergleichsweise hoch sein. Die optimale Reflektivität hängt von der eingekoppelten Leistung und der Reflektivität der übrigen drei Spiegel ab. Da die Reflektivitäten nicht genau bekannt sind, liegt die erwartete optimale Reflektivität zwischen 98,3 % und 99,3 %. Zur Verfügung standen zwei Einkoppelspiegel mit Reflektivitäten von 98,5 % und 99,3 %. Abbildung 2.3 zeigt die Leistung in der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Der Einkoppler mit der höheren Reflektivität führt zu einer höheren Ausgangsleistung. Die Finesse des Resonators liegt damit bei ca. 250.

Abb. 2.3: Leistung in der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Grundwellenleistung für zwei verschiedene Reflektivitäten des Einkoppelspiegels. Der Einkoppelspiegel mit 99,3 % Reflektivität führt zu besserer Impedanzanpassung und damit höherer Ausgangsleistung.



Die Modenanpassung des Strahlprofils des Titan-Saphir-Lasers an den Verdoppler erfolgt mit einer 320 mm Plankonvexlinse. Die Einkoppeleffizienz liegt bei 85 %. Bei einer Pumpleistung von 1,6 W zirkulieren ca. 110 W im Resonator. Die Intensität an der Eintrittsfläche in den Kristall beträgt damit ca. 50 GW/m² und liegt weit jenseits der Zerstörschwelle von Antireflexbeschichtungen. Aus diesem Grund musste ein brewstergeschnittener Kristall verwendet werden. Da die Erzeugung der zweiten Harmonischen vom Typ I ist, die zweite Harmonische also senkrecht zur Grundwelle polarisiert ist, werden 19 % beim Austritt aus dem Kristall an der Brewsterfläche reflektiert (s. Abb. 2.2). Da der Kristall jedoch an der Austrittsseite dieses zweiten Strahls zusätzlich poliert ist, steht auch dieser im Experiment zur Verfügung.

Mechanischer Aufbau

Um maximale mechanische Stabilität zu gewährleisten, wurde das Resonatorgehäuse aus einem monolithischen Block Aluminium gefräst. Die Feingewindeschrauben der Spiegelhalter und des 4-Achsen Verstelltisches, auf dem der Kristall befestigt ist, sind von außen durch das Resonatorgehäuse geführt. Die Stabilität ist so hoch, dass der Resonator auch nach mehreren Monaten nicht nachjustiert werden muss. Die Ein- und Austrittsöffnungen für die Grundwelle und die zweite Harmonische sind durch antireflexbeschichtete BK7-Platten verschlossen, so dass nach Aufsetzen der gummigedichteten Deckelplatte das Innere des Resonators staubdicht verschlossen ist. Diese Maßnahme führt zu einer hohen Langzeitstabilität der Ausgangsleistung, da Staubpartikel auf den Spiegeln oder dem Kristall die Finesse verringern. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, den Kristall mit Sauerstoff oder Stickstoff zu spülen. Es wurde jedoch mit und ohne Spülung kein unterschiedliches Langzeitverhalten der Ausgangsleistung beobachtet. Während des Betriebs wird über mehrere Monate ein langsamer Leistungsabfall von ca. 20 % beobachtet. Durch Putzen der Spiegel und der Kristalloberflächen mit Methanol kann die volle Ausgangsleistung wieder hergestellt werden.

Der Kristall ist auf einem Kupferblock befestigt, der über zwei Peltier-Elemente temperaturstabilisiert wird. Ohne Temperaturstabilisierung heizt sich der Kristall aufgrund der

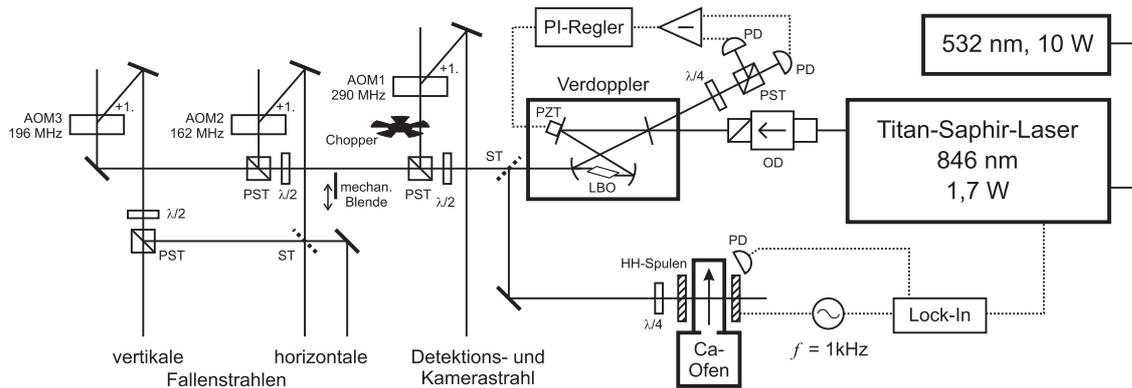


Abb. 2.4: Lasersystem für 423 nm. Mitte: Überhöhungsresonator mit Lithiumtriborat-Kristall (LBO) zur Frequenzverdopplung. Links: Zum Schalten und Frequenzversetzen benutze akusto-optische Modulatoren (AOM). Unten rechts: Ca-Atomstrahl zur absoluten Wellenlängenstabilisierung des Titan-Saphir-Lasers. OD: Optische Diode, PST: Polarisations-Strahlteiler, ST: Strahlteiler, $\lambda/2$: $\lambda/2$ -Platte, $\lambda/4$: $\lambda/4$ -Platte, PD: Photodiode, PZT: Piezoaktuator, HH-Spulen: Helmholtz-Spulen

hohen umlaufenden Leistung um ca. 0,1 K auf, was zu störenden Strahllagefluktuation der zweiten Harmonischen führen würde.

Zur Vermeidung von Spannungsdoppelbrechung im Kristall wird dieser nur leicht von oben mit einer Feder über ein dünnes Aluminiumplättchen und ein Stück Indiumfolie auf den Kupferblock gedrückt. Zwischen dem Kristall und dem Kupferblock liegt ebenfalls Indiumfolie.

Zum Durchstimmen der Resonatorlänge ist Planspiegel S2 (s. Abb. 2.2) auf einem Piezoaktuator befestigt. Um eine möglichst hohe erste Resonanzfrequenz zu erhalten, wurde ein nur 1 mm dünner Spiegel mit 4 mm Kantenlänge und ein $3 \times 4 \times 5$ mm großes Piezoelement benutzt. Die Befestigung des Spiegels und des Piezoelements erfolgte mit Bienenwachs, um den Spiegel bei Bedarf leicht wechseln zu können. Die niedrigste Resonanzfrequenz liegt bei 50 kHz.

Stabilisierung

Die Stabilisierung der Resonatorlänge auf ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge des Titan-Saphir-Lasers erfolgt mit Hilfe der Hänsch-Couillaud-Technik [Hän80]. Ihr wurde der Vorzug gegenüber der Pound-Drever-Hall-Methode [Dre83] gegeben, da für diese ein elektro-optischer Modulator im Strahlengang der Grundwelle benötigt wird, was – abgesehen von zusätzlichen Verlusten – bei einer Grundwellenleistung von 1,6 W und einem Strahlradius von 0,3 mm zu einer Degradierung des elektro-optischen Modulators führt. Die Regelbandbreite der Stabilisierung beträgt ca. 10 kHz, so dass akustische Störungen voll ausgeregelt werden können.

Optischer Aufbau

Abbildung 2.4 zeigt den Aufbau des 423 nm Lasersystems. Der Titan-Saphir-Laser liefert,

gepumpt von einem 10 W Nd:YVO₄ Laser (*Coherent, Verdi V-10*), 1,75 W bei einer Wellenlänge von 846 nm mit einer Linienbreite von ca. 200 kHz. Nach der optischen Diode stehen noch 1,6 W zur Verfügung. Der vom Einkoppelspiegel des Verdopplers in Richtung Hänsch-Couillaud-Stabilisierung reflektierte Strahl wird über einen hochreflektierenden Spiegel in einen Strahlabsorber gelenkt, so dass nur die vom Spiegel transmittierte Leistung, etwa 120 μ W, auf die Detektoren der Stabilisierung gelangt.

Da die Phasenanpassung bei der Erzeugung der zweiten Harmonischen winkelnkritisch vorgenommen wird, ist aufgrund der Doppelbrechung im Kristall die zweite Harmonische elliptisch geformt und astigmatisch. Das Aspektverhältnis beträgt 3:1. Es wird eine Kombination aus zwei Zylinderlinsen ($f = 80$ mm horizontal, $f = 100$ mm vertikal) und einer sphärischen Plankonvexlinse ($f = 100$ mm) benutzt, um den Astigmatismus zu kompensieren und einen runden, kollimierten Strahl zu formen.

Bei 1,6 W Pumpleistung des Titan-Saphir-Lasers beträgt die Leistung im Hauptstrahl hinter dem Verdoppler 540 mW und 130 mW im Strahl, der an der Brewsterfläche reflektiert wird. Insgesamt stehen also 670 mW Laserleistung bei 423 nm zur Verfügung. Die Gesamteffizienz der Frequenzverdopplung beträgt damit 42 %. Berücksichtigt man die nicht optimale Impedanz- und Modenanpassung des Verdopplungsresonators, liegt sie sogar bei 49 %.

Vom Hauptstrahl werden zunächst 30 mW als Detektionsstrahl für die zustandsselektive Detektion und die Aufnahme von Absorptionsbildern abgetrennt. Von diesen gelangen 18,5 mW in der ersten Beugungsordnung des zum Schalten benutzten akusto-optischen Modulators AOM1 zur magneto-optischen Falle. Für die in Abschn. 4.2 beschriebene Frequenzmessung wurde als zusätzliche mechanische Abschaltung zur Vermeidung des ac-Stark-Effekts ein Chopper-Rad eingebaut.

Zur Erzeugung der Strahlen für die magneto-optische Falle werden die beiden Schalt-AOMs AOM2 und AOM3 benutzt. Das Licht der ersten Beugungsordnung ist 94 MHz bzw. 128 MHz rotverschoben. Für die horizontalen Fallenstrahlen werden beide Frequenzen an einem Strahlteilerwürfel überlagert, um die maximale Einfanggeschwindigkeit der Falle zu vergrößern. Der vertikale Fallenstrahl besteht nur aus der nahverstimmtten Frequenz. Eine mechanische Blende erlaubt auch in diesem Strahlengang ein völliges Blockieren des Laserstrahls zur Vermeidung des ac-Stark-Effekts.

Zur absoluten Wellenlängenstabilisierung wird ein Teil des 423 nm Lichts zur Anregung der σ^- -Komponente des $^1S_0 - ^1P_1$ -Übergangs in einem thermischen Atomstrahl benutzt. Mit einem Helmholtzspulenpaar wird ein Magnetfeld angelegt, welches die σ^- -Komponente um 290 MHz rotverschiebt. Dasselbe Spulenpaar wird benutzt, um das Magnetfeld mit geringem Hub bei 1 kHz zu modulieren und mit Hilfe der Lock-In Technik die Kühllaserstrahlung auf diesen Zeeman-Übergang zu stabilisieren.

2.2.2 Spektroskopie- und Kühllaser für 657 nm

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das bisher zur Spektroskopie des Interkombinationsübergangs $^1S_0 - ^3P_1$ benutzte DCM-Farbstofflaserspektrometer gegen ein Diodenlasersystem in Master-Slave-Kombination ausgetauscht (Abb. 2.5). Der Master-Diodenlaser in Littman-Konfiguration wird mittels Pound-Drever-Hall-Methode auf einen Hoch-Finesse-Resonator

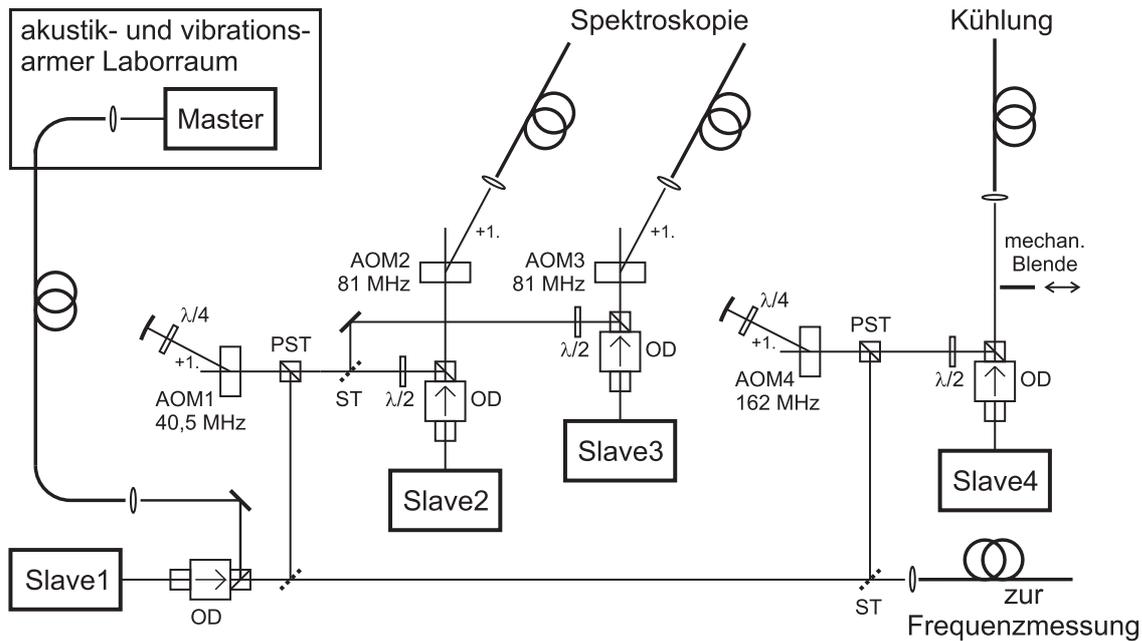


Abb. 2.5: Lasersystem für 657 nm. Das vom Master-Diodenlaser erzeugte Licht wird in vier Slave-Diodenlasern verstärkt. Die akusto-optischen Modulatoren (AOM) AOM1–4 dienen zum Frequenzversetzen und zur Generierung der Spektroskopiepulse. OD: Optische Diode, PST: Polarisations-Strahlteiler, ST: Strahlteiler, $\lambda/2$: $\lambda/2$ -Platte, $\lambda/4$: $\lambda/4$ -Platte

aus einer Glaskeramik mit kleinem thermischen Ausdehnungskoeffizienten (*Corning, ULE*) stabilisiert, welcher temperatur- und schwingungs isoliert im Vakuum gelagert ist [Sto04]. Durch Schwebungsmessung mit einem zweiten, baugleichen System wurde die Linienbreite des Lasers zu etwa einem Hertz abgeschätzt [Sto04]. Da der Laser zur Minimierung akustischer Einflüsse auf den Resonator in einem extra ruhigen Laborraum steht, wird die Strahlung über eine Glasfaser mit aktiver Kompensation der durch die Faser verursachten Frequenzfluktuationen zum Calcium-Experiment geführt. Um die dort ankommende Leistung von einem Milliwatt zu erhöhen, werden insgesamt vier Slave-Laser injektionsgekoppelt. Jeder Slave-Laser besteht aus einer über ein Peltier-Element temperaturstabilisierten 50 mW Laserdiode (*Mitsubishi, 120G14-01*). Zur Kollimation wird eine asphärische Linse benutzt. Nach der Strahlformungsoptik und der optischen Diode stehen jeweils ca. 35 mW Laserleistung zur Verfügung. Zum Einkoppeln des Injektionslichtes wird die vor jedem Slave-Laser eingebaute optische Diode benutzt. Das Licht des Master-Lasers wird zunächst in Slave1 eingekoppelt. Der größte Teil der Ausgangsleistung von Slave1 wird zur Frequenzmessung über eine Glasfaser zum Frequenzkamm-Generator im Nachbargebäude übertragen. Das restliche Licht wird benutzt, um drei weitere Slaves injektionszukoppeln. Zunächst wird es in AOM1 im doppelten Durchgang um 81 MHz frequenzverschoben und in Slave2 und Slave3 eingekoppelt. Slave2 und Slave3 erzeugen jeweils die Strahlung für eine der beiden antiparallelen Spektroskopierichtungen. Damit ist gewährleistet, dass beide Richtung weitgehend voneinander isoliert sind. Die erste Ordnung der Schalt-AOMs AOM2 und AOM3 wird über polarisationserhaltende Einmoden-Glasfasern zur magneto-optischen Falle geführt. Zum Durchstimmen der Frequenz der Spektroskopie-Slaves wird

AOM1 benutzt. AOM2 und AOM3 werden mit einer festen Frequenz von 81 MHz nur zum Schalten des Lichts in die Glasfasern benutzt. Würden dagegen wie beim bisherigen Aufbau AOM2 und AOM3 sowohl zum Schalten als auch zur Frequenzverstimmung benutzt, würde dies durch variierende Beugungswinkel zu frequenzabhängigen Einkoppeleffizienzen in die Glasfasern führen. Dies wiederum könnte die Anregungswahrscheinlichkeit in den benutzten Ramsey-Bordé-Interferometern systematisch frequenzabhängig verschieben und damit zu parasitären Frequenzverschiebungen im Frequenznormal führen.

Ein weiterer Anteil des Lichts von Slave1 wird in AOM4 in doppeltem Durchgang um 162 MHz frequenzversetzt und in Slave4 eingekoppelt. Dieser generiert das für die Kühlung auf dem Interkombinationsübergang notwendige Licht. Statt eines AOMs wird an dieser Stelle eine mechanische Blende zum Schalten benutzt, da hierdurch zum Einen keine Laserleistung verloren geht und zum Anderen zur Vermeidung des ac-Stark-Effekts bei einer Frequenzmessung ohnehin eine mechanische Abschaltung notwendig ist.

Der Aufbau der mechanischen Blenden orientierte sich an [Sin02]. Als bewegliches Element wurde ein handelsüblicher Lautsprecher benutzt (*Ekulit, Modell LSM-38 K/F*). Die Lautsprechermembran wurde entfernt, so dass sich die Spule mit einem Hub von etwa 5 mm aus dem Permanentmagneten heraus bewegen kann. Als Stopper für die Spule diente ein Bügel aus Aluminiumblech, der am Lautsprechergehäuse befestigt ist. Zur Dämpfung wurde ein Stück Schaumstoff unter das Aluminiumblech und auf den Permanentmagneten geklebt. Auf die Spule wurde eine Fahne aus dünnem Stahlblech geklebt, die in der oberen Stellung der Spule den Laserstrahl blockierte. Die elektronische Ansteuerung erlaubte die Umkehrung des die Spule durchfließenden Stroms mittels eines TTL-Pulses [Sin02]. Die Schaltzeiten für einen fokussierten Laserstrahl betragen ca. 20 μs bei einem Jitter des Schaltzeitpunkts von ca. 50 μs . Trotz der Schaumstoffdämpfung führt das Schalten der Blende zu Vibrationen, welche sich störend bei interferometrischen Messungen bemerkbar machen. Wie in Abschn. 1.2.2 und 1.2.3 beschrieben, wird die Lichtphase der Strahlteilerpulse für das Atominterferometer auf die atomare Phase übertragen. Die durch die Vibrationen verursachte Phasenverschiebung in einem 3-Puls-Interferometer zeigt eine Oszillation mit einem Hub von 15 Grad und einer Frequenz von 800 Hz, welche in guter Übereinstimmung mit der typischen Resonanzfrequenz eines Spiegelhalters im optischen Aufbau von etwa 1 kHz ist. Eine Verschiebung von 15 Grad entspricht bei einer Wellenlänge von 657 nm einer Weglängenänderung von 27 nm. Die mechanischen Blenden wurden daher ohne Verbindung zum optischen Tisch über ein auf dem Fußboden befestigtes Gestell von oben in den Strahlengang gehängt. Da der optische Tisch auf luftgefederten Fundamenten gelagert ist, führt dies zu einer ausreichenden Entkopplung.

2.2.3 Quenclaser

Als Quenclaser für die Kühlung auf dem Interkombinationsübergang wurde ein Stilben3-Farbstofflaser benutzt, welcher von einem 3,5 W UV-Argonionen-Laser (*Spectra Physics, Modell 2045E*) gepumpt wurde (Abb. 2.6). Die Wellenlänge wurde auf einen mittels Piezoaktuator durchstimmbaren Resonator stabilisiert. Zur absoluten Wellenlängenstabilisierung des Farbstofflasers wurde auf denselben Resonator ein 633 nm Diodenlaser (*Topptica, DL100*) stabilisiert und dessen Schwebungsfrequenz mit einem iodstabilisierten Helium-Neon-Laser von einer Photodiode aufgenommen. Die Schwebungsfrequenz wurde über die am Piezoelement des Resonators anliegende Spannung konstant gehalten. Dazu war es

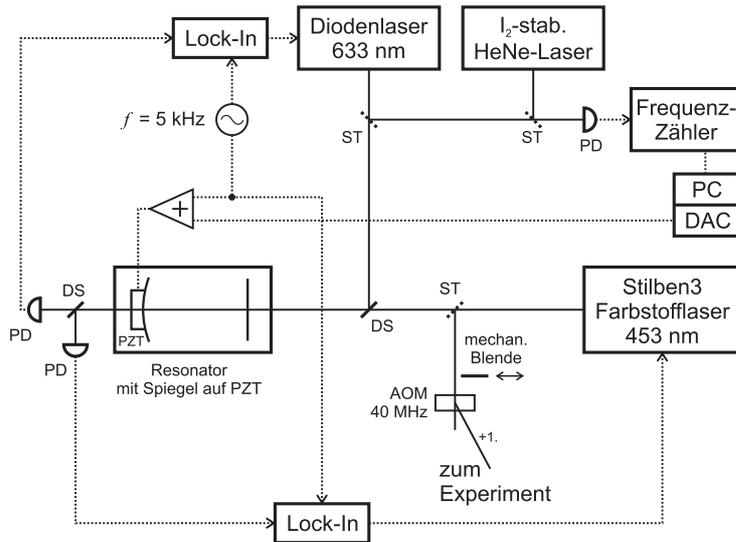


Abb. 2.6: Quench-Laser-system für 453 nm. ST: Strahlteiler, DS: dichroitischer Spiegel, PZT: Piezoaktuator, PD: Photodiode, PC: Personal-Computer, DAC: Digital-Analog-Konverter.

notwendig, die Schwebungsfrequenz, welche typischerweise zwischen 0,3 GHz und 1,6 GHz lag, in eine entsprechende Spannung umzuwandeln. Da Frequenz-zu-Spannung-Konverter für einen derart großen Frequenzbereich nicht existieren, wurde eine andere Methode gewählt. Die Schwebungsfrequenz wurde mit einem einfachen Frequenzzähler (*Lutron, FC-2700*) aufgenommen und von einem Personal-Computer (PC) eingelesen. Die Ist-Frequenz wurde mit der eingestellten Soll-Frequenz verglichen und die Spannung am Piezoaktuator des Resonators mit einem im PC eingebauten Digital-Analog-Konverter entsprechend angepasst. Dabei simulierte der PC einen PI-Regler. Um Sprünge in der Stabilisierung durch die relativ geringe Auflösung des Digital-Analog-Wandlers von 12 Bit zu vermeiden, wurde die Ausgangsspannung zunächst durch zehn geteilt, bevor sie zur am Piezoelement anliegenden Spannung addiert wurde.

2.2.4 Rückpumplaser

Der zum Einfang und zur Vorkühlung der Atome benutzte Resonanzübergang $^1S_0 - ^1P_1$ ist nicht völlig geschlossen (s. Abb. 1.1). Mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 10^{-5} gelangen Atome in den Zustand $3d4s\ ^1D_2$. Von hier aus zerfallen sie mit geringer Übergangsrate in den Grundzustand, den metastabilen Zustand $4s4p\ ^3P_2$ und ins langlebige $4s4p\ ^3P_1$ -Niveau, so dass sie den Einfangbereich der Falle verlassen können. Daher wird ein Rückpumplaser bei 672 nm der Falle überlagert, welcher die Atome vom $3d4s\ ^1D_2$ -Zustand in den Zustand $4s5p\ ^1P_1$ anregt, von dem aus sie direkt oder über Zwischenniveaus in den Grundzustand zerfallen. Als Rückpumplaser dient ein Diodenlaser (*Toptica, DL100*) mit einer Ausgangsleistung von 5 mW. Mittels der Lock-In Technik wird seine Ausgangswellenlänge auf einen mit einem Piezoaktuator durchstimmbaren Resonator stabilisiert. Die Drift des Resonators ist, verglichen mit der Linienbreite des Übergangs von 1,9 MHz, so gering, dass auf eine weitere Stabilisierung verzichtet werden kann. Die erste Ordnung eines Schalt-AOMs wird in eine Glasfaser eingekoppelt und zur magneto-optischen Falle geführt. Durch den Einsatz des Rückpumplasers kann die Anzahl der gespeicherten Atome um einen Faktor fünf erhöht werden.

2.3 Frequenzsynthese

Zur Generierung der Hochfrequenz für die Ansteuerung der akusto-optischen Modulatoren werden hochwertige Frequenzgeneratoren benutzt (*Rhode & Schwartz, SMK; Marconi, 2022D; IFR, 2023A*). Da die Frequenz und die Phase der Hochfrequenz auf die optische Frequenz des abgelenkten Lichts übertragen werden, müssen alle Generatoren, die akusto-optische Modulatoren im Strahlengang des Spektroskopielasers versorgen, phasenstarr an eine durch die Cs-Atomuhr der PTB gegebene 10 MHz Referenzfrequenz angebunden werden. Sämtliche verwendete Generatoren haben eine Auflösung von 1 Hz. Mittelfristig würde dies die erreichbare Stabilität des Calcium-Frequenznormals limitieren. Darüber hinaus muss für die Anwendung der phasenabhängigen 3-Puls-Interferometer die Phase der Hochfrequenz gezielt variiert werden können (s. Abschn. 1.2.3). Sehr gut für diese Aufgabe geeignet ist die sogenannte *Direkte Digitale Synthese* (DDS) wie sie z.B. der AD9852 von *Analog Devices* bietet. Es handelt sich um einen hochintegrierten Schaltkreis, welcher aus einer extern vorgegebenen Referenzfrequenz ein phasen-, frequenz- und amplitudenprogrammierbares Ausgangssignal erzeugt. Bei einer maximalen Referenzfrequenz von 300 MHz beträgt die maximale Ausgangsfrequenz gemäß des Nyquist-Theorems 150 MHz. Das Register zur Frequenzeinstellung umfasst 48 Bit, entsprechend einer Auflösung von 1 μ Hz. Die Phase kann mit einer Auflösung von 14 Bit variiert werden; dies entspricht 0,02°. Zusätzlich kann über einen externen TTL Eingang zwischen zwei verschiedenen Phasen umgeschaltet werden. Der DDS-Chip ist damit hervorragend geeignet als Frequenzgenerator für atominterferometrische Messungen.

Die Programmierung der Register des DDS-Chips erfolgt über eine PCI-Prototypkarte, welche in einem PC mit 133 MHz Prozessortakt betrieben wird. Die Ansteuerung der Prototypkarte erfolgt über ein unter *LabWindows/CVI* erstelltes Programm, mit dem alle relevanten Parameter wie Frequenz, Phase und Amplitude eingestellt werden können. Die entsprechenden Bitmuster werden über die Prototypkarte und zwischengeschaltete TTL zu CMOS Konverter in die Register des DDS-Chips geschrieben. Während einer Messung können die Parameter über die IEEE488.2-Schnittstelle vom Messrechner aus variiert werden. Der DDS-Chip verhält sich damit von außen wie ein vollwertiger Frequenzgenerator. Bei der Kommunikation über die IEEE488.2-Schnittstelle wurden die Protokolle auf das Notwendigste beschränkt, so dass die Änderung eines Parameters vom Messrechner aus maximal 7 ms benötigt.

Wichtigstes Merkmal des DDS-Chips ist das generierte Frequenzspektrum. Abbildung 2.7 zeigt das mit einem FFT-Analysator (*Rhode & Schwartz, FSP 3*) aufgenommene Spektrum bei 40,5 MHz, der Frequenz, die im Experiment benutzt wurde (AOM1 in Abb. 2.5). Die Auflösungsbandbreite beträgt 1 Hz. Man erkennt Seitenbänder bei 50 Hz und Harmonischen von 100 Hz. Da der DDS-Chip direkt in den PC eingebaut ist, stammen diese wahrscheinlich von der Netzfrequenz. Der Abstand zum Träger beträgt jedoch mindestens 60 dB. Daneben gibt es andere Seitenbänder bei Harmonischen von 306 Hz welche aus der digitalen Frequenzsynthese resultieren. Sie liegen jedoch mindestens 75 dB unter dem Träger. Die Frequenz der Seitenbänder, die durch die digitale Frequenzsynthese entstehen, hängt empfindlich von der generierten Frequenz ab. Ihr Abstand zum Träger beträgt jedoch stets mehr als 75 dB. Verglichen mit dem Frequenzspektrum des Spektroskopielasers [Sto04], liegen selbst die stärksten Seitenbänder des DDS-Spektrums 5–10 dB tiefer, so dass die spektralen Eigenschaften des Spektroskopielasersystems nicht durch den DDS-

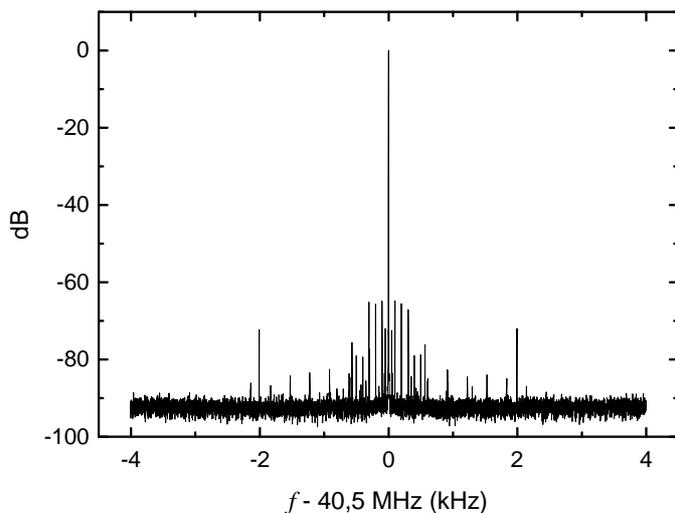


Abb. 2.7: Frequenzspektrum des zur Generierung der AOM-Frequenz benutzten DDS-Chip bei 40,5 MHz. Seitenbänder bei Harmonischen von 100 Hz und 306 Hz entstehen durch Einstreuung der Netzfrequenz und die digitale Frequenzsynthese, sind aber, verglichen mit dem Rauschspektrum des Spektroskopielaasers, vernachlässigbar.

Chip limitiert werden. In Zukunft wird der DDS-Chip außerhalb des PC betrieben und mittels galvanisch getrennter Datenleitungen programmiert, so dass die Netzeinstreuung vermieden werden kann.

2.4 Experimentsteuerung und Messwerterfassung

Seit ca. zehn Jahren erfolgte die Experimentsteuerung und Messwerterfassung über einen selbst entwickelten C-Compiler auf einem PC unter dem Betriebssystem MS-DOS. Diese Lösung brachte verschiedenste Nachteile mit sich. Z.B. war es nicht möglich, Messprogramme auf Laufzeitfehler zu untersuchen. Darüber hinaus wäre es nur schwer möglich gewesen, für defekte Hardware einen passenden Ersatz zu erhalten, da die verwendete Messhardware vom Hersteller nicht mehr oder nur noch in moderner PCI-Version angeboten wird. Selbst bei verfügbarer Ersatzhardware wäre die Verfügbarkeit eines entsprechenden Treibers für MS-DOS sehr unwahrscheinlich.

Deshalb wurde ein neues Programm zur Experimentsteuerung und Messdatenaufnahme unter der C-Entwicklungsumgebung *LabWindows/CVI* von *National Instruments* erstellt, welches auf einem handelsüblichen PC (500 MHz Prozessortakt) unter MS-Windows 95 läuft.

Zentraler Bestandteil der Experimentsteuerung ist ein Mustergenerator mit 32 TTL Ausgängen und einer Zeitauflösung von 100 ns (*Becker & Hickl, PPG100*). Zusätzlich besitzt der Mustergenerator vier Trigger-Eingänge, mit denen die Musterausgabe mit externen Signalen synchronisiert werden kann. Dies war z.B. für die Synchronisation mit den mechanischen Blenden und dem Chopper während der Frequenzmessung des Uhrenübergangs (Abschn. 4.2) nötig. Zum Auslesen des Photoelektronenvervielfachers für die Detektion der Fluoreszenz des Interkombinationsübergangs steht eine 800 MHz Impulszählerkarte (*Becker & Hickl, PMS300*) zur Verfügung. Die Lawinen-Photodiode zur Detektion der 423 nm Fluoreszenz wird über einen von insgesamt acht Kanälen eines 16-Bit Analog-Digital-Wandlers (*National Instruments, PCI-6014*) eingelesen. Zusätzlich stehen jeweils acht TTL Ein- und Ausgänge zur Verfügung (*National Instruments, PCI-6503*). Die Kommunikation mit den Frequenzgeneratoren und dem DDS-Chip erfolgt über

die IEEE488.2-Schnittstelle.

Da es sich bei Windows 95 um kein Echtzeitbetriebssystem handelt, müssen alle zeitkritischen Operationen, wie z.B. der Trigger für den Impulszähler oder die AD-Wandlung, vom Mustergenerator, dessen Bitmustersequenz autonom vom PC abläuft, gesteuert werden.

Kapitel 3

Erzeugung kalter und ultrakalter Calcium-Ensembles hoher Dichte

Für fast alle in dieser Arbeit durchgeführten Experimente war eine hohe Dichte des atomaren Ensembles erforderlich. In den beiden folgenden Kapiteln werden kurz die verwendeten Kühlmethoden vorgestellt. Danach wird in Kapitel 3.3 die Optimierung der Quenchkühlung im Hinblick auf eine Maximierung der Dichte und der Transfereffizienz aus der auf dem Resonanzübergang betriebenen magneto-optischen Falle beschrieben.

3.1 Magneto-optische Falle

Das Abbremsen von Atomen mittels Laserstrahlung wurde schon 1975 vorgeschlagen [Win75, Hän75] und 1982 demonstriert [Phi82]. 1987 gelang erstmals die Realisierung einer magneto-optischen Falle (magneto-optical trap, MOT) für Natrium [Raa87]. Dabei nutzt man die Tatsache, dass Photonen bei der Absorption durch ein Atom nicht nur ihre Energie $E = \hbar\omega$, sondern auch ihren Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ auf das Atom übertragen. Da die anschließende Emission des Photons statistisch verteilt über den gesamten Raumwinkel erfolgt, resultiert bei der Mittelung über viele Absorptions-/Emissionszyklen eine Nettokraft in Richtung der Laserstrahlung. Für den einfachsten Fall eines Zweiniveau-Systems erhält man unter der Annahme, dass die mit der Impulsänderung durch ein absorbiertes Photon verbundene Doppler-Verschiebung klein gegen die Zerfallsrate Γ des angeregten Niveaus ist, für die Kraft auf das Atom [Met99]

$$\vec{F} = \hbar\vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{Sat}}}{1 + I/I_{\text{Sat}} + 4(2\pi\delta\nu/\Gamma)^2}.$$

I bezeichnet die Intensität¹. $\delta\nu$ ist die Frequenzverstimmung der Laserfrequenz gegen die Resonanz. Die Sättigungsintensität I_{Sat} des Übergangs ist gegeben durch $I_{\text{Sat}} = \pi\hbar c\Gamma/(3\lambda^3)$. Obwohl der Impulsübertrag durch ein einzelnes Photon sehr gering ist, wird aufgrund der großen Zerfallsrate von $2,15 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ des $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ -Übergangs in Calcium (s.

¹Die richtige Bezeichnung für I lautet Bestrahlungsstärke. Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Größe als Intensität bezeichnet.

Abb. 1.1) für $I = I_{\text{Sat}}$ und $2\pi\delta\nu = -\Gamma/2$ eine Kraft von ca. 10^6 mal der Erdbeschleunigung erzeugt.

Zur Kühlung der Atome in drei Dimensionen werden typischerweise drei zueinander orthogonale gegenläufige Laserstrahlen gleicher Intensität benutzt. Zusätzlich ist ihre Frequenz rotverstimmt gegen die atomare Resonanz. Die Verstimmung liegt dabei in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite. Ein bewegtes Atom absorbiert aufgrund der Frequenzverschiebung durch den Doppler-Effekt mehr Photonen aus dem Laserstrahl, auf den es sich zubewegt als aus dem entsprechenden gegenläufigen Laserstrahl; seine Bewegung wird also gedämpft. Um neben der Kompression im Geschwindigkeitsraum eine Kompression der Atome im Ortsraum zu erzielen, wird eine Kombination aus magnetischem Quadrupolfeld und geeigneter zirkularer Polarisationen der Laserstrahlen benutzt. Durch die resultierende Zeeman-Verschiebung der $m = \pm 1$ Komponenten des angeregten Niveaus wirkt die Kraft auf das Atom in Richtung des Nullpunkts des Quadrupolfeldes.

Die mit dieser Methode für $I \ll I_{\text{Sat}}$ und $2\pi\delta\nu = -\Gamma/2$ minimal erreichbare Temperatur $T = \hbar\Gamma/(2k)$ wird Doppler-Limit genannt und beträgt für Calcium $T = 0,8$ mK. Für Atome mit einer Aufspaltung des Grundzustands werden aufgrund der dort möglichen sogenannten Sub-Doppler-Kühlmethoden [Dal89] Temperaturen bis nahe an das Photonenrückstoßlimit erreicht. Wegen der fehlenden Entartung des Grundzustands sind diese Methoden für ^{40}Ca jedoch nicht einsetzbar. Eine Alternative besteht in der Kühlung auf dem Interkombinationsübergang $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$ [Wal89].

3.2 Quenchkühlung

Die direkte Kühlung auf dem Interkombinationsübergang wurde zuerst für ^{88}Sr -Atome realisiert [Kat99a]. Im Fall von ^{40}Ca ist die Kühlung auf dem Interkombinationsübergang allein aufgrund der verglichen mit Strontium ca. 20mal schmalere Linienbreite nicht möglich. Die maximal auf ein Atom wirkende Kraft beträgt nur das Anderthalbfache der Erdbeschleunigung, so dass unter realistischen Versuchsbedingungen eine Speicherung der Atome nicht möglich ist. Daher wird zur Erhöhung der Streurate zusätzlich ein sogenannter Quenchlaser, welcher resonant mit dem $4s4p\ ^3\text{P}_1 - 4s4d\ ^1\text{D}_2$ -Übergang bei 453 nm ist (s. Abb. 1.1), der magneto-optischen Falle überlagert. Vom $4s4d\ ^1\text{D}_2$ -Niveau zerfallen die Atome innerhalb von weniger als 100 ns in den Grundzustand und stehen damit für einen weiteren Kühlzyklus zur Verfügung. Die auch als Quenchkühlung bezeichnete Kühlmethode konnte erstmals für ^{40}Ca demonstriert werden [Bin01b].

Da die geschwindigkeitsverbreiterte Linienbreite des Interkombinationsübergangs im Doppler-gekühlten Ensemble bei 4 mK 1,3 MHz beträgt, wird dem Kühllaserlicht mittels AOM4 in Abb. 2.5 ein kammartiges Frequenzspektrum von 1,5 MHz Breite aufgeprägt. Dies verhindert auch, dass durch die Rückstoßverschiebung eines auf dem Interkombinationsübergang gestreuten Photons ($\hbar k^2/(4\pi m_{\text{Ca}}) = 11,6$ kHz), bei einer Linienbreite des Übergangs von nur 370 Hz, das Atom nach einem Absorptions-/Emissionszyklus aus der Resonanz mit dem Kühllaserlicht gerät.

Im Experiment werden die Fallenstrahlen für die Quenchkühlung bei 657 nm aus drei retroreflektierten Strahlen in $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration gebildet. Sie sind den Fallenstrahlen bei 423 nm durch dichroitische Spiegel gegenläufig überlagert. Aufgrund der begrenzten Leistung des Quenchlaser von 40 mW am Ort der Falle wird dieser dreimal in zueinander

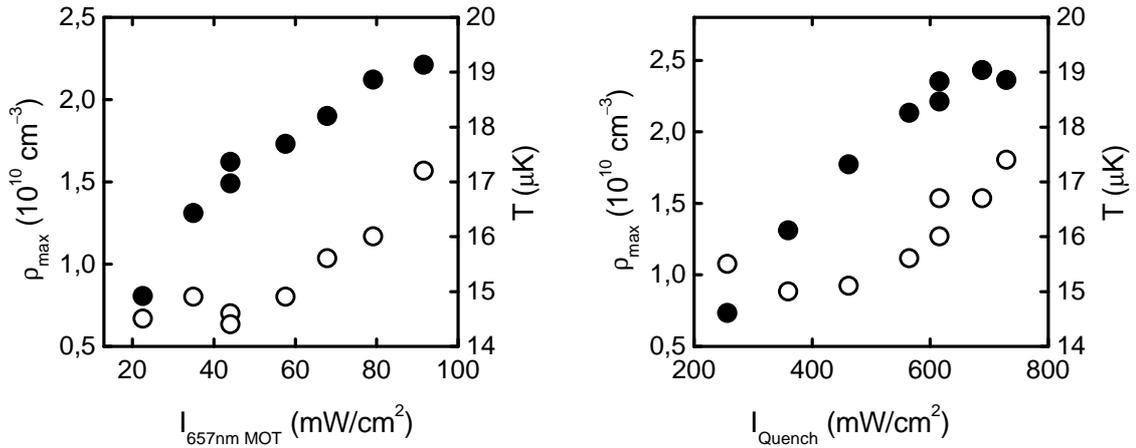


Abb. 3.1: Dichte (ρ_{\max} , gefüllte Kreise) und Temperatur (T , offene Kreise) des quenchgekühlten Ensembles in Abhängigkeit von der Intensität der 657 nm Fallenstrahlen und des Quenchlasers. Für die höchsten zur Verfügung stehenden Intensitäten beginnt die Dichte zu sättigen. Die Temperatur steigt nur geringfügig mit der Leistung.

orthogonalen Richtungen durch die Apparatur geführt, durchläuft eine Viertelwellenplatte und wird in sich zurückreflektiert. Durch die Geometrie der Vakuumkammer (s. Abb. 2.1) beträgt der Winkel zwischen Fallenstrahlen und Quenchlaser $22,5^\circ$.

Zur Erzeugung eines ultrakalten Ensembles findet zunächst Doppler-Kühlung auf dem 423 nm Übergang für typischerweise 500 ms statt. Nach Abschalten des 423 nm Kühllichts wird in ca. 100 μs der Gradient des Quadrupolmagnetfeldes reduziert. Anschließend werden für 20 ms der Kühllaser bei 657 nm und der Quenchlaser eingestrahlt. Die Dauer der Quenchkühlung betrug bei allen Messungen 20 ms, da schon nach etwa 5–10 ms die Temperatur sich nicht mehr wesentlich verringert, Dichte und Teilchenzahl aber exponentiell mit einer Zeitkonstanten von ca. 210 ms abnehmen (s. Abb. 5.3).

3.3 Optimierung der Quenchkühlung

Alle experimentell zugänglichen Parameter der Quenchkühlung, wie z.B. die Radien der Fallen- und Quenchlaserstrahlen, der Gradient des Quadrupolmagnetfeldes und der Abstand des Kühlkamms zur atomaren Resonanz, wurden systematisch variiert, um maximale Dichten bei gleichzeitig hoher Transfereffizienz aus der MOT bei 423 nm in die Quenchkühl-MOT zu erzielen. Die Symmetrieachse des Quadrupolmagnetfeldes liegt in der Vertikalen (z -Achse). Alle Angaben zum Magnetfeldgradienten (dB/dz) beziehen sich auf diese Richtung. Abbildung 3.1 zeigt Dichte und Temperatur des quenchgekühlten Ensembles in Abhängigkeit von der Intensität der Fallenstrahlen bei 657 nm und der Intensität des Quenchlasers. Die Intensität der 657 nm Strahlung bezieht sich auf die vertikalen Fallenlaserstrahlen, in der Horizontalen wurden Strahlen der halben Intensität benutzt. Die Dichte nimmt mit steigender Intensität zu, beginnt jedoch für die höchsten verwendeten Intensitäten zu sättigen. Dies zeigt, dass für die zur Verfügung stehende Laserleistung angemessene Strahlradien gewählt wurden. Die Temperatur steigt nur geringfügig mit

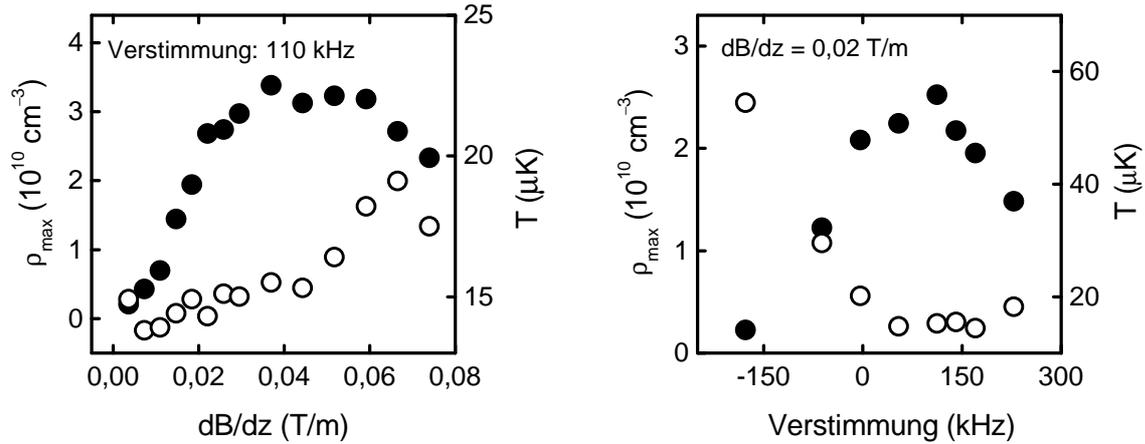


Abb. 3.2: Dichte (ρ_{\max} , gefüllte Kreise) und Temperatur (T , offene Kreise) des quenchgekühlten Ensembles in Abhängigkeit vom Quadrupolmagnetfeldgradienten und der Verstimmung des Kühlkamms gegen die Resonanz.

steigender Intensität.

Der Einfluss des Quadrupolfeldgradienten und des Abstandes des Kühlkamms zur atomaren Resonanz ist in Abb. 3.2 dargestellt. Beide Dichteverläufe zeigen ein Maximum, wobei im Experiment eine Verknüpfung der Lage beider Maxima beobachtet wird. Für größere Verstimmungen des Kühlkamms verschiebt sich das Maximum zu größeren Quadrupolfeldgradienten. Dies lässt sich anschaulich dadurch erklären, dass bei der Quenchkühlung die Lichtkräfte hauptsächlich im äußeren Bereich der Falle auf die Atome wirken. Die Atome befinden sich praktisch in einer Hohlkugel, von deren Wänden sie reflektiert werden. Durch Vergrößern des Magnetfeldgradienten wird der Radius der Hohlkugel verkleinert, wohingegen ein Vergrößern der Verstimmung den Radius vergrößert. In gewissem Rahmen lassen sich beide Größen also gegeneinander kompensieren. Die Transfereffizienz liegt für die höchsten erzielten Dichten von $4,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ bei 30 %. Maximale Transfereffizienzen von 42 % wurden beobachtet, allerdings geht dabei die Dichte auf $6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ zurück.

Eine wichtige Voraussetzung zur Erzielung hoher Dichten ist die richtige Wahl der Polarisierungen der Fallen- und Quenchlaserstrahlen. Nach der Absorption eines σ^+ -polarisierten Photons auf dem Interkombinationsübergang ist gemäß der Clebsch-Gordon-Koeffizienten die Wahrscheinlichkeit der Absorption eines σ^+ -Quench-Photons um einen Faktor sechs wahrscheinlicher als die Absorption eines σ^- -Photons. Bei gleicher Zirkularpolarisation von Fallen- und Quenchlaser werden also mit größerer Wahrscheinlichkeit beide Photonen aus derselben Richtung absorbiert. Dies resultiert in größeren Kühlkräften und dementsprechend in einer höheren Dichte. Im Experiment zeigt sich eine drastische Abhängigkeit von den eingestellten Polarisierungen. Sind beide Polarisierungen gleich, ist sowohl die Dichte des atomaren Ensembles als auch die Teilchenzahl etwa einen Faktor sechs größer als für unterschiedliche Zirkularpolarisation von Fallen- und Quenchlaser. Das Volumen und die Temperatur des Ensembles sind dagegen unabhängig von den gewählten Polarisierungen. Tabelle 3.1 fasst alle relevanten Parameter der Doppler- und Quenchkühlung zusammen.

Tabelle 3.1: Übersicht über alle relevanten Parameter der Doppler- und Quenchkühlung. w bezeichnet den Radius der Fallenstrahlen, bei dem die Intensität auf $1/e^2$ ihres Maximalwerts abgefallen ist.

Parameter	423 nm MOT	657 nm MOT
horizontale Fallenstrahlen	$\delta\nu = 94$ MHz: 65 mW/cm ² $w=12$ mm	50 mW/cm ² $w=4,9$ mm
	$\delta\nu = 128$ MHz: 25 mW/cm ² $w=12$ mm	
vertikale Fallenstrahlen	$\delta\nu = 94$ MHz 16 mW/cm ² $w=12$ mm	89 mW/cm ² $w=4,9$ mm
Quadrupolmagnetfeldgradient	0,81 T/m	0,037 T/m
Verstimmung des Kühlkamms	—	+200 kHz
Breite des Kühlkamms	—	1,5 MHz
Fallenradius	$w_x \approx w_y \approx w_z = 0,8$ mm	$w_x \approx w_y = 0,38$ mm $w_z = 0,24$ mm
Temperatur	4 mK	15 μ K
Dichte	$1 \cdot 10^{10}$ cm ⁻³	$4,3 \cdot 10^{10}$ cm ⁻³
Phasenraumdichte	$3 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-5}$
Teilchenzahl	$7,7 \cdot 10^7$	$2,4 \cdot 10^7$
Transfereffizienz	—	31 %

Kapitel 4

Frequenznormal mit ballistischen ultrakalten Atomen

Die Realisierung eines Frequenznormals erfordert die Kenntnis aller Effekte, die zu einer Verschiebung der gemessenen Frequenz gegenüber der ungestörten Übergangsfrequenz in der Größenordnung der angestrebten Unsicherheit führen können. In Abschnitt 4.1 erfolgt daher zunächst die Aufstellung des Unsicherheitsbudgets. Dabei konnten wesentliche Beiträge zur Unsicherheit in früheren Messungen wie der Einfluss des linearen Doppler-Effekts (Abschn. 4.1.1) und frequenzverschiebender Stöße (Abschn. 4.1.3) auf ein zur Zeit vernachlässigbares Maß reduziert werden. Der Einfluss von Phasenexkursionen in den Anregungspulsen der verwendeten Ramsey-Bordé Atominterferometern konnte erstmals quantitativ untersucht und korrigiert werden (Abschn. 4.1.2). Abschnitt 4.2 enthält die Ergebnisse der Frequenzmessung, bei der die Frequenz des Interkombinationsübergangs mit Hilfe eines Frequenzkamm-Generators mit dem Primärnormal der Zeit, der Cäsium-Atomuhr, verglichen wurde.

4.1 Beiträge zur Unsicherheit

4.1.1 Linearer Doppler-Effekt

Unter dem Begriff *linearer Doppler-Effekt* werden Beiträge zum Unsicherheitsbudget zusammengefasst, die durch die Restbewegung der Atome und ihre Beschleunigung während der Spektroskopie durch das Gravitationsfeld der Erde verursacht werden. Sind die Wellenfronten der anregenden Laserstrahlen gekrümmt oder gegen die Gravitation verkippt, bewegt sich ein Atom während der Spektroskopie durch Bereiche des Laserstrahls mit unterschiedlicher Phase. Da in den Wechselwirkungszonen des Atominterferometers die momentane Laserphase auf die atomare Phase übertragen wird, führt dies zu Phasen- bzw. Frequenzverschiebungen im Atominterferometer. Unter der Annahme rein sphärischer Wellenfronten wurde in [Wil02a] die Phasenverschiebung $\Delta\Phi_{\uparrow\uparrow}$ in einem symmetrischen 3-Puls-Interferometer und die Frequenzverschiebung $\Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow}$ in einem asymmetrischen 4-Puls-Interferometer abgeleitet. Dazu wird die örtliche Phase des Lasers an der momentanen Position $\vec{r}(t)$ in den Wechselwirkungszonen des Interferometers betrachtet. Für ein Atom, das sich nach Abschalten der magneto-optischen Falle ($t = 0$) am Ort \vec{r}_0 mit der

Geschwindigkeit $\vec{v}(t=0)$ befindet und mit der Fallbeschleunigung \vec{g} im Schwerfeld der Erde fällt, gilt

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}(t=0) \cdot t + \frac{1}{2}\vec{g} \cdot t^2.$$

Für eine sphärische Wellenfront mit Krümmungsradius R ergibt sich unter der Annahme $|\vec{r}| \ll R$ [Wil02a]

$$\Phi(t) = -\vec{k} \cdot \vec{r}(t) - \frac{|\vec{k}|}{2R} \cdot \vec{r}_\perp^2(t). \quad (4.1)$$

$\vec{r}_\perp(t)$ ist die zum Wellenvektor \vec{k} senkrechte Komponente von $\vec{r}(t)$. Eingesetzt in Glg. 1.11 erhält man für die Phasenverschiebung im symmetrischen 3-Puls-Interferometer

$$\Delta\Phi_{\uparrow\uparrow\uparrow, T^2} = k \left(-g \cos \alpha_\uparrow + \frac{\vec{v}_\perp^2 + \vec{g}_\perp \vec{r}_{0,\perp}}{R_\uparrow} \right) \cdot T^2 \quad (4.2)$$

und entsprechend für die antiparallele Strahlrichtung

$$\Delta\Phi_{\downarrow\downarrow\downarrow, T^2} = k \left(-g \cos \alpha_\downarrow + \frac{\vec{v}_\perp^2 + \vec{g}_\perp \vec{r}_{0,\perp}}{R_\downarrow} \right) \cdot T^2. \quad (4.3)$$

Darin bezeichnet $k = |\vec{k}|$ den Betrag des Wellenvektors und $\alpha_{\uparrow,\downarrow}$ die Verkippung gegen die Gravitation. \vec{v}_\perp ist die zweidimensionale quadratgemittelte Geschwindigkeit senkrecht zur Spektroskopierichtung. R_\uparrow und R_\downarrow geben den Krümmungsradius der Spektroskopiestrahlen an. Der Wert von R ist dabei positiv, wenn die Krümmung in Propagationsrichtung konvex ist, d.h. für divergierende Strahlen. T ist die Dunkelzeit zwischen den kopropagierenden Pulspaaren (s. Abb. 1.3). Terme höherer Ordnung in T können vernachlässigt werden.

Für die Frequenzverschiebung im asymmetrischen 4-Puls-Interferometer ergeben sich aus Glg. 1.9 mit $\Delta\nu = \Delta\Phi/(4\pi T)$ zwei wesentliche Beiträge. Der erste Beitrag ist unabhängig von der Auflösung und beträgt

$$\Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow, 0} = \frac{(\vec{k}_\uparrow + \vec{k}_\downarrow)\vec{v}_0}{4\pi} + \frac{\vec{v}_{0,\perp}\vec{r}_{0,\perp}}{4\pi} \left(\frac{1}{R_\uparrow} + \frac{1}{R_\downarrow} \right). \quad (4.4)$$

\vec{v}_0 ist die Schwerpunktschwindigkeit des atomaren Ensembles nach Abschalten der magneto-optischen Falle. $\vec{v}_{0,\perp}$ und $\vec{r}_{0,\perp}$ sind die Schwerpunktschwindigkeit und der Versatz des Ensembles senkrecht zu den Spektroskopiestrahlen.

Der zweite Beitrag ist linear abhängig von T . Man erhält

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow, T} &= \frac{k}{8\pi} \left[\left(-g \cos \alpha_\uparrow + \frac{\vec{v}_\perp^2 + \vec{g}_\perp \vec{r}_{0,\perp}}{R_\uparrow} \right) (T + 2T_1) \right. \\ &\quad \left. + \left(-g \cos \alpha_\downarrow + \frac{\vec{v}_\perp^2 + \vec{g}_\perp \vec{r}_{0,\perp}}{R_\downarrow} \right) (3T + 2T_1 + 2T') \right]. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Terme höherer Ordnung in T können auch hier vernachlässigt werden. Die Vorfaktoren in den großen runden Klammern sind dabei dieselben wie in Glg. 4.2 und Glg. 4.3. Mit den Definitionen

$$A_\uparrow = k \left(-g \cos \alpha_\uparrow + \frac{\vec{v}_\perp^2 + \vec{g}_\perp \vec{r}_{0,\perp}}{R_\uparrow} \right) \quad (4.6)$$

$$A_\downarrow = k \left(-g \cos \alpha_\downarrow + \frac{\vec{v}_\perp^2 + \vec{g}_\perp \vec{r}_{0,\perp}}{R_\downarrow} \right) \quad (4.7)$$

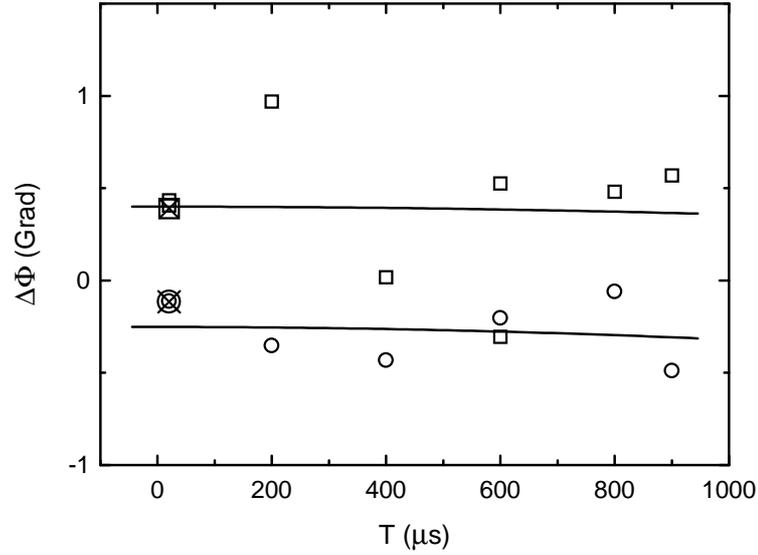


Abb. 4.1: Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ im symmetrischen 3-Puls-Interferometer in Abhängigkeit des Pulsabstands T . Vierecke und Kreise entsprechen den beiden Spektroskopierichtungen. Die Kurven zeigen an die Messdaten angepasste Parabeln. Zusätzlich eingetragen als Viereck mit Kreuz und Kreis mit Kreuz sind die aus den Phasenexkursionen der Anregungspulse ermittelten Verschiebungen (s. Abschn. 4.1.2).

ergibt sich für die Phasenverschiebung im 3-Puls-Interferometer

$$\Delta\Phi_{\uparrow\uparrow,T^2} = A_{\uparrow} \cdot T^2 \quad (4.8)$$

$$\Delta\Phi_{\downarrow\downarrow,T^2} = A_{\downarrow} \cdot T^2. \quad (4.9)$$

Entsprechend folgt aus Glg. 4.4 und Glg. 4.5 für die Frequenzverschiebung im 4-Puls-Interferometer

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow} &= \Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow,0} + \Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow,T} \\ &= \frac{(\vec{k}_{\uparrow} + \vec{k}_{\downarrow})\vec{v}_0}{4\pi} + \frac{\vec{v}_{0,\perp}\vec{r}_{0,\perp}}{4\pi} \left(\frac{1}{R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow}} \right) + \\ &\quad + \frac{A_{\uparrow}}{8\pi} (T + 2T_1) + \frac{A_{\downarrow}}{8\pi} (3T + 2T_1 + 2T') \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Bestimmung der Koeffizienten A_{\uparrow} und A_{\downarrow} mit Hilfe der frequenzunabhängigen 3-Puls-Interferometer erlaubt damit die Berechnung der Frequenzverschiebung im 4-Puls-Interferometer. Abb. 4.1 zeigt die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ im 3-Puls-Interferometer in Abhängigkeit vom Pulsabstand T . Zur Minimierung der Phasenverschiebung wurden zunächst die Wellenfronten mit Hilfe einer Shearing-Platte optimiert. Anschließend wurde die Verkipfung der Spektroskopiestrahlen gegen die Gravitation so eingestellt, dass die Phasenverschiebung beim größten benutzten Pulsabstand ($T = 900 \mu\text{s}$) der Phasenverschiebung beim kleinsten Pulsabstand ($T = 20 \mu\text{s}$) entspricht. Die verbleibende Verschiebung auf der Ordinate von ca. 0,5 Grad resultiert aus Exkursionen der Laserphase während

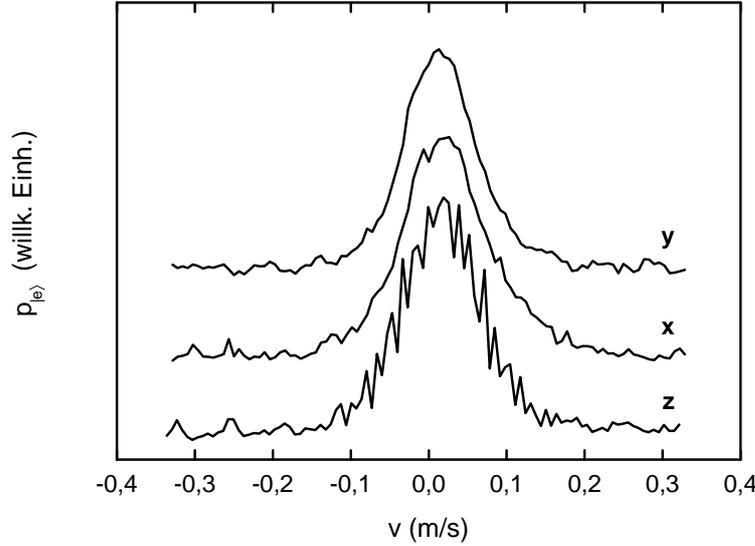


Abb. 4.2: Geschwindigkeitsverteilung des für die Frequenzmessung benutzten ultrakalten Ensembles. Die x -Richtung entspricht der im Experiment benutzten Spektroskopierichtung. y bezeichnet die dazu in der Horizontalen senkrechte Richtung. z entspricht der vertikalen Richtung. Die Kurven sind in vertikaler Richtung versetzt. Fluktuationen von $2 \mu\text{T}$ im Magnetfeld zur Festlegung der Quantisierungsachse führen zum Rauschen des Doppler-Profiles in z -Richtung, da in dieser Richtung die $m = \pm 1$ Komponenten angeregt werden.

der Spektroskopiepulse. Dieser Effekt wird in Abschn. 4.1.2 behandelt. An die Daten in Abb. 4.1 wurden Parabelfunktionen der Form $\Delta\Phi = \Phi_0 + A \cdot T^2$ angepasst. Man erhält $A_{\uparrow} = (-0,4 \pm 5,1) \cdot 10^5 \text{ Grad/s}^2$ und $A_{\downarrow} = (-0,7 \pm 2,6) \cdot 10^5 \text{ Grad/s}^2$. Eingesetzt in Glg. 4.10 ergibt sich für $\Delta\nu_{\uparrow\downarrow,T}$

$$\Delta\nu_{\uparrow\downarrow,T} = (-0,1 \pm 0,9) \text{ Hz} - (1,7 \pm 9,0) \cdot 10^{-4} \frac{\text{Hz}}{\mu\text{s}} T. \quad (4.11)$$

Der Hauptbeitrag von $(-0,1 \pm 0,9) \text{ Hz}$ resultiert dabei aus der relativ langen Zeit $T_1 = 800 \mu\text{s}$ zwischen dem Ausschalten der magneto-optischen Falle und dem ersten Puls der Interferometersequenz. In dieser Zeit wird das Ensemble aufgrund der Gravitation beschleunigt und expandiert ballistisch. Die Zeit war bedingt durch die Synchronisation der bei der Frequenzmessung verwendeten mechanischen Blenden und des Choppers (s. Abschn. 4.2). Sie lässt sich durch Optimierung der Synchronisation auf eine Zeit von ca. $200 \mu\text{s}$ reduzieren, welche zum Abschalten des Quadrupol-Magnetfeldes ohnehin nötig ist. Der von T abhängige Teil in Glg. 4.11 liefert für die während der Frequenzmessung verwendeten Zeiten ($T + \tau = 454,5 \mu\text{s}$ bzw. $216,4 \mu\text{s}$) Verschiebungen von $(-0,08 \pm 0,42) \text{ Hz}$ bzw. $(-0,04 \pm 0,21) \text{ Hz}$.

Für den von T unabhängigen Teil der Frequenzverschiebung (Gl. 4.4) kann eine obere Grenze abgeschätzt werden. Die Ebenheit der Wellenfronten der Spektroskopiestrahlen wurde mit einer Shearing-Platte durch Einstellen der Kollimation an den verwendeten Faserkopplern (*New Focus, Modell 9091*) optimiert. Als Auskoppelobjektive werden Mikroskopobjektive des Typs MSPlan10 von *Olympus* mit einer Brennweite von

Tabelle 4.1: Aus Abb. 4.2 gewonnene Werte für die Schwerpunkts-*geschwindigkeiten* $|\vec{v}_{0,xyz}|$ und die *quadratgemittelten Geschwindigkeiten* $v_{\text{rms},xyz}$ des atomaren Ensembles. Die Geschwindigkeitsbreiten senkrecht zur Spektroskopierichtung (y und z) entsprechen einer Ensemble-Temperatur von $10 \mu\text{K}$ bzw. $12 \mu\text{K}$.

Richtung	$ \vec{v}_{0,xyz} $	$v_{\text{rms},xyz}$
x	1,2 cm/s	7,7 cm/s
y	0,6 cm/s	6,5 cm/s
z	0,9 cm/s	7,2 cm/s
gesamt	$ \vec{v}_0 = 1,6 \text{ cm/s}$	$v_{\text{rms}} = 12,4 \text{ cm/s}$

$f = 18 \text{ mm}$ benutzt. Mit Hilfe der Shearing-Platte und des Faserkopplers konnte die Position des Faserendes auf $\pm 6 \mu\text{m}$ genau justiert werden. Daraus ergibt sich ein minimaler Krümmungsradius der Wellenfront von etwa 50 m . Es wird angenommen, dass der eingestellte Krümmungsradius größer als 40 m ist. Bei optimierter gegenseitiger Einkopplung der gegenläufigen Spektroskopiestrahlen kann die verbleibende Verkippung Θ zwischen den Strahlen auf $\Theta < 2 \cdot 10^{-3}$ Grad abgeschätzt werden [Wil02a]. Zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung des atomaren Ensembles und seiner Schwerpunkts-*geschwindigkeit* wurden aus drei zueinander orthogonalen Raumrichtungen Spektren der Doppler-*verbreiterten Interkombinationslinie* aufgenommen und daraus die Geschwindigkeitsverteilung berechnet (Abb. 4.2). Die zur Realisierung des Frequenznormals benutzte Spektroskopierichtung wird als x -Richtung bezeichnet, die dazu orthogonale Richtung in der Horizontalen als y -Richtung und die Vertikale als z -Richtung. Bei allen das Frequenznormal betreffenden Messungen wurde der Quenchlaser nur als eindimensionale stehende Welle in Richtung der Spektroskopiestrahlen der Falle überlagert. Wird der Quenchlaserstrahl, wie in Abschn. 3.2 beschrieben, sechsmal nacheinander durch die Vakuumapparatur geführt, resultiert dies in einer Intensitätsimbalance zwischen hin- und zurücklaufendem Strahl und damit in einer systematischen Verschiebung der Schwerpunkts-*geschwindigkeit* des Ensembles. Tabelle 4.1 fasst die Ergebnisse für die Schwerpunkts-*geschwindigkeiten* und *quadratgemittelten Geschwindigkeiten* zusammen.

Der Abstand \vec{r}_0 des Ensemblezentrums zum Spektroskopiestrahl wird durch Maximierung der Anregungswahrscheinlichkeit bei Variation der Richtung des Spektroskopiestrahls optimiert. Der zum Verkippfen benutzte Spiegelhalter (*New Focus, Modell 9807*) befindet sich 55 cm vom Fallenzentrum entfernt. Die Stellungen der Feingewindeschrauben mit 80 Gängen pro Zoll für die horizontale und vertikale Richtung können mit einer Unsicherheit von jeweils ca. 30° eingestellt werden. Daraus resultiert ein maximaler Versatz von $|\vec{r}_0| = 0,5 \text{ mm}$. Mit den so abgeschätzten Werten ($\Theta = 2 \cdot 10^{-3}$ Grad, $\min(R_\uparrow, R_\downarrow) = 40 \text{ m}$, $|\vec{r}_0| = 0,5 \text{ mm}$, $|\vec{v}_0| = 1,6 \text{ cm/s}$) ergibt sich für die auflösungsunabhängige Frequenzverschiebung aus Glg. 4.4

$$\begin{aligned}
\Delta\nu_{\uparrow\downarrow,0,\text{max}} &= \sqrt{\left(\frac{k|\vec{v}_0|}{4\pi}\Theta\right)^2 + \left(\frac{k|\vec{v}_0||\vec{r}_0|}{4\pi} \cdot \frac{2}{\min(R_\uparrow, R_\downarrow)}\right)^2} \\
&= 0,53 \text{ Hz.}
\end{aligned} \tag{4.12}$$

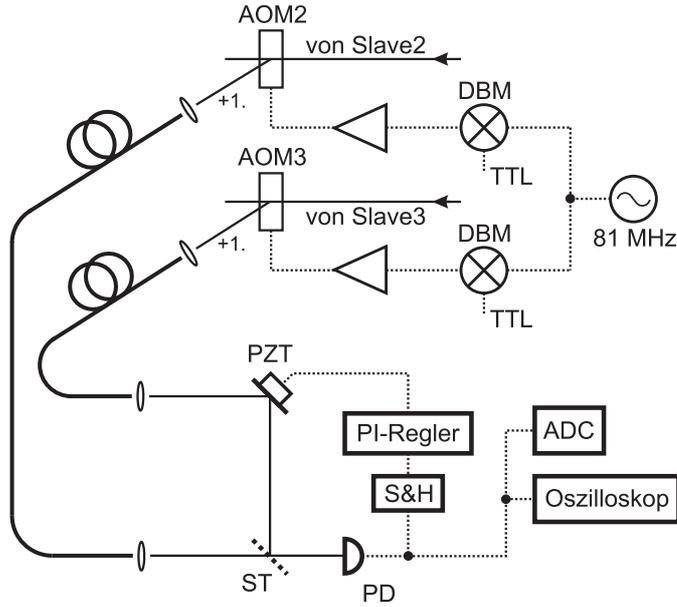


Abb. 4.3: Aufbau des Homodyn-Interferometers zur Bestimmung von Phasenexkursionen in den Anregungslaserpulsen (vgl. Abb. 2.5). Ein Strahl bleibt ständig eingeschaltet und dient als Referenz für den gepulsten zweiten Strahl. Die Weglängendifferenz in beiden Interferometerarmen wird über den auf einem Piezoaktuator (PZT) montierten Spiegel konstant gehalten. ST: Strahlteiler, S&H: Sample-and-Hold, PD: Photodiode, ADC: Analog-Digital-Konverter, DBM: doppelt-balancierter Mischer

Wird angenommen, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Werte zwischen $-\Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow,0,\max}$ und $\Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow,0,\max}$ gleichverteilt ist, ergibt sich für die Unsicherheit von $\Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow,0}$:

$$u(\Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow,0}) = \frac{2\Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow,0,\max}}{\sqrt{12}} = 0,31 \text{ Hz}. \quad (4.13)$$

Zusammen mit der Frequenzverschiebung $\Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow,T}$ aus Glg. 4.11 ergibt sich ein Gesamtbeitrag zum Unsicherheitsbudget aufgrund des linearen Doppler-Effektes von 1,0 Hz.

Um die Abhängigkeit der Frequenzverschiebung vom Pulsabstand T zu bestimmen, wurde mit Hilfe der doppelten Stabilisierung (s. Abschn. 1.3.2) die Frequenzdifferenz zwischen zwei Stabilisierungen mit unterschiedlichen Pulsabständen T und \tilde{T} bestimmt. Für die Differenz folgt aus Glg. 4.10

$$\Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow,T} - \Delta\nu_{\uparrow\uparrow\downarrow,\tilde{T}} = \frac{1}{8\pi}(A_{\uparrow} + 3A_{\downarrow})(T - \tilde{T}). \quad (4.14)$$

4.1.2 Phasenexkursionen in den Anregungspulsen

Bei allen bisher durchgeführten Frequenzmessungen wurde davon ausgegangen, dass die Laserphase während der Anregungspulse der Interferometersequenz, abgesehen von Fluktuationen des Spektroskopielasers, als konstant angenommen werden kann. Im Rahmen

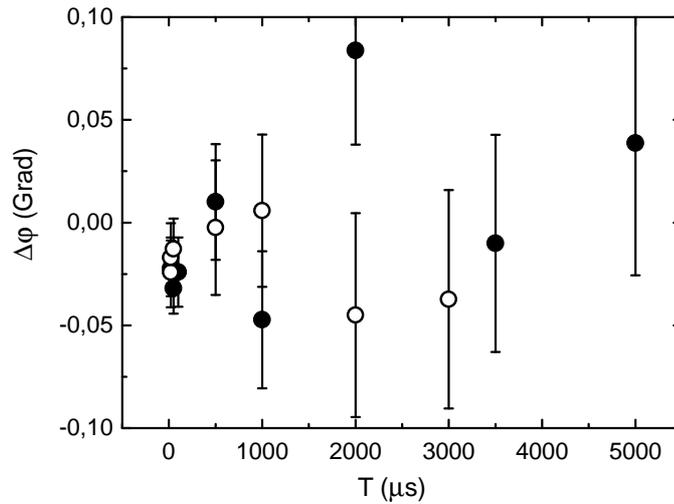


Abb. 4.4: Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zwischen zwei Anregungspulsen von $2\ \mu\text{s}$ Dauer im Abstand T . Gefüllte und offene Kreise entsprechen den beiden Spektroskopierichtungen. Die Streuung der Messergebnisse ist mit Null verträglich. Thermische Effekte in den akusto-optischen Modulatoren werden erst für Anregungspulse von mehreren Millisekunden Dauer beobachtet.

dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass von Puls zu Puls gleichbleibende Phasenexkursionen zu parasitären Frequenzverschiebungen von mehreren Hertz führen und daher bei der Realisierung des Frequenznormals berücksichtigt werden müssen.

Es werden zwei unterschiedliche Ursachen für systematische Phasenverschiebungen in den Anregungspulsen beobachtet. Zum Einen führt die in die zum Schalten benutzten akusto-optischen Modulatoren (AOM) (s. Abb. 4.3) eingebrachte Hochfrequenzleistung zu einer Erwärmung des aktiven Mediums und damit zu einer Änderung der optischen Weglänge. Zum Anderen stellt das gesamte System zum Schalten der Spektroskopiepulse, bestehend aus Mischer, Verstärker, AOM und Einkopplung in die Glasfaser, einen Bandpass für die angelegte Hochfrequenz dar. Durchläuft ein Puls solch ein System, ergeben sich Phasenverschiebungen in den Flanken des Pulses.

Um die Lichtphase messen zu können, wurde aus den beiden Spektroskopiestrahlen ein Homodyn-Interferometer aufgebaut (s. Abb. 4.3). Das Licht beider Strahlen wird auf einem Strahlteiler überlagert und von einer Photodiode registriert. Ein Strahl ist dabei immer eingeschaltet und dient als Referenz. Der zweite Strahl wird gepulst betrieben. Um die Weglängendifferenz in beiden Interferometerarmen konstant halten zu können, ist in einen Interferometerarm ein auf einem Piezoaktuator (PZT) montierter Spiegel eingebaut. Das Signal der Photodiode wird während eines Pulses von einer Sample-and-Hold (S&H) Stufe registriert und mittels eines PI-Reglers geeignet verstärkt auf die am Piezoaktuator anliegende Spannung addiert. Damit werden Änderungen der Weglängendifferenz aufgrund von Luftturbulenzen und mechanischen Verformungen des optischen Aufbaus aktiv herausgeregelt. Stabilisiert wird auf die positive bzw. negative Flanke des Interferenzsignals, um Phasenverschiebungen mit maximaler Empfindlichkeit nachweisen zu können.

Um den Einfluss der Erwärmung des aktiven Mediums im akusto-optischen Modulator auf die Lichtphase zu untersuchen, wurde die Höhe des Interferenzsignals von zwei Pul-

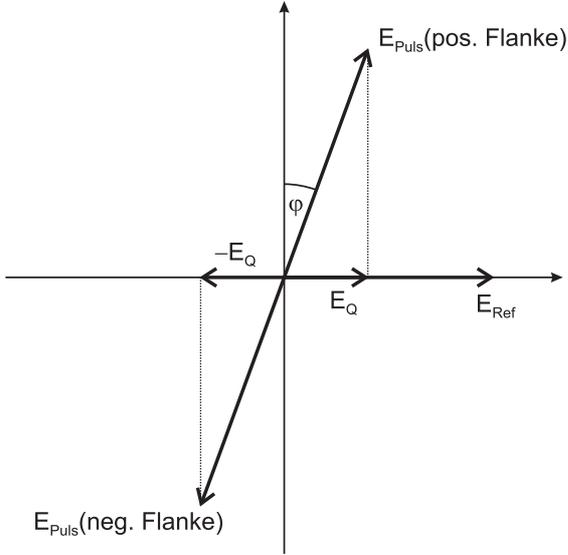


Abb. 4.5: Interferometrische Bestimmung der Quadraturkomponente E_Q des elektrischen Feldes. \vec{E}_{ref} ist der elektrische Feldvektor des als Referenz benutzten, ständig eingeschalteten Strahls. \vec{E}_{Puls} ist der Feldvektor des gepulsten Strahls.

sen mit variablem Pulsabstand von einem Digital-Analog-Konverter registriert und über 1000 Zyklen gemittelt. Es wurde jeweils auf der positiven und der negativen Flanke des Interferenzsignals gemessen. Bei Stabilisierung auf die positive Flanke seien die während des ersten bzw. zweiten Pulses an der Photodiode anliegenden Spannungen U_1^+ bzw. U_2^+ . Die Spannungen bei der Stabilisierung auf die negative Flanke seien entsprechend U_1^- und U_2^- . Damit ergibt sich die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zwischen beiden Pulsen zu

$$\Delta\varphi = \arcsin\left(\frac{(U_2^+ - U_1^+) - (U_2^- - U_1^-)}{U_{\text{pp}}}\right). \quad (4.15)$$

Darin ist U_{pp} der volle Hub des Interferenzsignals. Durch die Differenzbildung der Signale bei Stabilisierung auf die negative und positive Flanke werden eventuell durch die Elektronik bedingte systematische Verschiebungen unterdrückt. Abbildung 4.4 zeigt die gemessenen Phasenverschiebungen für Pulsabstände von 20 μs bis 5 ms und eine Pulslänge von 2 μs , wie sie auch zur Realisierung des Atominterferometers benutzt werden. Systematische Verschiebungen sind nicht zu erkennen.

Um dennoch den Einfluss einer Erwärmung des aktiven Mediums auf die Phase des Lichtfeldes abschätzen zu können, wurde der Phasengang für sehr lange Anregungspulse von bis zu 30 ms Dauer bestimmt. Dazu wird das Signal der Photodiode mit einem Speicheroszilloskop (*Tektronix, TDS3052B*) über 200 bis 300 Pulse gemittelt aufgenommen. Das Photodiodensignal bei Stabilisierung auf die positive Flanke des Interferenzsignals sei $U^+(t)$ und bei Stabilisierung auf die negative Flanke $U^-(t)$. Zu Normierungszwecken wird zusätzlich der Pulsverlauf $U_{\text{abs}}(t)$ ohne Interferenz aufgenommen. Mit Kenntnis des vollen Hubs U_{pp} des Interferenzsignals kann damit direkt die Phasenverschiebung gemäß

$$\Delta\varphi = \arcsin\left(\frac{U^+(t) - U^-(t)}{U_{\text{pp}}}\right)$$

berechnet werden. Für Pulse von bis zu 30 ms Dauer wird eine lineare Variation von $(\Delta\varphi)/(\Delta t) = 2 \cdot 10^{-4}$ Grad/ μs beobachtet. Dies führt zu vernachlässigbaren Frequenzverschiebungen von wenigen Millihertz.

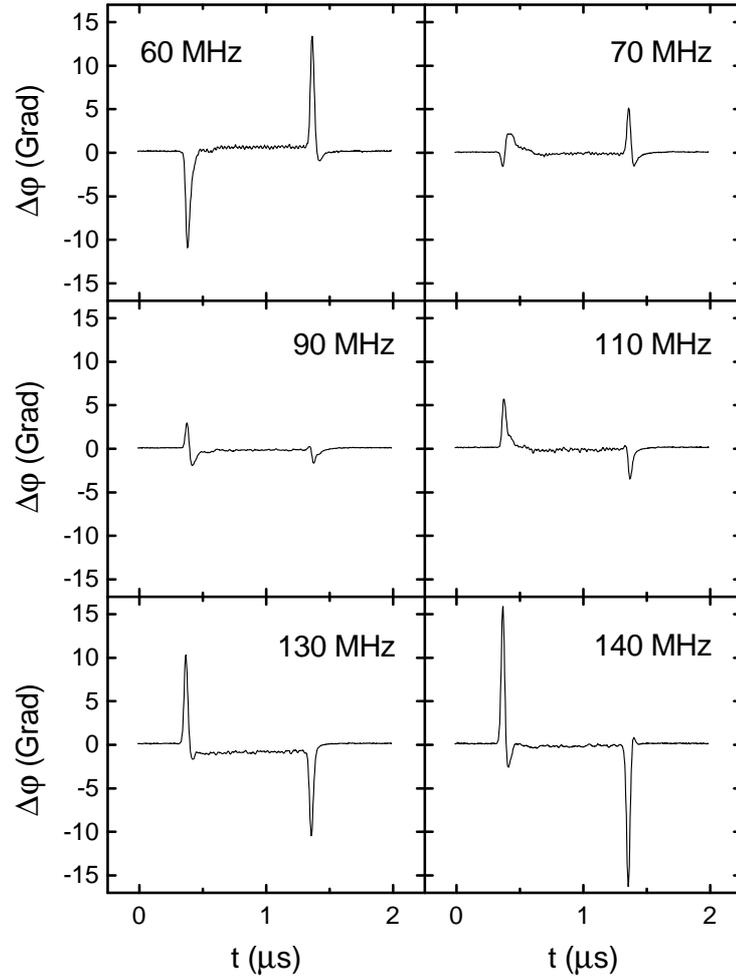


Abb. 4.6: *Phasenexkursionen in den Anregungspulsen für AOM-Frequenzen zwischen 60 MHz und 140 MHz. Der Vorzeichenwechsel der Phasenexkursion ist charakteristisch für Pulsverzerrungen durch ein Bandpassverhalten.*

Dagegen führt der Bandpasscharakter des Schaltsystems zu erheblichen Phasenexkursionen in der steigenden und abfallenden Flanke der Spektroskopiepulse. Für die Berechnung der daraus folgenden Phasenverschiebung im Atominterferometer ist die Kenntnis der relativen Quadraturkomponente des elektrischen Feldes während eines Pulses nötig. Diese lässt sich, wie in Abb. 4.5 skizziert, aus dem gemessenen Interferenzsignal, normiert auf den Gesamthub U_{pp} , gemäß

$$E_Q(t) = \frac{U^+(t) - U^-(t)}{U_{pp}} \quad (4.16)$$

bestimmen. Abbildung 4.6 zeigt die aus der Quadraturkomponente berechnete Phasenverschiebung $\Delta\phi = \arcsin(E_Q(t))$ für verschiedene Betriebsfrequenzen des AOM. Charakteristisches Merkmal für die Phasenverschiebung durch den Bandpasscharakter des Systems ist der Vorzeichenwechsel zwischen 70 MHz und 80 MHz. Ebenfalls für den Bandpasscharakter spricht die Tatsache, dass sich der Verlauf der Phasenexkursionen auch bei einer Dejustage des Bragg-Winkels des AOM oder der Einkopplung in die Glasfaser ändert. Auch

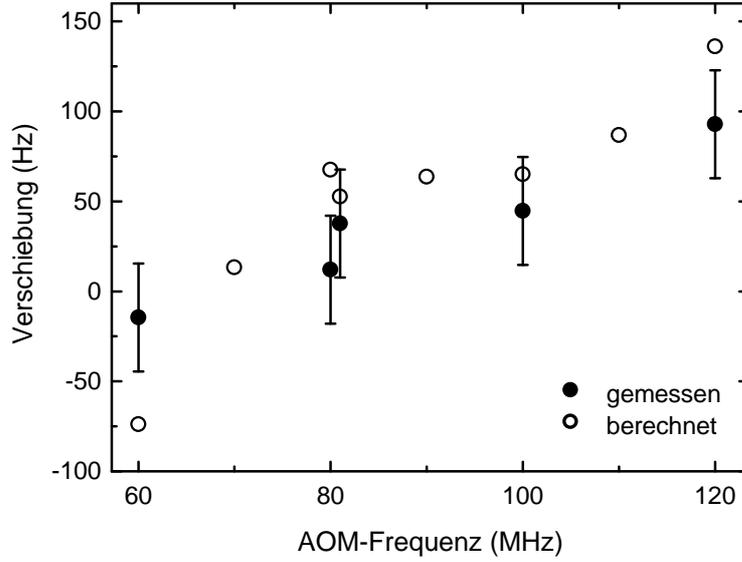


Abb. 4.7: Berechnete und gemessene Frequenzverschiebung im 4-Puls-Interferometer aufgrund von Phasenexkursionen in den Anregungslaserpulsen. Die berechneten Verschiebungen ergeben sich aus den in Abb. 4.6 gezeigten Phasenexkursionen.

das Ändern der Länge eines BNC-Kabels, z.B. zwischen dem Verstärker und dem AOM, führt zu einer Änderung des Phasenverlaufs. Bei optimaler Justage sind die Phasenexkursionen jedoch auf ca. $\pm 10\%$ reproduzierbar. Die den AOM treibende Hochfrequenzleistung hat dagegen keinen messbaren Einfluss. Eine Abschwächung der Leistung um einen Faktor vier ändert den Phasenverlauf nicht. Auch die Pulslänge selber beeinflusst die Phasenexkursionen in den Flanken des Pulses nicht. Akusto-optische Modulatoren verschiedener Hersteller und Modelle (*IntraAction, AOD-70; Isomet, IMD 80; Restposten, unbekanntes Modell*) zeigen ähnlich starke Phasenverschiebungen.

Zur Bestimmung des Einflusses der Phasenexkursionen auf die Phasenverschiebung im Atominterferometer wird zunächst die Rabifrequenz Ω_0 durch Integration über den Pulsverlauf $U_{\text{abs}}(t)$ ermittelt. Da für die Feldstärke $E_{\text{Puls}}(t)$ des Pulses $E(t) \propto \sqrt{U_{\text{abs}}(t)}$ gilt, erhält man

$$\Omega_0 \int_{\text{Puls}} \sqrt{\frac{U_{\text{abs}}(t)}{U_{\text{abs,max}}}} dt = n \cdot \frac{\pi}{2}. \quad (4.17)$$

Die Division durch die in der Pulsmitte gemessene Spannung $U_{\text{abs,max}}$ normiert den konstanten Teil des Pulses auf Eins. Für einen $\pi/2$ -Puls ist $n = 1$ einzusetzen, für einen π -Puls entsprechend $n = 2$. Für den Beitrag $\Delta\varphi$ des Pulses zur Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ im Atominterferometer muss die in Anh. C berechnete Sensitivitätsfunktion $g(t)$ berücksichtigt werden. Damit ergibt sich

$$\Delta\varphi = \int_{\text{Puls}} E_Q(t)g(t) dt \quad (4.18)$$

mit der Quadraturkomponente $E_Q(t)$ aus Glg. 4.16. Mit den Phasenverläufen aus Abb. 4.6 wurde $\Delta\varphi$ gemäß Glg. 4.18 für jeden Puls des 4-Puls-Interferometers berechnet. Aus der Summe $\Delta\Phi$ der Phasen aller Einzelpulse ergibt sich die Frequenzverschiebung im 4-Puls-

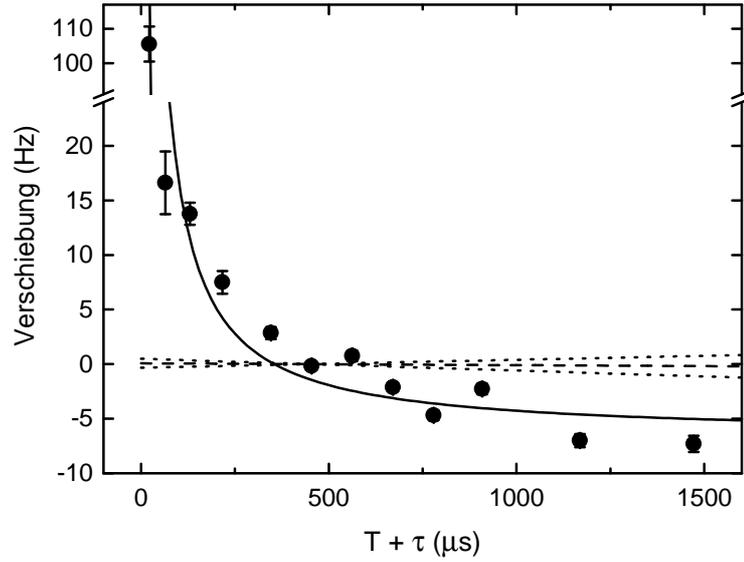


Abb. 4.8: Einfluss der Phasenexkursionen auf die auflösungsabhängige Frequenzverschiebung im 4-Puls-Interferometer. Aufgetragen ist die Frequenzverschiebung bei einem Pulsabstand der Interferometerpulse von $T + \tau$ relativ zur Frequenzverschiebung im Interferometer mit $T + \tau = 454,5 \mu\text{s}$. Die gestrichelte Linie gibt die nach Glg. 4.11 für gekrümmte und gegen die Gravitation verkippte Wellenfronten bestimmte Verschiebung mit ihrer Unsicherheit (gepunktete Linien) wieder. Die Kurve stellt die Anpassung eines $1/(T + \tau)$ Verlaufs dar.

Interferometer zu

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \frac{1}{2(T + \tau)}. \quad (4.19)$$

$T + \tau$ ist der Abstand der Pulspaare des Interferometers und damit $1/(2(T + \tau))$ die Interferenzperiode. Die Ergebnisse für $T + \tau = 21,6 \mu\text{s}$ sind in Abb. 4.7 gezeigt. Zusätzlich sind die gemessenen Verschiebungen an einem Ensemble ultrakalter Atome eingetragen. Dazu wurde mit Hilfe der doppelten Stabilisierung die Frequenzdifferenz zwischen zwei Stabilisierungen mit $T + \tau = 21,6 \mu\text{s}$ und $\tilde{T} + \tau = 454,5 \mu\text{s}$ bestimmt. Damit kann die Verschiebung für $\tilde{T} \rightarrow \infty$ korrigiert werden. Die Korrektur ist mit 5 % jedoch gegenüber den Messwertschwankungen vernachlässigbar. Der gemessene Verlauf der Verschiebung wird gut durch die berechneten Werte beschrieben und auch die Absolutwerte werden gut wiedergegeben. Insgesamt liegen die berechneten Werte etwas zu hoch.

Auch für die symmetrischen 3-Puls-Interferometer wurde aus den Phasenexkursionen die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ des Interferenzsignals berechnet. Die Werte für $T = 20 \mu\text{s}$ sind in Abb. 4.1 als Viereck mit Kreuz und Kreis mit Kreuz eingetragen. Sowohl die Größe als auch das Vorzeichen der gemessenen Verschiebung stimmen gut mit den berechneten Werten überein.

Um parasitäre Frequenzverschiebungen im Frequenznormal aufgrund der beobachteten Phasenexkursionen korrigieren zu können, wurde mit Hilfe der doppelten Stabilisierung die Frequenzdifferenz zwischen zwei Stabilisierungen mit unterschiedlichen Pulsabständen T und \tilde{T} bestimmt. Als Referenzpunkt diente $\tilde{T} + \tau = 454,5 \mu\text{s}$. Die Ergebnisse zeigt Abb. 4.8. Die Verschiebung für $T + \tau = 21,6 \mu\text{s}$ ist dabei nicht vergleichbar mit der in

Abb. 4.7 gezeigten, da zwischenzeitlich Änderungen am elektrischen und mechanischen Aufbau zur Erzeugung der Spektroskopielaserpulse vorgenommen wurden und die verwendeten Pulsdauern τ unterschiedlich waren. An die Messdaten wurde der erwartete Verlauf $\Delta\nu = A + B/(T + \tau)$ angepasst mit A und B als freien Parametern. Es ergibt sich $A = (-6,6 \pm 1,6)$ Hz und $B = (2,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$ Hz·s. Frequenzverschiebungen durch gekrümmte Wellenfronten der Anregungslaserpulse und Verkippung gegen die Gravitation tragen gemäß Glg. 4.11 zur Frequenzverschiebung bei. Die zu erwartende Verschiebung unter Berücksichtigung der Unsicherheiten in Glg. 4.11 (gestrichelte Linie in Abb. 4.8 mit gepunkteten Linien als Unsicherheiten) wurde zu den Messergebnissen in Abb. 4.8 hinzuaddiert und abgezogen und jeweils eine neue Anpassung des $1/(T + \tau)$ -Verlaufs vorgenommen. Das Ergebnis für den Parameter A ändert sich dabei um $\pm 0,2$ Hz. Dies ändert bei quadratischer Addition die aus der Anpassung erhaltene Unsicherheit für A von 1,6 Hz nicht signifikant. Für die während der Frequenzmessung benutzten Pulsabstände $T + \tau = 216,4 \mu\text{s}$ und $454,5 \mu\text{s}$ muss die gemessene Übergangsfrequenz aufgrund der Phasenexkursionen damit um $(-11,1 \pm 1,7)$ Hz bzw. $(-5,3 \pm 1,6)$ Hz korrigiert werden.

Zur Minimierung der Frequenzverschiebungen aufgrund der Phasenexkursionen wäre es z.B. möglich, die AOMs bei der in Abb. 4.7 erkennbaren Frequenz des Nulldurchgangs von etwa 70 MHz zu betreiben. Problematisch ist, dass hier die Phasenexkursionen in den Anregungspulsen nicht verschwinden, sondern sich lediglich Phasenverschiebungen mit unterschiedlichem Vorzeichen kompensieren, wie an den Pulsformen in Abb. 4.6 zu erkennen ist. Eine Alternative bietet die Benutzung von Rabi-Anregungen anstelle der Ramsey-Anregung. Werden die Atome in Zukunft in einer optischen Dipolfalle im Lamb-Dicke-Regime gespeichert, entfällt die Notwendigkeit der Ramsey-Anregung zur Doppler-freien Spektroskopie und die Anregung mit Rabi-Pulsen, wie sie momentan auch in Einzelionen-Normalen verwendet wird, ist ausreichend. Durch die um etwa drei Größenordnungen längeren Pulsdauern wird der Einfluss der Phasenexkursionen, welche unabhängig von der Pulslänge sind, entsprechend um diesen Faktor reduziert.

4.1.3 Stoßverschiebung der Interkombinationslinie

Einen Hauptbeitrag zum Unsicherheitsbudget bei früheren Frequenzmessungen lieferten frequenzverschiebende Stöße der kalten Atome untereinander. In den derzeit genauesten Cäsium-Fontänenuhren scheinen Stoßverschiebungen sogar die minimal erreichbare relative Unsicherheit auf ca. 10^{-15} zu beschränken. Daher ist es notwendig, für das Calcium-Frequenznormal, von dem Unsicherheiten von unter 10^{-15} erwartet werden [Wil02b], den Einfluss von Stößen zu untersuchen. Eine erste experimentelle Vermessung der Stoßverschiebung an kalten Atomen ($T \approx 3$ mK) wurde in [Wil02a] durchgeführt. Die Unsicherheit war mit 1,8 Hz aber noch relativ groß. Darüber hinaus kann die Größe der Stoßverschiebung empfindlich von der Temperatur des atomaren Ensembles abhängen und sogar das Vorzeichen wechseln [Leo01]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Stoßverschiebung an einem Ensemble ultrakalter Atome ($T \approx 20 \mu\text{K}$) untersucht. Dazu wurde mit Hilfe der alternierenden Stabilisierung (s. Abschn. 1.3.2) die Übergangsfrequenz der Interkombinationslinie eines Ensembles hoher Dichte mit der eines Ensembles geringer Dichte verglichen. Die Variation der Dichte erfolgte durch das Zu- und Abschalten des Rückpumpasers (Abschn. 2.2.4) und das Verändern der Verstimmung des für die Quenchkühlung nötigen Kühlkamms der 657 nm Fallenstrahlen (Abschn. 3.2).

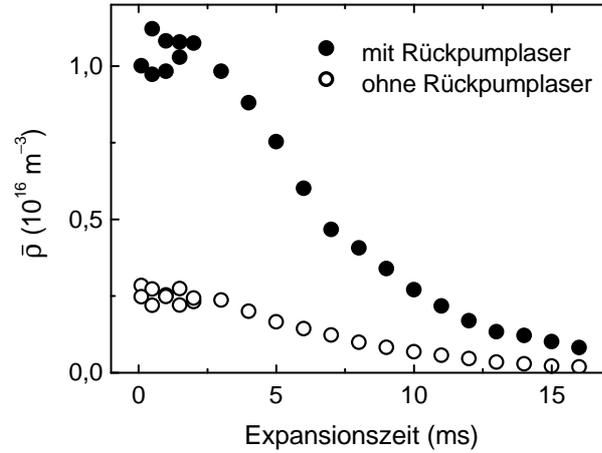


Abb. 4.9: Zeitlicher Verlauf der mittleren Ensembledichte $\bar{\rho}$ nach Abschalten der magneto-optischen Falle. Für die im Experiment benutzten Spektroskopiedauern von 1–2 ms kann die Dichte im Rahmen der Messwertschwankungen als konstant betrachtet werden.

Mit einer Dichteänderung ändert sich auch die Größe des atomaren Ensembles um bis zu 40 %. Eine Frequenzverschiebung durch eine Größenänderung der Wolke muss also ausgeschlossen werden. Daher wurden die Ebenheit der Wellenfronten und die Verkipfung gegen die Gravitation wie bei der Vorbereitung einer Frequenzmessung optimiert (s. Abschn. 4.1.1). Darüber hinaus wurde die Frequenzverschiebung zwischen zwei Ensembles mit nahezu gleicher Dichte aber mit 70 % unterschiedlichem Fallenradius bestimmt (Dreieck in Abb. 4.10). Es zeigten sich keine signifikanten, von der Wolkengröße abhängigen, Verschiebungen. Zusätzlich wurden alle Laserstrahlen, die an der Kühlung und Detektion beteiligt sind (423 nm und 657 nm Fallenlaser, Quenclaser, Detektionslaser) durch mechanische Blenden während der Spektroskopie abgeschaltet. Damit kann ausgeschlossen werden, dass restliches Streulicht mit einem inhomogenen Intensitätsprofil am Ort des atomaren Ensembles zu fallengrößenabhängigen Frequenzverschiebungen durch den dynamischen Stark Effekt führt.

Die mittlere Dichte des atomaren Ensembles wurde mit Hilfe von Absorptionbildern bestimmt (s. Anh. B). Abbildung 4.9 zeigt den zeitlichen Verlauf der mittleren Ensembledichte $\bar{\rho}$ nach Abschalten der magneto-optischen Falle. Zur Abschätzung der Unsicherheit in der Dichtebestimmung wurde die Dichte für Zeiten bis 2 ms mehrmals bestimmt. Es treten Schwankungen von bis zu 15 % auf. Die statistische Unsicherheit jeder einzelnen Dichtebestimmung beträgt ca. 5 %. Als Gesamtunsicherheit werden 20 % angenommen. Da die Pulssequenz für die Atominterferometrie nach maximal 2 ms abgeschlossen ist, kann die Dichte des Ensembles während dieser Zeit im Rahmen der Messunsicherheit als konstant betrachtet werden.

Im Experiment wird die mittlere Frequenzverschiebung $\Delta\nu_\rho$ bestimmt, welche proportional zur Änderung $\Delta\bar{\rho}$ der mittleren Dichte ist

$$\Delta\nu_\rho = A_\rho \Delta\bar{\rho}. \quad (4.20)$$

Abbildung 4.10 zeigt die gemessene Frequenzverschiebung $\Delta\nu_\rho$ in Abhängigkeit von der Änderung $\Delta\bar{\rho}$ der mittleren Ensembledichte. Der Pulsabstand in den verwendeten 4-Puls-

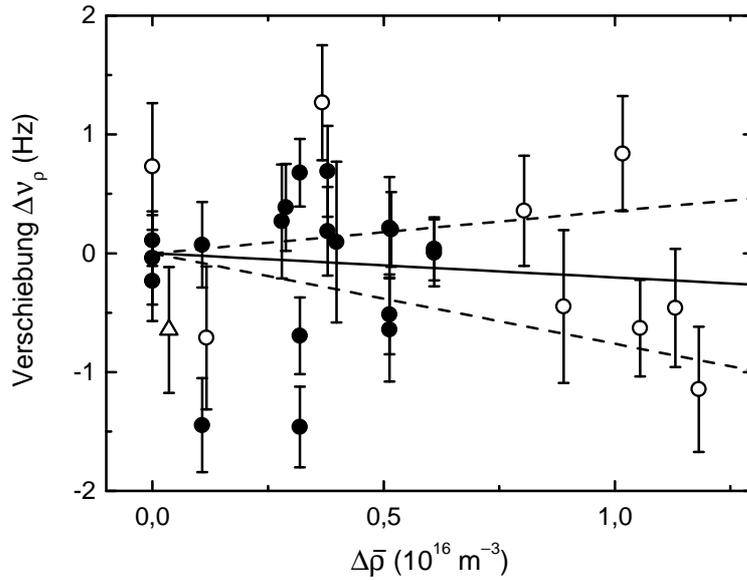


Abb. 4.10: Dichteabhängige Frequenzverschiebung $\Delta\nu_\rho$ des Uhrenübergangs bei $T \approx 20 \mu\text{K}$. Die Gerade stellt eine Anpassung des erwarteten linearen Verlaufs an die Messdaten mit ihrer Unsicherheit (gestrichelte Linie) dar. Die Bedeutung der Symbole wird im Text erläutert.

Interferometern betrug $T + \tau = 386,6 \mu\text{s}$ entsprechend einer Auflösung von 642 Hz. Gefüllte Kreise kennzeichnen Messungen, bei denen nur der Rückpumplaser geschaltet wurde, die Werte der offenen Kreise wurden bei zusätzlichem Verstimmen des Kühlkamms ermittelt. Punkte bei $\Delta\bar{\rho} = 0$ entsprechen Kontrollmessungen, bei denen die alternierende Stabilisierung für zwei identische Fallenparameter durchgeführt wurde.

Einen weiteren Einfluss auf die Frequenzverschiebung hat die bei der Dichteänderung auftretende Änderung der Schwerpunktschwindigkeit. Für Messungen mit und ohne Rückpumplaser verändert sich die Schwerpunktschwindigkeit um weniger als 1 mm/s. Gemäß Glg. 4.4 führt dies zu Frequenzverschiebungen von weniger als 40 mHz. Eine Änderung der Verstimmung des Kühlkamms führte zu maximalen Verschiebungen der Schwerpunktschwindigkeit von 1 cm/s, entsprechend einer Frequenzverschiebung von 0,3 Hz. Dieser Wert wurde quadratisch zur statistischen Unsicherheit bei der Bestimmung der Frequenzverschiebung hinzuaddiert.

Die Temperatur änderte sich durch die Dichteänderung um maximal $5 \mu\text{K}$. Ein systematischer Zusammenhang zwischen Temperaturänderung und Frequenzverschiebung war jedoch nicht sichtbar.

Um weitere Fehlerquellen ausschließen zu können, wurde die Stoßverschiebung bei unterschiedlichen Auflösungen des Atominterferometers bestimmt. Auch hier zeigten sich keine systematischen Verschiebungen. In Anh. D wird ein einfacher Zusammenhang zwischen den Streulängen der Niveaus des Uhrenübergangs und den zu erwartenden Stoßverschiebungen abgeleitet. Es wird gezeigt, dass durch auflösungsabhängige Messungen der Stoßverschiebung Aussagen über Streulängen gewonnen werden können.

Der funktionale Zusammenhang aus Glg. 4.20 wurde an die Messdaten aus Abb. 4.10

angepasst, um A_ρ zu bestimmen. Da die aus der Anpassung resultierende Unsicherheit angesichts der Streuung der Messergebnisse zu klein erscheint, wurde die Unsicherheit von A_ρ auf alternative Weise abgeschätzt. Die Standardabweichung der Messwerte beträgt sowohl für kleine Dichtedifferenzen ($\Delta\bar{\rho} < 0,25 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$) als auch für mittlere ($0,25 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} < \Delta\bar{\rho} < 0,75 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$) und hohe Dichtedifferenzen ($\Delta\bar{\rho} > 0,75 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$) jeweils 0,7 Hz. Dieser Wert wird als Unsicherheit in der Bestimmung der Frequenzverschiebung bei den höchsten im Experiment realisierten Dichtedifferenzen von $\Delta\bar{\rho} = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ angenommen. Damit ergibt sich für die relative Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs bei $T = 20 \text{ } \mu\text{K}$:

$$\frac{A_\rho}{\nu_{\text{Ca}}} = (-0,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-31} \text{ m}^3.$$

Für eine mittlere Dichte von $1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, wie sie für die Frequenzmessung benutzt wurde, ergibt dies eine Verschiebung von $(-20 \pm 55) \text{ mHz}$ entsprechend einer relativen Verschiebung von $(-0,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-16}$. Damit konnte der Einfluss von Stößen gegenüber früheren Messungen um mehr als eine Größenordnung auf ein zur Zeit vernachlässigbares Maß reduziert werden. Verglichen mit der relativen Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs in ^{133}Cs [Ghe96] ist der hier ermittelte Wert für Calcium vier Größenordnungen kleiner. In Anh. D wird eine Abschätzung der zu erwartenden Verschiebung durchgeführt. Die Verschiebung ist proportional zur Mean-Field Energie, welche von der atomaren Dichte und den Streulängen der beteiligten Zustände abhängt. Die atomaren Dichten in Cs-Fontänen und den hier benutzten Ca-Ensembles liegen in derselben Größenordnung und auch die Streulängen sind vergleichbar. Die absolute Frequenzverschiebung wird in beiden Fällen also ähnlich sein. Hier zeigt sich ein Vorteil der optischen Frequenznormale, da durch die ca. fünf Größenordnungen höhere Übergangsfrequenz die relative Frequenzverschiebung durch Stöße entsprechend kleiner ist.

4.1.4 Sonstige Beiträge

Dynamischer Stark-Effekt

Zum Schalten der Kühllaserstrahlen bei 423 nm werden akusto-optische Modulatoren benutzt. Diese streuen durch Fehlstellen auf ihrer Oberfläche auch ohne angelegte Radiofrequenz Licht, von dem ein Teil dem atomaren Ensemble überlagert wird. Messungen zeigten Frequenzverschiebungen von bis zu 100 Hz. Um den Streulichteinfluss zu eliminieren, wurden alle an der Kühlung beteiligte Laser (Kühllaser für 423 nm und 657 nm, Quenclaser) während der gesamten Pulssequenz für die Atominterferometrie zusätzlich zu den akusto-optischen Modulatoren durch mechanische Blenden im Strahlengang abgeschaltet (s. Abb. 2.4, 2.5 und 2.6).

Wie in Abschn. 2.1 beschrieben, befindet sich der auf 873 K aufgeheizte Ca-Ofen nur 16 cm vom Zentrum der magneto-optischen Falle entfernt. Da eine Abschätzung der durch die Ofenstrahlung verursachten Frequenzverschiebung mit großen Unsicherheiten behaftet ist, wurde die Verschiebung in [Wil02a] experimentell zu $(-2,1 \pm 4,3) \text{ Hz}$ bestimmt.

Im Rahmen der Absolutfrequenzmessung mit ultrakalten Atomen (s. Abschn. 4.2) wurde die Ofentemperatur zwischen 748 K und 873 K variiert. Die resultierende Verschiebung für 873 K ergab sich zu $(-5,7 \pm 9,0) \text{ Hz}$. Das gewichtete Mittel dieses Werts mit dem in

[Wil02a] beträgt $(-2,8 \pm 3,9)$ Hz. Die Frequenzverschiebung aufgrund der Ofenstrahlung ist damit

$$\Delta\nu_{\text{Ofen}} = (-4,8 \pm 6,7) \cdot 10^{-12} \frac{\text{Hz}}{\text{K}^4} \cdot \vartheta_{\text{Ofen}}^4.$$

Damit stellt der Einfluss der Schwarzkörperstrahlung des Ofens derzeit den größten Beitrag zum Unsicherheitsbudget dar.

DC-Stark Effekt

In quasistatischer Näherung kann der Einfluss eines elektrischen Feldes auf die Frequenz des Interkombinationsübergangs mit Hilfe der Differenz $\Delta\alpha = \alpha(^3\text{P}_1) - \alpha(^1\text{S}_0)$ der statischen Polarisierbarkeiten des Grund- und angeregten Zustands beschrieben werden gemäß

$$\Delta\nu_{\text{DC}} = -\frac{1}{2}\Delta\alpha E^2.$$

In [Wil02a] wurde damit die Verschiebung der Frequenz aufgrund der Raumtemperatur von (293 ± 5) K zu $\Delta\nu_{\text{DC}} = (-0,97 \pm 0,07)$ Hz berechnet.

Einen weiteren Beitrag liefern statische elektrische Felder, die durch Raumladungen auf den Wänden der Vakuumkammer und auf den Magnetspulen entstehen. Es wird eine maximale Feldstärke von 200 V/m angenommen. Daraus resultiert eine Verschiebung von (-40 ± 20) mHz [Wil02a].

Quadratischer Zeeman-Effekt

Während der Spektroskopie wurde zur Vorgabe einer Quantisierungsrichtung das von einer Helmholtzspule erzeugte Magnetfeld benutzt. Da es sich beim verwendeten Uhrenübergang um einen $m = 0 \rightarrow m = 0$ Übergang handelt, zeigt dieser eine quadratische Magnetfeldabhängigkeit, die sich nach [Bev87] gemäß

$$\Delta\nu_{\text{QZ}} = (6,4 \pm 0,1) \cdot 10^7 \frac{\text{Hz}}{\text{T}^2} \cdot B^2$$

berechnet. Die Größe des angelegten Magnetfeldes wurde durch die Zeeman-Verschiebung der $m = \pm 1$ Komponenten zu 0,18 mT bestimmt. Die statistische Unsicherheit in der Bestimmung der Linienmitte des angepassten Gaußprofils betrug 10^{-3} . Die Inhomogenität des Magnetfeldes in einer Kugel mit einem Radius von 5 mm um das Zentrum der magneto-optischen Falle betrug weniger als 0,5 % [Wil02a]. Das Profil der Dopplerverbreiterten Interkombinationslinie (vgl. Abb. 4.2) zeigt jedoch eine Doppelstruktur mit etwa 40 kHz gegeneinander verschobenen Linienmitten, hervorgerufen durch Schwankungen im Magnetfeld von ca. 2 μT . Ursache sind 50 Hz Stromschwankungen mit einer Amplitude von etwa 1 %. Als Unsicherheit für die Größe des Magnetfeldes werden 4 μT angenommen. Damit ergibt sich eine Verschiebung durch den quadratischen Zeeman-Effekt von $\Delta\nu_{\text{QZ}} = (2,12 \pm 0,1)$ Hz.

Überlagerung der Rückstoßkomponenten

Der Ausgang der asymmetrischen 4-Puls-Interferometer besteht aus der Überlagerung der hoch- und niederfrequenten Rückstoßkomponente (s. Abschn. 1.2.2). Deshalb muss zur Erzielung eines maximalen Interferenz-Kontrastes der Pulsabstand so gewählt werden,

dass die Rückstoßaufspaltung ein ganzzahliges Vielfaches der Interferenzperiode ist. Die effektive Interferenzperiode beträgt für $\pi/2$ -Pulse nach [Mül94]

$$\Delta = \frac{1}{T + 4\tau/\pi}$$

falls die Fourierbreite der anregenden Laserpulse groß gegen die Doppler-Breite des atomaren Ensembles ist. Dies ist für ultrakalte Ensembles mit einer Doppler-Breite von ca. 200 kHz und einer Fourierbreite der Anregungslaserpulse von ca. 1 MHz der Fall. Für kleine Abweichungen der Interferenzperiode von Δ resultiert der Zerfall von angeregten Atomen in der niederfrequenten Komponente während der Dunkelzeit $T' \approx 8 \mu\text{s}$ in einer Asymmetrie des Interferenzmusters. Die Verschiebung des zentralen Interferenzextremums wurde in einer Monte-Carlo Simulation für die gegebenen experimentellen Parameter bestimmt. Sie liegt für einen Pulsabstand von $T + \tau = 216,4 \mu\text{s}$ bei +0,2 Hz und für $T + \tau = 454,5 \mu\text{s}$ bei +0,1 Hz. Im Unsicherheitsbudget wird der Effekt mit 0,2 Hz berücksichtigt.

Drift des Referenzresonators

Die Kurzzeitstabilisierung des Spektroskopielasers erfolgte auf einen Hoch-Finesse-Resonator aus einer Glaskeramik mit kleinem thermischen Ausdehnungskoeffizienten (s. Abschn. 2.2.2). Während der Frequenzmessung betrug die Drift des Resonators (80 ± 25) mHz/s. Die Schwankungen aufgrund von Temperaturänderungen des Resonators traten dabei auf einer Zeitskala von 1000 s auf. Selbst unter der Annahme, dass die Änderung der Drift instantan auftrat, beträgt die Ablage des Spektroskopielasers von der atomaren Resonanz bei einer Zykluszeit des Stabilisierungsalgorithmus von 3,5 s weniger als 0,1 Hz. Durch die Driftkompensation im verwendeten Stabilisierungsalgorithmus (s. Abschn. 1.3.2) ist die tatsächliche Ablage noch kleiner.

Quadratischer Doppler-Effekt

Durch die Bewegung der Atome wird eine relativistische Zeitdilatation hervorgerufen. Für die Verschiebung gilt

$$\Delta\nu_{\text{QD}} \approx -\nu_{\text{Ca}} \cdot \frac{\vec{v}^2}{2c^2}.$$

Für die dreidimensionale quadratgemittelte Geschwindigkeit der ultrakalten Atome ist $v_{\text{rms}} \approx 12 \text{ cm/s}$ und damit $\Delta\nu_{\text{QD}} \approx -40 \mu\text{Hz}$. Der Einfluss des quadratischen Doppler-Effekts kann also vernachlässigt werden.

4.1.5 Unsicherheitsbudget des Ca-Frequenznormals mit ultrakalten Atomen

In Tabelle 4.2 sind die in den letzten Abschnitten behandelten Beiträge zur Unsicherheit des Calcium-Frequenznormals mit ultrakalten Atomen zusammengefasst. Der Einfluss des linearen Doppler-Effektes konnte durch die Verwendung ultrakalter Ensembles (12 μK) um einen Faktor zwei gegenüber der letzten Messung mit kalten Atomen reduziert werden. Der Beitrag von Phasenexkursionen der Laserphase in den Spektroskopiepulsen konnte erstmals nachgewiesen und korrigiert werden. Durch die Erhöhung der Dichte des atomaren Ensembles und den empfindlicheren Nachweis von Frequenzverschiebungen mit

Hilfe des zustandsselektiven Detektionsverfahrens konnte der Einfluss frequenzverschiebender Stöße um mehr als eine Größenordnung verringert werden. Die Frequenzverschiebung durch die Schwarzkörperstrahlung des Ca-Ofens wurde nur unwesentlich verringert und stellt derzeit den größten Beitrag zum Unsicherheitsbudget dar. Es befindet sich jedoch zur Zeit eine Vakuumapparatur im Aufbau, die einen Zeeman-Abbremsler in Kombination mit einer zweidimensionalen optischen Melasse zum Ablenken der abgebremsten Atome vorsieht. Damit kann der Einfluss des Ofens in zukünftigen Frequenzmessungen auf ein vernachlässigbares Maß reduziert werden, da keine direkte Sichtlinie zwischen atomarem Ensemble und Ofen besteht.

Die mit dem jetzigen Kenntnisstand über die beitragenden Effekte möglichen Unsicherheiten sind in der letzten Spalte in Tab. 4.2 eingetragen. Dabei wurde angenommen, dass der jetzt charakterisierte Einfluss der Laserphasen in Zukunft um einen Faktor drei reduziert werden kann. Die Unsicherheit in der auflösungsabhängigen Frequenzverschiebung entsteht zum großen Teil durch die in der Frequenzmessung benutzte relativ lange Wartezeit von $800 \mu\text{s}$ zwischen Abschalten der magneto-optischen Falle und Beginn der Interferometersequenz. Durch eine optimierte Taktung des Experiments kann diese Zeit auf $200 \mu\text{s}$ reduziert werden. Dadurch würde sich der Beitrag des linearen Doppler-Effekts auf $0,6 \text{ Hz}$ verringern. Die erreichbare Gesamtunsicherheit liegt damit bei $0,8 \text{ Hz}$ bzw. einer relativen Unsicherheit von $2 \cdot 10^{-15}$. Damit erreicht das Calcium-Frequenznormal mit ultrakalten Atomen nahezu die Unsicherheit der derzeit besten Cäsium-Springbrunnenuhren.

4.2 Messung der Übergangsfrequenz

Um die Frequenz des auf den Interkombinationsübergang $4s4s^1S_0 - 4s4p^3P_1$ in Calcium stabilisierten Spektroskopielasers zu bestimmen, muss ein Frequenzvergleich mit dem Primärnormal für Zeit und Frequenz, der Cäsium-Atomuhr, durchgeführt werden. Zur Überbrückung der ca. fünf Dekaden zwischen beiden Frequenzen wird ein sogenannter Frequenzkamm-Generator benutzt [Tel01]. Dabei handelt es sich um einen Kerr-Linsen modengekoppelten Titan-Saphir-Laser. Das Ausgangsspektrum eines solchen Lasers besteht im Frequenzraum aus äquidistanten Linien im Abstand der Repetitionsfrequenz. Da die Phase der Trägerwelle relativ zur Einhüllenden des Pulses aufgrund der Dispersion während des Umlaufs im Laserresonator verschoben wird, ist das gesamte Kammspektrum gegen den Frequenznullpunkt verschoben. Durch Selbstreferenzierung des Lasers [Tel99, Ste01a] kann diese Verschiebung und damit die absolute Lage der Linien bestimmt werden. Sowohl die Repetitionsfrequenz als auch die Verschiebung werden mit einer von einem Wasserstoff-Maser erzeugten 100 MHz Referenzfrequenz verglichen, da der Wasserstoff-Maser eine höhere Kurzzeitstabilität aufweist als die Cäsium-Atomuhr. Im Nachhinein kann dann die Ablage zwischen Wasserstoff-Maser und Cäsium-Uhr korrigiert werden. Das Schwebungssignal des auf den Uhrenübergang in Calcium stabilisierten Lasers mit der im Frequenzraum nächstgelegenen Linie des Frequenzkamms erlaubt damit die Rückführung der optischen Frequenz auf die Bestimmung von drei Frequenzen im elektronisch zugänglichen Hochfrequenzbereich.

Sämtliche für die Abschätzung der Unsicherheit nötigen Messungen wurden bereits in Abschn. 4.1 beschrieben. An dieser Stelle werden daher nur die Details der Frequenzmessung selber beschrieben.

Tabelle 4.2: *Unsicherheitsbudget des Calcium-Frequenznormal mit ultrakalten Atomen.* Der Beitrag x der Laserphase ist abhängig von der verwendeten Auflösung des Atominterferometers. Die letzte Spalte gibt die mit dem jetzigen Kenntnisstand in naher Zukunft erreichbaren Unsicherheiten wieder.

Effekt	Verschiebung $\Delta\nu = \nu - \nu_{\text{Ca}} / \text{Hz}$	Unsicherheit $u(\Delta\nu) / \text{Hz}$	erreichbare Unsicherheit $u(\Delta\nu) / \text{Hz}$
Ofentemperatur (873 K)	-2,8	3,9	0
Laserphase	x	1,6	0,5
Doppler-Effekt	-0,2	1,0	0,6
Linienform	0	0,2	0,05
quadratischer Zeeman-Effekt	+2,12	0,1	0,1
Resonatordrift	0	0,1	0,1
Umgebungstemperatur	-0,97	0,07	0,07
ultrakalte Stöße	-0,02	0,06	0,06
quadratischer Stark-Effekt	-0,04	0,02	0,02
gesamt	$-1,9 + x$	4,3	0,8
$u(\Delta\nu)/\nu_{\text{Ca}}$		$1 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-15}$

Die Übergangsfrequenz wurde am 8. Oktober 2003 für drei verschiedene Parametereinstellungen durchgeführt. Der Pulsabstand im verwendeten 4-Puls-Interferometer wurde zwischen $216,4 \mu\text{s}$ und $454,5 \mu\text{s}$ variiert, um Verschiebungen, wie sie durch Phasenexkursionen in den anregenden Laserpulsen entstehen, zu untersuchen. Die Ofentemperatur wurde zur Bestimmung des Einflusses seiner Schwarzkörperstrahlung zwischen 873 K und 748 K variiert. Die Regelzeitkonstante des Stabilisierungsalgorithmus zur Anbindung an die atomare Referenz (s. Abschn. 1.3.2) betrug ca. acht Sekunden.

Zur Vermeidung von ac-Stark-Verschiebungen aufgrund von Streulicht der Kühlaserstrahlen wurden drei mechanische Blenden, jeweils eine für das 423 nm Kühllicht, das 657 nm Kühllicht und den Quenchlaser, benutzt (s. Abb. 2.4, 2.5 und 2.6). Für die zustandsselektive Detektion ist es nötig, den ersten Detektionspuls möglichst direkt nach Ende der Interferometersequenz einzustrahlen, da der angeregte Zustand während dieser Zeit zerfällt. Dies erforderte den Einsatz eines Choppers (s. Abb. 2.4), welcher den Detektionsstrahl während der Interferometrie blockiert und nach Ende der Interferometrie innerhalb von $10 \mu\text{s}$ freigibt. Damit war es möglich, den ersten Detektionspuls nur $100 \mu\text{s}$ nach dem letzten Ramsey-Puls einzustrahlen. Mit $100 \mu\text{s}$ wurde eine relativ lange Wartezeit gewählt, um sicher zu gehen, dass während der Interferometersequenz der Detektionsstrahl blockiert ist. Die Synchronisation der drei mechanischen Blenden und des Choppers erfolgte über den zur Experimentsteuerung verwendeten Mustergenerator (Abschn. 2.4). Hinter jeder mechanischen Blende befand sich eine Photodiode, welche einen Reflex des von der Blende transmittierten Strahls registrierte. Damit konnte der Schaltzeitpunkt unabhängig von Fluktuationen in der Schaltzeit der Blenden detektiert werden. Der Schaltzeitpunkt des Choppers wurde durch einen Helium-Neon-Laser detektiert, welcher ebenfalls vom Chopper geschaltet wurde aber entgegen der Umlaufrichtung des Choppers versetzt war, so dass durch den räumlichen Abstand zwischen Helium-Neon-Laser und Detektionsstrahl der zeitliche Versatz zwischen Schalten des Helium-Neon-Lasers und Detektionsstrahl variiert werden konnte. Fluktuationen im Schaltzeitpunkt aufgrund von Gleichlaufschwankungen des Choppers lagen bei wenigen Mikrosekunden.

Die Ergebnisse der Frequenzmessung sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Die Werte für die Korrekturen für das Ca-Normal wurden Tabelle 4.2 entnommen. Für die Berechnung der Unsicherheit des Mittelwerts wurde neben der statistischen Unsicherheit der Frequenzmessung die maximale Unsicherheit für die Korrektur des Ca-Normals von 4,4 Hz und die systematische Unsicherheit der Frequenzmessung von 2,0 Hz aufgenommen. Diese Unsicherheiten reduzieren sich durch die Mittelung nicht, da die drei Messungen nicht als unkorreliert angesehen werden können. Lediglich die statistische Unsicherheit der Frequenzmessung wird durch die Mittelung reduziert.

Ein Maß für die Stabilität des Frequenznormals ist die sogenannte Allan-Standardabweichung $\sigma_y(t)$. Sie ist definiert als die quadratgemittelte Differenz zwischen den Frequenzwerten in aufeinanderfolgenden Messintervallen der Dauer t [All66]. Abbildung 4.11 zeigt die für die Frequenzmessung bestimmte Allan-Standardabweichung. Die relative Unsicherheit des Calcium-Frequenznormals von $1 \cdot 10^{-14}$ wird für Mittelungszeiten von 200 s unterschritten. Die Stabilität der Frequenzmessung ist um etwa einen Faktor zwei schlechter als die Stabilität des Wasserstoff-Masers. Während der Frequenzmessung wurde die Schwebungsfrequenz des auf den Uhrenübergang stabilisierten Lasers mit einem baugleichen zweiten Laser aufgezeichnet [Sto04]. Nach Abzug einer linearen Frequenzdrift des zweiten Lasersystems liegt die Allan-Standardabweichung der Schwebungsfrequenz für den gesam-

Tabelle 4.3: Korrekturen und Unsicherheiten der Frequenzmessung am 8.10.2003. $\nu_{\text{off}} = 455\,986\,240\,494\,000$ Hz.

Messung Nr.	1	2	3
Auflösung/Hz	1100	2310	1100
Ofentemperatur/K	873	873	748
Korrekturen für das Ca-Normal (Hz)			
Ofentemperatur	$+2,8 \pm 3,9$		$+1,5 \pm 2,1$
Laserphase	$-5,3 \pm 1,6$	$-11,1 \pm 1,7$	$-5,3 \pm 1,6$
Doppler-Effekt	$+0,2 \pm 1,0$		
Linienform	$0 \pm 0,2$		
quadratischer Zeeman-Effekt	$-2,12 \pm 0,1$		
Resonator drift	$0 \pm 0,1$		
Umgebungstemperatur	$+0,97 \pm 0,07$		
ultrakalte Stöße	$+0,02 \pm 0,06$		
quadratischer Stark-Effekt	$+0,04 \pm 0,02$		
Summe der Korrekturen (Hz)			
Korrektur	$-3,4 \pm 4,3$	$-9,2 \pm 4,4$	$-4,7 \pm 2,8$
Ergebnisse der Frequenzmessung (Hz)			
$\nu_{\text{Mess}} - \nu_{\text{off}}$	$253,8 \pm 3,3$	$266,1 \pm 4,2$	$259,0 \pm 4,5$
systematische Verschiebung	$0 \pm 2,0$	$0 \pm 2,0$	$0 \pm 2,0$
Korrektur für H-Maser/Cs-Fontäne (Hz)			
H-Maser	$-109,5 \pm 0,5$		
Gesamtergebnis (Hz)			
$\nu_{\text{Ca}} - \nu_{\text{off}}$	$140,9 \pm 5,8$	$147,4 \pm 6,4$	$144,8 \pm 5,7$
$\overline{\nu_{\text{Ca}}}$	$455\,986\,240\,494\,144 \pm 5,3$		

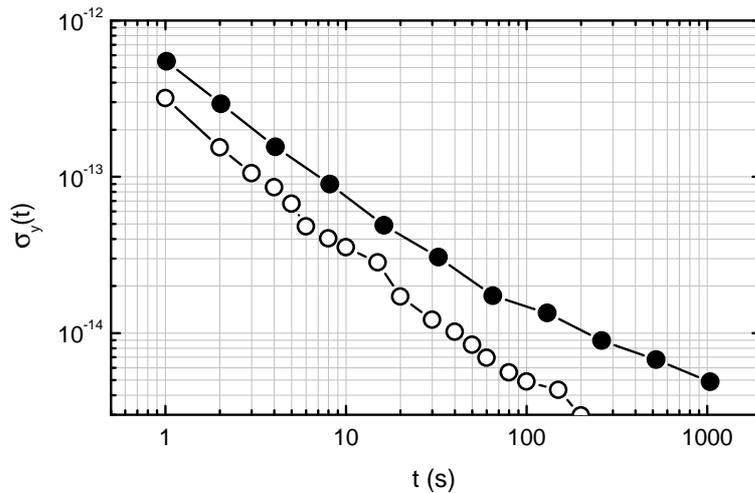


Abb. 4.11: Relative Allan-Standardabweichung $\sigma_y(t)$ der Frequenzmessung am 8.10.2003 (gefüllte Kreise). Die gegenwärtige Unsicherheit des Frequenznormals von $1 \cdot 10^{-14}$ wird ab 200 s Mittelungszeit unterschritten. Offene Kreise geben die typische Allan-Standardabweichung des Wasserstoff-Masers an (s. Text).

ten dargestellten Zeitbereich von 1 – 1000 s unterhalb von 10^{-14} . Die Diskrepanz in den in Abb. 4.11 dargestellten Stabilitäten wird also nicht durch das Ca-Frequenznormal verursacht.

Abbildung 4.12 fasst die Ergebnisse aller bisherigen an der PTB durchgeführten Frequenzmessungen zusammen. Für den notwendigen Frequenzvergleich mit der Cs-Atomuhr wurde bis September 2000 eine Frequenzkette benutzt, ab Juni 2001 wurde ein Frequenzkamm-Generator eingesetzt. Die letzte Messung mit einem Ensemble kalter Ca-Atome ($T = 3$ mK) im Oktober 2001 und die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Messung an einem ultrakalten Ensemble ($T = 12 \mu\text{K}$) stimmen innerhalb der einfachen Standardabweichung überein. Der Mittelwert der neueren Messung liegt 6 Hz unterhalb der Messung vom Oktober 2001. Dies lässt sich wahrscheinlich durch den Einfluss der Laserphase erklären, welcher erstmalig bei der hier durchgeführten Messung berücksichtigt wurde und zu einer Korrektur des gemessenen Frequenzwerts nach unten führt (s. Abschn. 4.1.2). Wird der Einfluss der Laserphase nicht korrigiert, weichen beide Messungen weniger als 1 Hz voneinander ab. Die in [Wil02a] beobachtete Auflösungsabhängigkeit der Frequenzverschiebung deutet darauf hin, dass ein ähnlicher Einfluss der Laserphase auch damals bestand.

Zwischen der im Oktober 2001 durchgeführten Frequenzmessung und den hier gezeigten Ergebnissen wurde, abgesehen von der Vakuumkammer, nahezu der gesamte Versuchsaufbau erneuert (s. Kap. 2). Der bisher zur Spektroskopie des Uhrenübergangs verwendete Farbstofflaser wurde durch ein Diodenlasersystem ersetzt, Frequenzsynthesizer wurden durch einen DDS-Chip ersetzt, die Software und teilweise die Hardware der Versuchsaufbausteuerung und Messwerterfassung wurden komplett erneuert, ein neues Kühllasersystem wurde benutzt, die zustandsselektive Detektion wurde erstmalig eingesetzt und ein neu aufgebauter Frequenzkamm-Generator fand Verwendung. Angesichts der guten Übereinstimmung der ermittelten Übergangsfrequenzen erscheint die Unsicherheit von $1,2 \cdot 10^{-14}$ als realistische Abschätzung für das Calcium-Frequenznormal. Das gewichtete Mittel aller

Kapitel 5

Eine optische Dipolfalle für Calcium-Atome

Im letzten Kapitel wurde gezeigt, dass derzeit die Unsicherheit des Calcium-Frequenznormals durch den Einfluss der Schwarzkörperstrahlung des Calcium-Ofens dominiert wird (Tab. 4.2). Der Einfluss des Ofens wird in naher Zukunft durch den Einsatz einer neuen Vakuumkammer eliminiert. Einen Hauptbeitrag zum Unsicherheitsbudget wird dann der restliche Doppler-Effekt darstellen (Abschn. 4.1.1). Um den Doppler-Effekt gänzlich zu eliminieren, wurde die Speicherung der Atome in einem optischen Gitter vorgeschlagen [Kat99b]. Die Lokalisierung der gespeicherten Atome auf einen Raumbereich, dessen Ausdehnung klein im Vergleich zur Wellenlänge des Uhrenübergangs ist (Lamb-Dicke-Regime), erlaubt darüber hinaus, ähnlich dem Mößbauer-Effekt in Festkörpern, rückstoßfreie Spektroskopie. Damit lassen sich gleichzeitig die in Abschn. 4.1.2 untersuchten Frequenzverschiebungen aufgrund der Phasenexkursionen in den Anregungslaserpulsen um mehrere Größenordnungen reduzieren, da es nicht mehr nötig ist, zur Doppler-freien Spektroskopie Ramsey-Anregungsschema mit kurzen Pulsen zu verwenden, sondern Rabi-Anregungen benutzt werden können. Der Einfluss der Phasenexkursionen in den Pulsflanken verhält sich umgekehrt proportional zur Pulslänge und wird daher bei der Verwendung eines langen Rabi-Pulses anstelle mehrerer kurzer Ramsey-Pulse mit zeitlichem Abstand entsprechend verringert.

Für die Verwendung als Frequenznormal muss die Dipolfalle bei der sogenannten „magischen Wellenlänge“ betrieben werden, bei der keine Nettoverschiebung des Uhrenübergangs durch den ac-Stark-Effekt des Dipolfallenlasers auftritt [Ido03]. Da die Wellenlänge des Dipolfallenlasers weit verstimmt gegen jede atomare Resonanz ist, spricht man auch von einer weitverstimmtten Dipolfalle (far-off-resonance optical dipole trap, FORT). Die Bestimmung der „magischen Wellenlänge“ ist Gegenstand von Kapitel 6.

Erstmals realisiert wurde eine optische Dipolfalle zur Speicherung von lasergekühlten Neutralatomen für Natrium [Chu86]. Damit fand die Speicherung in einer optischen Dipolfalle bereits vor der ersten Realisierung einer magneto-optischen Falle [Raa87] statt. Die erste Demonstration einer FORT gelang 1993 für ^{85}Rb Atome [Mil93]. In den folgenden Jahren haben sich optische Dipolfallen zu einem universellen Mittel zur Speicherung verschiedenster Spezies entwickelt. Ihr Einsatz ermöglicht die Erzielung hoher Phasenraumdichten bis zum Erreichen des quantenentarteten Regimes [Bar01, Web03, Tak03].

5.1 Dipolkraft

Bereits 1962 wurde die Manipulation von Atomen durch die optische Dipolkraft vorgeschlagen [Ask62]. Ursprung der Dipolkraft ist dabei die Wechselwirkung des induzierten atomaren Dipolmoments mit dem Intensitätsgradienten des Lichtfeldes. Da es sich um eine konservative Kraft handelt, kann sie als negativer Gradient eines Potentials beschrieben werden, welches im Folgenden bestimmt werden soll.

Für ein Laserfeld der Feldstärke $E(\vec{r})$, der Frequenz $\nu = \omega/2\pi$ und der Polarisation p soll die Verschiebung $U_i(\omega, p, m_i)$ der Zeeman-Komponente m_i eines atomaren Zustands i mit der Energie E_i berechnet werden. Da die Verschiebungen im Allgemeinen klein sind gegen die innere Energie des Atoms, können sie in guter Näherung durch eine Störungsrechnung erfasst werden. Der Dipoloperator verbindet nur Zustände mit ungleicher Parität. Für nichtentartete Zustände verschwindet daher der in der elektrischen Feldstärke lineare Anteil. In zweiter Ordnung zeitabhängiger Störungstheorie erhält man [Tow75, Far81]

$$U_i(\omega, p, m_i, \vec{r}) = \sum_k \frac{|\mu_{ik}|^2 |E(\vec{r})|^2}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega_{ik} - \omega} + \frac{1}{\omega_{ik} + \omega} \right). \quad (5.1)$$

Die Summe läuft dabei über alle Zustände k , die über das Dipolmatrixelement μ_{ik} mit dem Zustand i koppeln. Das Dipolmatrixelement μ_{ik} für Übergänge zwischen den Zeeman-Unterkomponenten m_i und m_k lässt sich gemäß

$$|\mu_{ik}|^2 = \frac{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3 A_{ki}}{\omega_{ik}^3} (2J_k + 1) \begin{pmatrix} J_k & 1 & J_i \\ -m_k & p & m_i \end{pmatrix}^2$$

durch den Einstein-Koeffizienten A_{ki} des angeregten Zustands ausdrücken [Hil82]. J_i und J_k sind die Gesamtdrehimpulse der Zustände i und k . Der Ausdruck in großen Klammern stellt ein $3J$ -Symbol dar und wird benutzt, um aus dem für die einzelne Linie gegebenen Einstein-Koeffizienten A_{ki} die Übergangsrate für den betrachteten $(J_i, m_i) \rightarrow (J_k, m_k)$ Übergang zu berechnen [Edm57]. Eingesetzt in Glg. 5.1 ergibt sich

$$U_i(\omega, p, m_i, \vec{r}) = -\alpha_i(\omega, p, m_i) |E(\vec{r})|^2 = -\frac{\alpha_i(\omega, p, m_i)}{2\epsilon_0 c} I(\vec{r}). \quad (5.2)$$

Im letzten Schritt wurde die Feldstärke durch die Intensität $I(\vec{r}) = \epsilon_0 c |E(\vec{r})|^2$ ersetzt. Durch Vergleich der Glg. 5.2 und 5.1 erhält man für die induzierte Polarisierbarkeit

$$\alpha_i(\omega, p, m_i) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \sum_{k, m_k} \frac{A_{ki} (2J_k + 1)}{\omega_{ik}^2 (\omega_{ik}^2 - \omega^2)} \begin{pmatrix} J_k & 1 & J_i \\ -m_k & p & m_i \end{pmatrix}^2. \quad (5.3)$$

Die Dipolkraft folgt für räumlich konstante Polarisation aus Glg. 5.2:

$$\vec{F}_{\text{Dipol}}(\vec{r}) = -\nabla U_i(\omega, p, m_i, \vec{r}) = \frac{\alpha_i(\omega, p, m_i)}{2\epsilon_0 c} \nabla I(\vec{r}). \quad (5.4)$$

Für rotverschobenes Licht ($\omega < \omega_{ik}$) wird α_i positiv und die Kraft zeigt in Richtung anwachsender Intensität. Zur Realisierung einer die Dipolkraft ausnutzenden Falle genügt

daher schon ein fokussierter Laserstrahl. Die Intensitätsverteilung in einem fokussierten Gaußschen Laserstrahl der Leistung P , welcher in z -Richtung propagiert, wird durch

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right)$$

mit r als radialer Koordinate beschrieben. Der Radius $w(z)$, an dem die Intensität auf $1/e^2$ ihres Maximalwertes abgefallen ist, ist durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$$

gegeben. Darin ist w_0 die Strahltaile und z_R die Rayleigh-Länge.

Das aus Glg. 5.2 folgende Dipolpotenzial kann in der Umgebung des Fallenminimums $U_0 = U(r=0, z=0)$ durch ein harmonisches Potenzial

$$U(r, z) \simeq -U_0 \left[1 - 2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (5.5)$$

approximiert werden. Die radiale und axiale Fallenfrequenz sind dann die Oszillationsfrequenzen des harmonischen Oszillators der Masse m mit

$$\omega_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}, \quad \omega_{\text{ax}} = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}}. \quad (5.6)$$

In den hier gezeigten Experimenten wurde ein Ar^+ -Laser (*Spectra Physics, Modell 2030*) auf der 514 nm Laserlinie betrieben und seine Strahlung mit Linsen der Brennweiten $f = 200, 250$ und 300 mm auf eine Strahltaile von $w_0 = 100$ bis 200 μm zu einer Dipolfalle fokussiert.

Die Falltiefe wurde über die ac-Stark-Verschiebung der Interkombinationslinie bestimmt. Die über die Ausdehnung des atomaren Ensembles gemittelten ac-Stark-Verschiebungen lagen zwischen 200 kHz und 500 kHz für σ -Polarisation des Dipolfallenlasers. Die in Kap. 6 bestimmten Werte für die Polarisierbarkeit α bei 514 nm ergeben ac-Stark-Verschiebungen von $1,2 \cdot 10^{-3}$ Hz/(W/m²) für σ -polarisiertes Licht und von $2,7 \cdot 10^{-4}$ Hz/(W/m²) für π -polarisiertes Licht. Damit berechnet sich die Intensität des Dipolfallenlasers zu 1,6 bis $4,2 \cdot 10^8$ W/m². Für Leistungen des Dipolfallenlasers von 8 W entspricht dies einer Strahltaile von 110–180 μm . Die ac-Stark-Verschiebung des Grundzustands beträgt $-2,2 \cdot 10^{-3}$ Hz/(W/m²) (s. Kap. 6). Die Falltiefe beträgt damit 17 μK bis 44 μK .

5.2 Transfer in die Dipolfalle

Um die Calcium-Atome von der Quenchkühl-MOT in die Dipolfalle zu transferieren, wird der Fokus der Dipolfalle der MOT überlagert. Der Dipolfallenstrahl bleibt während der gesamten magneto-optischen Kühlung eingeschaltet. Abbildung 5.1 zeigt Absorptionbilder des atomaren Ensembles für verschiedene Zeiten nach Abschalten der Quenchkühlstrahlung. Die atomare Wolke wird mittels einer 1:1-Abbildung mit einer $f = 100$ mm

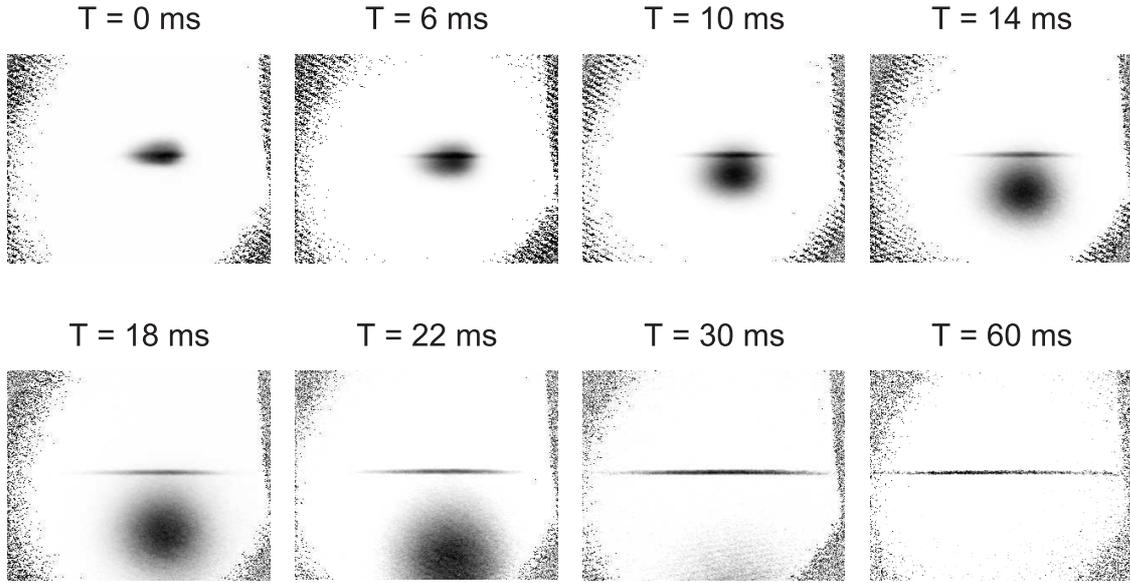


Abb. 5.1: Absorptionbilder des atomaren Ensembles für verschiedene Zeiten T nach Abschalten der Quenchkühlung. Nicht in der Dipolfalle gefangene Atome fallen aufgrund der Schwerkraft nach unten. Gefangene Atome breiten sich in axialer Richtung entlang des Dipolfallenstrahls aus. Der Kontrast wurde für jedes Bild angepasst. Der Bildausschnitt beträgt $7 \times 5,5 \text{ mm}^2$.

Linse auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die numerische Apertur ist durch den benutzten DN16-Flansch (s. Abb. 2.1) auf $NA \approx 0,04$ begrenzt. Damit beträgt das räumliche Auflösungsvermögen $d = \frac{0,61\lambda}{NA} \approx 7 \mu\text{m}$. Die Pixelgröße der CCD-Kamera beträgt $23 \mu\text{m}$. Atome, die nicht in der Dipolfalle gefangen wurden, fallen aufgrund der Schwerkraft nach unten, während der gefangene Anteil sich mit der mittleren Geschwindigkeit von 10 cm/s entlang des Dipolfallenstrahls ausbreitet. Zur Bestimmung der Transfereffizienz des quenckgekühlten Ensembles in die Dipolfalle wird 40 ms nach Abschalten der Quenckühlstrahlung ein mit dem Übergang $^1S_0 - ^1P_1$ bei 423 nm resonanter Detektionspuls von $50 \mu\text{s}$ Dauer eingestrahlt. Während der Wartezeit von 40 ms sind die nicht in der Dipolfalle gespeicherten Atome aus dem Detektionsbereich gefallen. Die Fluoreszenz wird verglichen mit der Fluoreszenz eines Detektionspulses nach 20 ms Quenckühlung, da nach dieser Zeit die Quenckühlung als abgeschlossen angesehen werden kann, die Temperatur und die Dichte des Ensembles sich also nicht mehr signifikant ändern. Abbildung 5.2 zeigt die auf diese Weise bestimmte Transfereffizienz in Abhängigkeit von der Dauer der Quenckühlung für verschiedene Leistungen des Dipolfallenlasers. Der Kurvenverlauf kann durch ein einfaches Modell des Transfers beschrieben werden. Die zeitliche Änderung \dot{N}_{Dip} der in der Dipolfalle gespeicherten Atome wird durch die Differentialgleichung

$$\dot{N}_{\text{Dip}}(t) = -\frac{1}{T_{\text{Dip}}}N_{\text{Dip}}(t) + \frac{1}{T_{\ell}}N_{\text{MOT}}(t) \quad (5.7)$$

beschrieben. T_{Dip} ist die Lebensdauer der Dipolfalle, T_{ℓ} die Zeitkonstante des Transfers und

$$N_{\text{MOT}}(t) = N_{\text{MOT},0} \cdot e^{-t/T_{\text{MOT}}} \quad (5.8)$$

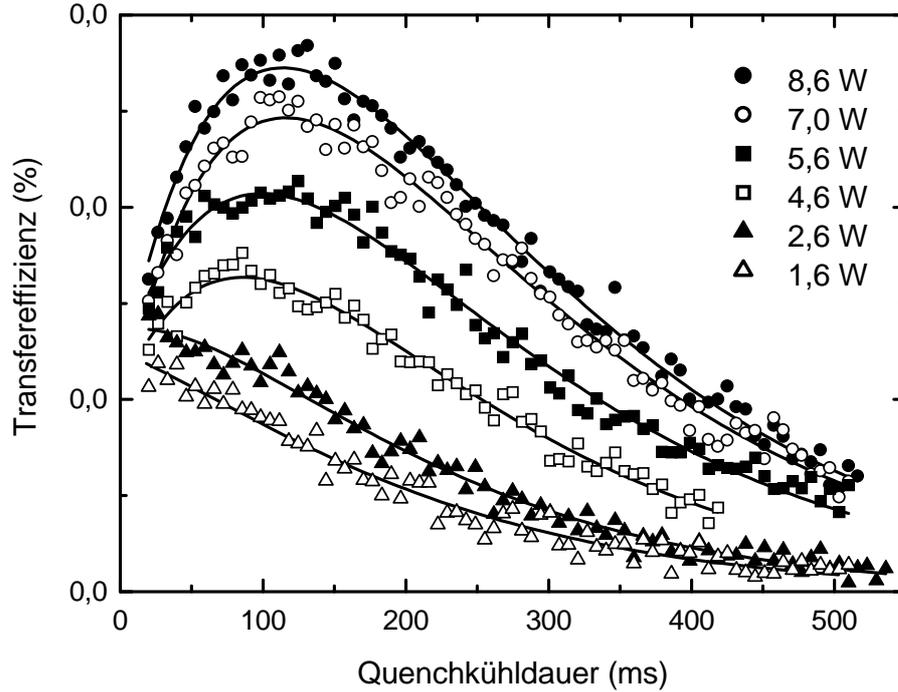


Abb. 5.2: *Transfereffizienz des quenchgekühlten Ensembles in die Dipolfalle in Abhängigkeit der Quenchkühldauer für verschiedene Leistungen des Dipolfallenlasers. Die Linien geben den nach einem einfachen Modell erwarteten Verlauf wieder (s. Text).*

die Anzahl der Atome in der magneto-optischen Falle mit der Lebensdauer T_{MOT} . Die Abnahme der Atomanzahl in der MOT aufgrund des Transfers in die Dipolfalle kann aufgrund der geringen Transfereffizienz von wenigen Prozent vernachlässigt werden. Einsetzen von Glg. 5.8 in Glg. 5.7 und Integration von $t = 0$ bis $t = T$ ergibt für den in die Dipolfalle transferierten Anteil:

$$\frac{N_{\text{Dip}}(T)}{N_{\text{MOT},0}} = \frac{T_{\text{MOT}} T_{\text{Dip}}}{T_{\ell} (T_{\text{MOT}} - T_{\text{Dip}})} e^{-T/T_{\text{Dip}}} \cdot \left[\left(\exp \left(T \frac{T_{\text{MOT}} - T_{\text{Dip}}}{T_{\text{MOT}} T_{\text{Dip}}} \right) - 1 \right) + C_0 \right]. \quad (5.9)$$

Da die Lebensdauern der MOT und der Dipolfalle im Rahmen der Messunsicherheit identisch sind (s. Abschn. 5.3) vereinfacht sich Glg. 5.9 für $T_{\text{MOT}} \approx T_{\text{Dip}}$ zu

$$\frac{N_{\text{Dip}}(T)}{N_{\text{MOT},0}} = e^{-T/T_{\text{Dip}}} \cdot \left(\frac{T}{T_{\ell}} + C_0 \right). \quad (5.10)$$

Glg. 5.10 wurde an die Messdaten in Abb. 5.2 angepasst. Die erhaltenen Werte für die Zeitkonstante T_{ℓ} des Transfers verhalten sich reziprok zur Leistung des Dipolfallenlasers. Für 8,6 W ergibt sich $T_{\ell} = 4,4$ s, für 4,6 W beträgt $T_{\ell} = 7,7$ s. Der zu erwartende Wert von T_{ℓ} kann unter Berücksichtigung der Fallengeometrie abgeschätzt werden. Die quadratgemittelte Geschwindigkeit des ultrakalten Ensembles beträgt ca. 10 cm/s. Damit benötigt ein Atom etwa 10 ms, um den Durchmesser der MOT von ca. 1 mm zurückzulegen. Bei einer Strahltaile des Dipolfallenlasers von 100 μm ist das Volumen der Quenchkühl-MOT ca. 20 mal größer als das der Dipolfalle. Multipliziert mit der Zeit von 10 ms für eine einfache

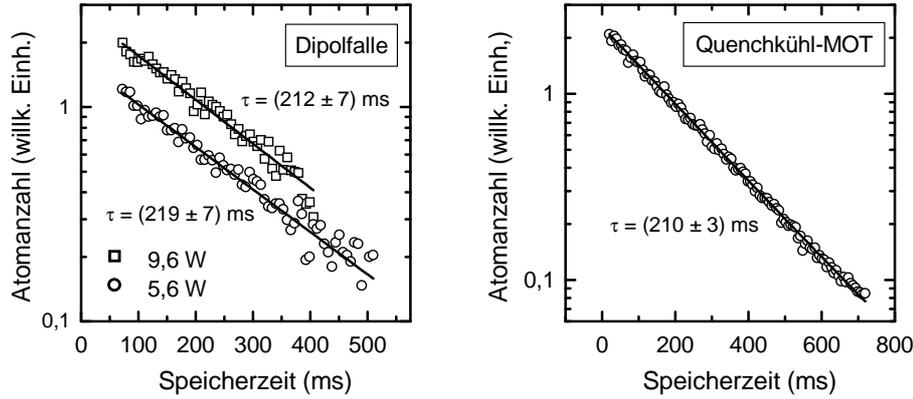


Abb. 5.3: Lebensdauerermessung der Dipolfalle und der Quenchkühl-MOT. Die Lebensdauer des in der Dipolfalle gespeicherten Ensembles ist in guter Näherung unabhängig von der Tiefe des Fallenpotenzials. Begrenzt wird die Lebensdauer durch Stöße der gespeicherten Atome mit Atomen aus dem thermischen Atomstrahl.

Durchquerung der MOT ergeben sich 200 ms. Jedes Atom gelangt also etwa alle 200 ms in den Raumbereich der Dipolfalle. Da diese Zeit selbst für die höchsten Leistungen des Dipolfallenlasers etwa eine Größenordnung kleiner ist als der experimentell für T_ℓ ermittelte Wert, kann davon ausgegangen werden, dass nur etwa jedes zehnte Atom, welches in den Raumbereich der Dipolfalle gelangt, auch in dieser gefangen wird. Die Dipolfalle selbst stellt ein rein konservatives Potenzial dar. Während ein Atom den Raumbereich der Dipolfalle durchläuft, muss es also mittels Quenchkühlung abgebremst werden. Bei einer Geschwindigkeit von 10 cm/s befindet sich das Atom etwa 2 ms im Raumbereich der Dipolfalle. In dieser Zeit können ca. 60 Photonen auf dem Interkombinationsübergang gestreut werden [Bin01a]. Aufgrund der ac-Stark-Verschiebung von bis zu +400 kHz wird die Kühlung jedoch nur im Randbereich der Dipolfalle effektiv funktionieren.

Die Annahme, dass das Verhältnis zwischen MOT-Volumen und Dipolfallenvolumen in die Zeitkonstante T_ℓ für den Transfer eingeht, konnte im Experiment bestätigt werden. Wird der Dipolfallenlaser bei konstanter Leistung mit Linsen der Brennweiten 200, 250 und 300 mm fokussiert, ergeben sich Zeitkonstanten von $T_\ell = 2,4$ s, 0,9 s und 0,5 s. Je größer das Volumen der Dipolfalle ist, desto kürzer ist die Ladezeitkonstante T_ℓ und umso größer ist die Transfereffizienz.

Maximale Transfereffizienzen von 2 % wurden beobachtet. Begrenzender Faktor ist dabei allein die relativ kurze Lebensdauer sowohl der Quenchkühl-MOT als auch der Dipolfalle. Mit $2 \cdot 10^7$ Atomen in der Quenchkühl-MOT werden bis zu $4 \cdot 10^5$ Atome in die Dipolfalle transferiert.

5.3 Lebensdauer

Zur Bestimmung der Lebensdauer der Dipolfalle wurde ein resonanter Detektionspuls bei 423 nm für verschiedene Zeiten nach Abschalten der Quenchkühlung eingestrahlt. Die zeitliche Abnahme der registrierten blauen Fluoreszenz zeigt Abb. 5.3. Die ermittelte Lebensdauer ist praktisch unabhängig von der Leistung des Dipolfallenlasers und

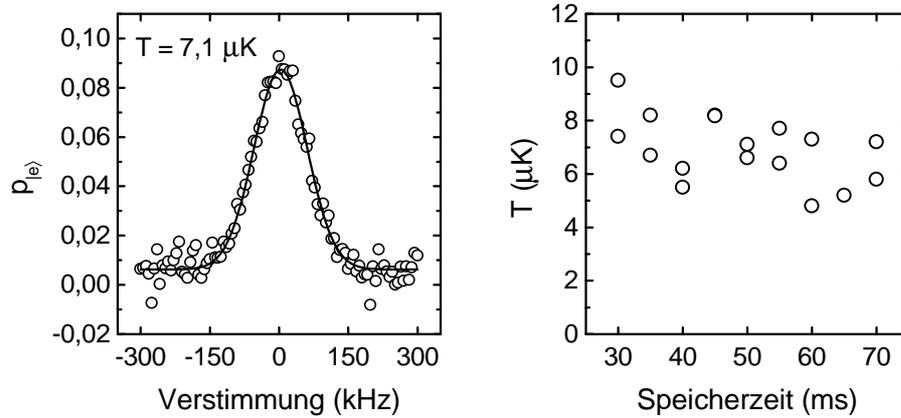


Abb. 5.4: *Ensembletemperatur in der Dipolfalle.* Links: Profil der Dopplerverbreiterten Interkombinationslinie. Rechts: Zeitliche Entwicklung der Ensembletemperatur. Eine Aufheizung durch Absorption von Photonen des Dipolfallenlasers wird nicht beobachtet.

damit von der Tiefe des Dipolfallenpotenzials. Sie beträgt ca. 215 ms. Zum Vergleich ist die zeitliche Abnahme der Atomanzahl in der Quenchkühl-MOT eingetragen. Die daraus ermittelte Lebensdauer liegt bei 210 ms. Im Rahmen der Unsicherheit sind die Lebensdauern der Dipolfalle und der Quenchkühl-MOT identisch. Höchstwahrscheinlich wird die Lebensdauer durch Stöße der gespeicherten Atome mit Atomen aus dem heißen Atomstrahl begrenzt. Die erwartete Lebensdauer kann einfach abgeschätzt werden. Der Fluss von Atomen aus dem Ofen beträgt nach [Ram56]

$$Q = \frac{2}{3} \frac{r}{l} n \bar{v} A.$$

A ist die Querschnittsfläche der Ofenapertur. $r = 0,5$ mm ist der Radius der kreisförmigen Ofenapertur und $l = 10$ mm ihre Tiefe (s. Abschn. 2.1). Die mittlere Geschwindigkeit der Atome beträgt bei 873 K $\bar{v} = 680$ m/s. n ist die Anzahl von Atomen pro Einheitsvolumen und kann mit der idealen Gasgleichung ($p = nk_B T$) zu $n = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ abgeschätzt werden. Damit ergibt sich ein Fluss von $Q = 2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$. Im Flanschrohr für den Ofenanschluss ist ein Kupferrohr mit 5 mm Innenradius angebracht. Der Fluss von Atomen verteilt sich über die Querschnittsfläche des Kupferrohres, so dass die atomare Flussdichte $F = 3 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ beträgt. Der Stoßquerschnitt von Ca-Atomen kann über den Stoßquerschnitt von Krypton [Hel50] zu $1 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ abgeschätzt werden. Jede Kollision eines gespeicherten Atoms mit einem Atom des heißen Atomstrahls wird zu einem Fallenverlust führen, da die Einfanggeschwindigkeit der magneto-optischen Falle nur rund 30 m/s beträgt. Damit ergibt sich eine Streurrate von 3 s^{-1} entsprechend einer Lebensdauer von rund 300 ms.

5.4 Temperatur der gespeicherten Atome

Zur Bestimmung der Ensembletemperatur wurde der Dipolfallenlaser nach Transfer und Speicherung in der Dipolfalle mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators ($A\mathcal{E}A$,

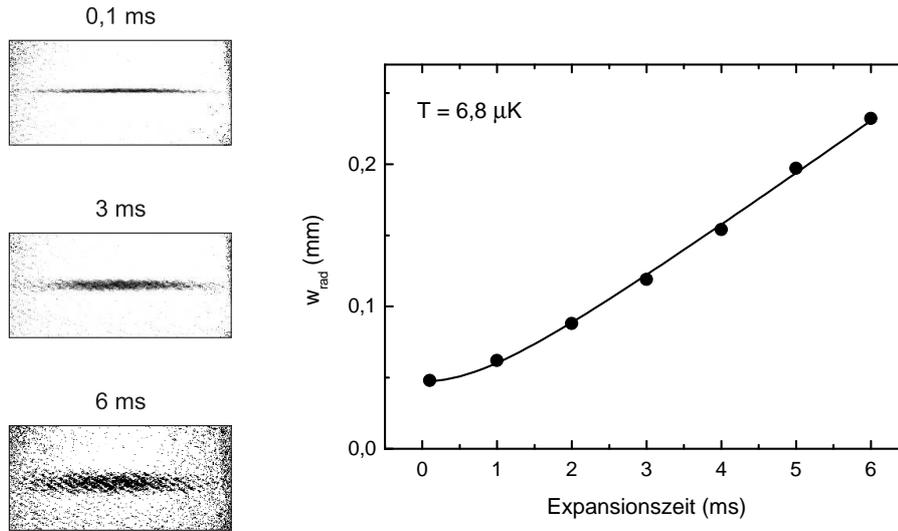


Abb. 5.5: Bestimmung der Ensembletemperatur aus der Expansion der atomaren Wolke. Links: Absorptionen für verschiedene Zeiten nach Ausschalten der Dipolfalle. Rechts: Aus den Absorptionen bestimmte radiale Fallenradien w_{rad} . Die Kurve stellt eine Anpassung von Glg. 5.11 mit $T = 6,8 \mu\text{K}$ an die Messdaten dar.

MTS110/A3) abgeschaltet und die Doppler-Verbreiterung des Interkombinationsübergangs für Anregungspulse von $30 \mu\text{s}$ Dauer bestimmt. Da die Abschaltzeit des Dipolfallenstrahls mit $30 \mu\text{s}$ wesentlich kürzer ist als die inversen Fallenfrequenzen (s. Abschn. 5.5), findet keine adiabatische Kühlung während des Abschaltens der Dipolfalle statt. Ein typisches Doppler-Profil zeigt Abb. 5.4. Die Breite des Doppler-Profiles entspricht einer Ensembletemperatur von $7,1 \mu\text{K}$. Ebenfalls dargestellt ist die Entwicklung der Temperatur für verschieden lange Speicherzeiten. Im Rahmen der Messwertstreuung bleibt die Temperatur konstant. Dies zeigt, dass ein Aufheizen des Ensembles durch Absorption von Photonen des Dipolfallenlasers vernachlässigbar ist.

Eine weitere Möglichkeit, die Ensembletemperatur T zu bestimmen, besteht in der Messung der zeitlichen Expansion der atomaren Wolke. Dazu wurden für verschiedene Expansionszeiten Absorptionen aufgenommen und die radiale Ausdehnung w_{rad} des Ensembles bestimmt (s. Abb. 5.5). Eine Anpassung der Funktion

$$w_{\text{rad}}(t) = \sqrt{w_{\text{rad}}^2(t=0) + \frac{k_{\text{B}}T}{m_{\text{Ca}}}t^2} \quad (5.11)$$

liefert $w_{\text{rad}}(t=0) = 47 \mu\text{m}$ und $T = 6,8 \mu\text{K}$ in guter Übereinstimmung mit den aus der Doppler-Verbreiterung bestimmten Werten für die Temperatur.

5.5 Fallenfrequenzen

Die Dynamik des atomaren Ensembles innerhalb der Dipolfalle wird durch die radialen und axialen Fallenfrequenzen beschrieben. Zur Bestimmung der radialen Fallenfrequenz ω_{rad} wurde der Dipolfallenstrahl zweimal in zeitlich variablem Abstand für 2 ms ausgeschaltet. Während der ersten Ausschaltphase bewegt sich das atomare Ensemble ballistisch

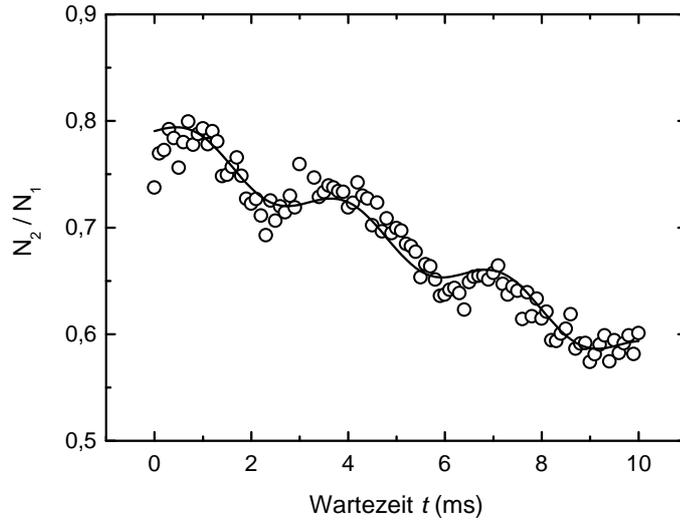


Abb. 5.6: *Bestimmung der radialen Fallenfrequenz.* Dargestellt ist die Anzahl N_2 wieder eingefangener Atome nach zwei Ausschaltzeiten der Dipolfalle in zeitlichem Abstand t , normiert auf die Zahl N_1 wieder eingefangener Atome nach der ersten Ausschaltzeit. Die Ausschaltzeit betrug jeweils 2 ms. Die Kurve stellt eine Anpassung des erwarteten Verlaufs gemäß Glg. 5.12 an die Messdaten dar (s. Text).

bis zum Wiedereinschalten des Dipolfallenstrahls. Der wieder eingefangene Teil der Atome stellt eine Nicht-Gleichgewichtsverteilung dar und die Breite der Geschwindigkeits- und Ortsverteilung oszilliert mit der zweifachen radialen Fallenfrequenz¹. Der Anteil wieder eingefangener Atome nach der zweiten Ausschaltphase hängt stark von der Phase der Oszillation des Ensembles ab. Findet die zweite Ausschaltphase während der Expansion des Ensembles statt, verlässt ein großer Teil der Atome das Fallenvolumen. Fällt die zweite Dunkelphase hingegen mit der Kontraktionsphase des Ensembles zusammen, ist der beobachtete Verlust kleiner. Die Anzahl N_2 wieder eingefangener Atome nach der zweiten Dunkelphase, normiert auf die nach der ersten Ausschaltphase wieder eingefangene Atomzahl N_1 , ist in Abb. 5.6 für verschiedene Wartezeiten zwischen den Dunkelphasen dargestellt. An den gemessenen Verlauf wurde eine Funktion der Form

$$\frac{N_2(t)}{N_1} = \frac{N_2(t=0)}{N_1} - C_1 \cdot t + C_2 \cdot \sin(2\omega_{\text{rad}} \cdot t + \varphi) \quad (5.12)$$

angepasst. Für die radiale Fallenfrequenz erhält man $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot (157 \pm 8)$ Hz. Die Sichtbarkeit mehrerer Oszillationsperioden spricht dafür, dass das Potenzial der Dipolfalle in erster Näherung durch ein harmonisches Potenzial approximiert werden darf. Der anharmonische Anteil führt für längere Zeiten zu einem Auswaschen der Oszillationen.

Gemäß Glg. 5.6 lässt sich die Fallenfrequenz auch aus der Fallentiefe U_0 und der Strahltaile w_{rad} bestimmen. Die aus der Verschiebung der Interkombinationslinie bestimmte, über die Atomwolke gemittelte, Fallentiefe betrug $U_0 = (21 \pm 3)$ μK . Bei einer Leistung des Dipolfallenlasers von 7,5 W und der Polarisierbarkeit des Grundzustands von $-2,2 \cdot 10^{-3}$ (W/m^2) (s. Abschn. 6) lässt sich die Strahltaile zu 155 μm bestimmen. Mit diesen Werten erhält

¹Für die hier betrachteten Zeitskalen kann die axiale Fallenfrequenz vernachlässigt werden.

man aus Glg. 5.6 $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 136$ Hz. Da der Wert aus der gemittelten Falltiefe bestimmt wurde, ist er etwas kleiner als der aus den Wiedereinfang-Experimenten ermittelte Wert.

Über die Größe des Ensembles lässt sich die ermittelte radiale Fallenfrequenz auch mit der Temperatur des atomaren Ensembles in Verbindung bringen. Wird das Fallenpotenzial in harmonischer Näherung betrachtet, gilt [Gri00]

$$T = \frac{m_{\text{Ca}}}{k_{\text{B}}} w_{\text{rad}}^2 \omega_{\text{rad}}^2.$$

Darin ist w_{rad} der Radius des atomaren Ensembles. w_{rad} wurde durch die Aufnahme eines Absorptionbildes zu $42 \mu\text{m}$ bestimmt. Eingesetzt ergibt sich $T = 8 \mu\text{K}$ in guter Übereinstimmung mit dem in Abschn. 5.4 ermittelten Wert für die Ensembletemperatur.

Die axiale Fallenfrequenz ω_{ax} berechnet sich gemäß Glg. 5.6 zu $\omega_{\text{ax}} = \omega_{\text{rad}} \cdot w_0 / (z_{\text{R}} \sqrt{2})$. Die Rayleigh-Länge z_{R} wurde durch Ausmessen des Strahlprofils mit einer Schneidkante zu $4,7 \text{ mm}$ bestimmt. $w_0 = 155 \mu\text{m}$ ist die Strahltaile des Dipolfallenstrahls. Damit ergibt sich für die axiale Fallenfrequenz $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 3,2$ Hz.

5.6 Fallendichte

Die Fallendichte wurde durch die Aufnahme von Absorptionbildern bestimmt. Da der Transfer aus der Quenchkühl-MOT in die Mitte der Dipolfalle stattfindet, breiten sich die Atome nach Abschalten der magneto-optischen Falle mit ihrer mittleren Geschwindigkeit von ca. 10 cm/s entlang der axialen Richtung der Dipolfalle aus (s. Abb. 5.1), wobei die Dichte des Ensembles abnimmt. Nach etwa 50 ms haben sich die Atome über das gesamte Fallenvolumen verteilt und die gemessene Dichte wird stationär. Die beobachteten maximalen Dichten liegen nach 50 ms bei $4,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ bei einer Teilchenzahl von $2,6 \cdot 10^5$.

Eine wesentliche Steigerung der Ensembledichte lässt sich durch die Realisierung einer gekreuzten Dipolfalle erzielen. Dies war aus geometrischen Beschränkungen an der hier benutzten Vakuumapparatur nicht möglich. Die momentan im Aufbau befindliche Vakuumkammer wird gekreuzte Dipolfallen ermöglichen und, wie in Abschn. 5.3 beschrieben, durch die längere Lebensdauer der MOT und der Dipolfalle deutlich höhere Transfereffizienzen zulassen. Mit $3 \cdot 10^7$ Atomen in der Quenchkühl-MOT, einer Transfereffizienz von 30% und einem Radius des gespeicherten Ensembles von $20 \mu\text{m}$, ergäbe sich eine Dichte von etwa $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Eventuell bei diesen sehr hohen Dichten auftretende zusätzliche Verlustmechanismen, wie z.B. Stöße, sind dabei nicht berücksichtigt worden.

Kapitel 6

Auf dem Weg zur Gitteruhr: Bestimmung der „Magischen Wellenlängen“

Für die Verwendung von in optischen Potenzialen gespeicherten atomaren Ensembles als Referenz für ein Frequenznormal darf der Uhrenübergang durch das Dipolfallenlicht nicht verschoben werden. 1999 wurde daher die Speicherung der Atome in einer Dipolfalle bei der sogenannten „magischen Wellenlänge“ vorgeschlagen [Kat99b]. Bei dieser Wellenlänge ist die ac-Stark-Verschiebung der beteiligten Niveaus des Uhrenübergangs gleich groß, so dass der Uhrenübergang keine Netto-Frequenzverschiebung aufweist. Im Fall von Strontium betrug die Abweichung der tatsächlichen magischen Wellenlänge von der aus experimentell und theoretisch bekannten Oszillatorstärken berechneten Wellenlänge mehr als 100 nm [Ido03]. Insbesondere im Hinblick auf die Wahl des zu verwendenden Dipolfallenlasers ist damit die experimentelle Bestimmung der magischen Wellenlänge nötig.

6.1 Berechnung der ac-Stark-Verschiebung

Die Verschiebung $U_i(\omega, p, m)$ der Zeeman-Komponente m eines atomaren Zustands i in einem Laserfeld der Frequenz $\nu = \omega/2\pi$, der Polarisation p und der Intensität I wurde bereits in Kap. 5 abgeleitet (s. Glg. 5.2):

$$U_i(\omega, p, m) = -\alpha_i(\omega, p, m) \frac{I(\vec{r})}{2\varepsilon_0 c}. \quad (6.1)$$

Darin ist $\alpha_i(\omega, p, m)$ die aus Glg. 5.3 folgende induzierte Polarisierbarkeit.

Abbildung 6.1 zeigt einen Auszug aus dem Termschema von ^{40}Ca , in dem die Übergänge mit dem stärksten Einfluss auf die Verschiebung des Grundzustands und des angeregten Zustands des Uhrenübergangs im relevanten Wellenlängenbereich zwischen 500 nm und 1200 nm eingezeichnet sind. Die Verschiebung des Grundzustands wird dominiert durch den Resonanzübergang $4s^2\ ^1\text{S} - 4s4p\ ^1\text{P}$ mit dem Einstein Koeffizienten $A_{ki} = 2,15 \cdot 10^8\ \text{s}^{-1}$. Zur Verschiebung des angeregten Zustands $4s4p\ ^3\text{P}$ tragen maßgeblich die Übergänge zu den Niveaus $4s3d\ ^3\text{D}$ (1,9 μm), $4s5s\ ^3\text{S}$ (612 nm) und $4s4d\ ^3\text{D}$ (443 nm) bei. Von besonderer

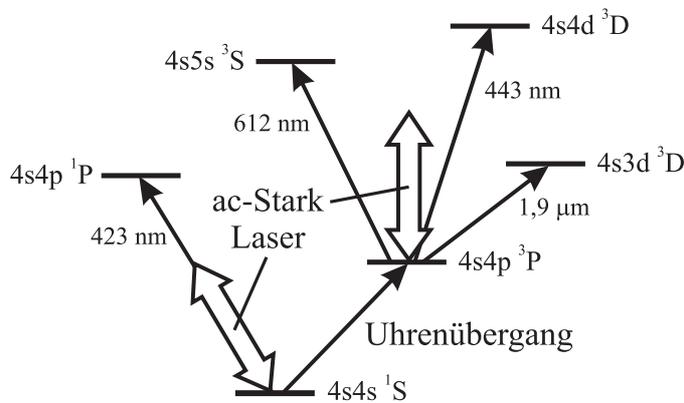


Abb. 6.1: Auszug aus dem Termschema von ^{40}Ca . Der ac-Stark-Laser koppelt den Grundzustand ^1S und den angeregten Zustand des Uhrenübergangs ^3P mit anderen Niveaus und führt dadurch zu einer Verschiebung der Zustände. Dargestellt sind nur die Kopplungen mit dem größten Einfluss auf die resultierende Verschiebung im hier untersuchten Wellenlängenbereich.

Bedeutung ist der Übergang zum $4s3d\ ^3\text{D}$ -Niveau, da er mit einer Übergangswellenlänge von $1,9\ \mu\text{m}$ im betrachteten Wellenlängenbereich der einzige ist, der zu einer Blauverschiebung des Uhrenübergangs führt. Die Oszillatorstärke für diesen Übergang wurde bisher nur theoretisch bzw. indirekt aus der tensoriellen Polarisierbarkeit berechnet, wobei sich die veröffentlichten Werte um einen Faktor drei unterscheiden (s. Tab. 6.1). Zur Bestimmung von α_i mit Hilfe von Glg. 5.3 wurden die in Anh. E aufgeführten Übergänge berücksichtigt. Beiträge hochangeregter Zustände und des Kontinuums wurden durch Vergleich mit den Oszillatorstärken des Wasserstoffspektrums abgeschätzt [Bet57]. Die aus Glg. 6.1 resultierenden Verschiebungen U_i für den Wellenlängenbereich von 500 nm bis 1200 nm zeigt Abb. 6.2. Neben der Verschiebung des Grundzustands sind die Verschiebungen des $4s4p\ ^3\text{P}$ -Niveaus für alle möglichen Kombinationen von m und der Polarisation des Dipolfallenlasers eingetragen. Aufgrund der Symmetrie des $3J$ -Symbols [Edm57] entspricht die Verschiebung des $m = 1$ Niveaus für rechts- (σ^+) bzw. linkszirkular polarisiertes Licht (σ^-) der Verschiebung des $m = -1$ Niveaus für σ^- bzw. σ^+ -Polarisation. Das gleiche gilt für $m = |1|$ mit π -Polarisation und $m = 0$ mit σ^\pm -Polarisation. Die „magischen Wellenlängen“ entsprechen den Kreuzungspunkten zwischen dem $^1\text{S}_0$ - und ^3P -Niveau. Für die $m = 0$ Komponente mit σ -Polarisation liegt die magische Wellenlänge um 800 nm und für die $m = \pm 1$ Komponente mit σ^\mp Polarisation bei etwa 1000 nm.

6.2 Messung der ac-Stark-Verschiebung

Zur experimentellen Bestimmung der ac-Stark-Verschiebung wurde die Frequenz des Uhrenübergangs in Anwesenheit des die Verschiebung verursachenden Lasers (ac-Stark-Laser) verglichen mit der Übergangsfrequenz ohne diese Laserstrahlung. Die Intensität des ac-Stark-Lasers sollte dabei möglichst homogen über den Raumbereich des atomaren Ensembles sein. Gleichzeitig sollte die ac-Stark-Verschiebung möglichst groß sein. Dies erfordert hohe Intensitäten des ac-Stark-Lasers. Durch Verkleinern der Verstimmung der 423 nm Kühlaserstrahlung (s. Abb. 2.4) wurde der Radius des atomaren Ensembles auf 0,4 mm reduziert. Dies führt gleichzeitig zu einer Reduktion der Anzahl gespeicherter Atome. Die verbleibenden 10^7 Atome erlaubten ein ausreichend hohes Signal-zu-Rausch

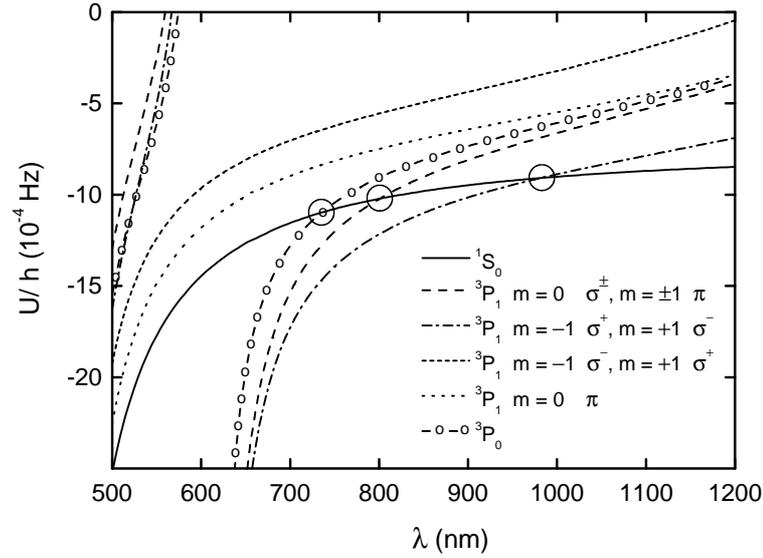


Abb. 6.2: AC-Stark-Verschiebung U/h für eine Intensität des ac-Stark-Lasers von 1 W/m^2 . Kreise kennzeichnen die magischen Wellenlängen, an denen die Verschiebung des Grundzustands 1S_0 und des angeregten Zustands 3P_1 bzw. 3P_0 gleich groß ist. Die Polstelle bei 612 nm resultiert aus der Kopplung mit dem $4s5s\ ^3S$ -Niveau. Die schmale Resonanz des Uhrenübergangs bei 657 nm wird in dieser Darstellung nicht aufgelöst.

Verhältnis in der Bestimmung der ac-Stark-Verschiebung. Die Strahltaile des kollimierten ac-Stark-Lasers lag bei etwa 1 mm. Bei typischen Leistungen des ac-Stark-Lasers von einigen Hundert Milliwatt ergaben sich Intensitäten von ca. 10^5 W/m^2 . Die ac-Stark-Verschiebung betrug damit maximal 40 Hz.

Die Bestimmung der Frequenzverschiebung erfolgte mit der in Abschn. 1.3.2 beschriebenen Methode der alternierenden Stabilisierung. Dabei wird die Frequenz des Uhrenübergangs bei eingeschaltetem ac-Stark-Laser mit der Frequenz ohne ac-Stark-Laser verglichen. Dadurch wird die ermittelte Frequenzverschiebung in guter Näherung unabhängig von systematischen Verschiebungen, die z.B. durch gekrümmte Wellenfronten der Anregungslaserstrahlen entstehen. Der ac-Stark-Laser wurde mit einer mechanischen Blende (*Vincent Associates, Uniblitz 23X2A1T5*) geschaltet. Zur räumlichen Überlappung des Lasers mit dem atomaren Ensemble wurde zunächst ein mit dem Kühlübergang bei 423 nm resonanter Laserstrahl dem Ensemble überlagert. Die Leistung in diesem Leitstrahl wurde soweit reduziert, dass eine fluoreszierende Fahne von aus der magneto-optischen Falle herausbeschleunigten Atomen sichtbar war. Der Leitstrahl wurde so justiert, dass diese Fahne in der Mitte des Ensembles ihren Ursprung hatte. Anschließend wurde der ac-Stark-Laser mit dem Leitstrahl überlagert.

Die Messungen wurden an einem Ensemble kalter Ca-Atome ($T = 3 \text{ mK}$) durchgeführt. Der Pulsabstand im verwendeten 4-Puls Atominterferometer für die alternierende Stabilisierung betrug $T + \tau = 216,4 \mu\text{s}$ entsprechend einer Auflösung von 1155 Hz. Für einen vollen Zyklus der Stabilisierung wurden bei einer Ladezeit der magneto-optischen Falle von 20 ms und 80 Mittelungen bei der $3f$ -Stabilisierung (s. Abschn. 1.3.2) etwa 3,5 s

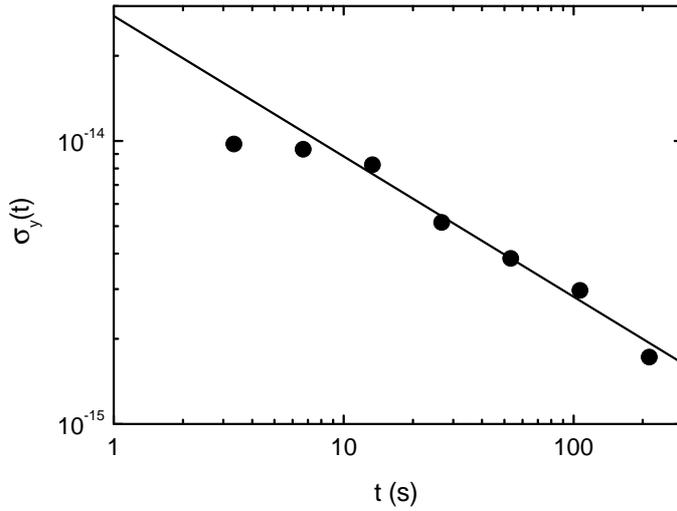


Abb. 6.3: Typische Allan-Standardabweichung der gemessenen ac-Stark-Verschiebung. Ab etwa 200 Sekunden werden $2 \cdot 10^{-15}$ entsprechend 1 Hz unterschritten.

benötigt. Eine typische Allan-Standardabweichung der gemessenen Frequenzverschiebung zeigt Abb. 6.3. Ab etwa 200 Sekunden werden $2 \cdot 10^{-15}$ entsprechend 1 Hz unterschritten. Zur Bestimmung der Frequenzverschiebung wurde mit der doppelten Stabilisierung etwa 10 Minuten lang gemittelt.

Die Leistung P des ac-Stark-Lasers wurde mit einem thermischen Leistungsmesser (*Coherent, Modell 210*) vor und hinter der Vakuumkammer bestimmt, welches zuvor im Fachbereich 4.1 der PTB bei 800 nm kalibriert worden war. Da die Antireflexbeschichtung der Vakuumfenster nur bis 700 nm ausgelegt war, betrug die Reflexion an einem Fenster bis zu 40 %. Die Strahltaile wurde in horizontaler (w_y) und vertikaler Richtung (w_z) mit einer Schneidkante bestimmt.

Die ac-Stark-Verschiebung wurde für sechs verschiedene Wellenlängen vermessen. Bei 780 nm stand ein gitterstabilisierter Diodenlaser mit nachgeschaltetem Trapezverstärker (*Toptica, Modell TA100*) zur Verfügung. Die Leistung am Ort der Atome betrug $P = 300$ mW. Ein mit einer Multimoden-Glasfaser gekoppeltes Diodenlaser-Array wurde bei 810 nm verwendet ($P = 900$ mW). Für die Wellenlängen 860, 890 und 922 nm wurde ein Titan-Saphir-Laser (*Tekhnoscan, TIS-SF-07*) benutzt ($P = 250$ mW). Laserstrahlung bei 1064 nm lieferte ein Nd:YAG Laser (*Innolight, Prometheus 20NE*, $P = 400$ mW).

Der Einfluss des über die Ausdehnung des atomaren Ensembles inhomogenen Intensitätsprofils des ac-Stark-Lasers soll im Folgenden berechnet werden. Der ac-Stark-Laser propagiere in x -Richtung. Die Intensitätsverteilung im gaußförmigen Strahlprofil ist durch

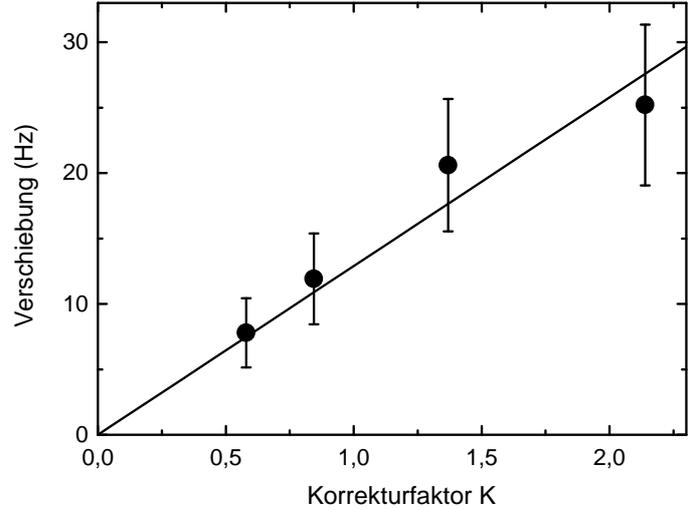
$$I(y, z) = \frac{2P}{\pi w_y w_z} e^{-2\frac{y^2}{w_y^2}} e^{-2\frac{z^2}{w_z^2}} \quad (6.2)$$

gegeben. Die mit Hilfe von Absorptionsbildern bestimmte Dichte $\rho(x, y, z)$ des atomaren Ensembles entspricht einem dreidimensionalen Gauß-Profil

$$\rho(x, y, z) = \rho_{\max} e^{-\frac{x^2}{2R_x^2}} e^{-\frac{y^2}{2R_y^2}} e^{-\frac{z^2}{2R_z^2}} \quad (6.3)$$

mit den $1/\sqrt{e}$ Radien $R_x \equiv R_y \neq R_z$. R_z ist aufgrund des in dieser Richtung größeren Gradienten des Quadrupolfeldes kleiner. Die auf eine Leistung des ac-Stark-Lasers von

Abb. 6.4: Einfluss des inhomogenen Strahlprofils des ac-Stark-Lasers auf die ac-Stark-Verschiebung $\Delta\nu$. Der erwartete lineare Zusammenhang zwischen $\Delta\nu$ und dem Korrekturfaktor K (s. Text) wird bestätigt.



1 W/m² normierte Frequenzverschiebung $s(\omega, p, m_P)$ des Uhrenübergangs beträgt nach Glg. 6.1

$$s(\omega, p, m_P) = [\alpha_P(\omega, p, m_P) - \alpha_{1S_0}(\omega, p, 0)] / (2\varepsilon_0 hc). \quad (6.4)$$

Mit der Annahme, dass jedes Atom mit demselben Gewicht zur Verschiebung beiträgt, ergibt sich für die beobachtete Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ aus Glg. 6.2 und 6.3

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \frac{\int dx dy dz s(\omega, p, m_P) I(y, z) \rho(x, y, z)}{\int dx dy dz \rho(x, y, z)} \\ &= s(\omega, p, m_P) \frac{2P}{\pi \sqrt{w_y^2 + 4R_y^2} \sqrt{w_z^2 + 4R_z^2}}. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Glg. 6.5 wurde experimentell überprüft, indem bei gleicher Leistung des ac-Stark-Lasers aber unterschiedlichen Strahltaillen die Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ bestimmt wurde. In Abb. 6.4 ist $\Delta\nu$ gegen den Faktor $K = (w_y^2 + 4R_y^2)^{-1/2} (w_z^2 + 4R_z^2)^{-1/2}$ aufgetragen. Im Rahmen der Unsicherheiten wird der aus Glg. 6.5 erwartete lineare Zusammenhang bestätigt.

Neben dem Einfluss des inhomogenen Strahlprofils des ac-Stark-Lasers führen auch die Expansion des atomaren Ensembles während der Spektroskopie und das Strahlprofil des Spektroskopielasers zu systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Frequenzverschiebung. Um diese Einflüsse korrigieren zu können, wurde die gesamte Interferometersequenz der verwendeten 4-Puls-Interferometer mittels einer Monte-Carlo-Rechnung für die gegebenen experimentellen Parameter simuliert. Dies führte zu zusätzlichen Korrekturen, die jedoch stets unter 10 % lagen.

Beschränkt durch die Geometrie der Vakuumapparatur konnte der ac-Stark-Laser nur senkrecht zu der durch das Magnetfeld der Helmholtzspulen festgelegten Quantisierungsachse eingestrahlt werden (s. Abschn 2.1). Ist der ac-Stark-Laser linear polarisiert mit dem elektrischen Feldvektor parallel zur Quantisierungsachse, entspricht dies π -polarisiertem Licht. Wird die Polarisationsrichtung um 90 Grad gedreht, erhält man entsprechend σ -polarisiertes Licht. σ -polarisiertes Licht lässt sich in σ^\pm -polarisiertes Licht zerlegen. Aufgrund der Symmetrie des $3J$ -Symbols in Glg. 5.3 ist die Verschiebung des $m_P = 0$ Niveaus für σ^+ - und σ^- -Licht gleich groß. Die Summe beider Beiträge entspricht der Verschiebung für reines σ^+ - oder σ^- -Licht.

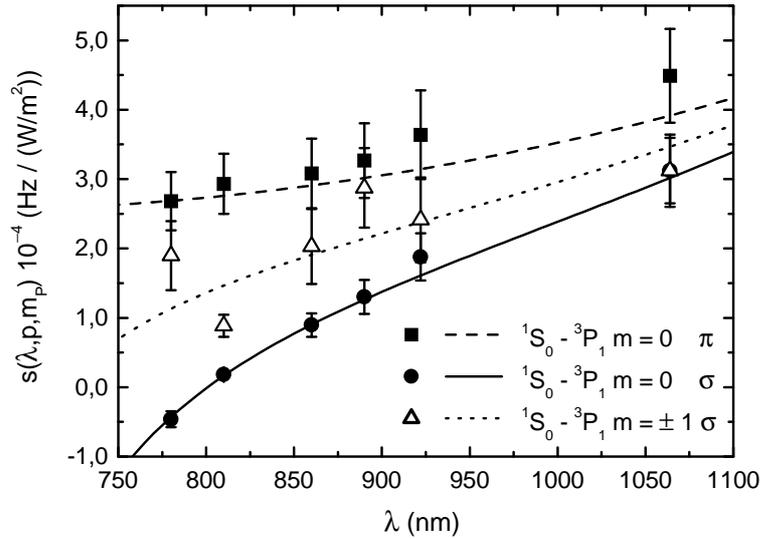


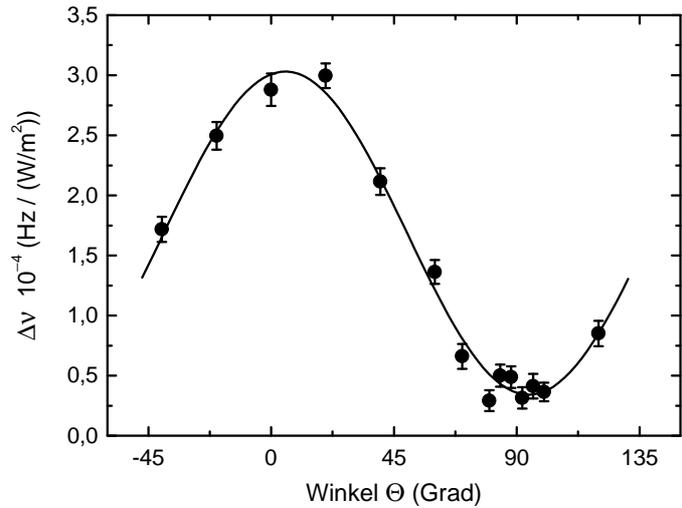
Abb. 6.5: Wellenlängenabhängige Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs. Symbole kennzeichnen die gemessenen Verschiebungen für verschiedene Zeeman-Komponenten m und π - bzw. σ -Polarisation des ac-Stark-Lasers. Die Linien folgen aus einer Anpassung der in Glg. 6.4 definierten Funktion $s(\omega = 2\pi c/\lambda, p, m_p)$ an die Messdaten (s. Text).

Im Experiment wurde die ac-Stark-Verschiebung für drei Konfigurationen bestimmt. In der ersten bzw. zweiten Konfiguration wurde die Verschiebung der $m_p = 0$ Komponente für π - bzw. σ -polarisiertes Licht des ac-Stark-Lasers bestimmt. Die ac-Stark-Verschiebung der Zeeman-Komponenten $m_p = \pm 1$ konnte nicht direkt bestimmt werden, da Fluktuationen im Magnetfeld von wenigen Mikrottesla, hervorgerufen z.B. durch Netztransformatoren, zu Frequenzfluktuationen von mehreren Kilohertz führten (s. Abb. 4.2). Stattdessen wurde das die Quantisierungsachse festlegende Magnetfeld so weit reduziert, dass sich die Zeeman-Komponenten zu $m_p = \pm 1$ überlagerten. Damit war es in der dritten Konfiguration möglich, die Spektroskopie auf dem Crossover-Signal beider Komponenten zu betreiben. Die Fluktuationen der gemessenen Verschiebung sind hier dennoch größer als für die $m_p = 0$ Komponente. Die Verschiebung für σ -polarisiertes Licht des ac-Stark-Lasers entspricht dabei dem Mittelwert der Verschiebung für die Übergänge zu den $m_p = \pm 1$ Komponenten. Die Verschiebung des Crossover-Signal für π -polarisiertes Licht entspricht der Verschiebung der $m_p = 0$ Komponente für σ -polarisiertes Licht, liefert also keine neue Information.

Die mit diesen drei Konfigurationen erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 6.5 dargestellt. Die angegebenen Unsicherheiten setzen sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Erster Beitrag ist die statistische Unsicherheit der gemessenen Frequenzverschiebung. Die Unsicherheit in der Leistungsbestimmung des ac-Stark-Lasers wurde mit 20 mW angesetzt. Die Bestimmung der Größe R des atomaren Ensembles und der Strahltille des ac-Stark-Lasers tragen zusammen mit 10 % bei. Ein nicht optimaler Überlapp zwischen atomarem Ensemble und ac-Stark-Laser wurde ebenfalls mit 10 % berücksichtigt.

Bei 810 nm wurde zusätzlich die Polarisationsrichtung des linear polarisierten ac-Stark-Lasers in Schritten von 20 Grad um die Propagationsrichtung gedreht. Die resultierende

Abb. 6.6: *Polarisationsabhängigkeit der ac-Stark-Verschiebung bei 810 nm.* Θ bezeichnet den Winkel zwischen Quantisierungsachse und elektrischem Feldvektor des linear polarisierten ac-Stark-Lasers. 0 Grad entsprechen π -polarisiertem Licht, 90 Grad σ -polarisiertem Licht.



ac-Stark-Verschiebung zeigt Abb. 6.6. Wie erwartet, ergibt sich ein kosinusförmiger Verlauf mit einem Minimum für σ -polarisiertes Licht ($\Theta = 90$ Grad) und einem Maximum für π -polarisiertes Licht ($\Theta = 0$ Grad). Die Linie stellt eine an die Messdaten angepasste Kosinus-Funktion dar. Das Minimum befindet sich bei $(4 \pm 2$ Grad), die Periode beträgt $(178 \pm 17$ Grad). Die Fehlstellung zwischen elektrischem Feldvektor und dem Magnetfeld zur Festlegung der Quantisierungsachse ist angesichts der Messwertschwankungen im Minimum vernachlässigbar.

6.3 Anpassung der Oszillatorstärken

An die Messdaten in Abb. 6.5 wurde die in Glg. 6.4 definierte Funktion $s(\omega = 2\pi c/\lambda, p, m_P)$, welche die Frequenzverschiebung des 3P_1 -Niveaus für eine ac-Stark-Laserleistung von 1 W/m^2 beschreibt, angepasst. Dazu wurden die Einstein-Koeffizienten $A(1,9 \mu\text{m})$ des $1,9 \mu\text{m}$ Übergangs zum $4s3d^3D$ -Niveau und $A(612 \text{ nm})$ des Übergangs zum $4s5s^3S$ -Niveau bei 612 nm angepasst. Der $1,9 \mu\text{m}$ Übergang wurde gewählt, da er im betrachteten Wellenlängenbereich einen Hauptbeitrag zur Verschiebung der 3P_1 -Niveaus liefert und darüber hinaus nur sehr ungenau aus theoretischen Berechnungen bekannt ist (s. Tab 6.1). Zur Bestimmung des Nulldurchgangs von s für die Zeeman-Komponente $m = 0$ mit σ -polarisiertem Licht genügt bereits die Anpassung von $A(1,9 \mu\text{m})$. Damit würde jedoch die Verschiebung der $m = 0$ Komponente für π -polarisiertes Licht schlecht beschrieben. Deshalb wurde gleichzeitig eine Anpassung des Einstein-Koeffizienten $A(612 \text{ nm})$ vorgenommen. Die Anpassung erfolgte mit Hilfe des Levenberg-Marquardt-Algorithmus [Pre92]. Die Linien in Abb. 6.5 stellen die mit den so bestimmten Einstein-Koeffizienten berechnete Frequenzverschiebung dar. Die experimentell bestimmten Verschiebungen, insbesondere für die $m = 0$ Komponente mit σ -polarisiertem Licht, werden gut durch die Anpassung beschrieben.

Die Unsicherheit der auf diese Weise bestimmten magischen Wellenlänge und der Einstein-Koeffizienten wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Dazu wurden mit den aus der Anpassung resultierenden Einstein-Koeffizienten $A(1,9 \mu\text{m})$ und $A(612 \text{ nm})$ die Frequenzverschiebungen für die im Experiment benutzten Wellenlängen und Konfigurationen berechnet. Aus diesem künstlichen Datensatz wurden weitere, künstliche Datensätze

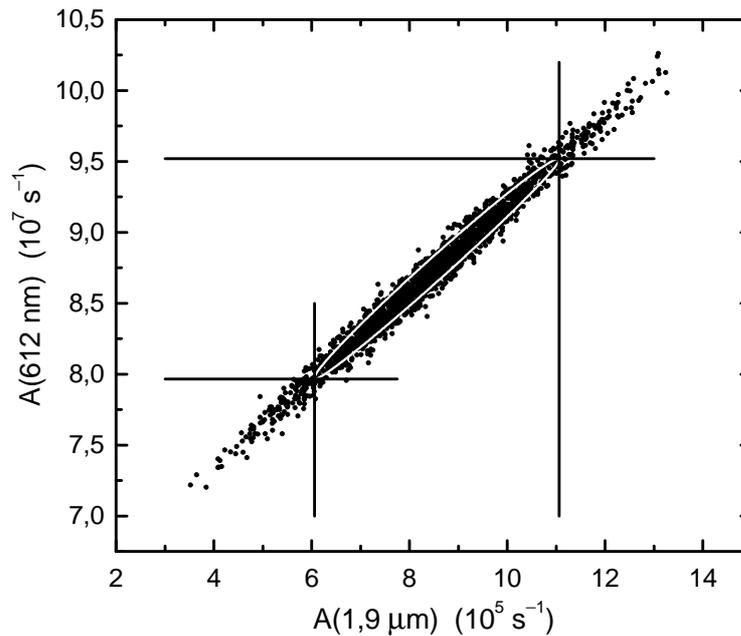


Abb. 6.7: Verteilung der Einstein-Koeffizienten für 2000 per Monte-Carlo Simulation erstellte Datensätze. Die Koeffizienten sind stark miteinander korreliert (s. Text). Die Ellipse schließt 68,3 % aller Punkte ein. Tangenten an die Ellipse geben das kombinierte Konfidenzintervall der beiden Einstein-Koeffizienten an.

erzeugt, deren Werte der Frequenzverschiebung für jeden Punkt des Datensatzes zufällig um die Werte des originären Datensatzes streuen mit einer Standardabweichung, die der experimentellen Unsicherheit des jeweiligen Punktes entspricht. Zusätzlich wurden alle Verschiebungen eines Datensatzes mit einem zufälligen globalen Skalierungsfaktor mit Mittelwert Eins und einer Standardabweichung von 0,1 multipliziert, um eventuelle systematische Unsicherheiten, wie z.B. durch die Bestimmung der Laserleistung, zu berücksichtigen. Für jeden künstlichen Datensatz wurde eine Anpassung der Einstein-Koeffizienten durchgeführt. Die resultierenden Einstein-Koeffizienten für insgesamt 2000 künstlich erzeugte Datensätze sind in Abb. 6.7 aufgetragen. Es existiert eine deutliche Korrelation zwischen beiden Koeffizienten. Die Korrelation lässt sich anschaulich an den Kurven in Abb. 6.5 verstehen. Eine Vergrößerung des Einstein-Koeffizienten $A(1,9 \mu\text{m})$ führt zu insgesamt größeren positiven Frequenzverschiebungen im betrachteten Wellenlängenbereich. Dagegen führt eine Vergrößerung des Einstein-Koeffizienten $A(612 \text{ nm})$ zu größeren negativen Verschiebungen. Werden beide Koeffizienten vergrößert bzw. verkleinert, ändert sich lediglich leicht die Steigung der Kurven, die absolute Lage bleibt dagegen nahezu unverändert.

Die Bestimmung der Unsicherheiten beider Koeffizienten erfolgte aus der Verteilung der Punkte in Abb. 6.7. Zunächst wurde die Breite der Verteilung in Richtung der beiden Halbachsen der Ellipse bestimmt. Dazu wurden alle Punkte auf eine Halbachse projiziert und an die Projektion der Daten eine Gauß-Funktion angepasst. Dann wurde eine Ellipse mit dem auf diese Weise ermittelten Verhältnis zwischen den beiden Hauptachsen bestimmt, die 68,3 % der Punkte enthält. Das kombinierte Konfidenzintervall für $A(1,9 \mu\text{m})$ und $A(612 \text{ nm})$ ergibt sich damit aus den in Abb. 6.7 eingezeichneten Tangenten an die Ellipse. Die so ermittelten Einstein-Koeffizienten sind in Tab. 6.1 zusammen mit Literaturwerten

Tabelle 6.1: Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Einstein-Koeffizienten mit Literaturwerten. Die zweite Spalte gibt an, ob es sich um experimentell (exp.) oder theoretisch (theo.) ermittelte Werte handelt. [Kur95] und [NIST04] stellen Zusammenfassungen mehrerer Quellen dar.

Referenz	Art	$A(1,9 \mu\text{m})$	$A(612 \text{ nm})$
diese Arbeit	exp.	$8,6(25) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$8,7(8) \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
[Kur95]		$3,7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$6,6(17) \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
[NIST04]			$8,6 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
[Mit93]	theo.	$9,2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$8,3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
[Han99]	theo.	$9,1 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$8,1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
[Mer01]	theo.	$3 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$7,8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
[Fro03]	theo.	$8,4(25) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$8,6(9) \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
[Smi75]	exp.		$8,6(13) \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
[Yan02]	exp.	$7,06 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	

aufgelistet. Im Rahmen des Konfidenzintervalls ergibt sich eine gute Übereinstimmung von $A(612 \text{ nm})$ sowohl mit experimentellen [NIST04, Smi75] als auch mit theoretischen Werten [Mit93, Han99, Mer01, Fro03]. Angesichts der starken Streuung der Literaturwerte für $A(1,9 \mu\text{m})$ stimmen auch diese gut mit dem hier ermittelten Wert überein.

Eine weitere Konsistenzprüfung der angepassten Oszillatorstärken besteht in der Berechnung der tensoriellen Polarisierbarkeit α_{tens} des $^3\text{P}_1$ -Niveaus und der Differenz $\Delta\alpha_{\text{skal}} = \alpha_{\text{skal}}(^3\text{P}_1) - \alpha_{\text{skal}}(^1\text{S}_0)$ der skalaren Polarisierbarkeit des $^3\text{P}_1$ - und $^1\text{S}_0$ -Niveaus und dem Vergleich mit Literaturwerten. Nach [Ang68] berechnen sie sich aus den Einstein-Koeffizienten gemäß

$$\alpha_{\text{skal}} = \sum_k \frac{2\pi\epsilon_0 c^3 (2J_k + 1)}{\omega_{ik}^4 (2J_i + 1)} A_{ki}$$

$$\alpha_{\text{tens}} = \sqrt{\frac{40J_i(2J_i - 1)}{3(2J_i + 3)(J_i + 1)(2J_i + 1)}} \times$$

$$\times \sum_k (-1)^{J_k - J_i} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_i & J_i & J_k \end{Bmatrix} \frac{3\pi\epsilon_0 c^3 (2J_k + 1)}{\omega_{ik}^4} A_{ki}.$$

Der Ausdruck in geschweiften Klammern stellt ein $6J$ -Symbol dar [Edm57]. Die Unsicherheit der Polarisierbarkeiten wurde ebenfalls durch eine Monte-Carlo Simulation bestimmt. Es ergibt sich $\Delta\alpha_{\text{skal}} = 33(8) \text{ kHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ und $\alpha_{\text{tens}} = 2,9(6) \text{ kHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$. Der Wert für die tensorielle Polarisierbarkeit stimmt mit dem in [Yan02] bestimmten Wert $\alpha_{\text{tens}} = 2,623(15) \text{ kHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ überein. Mit diesem Wert lässt sich $\Delta\alpha_{\text{skal}}$ aus den in [Li96] gemessenen Stark-Verschiebungen zu $\Delta\alpha_{\text{skal}} = 29,874(87) \text{ kHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ berechnen. Auch dieser Wert stimmt mit dem hier erhaltenen Ergebnis überein. Die Literatur-

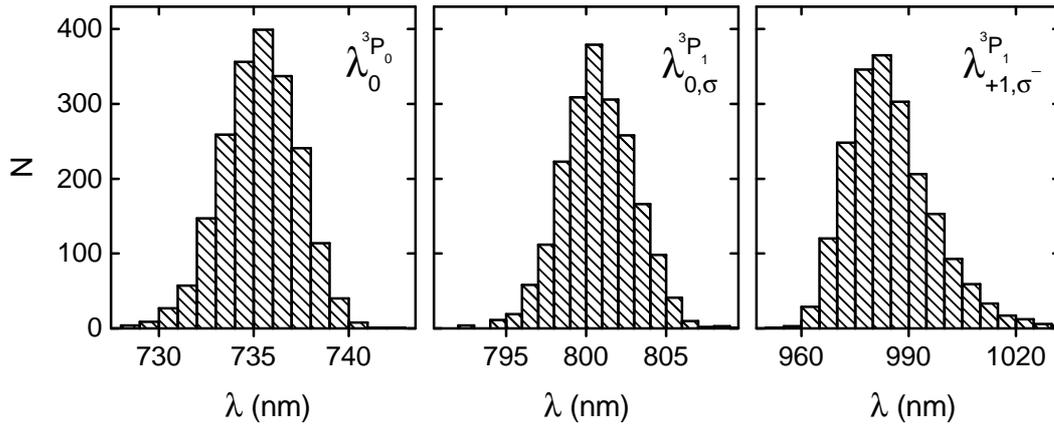


Abb. 6.8: Bestimmung der magischen Wellenlängen. Aufgetragen ist die Häufigkeitsverteilung der aus einer Monte-Carlo-Rechnung erhaltenen magischen Wellenlängen $\lambda_0^{3P_0}$, $\lambda_{0,\sigma}^{3P_1}$ und $\lambda_{+1,\sigma^-}^{3P_1}$. Der erste untere Index entspricht der Zeeman-Komponente m , der zweite der Polarisation des ac-Stark-Lasers. Der obere Index symbolisiert das obere Niveau des Uhrenübergangs. Die Mittelwerte und Standardabweichungen ergeben die in Tab. 6.2 zusammengestellten Werte.

werte für die Polarisierbarkeiten wurden nicht in die Anpassung mit einbezogen, da aufgrund ihrer extrem kleinen Unsicherheiten das Resultat für die Parameter $A(1,9 \mu\text{m})$ und $A(612 \text{ nm})$ vollständig durch sie bestimmt worden wäre. Dadurch wären Unsicherheiten in anderen Oszillatorstärken, welche nicht in der Anpassung berücksichtigt wurden, aber dennoch die Größe der Polarisierbarkeiten beeinflussen, auf $A(1,9 \mu\text{m})$ und $A(612 \text{ nm})$ projiziert worden und hätten somit das Ergebnis verfälscht.

Zur Bestimmung der magischen Wellenlängen wurde der Nulldurchgang der Funktion $s(\lambda, p, m_P)$ für die angepassten Einstein-Koeffizienten berechnet. Die Häufigkeit der aus den 2000 künstlichen Datensätzen gewonnenen Werte für die magischen Wellenlängen $\lambda_0^{3P_0}$, $\lambda_{0,\sigma}^{3P_1}$ und $\lambda_{+1,\sigma^-}^{3P_1} = \lambda_{-1,\sigma^+}^{3P_1}$ zeigt Abb. 6.8. Der erste untere Index kennzeichnet die Zeeman-Komponente m_P , der zweite die Polarisation des ac-Stark-Lasers. Der obere Index symbolisiert das obere Niveau des Uhrenübergangs. Der Übergang zum 3P_0 -Niveau ist in den bosonischen Calcium-Isotopen aufgrund der Auswahlregel $J = 0 \not\rightarrow J = 0$ verboten, wird aber im fermionischen Isotop ^{43}Ca durch die Hyperfeinwechselwirkung erlaubt. Die aus den Mittelwerten der Häufigkeitsverteilungen in Abb. 6.8 bestimmten magischen Wellenlängen sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt. Die 1σ -Unsicherheit ergibt sich dabei aus der Standardabweichung der Verteilungen. Alle drei Wellenlängen werden vom Verstärkungsprofil eines Titan-Saphir-Lasers abgedeckt, der bei 800 nm typisch mehr als 1 W Ausgangsleistung liefert. Damit lassen sich Fallentiefen der optischen Dipolfalle erzeugen, die ein Vielfaches der Temperatur eines ultrakalten Ensembles betragen.

Tabelle 6.2: Übersicht der ermittelten magischen Wellenlängen. m_P gibt die Zeeman-Komponente des angeregten Niveaus des Uhrenübergangs an. Die Polarisation bezieht sich auf den ac-Stark-Laser.

Übergang	m_P	Polarisation	Wellenlänge
$4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^3P_1$	0	σ	800,8(22) nm
$4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^3P_1$	+1 (-1)	σ^- (σ^+)	983(12) nm
$4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^3P_0$	0	beliebig	735,5(20) nm

6.4 Erreichbare Unsicherheit

An dieser Stelle soll die erreichbare Unsicherheit eines Frequenznormals basierend auf in einer optischen Dipolfalle gespeicherten Calcium-Atomen abgeschätzt werden.

Aufgrund der Polarisationsabhängigkeit der ac-Stark-Verschiebung kommen zur Erzeugung eines dreidimensionalen optischen Gitters nur bestimmte Kombinationen für die Polarisationsrichtung der Dipolfallenstrahlen und die Richtung des Quantisierungsmagnetfelds in Frage. Das Magnetfeld verlaufe senkrecht entlang der z -Achse. Der in dieser Richtung eingestrahlte Dipolfallenstrahl entspricht, unabhängig von seiner Polarisation, σ -polarisiertem Licht. Die in der horizontalen xy -Ebene liegenden Dipolfallenstrahlen müssen linear in der xy -Ebene polarisiert sein. Sollte sich herausstellen, dass die Verkippung der Laserstrahlen gegen die Magnetfeldachse oder die Einstellung der Polarisationsrichtungen ein Problem darstellen, könnte alternativ auch nur ein einziger Dipolfallenstrahl zum Einschluss der Atome benutzt werden. Der als stehende Welle ausgeführte, linear polarisierte Dipolfallenstrahl verlaufe senkrecht zum Quantisierungsmagnetfeld. Steht seine Polarisationsrichtung senkrecht zum Magnetfeld, ergibt sich σ -polarisiertes Licht. Der Spektroskopiestrahl wird der Richtung des Dipolfallenstrahls überlagert. Durch den starken Einschluss der Atome in der Stehwelle ist in dieser Richtung rückstoßfreie Spektroskopie möglich. In der zum Dipolfallenstrahl senkrechten Richtung ist die Bewegung der Atome auf einen Raumbereich von der Größe der Strahltaile des Laserstrahls eingeschränkt. Beträgt die Ausdehnung des atomaren Ensembles $2r = 10\ \mu\text{m}$ und der Krümmungsradius R der Wellenfront der Spektroskopie-Strahlen 100 m, ergibt sich eine maximale Phasenverschiebung von $\Delta\Phi = kr^2/(2R) \approx 10^{-4}$ Grad. Die Phasenverschiebung ist dabei nicht abhängig von der Zeit für die Abfrage des Uhrenübergangs oder von der Geschwindigkeit der Atome, da sie während der gesamten Spektroskopiedauer lediglich im Einschlussbereich der Dipolfalle hin- und herschwingen. Bei einer Auflösung der Ramsey-Oszillationen im Atominterferometer von 300 Hz beträgt damit die maximale Frequenzverschiebung 80 mHz. Für Frequenzverschiebungen von wenigen mHz muss also die Auflösung im verwendeten Atominterferometer bei etwa 10 Hz liegen. Der Übergang zum 3P_1 kommt dafür aufgrund der relativ kurzen Lebensdauer von 0,4 ms nicht in Frage. Alternativ kann, wie weiter unten beschrieben, der nur 2,2 mHz schmale Übergang zum 3P_0 -Niveau genutzt werden.

In realen Experimenten kann Licht immer nur bis zu einem bestimmten Grad polarisiert

sein. Auch in diesem Fall kann die ac-Stark-Verschiebung zwischen Grund- und angeregtem Zustand zu Null abgeglichen werden. Der Verlauf der ac-Stark-Verschiebung $s(\lambda, p, m_P)$ in Abb. 6.5 kann in der Nähe der magischen Wellenlänge $\lambda_{0,\sigma}^{3P_1}$ linear genähert werden durch

$$\begin{aligned} s(\lambda, \pi, m_P = 0) &= A_\pi + B_\pi \left(\lambda - \lambda_{0,\sigma}^{3P_1} \right) \\ s(\lambda, \sigma, m_P = 0) &= B_\sigma \left(\lambda - \lambda_{0,\sigma}^{3P_1} \right) \end{aligned}$$

mit den Konstanten

$$\begin{aligned} A_\pi &= 2,73 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}/(\text{W}/\text{m}^2) \\ B_\pi &= 2,4 \cdot 10^2 \text{ (Hz/m)}/(\text{W}/\text{m}^2) \\ B_\sigma &= 1,89 \cdot 10^3 \text{ (Hz/m)}/(\text{W}/\text{m}^2). \end{aligned}$$

Der Grad der Polarisation betrage x . Dann gilt für die gesamte Verschiebung am Ort \vec{r}

$$s_{\text{ges}}(\lambda, \vec{r}) = x \cdot s(\lambda, \sigma, m_P = 0) \cdot I(\vec{r}) + (1 - x) \cdot s(\lambda, \pi, m_P = 0) \cdot I(\vec{r}).$$

Aus der Bedingung $s_{\text{ges}}(\lambda, \vec{r}) = 0$ folgt

$$\lambda - \lambda_{0,\sigma}^{3P_1} = \frac{(1 - x) \cdot A_\pi}{x \cdot (B_\pi - B_\sigma) - B_\pi}.$$

Für einen bestimmten Grad x der Polarisation lässt sich also eine Wellenlänge $\lambda - \lambda_{0,\sigma}^{3P_1}$ finden, an der die ac-Stark-Verschiebung verschwindet. Diese Aussage gilt auch noch über die oben getroffene lineare Approximation der Verschiebung hinaus. Für $x = 0,999$, einen leicht im Experiment zu realisierenden Polarisationsgrad, ergibt sich mit den oben angegebenen Werten für A_π, B_π und B_σ eine Verschiebung der magischen Wellenlänge von $\lambda - \lambda_{0,\sigma}^{3P_1} = -0,145 \text{ nm}$ ($\hat{=} 68 \text{ GHz}$).

Im Experiment muss die magische Wellenlänge über die Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs bestimmt werden. Entspricht die Wellenlänge des Dipolfallenlasers nicht der magischen Wellenlänge, führt eine Änderung der Leistung des Dipolfallenlasers zu einer Verschiebung der Frequenz des Uhrenübergangs. Eine Halbierung der Leistung führt in erster Näherung zu einer Halbierung der Frequenzverschiebung. Mit Hilfe der alternierenden Stabilisierung (s. Abschn. 1.3.2) wird die Differenz der Frequenz des Uhrenübergangs bei Stabilisierung auf ein Ensemble in einer Dipolfalle mit Laserleistung P bzw. $P/2$ bestimmt. Für das Calcium-Frequenznormal werden Instabilitäten von wenigen 10^{-17} in einer Sekunde erwartet [Wil02b], so dass relative Frequenzverschiebungen in der Größenordnung 10^{-18} in wenigen Minuten detektiert werden könnten. Zur Realisierung von Fallentiefen von einigen zehn Mikrokkelvin sind bei einer Strahltaile von $30 \mu\text{m}$ Intensitäten des Dipolfallenlasers von etwa $10^9 \text{ W}/\text{m}^2$ nötig. In der Nähe der magischen Wellenlänge ändert sich die ac-Stark-Verschiebung $\Delta\nu_{\text{ac}}$ mit der Frequenz des Dipolfallenlasers Δf_{Dip} gemäß $\Delta\nu_{\text{ac}}/\Delta f_{\text{Dip}} \approx 3 \cdot 10^{-9}$. Damit muss für eine relative Unsicherheit von 10^{-18} ($0,5 \text{ mHz}$) die Frequenz des Dipolfallenlasers auf besser als 200 kHz eingestellt werden können. Die Linienbreite des Dipolfallenlasers sollte also maximal wenige 10 kHz betragen. Die absolute Stabilisierung stellt kein Problem dar. So beträgt z.B. die Resonatordrift des in dieser Arbeit benutzten Spektroskopielasers etwa 7 kHz pro Tag. Wird ein ähnlicher Resonator

zur Stabilisierung des Dipolfallenlasers benutzt, müsste seine Frequenz nur im Abstand weniger Tage korrigiert werden.

Ein Ausschlusskriterium für eine Dipolfalle bei der magischen Wellenlänge könnte die Hyperpolarisierbarkeit darstellen [Por04a, Kat03]. Sie beschreibt die Abhängigkeit der ac-Stark-Verschiebung von der vierten Potenz des elektrischen Feldes und weist Resonanznenner mit Ein- und Zweiphotonenübergängen auf. Der Einfluss auf den Uhrenübergang wurde für das Erdalkali-Element Strontium zu $5 \cdot 10^{-18}$ berechnet [Kat03]. Aufgrund der Resonanznenner können jedoch schon leichte Änderungen in der den Rechnungen zugrunde liegenden magischen Wellenlänge zu weitaus größeren Verschiebungen durch die Hyperpolarisierbarkeiten führen. Endgültige Klarheit wird hier nur die experimentelle Bestimmung ihres Einflusses geben.

Zur Erzielung kleinster Unsicherheit ist der Interkombinationsübergang zum 3P_1 -Niveau aufgrund seiner relativ kleinen Liniengüte von $Q = 1,2 \cdot 10^{12}$ nur bedingt geeignet. Eine interessante Alternative stellt der Übergang zum 3P_0 -Niveau dar, welcher durch die Hyperfeinwechselwirkung im fermionischen Isotop ^{43}Ca erlaubt wird. Die berechnete natürliche Linienbreite beträgt 2,2 mHz [Por04b]. Ohne Hyperfeinwechselwirkung würde der 3P_0 -Zustand nur eine skalare Polarisierbarkeit aufweisen. Damit wäre die ac-Stark-Verschiebung unabhängig von der Polarisation des Dipolfallenlasers und die oben erwähnten Probleme bei der Konstruktion eines geeigneten dreidimensionalen Gitters würden entfallen. Durch die Hyperfeinwechselwirkung erhält der 3P_0 -Zustand jedoch einen tensoriellen Anteil der Polarisierbarkeit, wodurch die ac-Stark-Verschiebung, wenn auch nur geringfügig, polarisationsabhängig wird. Im Fall von Strontium wurde die polarisationsabhängige Verschiebung zu etwa einem Hertz abgeschätzt [Kat03]. Für relative Unsicherheiten von weniger als 10^{-17} muss also auch für den Übergang zum 3P_0 -Niveau die Polarisation des Dipolfallenlasers berücksichtigt werden. Ein wesentlicher Nachteil des Übergangs ist seine lineare Magnetfeldabhängigkeit. Für Verschiebungen im mHz Bereich muss das Magnetfeld auf weniger als 1 nT abgeschirmt werden [Por04a]. Zur Korrektur des Einflusses restlicher Magnetfelder könnten die Übergangsfrequenzen zum $^3P_0(m_F = +1)$ -Niveau und zum $^3P_0(m_F = -1)$ -Niveau verglichen werden.

Eine weitere Alternative stellt der Interkombinationsübergang zum 3P_2 -Niveau mit einer natürlichen Linienbreite im Mikrohertz-Bereich dar. Dieser besitzt jedoch eine ähnlich starke Abhängigkeit von der Polarisation des Dipolfallenlasers wie der Übergang zum 3P_1 -Niveau. Welcher Übergang in der Gitteruhr genutzt werden wird, der zum 3P_2 - oder zum 3P_0 -Niveau, wird davon abhängen, ob der Einfluss der Polarisation des Dipolfallenlasers oder der Einfluss eines externen Magnetfeldes besser kontrolliert werden kann.

Als ein wesentlicher Vorteil des fermionischen Isotops könnte sich die Unterdrückung von Stoßverschiebungen erweisen. Für Radiofrequenz-Übergänge in Lithium wurde bereits demonstriert, dass die Mean-Field Energie in Ensembles von Fermionen aufgrund der fermionischen Antisymmetrie nicht zu Frequenzverschiebungen führt [Gup03, Zwi03].

Kapitel 7

Stöße kalter Calcium-Atome

Neutralatomwolken als Referenzen in optischen Frequenznormalen haben wegen der erreichbaren Kurzzeitstabilität große Vorteile gegenüber Frequenznormalen auf der Basis einzelner Ionen. Stöße der Atome untereinander könnten jedoch ein Limit für die erreichbaren Genauigkeiten darstellen. In Abschn. 4.1.3 wurde gezeigt, dass bei den gegenwärtig benutzten Dichten und Temperaturen Stoßverschiebungen vernachlässigbar sind. Zur Abschätzung der Stoßverschiebungen werden die Molekülpotenziale und insbesondere die Streulängen der Niveaus des benutzten Uhrenübergangs benötigt (s. Anh. D). Zu deren Bestimmung eignet sich besonders die Photoassoziations-Spektroskopie. In diesem Kapitel werden Photoassoziationsmessungen an einem Ensemble kalter Calcium-Atome ($T \approx 3$ mK) vorgestellt.

7.1 Photoassoziation

Unter dem Begriff Photoassoziation versteht man die Bildung eines Moleküls aus zwei stoßenden Atomen unter dem Einfluss von Licht. Durch die Bestimmung von Photoassoziationsspektren ist es möglich, Aussagen über verschiedenste atomare Eigenschaften zu treffen. Neben der Bestimmung der Lebensdauer angeregter Niveaus können Informationen über Grundzustandsstreulängen und langreichweitige Potenziale gewonnen werden [Wei99].

Einen Auszug aus dem Molekülschema von Ca_2 zeigt Abb. 7.1. Die Photoassoziation fand auf dem $4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^1P_1$ Resonanzübergang bei 423 nm statt, welcher auch zur Kühlung der Atome benutzt wurde (s. Abb. 1.1). Der Molekülgrundzustand geht für große Kernabstände R in zwei Calcium-Atome im 1S_0 -Zustand über. Der auf die Verbindungsachse der Atomkerne projizierte Gesamtdrehimpuls beträgt daher $\Lambda = 0$. Der auf die Verbindungsachse projizierte Gesamtspin Σ ist ebenfalls gleich Null. Aus gruppentheoretischen Überlegungen [Wig28] folgt, dass der Zustand symmetrisch ist bezüglich der Ebene, die die Kernverbindungsachse enthält, und gerade Parität aufweist. Es handelt sich also um einen $^1\Sigma_g^+$ -Zustand. Die Kombination eines Calcium-Atoms im Grundzustand mit einem Atom im $4s4p\ ^1P_1$ -Zustand führt zu insgesamt vier Molekülzuständen ($^1\Sigma_u^+, ^1\Pi_g, ^1\Pi_u, ^1\Sigma_g^+$) [Her50] von denen die ersten zwei bindend, die letzten zwei antibindend sind. Da in Dipolnäherung nur Übergänge zwischen Zuständen unterschiedlicher Symmetrie erlaubt sind, wurden im Experiment Vibrationsniveaus des $^1\Sigma_u^+$ -Zustands besetzt. Für den Übergang ins $^1\Pi_g$ -Niveau erwartet man aufgrund der Retardierung

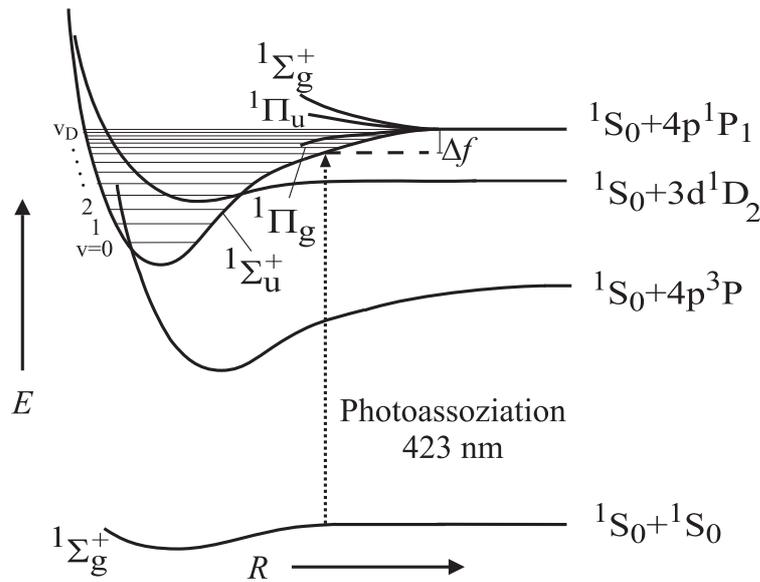


Abb. 7.1: Molekülschema von Ca_2 . Dargestellt sind die Niveaus mit Relevanz für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente. Die Abhängigkeit der Potenzialkurven vom Abstand R der Atomkerne ist nur schematisch dargestellt. Durch Photoassoziation werden Vibrationsniveaus des $^1\Sigma_u^+$ -Zustands besetzt. Δf ist die Frequenzverstimmung des Photoassoziationslasers gegen die atomare Resonanz.

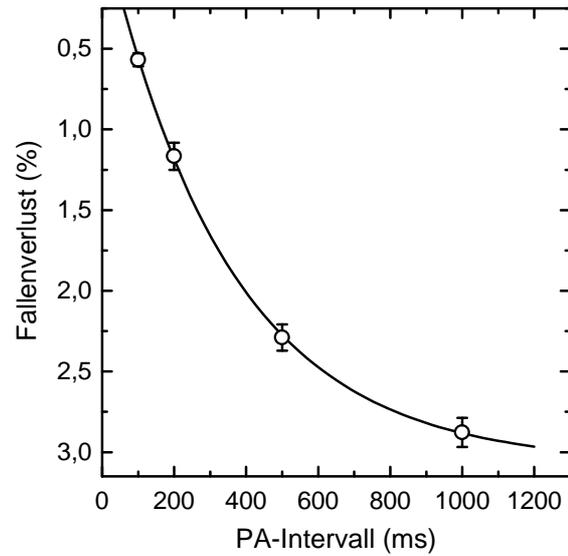
für große Kernabstände, d.h. kleine Verstimnungen des Photoassoziationslasers, schmale Linien [Mac01], die jedoch nicht beobachtet wurden. Die Frequenzverstimmung des Photoassoziationslasers gegen die atomare Resonanz wird mit Δf bezeichnet¹. In der Regel beginnt die Zählung der gebundenen Vibrationsniveaus v im Potenzialminimum. Da die hier durchgeführten Messungen nahe an der Asymptote stattfanden, wird gemäß $v' = v_D - (v_D \text{ modulo } 1) - v + 1$ die Vibrationsquantenzahl v' eingeführt, welche die Vibrationsniveaus beginnend mit $v' = 1$ von der Asymptote abzählt. v_D ist darin die nicht ganzzahlige „Quantenzahl“ des hypothetisch exakt auf der Asymptote liegenden Vibrationsniveaus.

7.2 Experimentelle Realisierung

Die Photoassoziationsmessungen wurden an dem in Kap. 2 beschriebenen Versuchsaufbau durchgeführt. Als Laser zur Erzeugung der 423 nm Strahlung zur Kühlung kam allerdings noch ein frequenzverdoppeltes Diodenlasersystem in Master-Slave Kombination zum Einsatz [Wil02a]. Zur Realisierung der magneto-optischen Falle wurden drei in sich zurückreflektierte Strahlen mit 5 mm Radius ($1/e^2$ der Maximalintensität) und einer Leistung von 5 mW pro Strahl benutzt. Die Verstimmung zur Resonanz betrug -29 MHz. Der übrige Aufbau entsprach dem in Kap. 2 beschriebenen. Der aus Absorptionbildern bestimmte Radius R des atomaren Ensembles betrug $R = 0,3$ mm bei einer

¹Um Verwechslungen mit der Vibrationsquantenzahl v zu vermeiden, werden in diesem Kapitel Frequenzen nicht mit ν , sondern mit f bezeichnet

Abb. 7.2: Abhängigkeit der Fallenverluste von der Länge des Photoassoziationsintervalls. Die Zeitkonstante der angepassten Exponentialfunktion von (350 ± 20) ms ist in guter Übereinstimmung mit der Fallenlebensdauer von 360 ms.



Dichte von $\rho_{\max} = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Die Temperatur T des Ensembles wurde über die Doppler-Verbreiterung der Interkombinationslinie und die ballistische Expansion des Ensembles zu $2 \text{ mK} < T < 3 \text{ mK}$ bestimmt.

Als Photoassoziationslaser (PA-Laser) wurde der in Abschn. 2.2.3 beschriebene Farbstofflaser benutzt. Die dort beschriebene Stabilisierung ermöglichte es, seine Frequenz während einer Messung mit einer Genauigkeit von $\pm 2 \text{ MHz}$ konstant zu halten. Die Verstimmung $\Delta f = f_{1S_0-1P_1} - f_{\text{Laser}}$ wurde für kleine Verstimmungen ($\Delta f < 20 \text{ GHz}$) durch die Messung der Schwebungsfrequenz zwischen PA- und Kühllaser mit einer Photodiode (*New Focus, Modell 1002*) bestimmt. Für größere Verstimmungen wurde die Frequenz des PA-Lasers direkt mit einem Fourier-Transform-Spektrometer mit einer absoluten Genauigkeit von besser als $0,5 \text{ MHz}$ gemessen. Zur Berechnung der Verstimmung muss die Resonanzfrequenz bekannt sein. Um diese zu ermitteln, wurde die Frequenz des Photoassoziationslasers auf die Resonanz abgestimmt, indem die Fluoreszenz des atomaren Ensembles während eines $50 \mu\text{s}$ langen PA-Laser-Pulses maximiert wurde. Nach Abzug der Frequenz des zum Schalten des PA-Lasers benutzten akusto-optischen Modulators erhält man die Übergangsfrequenz der Resonanz. Die Resonanzfrequenz wurde zu Beginn jedes Messtages bestimmt und betrug $f_{1S_0-1P_1} = (709\,078,382 \pm 0,001) \text{ GHz}$. Die Unsicherheit von 1 MHz resultiert dabei hauptsächlich aus der Genauigkeit, mit der die Linienmitte bestimmt wurde.

Zur Erhöhung der Intensität des PA-Lasers wurde er als stehende Welle dem atomaren Ensemble überlagert. Die Detektion der Photoassoziation erfolgte über die 423 nm Fluoreszenz der gespeicherten Atome. Die Photoassoziation führt zu zusätzlichen Fallenverlusten und damit zu einer Abnahme der Fallenfluoreszenz. Zwei mögliche Verlustmechanismen sind dabei denkbar. Im gebundenen Zustand schwingen die Kerne um die Gleichgewichtsposition. Erfolgt die spontane Emission in einen ungebundenen Zustand, so besitzen die Atome genug kinetische Energie, um die magneto-optische Falle zu verlassen (Strahlungsverlust). Die zweite Möglichkeit besteht in einer Zustandsänderung des Moleküls (zustandsändernder Stoß). In Abb. 7.1 sind zwei der zu $4s^2 1S_0 + 4s3d 1D_2$ und $4s^2 1S_0 + 4s4p 3P$ dissoziierenden Potenziale eingezeichnet, deren Potenzialkurven den $1\Sigma_u^+$ -Zustand kreuzen. Durch Spin-Bahn-Kopplung kann ein Übergang in die $3\Pi_u$ Zustände

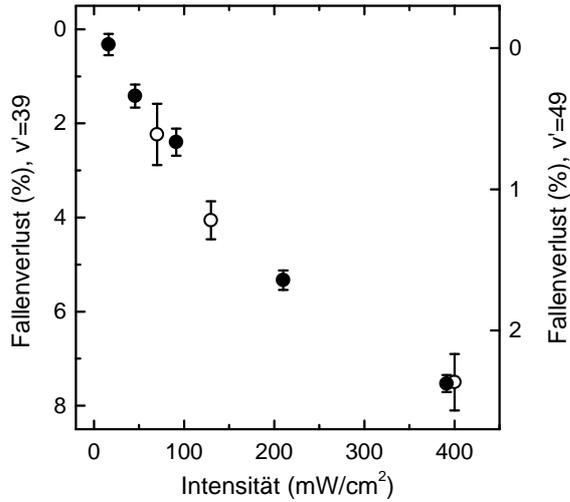


Abb. 7.3: Abhängigkeit der Fallenverluste von der Intensität des PA-Lasers. Dargestellt sind die Verluste im Maximum der Vibrationslinien $v' = 39$ (offene Kreise) und $v' = 49$ (gefüllte Kreise). Für die höchsten Intensitäten beginnen die Fallenverluste zu sättigen.

erfolgen, welche zu $4s^2\ ^1S_0 + 4s4p\ ^3P$ und $4s^2\ ^1S_0 + 4s3d\ ^3D$ dissoziieren². Spin-Rotations-Kopplung ermöglicht am Kreuzungspunkt einen Übergang in den $^1\Pi_u$ -Zustand, der zu $4s^2\ ^1S_0 + 4s3d\ ^1D$ dissoziiert. Diese Kopplungen führen zu Prädissociation, da die Asymptoten der angekoppelten Zustände niedriger liegen als die besetzten Niveaus im $^1\Sigma_u^+$ Zustand.

Zur Bestimmung der zusätzlichen Fallenverluste durch Besetzung von Molekülzuständen mittels Photoassoziation wurde der PA-Laser für Zeitintervalle von 500 ms mit einem akusto-optischen Modulator ein- und abgeschaltet, während der Fallenlaser ständig eingeschaltet blieb. Vor und nach jedem Wechselwirkungsintervall mit dem PA-Laser wurde die Fallenfluoreszenz bei 423 nm detektiert. Das Verhältnis der Fallenfluoreszenz mit und ohne PA-Laser ist damit ein direktes Maß für den zusätzlichen Fallenverlust durch die Photoassoziation. Das benutzte Zeitintervall muss dabei länger sein als die Lebensdauer der magneto-optischen Falle (≈ 360 ms), damit ein neuer Gleichgewichtszustand erreicht werden kann. Zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen PA-Intervall und Fallenverlust wurde der Fallenverlust bei einer Verstimmung von $\Delta f = 6,64$ GHz ($v' = 49$) für unterschiedlich lange PA-Intervalle bestimmt (s. Abb. 7.2). Die Linie stellt die Anpassung einer Exponentialfunktion dar. Als Zeitkonstante ergibt sich (350 ± 20) ms in guter Übereinstimmung mit der Fallenlebensdauer. Das in den Experimenten benutzte Zeitintervall von 500 ms Dauer stellt einen Kompromiss zwischen Fallenverlust und benötigter Zeit für eine bestimmte Anzahl von Mittelungen dar. Die Fluktuationen der Fallenfluoreszenz betragen 1 % bis 2 %, so dass über mindestens 150 Zyklen gemittelt wurde.

Für den in Abschn. 7.3 durchgeführten Vergleich der relativen Linienstärken der Vibrationsniveaus muss der beobachtete Fallenverlust auf die Intensität des PA-Lasers und die Dichte des atomaren Ensembles normiert werden. Dazu wurde die Abhängigkeit der Fallenverluste von der Intensität des PA-Lasers bestimmt (Abb. 7.3). Für die höchsten Intensitäten beginnen die durch Photoassoziation induzierten Fallenverluste zu sättigen. Mit Hilfe von Absorptionsbildern (s. Anh. B) wurde die Dichte des atomaren Ensembles für jede Messung bestimmt. Da die durch Photoassoziation induzierten Fallenverluste proportional zur Dichte des Ensembles sind, kann somit der gemessene Fallenverlust auf eine Referenzdichte normiert werden.

²Das Molekülpotenzial zu $4s^2\ ^1S_0 + 4s3d\ ^3D$ ist der Übersichtlichkeit wegen in Abb. 7.1 nicht eingezeichnet

7.3 Gemessene Spektren

Zur Bestimmung des Spektrums eines Vibrationsniveaus wurde der PA-Laser auf eine feste Verstimmung Δf eingestellt und die Fallenverluste aufgrund der Photoassoziation wurden für diese Verstimmung gemessen. Danach wurde die Verstimmung sukzessive weiter verändert, bis die gesamte Linie abgetastet war. Die Schrittweite in den Füßen der erhaltenen Verlustprofile betrug etwa 40 MHz, ansonsten etwa 8 MHz. Insgesamt wurden die Profile für die Vibrationsniveaus $v' = 49, 62, 64, 66, 67, 68, 69$ und 72 aufgenommen. Die Ergebnisse für $v' = 68, 69$ und 72 entsprechend Verstimmungen um $\Delta f = 47, 52$ und 67 GHz sind in Abb. 7.4 gezeigt. Die Rotationsstruktur der Vibrationslinien konnte aufgelöst werden. Erkennbar sind die Rotationsniveaus zu $J = 1, 3$ und 5 . Das Auftreten nur ungerader Rotationsquantenzahlen soll kurz erläutert werden. Da es sich beim Kern von ^{40}Ca um ein Boson mit Kernspin $I = 0$ handelt, muss die Gesamtwellenfunktion des Moleküls symmetrisch unter Austausch beider Kerne sein. Folglich können im Grundzustand nur gerade Rotationsquantenzahlen J vorkommen, da nur für diese die Gesamtwellenfunktion symmetrisch ist. Da es sich um einen $^1\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$ -Übergang handelt, sind Übergänge mit $\Delta J = 0$ verboten. Aufgrund der Auswahlregel $\Delta J = \pm 1$ werden im Photoassoziationsspektrum der Vibrationsniveaus nur Rotationsniveaus mit ungeradem J beobachtet. Darüber hinaus führt die Auswahlregel dazu, dass Rotationsniveaus zu einem bestimmten J durch Anregung aus Zuständen mit $\ell = J + 1$ und $\ell = J - 1$ gebildet werden.

Die Rotationsbarriere $E_{\text{rot}} = \hbar^2[J(J + 1) + 2]/(2\mu R^2)$ des Calcium-Atompaars der reduzierten Masse μ bei einem typischen Kernabstand im Condon-Punkt von $R = 10$ nm entspricht einer Temperatur von 1,0 mK, 2,7 mK und 5,3 mK für $J = 2, 4$ und 6 . Da die Temperatur des atomaren Ensembles 2 mK bis 3 mK beträgt, treten nur Partialwellen mit $\ell \leq 4$ auf, so dass aufgrund der Auswahlregel $\Delta J = \pm 1$ nur $J = 1, 3$ und 5 beobachtet werden. Die volle Halbwertsbreite der Linien von 110 MHz setzt sich zusammen aus der doppelten Linienbreite des atomaren Übergangs (≈ 70 MHz) und der thermischen Verbreiterung (40 bis 60 MHz für $2 \text{ mK} < T < 3 \text{ mK}$). Die Linien in Abb. 7.4 entsprechen den berechneten Linienformen (s. Abschn. 7.4).

Die Abhängigkeit der gemessenen Fallenverluste von der Vibrationsquantenzahl v' zeigt Abb. 7.5. Die Messwerte stellen eine Kombination der Ergebnisse von vier Messtagen dar. Die Fallenverluste wurden mit Hilfe der gemessenen Abhängigkeit von der Intensität des PA-Lasers (s. Abb. 7.3) und der durch Absorptionbilder bestimmten Dichte des atomaren Ensembles auf eine PA-Laser Intensität von 280 mW/cm^2 und eine Dichte von $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ normiert. Da durch Driften im mechanischen Aufbau die Dichte über den Zeitraum eines Tages um etwa 20 % abnahm, wurde die Dichte jeweils morgens und abends bestimmt. Eine lineare Abnahme mit der Zeit wurde für die Dichtekorrektur berücksichtigt. Für Vibrationslinien mit nicht aufgelöster Rotationsstruktur wurde der Fallenverlust im Maximum der Linie bestimmt (gefüllte Kreise). Für große v' mit hinreichend getrennten Rotationsniveaus wurde der Verlust für $J = 1$ (gefüllte Dreiecke) und $J = 3$ (offene Dreiecke) separat bestimmt. Die Verstimmung Δf des PA-Lasers wurde gemäß den aus der Rechnung erwarteten Werten für das jeweilige Niveau gewählt. Um Driften über den Zeitraum eines Tages ausschließen zu können, wurde der Fallenverlust zunächst von kleinen v' zu großen und anschließend in umgekehrter Reihenfolge durchgeführt. Zusätzlich wurde der Fallenverlust für Verstimmungen Δf in der Mitte zwischen zwei Vibrationslinien bestimmt (offene Kreise). Für $v' < 47$ beginnen benachbarte Vibrationslinien zu überlappen und der

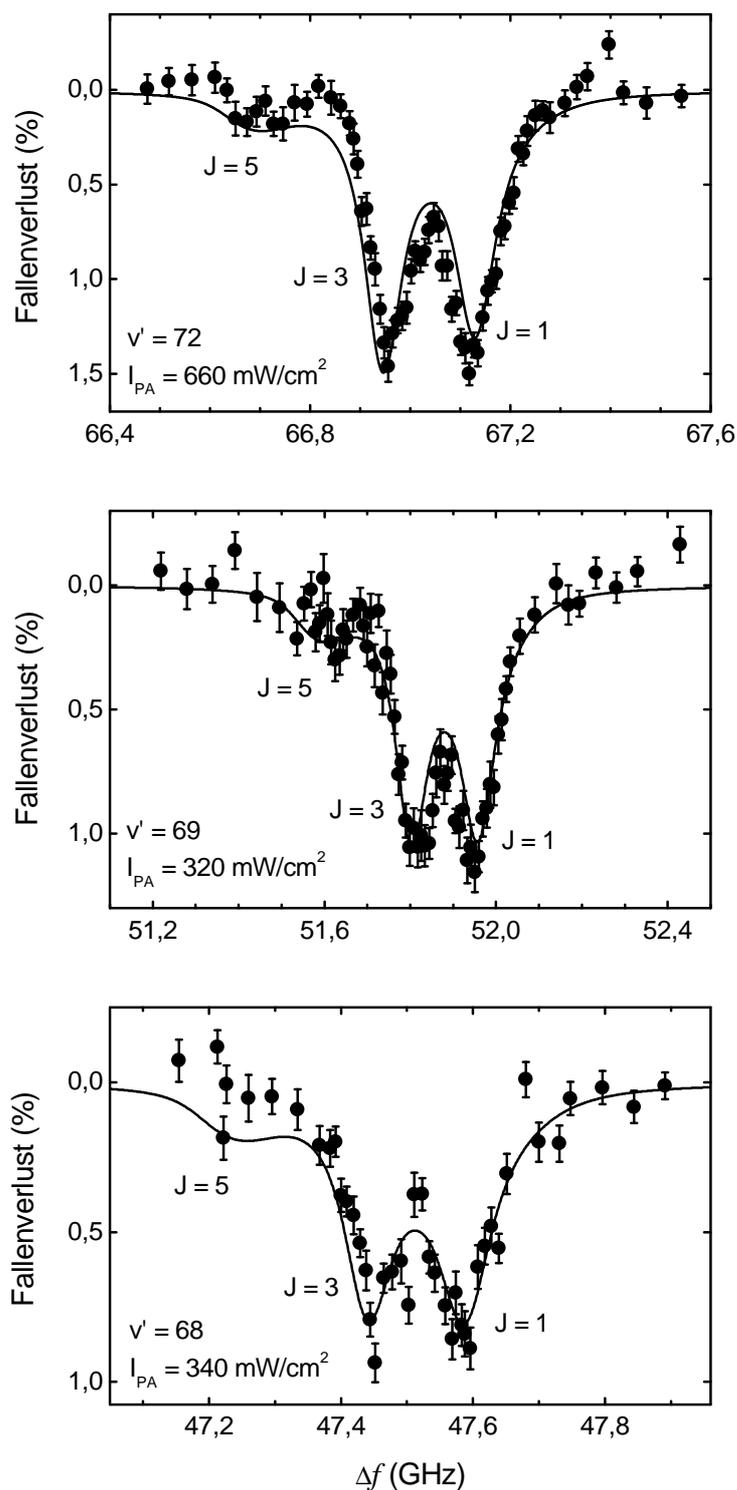


Abb. 7.4: Vibrationsniveaus für $v' = 68, 69$ und 72 . Drei Rotationsniveaus zu $J = 1, 3$ und 5 werden aufgelöst. Die Linien geben die berechnete Linienform für eine Grundzustands-Streulänge von $85,2 a_0$ wieder (s. Abschn. 7.5). Für den Vergleich mit den beobachteten Photoassoziationsspektren wurden die simulierten Spektren in der Amplitude skaliert.

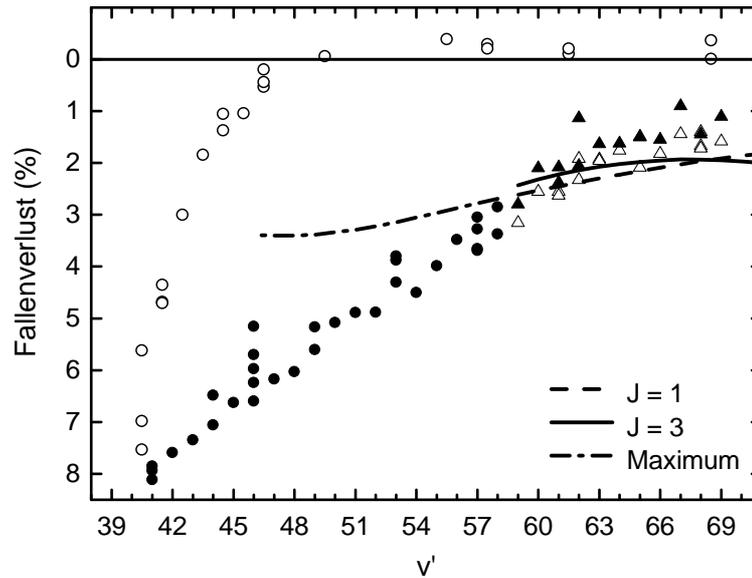


Abb. 7.5: Abhängigkeit des Fallenverlusts von der Vibrationsquantenzahl v' . Der Fallenverlust wurde für Vibrationslinien mit nicht aufgelöster Rotationsstruktur im Maximum der Linie bestimmt (gefüllte Kreise). Bei aufgelöster Rotationsstruktur wurde der Fallenverlust für $J = 1$ (gefüllte Dreiecke) und $J = 3$ (offene Dreiecke) bestimmt. Offene Kreise entsprechen dem Fallenverlust mit Verstimmungen des PA-Lasers zwischen zwei Vibrationslinien. Für $v' < 47$ beginnen benachbarte Vibrationslinien zu überlappen. Die Linien geben den simulierten Verlauf wieder (s. Text).

Verlust zwischen den Linien fällt nicht mehr auf Null ab. Die eingezeichneten Linien sind das Ergebnis einer numerischen Simulation (s. Abschn. 7.4).

Für reine s -Wellen-Streuung sollte die Linienstärke gemäß des Überlappintegrals der Wellenfunktion des gebundenen Zustands mit der Grundzustands-Streuwellenfunktion moduliert sein. Bei einer Ensembletemperatur von $T = 3$ mK tragen jedoch auch noch maßgeblich d -Wellen und zu einem geringen Teil g -Wellen zum Signal bei, so dass eine Modulation nicht zu erwarten ist, da die Partialwellen mit unterschiedlichen Phasenverschiebungen der Streuwellenfunktion beitragen.

7.4 Theoretische Beschreibung

Die numerischen Simulationen wurden von Herrn Prof. Tiemann durchgeführt. An dieser Stelle soll kurz das den Rechnungen zugrunde liegende theoretische Modell beschrieben werden.

Das Molekülpotenzial $U(R)$ nahe an der ${}^1S_0 + {}^1P_1$ -Asymptote, also für große Kernabstände R , wird durch die Dipol-Dipol Wechselwirkung und die Rotationsenergie für den Zustand mit der Quantenzahl J dominiert. Die Dipol-Dipol Wechselwirkung zeigt

eine $1/R^3$ -Abhängigkeit [Kin39], so dass für den hier betrachteten Zustand $^1\Sigma_u^+$ gilt:

$$U(R) = D - \frac{C_3}{R^3} + \frac{\hbar^2[J(J+1)+2]}{2\mu R^2}. \quad (7.1)$$

D entspricht der Energie an der Asymptote, C_3 ist die Konstante der Dipol-Dipol Wechselwirkung und μ die reduzierte Masse. Die 2 im Zähler des Rotationsterms berücksichtigt, dass für das Atom im 1P_1 -Zustand $J = 1$ gilt. Die Konstante C_3 läßt sich gemäß

$$C_3 = \frac{3c^3\gamma_a}{2\omega_a^3} \quad (7.2)$$

durch die spontane Zerfallsrate γ_a und die Kreisfrequenz ω_a des atomaren $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ Übergangs ausdrücken.

Der innere Teil des Potentials wird in der *accumulated phase approximation* [Moe95] behandelt. Die Randbedingung für kleine R wird durch die Phase der Wellenfunktion im Abstand R_0 ersetzt. R_0 wird so gewählt, dass $U(R_0)$ bereits durch den langreichweitigen Teil des Potentials beschrieben wird, aber klein ist gegen die klassischen äußeren Umkehrpunkte der betrachteten Vibrationsniveaus. Da die Bindungsenergie der Niveaus klein ist gegen die kinetische Energie im Minimum des Potentials ändert sich die Phase im Abstand R_0 nur sehr wenig von Niveau zu Niveau. Die akkumulierte Phase zwischen sehr kleinen Abständen und dem Abstand R_0 bleibt also näherungsweise konstant, daher der Name der Approximation. In den numerischen Simulationen ist R_0 eine lineare Funktion der Bindungsenergie, um die verbleibende schwache Phasenänderung zu berücksichtigen.

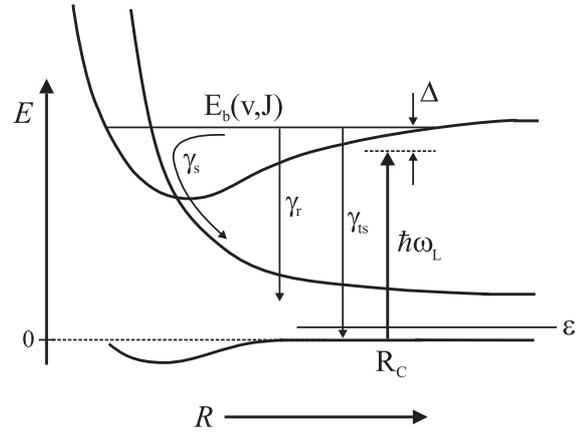
Zur Modellierung der Linienprofile wurde die in [Boh99] entwickelte Theorie benutzt. Die Beschreibung berücksichtigt Linienverschiebungen aufgrund der Kopplung des Kontinuums an der Grundzustandsasymptote $^1S_0 + ^1S_0$ mit der $^1S_0 + ^1P_1$ -Asymptote durch den PA-Laser. Die Wahrscheinlichkeit eines Fallenverlusts durch Photoassoziation für ein Atompaar mit kinetischer Energie ε berechnet sich gemäß [Boh99] zu

$$|S_{0l}|^2 = \frac{(\gamma_s + \gamma_r)\Gamma}{[\varepsilon - (\Delta - E_1)]^2 + \left(\frac{\gamma_s + \gamma_r + \gamma_{ts} + \Gamma}{2}\right)^2}. \quad (7.3)$$

Darin bezeichnet S_{0l} das Streumatrixelement für den Stoß zwischen zwei Atomen im Grundzustand über gebundene Zwischenzustände in den Verlustkanal l . Die Bedeutung der benutzten Notation ist in Abb. 7.6 schematisch dargestellt. γ_s und γ_r sind die Raten für zustandsändernde Stöße und Strahlungsverluste. Die spontane Zerfallsrate in Zustände, welche in der magneto-optischen Falle wieder eingefangen werden, wird mit γ_{ts} beschrieben. Δ ist die Verstimmung zwischen dem gebundenen Molekülzustand der Energie $E_b(v, J)$ und der PA-Laser Frequenz relativ zur Grundzustandsasymptote: $\Delta = E_b - \hbar\omega_L$. Die Anregungsrate Γ und die Energieverschiebung E_1 werden in [Boh99] mit Hilfe der *reflection approximation* bestimmt. Beide hängen von der Intensität I des PA-Lasers ab. Die Photoassoziationsrate $K(\Delta, T, J)$ aus einem thermischen Ensemble der Temperatur T für eine Verstimmung Δ berechnet sich durch Mittelung über die Temperaturverteilung und Summation über alle zum Übergang nach J beitragenden Partialwellen ℓ :

$$K(\Delta, T, J) = \frac{1}{hQ_T} \int_0^\infty d\varepsilon e^{-\varepsilon/kT} \sum_\ell (2\ell + 1) |S_{0l}(\varepsilon, \ell, J, \Delta, I)|^2. \quad (7.4)$$

Abb. 7.6: Schematisches Molekülpotenzial zur Illustration der in der theoretischen Beschreibung benutzten Notation (s. Text).



Dabei bezeichnet $Q_T = (2\pi\mu kT)^{3/2}/h^3$ die Zustandssumme zur Temperatur T eines Atompaars mit reduzierter Masse μ .

Die Abhängigkeit von γ_s und γ_r von der Vibrationsquantenzahl v wurde über die Vibrationsfrequenz des gebundenen Zustands abgeschätzt. Dazu wird angenommen, dass das einmalige Durchlaufen des inneren Potenzialbereichs aufgrund von zustandsändernden Stößen und Strahlungsverlust zu einem Fallenverlust führt, der unabhängig von v ist. Die Vibrationsfrequenz wird mit der Leroy-Bernstein Formel für die Energie eines gebundenen Zustands nahe an der Asymptote abgeschätzt. Für die hier betrachtete Dipol-Dipol Asymptote ergibt sich [Ler70]: $E_b = D - X(v_D - v)^6$. Damit wird die Verlustrate $\gamma_s + \gamma_r$ proportional zu $6X(v_D - v)^5$. X wird als Parameter in der Anpassung von beobachteten und berechneten Photoassoziations-Spektren benutzt.

Als Startpunkt für die Simulation wird ein bereits bekanntes Potenzial [Zin00] eingesetzt und die Eigenenergien der Rotations-/Vibrations-Niveaus berechnet. Aufgrund der endlichen Temperatur, der ac-Stark-Verschiebung und der Form des Potenzials ergeben sich Abweichungen zu den beobachteten Positionen der Niveaus. Iterativ werden der C_3 -Koeffizient und die Entwicklung für R_0 angepasst. Zusätzlich musste die Retardierung berücksichtigt werden, da ansonsten insbesondere für Niveaus nahe an der Asymptote ($v' < 40$) Abweichungen auftraten. Nach zwei bis drei Iterationen konvergiert die Anpassung. Es ergibt sich $C_3 = 0,5217(45) \cdot 10^3 \text{ nm}^3 \cdot \text{cm}^{-1}$ und damit $\gamma_a = 2,150(19) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Dieser Wert ist drei Standardabweichungen kleiner als der in [Zin00] bestimmte Wert. In [Zin00] wurde der Einfluss der Ensembletemperatur durch eine globale Verschiebung aller Niveaus berücksichtigt. Dies ist nach den neuen Simulationen nicht gerechtfertigt. Die experimentelle Bestimmung der Zerfallsrate γ_a reicht bis ins Jahr 1961 zurück [Ost61, Odi63, Lur64, Hul64, Smi66, Smi71, Klu74, Gib76, Hav77, Kel80, Han81, Han83], wobei verschiedenste experimentelle Techniken angewendet wurden. Der gewichtete Mittelwert beträgt $\gamma_a = 2,212(39) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Die beiden frühesten Publikationen [Ost61, Odi63] wurden nicht berücksichtigt, da die dort bestimmten Werte, verglichen mit allen anderen publizierten Werten, offensichtlich zu groß sind. Durch die Mittelwertbildung wird auch die Unsicherheit des gewichteten Mittels recht klein. Mit den meisten Literaturwerten stimmt der hier ermittelte Wert innerhalb einer Standardabweichung überein. Lediglich verglichen mit [Gib76, Kel80] ergibt sich erst für zwei Standardabweichungen eine Übereinstimmung. Neuere theoretische Rechnungen [Por01] ergeben eine Zerfallsrate von $\gamma_a = 2,156(30) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Die simulierte Abhängigkeit der Fallenverluste von der Vibrationsquantenzahl v' ist in Abb. 7.5 als Linie dargestellt. Der experimentell beobachtete Verlauf wird nicht gut wiedergegeben. Die Gründe hierfür sind zur Zeit noch nicht verstanden.

7.5 Bestimmung der Streulänge

Die numerischen Simulationen aus Abschn. 7.4 zeigen, dass die relative Höhe der $J = 1$ und $J = 3$ Komponenten der Rotationsstruktur empfindlich von der Grundzustandsstreulänge abhängen. Zur Variation der Streulänge in den Rechnungen wurde die Grundzustands-Potenzialkurve im Minimum leicht verändert. Dadurch ändert sich der Abstand der letzten gebundenen Zustände zur Asymptote. Für $\ell = 2$ verschiebt sich die Shape-Resonanz in Richtung der Asymptote für kleiner werdende Streulängen. Dies führt zur Variation der relativen Höhen zwischen den Rotationslinien mit $J = 1$ und $J = 3$. Das simulierte Linienprofil für das Vibrationsniveau $v' = 69$ ist in Abb. 7.7 für drei unterschiedliche Werte der Grundzustandsstreulänge von $52,4 a_0$, $85,2 a_0$ und $324 a_0$ mit dem Bohr Radius $a_0 \approx 0,0529$ nm dargestellt. Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit sind die Kurven vertikal versetzt. Für kleine Streulängen ist der Übergang nach $J = 1$ stärker, für große der Übergang nach $J = 3$. Im Experiment wurden für alle Linien mit aufgelöster Rotationsstruktur ($v' = 62, 64, 66, 67, 68, 69$ und 72) annähernd gleich große $J = 1$ und $J = 3$ Komponenten beobachtet. Da die Form der Kurven für die Streulängen von $52,4 a_0$ und $324 a_0$ deutlich von der beobachteten Form abweicht, kann die mögliche Grundzustandsstreulänge auf das Intervall $50 a_0$ bis $300 a_0$ eingegrenzt werden. Eine ähnliche Größe für die Streulänge wurde in [All03] ermittelt. Dort konnte die Streulänge auf das Intervall zwischen $250 a_0$ und $1000 a_0$ beschränkt werden.

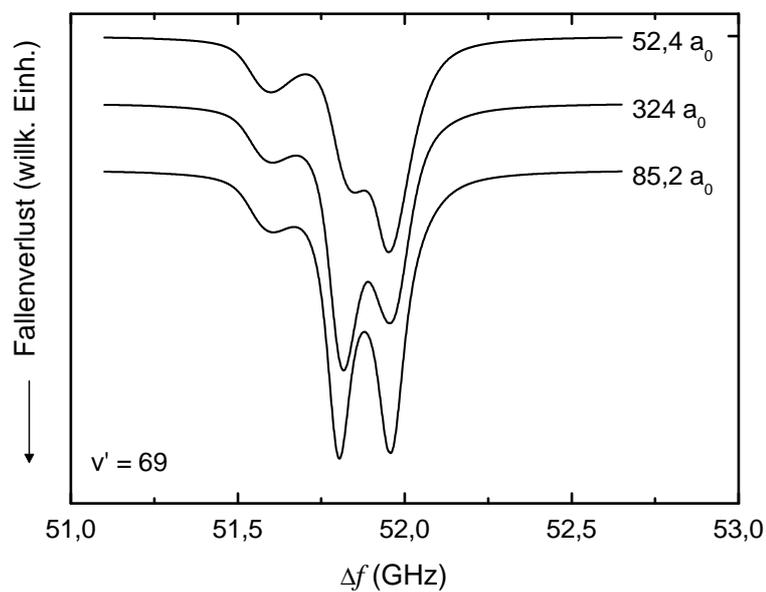


Abb. 7.7: *Simuliertes Linienprofil des Vibrationsniveaus $v' = 69$ für drei unterschiedliche Werte der Grundzustands-Streulänge. Die Ensembletemperatur beträgt 2 mK, die Leistung des PA-Lasers 400 mW/cm^2 . Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit sind die Kurven vertikal versetzt dargestellt. Durch Vergleich mit gemessenen Linienprofilen (Abb. 7.4) kann der Wert der Grundzustands-Streulänge abgeschätzt werden.*

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im ersten Teil der Arbeit wurde ein optisches Calcium-Frequenznormal bei 657 nm erstmals mit ultrakalten Calcium-Ensembles ($12 \mu\text{K}$) realisiert und die Übergangsfrequenz mit der bisher geringsten Unsicherheit von $1,2 \cdot 10^{-14}$ bestimmt. Im zweiten Teil wurden erste Untersuchungen zur Realisierung einer optischen Gitteruhr mit Calcium-Atomen durchgeführt.

Mit dem Einsatz ultrakalter Atome für das Frequenznormal konnte durch die reduzierte Temperatur und die geringe Schwerpunktsbewegung der Atome von weniger als 2 cm/s der Einfluss des Doppler-Effekts, welcher bisher einen Hauptbeitrag zur Unsicherheit lieferte, auf 1 Hz reduziert werden. Dies entspricht einer relativen Unsicherheit von nur noch $2 \cdot 10^{-15}$. Einen weiteren maßgeblichen Beitrag zur Unsicherheit stellten bisher frequenzverschiebende Stöße der Atome dar. Dieser Effekt limitiert derzeit auch die mit den besten Cäsium-Fontänenuhren erreichbaren Unsicherheiten auf etwa 10^{-15} . Durch Verbesserungen der Lasersysteme und durch die Optimierung der Quenchkühlung konnte die Dichte des ultrakalten Ensembles auf $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ erhöht werden. Zusammen mit der erstmaligen Verwendung einer zustandsselektiven Detektionsmethode für das Calcium-Frequenznormal erlaubte dies eine genaue Untersuchung des Einflusses ultrakalter Stöße. Für die derzeit verwendeten Ensembledichten ergibt sich als obere Grenze für ihren Beitrag zur Unsicherheit 0,06 Hz ($1,3 \cdot 10^{-16}$). Damit wurde der Einfluss von Stößen auf ein zur Zeit vernachlässigbares Maß reduziert.

Zur theoretischen Beschreibung der Stoßverschiebung werden die Streulängen der beteiligten Niveaus benötigt. Durch Photoassoziationsmessungen konnte die Grundzustands-Streulänge für Calcium auf das Intervall von $50 a_0$ bis $300 a_0$ eingegrenzt und daraus die Größenordnung der zu erwartenden Verschiebungen abgeschätzt werden. Hier zeigt sich ein Vorteil optischer Frequenznormale gegenüber Mikrowellennormalen. Die absolute Größe der Stoßverschiebung lässt sich aus der Mean-Field Energie der gekühlten Ensembles bestimmen. Diese hängt nicht von der Frequenz des Uhrenübergangs ab, so dass ihr relativer Beitrag in optischen Frequenznormalen durch die etwa fünf Größenordnungen höhere Übergangsfrequenz stark reduziert wird.

Der zeitliche Verlauf der Laserphase in den zur Abfrage des Uhrenübergangs benutzten Laserpulsen wurde erstmals untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, dass Phasenexkursionen in den Pulsflanken zu Frequenzverschiebungen von mehreren Hertz führen und daher für die Realisierung des Frequenznormals berücksichtigt werden müssen. Mit einem

einfachen Modell konnte aus den gemessenen Phasenexkursionen die zu erwartende Frequenzverschiebung berechnet werden. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung zur experimentell bestimmten Verschiebung. Die beobachteten Phasenexkursionen stellen ein universelles Verhalten bandbreitebegrenzter Systeme dar. Sie haben damit über das Calcium-Frequenznormal hinaus Bedeutung für viele Präzisionsexperimente mit gepulsten Feldern.

Die Frequenz des Uhrenübergangs wurde mit Hilfe eines Frequenzkamm-Generators mit dem Primärnormal für Zeit und Frequenz, der Cäsium-Atomuhr, verglichen. Die relative Gesamtunsicherheit des Calcium-Frequenznormal konnte dabei auf $1,2 \cdot 10^{-14}$ reduziert werden. Den größten Beitrag zur Unsicherheit liefert derzeit die Schwarzkörperstrahlung des zur Erzeugung eines thermischen Atomstrahls benutzten Calcium-Ofens. Momentan wird die in dieser Arbeit benutzte Vakuumkammer durch eine neue Apparatur ersetzt, in der durch den Einsatz eines Zeeman-Abbremsers und einer zweidimensionalen Ablenk-Melasse die magneto-optische Falle aus dem Einflussbereich des Ofens entfernt wird. Zusammen mit der in dieser Arbeit erfolgten Reduzierung anderer Unsicherheitsbeiträge wird damit schon in naher Zukunft die Realisierung des Calcium-Frequenznormal mit einer relativen Unsicherheit von nur noch $2 \cdot 10^{-15}$ möglich sein. Den Hauptbeitrag zur Unsicherheit wird dann der lineare Doppler-Effekt aufgrund der Restbewegung der Atome darstellen. Daher wurden im zweiten Teil der Arbeit erste Untersuchungen zur Realisierung einer optischen Gitteruhr mit Calcium-Atomen, welche die Unterdrückung des Doppler-Effekts erlaubt, durchgeführt.

Es wurde gezeigt, dass die zur Kühlung der Atome benutzte Methode der Quenchkühlung geeignet ist, die Atome im rein konservativen Potenzial einer optischen Dipolfalle zu akkumulieren. Die erreichten Transfereffizienzen von wenigen Prozent sind dabei nur durch die derzeit relativ kurze Lebensdauer der magneto-optischen Falle begrenzt. Durch den Einsatz der oben erwähnten neuen Vakuumapparatur und die damit verbundenen längeren Lebensdauern wird es möglich sein, erheblich größere Transfereffizienzen zu erreichen.

Durch Messungen der Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs aufgrund des dynamischen Stark-Effekts konnten die „magischen Wellenlängen“ für die Interkombinationsübergänge zum $4s4p\ ^3P_1$ -Niveau in ^{40}Ca und zum $4s4p\ ^3P_0$ -Niveau bestimmt werden, welcher durch die Hyperfeinwechselwirkung im fermionischen Isotop ^{43}Ca erlaubt wird. Alle Wellenlängen liegen im mit Lasern gut zugänglichen roten und nahinfraroten Spektralbereich, so dass es einfach möglich sein wird, genug Laserleistung zur Erzielung von Fallentiefen von mehreren zehn Mikrokkelvin bereitzustellen. Eine Abschätzung der erreichbaren Unsicherheit zeigt, dass es bereits mit den heute eingesetzten Techniken der Laserstabilisierung möglich ist, die Wellenlänge des Dipolfallenlasers so weit konstant zu halten, dass die Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs weniger als 10^{-18} beträgt. Allerdings wird es zur Erzielung solcher geringen Unsicherheiten nötig sein, anstelle des heute benutzten Interkombinationsübergangs zum 3P_1 -Niveau mit einer Linienbreite von 370 Hz den Übergang zum 3P_2 -Niveau mit einer Linienbreite im Mikrohertz-Bereich oder den im fermionischen Isotop erlaubten Übergang zum 3P_0 -Niveau mit einer Linienbreite von wenigen Millihertz zu benutzen. Der Vorteil des Übergangs zum 3P_0 -Niveau liegt dabei in seiner geringen Frequenzabhängigkeit von der Polarisierung des Dipolfallenlasers. Bereits mit der in dieser Arbeit benutzten magneto-optischen Falle, in der die Atome direkt aus einem thermischen Atomstrahl geladen werden, war es möglich, Atome des fermionischen Isotops zu speichern. Die Anzahl der gespeicherten fermionischen Atome im Verhältnis zur Anzahl der normalerweise gespeicherten bosonischen Atome entsprach etwa der natürlichen Häufigkeit von

0,14 %. Simulationen der neuen Vakuumapparatur mit Zeeman-Abbremsler und Ablenk-Melasse lassen einen um vier Größenordnungen höheren Atomfluss erwarten, so dass es mit der neuen Apparatur möglich sein wird, ebenso viele Atome des fermionischen Isotops zu speichern wie derzeit Atome des bosonischen Isotops gespeichert werden. Einen weiteren entscheidenden Vorteil des fermionischen Isotops könnte die Unterdrückung des Einflusses der Mean-Field-Energie darstellen. Erste Untersuchungen an Lithium zeigen für Mikrowellenübergänge die Unterdrückung von Mean-Field-Effekten aufgrund der fermionischen Antisymmetrie [Gup03, Zwi03].

Ein Ausschlusskriterium für die Anwendbarkeit einer optischen Gitteruhr könnten möglicherweise die Hyperpolarisierbarkeiten darstellen. Theoretische Rechnungen sind derzeit zu ungenau [Por04a], um ihren Einfluss präzise vorhersagen zu können. Endgültige Klarheit wird daher nur ihre Bestimmung im Experiment ergeben.

Durch die Speicherung der Calcium-Atome in einer Dipolfalle wird es möglich sein, den Einfluss der Phasenexkursionen in den Anregungspulsen um mehrere Größenordnungen zu unterdrücken. Befinden sich die Atome im Lamb-Dicke-Regime, ist es nicht mehr nötig, Doppler-freie Spektroskopiemethoden wie die Ramsey-Anregung mit Pulsdauern von wenigen Mikrosekunden zu verwenden. Stattdessen wäre es ausreichend, wie im Fall der Einzelionen-Normale, zur Anregung des Uhrenübergangs Rabi-Pulse mit einer Länge von mehreren Millisekunden zu benutzen. Da der Einfluss der Phasenexkursionen in den Pulsflanken sich umgekehrt proportional zur Pulslänge verhält, wird er auf diese Weise um mindestens drei Größenordnungen reduziert.

Neben der Anwendung in einem optischen Frequenznormal bietet die Speicherung der Calcium-Atome in einer Dipolfalle die Möglichkeit zu einer Vielzahl weiterer Experimente. Z.B. kann die Photoassoziations-Spektroskopie in Zukunft an gespeicherten Ensembles durchgeführt werden. Dies würde mehrere Vorteile gegenüber der Photoassoziation in einer magneto-optischen Falle bieten. Durch die hohen Dichten in der Dipolfalle können entsprechend höhere Photoassoziations-Raten erwartet werden. Da die Dipolfalle nicht kontinuierlich mit Calcium-Atomen nachgeladen wird, können große Fallenverluste durch die Photoassoziation realisiert werden. Im Idealfall wird die Zeit, die für die Photoassoziation zur Verfügung steht, nur durch die Speicherzeit der Dipolfalle begrenzt. Darüber hinaus genügen in einer Dipolfalle, verglichen mit einer magneto-optischen Falle, viel geringere Energien der Atome, um den Einfangbereich der Falle zu verlassen. Der Wiedereinfang von Atomen nach einem photoassoziativen Stoß wird entsprechend geringer sein. Insgesamt werden die hier angeführten Punkte Photoassoziationsmessungen mit einer wesentlich größeren Empfindlichkeit ermöglichen, als es derzeit der Fall ist. Die Photoassoziation wird auf ultrakalte Ensembles ausgedehnt werden. Aufgrund der dann dominierenden s -Wellenstreuung sollte es möglich sein, aus der Modulation der Linienstärken der Vibrationsniveaus genaue Aussagen über die Größe der Grundzustands-Streulänge zu treffen. Weitere wichtige Untersuchungen werden Photoassoziationsmessungen an der $^1S_0 - ^3P$ -Asymptote darstellen. Eine genaue Kenntnis der Molekülpotenziale wird es ermöglichen, den Einfluss von Stößen auf die Frequenz des Uhrenübergangs besser zu verstehen.

In Zukunft sollen die Calcium-Atome auch in einer sogenannten quasistatischen Dipolfalle, basierend auf einem CO_2 -Laser, gespeichert werden. Mit einer solchen Falle würde es möglich, auch kalte Moleküle, die mit Hilfe der Photoassoziation erzeugt werden sollen, zu speichern. Aufgrund der relativ einfachen theoretischen Beschreibung, verglichen mit den Alkali-Elementen, kommt der Erzeugung, Speicherung und Untersuchung kalter und

ultrakalter Erdalkali-Moleküle eine große Bedeutung zu.

Die Speicherung der Calcium-Atome in einer Dipolfalle bietet interessante Möglichkeiten, das atomare Ensemble weiter zu kühlen. So werden z.B. die Methoden der Seitenbandkühlung anwendbar. Aber auch für die Kühlung auf dem Interkombinationsübergang eröffnen sich neue Perspektiven. Der Einsatz des Quench-Lasers ist nötig, um die Kühlkräfte soweit zu vergrößern, dass die Atome gegen die Gravitation gehalten werden können. Durch die Speicherung in der Dipolfalle entfällt diese Notwendigkeit, so dass es möglich sein sollte, dem theoretischen Limit der Kühlung auf dem Interkombinationsübergang von nur 30 nK [Wal89] nahe zu kommen. Zusammen mit dem Einschluss der Atome in das kleine Volumen einer Dipolfalle und den damit verbundenen hohen Dichten erscheint das Erreichen des quantenentarteten Regimes mit Calcium-Atomen möglich. Für die Elemente Rb [Bar01], Cs [Web03] und Yb [Tak03] haben sich optische Dipolfallen bereits als geeignet zur Erzeugung eines quantenentarteten Gases erwiesen. Die hier durchgeführten Photoassoziationsmessungen ergaben einen positiven Wert für die Grundzustands-Streulänge, so dass ein stabiles Bose-Einstein-Kondensat erwartet werden kann. Damit würde es möglich, das Potenzial eines Bose-Einstein-Kondensats für die Realisierung eines optischen Frequenznormals zu untersuchen.

Anhang A

Lebensdauer des $4s4p\ ^3P_1$ -Niveaus

Obwohl die Übergangsfrequenz des Interkombinationsübergangs $^1S_0 - ^3P_1$ bis auf wenige Hertz genau vermessen worden ist, war die Lebensdauer τ des 3P_1 -Niveaus und damit die Linienbreite $\delta\nu = (2\pi\tau)^{-1}$ des Übergangs nur sehr ungenau bekannt. Die Literaturwerte schwanken zwischen 482 Hz und 279 Hz [Whi80, Dro93, Dro97] und hängen stark von der verwendeten experimentellen Methode ab. Da die Linienbreite unter anderem jedoch direkt in die Berechnung für das prinzipiell erreichbare Quantenprojektionsrauschlimit und die Abschätzung der Stoßverschiebung eingeht, wurde sie experimentell an einem Ensemble ultrakalter Calcium-Atome bestimmt. Dazu werden die Atome eines Ensembles von $2 \cdot 10^6$ bis $4 \cdot 10^7$ Atomen und einer Temperatur von $15\ \mu\text{K}$ mit einem π -Puls bei 657 nm angeregt und die emittierten Fluoreszenzphotonen mit einem Photoelektronenvervielfacher (PMT) detektiert. Die Pulse wurden mit einem als PCI-Steckkarte ausgeführten Impulszähler (PMS300, Becker & Hickel) zeitaufgelöst registriert. Mit kalten Atomen war diese Messung bisher nicht möglich, da ein Teil der Atome aufgrund der hohen Geschwindigkeit von ca. 1 m/s während der Detektionsphase das Nachweisvolumen verlässt.

Lebensdauerermessungen können leicht durch systematische Fehler in der Messung verfälscht werden. Folgende Einflüsse konnten ausgeschlossen werden:

1. **Sättigung des Photoelektronenvervielfachers** Eine Sättigung des PMT resultiert in zu großen Lebensdauern, da die Zählrate zu Beginn der Zerfallskurve zu klein ist. Die im Experiment registrierten Zählraten liegen mindestens eine Größenordnung unterhalb der Sättigungsintensität des PMT, so dass Abweichungen von einem exponentiellen Verlauf zu Beginn der Zerfallskurve nicht beobachtet werden. Eine Abhängigkeit der ermittelten Lebensdauer von der Zählrate wurde nicht beobachtet.
2. **Reabsorption** In sehr dichten atomaren Ensembles resultiert die Reabsorption der spontan emittierten Photonen in einer zu großen Lebensdauer. Lebensdauerermessungen an Ensembles mit Dichten zwischen $8 \cdot 10^8\ \text{cm}^{-3}$ und $2 \cdot 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$ zeigten keine systematischen Abweichungen, so dass ein Einfluss durch Reabsorption ausgeschlossen werden kann.
3. **Einfluss des Quench-Lasers** Da der Quench-Laserstrahl mit Hilfe eines akustooptischen Modulators geschaltet wird, kann nicht ausgeschlossen werden, dass auch

im ausgeschalteten Zustand resonantes Licht das atomare Ensemble erreicht. Die Leistung des Streulichtes beträgt $200\ \mu\text{W}$, der Anteil der resonanten Strahlung liegt unterhalb der Messgrenze. Daher wurde grundsätzlich der Quench-Laserstrahl zusätzlich zum akusto-optischen Modulator mit einer mechanischen Blende abgeschaltet. Messungen der Lebensdauer mit und ohne mechanischer Blende zeigten jedoch keinen signifikanten Unterschied in der Lebensdauer, so dass der Anteil resonanten Streulichtes wie zu erwarten sehr klein ist.

4. **Untergrund** Da gerade für lange Zeiten nur wenige Photonen gezählt werden, kann hier trotz ausgeschalteter Laborbeleuchtung Streulicht einen Einfluss ausüben. Daher wurde zu jeder Messung eine Nullmessung unter identischen Bedingungen, jedoch ohne Anregung des Interkombinationsübergangs aufgenommen und anschließend die Differenz gebildet. Die Subtraktion hat jedoch keine signifikante Auswirkung auf die Berechnung der Lebensdauer.
5. **Zeitbasis des Impulszählers** Die Genauigkeit der internen Zeitbasis des Impulszählers wurde zu besser als 10^{-5} bestimmt und ist damit deutlich besser als die statistische Unsicherheit der Lebensdauerermessungen.

In Abb. A.1 ist die typische, gemessene Zeitabhängigkeit der Fluoreszenz dargestellt. Im ersten Teil der Zerfallskurve bis ca. 2 ms ist ein exponentieller Abfall über fünf Lebensdauern zu erkennen. An diesen Teil der Kurve wurde eine Exponentialfunktion der Form $f(x) = y_0 + a \cdot e^{-t/\tau}$ angepasst. Anpassungen an insgesamt zwölf Datensätze resultieren in Lebensdauern zwischen $423\ \mu\text{s}$ und $434\ \mu\text{s}$ mit einem Mittelwert von $429,5\ \mu\text{s}$ und einer Standardabweichung von $3,4\ \mu\text{s}$. Die statistische Unsicherheit der einzelnen Anpassungen liegt bei ca. 0,5 %. In Anbetracht eventuell nicht berücksichtigter systematischer Fehler wird als Unsicherheit der Lebensdauerbestimmung die dreifache Standardabweichung eingesetzt, so dass sich für die Lebensdauer und die Linienbreite des 3P_1 -Niveaus

$$\tau = (430 \pm 10)\ \mu\text{s} \text{ und } \Delta\nu = (370 \pm 9)\ \text{Hz}$$

ergeben.

Ebenfalls erkennbar ist ab ca. 3 ms ein zweiter exponentieller Abfall mit wesentlich größerer Lebensdauer. An die gesamte Zerfallskurve wurde eine doppelt-exponentielle Funktion angepasst, um diese zweite Lebensdauer zu bestimmen. Aufgrund der sehr geringen Zählraten schwanken die aus den verschiedenen Datensätzen gewonnenen Lebensdauern zwischen 2 ms und 7 ms. Die Größenordnung stimmt jedoch gut mit der Lebensdauer von 3,3 ms des Zerfalls vom $3d4s\ ^1D_2$ -Niveau in das $4s4p\ ^3P_1$ -Niveau überein. Während der Kühlung akkumulieren Atome im 1D_2 -Niveau, welche dann in der Nachweiszeit über das 3P_1 -Niveau zerfallen.

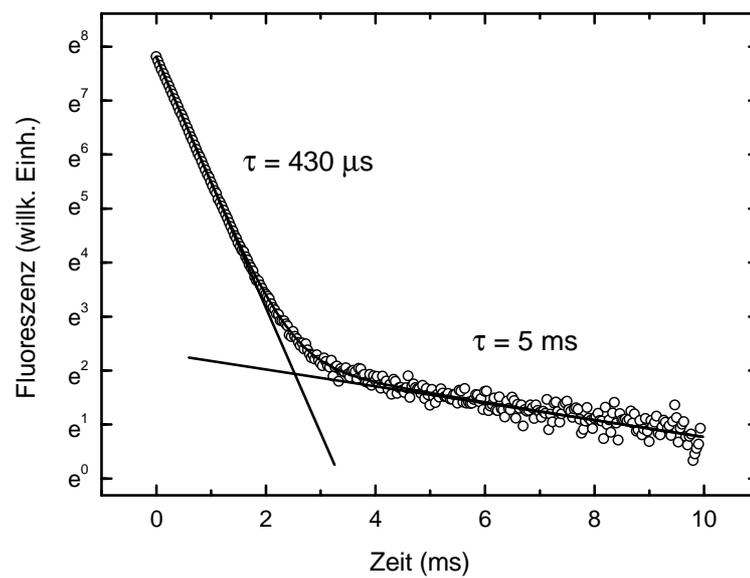


Abb. A.1: Fluoreszenz des Interkombinationsübergangs nach Anregung mit einem π -Puls. Anpassen einer doppelten Exponentialfunktion liefert für die ersten zwei Millisekunden eine Lebensdauer von $(430 \pm 10)\ \mu\text{s}$. Der zweite exponentielle Abfall ab etwa 3 ms mit einer wesentlich größeren Zeitkonstanten resultiert aus dem Zerfall von Atomen aus dem $3d4s\ ^1D_2$ -Niveau, die dort während der Kühlung akkumuliert wurden, in das $4s4p\ ^3P_1$ -Niveau.

Anhang B

Absorptionsbilder

Da an vielen Stellen in dieser Arbeit die Bestimmung der Dichte des atomaren Ensembles von Bedeutung ist, soll hier kurz die zur Dichtebestimmung benutzte Absorptionsbild-Technik erläutert werden.

Die Atomwolke wird mit einem durch eine Apertur modenbereinigten, kollimierten Laserstrahl, welcher resonant mit dem $^1S_0 - ^1P_1$ -Übergang bei 423 nm ist und in x -Richtung propagiere, beleuchtet. Die Intensität des Laserstrahls lag mit maximal 27 W/m² bei nur rund 2 % der Sättigungsintensität des Übergangs. Fehler in der Dichtebestimmung durch stimulierte Emission sind daher vernachlässigbar. Der durch die Absorption in der Wolke erzeugte Schatten wird ohne Abbildungsoptik mit einer CCD-Kamera aufgenommen (*Theta System, Slow-Scan Kamera*). Die Pixelgröße beträgt 23 μm . Um die optische Dichte¹ D bestimmen zu können, werden drei Kamerabilder benötigt. Das erste Bild $S_{\text{mit}}(y, z)$ wird mit Atomwolke aufgenommen. Beim zweiten Bild $S_{\text{ohne}}(y, z)$ wird ein Rückreflex der Fallenstrahlen blockiert, um ein Bild ohne Atomwolke zu erhalten. Für das dritte Bild $S_0(y, z)$ wird zusätzlich der resonante Laserstrahl blockiert, um Streulicht und die Dunkelzählrate der Kamera berücksichtigen zu können. Aus den drei Bildern läßt sich für jeden Pixel (y, z) die optische Dichte D gemäß

$$D(y, z) = -\ln \left(\frac{S_{\text{mit}}(y, z) - S_0(y, z)}{S_{\text{ohne}}(y, z) - S_0(y, z)} \right)$$

bestimmen. Ist die magneto-optische Falle gut justiert, erhält man eine zweidimensionale Gaußverteilung. Für das Doppler-gekühlte Ensemble wird die Verteilung gut durch eine isotrope Verteilung beschrieben. Quenchgekühlte Ensembles sind jedoch aufgrund der unterschiedlichen Magnetfeldgradienten der Anti-Helmholtzspulen abgeplattet und müssen daher durch eine anisotrope Verteilung beschrieben werden:

$$D(y, z) = D_0 + D_{\text{max}} e^{-\frac{y^2}{2w_y^2} - \frac{z^2}{2w_z^2}}$$

w_y und w_z sind die Radien des Ensembles in y - bzw. z -Richtung und D_{max} ist die maximale optische Dichte.

¹Im Unterschied zur üblichen Definition der optischen Dichte als Logarithmus zur Basis Zehn wird im Folgenden D als natürlicher Logarithmus definiert.

Für das Einlesen der Rohdaten, die Berechnung der optischen Dichte und die Anpassung eines zweidimensionalen Gaußprofils wurde ein Programm unter *LabWindows/CVI* erstellt. Die Anpassung erfolgt dabei unter Verwendung des Levenberg-Marquardt-Algorithmus [Pre92]. Mit Hilfe der so ermittelten Parameter w_y , w_z und D_{\max} lassen sich unter Annahme einer um die z -Achse rotationssymmetrischen Falle (d.h. $w_x = w_y$) die atomare Dichte $\rho(x, y, z)$ und die Teilchenzahl N bestimmen.

Die atomare Dichte ergibt sich über den Streuquerschnitt σ gemäß²

$$D_{\max} = \int dx \sigma \rho_{\max} e^{-\frac{x^2}{2w_x^2}}.$$

Nach Ausführen des Integrals und Berücksichtigung von $w_x = w_y$ erhält man

$$\rho_{\max} = \frac{D_{\max}}{\sqrt{2\pi}\sigma w_y}.$$

Der Streuquerschnitt ist dabei laut [Hil82] durch

$$\sigma = \frac{g_2 \lambda^2}{g_1 2\pi} = \frac{3}{2\pi} \lambda^2 = 8,54 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$$

gegeben. Für die Untersuchung frequenzverschiebender Stöße (s. Abschn. 4.1.3) ist nicht die maximale Dichte ρ_{\max} sondern die mittlere Dichte $\bar{\rho}$ von Interesse. Mit

$$\rho(x, y, z) = \rho_{\max} e^{-\frac{x^2+y^2}{2w_y^2} - \frac{z^2}{2w_z^2}} \quad (\text{B.1})$$

ergibt sich für die mittlere Dichte

$$\bar{\rho} = \frac{\int dx dy dz \rho^2(x, y, z)}{\int dx dy dz \rho(x, y, z)} = \frac{\rho_{\max}}{\sqrt{2^3}} \quad (\text{B.2})$$

Die Teilchenzahl N ergibt sich als Integral über die Dichteverteilung $\rho(x, y, z)$:

$$N = \int d^3r \rho(x, y, z)$$

Mit $\rho(x, y, z)$ aus Glg. B.1 folgt

$$N = \rho_{\max} \cdot \sqrt{8\pi^3} w_y^2 w_z.$$

Um sicherzustellen, dass der zur Erzeugung der Absorptionbilder benutzte Laserstrahl resonant mit dem $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ -Übergang ist, wurden für verschiedene Verstimmungen Absorptionbilder aufgenommen und aus ihnen die optische Dichte im Zentrum der Falle berechnet. Die Verstimmung wurde dabei durch die Hochfrequenz für den AOM zum Schalten des Detektionsstrahls (AOM1 in Abb. 2.4) variiert. Die erhaltenen Messpunkte lassen sich gut durch eine Lorentzfunktion beschreiben. Die statistische Unsicherheit in der Bestimmung der Linienmitte beträgt nur 0,2 MHz. Bei einer Linienbreite des Resonanzübergangs von 34 MHz trägt dies nicht zur Unsicherheit in der Dichtebestimmung bei. Der ermittelte Wert hängt von der gewählten Verstimmung des Kühllasersystems ab und muss daher bei einer Änderung des Offset-Magnetfelds am Ca-Ofen (s. Abb. 2.4) neu bestimmt werden.

²Ein in der optischen Dipolfalle gespeichertes Ensemble ist rotationssymmetrisch um die y -Achse (s. Abschn. 5). Daher müssten die folgenden Formeln für diesen Fall entsprechend modifiziert werden.

Anhang C

Bestimmung der Sensitivitätsfunktion

In Abschn. 4.1.2 wurde gezeigt, dass Phasenexkursionen in den Anregungspulsen der verwendeten Ramsey-Bordé Atominterferometer zu parasitären Phasenverschiebungen im Interferometersignal führen. Um den Einfluss dieser Exkursionen quantitativ bestimmen zu können, müssen die optischen Bloch-Gleichungen durch numerische Integration für den gemessenen Phasenverlauf gelöst werden. Eine anschaulichere Behandlung lässt sich in Form einer Störungsrechnung durchführen. Für kleine Phasenexkursionen $\delta\varphi(t)$ unter der Annahme einer linearen Abhängigkeit lässt sich die Änderung $\delta\Phi$ der Interferometerphase in der Form eines Integrals mit einer sogenannten Sensitivitätsfunktion schreiben, welche im Folgenden berechnet wird. Üblicherweise wird die Sensitivitätsfunktion $G(t)$ für Fluktuationen $\delta\omega(t)$ in der Frequenz des Anregungslasers definiert. Analog zu [San98] soll gelten:

$$\delta\Phi = \int G(t) \cdot \delta\omega(t) dt. \quad (\text{C.1})$$

Da $\delta\omega(t) = \frac{d}{dt}\delta\varphi(t)$ ist, ergibt eine partielle Integration von Glg. C.1

$$\delta\Phi = \int g(t) \cdot \delta\varphi(t) + \underbrace{G(t) \cdot \delta\varphi(t)}_{0} \Big|_{-\infty}^{+\infty} \quad (\text{C.2})$$

mit $g(t) = -\frac{d}{dt}G(t)$. Der zweite Term auf der rechten Seite ist Null, da $G(t)$ definitionsgemäß nur während der Interferometersequenz von Null verschieden sein kann.

Zur Bestimmung von $G(t)$ wird eine δ -förmige Frequenzexkursion der Größe ε zum Zeitpunkt t_1 angenommen. Dann ist

$$\delta\Phi = \int G(t) \cdot \varepsilon \delta(t - t_1) dt = \varepsilon G(t_1).$$

Daraus folgt

$$G(t) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi}{\varepsilon} = \frac{d(\delta\Phi)}{d\varepsilon} \Big|_{\varepsilon=0} \quad (\text{C.3})$$

und damit

$$g(t) = -\frac{d}{dt}G(t) = -\frac{d}{dt} \left(\frac{d(\delta\Phi)}{d\varepsilon} \Big|_{\varepsilon=0} \right). \quad (\text{C.4})$$

Die δ -förmige Frequenzexkursion entspricht einem Phasensprung von ε :

$$\delta\varphi(t) = \varepsilon \cdot \Theta(t_1 - t)$$

mit der Heavyside-Stufenfunktion $\Theta(t_1 - t)$.

Die Bestimmung von $g(t)$ erfolgt für jeden Anregungspuls des 4-Puls bzw. 3-Puls-Interferometers separat. Wie an den Abb. 1.2 und 1.3 zu erkennen, sind für die Generierung der Interferometerpfade in jedem Puls zwei bestimmte Komponenten der unitären Drehmatrix $M(\tau, \varphi)$ für einen Anregungspuls der Länge τ mit der Phase φ verantwortlich (Glg. 1.2). Die entsprechende Drehmatrix $N_\varepsilon(\tau, t)$ für einen Puls mit einem Phasensprung $\delta\varphi = \varepsilon$ zum Zeitpunkt t ist dann

$$N_\varepsilon(\tau, t) = \begin{pmatrix} \bar{A}_\varepsilon & \bar{B}_\varepsilon \\ \bar{C}_\varepsilon & \bar{D}_\varepsilon \end{pmatrix} = M(\tau - t, \varphi = 0) \cdot M(t, \varphi = \varepsilon). \quad (\text{C.5})$$

Die Phasenverschiebung $\delta\Phi$ ergibt sich aus der Differenz des Arguments der entsprechenden Komponenten von N_ε relativ zur Differenz der Komponenten von N_0 , also der Drehmatrix ohne Phasensprung. Z.B. gilt damit für den ersten $\pi/2$ -Puls im 3-Puls- bzw. 4-Puls-Interferometer

$$\begin{aligned} \delta\Phi_{\bar{B}\bar{D}} &= \arg(\bar{B}_\varepsilon) - \arg(\bar{D}_\varepsilon) - [\arg(\bar{B}_0) - \arg(\bar{D}_0)] \\ &= \arg(\bar{B}_\varepsilon \bar{D}_\varepsilon^*) - \arg(\bar{B}_0 \bar{D}_0^*) \end{aligned}$$

Mit Hilfe von Mathematica 3.0 wurde für alle in den 3-Puls- und 4-Puls-Interferometern vorkommenden Komponentenpaare $G(t)$ gemäß Glg. C.3 analytisch berechnet und durch Vergleich mit numerischen Auswertungen überprüft. Man erhält

$$G_{\bar{C}\bar{B}^*}(t) = -\frac{\sin(\Omega_{\text{eff}}(t - \frac{\tau}{2}))}{\sin(\Omega_{\text{eff}}\frac{\tau}{2})}.$$

Für alle anderen Komponentenpaare ergeben sich umfangreiche Ausdrücke, die sich jedoch für kleine Verstimmungen Δ der Anregungspulse gegenüber der atomaren Resonanz stark vereinfachen lassen. Damit erhält man

$$\begin{aligned} G_{\bar{B}\bar{D}^*}(t) = G_{\bar{A}\bar{C}^*}(t) &= \frac{\sin(\Omega_0 t)}{\sin(\Omega_0 \tau)} \\ G_{\bar{C}\bar{D}^*}(t) = G_{\bar{A}\bar{B}^*}(t) &= \frac{\sin(\Omega_0(\tau - t))}{\sin(\Omega_0 \tau)}. \end{aligned}$$

Ω_0 und Ω_{eff} sind die in Glg. 1.4 definierte resonante und effektive Rabi-Frequenz. Aus Glg. C.4 erhält man damit

$$\begin{aligned} g_{\bar{C}\bar{B}^*}(t) &= \Omega_{\text{eff}} \frac{\cos(\Omega_{\text{eff}}(t - \frac{\tau}{2}))}{\sin(\Omega_{\text{eff}}\frac{\tau}{2})} \\ g_{\bar{B}\bar{D}^*}(t) = g_{\bar{A}\bar{C}^*}(t) &= -\Omega_0 \frac{\cos(\Omega_0 t)}{\sin(\Omega_0 \tau)} \\ g_{\bar{C}\bar{D}^*}(t) = g_{\bar{A}\bar{B}^*}(t) &= \Omega_0 \frac{\cos(\Omega_0(\tau - t))}{\sin(\Omega_0 \tau)}. \end{aligned}$$

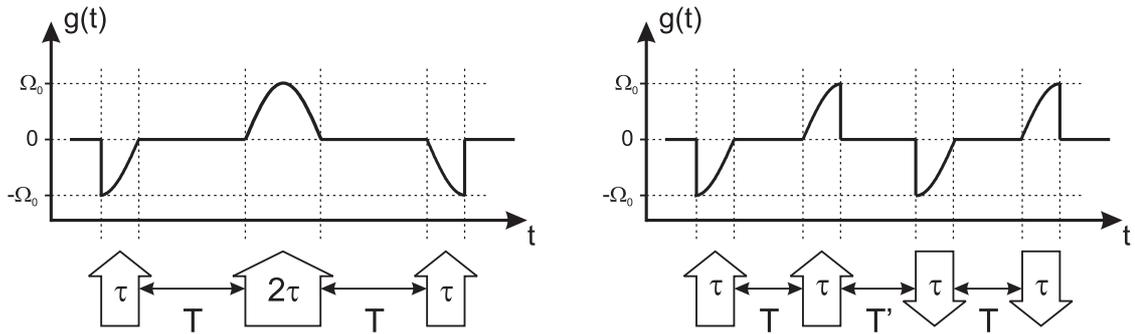


Abb. C.1: Sensitivitätsfunktion $g(t)$ für Phasenfluktuationen in den Anregungspulsen eines 3-Puls- und eines 4-Puls-Interferometers. Durch den Vorzeichenwechsel von $g(t)$ im 4-Puls-Interferometer zwischen dem ersten und zweiten Puls bzw. dem dritten und vierten Puls addieren sich die in Abb. 4.6 gezeigten Phasenexkursionen in den Pulsflanken der Anregungspulse.

Die Näherung für kleine Verstimmungen führt insgesamt zu etwas zu großen Werten für $g(t)$. Für eine Verstimmung von 100 kHz, der halben Doppler-Breite eines ultrakalten Ensembles, ist die genäherte Sensitivitätsfunktion etwa 10 % größer als das exakte Ergebnis. Abbildung C.1 skizziert $g(t)$ für ein 4-Puls- und ein 3-Puls-Interferometer. Man erkennt durch Vergleich mit Abb. 4.6, dass sich im 4-Puls-Interferometer die in Abb. 4.6 gezeigten Phasenexkursionen zu Beginn und am Ende jedes Pulses durch den Vorzeichenwechsel von $g(t)$ zwischen dem ersten und zweiten Puls bzw. dem dritten und vierten Puls maximal addieren.

Anhang D

Berechnung der Stoßverschiebung

In [Tie92] wird die Frequenzverschiebung durch Stöße in einem ultrakalten Gas von Cäsium-Atomen mit Hilfe der Quanten-Boltzmann-Gleichung [Hes67] berechnet. Das Resultat kann im Grenzfall $T \rightarrow 0$, also für reine s -Wellen-Streuung, anschaulich als Verschiebung durch die Mean-Field-Energie

$$E_{\text{MF}} = \frac{4\pi\hbar^2 g^{(2)} a}{m} n \quad (\text{D.1})$$

gedeutet werden [Kok00]. a ist die s -Wellen-Streulänge, m die atomare Masse und n die Ensembledichte. Die Zweikörper-Korrelation $g^{(2)}$ hat für Bosonen in kohärent überlagerten Zuständen den Wert 2 [Zwi03]. Für ein Zweiniveau-System mit Grundzustand $|1\rangle$ und angeregtem Zustand $|2\rangle$ folgt damit für die Energieverschiebung der Zustände:

$$\Delta E_{|1\rangle} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \left(g_{11}^{(2)} a_{11} n_1 + g_{12}^{(2)} a_{12} n_2 \right) \quad (\text{D.2})$$

$$\Delta E_{|2\rangle} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \left(g_{22}^{(2)} a_{22} n_2 + g_{21}^{(2)} a_{21} n_1 \right). \quad (\text{D.3})$$

Darin ist $a_{12} = a_{21}$ die Streulänge für elastische Stöße zwischen $|1\rangle$ und $|2\rangle$. Da für diese Stöße die langreichweitige, resonante Dipol-Dipol Wechselwirkung verantwortlich ist, ist die Annahme von s -Wellen-Streuung möglicherweise nicht erfüllt.

Im Folgenden wird vernachlässigt, dass durch den spontanen Zerfall während der Interferometersequenz die Kohärenz verloren geht und entsprechend $g^{(2)}$ asymptotisch gegen Eins strebt. Da es sich bei den hier gezeigten Rechnungen nur um eine Abschätzung der Stoßverschiebung handeln soll, ist diese Näherung gerechtfertigt. Aus Glg. D.2 und Glg. D.3 folgt für die Frequenzverschiebung des $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ Übergangs mit $C = \frac{4\hbar}{m}$:

$$\Delta\nu_{\text{MF}} = \frac{\Delta E_{|1\rangle} - \Delta E_{|2\rangle}}{h} = C [(a_{11} - a_{12}) n_1 + (a_{12} - a_{22}) n_2]. \quad (\text{D.4})$$

Zur Berechnung der Frequenzverschiebung im Ca-Frequenznormal muss berücksichtigt werden, dass die für die Interferometersequenz benötigte Zeit vergleichbar mit der Lebensdauer des angeregten Zustands des Uhenübergangs ist. Die Dichten n_1 und n_2 werden zeitabhängig. Obwohl die Ramsey-Pulse des 4-Puls-Interferometers $\pi/2$ -Pulse darstellen, wird aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung nur etwa ein Drittel der Atome angeregt (s.

Abb. 1.2), so dass zu Beginn der Interferometersequenz für die Dichten im Grundzustand und angeregten Zustand gilt: $n_1(t=0) \approx 2n_2(t=0) \approx 2/3n_0$. Mit der Zerfallsrate γ des angeregten Zustands folgt für die zeitliche Entwicklung der Dichten:

$$n_1(t) = n_0 \left(1 - \frac{1}{3}e^{-\gamma t} \right), \quad n_2(t) = \frac{n_0}{3}e^{-\gamma t}. \quad (\text{D.5})$$

Einsetzen in Glg. D.4 und Integration über die Zeitdauer $2T$ der Interferometersequenz¹ ergibt

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{\text{MF}} &= \frac{1}{2T} \int_0^{2T} C \frac{n_0}{3} [(3a_{11} - 3a_{12}) + (2a_{12} - a_{11} - a_{22}) e^{-\gamma t}] dt \\ &= n_0 C (a_{11} - a_{12}) + \frac{n_0 C}{3} \frac{C}{2T} (2a_{12} - a_{11} - a_{22}) \left(-\frac{1}{\gamma} e^{-\gamma 2T} + \frac{1}{\gamma} \right). \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

Man erkennt, dass $\Delta\nu_{\text{MF}}$ für kleine Pulsabstände T von der Differenz $(a_{11} - a_{12} - a_{22})$ und für große T von der Differenz $(a_{11} - a_{12})$ dominiert wird. Mit der aus Abschn. 7 bekannten Grundzustands-Streulänge a_{11} können aus Messungen der Frequenzverschiebung für unterschiedliche Pulsabstände Aussagen über die Streulängen a_{12} und a_{22} gewonnen werden. Dazu wurde, wie in Abschn. 4.1.3 beschrieben, die Stoßverschiebung des Uhrenübergangs für unterschiedliche T vermessen. Da die Verschiebung aufgrund von unterschiedlichen Ensemble-Dichten bestimmt wurde, muss in Glg. D.6 n_0 durch Δn_0 ersetzt werden. Die Messwerte sind in Abb. D.1 dargestellt. Zur Abschätzung der Streulängen a_{12} und a_{22} wurde Glg. D.6 an die Messdaten angepasst. Als Grundzustands-Streulänge wurde das in Abschn. 7.5 bestimmte Intervall $50 a_0 < a_{11} < 300 a_0$ angenommen. Die Unsicherheit von a_{11} wurde in der Bestimmung der Unsicherheit für a_{12} und a_{22} berücksichtigt. Aufgrund der großen Unsicherheit für a_{12} und a_{22} können nur grobe Abschätzungen über das Vorzeichen und die Größe der Streulängen gemacht werden. Die Streulänge a_{22} ist wahrscheinlich positiv. Über ihre Größe lässt sich praktisch keine Aussage treffen, da das aus der Anpassung resultierende Unsicherheitsintervall selbst so große Werte wie $2300 a_0$ mit einschließt. Der Betrag von a_{12} scheint kleiner als $400 a_0$ zu sein.

Mit einer besseren Stabilität des Frequenznormals wird es möglich sein, aus den Frequenzverschiebungen aufgrund von Stößen Aussagen über die Größe und das Vorzeichen der Streulängen der beteiligten Niveaus zu treffen.

¹Die Pulsdauer τ und die Dunkelzeit T' zwischen den Pulspaaren können vernachlässigt werden.

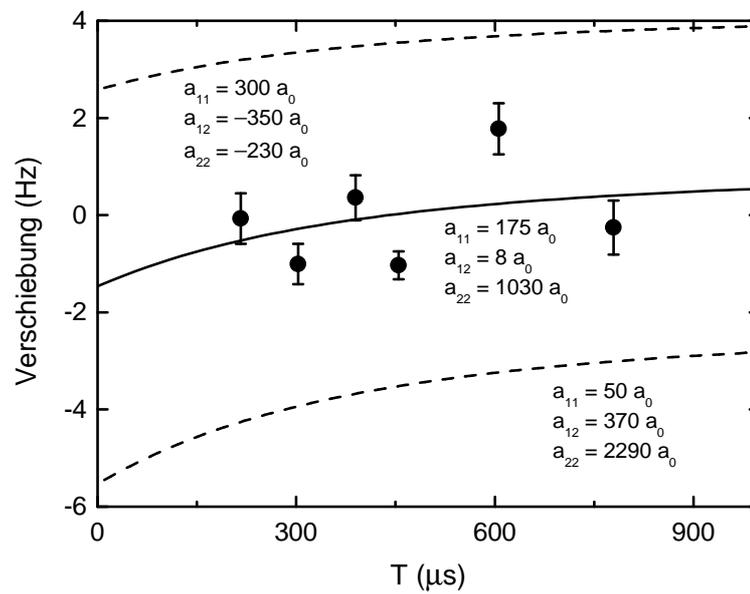


Abb. D.1: Stoßverschiebung des Uhrenübergangs für verschiedene Pulsabstände T im asymmetrischen 4-Puls-Interferometer. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung von Glg. D.6 an die Messdaten dar. Die gestrichelten Linien geben den aus den Unsicherheiten für a_{11} , a_{12} und a_{22} berechneten möglichen Verlauf wieder.

Anhang E

Einstein-Koeffizienten

Die Tabellen listen die für die Berechnung der ac-Stark-Verschiebung (s. Kap. 6) benutzten Übergänge mit ihren Einstein-Koeffizienten auf. Die Werte wurden [Kur95] entnommen.

Tabelle E.1: Für die Berechnung der ac-Stark-Verschiebung des Grundzustands $4s^2\ ^1S_0$ berücksichtigte Übergänge und Einstein-Koeffizienten. Der Beitrag des Kontinuums wurde mit Wasserstofftermen abgeschätzt.

Übergang	λ (nm)	$A_{ki}(10^8\ \text{s}^{-1})$
$4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^3P_1$	657,459	$2,64 \cdot 10^{-5}$
– $4s4p\ ^1P_1$	422,792	2,15
– $4s5p\ ^3P_1$	273,562	0,0121
– $4s5p\ ^1P_1$	272,245	0,00267
– $3d4p\ ^3D_1$	261,832	$1,62 \cdot 10^{-4}$
– $3d4p\ ^3P_1$	254,224	$1,72 \cdot 10^{-4}$
– $4s6p\ ^1P_1$	239,929	0,167
– $4s6p\ ^3P_1$	235,191	$6,92 \cdot 10^{-6}$
– $3d4p\ ^1P_1$	227,617	0,3
– $4s7p\ ^3P_1$	222,432	$1,05 \cdot 10^{-6}$
– $4s7p\ ^1P_1$	220,141	0,153
– $4s8p\ ^3P_1$	216,052	$6,21 \cdot 10^{-6}$
– $4s8p\ ^1P_1$	215,147	0,0605
– $4s9p\ ^3P_1$	212,380	$1,93 \cdot 10^{-7}$
– $4s9p\ ^1P_1$	211,935	$5,5 \cdot 10^{-5}$
– $4s10p\ ^3P_1$	210,063	$6,77 \cdot 10^{-7}$
– $4s10p\ ^1P_1$	209,810	0,0129
– $4s11p\ ^3P_1$	208,503	$3,93 \cdot 10^{-7}$
<i>Fortsetzung auf nächster Seite</i>		

<i>Fortsetzung Tab. E.1</i>		
Übergang	λ (nm)	$A_{ki}(10^8 \text{ s}^{-1})$
$4s^2\ ^1S_0 - 4s11p\ ^1P_1$	208,344	0,00492
– $4s12p\ ^3P_1$	207,401	$9,38 \cdot 10^{-8}$
– $4s12p\ ^1P_1$	207,295	0,00147
– $4s13p\ ^1P_1$	206,517	$1,36 \cdot 10^{-4}$
– $4s14p\ ^1P_1$	205,926	$2,48 \cdot 10^{-4}$
– $4s15p\ ^1P_1$	205,466	0,00443
– $4s16p\ ^1P_1$	205,101	0,37
–Kontinuum $\ ^1P_1$	125,975	5,04

Tabelle E.2: Für die Berechnung der ac-Stark-Verschiebung des $4s4p\ ^3P_1$ -Zustands berücksichtigte Übergänge. Mit Ausnahme des $1,9\ \mu\text{m}$ -Übergangs sind nur Übergänge aufgelistet, deren Einstein-Koeffizient größer als 0,005 ist. Die Beiträge des Kontinuums wurden mit Wasserstofftermen abgeschätzt.

Übergang	λ (nm)	$A_{ki}(10^8 \text{ s}^{-1})$
$4s4p\ ^3P_1 - 3d4s\ ^3D_2$	1945,83	0,00284
– $4s5s\ ^3S_1$	612,391	0,231
– $4s4d\ ^3D_1$	443,692	0,357
– $4s4d\ ^3D_2$	443,620	0,634
– $4p4p\ ^3P_0$	430,896	1,99
– $4p4p\ ^3P_1$	430,020	0,466
– $4p4p\ ^3P_2$	428,422	0,434
– $4s6s\ ^3S_1$	395,817	0,0984
– $4s5d\ ^3D_1$	363,201	0,153
– $4s5d\ ^3D_2$	363,179	0,298
– $4s7s\ ^3S_1$	347,576	0,0462
– $4s6d\ ^3D_1$	335,132	0,111
– $4s6d\ ^3D_2$	335,117	0,18
– $4s8s\ ^3S_1$	327,561	0,03
– $4s7d\ ^3D_1$	321,627	0,0504
– $4s7d\ ^3D_2$	321,610	0,107
– $4s9s\ ^3S_1$	317,076	0,0197
– $4s8d\ ^3D_1$	314,207	0,0297
– $4s8d\ ^3D_2$	314,170	0,0491
– $4s10s\ ^3S_1$	310,829	0,0103
<i>Fortsetzung auf nächster Seite</i>		

<i>Fortsetzung Tab. E.2</i>		
Übergang	λ (nm)	$A_{ki}(10^8 \text{ s}^{-1})$
4s4p $^3P_1 - 3d5s \ ^3D_1$	310,112	0,0352
– 3d5s 3D_2	310,020	0,0636
– 3d3d 3P_0	300,174	1,58
– 3d3d 3P_1	300,052	0,277
– 3d3d 3P_2	299,819	0,241
– 4s15d 3D_1	298,055	0,0123
– 4s15d 3D_2	298,052	0,0221
– 4s16d 3D_1	297,444	0,00795
– 4s16d 3D_2	297,443	0,0143
– 3d4d 3S_1	275,015	0,00761
– 3d4d 3P_0	255,936	0,0146
– 3d5d 3D_2	242,372	0,00539
– 3d5d 3S_1	241,845	0,00942
– 3d6d 3P_1	226,460	0,00515
–Kontinuum 3D_1	206,556	0,742
–Kontinuum 3D_2	206,556	1,34
–Kontinuum 3S_1	183,308	0,164

Literaturverzeichnis

- [All66] D. W. Allan, *Statistics of atomic frequency standards*, Proc. IEEE **54** (1966), S. 221–230
- [All03] O. Allard, C. Samuelis, A. Pashov, H. Knöckel, E. Tiemann, *Experimental study of the Ca_2 $^1S + ^1S$ asymptote*, Eur. Phys. J. D **26** (2003), S. 155–164
- [Ang68] J. R. P. Angel, P. G. H. Sandars, *The hyperfine structure Stark effect: I. Theory*, Proc. Roy. Soc. (London), Ser A, **305** (1968), S. 125–138
- [Ask62] G. A. Askar'yan, *Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms*, Sov. Phys. JETP **15** (1962), S. 1088–1090
- [Bak76] Y. V. Baklanov, B. Y. Dubetsky, V. P. Chebotayev, *Non-linear Ramsey resonance in the optical region*, Appl. Phys. **9** (1976), S. 171–173
- [Bar76] R. L. Barger, T. C. English, J. B. West, *Laser saturated absorption of the calcium $^1S_0 - ^3P_1$ transition at 6573 Å*, Opt. Commun. **18** (1976), S. 58–59
- [Bar01] M. D. Barrett, J. A. Sauer, M. S. Chapman, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), S. 010404-1–4
- [Ber77] J. C. Bergquist, S. A. Lee, J. L. Hall, *Saturated Absorption with Spatially Separated Laser Fields: Observation of Optical "Ramsey" Fringes*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977), S. 159–162
- [Bet57] H. Bethe, E. Salpeter, *Quantum mechanics of one- and two-electron systems*, in *Handbuch der Physik*, Band XXXV, S. Flüge (Hrsg.), Springer Verlag, Berlin (1957)
- [Bev87] N. Beverini, F. Strumia, *High precision measurements of the Zeeman effect in the Calcium metastable states*, in *Interaction of Radiation with Matter, A Volume in honour of A. Gozzini*, Quaderni della Scuola Normale Superiore de Pisa, Pisa (1987), S. 361–373
- [Bev89] N. Beverini, F. Giammanco, E. Maccioni, F. Strumia, 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), S. 2188–2193
- [Bin01a] T. Binnewies, *Neuartige Kühlverfahren zur Erzeugung ultrakalter Ca-Atome*, PTB-Bericht PTB-Opt-65, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 2001.

- [Bin01b] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstäubler, E. M. Rasel, W. Ertmer, *Doppler cooling and trapping on forbidden transitions*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), S. 123002-1-4
- [Boh99] J. L. Bohn, P. S. Julienne, *Semianalytic theory of laser-assisted resonant cold collisions*, Phys. Rev. A **60** (1999), S. 414-425
- [Bor84] C. J. Bordé, C. Salomon, S. Avrillier, A. Van Lerberghe, C. Bréant, D. Bassi, G. Scoles, *Optical Ramsey fringes with traveling waves*, Phys. Rev. A **30** (1984), S. 1836-1848
- [Boy68] G. D. Boyd, D. A. Kleinman, *Parametric interaction of focused gaussian light beams*, J. Appl. Phys. **39** (1968), S. 3597-3639
- [BIPM67] Bureau International des Poids et Mesures, *Comptes Rendus des séances de la 13^e CGPM*, Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, BIPM, 1967/1968
- [Chu86] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, *Experimental observation of optically trapped atoms*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986), S. 314-317
- [Cla96] A. Clairon, S. Ghezali, G. Santarelli, P. Laurent, S. N. Lea, M. Bahoura, E. Simon, S. Weyers, K. Szymaniec, *Preliminary accuracy evaluation of a cesium fountain frequency standard*, in *Proceedings of the 5th Symposium on Frequency Standards and Metrology*, J. C. Bergquist (Hrsg.), World Scientific, Singapore (1996), S. 49-59
- [Cla91] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, W. D. Phillips, *Ramsey resonance in a Zacharias fountain*, Europhys. Lett. **16** (1991), S. 165-170
- [Cou03] I. Courtillot, A. Quessada, R. Kovacich, A. Bruschi, D. Kolker, J.-J. Zondy, G. D. Rovera, P. Lemonde, *Clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms*, Phys. Rev. A **68** (2003), S. 030501(R)-1-4
- [Dal89] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989), S. 2023-2045
- [Dre83] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Appl. Phys. B **31** (1983), S. 97-105
- [Dro93] R. Drozdowski, J. Kwela, M. Walkiewicz, *Lifetimes of the $4s4p\ ^3P_1$ and $4s4p\ ^1D_2$ states of Ca I*, Z. Phys. D **27** (1993), S. 321-324
- [Dro97] R. Drozdowski, M. Ignaciuk, J. Kwela, J. Heldt, *Radiative lifetimes of the lowest 3P_1 metastable states of Ca and Sr*, Z. Phys. D **41** (1997), S. 125-131
- [Edm57] A. R. Edmonds, *Angular momentum in quantum mechanics*. Princeton University Press, Princeton, New Jersey (1957)
- [Far81] J. W. Farley, W. H. Wing, *Accurate calculation of dynamic Stark shifts and depopulation rates of Rydberg energy levels induced by blackbody radiation. Hydrogen, helium, and alkali-metal atoms*, Phys. Rev. A **23** (1981), S. 2397-2424

- [Fro03] C. Froese Fischer, G. Tachiev, *Allowed and spin-forbidden electric dipole transitions in Ca I*, Phys. Rev. A **68** (2003), S. 012507-1–6
- [Ghe96] S. Ghezali, P. Laurent, S. Lea, A. Clairon, *An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser-cooled cesium fountain frequency standard*, Europhys. Lett. **36** (1996), S. 25–30
- [Gib76] E. E. Gibbs, P. Hannaford, *The Hanle effect in atomic vapours produced by cathodic sputtering*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **9** (1976), S. L225–L229
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42** (2000), S. 95–170
- [Gup03] S. Gupta, Z. Hadzibabic, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, K. Dieckmann, C. H. Schunck, E. G. M. van Kempen, B. J. Verhaar, W. Ketterle, *Radio-Frequency Spectroscopy of Ultracold Fermions*, Science **300** (2003), S. 1723–1726
- [Han81] P. Hannaford, R. M. Lowe, *Determination of atomic lifetimes using pulsed laser excitation of sputtered metal vapours*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **14** (1981), S. L5–L9
- [Han99] J. E. Hansen, C. Laughlin, H. W. van der Hart, G. Verboeckhaven, *Energy levels, wavefunction compositions and electric dipole transitions in neutral Ca*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **32** (1999), S. 2099–2137
- [Hän75] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Commun. **13** (1975), S. 68–69
- [Hän80] T. W. Hänsch, B. Couillaud, *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*, Opt. Commun. **35** (1980), S. 441–444
- [Han83] W. Hansen, *Radiative lifetimes of excited Ca I states*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **16** (1983), S. 2309–2312
- [Hav77] M. D. Havey, L. C. Balling, J. J. Wright, *Direct measurements of excited-state lifetimes in Mg, Ca, and Sr*, J. Opt. Soc. Am. **67** (1977), S. 488–491
- [Hel50] K.-H. Hellwege, J. L. Olsen, *Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, Band I, Atom- und Molekularphysik, Teil 1, Atome und Ionen*, Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1950)
- [Hel87] J. Helmcke, J. J. Snyder, A. Morinaga, F. Mensing, M. Gläser, *New ultra-high resolution dye laser spectrometer utilizing a non-tunable reference resonator*, Appl. Phys. B **43** (1987), S. 85–91
- [Her50] G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure: I. Spectra of Diatomic Molecules*. D. van Nostrand company, Inc., Toronto, New York, London (1950)
- [Hes67] S. Hess, *Verallgemeinerte Boltzmann-Gleichung für mehratomige Gase*, Z. Naturforsch. **22a** (1967), S. 1871–1889
- [Hil82] R. C. Hilborn, *Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that*, Am. J. Phys. **50** (1982), S. 982–986

- [Hul64] E. Hulpke, E. Paul, W. Paul, *Bestimmung von Oszillatorenstärken durch Lebensdaueremessungen der ersten angeregten Niveaus für die Elemente Ba, Sr, Ca, In und Na*, Z. Phys. **177** (1964), S. 257–268
- [Ido03] T. Ido, H. Katori, *Recoil-free spectroscopy of neutral Sr atoms in the Lamb-Dicke regime*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), S. 053001-1–4
- [Kat90] K. Kato, *Tunable UV generation to 0.2325 μm in LiB_3O_5* , IEEE J. Quantum Electron. **26** (1990), S. 1173–1175
- [Kat99a] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, M. Kuwata-Gonokami, *Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), S. 1116–1119
- [Kat99b] H. Katori, T. Ido, M. Kuwata-Gonokami, *Optimal Design of Dipole Potentials for Efficient Loading of Sr Atoms*, J. Phys. Soc. Jap. **68** (1999), S. 2479–2482
- [Kat02] H. Katori, *Spectroscopy of strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement*, in *Proceedings of the Sixth Symposium on Frequency Standards and Metrology*, P. Gill (Hrsg.), World Scientific, Singapore (2002), S. 323–330
- [Kat03] H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov, V. D. Ovsiannikov, *Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), S. 173005-1–4
- [Kel80] F. M. Kelly, M. S. Mathur, *Density dependence of the Hanle effect of the $4s4p\ ^1P_1$ level of neutral calcium*, Can. J. Phys. **58** (1980), S. 1004–1009
- [Kin39] G. W. King, J. H. Van Vleck, *Dipole-dipole resonance forces*, Phys. Rev. **55** (1939), S. 1165–1172
- [Klu74] H.-J. Kluge, H. Sauter, *Levelcrossing experiments in the first excited 1P_1 states of the alkaline earths*, Z. Phys. **270** (1974), S. 295–309
- [Kog66] H. Kogelnik, T. Li, *Laser beams and resonators*, Appl. Opt. **5** (1966), S. 1550–1567
- [Kok00] S. J. J. M. F. Kokkelmans, *Interacting Atoms in Clocks and Condensates*, Dissertation, Universität Eindhoven, ISBN 90-386-1569-8 (2000)
- [Kur95] R. Kurucz, B. Bell, *Kurucz CD-Rom Nr. 23* (1995), Tippfehler für $A(4s5s\ ^3S - 4s4p\ ^3P)$ wurde anhand der Originaldaten korrigiert
- [Lel87] L. P. Lellouch, L. R. Hunter, *Measurement of the $4s4p\ ^1P - 4s3d\ ^1D$ spontaneous emission rate in calcium by use of a Stark-electric-quadrupole interference*, Phys. Rev. A **36** (1987), S. 3490–3493
- [Leo01] P. J. Leo, P. S. Julienne, F. H. Mies, C. J. Williams, *Collisional frequency shifts in ^{133}Cs fountain clocks*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), S. 3743–3746
- [Ler70] R. J. LeRoy, R. B. Bernstein, *Dissociation energy and long-range potential of diatomic molecules from vibrational spacings of higher levels*, J. Chem. Phys. **52** (1970), S. 3869–3879

- [Li96] J. Li, W. A. van Wijngaarden, *Stark shift measurement of the $(4s)^2\ ^1S_0 \rightarrow (4s4p)\ ^3P_1$ calcium transition*, Phys. Rev. A **53** (1996), S. 604–606
- [Lin93] S. Lin, B. Wu, F. Xie, C. Chen, *Phase matching retracing behavior for second harmonic generation in LiB_3O_5* , J. Appl. Phys. **73** (1993), S. 1029–1034
- [Lur64] A. Lurio, R. L. deZafra, R. J. Goshen, *Lifetime of the First 1P_1 State of Zinc, Calcium, and Strontium*, Phys. Rev. **134** (1964), S. A1198–A1203
- [Mac01] M. Machholm, P. S. Julienne, K.-A. Suominen, *Calculations of collisions between cold alkaline earth atoms in a weak laser field*, Phys. Rev. A **64** (2001), S. 033425-1–19
- [Meh03] T. E. Mehlstäubler, J. Keupp, A. Douillet, N. Rehbein, E. M. Rasel, W. Ertmer, *Modelling three-dimensional-quench cooling for alkaline-earth atoms*, J. Opt. B. **5** (2003), S. S183–S189
- [Mer01] M. Mérawa, C. Tondero, M. Rérat, *Excited states dipole polarizabilities of calcium atom and long-range dispersion coefficients for the low-lying electronic states of Ca_2 and $CaMg$* , Chem. Phys. Lett. **343** (2001), S. 397–403
- [Met99] H. J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer Verlag, New York, Berlin, Heidelberg (1999)
- [Mil93] J. D. Miller, R. A. Cline, D. J. Heinzen, *Far-off-resonance optical trapping of atoms*, Phys. Rev. A **47** (1993), S. R4567–R4570
- [Mit93] J. Mitroy, *Energy levels and oscillator strengths for neutral calcium*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **26** (1993), S. 3703–3718
- [Moe95] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, A. Axelsson, *Resonances in ultracold collisions of 6Li , 7Li , and ^{23}Na* , Phys. Rev. A **51** (1995), S. 4852–4861
- [Mül94] J. H. Müller, *Materiewellen-Interferometrie mit lasergekühlten Atomen zum Nachweis des skalaren Aharonov-Bohm Effektes*, Dissertation, Universität Bonn (1994)
- [Nag86] W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt, *Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps*, Phys. Rev. Lett. **56** (1986), S. 2797–2799
- [Nie00] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, T. Udem, M. Weitz, T. W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon, A. Clairon, *Measurement of the hydrogen $1S$ - $2S$ transition frequency by phase coherent comparison with a microwave cesium fountain clock*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000), S. 5496–5499
- [Nik94] D. N. Nikogosyan, *Lithium Triborate (LBO)*, Appl. Phys. A **58** (1994), S. 181–190
- [NIST04] National Institute of Standards and Technology, *Atomic Spectra Database*, http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd.

- [Oat00] C. W. Oates, E. A. Curtis, L. Hollberg, *Improved short-term stability of optical frequency standards: approaching 1 Hz in 1 s with the Ca standard at 657 nm*, Opt. Lett. **25** (2000), S. 1603–1605
- [Odi63] A. I. Odintsov, *Measurement of the oscillator strength of the resonance line of calcium by the absorption method in an atomic beam*, Opt. Spectrosc. **14** (1963), S. 172–176
- [Ost61] Y. I. Ostrovskii, N. P. Penkin, *Measurement of the absolute values of oscillator strengths in atomic spectra. II. Resonance lines of atoms of group II*, Opt. Spectrosc. **11** (1961), S. 307–309
- [Pau58] W. Paul, O. Osberghaus, E. Fischer, *Ein Ionenkäfig*, Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen, Nr. 415 (1958)
- [Phi82] W. D. Phillips, H. Metcalf, *Laser deceleration of an atomic beam*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982), S. 596–599
- [Por01] S. G. Porsev, M. G. Kozlov, Y. G. Rakhlina, A. Derevianko, *Many-body calculations of electric-dipole amplitudes for transitions between low-lying levels of Mg, Ca, Sr*, Phys. Rev. A **64** (2001), S. 012508-1–7
- [Por04a] S. G. Porsev, A. Derevianko, E. N. Fortson, *Possibility of an ultra-precise optical clock using the $6\ ^1S_0 \rightarrow 6\ ^3P_0^o$ transition in $^{171,173}\text{Yb}$ atoms held in an optical lattice*, Phys. Rev. A **69** (2004), S. 021403-1–4(R)
- [Por04b] S. G. Porsev, A. Derevianko, *Hyperfine quenching of the metastable $^3P_{0,2}$ states in divalent atoms*, Phys. Rev. A **69** (2004), S. 042506-1–6
- [Pre92] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, Cambridge (1992)
- [Raa87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Pritchard, *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **59** (1987), S. 2631–2634
- [Raf00] R. J. Rafac, B. C. Young, J. A. Beall, W. M. Itano, D. J. Wineland, J. C. Bergquist, *Sub-dekahertz ultraviolet spectroscopy of $^{199}\text{Hg}^+$* , Phys. Rev. Lett. **85** (2000), S. 2462–2465
- [Ram50] N. F. Ramsey, *A molecular beam resonance method with separated oscillating fields*, Phys. Rev. **78** (1950), S. 695–699
- [Ram56] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Clarendon Press, Oxford (1956)
- [Rus98] F. Ruschewitz, J. L. Peng, H. Hinderthür, N. Schaffrath, K. Sengstock, W. Ertmer, *Sub-kilohertz optical spectroscopy with a time domain atom interferometer*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), S. 3173–3176

- [San98] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, P. Laurent, G. J. Dick, A. Clairon, *Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator*, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. **45** (1998), S. 887–894
- [San99] G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, C. Salomon, *Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability cesium frequency standard*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), S. 4619–4622
- [Sin02] K. Singer, S. Jochim, M. Mudrich, A. Mosk, M. Weidemüller, *Low-cost mechanical shutter for light beams*, Rev. Sci. Instrum. **73** (2002), S. 4402–4404
- [Smi66] W. W. Smith, A. Gallagher, *Radiative Lifetime of the First $^2P_{3/2}$ State of Ionized Calcium and Magnesium by the Hanle Effect*, Phys. Rev. **145** (1966), S. 26–35
- [Smi71] W. H. Smith, H. S. Liszt, *Absolute Oscillator Strengths for Some Resonance Multiplets of Ca I, II, Mg I, II, B I, and Al I*, J. Opt. Soc. Am. **61** (1971), S. 938–941
- [Smi75] G. Smith, J. O’Neill, *Absolute transition probabilities for some lines of neutral calcium*, Astron. Astrophys. **38** (1975), S. 1–4
- [Ste01a] J. Stenger, T. Binnewies, G. Wilpers, F. Riehle, H. R. Telle, J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, *Phase-coherent frequency measurement of the Ca intercombination line at 657 nm with a Kerr-lens mode-locked laser*, Phys. Rev. A **63** (2001), S. 021802(R)
- [Ste01b] J. Stenger, C. Tamm, N. Haverkamp, S. Weyers, H. R. Telle, *Absolute frequency measurement of the 435.5-nm $^{171}\text{Yb}^+$ -clock transition with a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser*, Opt. Lett. **26** (2001), S. 1589–1591
- [Ste03] U. Sterr, T. Binnewies, C. Degenhardt, G. Wilpers, J. Helmcke, F. Riehle, *Prospects of Doppler cooling on forbidden lines*, J. Opt. Soc. Am. B **5** (2003), S. 985–993
- [Sto04] H. Stoehr, Dissertation in Vorbereitung (2004)
- [Tak03] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, Y. Takahashi, *Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), S. 040404-1–4
- [Tel99] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, U. Keller, *Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation*, Appl. Phys. B **69** (1999), S. 327–332
- [Tel01] H. R. Telle, B. Lipphardt, J. Stenger, *Kerr-lens mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements*, Appl. Phys. B **74** (2002), S. 1–6

- [Tie92] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, H. T. C. Stoof, D. van Bragt, *Spin-exchange frequency shift in a cesium atomic fountain*, Phys. Rev. A **45** (1992), S. R2671–R2673
- [Tow75] C. H. Townes, A. L. Schawlow, *Microwave Spectroscopy*, Dover Publications, New York (1975)
- [Ude01] T. Udem, S. A. Diddams, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J. C. Bergquist, L. Hollberg, *Absolute frequency measurement of the Hg^+ and Ca optical clock transitions with a femtosecond laser*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), S. 4996–4999
- [vZa00] J. von Zanthier, T. Becker, M. Eichenseer, A. Y. Nevsky, C. Schwedes, E. Peik, H. Walther, R. Holzwarth, J. Reichert, T. Udem, T. W. Hänsch, P. V. Pokasov, M. N. Skvortsov, S. N. Bagayev, *Absolute frequency measurement of the In^+ clock transition with a mode-locked laser*, Opt. Lett. **25** (2000), S. 1729–1731
- [Wal89] H. Wallis, W. Ertmer, *Broadband laser cooling on narrow transitions*, J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989), S. 2211–2219
- [Web03] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Cesium*, Science **299** (2003), S. 232–235
- [Wei99] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, P. S. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71** (1999), S. 1–85
- [Wer00] J. Werner, *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*, Diplomarbeit, Lehrstuhl Prof. Dr. J. Mlynek, Fakultät für Physik, Universität Konstanz (2000)
- [Wey01] S. Weyers, U. Hübner, R. Schröder, C. Tamm, A. Bauch, *Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of the PTB*, Metrologia **38** (2001), S. 343–352
- [Wey02] S. Weyers, A. Bauch, R. Schröder, C. Tamm, *The atomic caesium fountain CSF1 of PTB*, in *Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the Sixth Symposium*, P. Gill (Hrsg.), World Scientific, Singapore (2002), S. 64–71
- [Whi80] P. G. Whitkop, J. R. Wiesenfeld, *Collisional deactivation of $Ca(4p^3P_J)$ by barium atoms*, Chem. Phys. Lett. **69** (1980), S. 457–461
- [Wig28] E. Wigner, E. E. Witmer, *Über die Struktur der zweiatomigen Molekelspektren nach der Quantenmechanik*, Z. Phys. **51** (1928), S. 859–886
- [Wil02a] G. Wilpers, *Ein Optisches Frequenznormal mit kalten und ultrakalten Atomen*, PTB-Bericht PTB-Opt-66 (ISBN 3-89701-892-6), Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig (2002)
- [Wil02b] G. Wilpers, T. Binnewies, C. Degenhardt, U. Sterr, J. Helmcke, F. Riehle, *Optical clock with ultracold neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), S. 230801-1–4

- [Win75] D. Wineland, H. Dehmelt, *Proposed 10^{14} $\Delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III*, Bull. Am. Phys. Soc. **20** (1975), S. 637
- [Yan02] S. Yanagimachi, M. Kajiro, M. Machiya, A. Morinaga, *Direct measurement of the Aharonov-Casher phase and tensor Stark polarizability using a calcium atomic polarization interferometer*, Phys. Rev. A **65** (2002), S. 042104-1-7
- [Zin98] G. Zinner, *Ein optisches Frequenznormal auf der Basis lasergekühlter Calciumatome*, PTB-Bericht PTB-Opt-58, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig (1998)
- [Zin00] G. Zinner, T. Binnewies, F. Riehle, E. Tiemann, *Photoassociation of cold Ca atoms*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), S. 2292-2295
- [Zwi03] M. W. Zwierlein, Z. Hadzibabic, S. Gupta, W. Ketterle, *Spectroscopic insensitivity to cold collisions in a two-state mixture of fermions*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), S. 250404-1-4

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in enger Kooperation mit einer Vielzahl von Personen, denen ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

Herrn Prof. Dr. E. Tiemann danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit, ihre Betreuung von Seiten der Universität Hannover und die sehr gute Zusammenarbeit bei den Experimenten zur Photoassoziation.

Herrn Prof. Dr. W. Ertmer danke ich für die Übernahme des Korreferats. Stellvertretend für viele danke ich Herrn Prof. Ertmer als Sprecher des Sonderforschungsbereichs SFB 407, in dem diese Arbeit durchgeführt wurde, für die Anregungen und den Erfahrungsaustausch im Rahmen des SFB.

Herrn Dr. habil. F. Riehle danke ich für sein Interesse an der vorliegenden Arbeit und seine engagierte Betreuung.

Herrn Dr. Uwe Sterr danke ich für die vielen fachlichen Diskussionen, in denen ich sehr viel gelernt habe. Seine Ideen und Anregungen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Für die erfolgreiche Zusammenarbeit im Labor danke ich Herrn Dr. Tomas Binnewies, Herrn Dr. Guido Wilpers, Herrn Dr. Christian Lisdat und Frau Dipl. Phys. Tatiana Nazarova.

Herrn Dr. Harald Schnatz danke ich für die Frequenzmessung mit Hilfe des Frequenzkamm-Generators.

Herrn Dipl. Ing. F. Mensing danke ich für die schnelle Anfertigung elektronischer Geräte.

Herrn K. Budin und Herrn P. Knigge danke ich für die Herstellung einer Vielzahl mechanischer Bauteile.

Frau Voss, Frau Faber, Frau Hünitzsch und Frau Pfennig danke ich für die freundliche Unterstützung in administrativen Fragen.

Meinen Eltern danke ich für die stete Unterstützung. Heike danke ich für ihr Verständnis und ihre Geduld.

Diese Arbeit wurde gefördert von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 407 „Quantenlimitierte Messprozesse mit Atomen, Molekülen und Photonen“. Die Anschaffung des Titan-Saphir-Lasers zur Atomkühlung wurde ermöglicht durch die Sonderförderung des Präsidenten der PTB, Herrn Prof. Dr. E. O. Göbel.

Lebenslauf

Geburtsdatum 14. September 1974

Geburtsort Unna (Westf.)

09/1981 – 06/1985 Grundschule in Bönen

08/1985 – 05/1994 Gymnasium Hammonense in Hamm (Westf.)

07/1994 – 09/1995 Zivildienst im Katharinen-Hospital in Unna

10/1995 – 12/2000 Physik-Studium, Universität Dortmund

Diplomarbeit: „Untersuchungen magnetischer Ordnungen und Untergitterwechselwirkungen in hexagonalen Manganiten“

02/2002 Jahrgangsbestenpreis 2001 der Universität Dortmund

03/2001 – 07/2004 wissenschaftlicher Angestellter,
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig