
Atominterferometrischer Test der
Universalität des freien Falls
mit Kalium und Rubidium

Masterarbeit

von
B. Sc. Hendrik Heine

Institut für Quantenoptik
Leibniz Universität Hannover

unter Anleitung von
Prof. Dr. Ernst M. Rasel

29.10.2015

**Atominterferometrischer Test der Universalität des freien Falls
mit Kalium und Rubidium**

Masterarbeit



vorgelegt der Fakultät für Mathematik und Physik
der Leibniz Universität Hannover

Referent: Prof. Dr. Ernst M. Rasel
Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

29.10.2015

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine atominterferometrische Messung der Universalität des freien Falls basierend auf zwei gleichzeitig betriebenen ^{39}K - und ^{87}Rb -Gravimetern vorgestellt. Sie erzielte ein Eötvös-Verhältnis von $\eta_{\text{K,Rb}} = (-0,3 \pm 1,7) \cdot 10^{-7}$. Das Experiment wurde an einem bestehenden Aufbau durchgeführt und erreichte eine drei mal bessere Sensitivität im Vergleich zu bisherigen Ergebnissen durch die Einführung einer Zustandspräparation und eine Verlängerung der Basislinie des Atominterferometers.

Beide Spezies werden zunächst in einer gemeinsamen zwei- und dreidimensionalen magneto-optischen Falle vorgekühlt, gefangen und auf sub-Doppler Temperaturen von $T_{\text{K}} = 32 \mu\text{K}$ bzw. $T_{\text{Rb}} = 27 \mu\text{K}$ gekühlt. Nach dem Entlassen der atomaren Ensembles in den Freifall wird nach einer m_{F} -Anreicherung durch einen Mikrowellenübergang eine geschwindigkeitsselektive Zustandspräparation durchgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit genauer charakterisiert wurde. Diese erzeugt ein in erster Ordnung magnetisch insensitive Ensemble kalter Atome mit schmaler Geschwindigkeitsverteilung. Im Anschluss wird eine Mach-Zehnder Atominterferometer-Sequenz mit einer $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ -Pulsabfolge durchgeführt, die mit Doppler-sensitiven Zwei-Photonen Raman-Übergängen bei einer Pulsseparationszeit von $T = 41 \text{ ms}$ realisiert wird. Währenddessen wird eine Phaseninformation auf die Wellenfunktion der Atome aufgeprägt, die proportional zur lokalen gravitativen Beschleunigung ist. Sie wird extrahiert, indem der Phasenbeitrag durch die Gravitation mit einer effektiven Lichtfeldbeschleunigung kompensiert wird. Nach einer Fallzeit von etwa 200 ms werden die Atome zustandsselektiv detektiert und es wird das Besetzungsverhältnis festgestellt. Eine gleichzeitige, differentielle Messung und die Umkehr der Richtung des Impulsübertrages im Interferometer erlauben eine Unterdrückung der größten richtungsunabhängigen Phasenbeiträge. Durch die Analyse des Magnetfeldgradienten und -zeitverhaltens wurde eine residuelle Verschiebung des Zeeman-Effekts zweiter Ordnung, die eine Größenordnung oberhalb der erzielten Auflösung liegt, berechnet und abgezogen. Das hier ermittelte Eötvös-Verhältnis ist das derzeit beste Ergebnis, das mit einem zwei Spezies Atominterferometer gemessen wurde.

In Zukunft kann durch den Einsatz einer gemeinsamen optischen Dipolfalle der Einfluss systematischer Phasenbeiträge weiter reduziert werden. Durch die präzisere Kontrolle der atomaren Ensembles und die Reduktion der Ensembletemperatur durch sympathetisches Kühlen werden stärkere Beschränkungen an die Parameter der systematischen Phasenbeiträge gesetzt. Dies wird zukünftig eine Messung der UFF mit einer Ungenauigkeit von $\delta\eta \approx 10^{-9}$ ermöglichen.

Erklärung der Selbstständigkeit

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt.

Hannover, den 29.10.2015

Hendrik Heine

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen der Materiewellen-Interferometrie	5
2.1	Atom-Licht Wechselwirkung mit Impulsübertrag	5
2.2	Zwei-Photonen Raman-Übergang	8
2.3	Materiewellen-Interferometer in Mach-Zehnder Konfiguration	11
2.4	Sensitivitäts-Formalismus	13
3	Experimentelle Durchführung	17
3.1	Aufbau des Apparates	17
3.2	Quelle für die Atominterferometrie	20
3.2.1	Fangen und Kühlen von ^{39}K und ^{87}Rb	20
3.2.2	Geschwindigkeitsselektive Zustandspräparation	22
3.3	Raman-Übergänge und -Spektrum	25
3.3.1	Raman-Spektrum	25
3.3.2	Realisierung des Strahlteilerprozesses	27
3.4	Beschleunigungsmessung	28
3.4.1	Auffinden des Kompensationspunktes	29
4	Datenauswertung	31
4.1	Extraktion von g mit der k -Umkehr Methode	31
4.2	Systematische Fehler	32
4.2.1	Coriolis-Kraft	32
4.2.2	Wellenfrontfehler	34
4.2.3	Zwei-Photonen Lichtverschiebung	35
4.2.4	Gravitationsgradient 1. Ordnung	37
4.2.5	Effektiver Wellenvektor	37
4.2.6	Zeeman-Verschiebung 2. Ordnung	38
4.3	Statistischer Fehler	40
4.4	Zusammenfassung der Ergebnisse	42
5	Ausblick	43
5.1	Bewältigung derzeitiger Limitierungen	43

5.2 Weiterführende Experimente	44
Literaturverzeichnis	47
Abbildungsverzeichnis	53
Tabellenverzeichnis	55

KAPITEL 1

Einleitung

Die womöglich größte Herausforderung der modernen Physik ist die Vereinigung der vier grundlegenden Wechselwirkungen in einer einheitlichen Theorie. Drei dieser fundamentalen Kräfte, die schwache, starke und elektromagnetische Wechselwirkung, können bereits im Standardmodell der Teilchenphysik in einer einheitlichen Feldtheorie beschrieben werden [1]. Sie erklären im Rahmen der Quantenmechanik die Geschehnisse auf kleinsten Skalen und enträtseln Phänomene wie den Kernzerfall, elektromagnetische Felder oder den Zusammenhalt von Atomkernen trotz starker elektrischer Abstoßung. Die Gravitation jedoch, die auf großen Skalen beispielsweise die Bewegung von Planeten und Sonnensystemen zutreffend beschreibt, ist nicht Teil dieser Theorie und konnte bislang nicht mit den zuvor genannten Grundkräften in einer gemeinsamen Theorie vereint werden. Beschrieben wird sie durch die allgemeine Relativitätstheorie, die im Jahr 1915 von Albert Einstein basierend auf einer geometrischen Krümmung der Raumzeit formuliert wurde [2]. Eine Säule dieser Theorie ist die Verallgemeinerung des von Galileo Galilei bereits 1637 formulierten schwachen Äquivalenzprinzips [3], nach dem die Fallbeschleunigung zweier Objekte in einem Gravitationsfeld unter Vernachlässigung weiterer Kräfte nicht von deren interner Zusammensetzung abhängt. Eine äquivalente Formulierung dieser sogenannten Universalität des freien Falls (UFF) ist die Übereinstimmung zwischen träger und schwerer Masse der Newton'schen Axiome.

Verschiedene theoretische Modelle, die eine Einbeziehung der Gravitation in das Standardmodell erlauben, gehen von einer Verletzung der UFF aus [4-6]. Aus diesem Grund wurde diese bereits in zahlreichen Tests überprüft. Zur Quantifizierung einer solchen Messung kann das nach Loránd Eötvös benannte Eötvös-Verhältnis

$$\eta \equiv 2 \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \tag{1.1}$$

als Differenz zweier Beschleunigungen a_1 und a_2 normiert auf deren Mittelwert bestimmt werden, das bei Gültigkeit der UFF verschwindet. Es existieren Tests mit klassischen und quantenmechanischen Testmassen:

Die heutzutage präzisesten Messungen wurden mit rein klassischen Testmassen mit einer Genauigkeit im Bereich von $\delta\eta \approx 10^{-13}$ durchgeführt. So wurde beim „Lunar Laser Ranging“ (LLR) der freie Fall von Erde und Mond um die Sonne verglichen, indem der

Abstand zwischen beiden Himmelskörpern durch eine Laufzeitmessung von am Mond reflektierten Laserpulsen ermittelt wurde [7–9]. Ein Vergleich der Beschleunigung von Beryllium und Titan mit einer Torsionswaage erzielte Ergebnisse in identischer Größenordnung [10]. Der beste Galilei’sche Test, bei dem der freie Fall zweier Testkörper verglichen wird¹, wurde 1987 mit Kupfer- und Uran-Massen durchgeführt, deren normierte differentielle Beschleunigung mit einem Michelson-Interferometer auf $|\eta| < 5 \cdot 10^{-10}$ bestimmt wurde. Auf der Satellitenmission MICROSCOPE, deren Start für das Jahr 2016 geplant ist, soll die UFF mit einer Genauigkeit getestet werden, die besser als 10^{-15} ist [11]. Eine Kombination von klassischen Gravimetern mit Quanten-Gravimetern („semi-klassische Tests“) erreichen eine Auflösung des Eötvös-Verhältnisses in der Größenordnung von $\delta\eta \approx 10^{-9}$ (z.B. [12, 13]).

Vollständig quantenmechanische Tests bieten jedoch die Möglichkeit, mit sehr reinen Testmassen, unter gut kontrollierten Testbedingungen und ohne mechanische Abnutzung die UFF zu testen. Sie grenzen sich im Besonderen von klassischen Messungen durch die um viele Größenordnungen höhere Kohärenzlänge der Testmassen und die Möglichkeit der Untersuchungen von Spinpolarisationseffekten [14] ab.

Ein intuitiver Ansatz für einen quantenmechanischen Test der UFF ist der Vergleich zweier Isotope eines einzigen chemischen Elements. Der Massenunterschied durch die verschiedene Neutronenzahl ermöglicht ein leicht zugängliches Paar von Testmassen mit nahezu identischen optischen Übergangsfrequenzen. Dadurch ist der Aufbau der optischen Komponenten technisch leichter zu realisieren. Rubidium und Strontium kommen in zahlreichen Experimenten überall auf der Welt auch abseits der Gravimetrie zum Einsatz und sind im Bereich der Laserkühlung sehr gut verstanden. Daher wurden ^{85}Rb gegen ^{87}Rb [15, 16] und ^{87}Sr gegen ^{88}Sr [14] auf eine Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzips getestet. Beide konnten dieses mit einer Auflösung des Eötvös-Parameters im Bereich von $\delta\eta \approx 10^{-7}$ validieren. Nachteilig wirkt sich jedoch die geringe Massendifferenz der Testmassen aus, so dass die Sensitivität in Bezug auf mögliche Verletzungsszenarien gering ausfällt [6].

Die Erweiterung quantenmechanischer Tests der UFF auf den Vergleich von zwei verschiedenen Elementen ermöglicht die Realisierung größerer Massendifferenzen. Erst kürzlich wurde am ATLAS-Experiment des Instituts für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover der erste Quantentest der Universalität des freien Falls mit ^{39}K und ^{87}Rb durchgeführt, der $\eta_{\text{K,Rb}} = (0,3 \pm 5,4) \cdot 10^{-7}$ ergab [17]. Zu diesem Zweck wurde ein bestehendes ^{87}Rb -Gravimeter [18] um eine zweite Spezies erweitert. ^{39}K ist als Partner hierfür geeignet, da es zum einen mit $m_{\text{Rb}87}/m_{\text{K}39} \approx 2,2$ einen großen Massenunterschied zu ^{87}Rb bietet und zum anderen als bosonisches Alkali-Metall eine identische atomare Struktur mit magnetisch insensitiven Zuständen aufweist. Zudem sind auch die optischen Übergangsfrequenzen sehr ähnlich², so dass auch in diesem Fall die meisten optischen Komponenten gemeinsam verwendet werden können.

Ziel dieser Arbeit war es, die Auflösung der bestehenden Messung zu verbessern, die

1 Die Bezeichnung geht auf ein Gedankenexperiment von Galileo Galilei im 16. Jahrhundert zurück, bei dem zwei Kanonenkugeln vom Schiefen Turm von Pisa fallen gelassen werden.

2 Die genutzten Wellenlängen der ^{87}Rb D₂- und ^{39}K D₂-Linie unterscheiden sich nur um $\Delta\lambda \approx 13$ nm.

bisher durch technisches Rauschen und einen geringen Kontrast im Kalium-Interferometer limitiert war. Letzterer wurde in dieser Arbeit durch die Einführung einer geschwindigkeitsselektiven Zustandspräparation gesteigert, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei der Detektion zu verbessern.

Ein größerer Kontrast steigert die Sensitivität des Atominterferometers durch zwei Effekte: Zum Einen geht der Kontrast linear in die Sensitivität ein. Zum Anderen ist es erstrebenswert, die Pulsseparationszeit T (und damit die Interferometriezeit) möglichst groß zu wählen, da diese quadratisch in die Sensitivität eingeht. Beim Umgang mit thermischen Atomen führt die transversale Expansion mit fortschreitender Zeit jedoch zu einer großen räumlichen Ausdehnung der Atomwolke, wodurch die äußeren Atome einer kleineren Intensität der gaußförmigen Raman-Pulse ausgesetzt sind. Da die Rabifrequenz proportional zur Intensität ist, ist die Pulslänge für diese Atome zu kurz und es tritt eine Dephasierung mit Kontrastverlust auf. Eine Kompensation dieses Effekts mit einem größeren Ausgangskontrast ermöglicht somit den Einsatz von längeren Pulsseparationszeiten.

In dieser Arbeit wird eine Messung der Universalität des freien Falls auf der Grundlage von Materiewelleninterferometrie mit ^{39}K und ^{87}Rb beschrieben. In Kapitel 2 wird daher kurz auf die Theorie der Atominterferometrie und die verwendeten Techniken eingegangen. Kapitel 3 beinhaltet die experimentelle Umsetzung der Messung und schildert die Vorbereitung und Durchführung der Datenaufnahme. Die Daten werden in Kapitel 4 hinsichtlich statistischer und systematischer Fehler untersucht und von Versatz-Effekten bereinigt. Zum Schluss werden in Kapitel 5 Methoden diskutiert, die die derzeitigen Limitierungen überwinden können und die Möglichkeit einer noch präziseren Messung eröffnen. Des Weiteren wird ein Ausblick auf zukünftige Experimente gegeben, die auf dem Gebiet der atominterferometrischen Messung der Universalität des freien Falls neue Maßstäbe setzen könnten.

KAPITEL 2

Theoretische Grundlagen der Materiewellen-Interferometrie

Dieses Kapitel soll sich den theoretischen Grundlagen der Materiewellen-Interferometrie widmen. Zunächst wird die Atom-Licht Wechselwirkung im Zwei-Zustandssystem unter Berücksichtigung des übertragenen Lichtimpulses behandelt und das Konzept des π - bzw. $\pi/2$ -Pulses erläutert (Abschnitt 2.1). Anschließend wird das System um einen dritten Zustand erweitert und die direkte Kopplung wird durch Raman-Übergänge ersetzt (Abschnitt 2.2). Diese sind durch ihren sehr viel größeren Wellenvektor sensitiver auf die Doppler-Verschiebung, die zu einer Verschiebung der Interferometerphase führt. Das an diesem Experiment verwendete Mach-Zehnder Materiewellen-Interferometer wird in Abschnitt 2.3 erläutert und das cosinusförmige Interferenzsignal wird hergeleitet. Abschließend wird die Theorie des Sensitivitätsformalismus vorgestellt (Abschnitt 2.4), die zur Analyse systematischer Verschiebungen verwendet werden kann (Kapitel 4).

2.1 Atom-Licht Wechselwirkung mit Impulsübertrag

Atome können bei der Wechselwirkung mit Licht durch die Absorption eines Photons ihren internen Zustand ändern. Da hierbei die Impulserhaltung gilt, nimmt ein Atom bei der Absorption den Photonenimpuls $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ auf und ändert damit auch seinen externen Bewegungszustand. Quantenmechanisch wird die Atom-Licht Wechselwirkung durch die Schrödingergleichung

$$i\hbar \partial_t |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle \quad (2.1)$$

beschrieben. Der Hamiltonoperator eines Systems mit zwei Zuständen $|1\rangle$ & $|2\rangle$ ist in der Basis mit zwei separaten Hilberträumen für den internen und externen Zustand

$$|n, p\rangle \equiv |n\rangle \otimes |p\rangle \quad (2.2)$$

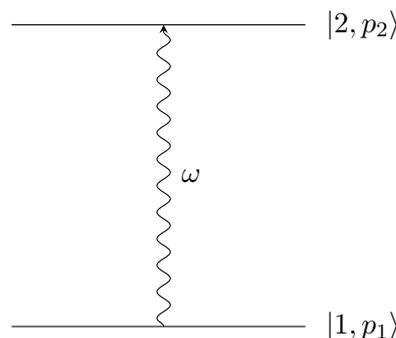


Abb. 2.1: Zwei-Zustandssystem mit elektromagnetischer Kopplung und Impulsübertrag.

unter Vernachlässigung der spontanen Emission¹ durch

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hbar\omega_1 |1, p_1\rangle \langle 1, p_1| + \hbar\omega_2 |2, p_2\rangle \langle 2, p_2| - \hat{d} \cdot \hat{E} \quad (2.3)$$

gegeben [19]. Er enthält neben den Energietermen $\hbar\omega_k |k, p_k\rangle \langle k, p_k|$ den Impulsoperator \hat{p} , der auf den jeweiligen Impulszustand wirkt und den Wechselwirkungsterm $-\hat{d} \cdot \hat{E}$ mit dem Dipoloperator $\hat{d} = -|e| \cdot \hat{r}$ sowie dem elektrischen Feld

$$\hat{E} = \vec{E}_0 \cdot \cos(\vec{k} \hat{x} - \omega t + \phi) = \frac{\vec{E}_0}{2} \left[e^{i(\vec{k} \hat{x} - \omega t + \phi)} + e^{-i(\vec{k} \hat{x} - \omega t + \phi)} \right]. \quad (2.4)$$

Die räumliche Komponente $e^{\pm i\vec{k} \hat{x}}$ des elektrischen Feldes entspricht in der Impulsbasisdarstellung [19]

$$e^{\pm i\vec{k} \hat{x}} = \int d^3p e^{\pm i\vec{k} \hat{x}} |p\rangle \langle p| = \int d^3p |p \pm \hbar k\rangle \langle p| \quad (2.5)$$

gerade einer Verschiebung des Impulses um $\pm \hbar k$, so dass dieser Term entfernt werden kann und sich die Basis des Systems vereinfacht zu $\{|1, p\rangle, |2, p + \hbar k\rangle\}$. Dies ist das zu erwartende Ergebnis der Impulserhaltung. Die Auswertung der Schrödingergleichung mit

$$|\psi(t)\rangle = c_1(t) e^{-i(\omega_1 + \frac{p^2}{2m\hbar})t} |1, p\rangle + c_2(t) e^{-i(\omega_2 + \frac{(p+\hbar k)^2}{2m\hbar})t} |2, p + \hbar k\rangle \quad (2.6)$$

und zeitlich langsam variierenden Koeffizienten

$$c_m(t) = \tilde{c}_m(t) e^{i\omega_m t} \quad (2.7)$$

liefert in Drehwellennäherung (engl. „Rotating Wave Approximation“, RWA) und Spinor-Schreibweise das gekoppelte Gleichungssystem [19]

$$i\hbar \partial_t \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_{12}^*}{2} e^{-i(\delta t + \phi)} \\ \frac{\Omega_{12}}{2} e^{+i(\delta t + \phi)} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet

$$\Omega_{12} \equiv -\frac{\langle 1 | d \cdot E_0 | 2 \rangle}{\hbar} \quad (2.9)$$

die resonante Rabi-Frequenz und

$$\delta = \omega - (\omega_{21} + \omega_D + \omega_r) \quad (2.10)$$

¹ Für typische Szenarien der Atominterferometrie sind die Zustände durch zwei Hyperfeinzustände gegeben, die eine sehr lange Lebenszeit im Vergleich zur Wechselwirkungszeit aufweisen.

die Verstimmung des Übergangs mit der Differenzfrequenz

$$\omega_{21} = \omega_2 - \omega_1, \quad (2.11)$$

der Dopplerverschiebung

$$\omega_D = \frac{p k}{m} = k \cdot v \quad (2.12)$$

und der Rückstoßfrequenz

$$\omega_r = \frac{\hbar k^2}{2m}. \quad (2.13)$$

Die Lösung des Gleichungssystems liefert zur Anfangsbedingung $c_1(0) = 1$ und $c_2(0) = 0$ die bekannte Rabi-Formel [19, 20]

$$P_2(t) = |c_2(t)|^2 = \frac{\Omega_{12}^2}{\Omega_{\text{eff}}^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} \right) \quad (2.14)$$

mit der effektiven Rabi-Frequenz

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega_{12}^2 + \delta^2}. \quad (2.15)$$

Diese sogenannte Rabi-Oszillation führt im System zu periodischen Zustandsänderungen zwischen den gekoppelten Zuständen, die von der Verstimmung des eingestrahlten Lichts und der Zeit der Wechselwirkung abhängt (Abbildung 2.2). Für eine resonante Anregung ($\delta = 0$) können alle Atome transferiert werden, während bei wachsender Verstimmung die Oszillation schneller wird und die maximale Anregungsamplitude sinkt. Wählt man die Wechselwirkungszeit auf den passenden Wert $t = \pi/\Omega_{\text{eff}}$, kann ein sogenannter π -Puls erzeugt werden, der die maximale Anzahl an Atomen in den jeweils anderen Zustand transferiert. Ebenso kann bei der Zeit $t = \pi/(2\Omega_{\text{eff}})$ ein $\pi/2$ -Puls durchgeführt werden, der durch die statistische Anregung mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % eine kohärente Superposition beider Zustände erzeugt. Beide Spezialfälle sind in Abbildung 2.2 für $\delta = 0$ dargestellt.

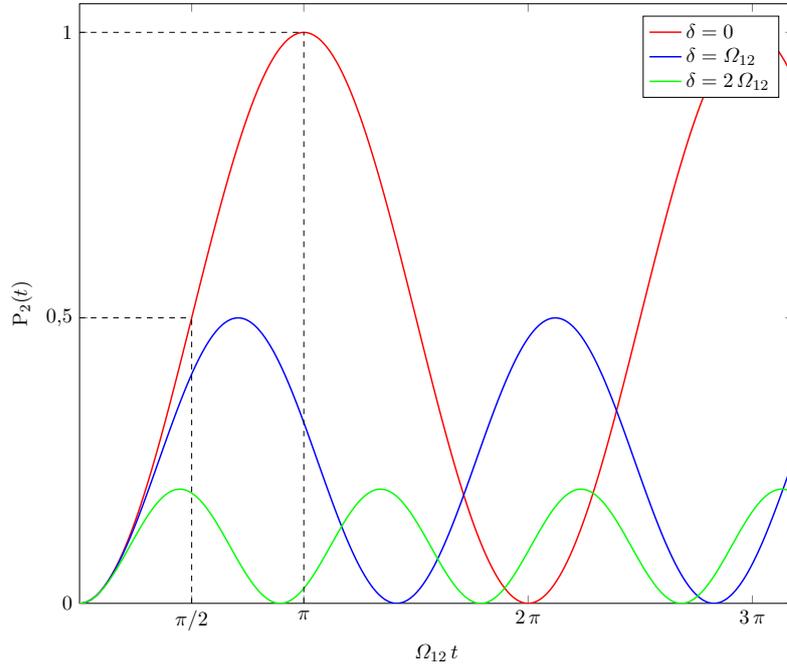


Abbildung 2.2: Rabi Oszillationen im Zwei-Zustandssystem der Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ für verschiedene Verstimmungen δ zur Anfangsbedingung $P_2(0) = 0$. Es ist die Wahrscheinlichkeit angegeben, das System nach einer Zeit t im Zustand $|2\rangle$ aufzufinden. Für größere Verstimmungen δ relativ zur resonanten Rabi-Frequenz Ω_{12} sinkt die maximale Anregungsamplitude und die Oszillation wird schneller. Für $\Omega_{\text{eff}} t = \pi$ ist die Anregungswahrscheinlichkeit maximal („ π -Puls“), während sie für $\Omega_{\text{eff}} t = \pi/2$ halb so groß ist („ $\pi/2$ -Puls“).

2.2 Zwei-Photonen Raman-Übergang

Das Zwei-Zustandssystem aus dem vorherigen Abschnitt kann nur für die Interferometrie verwendet werden, solange der energetisch höhere Zustand während der Interferometrie beständig gegenüber der inkohärenten spontanen Emission ist. Für lasergekühlte atomare Ensembles liegt diese Zeit durchaus in der Größenordnung von Sekunden [19]. Zustands-paare mit entsprechender Lebensdauer sind zum Beispiel Uhrenübergänge oder Paare von Hyperfeinzuständen. Abbildung 2.3 zeigt die Kopplung zweier Hyperfeinzustände über einen Zwei-Photonen Raman-Übergang. Durch Absorption eines Photons der Frequenz $\omega_{L,1}$ und stimulierte Emission eines Photons der Frequenz $\omega_{L,2}$ kann ein Atom vom $|F = 1\rangle$ -Zustand in den $|F = 2\rangle$ -Zustand übergehen. Der intermediäre Zustand $|i\rangle$ ist dabei um die Frequenz $\Delta \gg \Gamma$ fern rot verstimmt, so dass angeregte Zustände $|F' = 1 \dots 3\rangle$ nicht bevölkert werden und die inkohärente spontane Emission vermieden wird. Beim Zwei-Photonen Raman Prozess wird zusätzlich zur internen Zustandsänderung auch der Impuls $\Delta \vec{p} = \hbar(\vec{k}_{\text{eff}}) \equiv \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$ übertragen, so dass die Kopplung innerhalb der geschlossenen Familie der Zustände $\{|F = 1, p\rangle, |F = 2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle\}$ erfolgt¹. Daher kann auch dieses

¹ Durch fern rotverstimmt Kopplungen können auch andere Zustände angeregt werden, die in Abschnitt 4.2.3 behandelt werden und hier zunächst vernachlässigt werden.

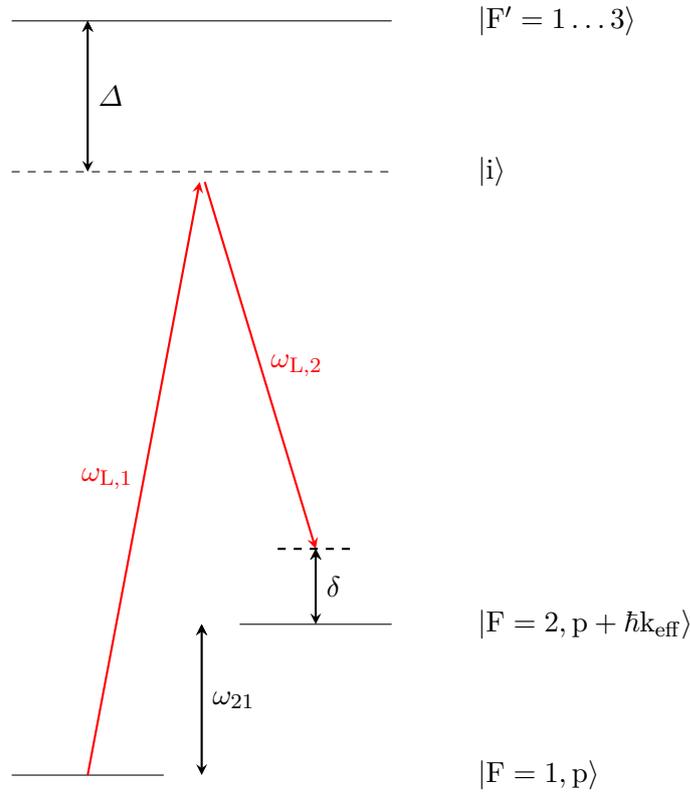


Abbildung 2.3: 2-Photonen Raman-Übergang zwischen den um die Frequenz ω_{21} separierten Zuständen $|F = 1, p\rangle$ und $|F = 2, p + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. Die Kopplung entsteht mit den Übergangsfrequenzen $\omega_{L,1}$ und $\omega_{L,2}$ über das intermediäre Niveau $|i\rangle$, das um die Frequenz Δ gegenüber angeregten Zuständen $|F' = 1\dots 3\rangle$ rot verstimmt ist. Für hinreichend kleine Verstimnungen δ kommt die Kopplung zustande. Eine Bevölkung der angeregten Zustände mit resultierender inkohärenter spontaner Emission wird durch eine große Verstimmung $|\Delta| \gg \Gamma$ vermieden.

System als effektives Zwei-Zustandssystem mit elektromagnetischer Kopplung behandelt werden. Die Beschreibung aus Abschnitt 2.1 muss hierfür leicht modifiziert werden. Der Hamiltonoperator (Gleichung 2.3) erhält einen zusätzlichen Energieterm und wird zu

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hbar\omega_1 |1, p_1\rangle \langle 1, p_1| + \hbar\omega_2 |2, p_2\rangle \langle 2, p_2| + \hbar\omega_i |i\rangle \langle i| - \hat{d} \cdot \hat{\vec{E}}, \quad (2.16)$$

wobei das elektrische Feld

$$\hat{\vec{E}} = \vec{E}_1 \cdot \cos(\vec{k}_1 \hat{\vec{x}} - \omega_{L,1} t + \phi_1) + \vec{E}_2 \cdot \cos(\vec{k}_2 \hat{\vec{x}} - \omega_{L,2} t + \phi_2) \quad (2.17)$$

aus Komponenten beider Lichtfelder zusammengesetzt ist. Auch hier sind die internen und externen Zustände durch die Impulserhaltung korreliert, in diesem Fall durch den effektiven

Wellenvektor

$$\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2. \quad (2.18)$$

Die Auswertung der Schrödingergleichung führt auch hier auf ein gekoppeltes Gleichungssystem, wobei der Koeffizient des intermediären Zustands auf Grund der großen Verstimmung Δ eliminiert werden kann. Der resultierende Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} \Omega_2^{\text{AC}} & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i(\delta t + \phi_{\text{eff}})} \\ \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i(\delta t + \phi_{\text{eff}})} & \Omega_1^{\text{AC}} \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

nimmt in Spinorschreibweise eine ähnliche Form im Vergleich zur vorherigen Betrachtung an [19]. Dabei treten zusätzlich auf der Hauptdiagonalen die Terme

$$\Omega_m^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_m|^2}{4 \Delta} \quad (2.20)$$

durch die AC-Stark Verschiebung auf, die eine Energieverschiebung zwischen den Zuständen verursacht (siehe dazu auch Abschnitt 4.2.3). Die effektive Rabi-Frequenz

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{\text{L},1} \Omega_{\text{L},2}^*}{2} e^{i \phi_{\text{eff}}} \quad (2.21)$$

setzt sich nun aus Komponenten beider Lichtfelder

$$\Omega_{\text{L},m} = - \frac{\langle i | d \cdot E_m | m \rangle}{\hbar} \quad (2.22)$$

zusammen und wird deshalb als Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz bezeichnet. Die relative Phase $\phi_{\text{eff}} = \phi_1 - \phi_2$ zwischen den Raman-Lasern wird dabei so gewählt, dass die Rabi-Frequenz positive Werte annimmt [19]. Die Laserverstimmung

$$\delta = (\omega_{\text{L},1} - \omega_{\text{L},2}) - \left(\omega_{21} + \frac{p \cdot k_{\text{eff}}}{m} + \frac{\hbar k_{\text{eff}}^2}{2m} \right) \quad (2.23)$$

beinhaltet mit der Ersetzungen $k \rightarrow k_{\text{eff}}$ und $\omega \rightarrow \omega_{\text{L},1} - \omega_{\text{L},2}$ identische Terme zu Gleichung 2.10. Der effektive Wellenvektor k_{eff} ist dabei typischerweise sehr viel größer als der zuvor betrachtete Wellenvektor k . Für kontrapropagierende Raman-Strahlen gilt $k_2 \approx -k_1$ und folglich $k_{\text{eff}} \approx 2k_1 = 2 \frac{\omega_{\text{L},1}}{c}$, wobei $\omega_{\text{L},1}$ eine Lichtfrequenz im Bereich von einigen 100 THz ist. Im Vergleich dazu steht die direkte Kopplung mit der Frequenz ω , die für zwei Hyperfeinzustände eher im Mikrowellen-Frequenzbereich liegt. Somit ist die Sensitivität auf die Doppler-Verschiebung $\omega_D = k \cdot v$ für Raman-Übergänge um viele Größenordnungen größer im Vergleich zur direkten Kopplung.

2.3 Materiewellen-Interferometer in Mach-Zehnder Konfiguration

In klassischen optischen Interferometern wird kohärentes Licht an einem Strahlteiler aufgeteilt, über zwei verschiedene Pfade geleitet und an einem weiteren Strahlteiler zur Interferenz gebracht. Das auftretende Interferenzmuster ist hierbei abhängig von der im Interferometer akkumulierten Phasendifferenz zwischen den beiden Pfaden. Der Strahlteilerprozess entspricht dabei einer Beugung von Licht an Materie. Dieses Prinzip kann auch umgekehrt werden. Louis de Broglie entdeckte die Eigenschaft der Materie, Wellencharakter zu besitzen und ordnete ihr die nach ihm benannte de Broglie Wellenlänge $\lambda_{dB} = h/p$ mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h und dem relativistischen Impuls p zu [21]. Demzufolge ist es auch möglich, mit kohärenten Materiewellen Interferometrie zu betreiben. Ein Mach-Zehnder Atominterferometer wird nach einem ähnlichen Prinzip betrieben. Zur Zeit $t = 0$ werden zwei atomare Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ mit einem $\pi/2$ -Puls in einen Superpositionszustand versetzt. Bei der Zustandsänderung erhalten Atome durch den übertragenen Lichtimpuls eine Rückstoßgeschwindigkeit

$$\vec{v}_r = \frac{\hbar \vec{k}_{\text{eff}}}{m}, \quad (2.24)$$

die zu einer relativen Bewegung zwischen den beiden Zuständen führt und die Ensembles räumlich trennt (vgl. Abbildung 2.4). Nach einer freien Evolutionszeit T , wird die Population und die relative Geschwindigkeit der Zustände mit einem π -Puls invertiert, wodurch sich die Ensembles wieder aufeinander zu bewegen. Nach einer weiteren Zeit T überlappen beide Ensembles und ein abschließender $\pi/2$ -Puls bringt die Atome zur Interferenz. Das Interferenzsignal wird durch den Populationsunterschied der Zustände ermittelt.

Während eines jeden Pulses $i = \{1,2,3\}$ nehmen die Atome eine Phase ϕ_i durch die Raman-Laser auf. Ausgehend von einem Anfangszustand $|\psi_0\rangle = |1\rangle$ wird durch die Pulse eine Zustandstransformation

$$|1\rangle \xrightarrow{\pi/2} |\psi_1\rangle \xrightarrow{\pi} |\psi_2\rangle \xrightarrow{\pi/2} |\psi_3\rangle$$

mit den in Tabelle 2.1 angegebenen Transformationsvorschriften [22] vollzogen. Folgt man der $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ Sequenz, ergibt sich durch Einsetzen der Transformationen insgesamt eine

Tabelle 2.1: Zustandstransformation durch π - und $\frac{\pi}{2}$ -Pulse mit einer zusätzlichen Phase ϕ_i beim i -ten Puls durch die Raman-Laser [22].

Puls	Zustandstransformation
$\frac{\pi}{2}$	$ 1\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (1\rangle - e^{-i\phi_i} 2\rangle)$ $ 2\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\phi_i} 1\rangle + 2\rangle)$
π	$ 1\rangle \rightarrow e^{-i\phi_i} 2\rangle$ $ 2\rangle \rightarrow e^{i\phi_i} 1\rangle$

Wahrscheinlichkeit der Besetzung des Zustands $|2\rangle$ von

$$P_2 = |\langle 2|\psi_3\rangle|^2 = \frac{1}{2} (1 - \cos(\Delta\Phi)) \quad (2.25)$$

mit der akkumulierten Phasendifferenz

$$\Delta\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 \quad (2.26)$$

der Raman-Laser. Die effektiven Raman-Phasen der elektrischen Felder

$$\phi_i = \phi(t_i) = k_{\text{eff}} x_i - \omega t_i = \frac{1}{2} k_{\text{eff}} g t_i^2 - \omega t_i \quad (2.27)$$

zu den Wechselwirkungszeiten t_i führen mit Gleichung 2.26 bei infinitesimal kurzen Pulsdauern auf eine Phasenverschiebung von insgesamt

$$\Delta\Phi = \phi(t_1) - 2\phi(t_2) + \phi(t_3) = \phi(0) - 2\phi(T) + \phi(2T) = g k_{\text{eff}} T^2. \quad (2.28)$$

Diese Phase hängt direkt von der Erdbeschleunigung g ab und kann daher zur Beschleunigungsmessung verwendet werden.

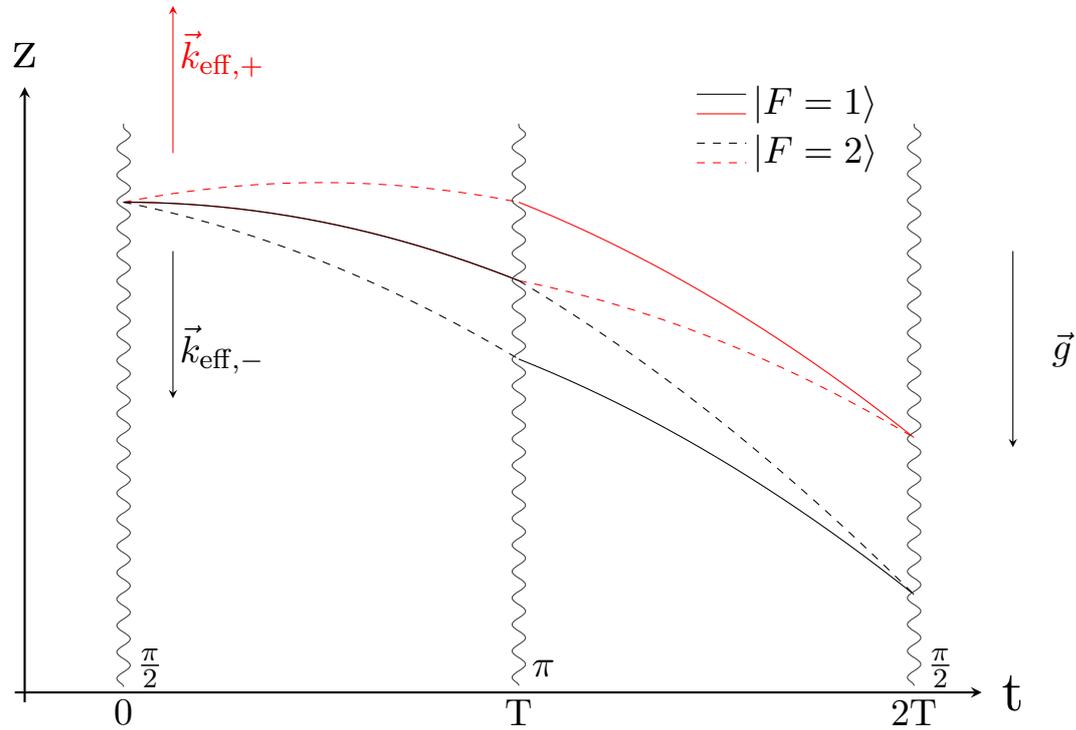


Abbildung 2.4: Materiewellen-Interferometer in Mach-Zehnder Konfiguration unter Einfluss der gravitativen Beschleunigung \vec{g} . Die an der Interferometrie beteiligten Zustände werden zur Zeit $t = 0$ zunächst mit einem $\frac{\pi}{2}$ -Puls in einen Superpositionszustand versetzt. Nach einer freien Propagationszeit T wird die Population der Zustände mit einem π -Puls invertiert und nach einer weiteren Propagationszeit T mit einem $\frac{\pi}{2}$ -Puls überlagert. Der Impulstransfer durch den effektive Wellenvektor $\vec{k}_{\text{eff},\pm}$ (rot, schwarz) kann durch die Einstellung der Raman-Verstimmung δ parallel oder entgegengesetzt zu g gewählt werden. Eine im Interferometer akkumulierte Phase wird nach dem letzten $\frac{\pi}{2}$ -Puls an Hand des Populationsunterschiedes der beiden Zustände ausgelesen. Der Effekt des Impulsübertrages ist im Vergleich zur beschleunigten Bewegung übertrieben dargestellt.

2.4 Sensitivitäts-Formalismus

Während eines jeden Interferometrie-Pulses im Mach-Zehnder Interferometer $i = \{1,2,3\}$ wird durch die Raman-Laser eine Phase ϕ_i auf die Wellenfunktion der Atome übertragen. Dabei ist die insgesamt akkumulierte Interferometriephase

$$\Delta\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 \quad (2.29)$$

verantwortlich für die Übergangswahrscheinlichkeit

$$P(\Delta\Phi) = \frac{1}{2} (1 - \cos(\Delta\Phi)) \quad (2.30)$$

im Interferometer. Ein Sprung in der Phase zwischen den Raman-Lasern $\delta\phi$ führt folglich zu einer Variation des Ausgangssignals δP . Die Antwort eines Mach-Zehnder Interferometers auf einen solchen Phasensprung kann mit der Sensitivitätsfunktion beschrieben werden, die als

$$g_s(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (2.31)$$

definiert ist [23]. Für infinitesimal kurze Pulsdauern τ lässt sich diese im Arbeitspunkt $\Delta\Phi = \pi/2$ mit

$$\delta P = P(\Delta\Phi + \delta\Phi) - P(\Delta\Phi) \approx \frac{\delta\Phi}{2} \quad (2.32)$$

leicht berechnen. Tritt der Phasensprung zwischen dem ersten und zweiten Puls auf, so gilt $\delta\Phi = -\delta\phi$ und folglich $\delta P = -\frac{\delta\phi}{2}$ [23]. Der Wert der Sensitivitätsfunktion nimmt hier also den Wert -1 an. Analoge Überlegungen gelten für einen Phasensprung zwischen dem zweiten und dritten Puls mit umgekehrtem Vorzeichen von $\delta\Phi$, so dass die Sensitivitätsfunktion antisymmetrisch zum Mittelpunkt der Interferometer-Sequenz ist und dort den Wert $+1$ annimmt.

Für eine endliche Pulsdauer muss eine umfassendere Betrachtung durchgeführt werden. Die vollständige Dynamik des Systems ist durch die Schrödinger-Gleichung gegeben. Deren Lösung liefert die abschnittsweise definierte Funktion [23]

$$g_s(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ -\sin(\Omega_{\text{eff}} t) & 0 < t < \tau_{\pi/2} \\ -1 & \tau_{\pi/2} < t < T + \tau_{\pi/2} \\ \sin(\Omega_{\text{eff}} (t - T - 2\tau_{\pi/2})) & T + \tau_{\pi/2} < t < T + 3\tau_{\pi/2} \\ 1 & T + 3\tau_{\pi/2} < t < 2T + 3\tau_{\pi/2} \\ \sin(\Omega_{\text{eff}} (t - 2T - 2\tau_{\pi/2})) & 2T + 3\tau_{\pi/2} < t < 2T + 4\tau_{\pi/2} \\ 0 & 2T + 4\tau_{\pi/2} < t \end{cases} \quad (2.33)$$

mit der effektiven Rabi-Frequenz Ω_{eff} , der Dauer eines $\pi/2$ -Pulses $\tau_{\pi/2}$, der Pulsseparationszeit T und dem Beginn der Interferometer-Sequenz bei $t = 0$. Außerhalb der Interferometriezeit ist das Interferometer insensitiv auf Phasensprünge und der Wert der Sensitivitätsfunktion beträgt Null. Sie ist in Abbildung 2.5 zur besseren Übersicht mit $\tau_{\pi/2} = T/10$ dargestellt, wobei in der experimentellen Umsetzung $\tau_{\pi/2} \ll T$ gilt. Die Antwort des Interferometers auf eine zeitabhängige Störung $\omega(t) = \frac{\partial\phi}{\partial t}$ der Raman-Phase kann punktweise als Produkt der Sensitivitätsfunktion mit der Störung ermittelt und über alle Zeiten integriert werden [23]. Für die Phasenverschiebung im Interferometer gilt folglich

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) d\phi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \omega(t) dt. \quad (2.34)$$

Dieses Integral wird in Kapitel 4 zur Untersuchung von systematischen Effekten verwendet. Die Praktikabilität des Sensitivitäts-Formalismus soll hier kurz an Hand eines Beispiels erläutert werden. Betrachtet man als zeitliche Störung die Doppler-Verschiebung

$$\omega(t) = \omega_D(t) = k_{\text{eff}} v = k_{\text{eff}} g t, \quad (2.35)$$

liefert die Auswertung des Integrals 2.34 in erster Ordnung von $\tau_{\pi/2}$

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \omega_D(t) dt \approx g k_{\text{eff}} T^2 + 2 g k_{\text{eff}} T \tau_{\pi/2} \quad (2.36)$$

im Limes kurzer Pulsdauern $\tau_{\pi/2} \ll T$ die bekannte Interferometerphase aus Gleichung 2.28.

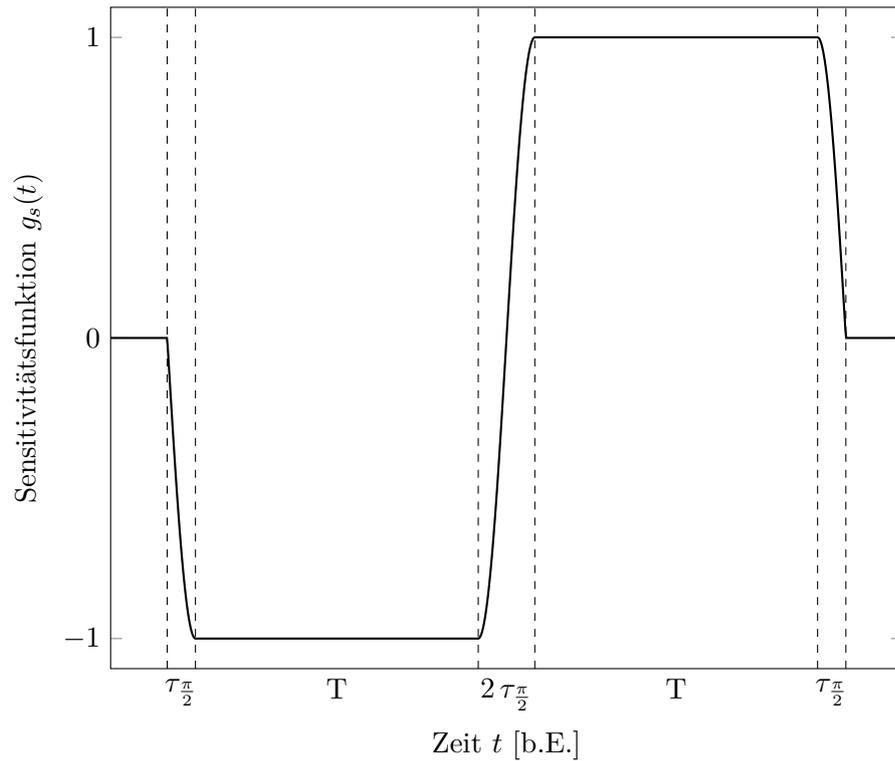


Abbildung 2.5: Darstellung der abschnittsweise definierten Sensitivitätsfunktion $g_s(t)$ im Mach-Zehnder Interferometer. Während der Raman-Pulse ist der Funktionsverlauf durch eine sinusförmige Funktion (Gleichung 2.33) gegeben. Zwischen den Interferometripulsen beträgt der Wert der Funktion ± 1 . Außerhalb der Interferometriezeit ist das Interferometer insensitiv auf Phasenänderungen und die Funktion nimmt den Wert Null an. Die Pulsdauern $\tau_{\pi/2}$ sind mit $\tau_{\pi/2} = T/10$ zur Verbesserung der Sichtbarkeit stark verlängert dargestellt. Im Experiment gilt $\tau_{\pi/2} \ll T$.

KAPITEL 3

Experimentelle Durchführung

Dieses Kapitel beschreibt die experimentelle Durchführung des atominterferometrischen Tests der Universalität des Freien Falls. Es werden zunächst ^{39}K - und ^{87}Rb -Atome in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (3D-MOT) gefangen und auf sub-Doppler Temperaturen von $T_{\text{K}} = 32 \mu\text{K}$ bzw. $T_{\text{Rb}} = 27 \mu\text{K}$ gekühlt (siehe Abschnitt 3.2). Anschließend werden die Atome in den Freifall entlassen und mit einer geschwindigkeitsselektiven Zustandspräparation in den jeweiligen $|F = 1\rangle$ -Grundzustand überführt (Abschnitt 3.2.2), bevor die Mach-Zehnder Atominterferometersequenz durchgeführt wird. Für die Interferometrie ist der Strahlteilerprozess von elementarer Bedeutung [18]. In Abschnitt 3.3 wird dessen Realisierung im Hinblick auf die technischen Herausforderungen und Methoden betrachtet. Im Folgenden wird zunächst der Aufbau des Apparates beschrieben.

3.1 Aufbau des Apparates

Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau des Experiments. Es besteht aus einer zentralen Vakuumkammer, die seitlich über eine differentielle Pumpstufe mit einer kleineren Vakuumkammer für eine zweidimensionale magneto-optische Falle (engl. magneto-optical trap, MOT) verbunden ist. Hier werden beide Spezies aus einem Hintergrundgas vorgekühlt, bevor sie in der Hauptkammer in einer 3D-MOT gefangen werden. Das hierfür benötigte Licht wird über optische Fasern zum Experiment geleitet und mit Kollimatoren¹ über optische Zugänge in die Kammern eingestrahlt. Der Aufbau des Lasersystems ist bereits in früheren Arbeiten für ^{39}K [24] und ^{87}Rb [18] beschrieben worden und soll daher hier nicht weiter behandelt werden. Unterhalb der Hauptkammer befindet sich eine weitere Vakuumkammer, in der die Atome nach einer Fallstrecke von etwa 23 cm mit einer Fluoreszenzdetektion zustandsselektiv detektiert werden. Somit beträgt die maximal mögliche Interferometriezeit, die im wesentlichen durch die Fallstrecke limitiert ist, etwa $2T \approx 200 \text{ ms}$.

Das für die Interferometrie benötigte Raman-Licht wird in einer gemeinsamen optischen Faser vom Lasersystem zum Experiment geführt, wo es kollimiert und auf einen Strahldurchmesser von 2 cm aufgeweitet wird. Nachdem es einen polarisationsabhängigen Strahlteiler, eine Blende und ein $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen durchlaufen hat, wird es über

¹ Aus Gründen der Übersicht sind die Kollimatoren in Abbildung 3.1 nicht dargestellt.

zwei Silberspiegel¹, die zur Ausrichtung des Strahls parallel zur Erdbeschleunigung dienen, durch die vertikale Achse eingestrahlt und an einem sehr flach spezifizierten Spiegel² in sich zurück reflektiert. Es entsteht folglich ein Paar gegenläufiger Raman-Strahlen, das in dieser Konfiguration mehrere Übergänge erlaubt (siehe dazu Abschnitt 3.3). Das Licht für die Detektion der Atome wird ebenfalls über die vertikale Achse eingestrahlt und dem Raman-Licht oberhalb der Vakuumkammer am polarisationsabhängigen Strahlteiler überlagert. Hier wird auch mit einer Photodiode die Lichtintensität der Pulse während des Experiments aufgezeichnet, um Leistungsfluktuationen zu korrigieren. Das benötigte Quantisierungsfeld B_Q wird durch ein Helmholtz-Spulenpaar in vertikaler Richtung erzeugt (nicht abgebildet).

Da der Retroreflex-Spiegel als inertielle Referenzfläche für die Interferometrie dient, ist er auf einem Beschleunigungssensor befestigt, der während der Interferometrie die Beschleunigung des Spiegels für eine nachträgliche Phasenkorrektur aufzeichnen kann [25]. Dieser wiederum steht auf einer kommerziellen Vibrationsisolierung [K Minus K 150BM-1] in einer schallschutzisolierten Box, um eine möglichst rauscharme Messumgebung zu erhalten. Externe magnetische Felder werden durch ein μ -Metall Schild vom Experiment abgeschirmt und residuelle Magnetfelder mit Helmholtz-Spulen dreidimensional kompensiert³.

1 Ein dielektrischer Spiegel würde die Polarisation ändern.

2 Die Rauheit der Spiegeloberfläche wurde auf $< \lambda/20$ spezifiziert [24].

3 Die Kompensationsfelder sind auf eine minimale Temperatur nach der optischen Melasse optimiert.

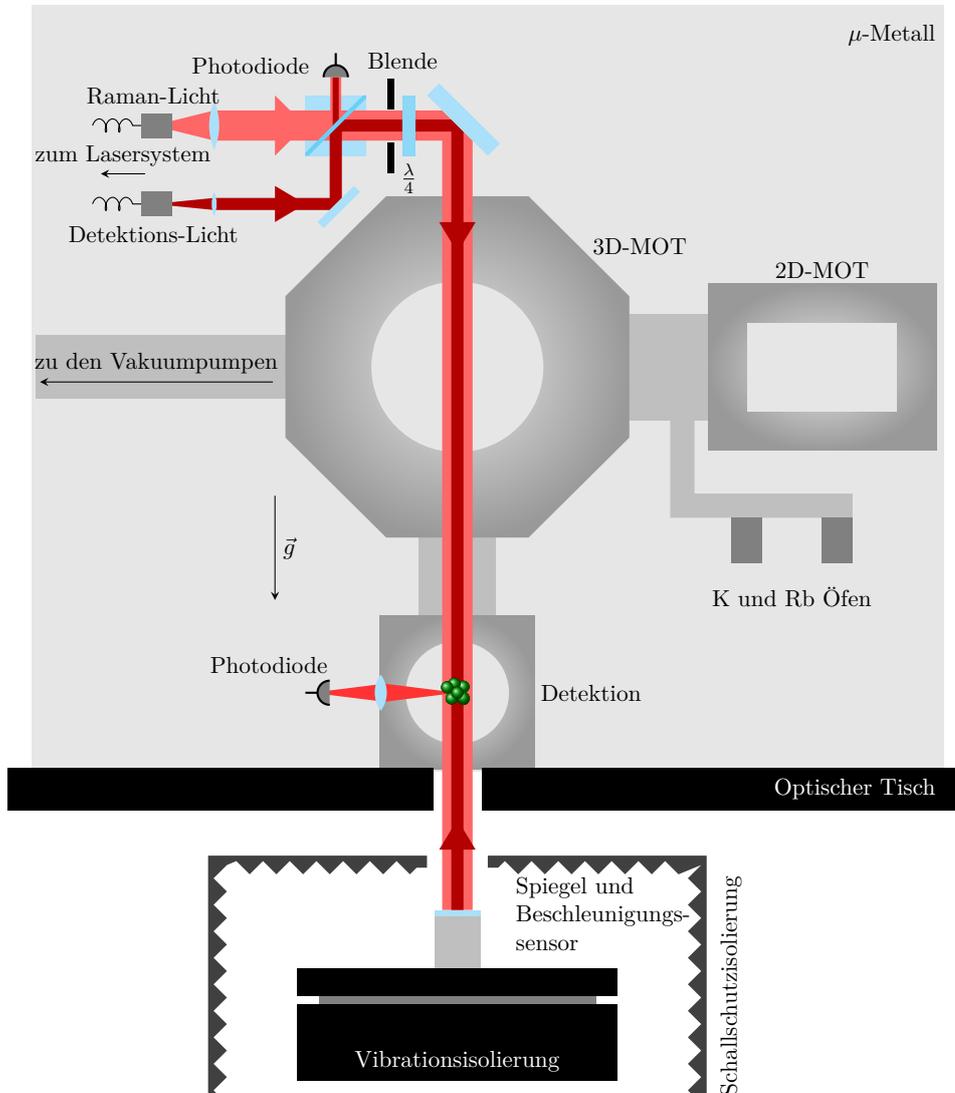


Abbildung 3.1: Aufbau des Experiments und der umliegenden Peripherie. In der zentralen Vakuumkammer werden ^{39}K - und ^{87}Rb -Atome mit einer 3D-MOT, die aus einer 2D-MOT über eine differentielle Pumpstufe beladen wird, gleichzeitig gefangen. Die Magnetfeldspulen und Kollimatoren sind aus Gründen der Übersicht nicht dargestellt. Oberhalb der Hauptkammer wird dem Raman-Licht das Detektionslicht überlagert, so dass beide in vertikaler Richtung eingestrahlt werden.

3.2 Quelle für die Atominterferometrie

Ziel des Experimentes ist es, mit kalten ^{39}K - und ^{87}Rb -Atomen ein inertialsensitives Atominterferometer zu realisieren, um die differentielle Beschleunigung beider Spezies zu messen und damit deren Eötvös-Verhältnis zu bestimmen. Da die Sensitivität eines solchen Atominterferometers quadratisch mit der Pulsseparationszeit T und damit auch quadratisch mit der Fallzeit skaliert (vgl. Gleichung 2.28), ist es notwendig, die Atome über eine hinreichend große Distanz fallen zu lassen. Durch die isotrope thermische Expansion ist diese Anforderung jedoch äquivalent zu einer maximalen transversalen Temperatur der atomaren Ensembles, so dass diese nicht aus dem Lichtfeld der Detektions- und Raman-Strahlen geraten. Über eine kurze Abschätzung der Temperatur eines idealen Gases mit einer Maxwell-Boltzmann verteilten Geschwindigkeit und der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit [20]

$$v = \sqrt{\frac{2k_{\text{B}}T}{m}} \quad (3.1)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_{B} , der Temperatur T und der atomaren Masse m , ergibt sich bei einer Expansionsgeschwindigkeit von 10 cm/s bereits eine erforderliche Temperatur im Bereich von einigen 10 μK für ^{39}K und ^{87}Rb . Es ist also erforderlich, die mehrere 100 m/s schnellen Atome um viele Größenordnungen abzubremsen und zu fangen.

3.2.1 Fangen und Kühlen von ^{39}K und ^{87}Rb

Die Methoden für das Fangen und Kühlen von neutralen Atomen sind bereits in vielen Veröffentlichungen ausführlich beschrieben worden (z.B. [20, 26, 27]) und sollen daher an dieser Stelle nicht tiefer diskutiert werden. Hier soll ein Fokus auf die Besonderheiten gelegt werden, die sich für dieses Experiment im Speziellen ergeben, wie zum Beispiel das effiziente Kühlen von ^{39}K . Für ^{87}Rb kann auf Standardverfahren des Laserkühlens mit geschlossenen Kühlübergängen zwischen dem $5^2\text{S}_{1/2} |F=2\rangle$ -Grundzustand und dem angeregten $5^2\text{P}_{3/2} |F'=3\rangle$ Zustand zurückgegriffen werden. Durch das Einstrahlen eines Rückpumpasers, der den Übergang $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ treibt, werden Atome, die über einen parasitär angeregten Zustand $|F' \neq 3\rangle$ in den $|F=1\rangle$ -Grundzustand übergegangen sind, zurück in den Kühlkreislauf transferiert. Die Verwendung einer optischen Melasse erlaubt das Kühlen unterhalb der Dopplertemperatur, so dass für Rubidium ohne größeren Aufwand Temperaturen im Bereich von wenigen μK erreicht werden können. In der Praxis werden an diesem Experiment allerdings höhere Temperaturen im Bereich von wenigen zehn μK beobachtet, da der Aufbau auf den Betrieb des Kalium-Interferometers optimiert ist.

Im Vergleich zu ^{87}Rb hat ^{39}K eine sehr viel geringere Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustands im Vergleich zu seiner Linienbreite von nur $\Delta_{\text{HFS};3,2}/\Gamma \approx 3,5$ [28, 29], wodurch bei Kühlübergängen vermehrt auch der angeregte $|F'=2\rangle$ -Zustand bevölkert wird, der einen Zerfallskanal in den dunklen $|F=1\rangle$ -Grundzustand eröffnet. Dies hat zur Folge, dass die Intensität des Rückpumplichts für den Betrieb einer MOT deutlich höher sein muss und in etwa der Intensität des Kühllichts entspricht. Zudem ist im Regime von $\Delta_{\text{HFS}} \approx \Gamma$ eine effizientes sub-Doppler Kühlen nach herkömmlichen Verfahren nicht möglich, da die erforderliche Verstimmung $\delta \gg \Gamma$ auf Grund der benachbarten $|F' \neq 3\rangle$ -Zustände nicht

groß genug gewählt werden kann. Der Einsatz von sub-Doppler Kühlverfahren ist jedoch unumgänglich, da die Dopplertemperatur von ^{39}K mit $T_{\text{D},^{39}\text{K}} = 145 \mu\text{K}$ [28] zu hoch für einen interferometrischen Einsatz in der vorliegenden Apparatur ist¹. Einen Ausweg bietet die in [29] vorgeschlagene Methode, die mit verringertem Rückpumpen der Atome aus dem $|F = 1\rangle$ -Zustand bei einer Intensität von $I_{\text{RP}} \approx I_{\text{K}}/100$ Temperaturen unterhalb der Dopplertemperatur erreicht. Durch eine lineare Reduktion der Kühllicht-Intensität I_{K} und einer gleichzeitigen Erhöhung der Verstimmung des Kühllichts δ_{K} wird ein fließender Übergang aus dem Doppler- in das sub-Doppler-Regime erreicht. Die Analyse der erforderlichen Parameter ist für dieses Experiment bereits in [30] und [24] durchgeführt worden und ist in Abbildung 3.2 zusammenfassend dargestellt. In einem typischen Experimentierzyklus werden jeweils $1 \cdot 10^8$ ^{39}K - und ^{87}Rb -Atome innerhalb von 1 s in der 3D-MOT gefangen und auf sub-Doppler Temperaturen von $T_{\text{K}} = 32 \mu\text{K}$ bzw. $T_{\text{Rb}} = 27 \mu\text{K}$ gekühlt. Im Anschluss wird die Zustandspräparation durchgeführt.

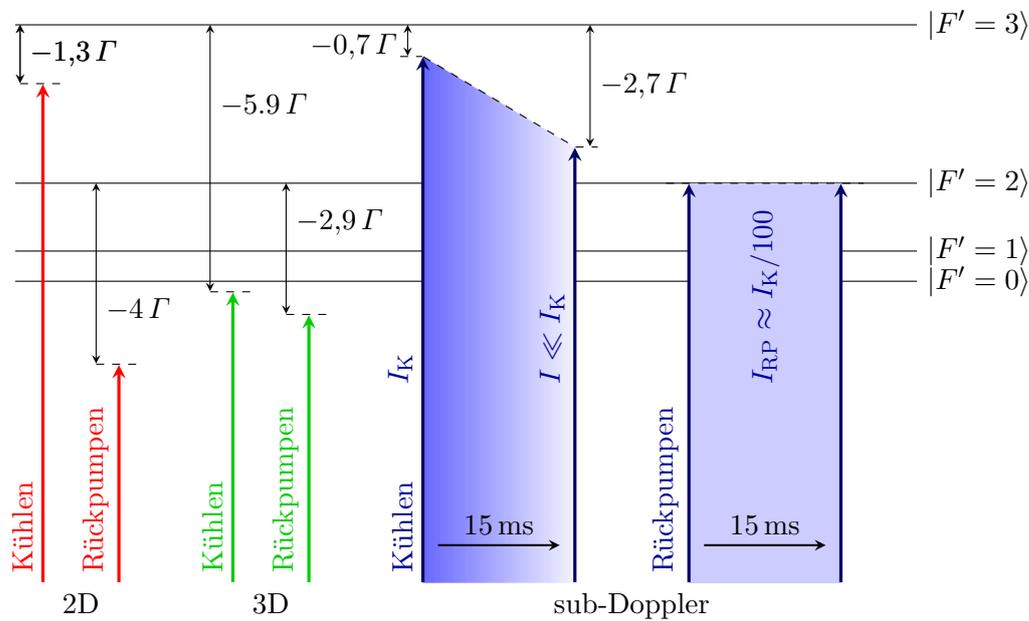


Abbildung 3.2: Übersicht über die verwendeten Licht-Verstimmungen in der 2D- und 3D-MOT sowie in der sub-Doppler Kühlphase beim Fangen und Kühlen von ^{39}K . Die Verstimmungen sind in Vielfachen der natürlichen Linienbreite des Übergangs mit $\Gamma/2\pi = 6,035 \text{ MHz}$ [28] angegeben. Die Hyperfeinaufspaltung zwischen dem $|F' = 2\rangle$ - und $|F' = 3\rangle$ -Zustand beträgt etwa $3,5\Gamma$. Ein negatives Vorzeichen steht für eine Rotverstimmung gegenüber der resonanten Übergangsfrequenz. Während der sub-Doppler Kühlphase wird die Verstimmung des Kühllichts über 15 ms von $-0,7\Gamma$ auf $-2,7\Gamma$ erhöht und die Intensität linear verringert. Währenddessen ist die Intensität des Rückpumplichts etwa einen Faktor 100 kleiner als die des Kühllichts. Die Reduktion der Intensität ist in der Grafik als Farbverlauf dargestellt.

¹ Unter Verwendung von Gleichung 3.1 entspricht dies einer Geschwindigkeit von $v = 24,9 \text{ cm/s}$.

3.2.2 Geschwindigkeitsselektive Zustandspräparation

Für die Interferometrie ist es wünschenswert, die Atome in einem möglichst reinen Anfangszustand zu präparieren und alle übrigen Atome von dem Prozess zu entfernen. Unpräparierte Atome, die im zweiten Interferometriezustand beginnen, durchlaufen das Interferometer genau entgegengesetzt und führen zu einem effektiven Kontrastverlust. Ebenso wird das Signal-zu-Rausch Verhältnis von Atomen verschlechtert, die nicht an der Interferometrie teilnehmen. So konnten in der Vergangenheit ohne eine Zustandspräparation nur Pulsseparationszeiten von $T \approx 20$ ms realisiert werden. Weiterhin nehmen durch eine zusätzliche Geschwindigkeitsselektion nur die kältesten Atome in Strahlteilerrichtung an der Interferometrie teil, wodurch die Anregungseffizienz der Raman-Pulse steigt [24] und somit auch der Kontrast verbessert wird.

Eine Zustandspräparation wird dadurch realisiert, dass im Anschluss an die Sub-Doppler Kühlphase das Rückpumplicht 1 ms vor dem Kühllicht abgeschaltet wird, so dass sich die Atome letztlich über spontane Zerfallsprozesse im $|F = 1\rangle$ -Dunkelzustand ansammeln. Dabei verteilen sie sich gleichmäßig auf alle magnetischen Subzustände, so dass sich etwa ein Drittel der Atome im $|F = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustand befindet. Durch das Einstrahlen eines resonanten Mikrowellen- π -Pulses kann nahezu die gesamte Population des $|F = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustands in den $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand übertragen werden (vgl. Abbildung 3.3a). Dazu wird für die Kalium-Frequenz eine Yagi-Uda Antenne mit einem resonant getriebenen $\lambda/2$ -Dipol und je einem passiven Reflektor- und Direktor-Element verwendet, die bereits in einer früheren Arbeit entwickelt und charakterisiert wurde [24]. Für Rubidium kommt eine Schleifenantenne zum Einsatz. Im Anschluss wird für die Dauer von 600 μ s Rückpumplicht eingestrahlt, das die übrigen Atome aus den $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ -Zuständen gleichmäßig auf alle magnetischen $|F = 2\rangle$ -Untersubzustände verteilt. Letztendlich haben sich etwa 47 % der Atome im $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand angesammelt (vgl. Abbildung 3.3b).

Die Geschwindigkeitsselektion wird schließlich mit einem Raman-Puls nach einer Flugzeit von $t = 45$ ms durchgeführt, die zur Separation der Doppler-sensitiven Übergänge von anderen Resonanzen benötigt wird. Die Länge des Pulses ist über das Puls-Bandbreiten-Produkt direkt mit der spektralen Breite und damit mit der Breite der Geschwindigkeitsklasse verbunden [20]. Das heißt, dass ein längerer Puls zu einer stärkeren Geschwindigkeitsselektion führt. Zu beachten ist jedoch, dass bei einer schmalen Geschwindigkeitsverteilung auch weniger Atome für die Interferometrie zur Verfügung gestellt werden, so dass ein Kompromiss zwischen dem Signal-zu-Rausch Verhältnis der Detektion und dem Kontrast des Interferometers gefunden werden muss. Im durchgeführten Experiment betrug die Pulsdauer bei der Geschwindigkeitsselektion $\tau_{gs} = 15$ μ s. Die Raman-Verstimmung δ wird so gewählt, dass nur Atome mit dem Doppler-sensitiven Übergang wechselwirken, die sich im $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand befinden. Diese Atome werden zurück in den $|F = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustand transferiert und stellen den reinen Anfangszustand mit schmaler Geschwindigkeitsverteilung für das Interferometer dar (vgl. Abbildung 3.3c).

Alle übrigen Atome werden von den gewünschten Atomen durch das Einstrahlen von Kühllicht separiert (vgl. Abbildung 3.3d). Zwei Konfigurationen wurden getestet: Zum einen wurde zirkular polarisiertes Licht mit einer optimalen Verstimmung von $\Delta = +0,5 T$ in vertikaler Richtung über die Detektionsachse eingestrahlt. Durch die atomare Struktur der

magnetischen Unterzustände $|F = 2, m_F = -2 \dots +2\rangle$ und $|F' = 3, m_F = -3 \dots +3\rangle$ werden zyklische Übergänge mit zirkular polarisiertem Licht getrieben. In der Retroreflexkonfiguration führt die Spontankraft [20]

$$F_S = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4 \Delta^2/\Gamma^2} \quad (3.2)$$

mit der Wellenzahl k , der natürlichen Linienbreite Γ , der Sättigungsintensität I_s und der Verstimmung

$$\Delta = \frac{\Gamma}{2} \pm \omega_D \quad (3.3)$$

durch die Dopplerverschiebung und die Blauverstimmung zu einer effektiv nach unten gerichteten Kraft auf Atome im $|F = 2\rangle$ -Zustand. Zum anderen wurde das Einstrahlen von linear polarisiertem Licht mit einer optimalen Verstimmung von $\Delta = +0,5 \Gamma$ von der Seite erprobt, welches die Atome durch wiederholte Absorptionsprozesse aus einer einzigen Raumrichtung separiert. In der Praxis haben sich beide Methoden als effektiv herausgestellt. Da das zirkular polarisierte Licht über die Detektionsachse eingestrahlt werden kann und keine zusätzlichen Komponenten benötigt werden, wurde diese Methode verwendet.

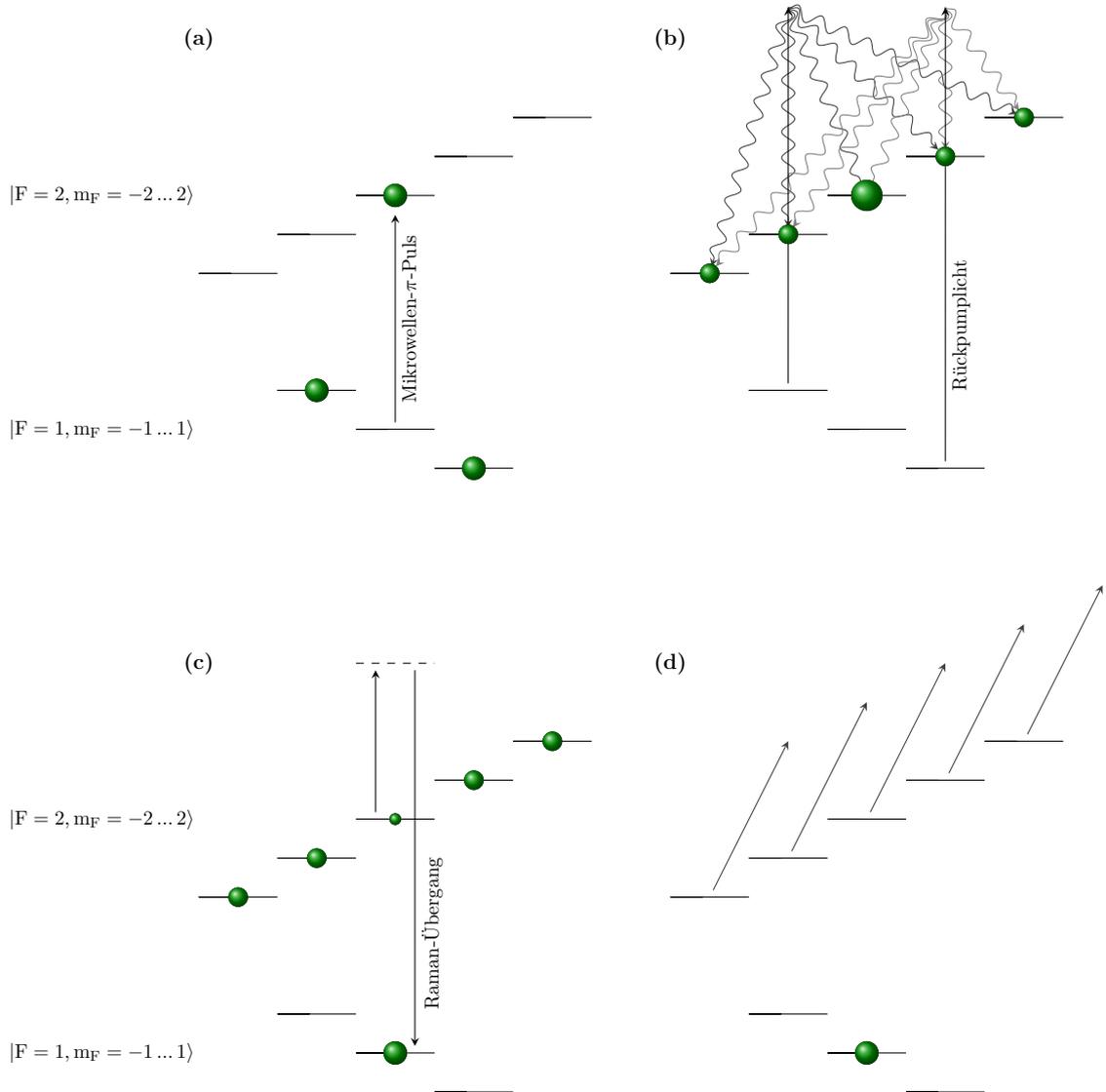


Abbildung 3.3: Schema der geschwindigkeitsselektiven Zustandspräparation. **(a)** Atome im $|F=1, m_F=0\rangle$ -Zustand werden mit einem Mikrowellen- π -Puls in den $|F=2, m_F=0\rangle$ -Zustand transferiert. **(b)** Durch Einstrahlen von Rückpumplicht werden alle übrigen Atome angeregt und verteilen sich durch spontane Emissionsprozesse auf alle $|F=2\rangle$ -Untersubzustände. **(c)** Mit Hilfe eines Raman-Pulses werden Atome, die sich im $|F=2, m_F=0\rangle$ -Zustand befinden und einer passenden resonanten Geschwindigkeitsklasse angehören, in den $|F=1, m_F=0\rangle$ -Zustand transferiert. **(d)** Übrige Atome werden mit Kühllicht in zyklischen Anregungen entfernt. Es verbleiben Atome im $|F=1, m_F=0\rangle$ -Zustand mit schmaler Geschwindigkeitsverteilung.

3.3 Raman-Übergänge und -Spektrum

Für den Zwei-Photonen Raman-Übergang werden für beide Spezies je zwei Lichtfrequenzen benötigt, die sowohl auf die atomare Übergangsfrequenz, als auch relativ zueinander in Frequenz und Phase stabilisiert sind. Dies wird erreicht, indem einer der beiden Laser ('Master-Laser') auf seinen jeweiligen Referenzlaser mit einer Verstimmung von $\Delta_i = 3,3 \text{ GHz}$ ($1,6 \text{ GHz}$) für ^{39}K (^{87}Rb) stabilisiert wird. Der jeweils zweite Laser ('Slave-Laser') wird mit einem Phasendetektor [MCH12140] durch eine Regelschleife mit einem Frequenzunterschied von $f_{\text{Raman},i} = \omega_{21,i} + \delta_i$ in Frequenz und Phase auf den Master-Laser stabilisiert. Die relative Verstimmung δ_i zwischen den Master- und Slave-Lasern kann so gewählt werden, dass der Raman-Übergang wahlweise auch zu Doppler- oder Zeeman-verschobenen Übergängen resonant ist, so dass ein ganzes Spektrum möglicher Resonanzen entsteht.

3.3.1 Raman-Spektrum

Im bereits genannten Aufbau ergeben sich unterschiedliche Szenarien für die Absorption und stimulierte Emission von Photonen. Durch die Retroreflex-Konfiguration der Laser treffen jeweils beide Lichtfelder $\omega_{1/2,i}$ sowohl von oben als auch von unten auf die Atome, so dass der Übergang von kontra- und kopropagierenden Photonen getrieben werden kann. Bei Übergängen mit entgegengesetzt propagierenden Lichtfeldern führt die auftretende Dopplerverschiebung $\omega_D = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}$ zu einer effektiv erhöhten bzw. verringerten Übergangsfrequenz [31](Abbildungen 3.4 a/b) je nach Kombination der Lichtfelder („Doppler-sensitiv“). Bei kopropagierenden Strahlen (Abbildung 3.4c) ergibt sich hingegen keine signifikante Verschiebung, da der effektive Wellenvektor $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ vernachlässigbar klein wird („Doppler-insensitiv“). Auf Grund der zirkularen σ/σ -Polarisation sind nur elektrische Dipolübergänge mit $\Delta m_F = 0$ erlaubt, so dass zu den drei magnetischen Unterzuständen des $|F = 1\rangle$ Zustands jeweils eine korrespondierende Resonanz mit je zwei Doppler-verschobenen Übergängen zu erwarten ist.

Abbildung 3.5 zeigt ein typisches Raman-Spektrum für ^{39}K (a) und ^{87}Rb (b). Es wird erzeugt, indem ein im Zustand $|F = 1\rangle$ präpariertes Ensemble mit einem Raman-Puls der Länge $\tau = 15 \mu\text{s}$ bei variabler relativer Verstimmung δ_i nach einer Fallzeit von 45 ms in den $|F = 2\rangle$ Zustand transferiert wird¹. Im Zentrum des Spektrums befinden sich die drei Doppler-insensitiven Übergänge, die durch ein homogenes Quantisierungsfeld mit $B_Q = 500 \text{ mG}$ aus der Entartung gehoben werden. Der Frequenzabstand Δf zwischen den Übergängen beträgt durch die Zeeman-Verschiebung erster Ordnung im Quantisierungsfeld B_Q

$$\Delta f = 2 \frac{g_F \mu_B}{h} \cdot B_Q \quad (3.4)$$

mit dem Landé-Faktor g_F , dem Bohr'schen Magneton μ_B und dem Planck'schen Wirkungsquantum h . Zu jedem der drei Übergänge sind auch die beiden Doppler-verschobenen

¹ Die Fallzeit entspricht der Zeit, nach der der geschwindigkeitsselektive Raman-Puls während der Zustandspräparation durchgeführt wird.

Resonanzen zu erkennen, die sich symmetrisch um die jeweiligen Doppler-insensitiven Übergänge verteilen¹. Für die Interferometrie werden die Doppler-sensitiven Übergänge des $|F = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustands verwendet. Sie sind in Abbildung 3.5 markiert.

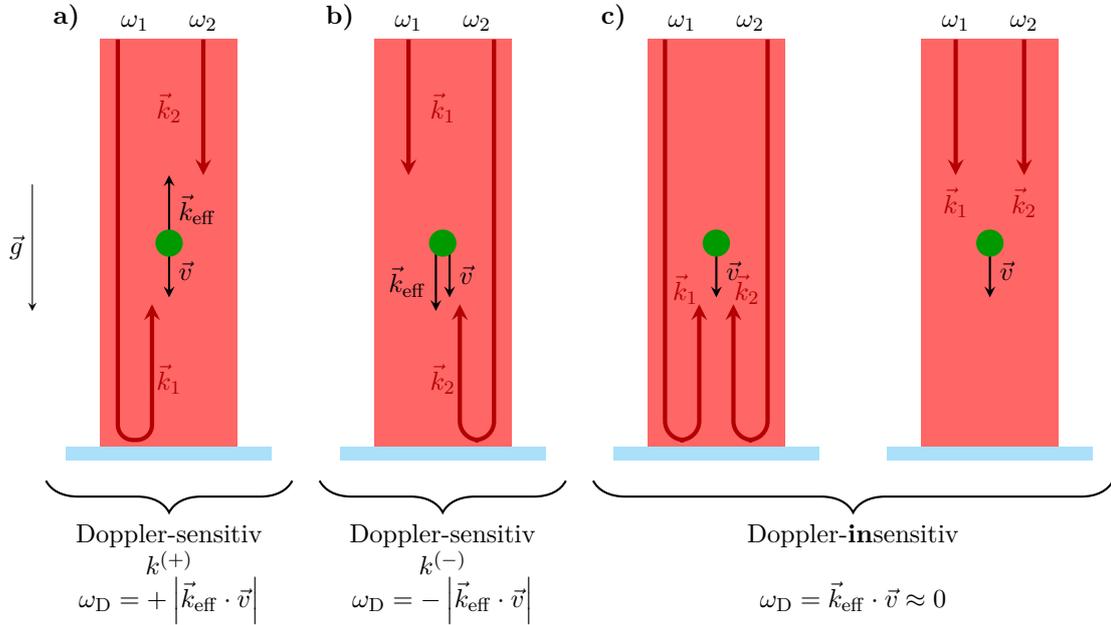


Abbildung 3.4: Übersicht über die möglichen Kombinationen von Raman-Lichtfeldern der Frequenzen ω_1 und ω_2 mit korrespondierenden Wellenvektoren \vec{k}_1 und \vec{k}_2 in Retroreflexkonfiguration. Bei der Absorption und stimulierten Emission durch kontrapropagierende Photonen ((a) und (b)) wird durch den effektive Wellenvektor $|\vec{k}_{\text{eff}}| = |\vec{k}_1 - \vec{k}_2| \approx 2k$ etwa der doppelte Photonenimpuls übertragen. Durch die resultierende Dopplerverschiebung $\omega_D = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}$ erscheint die Übergangsfrequenz verschoben. Bei Übergängen mit kopropagierendem Licht ((c)) tritt keine signifikante Dopplerverschiebung auf, da der effektive Wellenvektor $|\vec{k}_{\text{eff}}| = |\vec{k}_1 - \vec{k}_2| \approx 0$ verschwindend klein wird.

¹ In Abbildung 3.5 treten durch die Wahl der Fallzeit und des Magnetfeldes zwei dieser Resonanzen zusammen mit Doppler-insensitiven Übergängen auf.

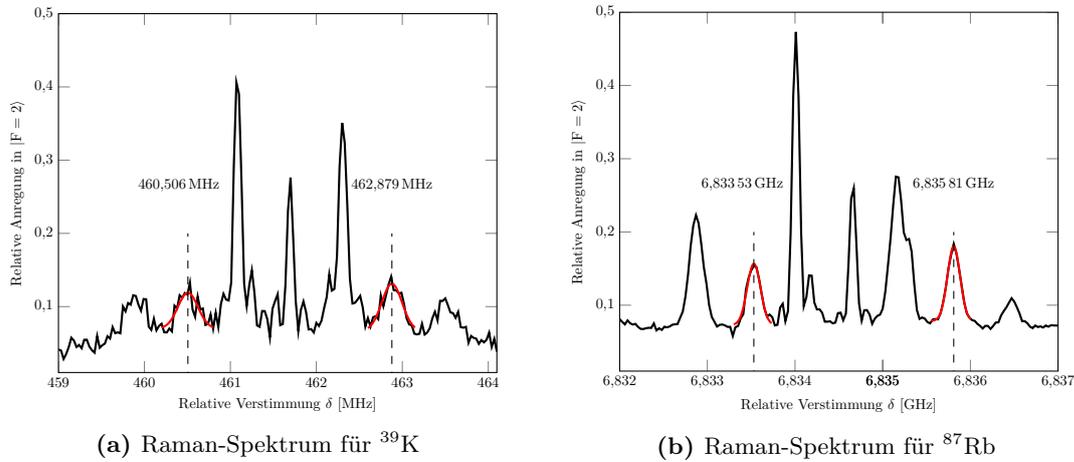


Abbildung 3.5: Raman-Spektren für (a) ^{39}K und (b) ^{87}Rb nach einer Fallzeit von 45 ms bei einer magnetischen Flussdichte von etwa $B_Q = 500$ mG. Im Zentrum sind die drei Dopplersensitiven Übergänge zu erkennen, die durch den linearen Zeeman-Effekt (Gleichung 3.4) aus der Entartung gehoben wurden. Zu jedem dieser drei Übergänge existieren zudem zwei Dopplersensitive Resonanzen, die sich jeweils symmetrisch um diese verteilen. Zwei der Dopplersensitiven Übergänge treten hier zusammen mit Dopplersensitiven Übergängen auf.

3.3.2 Realisierung des Strahlteilerprozesses

Wie in Kapitel 2 beschrieben, treten Rabi-Oszillationen zwischen den gekoppelten Hyperfeinzuständen auf. Nach der Zustandspräparation befinden sich die Atome im $|F = 1\rangle$ -Zustand (vgl. Abschnitt 3.2.2). Abbildung 3.6 zeigt die Wahrscheinlichkeit eines Atoms, sich nach einem Raman-Puls der Länge τ im $|F = 2\rangle$ -Zustand zu befinden. Durch das Anpassen der Pulslänge τ_π auf den maximalen Wert der Anregung kann ein π -Puls durchgeführt werden. Ebenso kann bei einer Pulslänge $\tau_{\pi/2}$, die der Hälfte der maximalen Anregung entspricht, ein Superpositionszustand erzeugt werden. Bei der Wahl der Pulsdauer muss ein Kompromiss zwischen beiden Spezies gewählt werden, beim dem in diesem Fall die Rabi-Frequenz des Kaliums bevorzugt wird, da es an diesem Experiment limitierend für die Interferometrie ist. Zusätzlich kann aus technischen Gründen die Pulsdauer nur in Schritten von $1,25 \mu\text{s}$ verändert werden. Die gewählten Pulsdauern sind in Abbildung 3.6 eingetragen und betragen $\tau_\pi = 12,5 \mu\text{s}$ sowie $\tau_{\pi/2} = 6,25 \mu\text{s}$.

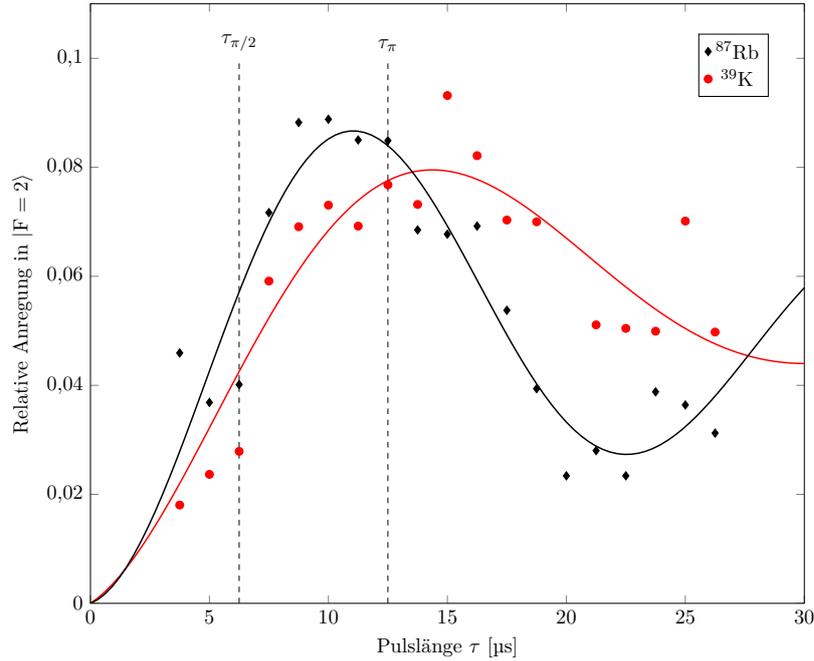


Abbildung 3.6: Rabi-Oszillationen zwischen den jeweiligen Hyperfeinzuständen bei Einstrahlung der Raman-Lichtfelder der Dauer τ . Es ist die Wahrscheinlichkeit angegeben, ein Atom im $|F = 2\rangle$ -Zustand zu finden. Für die eingezeichnete Kurve wurde eine gedämpfte harmonische Oszillation angenommen. Die Daten wurden von einem Versatz von 5 % für ^{39}K und 8 % für ^{87}Rb bereinigt, die durch Imperfektionen in der Detektionssequenz und durch residuelle Anregungen in den $|F = 2\rangle$ -Zustand entstehen (vgl. dazu auch Abbildung 3.5). Als Pulsdauern für die Interferometrie wurden $\tau_\pi = 12,5 \mu\text{s}$ sowie $\tau_{\pi/2} = 6,25 \mu\text{s}$ gewählt.

3.4 Beschleunigungsmessung

Im freien Fall unterliegen die Atome der gravitativen Beschleunigung \vec{g} , die zu einer Vergrößerung der Fallgeschwindigkeit

$$\vec{v} = \vec{g} \cdot t + \vec{v}_0 \quad (3.5)$$

mit der Anfangsgeschwindigkeit \vec{v}_0 führt, wobei zunächst ohne Beschränkung der Allgemeinheit $\vec{v}_0 = 0$ angenommen werden kann. Folglich nimmt auch der Effekt der Dopplerverschiebung

$$\omega_D = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v} = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} \cdot t \quad (3.6)$$

mit der Zeit zu und die Resonanzbedingung des Interferometrie-Übergangs wird verändert. Eine lineare Frequenzänderung

$$\alpha \equiv \frac{\omega_D}{t} = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} \quad (3.7)$$

kann die Doppler-Verschiebung kompensieren, wodurch auf Grund der Ausrichtung der Raman-Strahlen $\vec{k}_{\text{eff}} \parallel \vec{g}$ auf den Wert von g geschlossen werden kann. Wird die lineare Frequenzänderung auf die Differenzfrequenz der Raman-Laser mit

$$f_{\text{Raman},i} = \omega_{0,i} + \alpha_i \cdot t \quad (3.8)$$

addiert, so tritt während der Interferometrie eine effektive Wellenfrontbeschleunigung

$$a_{\text{eff},i} = \frac{\alpha_i}{k_{\text{eff},i}} \quad (3.9)$$

auf. In der Phasendifferenz des Interferometers (vgl. Gleichung 2.28) führt diese zu einem zweiten Beschleunigungsterm, der dem Einfluss der gravitativen Beschleunigung entgegenwirkt. Dann gilt

$$\Delta\Phi = \left(g - \frac{\alpha}{k_{\text{eff}}} \right) k_{\text{eff}} \cdot T^2. \quad (3.10)$$

Durch die passende Wahl der Frequenzänderung

$$\alpha_D = k_{\text{eff}} \cdot g \quad (3.11)$$

kann somit eine Nullstelle der Phasendifferenz unabhängig von der Pulsseparationszeit T erzeugt und die Erdbeschleunigung g extrahiert werden.

3.4.1 Auffinden des Kompensationspunktes

Gleichung 3.10 zeigt, dass es ein globales Minimum im Interferenzmuster für unterschiedliche Pulsseparationszeiten geben muss. Der Kompensationspunkt α_D kann somit aufgefunden werden, indem Interferenzmuster für unterschiedliche Pulsseparationszeiten T aufgenommen werden. Abbildung 3.7 zeigt beispielhaft eine solche Messung für ^{87}Rb . Das globale Minimum liegt hier bei $\alpha_{D,\text{Rb}(-)} = 25,152\,900 \text{ MHz/s}$. Durch systematische Verschiebungen ist der Kompensationspunkt abhängig von der Richtung des Impulsübertrages (siehe dazu auch Abschnitt 4.1) und muss daher für beide Spezies in jeweils beiden Richtungen gefunden werden. Tabelle 3.1 zeigt eine Zusammenfassung der ermittelten Ergebnisse für beide Spezies und Richtungen. Die interferometrische Vermessung des Interferenzminimums erfolgt jeweils abwechselnd für beide Richtungen des Impulsübertrages um die ermittelten Minima mit zehn Messpunkten pro Interferenzmuster.

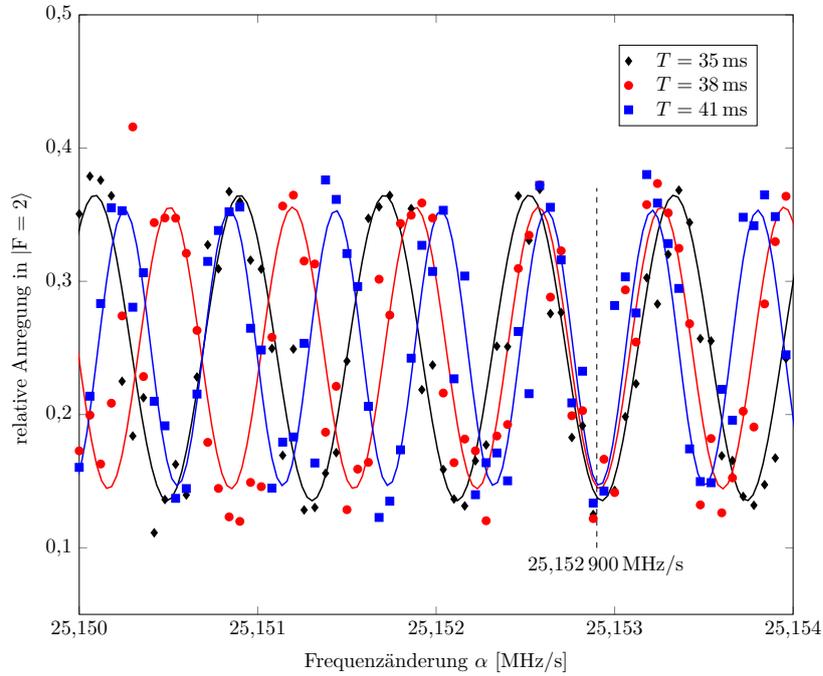


Abbildung 3.7: Interferenzmuster des Rubidium-Interferometers unter Variation der Frequenzänderung α bei Pulsseparationszeiten von $T = 35$ ms (schwarz), $T = 38$ ms (rot) und $T = 41$ ms (blau). Ein globales Minimum im Interferenzmuster tritt bei $\alpha_D = 25,152\,900$ MHz/s auf. Die Daten wurden von einem leichten linearen Drift bereinigt und zur besseren Vergleichbarkeit mit einem Versatz überlagert.

Tabelle 3.1: Übersicht über die ermittelten Kompensationspunkte der Erdbeschleunigung für ^{39}K und ^{87}Rb in beide Richtungen des Impulsübertrages (+) aufwärts und (–) abwärts. Zusätzlich ist auch die dazu korrespondierende effektive Wellenfrontbeschleunigung a_{eff} angegeben.

Spezies	Richtung	Frequenzänderung $\alpha_{D,i}$ [MHz/s]	a_{eff} [m/s ²]
^{39}K	(+)	25,591 830	9,810 72
^{39}K	(–)	25,601 550	9,814 44
^{87}Rb	(+)	25,152 340	9,812 46
^{87}Rb	(–)	25,152 900	9,812 68

KAPITEL 4

Datenauswertung

Die in Kapitel 3 aufgenommenen Daten unterliegen systematischen Fehlern und statistischen Schwankungen, die für ein korrektes Endergebnis abgezogen, bzw. durch Mittelwertbildung unterdrückt werden müssen. Dieses Kapitel widmet sich der Auswertung der genommenen Daten in Hinsicht auf die Extraktion der Erdbeschleunigung g mit der k -Umkehr Methode und der Unterdrückung und Analyse von systematischen Fehlern. Des Weiteren wird eine Analyse des statistischen Fehlers mit Hilfe der Allan-Standardabweichung durchgeführt und das Gesamtergebnis des gemessenen Eötvös-Verhältnisses vorgestellt.

4.1 Extraktion von g mit der k -Umkehr Methode

Der Wert der gemessenen Beschleunigung ist durch das Phasenminimum des Interferenzmusters der jeweiligen Spezies gegeben. Durch das Anpassen einer sinusförmigen Funktion an das Interferenzmuster wird das Minimum festgestellt und der jeweilige Wert der effektiven Lichtfeldbeschleunigung gespeichert. Die aufgefundenen Kompensationspunkte für die Erdbeschleunigung unterscheiden sich jedoch durch systematische Verschiebungen abhängig von der Spezies und der Richtung des Impulsübertrages (siehe Abschnitt 3.4.1), welches inhärent zu einem Eötvös-Parameter $\eta \neq 0$ führt. Eine genaue Kenntnis dieser Verschiebungen ist daher essenziell.

Die einfließenden Phasenbeiträge können klassifiziert werden als richtungsabhängige und -unabhängige Terme. Teilt man die gesamte Phasendifferenz $\Delta\Phi_{\pm,\text{ges.}}$ entsprechend ihrer Komponenten auf, tauschen die richtungsabhängigen Beiträge $\Delta\Phi_{\text{abh.}}$ ihr Vorzeichen bei Umkehr der Richtung des Impulsübertrages $k_{\text{eff}} \rightarrow -k_{\text{eff}}$:

$$\Delta\Phi_{+,\text{ges.}} = k_{\text{eff}} a^{(+)} T^2 + \Delta\Phi_{\text{abh.}} + \Delta\Phi_{\text{unabh.}} \quad (4.1)$$

$$\Delta\Phi_{-,\text{ges.}} = -k_{\text{eff}} a^{(-)} T^2 - \Delta\Phi_{\text{abh.}} + \Delta\Phi_{\text{unabh.}} \quad (4.2)$$

Bildet man die halbe Differenz beider Terme

$$\Delta\Phi = \frac{1}{2}(\Delta\Phi_{+,\text{ges.}} - \Delta\Phi_{-,\text{ges.}}) = k_{\text{eff}} T^2 \frac{a^{(+)} + a^{(-)}}{2} + \Delta\Phi_{\text{abh.}}, \quad (4.3)$$

entfallen die richtungsunabhängigen Phasenbeiträge $\Delta\Phi_{\text{unabh.}}$, solange sie sich während der Aufnahme zweier Interferenzmuster nicht ändern¹[32, 33]. Typische richtungsunabhängige Beiträge sind durch die Zeeman-Verschiebung zweiter Ordnung und die Ein-Photonen AC-Stark Verschiebung gegeben. Beide sind durch das Auswertungsschema im aktuellen Aufbau vernachlässigbar klein [24]. Es verbleiben zwei Terme: Zum einen entsteht der Beschleunigungsterm

$$k_{\text{eff}} T^2 \frac{a^{(+)} + a^{(-)}}{2},$$

welcher dem korrigierten Phasenbeitrag durch die Gravitation entspricht und zur Berechnung des Eötvös-Parameters verwendet wird. Zum anderen verbleibt ein Term durch richtungsabhängige, systematische Verschiebungen $\Delta\Phi_{\text{abh.}}$, der im folgenden Abschnitt analysiert wird.

4.2 Systematische Fehler

Im verwendeten Auswerteschema der k -Umkehr Methode werden die richtungsunabhängigen Phasenbeiträge stark unterdrückt und es verbleiben Terme, die von der Richtung des Impulsübertrages abhängen. Diese Beiträge sind vor allem durch die Coriolis-Kraft (Abschnitt 4.2.1), durch Wellenfrontfehler (Abschnitt 4.2.2), die Zwei-Photonen Lichtverschiebung (Abschnitt 4.2.3), einen Gravitationsgradienten erster Ordnung (Abschnitt 4.2.4), die Ungenauigkeit der Kenntnis des effektiven Wellenvektors (Abschnitt 4.2.5) und den Einfluss durch einen Magnetfeldgradienten (Abschnitt 4.2.6) gegeben. Sie müssen separat analysiert und falls möglich als Verschiebung abgezogen werden. Sofern das Vorzeichen der berechneten Verschiebung nicht bekannt ist, muss von einer entsprechenden Unsicherheit ausgegangen werden.

4.2.1 Coriolis-Kraft

Wird in einem Interferometer eine Fläche \vec{A} zwischen den Trajektorien der Pfade aufgespannt, so tritt durch die Rotation der Erde mit Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}_E$ der Sagnac-Effekt auf, der zu einer Phasenverschiebung

$$\Delta\Phi_s = \frac{4\pi}{\lambda v} \vec{\Omega}_E \cdot \vec{A} \quad (4.4)$$

im Interferometer führt [34]. Dabei bezeichnet λ die Wellenlänge des Teilchens² mit der Geschwindigkeit v . In einem Mach-Zehnder Atominterferometer tritt dieser Effekt bei transversalen Geschwindigkeiten zur Fallrichtung auf. Die Phasenverschiebung ist hier durch

$$\Delta\Phi_c = 2 \vec{\Omega}_E \cdot \left(\vec{v} \times \vec{k}_{\text{eff}} \right) T^2 \quad (4.5)$$

1 Pro Interferenzmuster mit Richtung \pm werden je 10 Messpunkte bei einer Messdauer von $t_{\text{Mess.}} = 1,6$ s aufgenommen, d.h. die Zeitskala auf der keine Änderung auftreten darf beträgt 32 s.

2 Für Atome ist die de Broglie Wellenlänge $\lambda_{\text{dB}} = h/p$ zu verwenden.

gegeben [35]. Der Phasenterm wird maximal, wenn das Ergebnis des Kreuzproduktes parallel zum tangentialen Vektor der Erdrotation

$$\vec{\Omega}_T = \vec{\Omega}_E \cdot \cos(\theta) \quad (4.6)$$

steht (siehe auch Abbildung 4.1). Dies ist der Fall, wenn $\vec{v} \perp \vec{k}_{\text{eff}}$ gilt, d.h. wenn die Atome eine Geschwindigkeitskomponente in Ost-West Richtung besitzen¹. Für den Beitrag zur Beschleunigungsmessung gilt dann

$$\Delta g_i = 2 \Omega_T \cdot v_{ow}. \quad (4.7)$$

Da der Beitrag antisymmetrisch mit der Geschwindigkeit v skaliert, führt eine symmetrische Expansion ohne Schwerpunktbewegung zu keinem mittleren Beschleunigungsbeitrag, sofern alle Atome detektiert werden. Eine residuelle Schwerpunktbewegung führt jedoch zu einer Verschiebung. Für den Eötvös-Parameter entsteht durch das Auswerteschema allerdings nur ein Beitrag durch eine differentielle Schwerpunktbewegung δv_0 zwischen beiden Spezies mit

$$\delta \eta_c = \frac{2 \Omega_T \cdot \delta v_0}{g}. \quad (4.8)$$

Bei einer effektiven Rotationsrate für das Labor in Hannover von $\Omega_T = 4,45 \cdot 10^{-5}$ 1/s und einer geschätzten differentiellem Schwerpunktbewegung $\delta v_0 = 1$ mm/s ergibt sich ein Beitrag zur Unsicherheit des Eötvös-Parameters von $\delta \eta_c = 9,1 \cdot 10^{-9}$.

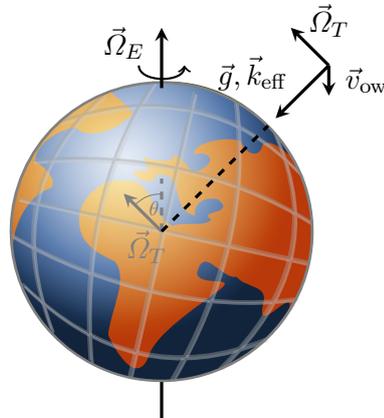


Abbildung 4.1: Übersicht über die Ausrichtung der verschiedenen Beiträge zur Phasenverschiebung durch die Coriolis-Kraft. Durch eine Geschwindigkeitskomponente in Ost-West Richtung \vec{v}_{ow} tritt ein maximaler Phasenbeitrag auf. Die effektive tangentielle Rotationsrate der Erde Ω_T am Ort des Labors ist durch $\vec{\Omega}_T = \vec{\Omega}_E \cdot \cos(\theta)$ gegeben. Grafik modifiziert übernommen aus [36].

¹ Das Kreuzprodukt zeigt dann in Nord-Süd Richtung, parallel zu $\vec{\Omega}_T$.

4.2.2 Wellenfrontfehler

Die Richtung des Impulsübertrages eines Gauß-Strahls, wie er durch die Raman-Pulse gegeben ist, hängt von der lokalen Krümmung der Wellenfront an der Stelle der Interaktion ab. Der Radius dieser Krümmung ist außerhalb des Fokuspunktes endlich groß und es kann nicht von ebenen Wellenfronten ausgegangen werden. Zusätzlich treten durch Imperfektionen des verwendeten Kollimators Wellenfrontfehler auf, die für beide Spezies identisch sind, da alle Raman-Strahlen über die selbe Faser und den selben Kollimator eingestrahlt werden. Prinzipiell sind diese Fehler in der Retroreflex-Konfiguration unterdrückt, da sich die transversalen Komponenten der beteiligten Wellenvektoren bei gleichem Krümmungsradius kompensieren (siehe Abbildung 4.2). Unterscheiden sich jedoch die Krümmungsradien, so

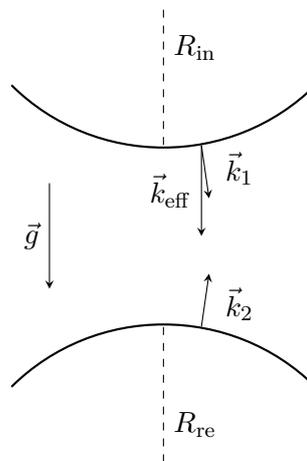


Abbildung 4.2: Richtung der relevanten Wellenvektoren unter Berücksichtigung der gekrümmten Wellenfront. Durch die Retroreflex-Konfiguration werden bei identischen Krümmungsradien $R_{\text{in}} = R_{\text{re}}$ die transversalen Komponenten der Wellenvektoren \vec{k}_1 und \vec{k}_2 kompensiert und der effektive Wellenvektor \vec{k}_{eff} ist parallel zu \vec{g} . Der Effekt der Wellenfrontkrümmung ist überspitzt dargestellt.

tritt diese Kompensation nicht vollständig auf und die Projektion $\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}$ wird verringert. Eine solche Veränderung wird zum Beispiel durch die Oberflächenqualität des Retroreflektors¹ verursacht, wodurch eine effektive Krümmung der Spiegeloberfläche angenommen werden muss [37]. Dies führt zu unterschiedlichen Krümmungsradien R_{in} und R_{re} sowie zu

¹ Die Rauheit der Oberfläche des in diesem Experiment verwendeten Spiegels wurde auf $< \lambda/20$ spezifiziert [24].

einer Phasenverschiebung von

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{\text{wf},i} \approx k_{\text{eff},i} \cdot & \left[(\sigma_{0,i} + \sigma_{t,i} t_0)^2 \left(\frac{1}{R_{\text{in}}^{(1)}} - \frac{1}{R_{\text{re}}^{(1)}} \right) \right. \\ & - 2 (\sigma_{0,i} + \sigma_{t,i} (t_0 + T))^2 \left(\frac{1}{R_{\text{in}}^{(2)}} - \frac{1}{R_{\text{re}}^{(2)}} \right) \\ & \left. + (\sigma_{0,i} + \sigma_{t,i} (t_0 + 2T))^2 \left(\frac{1}{R_{\text{in}}^{(3)}} - \frac{1}{R_{\text{re}}^{(3)}} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.9)$$

im Mach-Zehnder-Interferometer [37]. Dabei bezeichnet $\sigma_{0,i}$ die anfängliche Ausdehnung des atomaren Ensembles $i = \{\text{K}, \text{Rb}\}$ und $\sigma_{t,i}$ dessen thermische Expansionsrate. Die Pulse (1), (2), (3) werden zu den Zeiten $t_0, (t_0 + T), (t_0 + 2T)$ mit entsprechenden Wellenfrontradien $R^{(k)}$ durchgeführt. Die Radien sind für beide Spezies richtungsweise identisch. Sie können mit Hilfe des ABCD-Matrix Formalismus [38] zu den entsprechenden Zeiten an den korrespondierenden Orten berechnet werden. Die Auswertung von Gleichung 4.9 führt zu einer Unsicherheit des Eötvös-Verhältnisses von $\delta\eta = 7,3 \cdot 10^{-8}$.

4.2.3 Zwei-Photonen Lichtverschiebung

Neben dem gewünschten Raman-Übergang $|1,p\rangle \rightarrow |2,p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ mit den Lichtfeldern ω_1^{in} und ω_2^{re} kann bei den Interferometrie-Pulsen auch eine ungewünschte, fernverstimmte Kopplung mit anderen Zuständen auftreten. Durch die Retroreflex-Konfiguration ist auch das jeweils andere Paar der Lichtfelder ω_1^{re} und ω_2^{in} vorhanden und es können die Übergänge

$$|1,p\rangle \rightarrow |2,p - \hbar k_{\text{eff}}\rangle$$

mit der Verstimmung $\delta = 2\omega_D$ und

$$|2,p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |1,p + 2\hbar k_{\text{eff}}\rangle$$

mit einer Verstimmung von $\delta = 2\omega_D + 4\omega_r$ getrieben werden [39] (siehe Abbildung 4.3). Im Gegensatz zu dem in [39] beschriebenen Experiment, sind hier durch die unterschiedliche Lichtpolarisation auch Übergänge durch kopropagierende Strahlen möglich, die zusätzlich die Kopplungen von

$$|1,p\rangle \rightarrow |2,p\rangle$$

und

$$|1,p \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |2,p \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle$$

erlauben. Die zuvor genannten Kopplungen führen durch den AC-Stark Effekt (Gleichung 2.20) zu einer Verschiebung der Übergangsfrequenzen

$$\delta\omega_{\pm zp} = \frac{|\Omega_{\text{eff}}|^2}{4} \left(\frac{1}{\pm 2\omega_D} + \frac{1}{\pm 2\omega_D + 4\omega_r} + \frac{2}{\pm\omega_D + \omega_r} \right), \quad (4.10)$$

wobei im letzten Term auf Grund der Strahlkonfiguration eine doppelte effektive Rabi-Frequenz durch kopropagierende Strahlen angenommen wurde. Die Phasenverschiebung im Mach-Zehnder-Atominterferometer für die Spezies i ist für kurze Pulse, bei denen die Zwei-Photonen Lichtverschiebung konstant über die Pulsdauer angenommen werden kann, nur durch die Parameter während der $\frac{\pi}{2}$ -Pulse (1) und (3) gegeben [39]. Sie beträgt

$$\Delta\Phi_{\pm zp,i} = \left(\frac{\delta\omega_{\pm zp,i}^{(1)}}{\Omega_{\text{eff},i}^{(1)}} - \frac{\delta\omega_{\pm zp,i}^{(3)}}{\Omega_{\text{eff},i}^{(3)}} \right) \quad (4.11)$$

und führt zu einer Verschiebung des Eötvös-Parameters von $\Delta\eta_{zp} = (3,70 \pm 0,07) \cdot 10^{-8}$, wobei eine Unsicherheit der Verschiebung von 2% angenommen wurde.

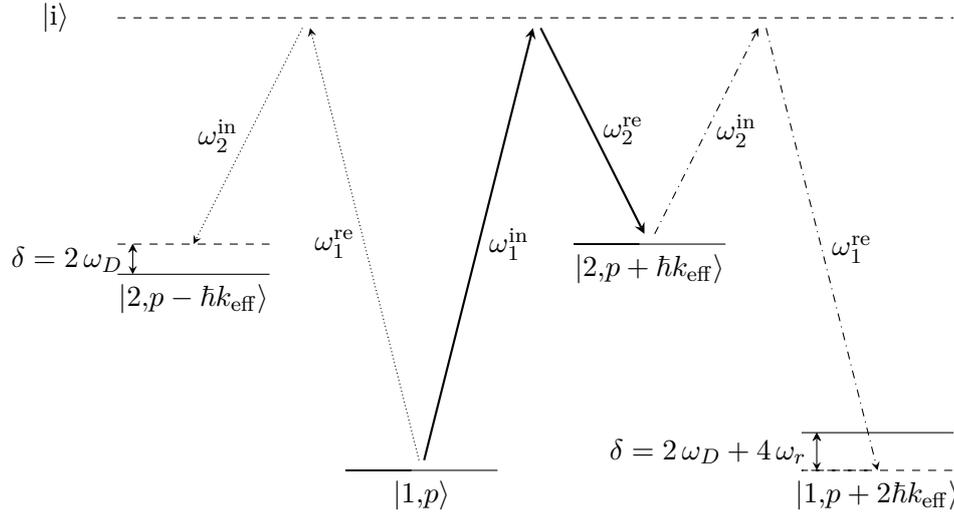


Abbildung 4.3: Übergänge durch die Raman-Pulse. Durch die Retroreflex-Konfiguration koppeln die verschiedenen Kombinationen der Lichtfelder neben dem gewünschten Übergang (durchgezogene Linie) auch ungewünschte Übergänge zu $|1,p + 2\hbar k_{\text{eff}}\rangle$ (Strich-Punkt Linie) und $|2,p - \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ (gepunktete Linie). Grafik aus [39] übernommen und modifiziert.

4.2.4 Gravitationsgradient 1. Ordnung

Der in Gleichung 2.28 angegebene Phasenbeitrag durch die gravitative Beschleunigung g ist nur der Beitrag erster Ordnung einer umfassenderen Untersuchung des Einflusses der Gravitation. In [40] ist eine tensorielle Analyse der gravitativen Phasenbeiträge im Atominterferometer durchgeführt worden. Neben dem in Gleichung 2.28 angegebenen Term treten auch Phasenbeiträge höherer Ordnung auf, die unter anderem durch einen Gravitationsgradienten bedingt sind. Ein anfänglicher Positionsversatz δz der atomaren Ensembles führt daher zu einer Verschiebung der gemessenen Beschleunigung [18] von

$$\Delta g_{\text{gr},z} = \delta z \cdot T_{zz} \quad (4.12)$$

mit der z-Komponente des Gravitationstensors $T_{zz} = 3,08 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-2}$. Dies führt bei einer angenommenen initialen Separation von $\delta z = 300 \mu\text{m}$ zu einer Unsicherheit des Eötvös-Verhältnisses von $\delta \eta_{\text{gr},z} = 9,4 \cdot 10^{-11}$. In identischer Weise führt ein differentieller Geschwindigkeitsunterschied δv_0 zu einer Verschiebung [40] von

$$\Delta g_{\text{gr},v} = \delta v_0 \cdot T_{zz} \cdot T \quad (4.13)$$

mit der Pulsseparationszeit T . Unter der Annahme einer differentiellen Schwerpunktsbewegung von $\delta v_0 = 1 \text{ mm/s}$ zwischen den gleichzeitig fallenden atomaren Ensembles entsteht eine Unsicherheit von $\delta \eta_{\text{gr},v} = 1,3 \cdot 10^{-11}$. Die Gesamtunsicherheit des Eötvös-Verhältnisses durch den Beitrag des Gravitationsgradienten wird durch die Wurzel der Quadratsummen beider Unsicherheiten berechnet und beträgt $\delta \eta_{\text{gr}} = 9,5 \cdot 10^{-11}$. Damit ist sie im aktuellen Experiment vernachlässigbar klein.

4.2.5 Effektiver Wellenvektor

Die Beiträge systematischer Verschiebungen zum Eötvös-Verhältnis werden durch die ermittelten Phasenbeiträge systematischer Fehler berechnet. Der Umrechnungsfaktor zwischen Phasenbeitrag und Beschleunigung ist dabei gemäß Gleichung 2.28 durch $k_{\text{eff},i} T^2$ gegeben. Eine Ungenauigkeit über die Kenntnis des Wellenvektors führt folglich zu einer Ungenauigkeit der berechneten Verschiebungen. In erster Ordnung ergibt sich für die Ungenauigkeit des Eötvös-Verhältnisses durch eine Taylor-Näherung

$$\delta \eta_{\text{wv}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \omega_{\text{Rb}}}{2 \omega_{\text{D}_2, \text{Rb}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \omega_{\text{K}}}{2 \omega_{\text{D}_2, \text{K}}}\right)^2} \quad (4.14)$$

mit der Ungenauigkeit der Spektroskopie $\Delta \omega_i$ und der eigentlichen Übergangsfrequenz $\omega_{\text{D}_2, i}$. Letztere sind mit einer relativen Ungenauigkeit von $2 \cdot 10^{-10}$ für ^{39}K [41] bzw. 10^{-11} für ^{87}Rb [42] hinreichend präzise bestimmt worden, so dass deren Ungenauigkeiten keinen signifikanten Beitrag in Gleichung 4.14 leisten. Nimmt man eine Ungenauigkeit der Spektroskopie von $\Delta \omega_i = 700 \text{ kHz}$ an, ergibt sich für die Unsicherheit des Eötvös-Verhältnisses $\delta \eta_{\text{wv}} = 1,3 \cdot 10^{-8}$.

4.2.6 Zeeman-Verschiebung 2. Ordnung

Obwohl die Interferometrie mit den Atomen in einem $m_F = 0$ Zustand durchgeführt wird, der in erster Ordnung nicht sensitiv auf Energieverschiebungen durch Magnetfelder ist, tritt in zweiter Ordnung eine Verschiebung der Übergangsfrequenzen zwischen den Hyperfeinzuständen $|F = 1, m_F = 0\rangle$ und $|F = 2, m_F = 0\rangle$ gemäß

$$\Delta\omega_i = \frac{(g_J - g_I)^2}{2\hbar^2\omega_{21,i}} \mu_B^2 B^2 = \kappa_i \cdot B^2 \quad (4.15)$$

auf [43]. Dabei bezeichnen g_J und g_I die jeweiligen gyromagnetischen Verhältnisse, \hbar das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum, μ_B das Bohr'sche Magneton, $\omega_{21,i}$ die unverschobene Übergangsfrequenz zwischen den Hyperfeinzuständen und B das wirkende Magnetfeld. κ_i bezeichnet dabei zusammenfassend die Sensitivität der Spezies i auf eine solche Verschiebung. Es muss davon ausgegangen werden, dass das Magnetfeld sowohl zeitlich als auch räumlich variiert. Durch die Induktivität der verwendeten Helmholtz-Spule ist das Quantisierungsfeld nicht instantan eingeschaltet und durch Abweichungen von der Helmholtz-Konfiguration letztendlich auch nicht räumlich homogen. Das Feld kann in erster Ordnung zerlegt werden in eine zeitliche und räumliche Komponente gemäß

$$B(z,t) = B(t) + \frac{\partial B(t)}{\partial z} \cdot z. \quad (4.16)$$

Mit Gleichung 4.15 folgt

$$\Delta\omega_i(t) = \kappa_i \left(B^2(t) + 2 B(t) \cdot \frac{\partial B(t)}{\partial z} \cdot z + \left(\frac{\partial B(t)}{\partial z} \cdot z \right)^2 \right). \quad (4.17)$$

Der rein zeitliche Term tritt für beide Spezies unabhängig von der Richtung des Impulsübertrages auf und wird daher im verwendeten Auswertungsschema stark unterdrückt. Der Gradient wirkt hingegen verschieden, da die Trajektorie der Schwerpunktsbewegung der Atome vom Impulsübertrag abhängt. Dies führt zu einer unterschiedlichen Verschiebung, die nicht vollständig differentiell unterdrückt wird. Nach der Anwendung des Auswerteschemas verbleibt eine residuelle Verschiebung durch die Ortsverschiebung $z_i = v_{r,i} \cdot t$ der Raman-Pulse, die mit der Rückstoßgeschwindigkeit $v_{r,i}$ (Gleichung 2.24) skaliert. Es gilt:

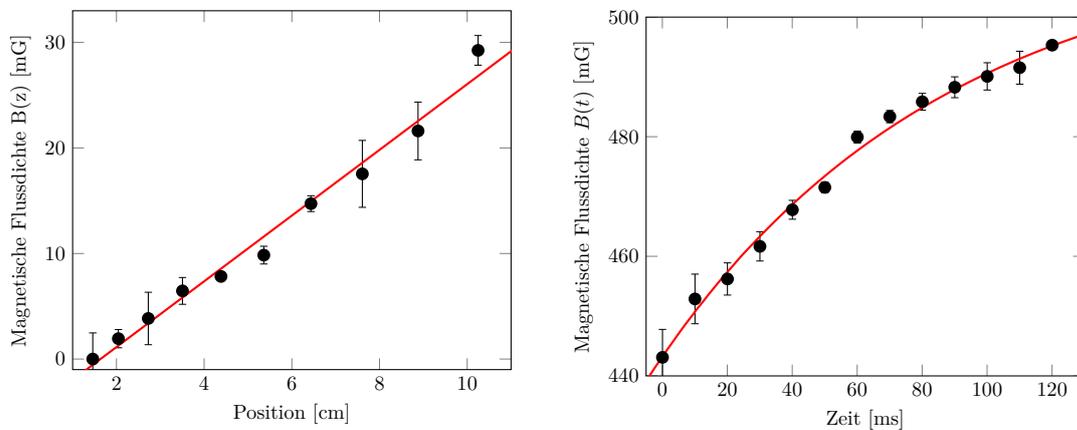
$$\Delta\omega_{r,i}(t) = \kappa_i \left(2 B(t) \cdot \frac{\partial B(t)}{\partial z} \cdot v_{r,i} \cdot t + \left(\frac{\partial B(t)}{\partial z} \cdot v_{r,i} \cdot t \right)^2 \right). \quad (4.18)$$

Der zweite Term, der proportional zum Quadrat des Gradienten ist, ist deutlich kleiner als der erste Term, kann aber bei numerischer Berechnung leicht berücksichtigt werden. Die resultierende Phasenverschiebung im Interferometer kann durch den Sensitivitätsformalismus (Abschnitt 2.4) mit dem Integral

$$\Delta\Phi_{r,i} = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\omega_{r,i}(t) g_s(t) dt \quad (4.19)$$

der Frequenzverschiebung $\Delta\omega_{r,i}$ multipliziert mit der Sensitivitätsfunktion $g_s(t)$ berechnet werden. Hierfür ist eine Charakterisierung des Magnetfeldgradienten und des Einschaltverhaltens notwendig (Abbildung 4.4). Es genügt dabei, die Untersuchung auf die Interferometriezeit zu beschränken, da die Sensitivitätsfunktion außerhalb dieser Zeit den Wert 0 annimmt (siehe Gleichung 2.33).

Der Gradient wird bestimmt, indem nach unterschiedlichen Fallzeiten ein Raman-Spektrum bei konstanter Einschaltzeit des Magnetfeldes aufgenommen wird. Die Aufspaltung der Doppler-insensitiven Übergänge ist dann proportional zum wirkenden Feld (Gleichung 3.4). Die Anpassung einer linearen Ausgleichsfunktion liefert einen Gradienten von $\frac{\partial B}{\partial z} = 3,11 \text{ mG/cm}$. Das Einschaltverhalten wird bei variabler Einschaltzeit analog analysiert. Die Auswertung von Gleichung 4.19 führt auf einen Beitrag zum Eötvös-Verhältnis von $\Delta\eta_r = (-1,30 \pm 0,06) \cdot 10^{-6}$.



(a) Charakterisierung des Magnetfeldgradienten bei konstanter Einschaltzeit $B(t_0)$

(b) Charakterisierung des Einschaltverhaltens $B(t)$

Abbildung 4.4: Charakterisierung des Quantisierungsfeldes. (a) Analyse des Magnetfeldgradienten durch Bestimmung der Zeeman-Aufspaltung im ^{39}K -Raman-Spektrum (siehe auch Abschnitt 3.3) nach unterschiedlicher Fallzeit bei konstanter Einschaltzeit $B(t_0)$. Von den Werten wurde ein konstanter Versatz abgezogen, der durch $B(t_0)$ bedingt ist. Die Anpassung einer linearen Ausgleichsfunktion (rot) ergibt einen Magnetfeldgradienten von $\frac{\partial B}{\partial z} = 3,11 \text{ mG/cm}$. (b) Einschaltverhalten des Magnetfeldes $B(t)$ durch Bestimmung der Zeeman-Aufspaltung im ^{39}K -Raman-Spektrum nach unterschiedlichen Fallzeiten der Atome. Das in rot dargestellte Modell entspricht einer sättigenden Exponentialfunktion $\propto a \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{(t-t_c)}{\tau}\right)\right)$ mit $\tau = 88,7 \text{ ms}$.

4.3 Statistischer Fehler

Ein Maß für die statistische Unsicherheit einer Messung ist die Standardabweichung, die als mittlere quadratische Abweichung der Messwerte vom Mittelwert definiert ist. Dieser Wert verliert jedoch seine Aussagekraft, wenn der Mittelwert der Messung einer zeitlichen Änderung unterliegt, d.h. wenn dieser nicht stationär ist¹. Dann existieren Korrelationen zwischen den Messpunkten und die Standardabweichungen von Teilintervallen der experimentellen Messwerte konvergieren nicht gegen die Standardabweichung des gesamten Datensatzes [44]. Eine von Dave Allan vorgeschlagene Methode zur Analyse von Rauschen von Oszillatoren vergleicht daher benachbarte Teilintervalle des Datensatzes untereinander, statt relativ zum Mittelwert des gesamten Datensatzes. Mathematisch wird diese sogenannte Allan-Varianz² durch

$$\sigma_y^2(\tau) = \sigma_y^2(n\tau_0) = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} (\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2 \quad (4.20)$$

beschrieben. Die Daten werden dabei in n disjunkte Teilintervalle der zeitlichen Länge $\tau = n \cdot \tau_0$ mit der Dauer einer Messung τ_0 und den Mittelwerten der Teilintervalle \bar{y}_i unterteilt. Die Allan-Varianz entspricht dann dem halben Mittelwert der Quadrate der Differenz von Mittelwerten benachbarter Teilintervalle. Noch mehr Informationen können aus den Daten gewonnen werden, indem eine Überschneidung der Teilintervalle zugelassen wird (vgl. Abbildung 4.5). Durch die Verwendung aller möglichen Kombinationen von Teilintervallen wird die Konfidenz der Berechnung auf Kosten der Berechnungszeit erhöht [45]. Heutzutage wird überwiegend die Allan-Varianz mit überlappenden Teilintervallen angegeben, die mit

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2m^2(M-2m+1)} \sum_{j=1}^{M-2m+1} \sum_{i=j}^{j+m+1} (\bar{y}_{i+m} - \bar{y}_i)^2 \quad (4.21)$$

berechnet wird [45]. Der Parameter m gibt dabei die Stärke der Überschneidung an³. Für den Spezialfall $m = 1$ geht Gleichung 4.21 in Gleichung 4.20 über.

Die Daten des Eötvös-Verhältnisses können mit dieser Methode analysiert werden. Abbildung 4.6 zeigt die Allan-Standardabweichung des Eötvös-Verhältnisses σ_η und die der normierten Beschleunigungen σ_K und σ_{Rb} . Das Integrationsverhalten ist dabei proportional zu $\tau^{-1/2}$. Nach einer Integrationszeit von 4096 s beträgt die statistische Unsicherheit des Eötvös-Verhältnisses $\sigma_\eta = 8,5 \cdot 10^{-8}$. Limitierend ist hierfür die Stabilität des ^{39}K -Interferometers, welche etwa einen Faktor 14 schlechter ist, als die des ^{87}Rb -Interferometers.

1 Ein statistischer Prozess heißt stationär, wenn dessen Parameter (d.h. Mittelwert und Standardabweichung) zeitunabhängig sind [44].

2 In Analogie zur herkömmlichen Varianz existiert auch die Allan-Standardabweichung, die als Quadratwurzel der Allan-Varianz definiert ist.

3 In Abbildung 4.5 gilt $m = 3$

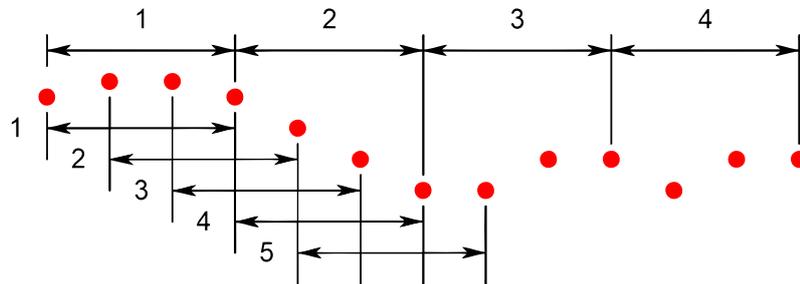


Abbildung 4.5: Überschneidende (unten) und disjunkte Teilintervalle (oben) eines Datensatzes (rot) zur Berechnung der Allan-Standardabweichung. Durch die Überschneidungen werden mehr Teilintervalle erzeugt und die Konfidenz des Ergebnisses wird auf Kosten der Berechnungszeit erhöht. Modifiziert übernommen aus [45].

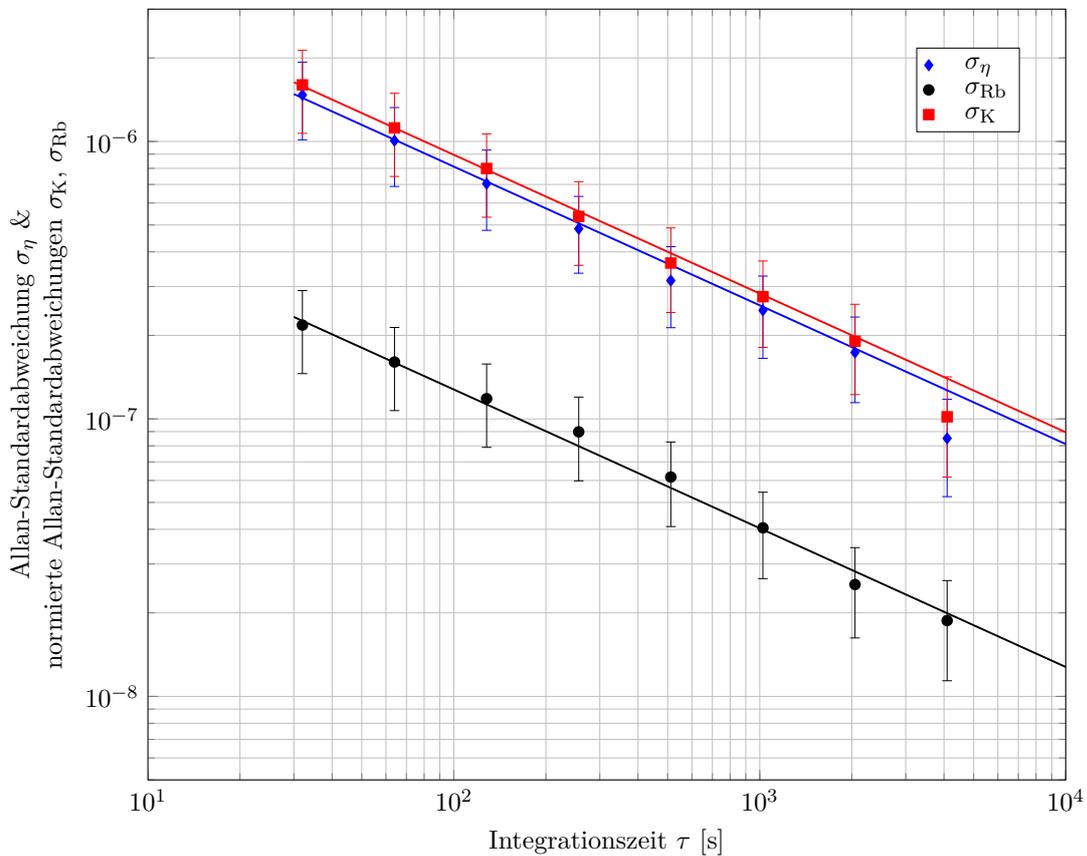


Abbildung 4.6: Allan-Standardabweichung des ermittelten Eötvös-Verhältnisses σ_η (blau) und normierte Allan-Standardabweichungen der einzelnen Gravimeter σ_K (rot) und σ_{Rb} (schwarz). Das Integrationsverhalten $\propto 1/\sqrt{\tau}$ ist für die jeweiligen Datensätze als durchgezogene Linie angegeben. Die statistische Unsicherheit des ermittelten Eötvös-Verhältnisses beträgt $\sigma_\eta = 8,5 \cdot 10^{-8}$ nach einer Integrationszeit von 4096s und ist durch die Instabilität des Kalium-Interferometers limitiert.

4.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die in den vorherigen Abschnitten ermittelten systematischen Beiträge zum Eötvös-Verhältnis sind noch einmal zusammenfassend in Tabelle 4.1 dargestellt. Die größten Beiträge sind durch Wellenfrontfehler und die Zeeman-Verschiebung zweiter Ordnung gegeben. Der Gesamtbeitrag entspricht der Summe der Versatzbeiträge $\Delta\eta$ mit einer Unsicherheit $\delta\eta = \sqrt{\sum_i (\delta\eta_i)^2}$. Insgesamt entsteht ein systematischer Korrekturterm für das Eötvös-Verhältnis von $\Delta\eta = (-1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$. Unter Berücksichtigung der systematischen und statistischen Beiträge berechnet sich das Eötvös-Verhältnis zu $\eta = (-0,3 \pm 1,7) \cdot 10^{-7}$.

Tabelle 4.1: Übersicht über die systematischen Fehlerbeiträge zum Eötvös-Verhältnis mit Verschiebungen $\Delta\eta$ und Unsicherheiten $\delta\eta$. Der Gesamtbeitrag der Verschiebung $\Delta\eta_{\text{ges}}$ ergibt sich als Summe der einzelnen Beiträge $\Delta\eta$ mit der Unsicherheit $\delta\eta_{\text{ges.}} = \sqrt{\sum_i \delta\eta_i^2}$.

Art	$\Delta\eta$	$\delta\eta$
Wellenfrontfehler	0	$7,3 \cdot 10^{-8}$
Residueller Zeeman-Effekt 2. Ordnung	$-1,3 \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-8}$
Effektiver Wellenvektor	0	$1,3 \cdot 10^{-8}$
Coriolis-Kraft	0	$9,1 \cdot 10^{-9}$
Zwei-Photonen Lichtverschiebung	$3,7 \cdot 10^{-8}$	$7,4 \cdot 10^{-10}$
Gravitationsgradient 1. Ordnung	0	$9,5 \cdot 10^{-11}$
Gesamt	$-1,3 \cdot 10^{-6}$	$9,5 \cdot 10^{-8}$

KAPITEL 5

Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein atominterferometrischer Test der Universalität des freien Falls mit ^{39}K und ^{87}Rb durchgeführt. Hierbei konnte das schwache Äquivalenzprinzip mit einem Eötvös-Parameter von $\eta = (-0,3 \pm 1,7) \cdot 10^{-7}$ validiert werden. Die erzielte Ungenauigkeit der Messung ist drei mal besser im Vergleich zu früheren Experimenten mit Kalium und Rubidium [17]. Dies wurde maßgeblich durch eine geschwindigkeitsselektive Zustandspräparation ermöglicht, die eine Anreicherung und Selektion der Atome in einen magnetisch insensitiven Grundzustand mit schmaler Geschwindigkeitsverteilung vornimmt. Die Zustandspräparation wurde in dieser Arbeit hinsichtlich ihrer Effektivität und Stabilität untersucht. Eine alternative Entfernung der restlichen, nicht präparierten Atome wurde mit seitlich eingestrahlt, linear polarisiertem Licht erprobt. Im Vergleich zu zirkularem, von oben eingestrahlt Licht ergab sich jedoch keine signifikante Steigerung der Effizienz oder Stabilität.

5.1 Bewältigung derzeitiger Limitierungen

Die vorliegende Messung ist wie auch schon in der Vergangenheit durch das Rauschen im Kalium-Interferometer limitiert, wie die Analyse der statistischen Unsicherheit in Abschnitt 4.3 zeigt. Entscheidend für die Sensitivität eines Atominterferometers ist aus Sicht des statistischen Fehlers vor allem die Pulsseparationszeit und der Kontrast. Eine Vergrößerung beider Parameter führt zu einer größeren Kurzzeit-Stabilität, wodurch die systematische Limitierung nach kürzerer Integrationszeit erreicht wird. Die Erhöhung der Pulsseparationszeit ist im aktuellen Experiment durch die Dimensionierung der Vakuumkammer jedoch nicht unbegrenzt möglich: Durch den Abstand zwischen der Startposition und der Detektionszone von etwa 23 cm ist die maximale Interferometriezeit letztendlich auf $2T \approx 200$ ms begrenzt. Limitierend ist momentan vor allem die thermische Expansion des Kalium-Ensembles, die über eine Dephasierung auf Grund einer räumlich verschiedenen Rabinfrequenz zu Kontrastverlust führt. Daher konnte im Kalium-Interferometer bisher keine auswertbare Interferenz oberhalb einer Pulsseparationszeit von $T = 41$ ms beobachtet werden. Eine Reduktion der Temperatur des Kalium-Ensembles würde diesen Effekt verringern. Im zuvor an diesem Experiment verwendeten ^{87}Rb -Gravimeter kam eine optische Dipolfalle bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$ zum Einsatz, in der die Ensembletemperatur durch evaporatives Kühlen bis zur Quantenentartung verringert werden konnte [46–48]. Beim evaporativen

Kühlen [49] werden die jeweils heißesten Atome aus der Falle entfernt. Dies führt nach einer Rethermalisierung zu einer Verringerung der mittleren Ensembletemperatur. Ein Beladen der optischen Dipolfalle mit Rubidium wurde bereits gezeigt [48]. Die effiziente Beladung von ^{39}K und eine gleichzeitige Beladung beider Spezies steht noch aus und würde durch die Applikation der Evaporation nicht nur die Temperatur senken, sondern auch beide Ensembles auf eine gemeinsame Startposition überlagern. Hierdurch können stärkere Beschränkungen an die Parameter der systematischen Fehler gesetzt werden, die damit verringert werden.

Während die Zeeman-Verschiebung zweiter Ordnung durch eine genauere Charakterisierung des Magnetfelds präziser korrigiert werden kann, ist eine ähnlich große systematische Unsicherheit durch den Wellenfrontfehler $\delta\eta_{\text{wf}}$ gegeben und wird für zukünftige Messungen eine Limitierung darstellen. Der Schlüssel zur Unterdrückung dieser Unsicherheit liegt in der Anpassung der räumlichen Ausdehnung beider atomarer Ensembles während der Interferometersequenz, wie Gleichung 4.9 zeigt. Hierdurch tritt die Verschiebung für beide Spezies gleich stark auf und wird differentiell unterdrückt. Die räumlichen Verteilungen werden aneinander angepasst, indem nach einer anfänglichen Schwerpunktsüberlagerung die Expansionsraten angeglichen werden¹. Dies ist bei einem Temperaturverhältnis gegeben, das dem inversen Massenverhältnis entspricht [18], welches in der optischen Dipolfalle durch parametrisches Heizen einer Spezies bei doppelter Fallenfrequenz eingestellt werden kann [46].

5.2 Weiterführende Experimente

Die Auflösung des in dieser Arbeit vorgestellten Tests der Universalität des freien Falls bleibt noch einige Größenordnungen hinter den besten klassischen Tests zurück. Selbst unter Zuhilfenahme einer optischen Dipolfalle liegt im vorliegenden Aufbau unter Idealbedingungen die systematische Unsicherheit im Bereich von $\delta\eta = 10^{-9}$, wie eine Abschätzung mit konservativen Parametern zeigt [24]. Ein Ergebnis in der Größenordnung der klassischen Tests der UFF von $\delta\eta \approx 10^{-13}$ ist an diesem Aufbau folglich nicht zu erwarten.

Derzeit entsteht in Hannover ein neues Forschungsinstitut für Quantentechnologien, das HITec (Hannover Institute of Technology). Die Idee der Vergrößerung der Pulsseparationszeit soll hier an einem Atominterferometer mit langer Basislinie VLBAI (very long baseline atom interferometer) umgesetzt werden. Auf einer Fallstrecke von etwa 10 m sollen Interferometriezeiten von über 1 s realisiert werden². Als Testmassen sind atomare Ensembles von Rubidium und Ytterbium vorgesehen. Durch ihre elementare Zusammensetzung bieten sie im Modell der Standardmodellerweiterung eine hohe Sensitivität auf eine mögliche Verletzung der UFF durch deren Baryonenzahl [6]. Damit liefern sie komplementäre Informationen zu dem in dieser Arbeit präsentierten Massenpaar, das vor allem sensitiv auf eine mögliche Verletzung ist, die mit dem Neutronenüberschuss skaliert [6]. Ytterbium ist aus vielerlei Hinsicht ein interessanter Partner zu Rubidium. Die hohe Masse des Lanthanoids von $m_{\text{Yb}} \approx 170 \text{ u}$ führt zu einer geringen thermischen Expansion und die

¹ Auch hier ist die Verwendung einer optischen Dipolfalle sehr nützlich.

² In einer eingepflanzten Fontänen-Konfiguration sind sogar Interferometriezeiten von mehr als 2 s möglich.

schwache magnetische Sensitivität macht es wenig Anfällig für eine Zeeman-Verschiebung zweiter Ordnung. Durch eine präzise Charakterisierung der systematischen Verschiebungen und unter Ausnutzung der differentiellen Eigenschaft einer zwei-Spezies Messung können systematischen Effekte unterdrückt werden [50]. Damit wird es möglich sein, die Universalität des freien Falls mit einem Eötvös-Parameter von $|\eta| < 7 \cdot 10^{-13}$ zu testen [50], wodurch eine Genauigkeit in der Größenordnung von klassischen Tests erreicht wird.

In einem effektiven Schwerfeld ist die Interferometriezeit letztlich immer durch die Abmessung der Vakuumapparatur limitiert. Ein alternativer Ansatz zur Erhöhung der Pulsseparationszeit ist es, das Experiment in Mikrogravitation durchzuführen. Durch die Verringerung der relativen Bewegung zwischen den Atomen und der Vakuumkammer können somit sehr viel längere Evolutionszeiten erreicht und bisherige Limitationen der Interferometriezeit überwunden werden. Im Rahmen der Projekte PRIMUS (Präzisionsinterferometrie mit Materiewellen unter Schwerelosigkeit) und QUANTUS (Quantengase unter Schwerelosigkeit) werden am Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM) in Bremen Technologien zur Erzeugung und Manipulation von Quantengasen unter Schwerelosigkeit entwickelt und in einem Fallturm erprobt. Mit dem derzeit im Aufbau befindlichen Experiment PRIMUS ist geplant, die Universalität des freien Falls am Fallturm in Mikrogravitation mit einem Eötvös-Parameter von $|\eta| < 5 \cdot 10^{-11}$ zu testen [51]. Auch hier werden Kalium und Rubidium verwendet, allerdings das ebenfalls bosonische ^{41}K , welches eine deutlich größere Streulänge mit ^{87}Rb im Vergleich zu ^{39}K besitzt [52]. Am QUANTUS-I/II Experiment werden hingegen neuartige Technologien zur Erzeugung und Manipulation von Bose-Einstein-Kondensaten erprobt. So konnten Bose-Einstein-Kondensate mit einigen 10^5 ^{87}Rb -Atomen bei einer Repetitionsrate von 0,5 Hz unter Mikrogravitation erzeugt werden [53]. Diese Ansätze sind die Grundlage für weiterführende Experimente mit Quantengasen unter Schwerelosigkeit wie z.B. die Raketenmission MAIUS (Materiewelleninterferometrie unter Schwerelosigkeit), die Teil der QUANTUS-Kollaboration ist, bei der auf einer Höhenforschungsrakete die Interferometrie mit Bose-Einstein-Kondensaten im Weltraum bei langen Interferometriezeiten getestet werden soll. Sie ist der nächste Schritt auf dem Weg zu Satellitenmissionen wie STE-QUEST, bei der unter anderem das schwache Äquivalenzprinzip mit ^{85}Rb und ^{87}Rb mit bisher unerreichter Sensitivität von $|\eta| < 2 \cdot 10^{-15}$ getestet werden soll [54].

Literaturverzeichnis

1. ZHILIANG CAO, HENRY GU CAO: „Unified Field Theory and the Configuration of Particles“. *International Journal of Physics* (2013), Bd. 1(6): S. 151–161 (siehe S. 1).
2. EINSTEIN, ALBERT: „Zur allgemeinen Relativitätstheorie“. *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin* (1915), Bd. (siehe S. 1).
3. LÄMMERZAHN, C.: „The search for quantum gravity effects I“. English. *Applied Physics B* (2006), Bd. 84(4): S. 551–562 (siehe S. 1).
4. DAMOUR, T., F. PIAZZA und G. VENEZIANO: „Violations of the equivalence principle in a dilaton-runaway scenario“. *Phys. Rev. D* (4 Aug. 2002), Bd. 66: S. 046007 (siehe S. 1).
5. DAMOUR, THIBAUT: „Theoretical aspects of the equivalence principle“. *Classical and Quantum Gravity* (2012), Bd. 29(18): S. 184001 (siehe S. 1).
6. HOHENSEE, MICHAEL A., HOLGER MÜLLER und R. B. WIRINGA: „Equivalence Principle and Bound Kinetic Energy“. *Phys. Rev. Lett.* (15 Okt. 2013), Bd. 111: S. 151102 (siehe S. 1, 2, 44).
7. WILLIAMS, JAMES G., SLAVA G. TURYSHEV und DALE H. BOGGS: „Progress in Lunar Laser Ranging Tests of Relativistic Gravity“. *Phys. Rev. Lett.* (26 Dez. 2004), Bd. 93: S. 261101 (siehe S. 2).
8. WILLIAMS, JAMES G, SLAVA G TURYSHEV und DALE H BOGGS: „Lunar laser ranging tests of the equivalence principle“. *Classical and Quantum Gravity* (2012), Bd. 29(18): S. 184004 (siehe S. 2).
9. MÜLLER, J, F HOFMANN und L BISKUPEK: „Testing various facets of the equivalence principle using lunar laser ranging“. *Classical and Quantum Gravity* (2012), Bd. 29(18): S. 184006 (siehe S. 2).
10. SCHLAMMINGER, S., K.-Y. CHOI, T. A. WAGNER, J. H. GUNDLACH und E. G. ADELBERGER: „Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance“. *Phys. Rev. Lett.* (4 Jan. 2008), Bd. 100: S. 041101 (siehe S. 2).
11. TOUBOUL, P, G METRIS, V LEBAT und A ROBERT: „The MICROSCOPE experiment, ready for the in-orbit test of the equivalence principle“. *Classical and Quantum Gravity* (2012), Bd. 29(18): S. 184010 (siehe S. 2).

12. PETERS, A, K Y CHUNG und S CHU: „High-precision gravity measurements using atom interferometry“. *Metrologia* (2001), Bd. 38(1): S. 25 (siehe S. 2).
13. MERLET, S, Q BODART, N MALOSSI, A LANDRAGIN, F PEREIRA DOS SANTOS, O GITLEIN und L TIMMEN: „Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers“. *Metrologia* (2010), Bd. 47(4): S. L9 (siehe S. 2).
14. TARALLO, M. G., T. MAZZONI, N. POLI, D. V. SUTYRIN, X. ZHANG und G. M. TINO: „Test of Einstein Equivalence Principle for 0-Spin and Half-Integer-Spin Atoms: Search for Spin-Gravity Coupling Effects“. *Physical Review Letters* (Juli 2014), Bd. 113(2), 023005: S. 023005 (siehe S. 2).
15. FRAY, SEBASTIAN, CRISTINA ALVAREZ DIEZ, THEODOR W. HÄNSCH und MARTIN WEITZ: „Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle“. *Phys. Rev. Lett.* (24 Dez. 2004), Bd. 93: S. 240404 (siehe S. 2).
16. BONNIN, A., N. ZAHZAM, Y. BIDEL und A. BRESSON: „Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer“. *Phys. Rev. A* (4 Okt. 2013), Bd. 88: S. 043615 (siehe S. 2).
17. SCHLIPPERT, D., J. HARTWIG, H. ALBERS, L. L. RICHARDSON, C. SCHUBERT, A. ROURA, W. P. SCHLEICH, W. ERTMER und E. M. RASEL: „Quantum Test of the Universality of Free Fall“. *Phys. Rev. Lett.* (20 Mai 2014), Bd. 112: S. 203002 (siehe S. 2, 43).
18. HARTWIG, JONAS: „Analyse eines Atomaren Gravimeters hinsichtlich eines Quantentests des Äquivalenzprinzips“. Diss. Leibniz Universität Hannover, 2013 (siehe S. 2, 17, 37, 44).
19. YOUNG, BRENTON, MARK KASEVICH und STEVEN CHU: „Precision Atom Interferometry with Light Pulses“. *Atom Interferometry*. Hrsg. von BERMAN, PAUL R. San Diego: Academic Press, 1997: S. 363–406 (siehe S. 6–8, 10).
20. FOOT, C.J.: *Atomic physics*. Oxford master series in physics. Oxford University Press, 2005 (siehe S. 7, 20, 22, 23).
21. BROGLIE, LOUIS de: „The reinterpretation of wave mechanics“. English. *Foundations of Physics* (1970), Bd. 1(1): S. 5–15 (siehe S. 11).
22. TORII, YOSHIO, YOICHI SUZUKI, MIKIO KOZUMA, TOSHIAKI SUGIURA, TAKAHIRO KUGA, LU DENG und E. W. HAGLEY: „Mach-Zehnder Bragg interferometer for a Bose-Einstein condensate“. *Phys. Rev. A* (4 Feb. 2000), Bd. 61: S. 041602 (siehe S. 11).
23. CHEINET, P., B. CANUEL, F. PEREIRA DOS SANTOS, A. GAUGUET, F. YVER-LEDUC und A. LANDRAGIN: „Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer“. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on* (Juni 2008), Bd. 57(6): S. 1141–1148 (siehe S. 14).

24. SCHLIPPERT, D.: „Quantum Test of the Universality of Free Fall“. Diss. Leibniz Universität Hannover, 2014 (siehe S. 17, 18, 21, 22, 32, 34, 44).
25. MEINERS, CHRISTIAN: „Kompensation von seismischem Rauschen in einem atomaren Gravimeter“. Masterarbeit. Leibniz Universität Hannover, 2014 (siehe S. 18).
26. HAROLD J. METCALF, PETER VAN DER STRATEN: *Laser Cooling and Trapping*. Springer New York, 1999 (siehe S. 20).
27. HERMANN HAKEN, HANS CHRISTOPH WOLF: *Atom - und Quantenphysik*. Springer, 2004 (siehe S. 20).
28. TIECKE, T. G.: *Properties of Potassium*. v1.02, available online at <http://www.tobiastiecke.nl/archive/PotassiumProperties.pdf>. Mai 2011 (siehe S. 20, 21).
29. LANDINI, M, S ROY, L CARCAGNÍ, D TRYPOGEORGOS, M FATTORI, M INGUSCIO und G MODUGNO: „Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms“. *Physical Review A* (2011), Bd. 84(4): S. 043432 (siehe S. 20, 21).
30. ALBERS, HENNING: „Atominterferometrie mit 39K“. Masterarbeit. Leibniz Universität Hannover, 2013 (siehe S. 21).
31. DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik Band 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Verlag, 2010 (siehe S. 25).
32. LOUCHET-CHAUVET, ANNE, TRISTAN FARAH, QUENTIN BODART, ANDRÉ CLAIRON, ARNAUD LANDRAGIN, SÉBASTIEN MERLET und FRANCK PEREIRA DOS SANTOS: „The influence of transverse motion within an atomic gravimeter“. *New Journal of Physics* (2011), Bd. 13(6): S. 065025 (siehe S. 32).
33. MCGUIRK, J. M., G. T. FOSTER, J. B. FIXLER, M. J. SNADDEN und M. A. KASEVICH: „Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry“. *Phys. Rev. A* (3 Feb. 2002), Bd. 65: S. 033608 (siehe S. 32).
34. GUSTAVSON, T L, A LANDRAGIN und M A KASEVICH: „Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope“. *Classical and Quantum Gravity* (2000), Bd. 17(12): S. 2385 (siehe S. 32).
35. LAN, SHAU-YU, PEI-CHEN KUAN, BRIAN ESTEY, PHILIPP HASLINGER und HOLGER MÜLLER: „Influence of the Coriolis Force in Atom Interferometry“. *Phys. Rev. Lett.* (9 Feb. 2012), Bd. 108: S. 090402 (siehe S. 33).
36. YEKCIM: *Clip-Art der Erde aus der Open Clip Art Library*. Wikimedia Commons. Apr. 2007 (siehe S. 33).
37. SCHUBERT, C u. a.: „Differential atom interferometry with ^{87}Rb and ^{85}Rb for testing the UFF in STE-QUEST“. *ArXiv e-prints* (Dez. 2013), Bd. (siehe S. 34, 35).
38. DEMTRÖDER, WOLFGANG: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag, 2014 (siehe S. 35).

39. GAUGUET, A., T. E. MEHLSTÄUBLER, T. LÉVÈQUE, J. LE GOUËT, W. CHAIBI, B. CANUEL, A. CLAIRON, F. PEREIRA DOS SANTOS und A. LANDRAGIN: „Off-resonant Raman transition impact in an atom interferometer“. *Phys. Rev. A* (4 Okt. 2008), Bd. 78: S. 043615 (siehe S. 35, 36).
40. DIMOPOULOS, SAVAS, PETER W. GRAHAM, JASON M. HOGAN und MARK A. KASEVICH: „General relativistic effects in atom interferometry“. *Phys. Rev. D* (4 Aug. 2008), Bd. 78: S. 042003 (siehe S. 37).
41. FALKE, STEPHAN, EBERHARD TIEMANN, CHRISTIAN LISDAT, HARALD SCHNATZ und GESINE GROSCHE: „Transition frequencies of the *D* lines of ^{39}K , ^{40}K , and ^{41}K measured with a femtosecond laser frequency comb“. *Phys. Rev. A* (3 Sep. 2006), Bd. 74: S. 032503 (siehe S. 37).
42. YE, JUN, STEVE SWARTZ, PETER JUNGNER und JOHN L. HALL: „Hyperfine structure and absolute frequency of the 87Rb $5\text{P}_{3/2}$ state“. *Opt. Lett.* (Aug. 1996), Bd. 21(16): S. 1280–1282 (siehe S. 37).
43. STECK, DANIEL A.: *Rubidium 87 D Line Data*. revision 2.1.4, available online at <http://steck.us/alkalidata>. Dez. 2010 (siehe S. 38).
44. RIEHLE, FRITZ: *Frequency Standards - Basics and Applications*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2005 (siehe S. 40).
45. RILEY, W.J.: „Handbook of Frequency Stability Analysis“. (2008), Bd. (siehe S. 40, 41).
46. ZAISER, MAIC: „Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie“. Diss. Leibniz Universität Hannover, 2010 (siehe S. 43, 44).
47. SCHLIPPERT, DENNIS: „Bose-Einstein-Kondensation in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von $2\mu\text{m}$ “. Diplomarbeit. Leibniz Universität Hannover, 2010 (siehe S. 43).
48. MATTHIAS, JONAS: „Analyse einer optischen Dipolfalle für Kalium und Rubidium als Quelle für die Atominterferometrie“. Diplomarbeit. Leibniz Universität Hannover, 2013 (siehe S. 43, 44).
49. ADAMS, CHARLES S., HEUN JIN LEE, NIR DAVIDSON, MARK KASEVICH und STEVEN CHU: „Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap“. *Phys. Rev. Lett.* (18 Mai 1995), Bd. 74: S. 3577–3580 (siehe S. 44).
50. HARTWIG, J., S. ABEND, C. SCHUBERT, D. SCHLIPPERT, H. AHLERS, K. POSSO-TRUJILLO, N. GAALLOUL, W. ERTMER und E. M. RASEL: „Testing the universality of free fall with rubidium and ytterbium in a very large baseline atom interferometer“. *New Journal of Physics* (2015), Bd. 17(3): S. 035011 (siehe S. 45).
51. HERRMANN, SVEN, HANSJÖRG DITTUS, CLAUS LÄMMERZAHN, QUANTUS und PRIMUS TEAMS: „Testing the equivalence principle with atomic interferometry“. *Classical and Quantum Gravity* (2012), Bd. 29(18): S. 184003 (siehe S. 45).

52. FERLAINO, FRANCESCA, CHIARA D'ERRICO, GIACOMO ROATI, MATTEO ZACCANTI, MASSIMO INGUSCIO, GIOVANNI MODUGNO und ANDREA SIMONI: „Feshbach spectroscopy of a K- Rb atomic mixture“. *Physical Review A* (2006), Bd. 73(4): S. 040702 (siehe S. 45).
53. HERR, W.: „Eine kompakte Quelle quantenentarteter Gase hohen Flusses für die Atominterferometrie unter Schwerelosigkeit“. Diss. Leibniz Universität Hannover, 2013 (siehe S. 45).
54. AGUILERA, D. N. u. a.: „STE-QUEST - test of the universality of free fall using cold atom interferometry“. *Classical and Quantum Gravity* (2014), Bd. 31(11): S. 115010 (siehe S. 45).

Abbildungsverzeichnis

2.1 Zwei-Zustandssystem mit elektromagnetischer Kopplung	5
2.2 Rabi-Oszillationen im 2-Zustandssystem	8
2.3 Kopplung der Interferometrie-Zustände mit Raman-Übergängen	9
2.4 Mach-Zehnder Materiewellen-Interferometer	13
2.5 Darstellung der Sensitivitätsfunktion	16
3.1 Experimenteller Aufbau	19
3.2 Verwendete Licht-Verstimmungen beim Fangen und Kühlen von Kalium . . .	21
3.3 Schema der geschwindigkeitsselektiven Zustandspräparation.	24
3.4 Kombinationen der Raman-Lichtfelder bei Retroreflex-Konfiguration	26
3.5 Raman-Spektren für ^{39}K und ^{87}Rb	27
3.6 Rabi-Oszillationen mit Raman-Pulsen	28
4.1 Vektoren zur Verschiebung durch die Coriolis-Kraft	33
4.2 Richtung des Impulsübertrages durch Wellenfrontkrümmungen	34
4.3 Kopplung der Raman-Lichtfelder an verschiedene Zustände.	36
4.4 Charakterisierung des Quantisierungsfeldes	39
4.5 Überschneidende und disjunkte Teilintervalle bei der Berechnung der Allan- Standardabweichung	41
4.6 Allan-Standardabweichung des Eötvös-Verhältnisses	41

Tabellenverzeichnis

2.1 Zustandstransformation durch die Interferometer-Pulse	11
3.1 Ermittelte Kompensationspunkte der Frequenzänderungsraten	30
4.1 Übersicht über systematische Fehlerbeiträge	42

Danksagungen

An dieser Stelle meiner Arbeit möchte denjenigen Menschen danken, die es mir ermöglicht haben mein Studium hiermit abzuschließen. Zunächst einmal möchte ich Prof. Dr. Ernst Rasel danken, der es mir ermöglicht hat, unter hervorragenden Arbeitsbedingungen am Institut für Quantenoptik meine Masterarbeit zu schreiben. Mein Dank gilt auch Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, der über Jahre hinweg maßgeblich die Rahmenbedingungen hierfür geschaffen hat.

Ebenso möchte ich Henning danken, der mich während meiner Masterarbeit am ATLAS-Experiment betreut und keine Mühe gescheut hat, mir das Experiment bis ins Detail zu erklären. Hierzu zählt auch das gesamte ATLAS-Team mit Logan, Dipankar und Dennis, von denen ich viel gelernt habe und die immer ein offenes Ohr für Diskussionen, Anregungen und Fragen hatten. Ein besonderer Dank gilt vor allem Henning und Dennis, die große Teile meiner Arbeit Korrektur gelesen und kritisch geprüft haben. Nicht selbstverständlich ist auch die Arbeitseinstellung aller Mitarbeiter dieses Instituts, die jederzeit offen für Fragen und sehr hilfsbereit bei Problemen im Laboralltag sind.

Ich hatte das Glück, dass ich mein Studium zusammen mit vielen Freunden bestreiten konnte. Besonders Matthias, Tim und Alexander haben mir den Studienalltag zur Freude gemacht. Ich bin froh, dass wir diesen Weg gemeinsam gegangen sind und hoffe, dass wir auch zukünftig noch viel zusammen erleben.

Vielen Dank an meine Familie, die auf allen meinen Wegen hinter mir stand. Meine Eltern, Petra und Dirk, sowie meine Schwester Friederike haben mich immer mit Rat und Tat unterstützt und standen mir immer zur Seite.

Mein größter Dank gilt meiner Freundin Nina, die mich täglich aufs Neue motiviert und meine Studienzeit zu etwas Besonderem gemacht hat. **VIELEN DANK!**