
ATOMINTERFEROMETRIE MIT ^{39}K

Masterarbeit
von

B. Sc. Henning Albers

angefertigt am
Institut für Quantenoptik

unter Anleitung von
Prof. Dr. Ernst M. Rasel
1. November 2013

Atominterferometrie mit ^{39}K

Masterarbeit



vorgelegt der Fakultät für Mathematik und Physik
der Leibniz Universität Hannover

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

1. November 2013

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird der Aufbau eines Atominterferometers zur Messung der Erdbeschleunigung mit ^{39}K beschrieben. Dieses soll für einen quantenmechanischen Test des Einsteinschen Äquivalenzprinzips dienen. Hierzu soll der freie Fall von ^{39}K - und ^{87}Rb -Atomen im Schwerfeld der Erde verglichen werden. Das ^{87}Rb -Atominterferometer, welches für diesen Zweck erweitert wird, wurde bereits in vorherigen Arbeiten realisiert und erreicht eine Auflösung von $3,86 \cdot 10^{-8} \text{ m/s}^2$ nach $4,91 \cdot 10^4 \text{ s}$ Integrationszeit [1]. Als Atomquelle wird ein Hybrid-Doppel-MOT-System, bestehend aus 2D- und 3D-MOT, genutzt, mit dem in einer Sekunde etwa 10^8 lasergekühlte ^{39}K -Atome für die Interferometrie bereit gestellt werden. Hierbei ist das Kühlen in der optischen Melasse aufgrund der geringen Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustandes komplizierter zu realisieren als zum Beispiel für ^{87}Rb . Durch eine lineare Reduzierung der Kühllichtleistung, auf 10 % der ursprünglichen Leistung, sowie eine lineare Erhöhung der Verstimmung des Kühllichts von $-0,7 \text{ \Gamma}$ auf $-2,7 \text{ \Gamma}$ während der Polarisationsgradientenkühlung mit einer Dauer von 15 ms konnten Temperaturen des atomaren Ensembles im Bereich von wenigen zehn Mikrokkelvin erreicht werden.

Für den Atominterferometerbetrieb werden kohärente Übergänge zwischen den Hyperfeinstruktur-Zuständen der Atome durch Raman-Lichtpulse angeregt. Das hierfür benötigte Lasersystem wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und in Frequenz und Phase stabilisiert. Für die Interferometrie stehen damit etwa 90 mW dichromatisches Raman-Licht zur Verfügung. Mit dem in dieser Arbeit aufgebauten Lasersystem konnten erste interferometrische Messungen mit ^{39}K durchgeführt werden. Es wurden Ramsey-Interferenzen in kopropagierender Raman-Konfiguration aufgenommen, welche erste Optimierungen des Interferometers ermöglichten. Außerdem wurde ein Interferometer in Mach-Zehnder-Konfiguration mit kontrapropagierenden Raman-Strahlen und Entwicklungszeiten von 11 ms realisiert und für erste Schweremessungen eingesetzt.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Fangen und Kühlen von ^{39}K	5
2.1	Die magneto-optische-Falle	5
2.1.1	Erzeugung der Lichtfelder	7
2.1.2	Charakterisierung der magneto-optischen-Fallen	9
2.2	Sub-Doppler Kühlen von ^{39}K	12
2.2.1	Polarisationsgradientenkühlen	12
2.2.2	Kühlschema für ^{39}K	14
2.2.3	Temperatur des ^{39}K -Ensembles	16
3	Grundlagen der Atominterferometrie	19
3.1	Kohärente Zustandsänderung	19
3.2	Bloch-Vektor und Bloch-Kugel	22
3.3	Phasenbeitrag 1. Ordnung	24
3.4	Impulsübertrag	27
3.5	Externe Phasenverschiebungen	28
3.5.1	Die Sensitivitätsfunktion	28
3.5.2	Die AC-Stark-Verschiebung	30
3.5.3	Einkopplung von Vibrationen	34
4	Aufbau des Raman-Lasersystems und Ergebnisse	37
4.1	Das Raman-Lasersystem	37
4.2	Die Detektion der atomaren Zustände	42
4.3	Erste interferometrische Messungen	45
4.3.1	Bestimmung der Übergangsfrequenzen	45
4.3.2	Rabi-Oszillationen	47
4.3.3	Ramsey-Interferenzen	48
4.3.4	Die differenzielle AC-Stark-Verschiebung	49

4.3.5	Messung der Erdbeschleunigung	51
5	Ausblick	55
5.1	Aktuelle Leistung des Systems	55
5.2	Weiterführende Optimierungsmöglichkeiten	57
5.3	Zukünftige Experimente	60
	Literaturverzeichnis	63
	Abbildungsverzeichnis	69
	Tabellenverzeichnis	71

KAPITEL 1

EINLEITUNG

Die allgemeine Relativitätstheorie beschreibt die Wechselwirkung zwischen Materie und Raumzeitstruktur und stellt, neben dem Standardmodell, die bedeutendste Theorie in der modernen Physik dar. In ihrer allgemeinen Form wurde sie 1915 von Albert Einstein veröffentlicht und beruht auf drei fundamentalen Axiomen. Diese sind das Relativitätsprinzip, das Machsche Prinzip und das Äquivalenzprinzip. Letzteres diente Einstein als Ausgangspunkt für seine Theorie und wurde von ihm wie folgt beschrieben [2]:

***Äquivalenzprinzip:** „Trägheit und Schwere sind wesensgleich. Hieraus und aus den Ergebnissen der speziellen Relativitätstheorie folgt notwendig, daß der symmetrische „Fundamentaltensor“ ($g_{\mu\nu}$) die metrischen Eigenschaften des Raumes, des Trägheitsverhalten der Körper in ihm, sowie die Gravitationswirkung bestimmt. Den durch den Fundamentaltensor beschriebenen Raumzustand wollen wir als „G-Feld“ bezeichnen.“*

Die weitreichenden Konsequenzen, welche aus der allgemeinen Relativitätstheorie folgen, besitzen einen großen Einfluss auf die moderne Welt. So ist eine genaue Positionsbestimmung über das globale Navigationssystem (*global positioning system*, kurz: GPS) nur unter Berücksichtigung relativistischer Effekte möglich. Auch der Massendefekt, der für die Energiegewinnung bei Kern- und Fusionsreaktoren genutzt wird, ist ein Effekt, der aus der Relativitätstheorie folgt. Aus diesem Grund gibt es ständige Bestrebungen die Gültigkeit dieser Theorie mit immer größer werdender Genauigkeit zu testen. Da das Äquivalenzprinzip den Ausgangspunkt von Einsteins Überlegungen bildet stellt es einen zentralen Punkt der Überprüfungen dar. Es kann in drei Unterpostulate zerlegt werden, welche beschrieben werden können als [3]:

- **Die Universalität des freien Falls (UFF):** Alle Körper, die sich an einem Punkt in einem gegebenen Gravitationsfeld befinden durchlaufen die selbe Trajektorie unabhängig von ihrer Masse. Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, dass sie die selbe Beschleunigung erfahren.
- **Die Universalität der gravitativen Rotverschiebung (UGR):** Die Frequenz eines gegebenen Oszillators, der nicht durch Beschleunigungen beeinflusst wird¹, ist abhängig von seiner Position im Gravitationsfeld. Anders formuliert: Zeit vergeht an Orten schwacher Gravitation “langsamer“ als an Orten mit starker.
- **Die Lokale Lorentz-Invarianz (LLI):** Das Ergebnis eines Experiments ist unabhängig vom Ort und von der Orientierung des Laborsystems in dem es gemacht wurde.

Ein Verstoß gegen eines dieser Postulate würde einer Widerlegung des Äquivalenzprinzips und damit der allgemeinen Relativitätstheorie entsprechen. Aus diesem Grund werden die Postulate einzeln auf ihre Gültigkeit hin überprüft.

Um die Universalität des freien Falls zu untersuchen wird ein Vergleich der Trajektorien frei fallender Objekte angestellt. Dieser Test beruht auf Überlegungen, die bereits 1638 von Galileo Galilei [4] beschrieben wurden. Für eine Quantifizierung dieser Tests wird das Eötvös-Verhältnis gebildet. Dieses entspricht der normierten differentiellen Beschleunigung zwischen zwei unterschiedlichen Körpern A und B :

$$\eta = 2 \cdot \frac{g_A - g_B}{g_A + g_B} . \quad (1.1)$$

Damit ein Vergleich der beiden gemessenen Beschleunigungen möglich ist, müssen die Messungen in einem inhomogenen Gravitationsfeld, wie dem der Erde, am selben Raumzeitpunkt stattfinden. Dies ist nur der Fall, wenn sich die Objekte zur selben Zeit am selben Ort befinden. Da dies nicht realisierbar ist, muss versucht werden die räumlichen und zeitlichen Abweichungen zwischen den Messungen so gering wie möglich zu halten oder diese sehr genau zu simulieren.

Klassische Tests der Universalität des freien Falls sind unter anderem das “Lunar-Laser-Ranging“-Experiment [5], welches den freien Fall von Mond und Erde um die Sonne betrachtet. Es basiert auf komplexen Modellierungen der einwirkenden Faktoren, wie beispielsweise den Planetenbewegungen in unserem Sonnensystem. Außerdem muss die Ablenkung des Lichtes durch die Erdatmosphäre, welches zur Laufzeitmessung zwischen Erde und Mond eingesetzt wird, berücksichtigt werden. Auch die Bewegungen der Erd- und Mondoberflächen sind in die Betrachtung mit einzubeziehen. Durch die

¹ Pendel wären hier zum Beispiel ungeeignet.

Divergenz der Laserstrahlen und die nicht exakt bestimmbare Position und Ausrichtung der Reflektoroberflächen auf dem Mond entstehen zusätzliche Ungenauigkeiten bei der Laufzeitbestimmung. Die Vorhersage dieser Einflüsse ist nicht trivial, das LLR-Projekt erreicht dennoch eine Genauigkeit auf das Eötvös-Verhältnis im Bereich von $1 \cdot 10^{-13}$. Ein weiteres experimentelles Verfahren, das bereits von Loránd Eötvös im Jahr 1908 angewandt wurde, ist der Vergleich des Einflusses der gravitativen Beschleunigung der Erde auf verschiedene Testmassen mit einer Drehwaage. Experimente dieser Art werden bis heute mit immer höher werdender Genauigkeit durchgeführt [6]. Auf diese Weise wurden Vergleiche der Beschleunigungen zwischen Beryllium-Titan sowie Beryllium-Aluminium Testmassenpaare durchgeführt, bei denen eine Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis im Bereich von 10^{-13} erreicht wurde. Eine Limitierung der Sensitivität für solche Experimente stellt besonders thermisches Rauschen über die Ausdehnung der Apparatur dar.

Die zuvor beschriebenen klassischen Tests stellen die zur Zeit genauesten Überprüfungen des schwachen Äquivalenzprinzips dar. Quantenmechanische Tests bieten hier eine hervorragende Ergänzung. So ist es auf quantenmechanischer Ebene möglich Testmassen zu betrachten, die klassischen Tests aufgrund ihrer Beschaffenheit nicht zur Verfügung stehen würden [7]. Eine Untersuchung der beiden in diesem Experiment genutzten Alkalimetalle (^{39}K und ^{87}Rb) wäre zum Beispiel klassisch aufgrund ihrer oft heftigen Reaktion mit anderen Elementen nicht möglich. Es existieren sogar Überlegungen, die den Einbezug von Antimaterie in die Untersuchung erwägen [8].

Des Weiteren ist die Untersuchung von gravitativen Effekten auf Quantenebene von großem Interesse, da es bis heute keine schlüssige Quantenfeldtheorie der Gravitation gibt, die mit der allgemeinen Relativitätstheorie vereinbar ist.

Die Entwicklung der Interferometrie mit Materiewellen stellt einen bedeutenden Schritt zur Realisierung eines quantenmechanischen Sensors für gravitative Effekte dar. Dabei führt die Welleneigenschaft von massebehafteten Teilchen, wie sie 1924 von Louis-Victor Pierre Raymond de Broglie entdeckt wurde [9], bei Überlagerung der Wellenfunktionen zu Interferenzerscheinungen. Das erste Materiewelleninterferometer wurden Mitte des 20. Jahrhunderts von L. Marton mit Elektronen demonstriert [10]. Anfang der neunziger Jahre folgte dann die Umsetzung mit neutralen Atomen [11, 12]. Einen großen Beitrag zum Erfolg der Atominterferometrie leistet die Verwendung von stimulierten Zwei-Photonen-Übergängen, wie sie 1989 von Ch. Bordé vorgeschlagen wurden [13]. Zwei Jahre später wurde unter Verwendung von Raman-Strahlteilerpulsen das erste atomare Gravimeter zur Messung der Erdbeschleunigung realisiert [14]. Die Entwicklung der Atominterferometrie in den vergangenen Jahrzehnten liefert so eine gute Grundlage für die quantenmechanische Untersuchung von gravitativen Effekten und damit auch einem Test des schwachen Äquivalenzprinzips mit Quantenobjekten.

Ein solcher Test der Universalität des freien Falls wurde erstmals mit den beiden Rubidiumisotopen mit den Massezahlen 85 und 87 in der Gruppe um S. Fray demons-

triert [15]. Experimente dieser Art erreichen eine Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis von $1 \cdot 10^{-7}$ [15, 16]. Dieser Wert liegt zwar weit unter der Genauigkeit die durch die oben genannten klassischen Tests erreicht wurde, jedoch besitzen Atominterferometer ein großes Potential die Genauigkeit klassischer Untersuchungen bei der Bestimmung gravitativer Effekte zu übertreffen [17].

Im Rahmen des CAPRICE-Experiments am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover soll ebenfalls ein quantenmechanischer Test des schwachen Äquivalenzprinzips durchgeführt werden. Hierfür sollen die Freifall-Beschleunigungen von ^{39}K - und ^{87}Rb -Atomen bestimmt werden. Die angestrebte Genauigkeit bei der Bestimmung des Eötvös-Verhältnisses soll hierbei auf einem Niveau von $2 \cdot 10^{-9}$ liegen [1]. Um dieses zu erreichen soll das bereits demonstrierte ^{87}Rb -Gravimeter [1] mit der zusätzlichen Spezies ^{39}K erweitert werden. Da die Masse von ^{39}K um den Faktor 2,2 kleiner ist als die von ^{87}Rb bieten diese beiden Isotope gute Testmassen um sie auf eine Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzips zu testen [7]. Um die Beschleunigungen der beiden Spezies zu messen werden diese zu Beginn gemeinsam in einem Doppel-MOT-System, bestehend aus 2D- und 3D-MOT, gefangen und anschließend optisch auf Temperaturen im sub-Doppler Bereich gekühlt. Nach dem Kühlen der Atome werden diese fallen gelassen. Während des freien Falls werden vertikal ausgerichtete Raman-Strahlteilerpulse verwendet um die atomaren Zustände zu manipulieren und so ein Mach-Zehnder-Interferometer aufzuspannen. Hier bietet die Verwendung der beiden Atomspezies durch die nah beieinander liegenden Wellenlängen der atomaren Übergänge einen technischen Vorteil. Diese liegen nur 13 nm (767 nm bei ^{39}K und 780 nm bei ^{87}Rb) auseinander, wodurch eine Verwendung der gleichen Interferometeroptik möglich ist. So kann der retroreflektierende Spiegel für die Raman-Strahlen, der als Referenzfläche für die Beschleunigungsmessung dient für beide Interferometer genutzt werden. Abschließend wird eine zustandsabhängige Detektion eingesetzt und die Besetzungswahrscheinlichkeiten der atomaren Zustände auszulesen. Die für das Fangen und Kühlen sowie die kohärente Manipulation der Atome eingesetzten Lasersysteme wurden im Rahmen dieser Arbeit mit aufgebaut und für erste Messungen eingesetzt.

Es werden erste Ergebnisse bei der Realisierung eines mit ^{39}K Atomen betriebenen Interferometers zur Messung der gravitativen Beschleunigung vorgestellt. Hierzu werden in **Kapitel 2** die Techniken, die nötig sind um das atomare Ensemble zu fangen und zu kühlen, beschrieben. In **Kapitel 3** werden die Grundlagen für die Atominterferometrie erklärt. Anschließend wird in **Kapitel 4** der Aufbau des Raman-Systems und erste interferometrische Messungen präsentiert und erläutert. Abschließend gibt **Kapitel 5** einen Ausblick auf Verbesserungen der bestehenden Apparatur und die Anwendbarkeit der Erkenntnisse auf zukünftige Projekte.

FANGEN UND KÜHLEN VON ^{39}K

Da die Temperatur des atomaren Ensembles Einfluss auf die Sensitivität des Interferometers hat (siehe Abschn. 3.3), ist es erforderlich die Atome nach dem Fangen auf möglichst tiefe Temperaturen zu kühlen. In diesem Kapitel werden die genutzten physikalischen Prozesse beschrieben, um ^{39}K Atome in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (*magneto-optical trap*, kurz: MOT) zu fangen und anschließend auf wenige zehn Mikrokkelvin zu kühlen.

2.1 Die magneto-optische-Falle

Die Funktion der magneto-optischen Falle soll in diesem Abschnitt kurz erläutert werden, wobei eine detailliertere Erklärung in verschiedenen Arbeiten [18, 19] gefunden werden kann, an die der folgende Abschnitt angelehnt ist.

Bei der MOT wird zusätzlich zur optischen Melasse ein Magnetfeldgradient erzeugt, der für eine ortsabhängige Kraftkomponente führt. Das hierfür benötigte Quadrupolfeld wird durch zwei Anti-Helmholz-Spulen erzeugt, deren Ströme in entgegengesetzter Richtung fließen. Das so entstehende magnetische Feld besitzt einen Nulldurchgang, der den Mittelpunkt der Falle definiert und eine ortsabhängige Aufspaltung der Zeeman-Niveaus bewirkt (siehe Abb. 2.1). Da aufgrund der Drehimpulserhaltung eine Anregung der Atome aus dem $|F = 0, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = +1\rangle$ mit $\Delta m_F = +1$ nur durch σ^+ -polarisiertes Licht, bzw. ein Übergang mit $\Delta m_F = -1$ nur durch σ^- -polarisiertes Licht erfolgen kann, ist es durch richtige Wahl der Polarisierungen der Lichtfelder möglich,

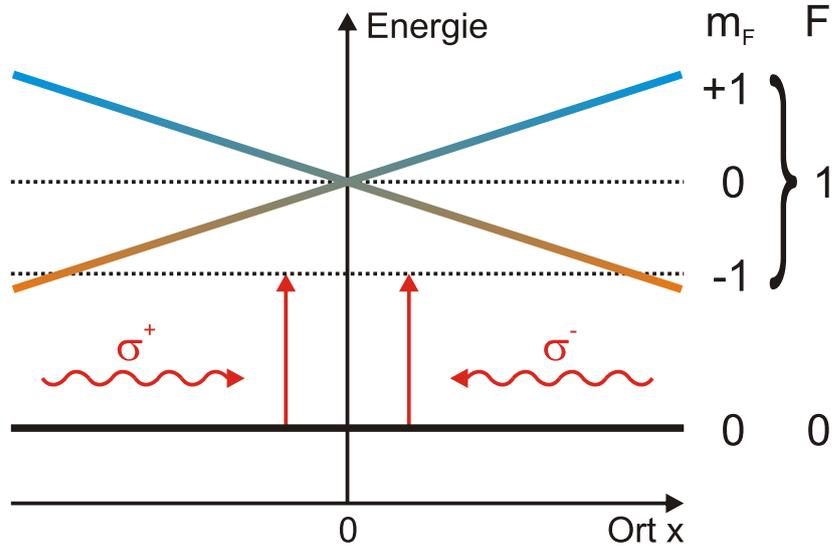


Abbildung 2.1: Aufspaltung der Zeeman-Niveaus unter Einfluss eines linearen Magnetfeldgradienten. Übernommen aus [19].

dass die Atome nur mit dem Strahl wechselwirken der sie zur Fallenmitte treibt. Somit ergibt sich eine geschwindigkeits- und ortsabhängige Kraft [20], die durch

$$\begin{aligned}
 F_{MOT} &= -\alpha\vec{v} - \frac{\alpha\beta}{k} z, \\
 \text{mit } \alpha &= 2k \frac{\partial F}{\partial \omega} = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{-2\Delta/\Gamma}{[1+(2\Delta/\Gamma)^2]^2} \\
 \text{und } \beta &= \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

beschrieben wird, wobei Δ die Verstimmung zur nicht verschobenen Übergangsfrequenz, Γ die natürliche Linienbreite, I die Intensität des Lichtfeldes, I_{sat} die Sättigungsintensität der Atome, g_F der zustandsabhängige Landè-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton ist.

Benutzt man zum Fangen zwei oder drei Strahlenpaare, können die Atome in zwei oder drei Raumrichtungen gefangen werden. Man spricht in diesem Fall von einer zwei- bzw. dreidimensionalen magneto-optischen Falle (2D-/3D-MOT). Damit die Atome mit einer möglichst hohen Laderate gefangen werden können, wird ein 2D/3D-MOT-System eingesetzt. Hierbei werden die Atome aus einem Hintergrundgas in einer 2D-MOT [1, 21, 22] gefangen und gelangen als Atomstrahl von der 2D-MOT-Kammer durch eine differenzielle Pumpstufe in die 3D-MOT-Kammer. Der Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Systems sowie die Charakterisierung für Rubidium ist bereits ausführlich beschrieben worden [1].

2.1.1 Erzeugung der Lichtfelder

Um Atome, die durch spontane Emission in den nicht mit dem Kühllicht wechselwirkenden $|4^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ -Zustand (siehe Grafik 2.2) zerfallen in den Kühlkreislauf zurück zu führen, wird neben dem Kühllicht zusätzlich Rückpumplicht eingestrahlt. Durch dieses zusätzliche Lichtfeld wird der Übergang $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ getrieben. Aus dem $|F' = 2\rangle$ -Zustand können die Atome durch spontane Emission wieder in den $|F = 2\rangle$ -Zustand zerfallen und am Kühlprozess teilnehmen.

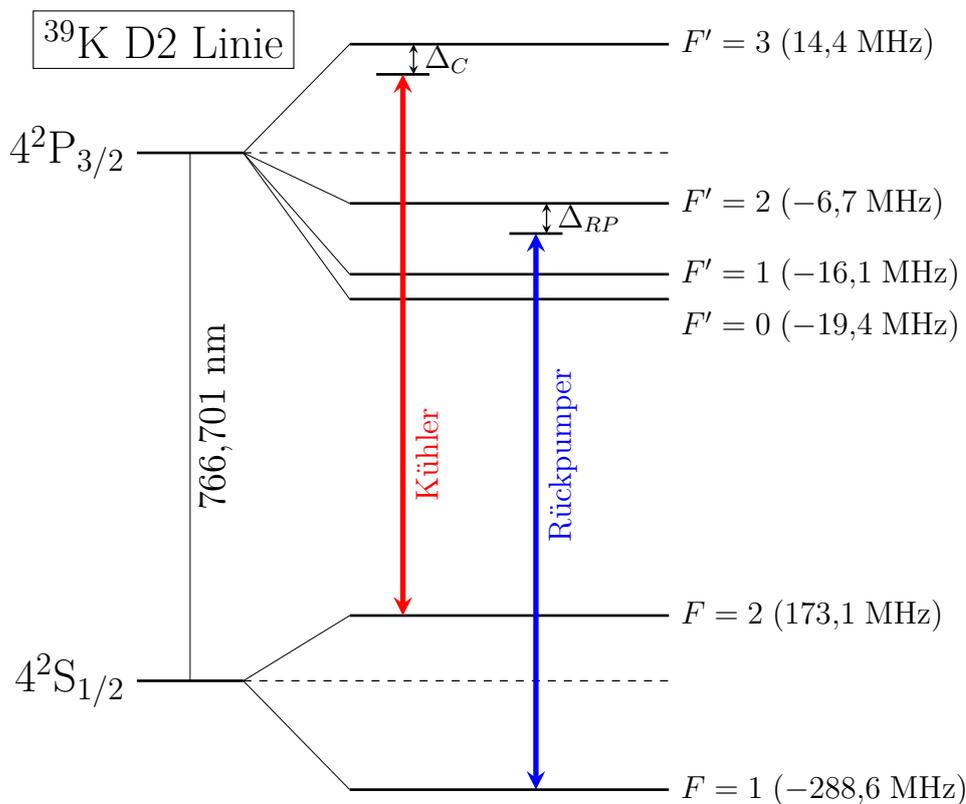


Abbildung 2.2: Termschema der ^{39}K D2 Linie mit für die magneto-optische Falle benötigten Lichtfeldern. Der Abstand zwischen dem $4^2S_{1/2}$ - und dem $4^2P_{3/2}$ -Niveau ist nicht maßstabsgetreu. Die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des $4^2S_{1/2}$ -Niveaus ist um Faktor 1:20 kleiner aufgetragen als die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des $4^2P_{3/2}$ -Niveaus.

Da zwischen den Hyperfeinstruktur-Niveaus mit $|F' = 2\rangle$ und $|F' = 3\rangle$ des $4^2P_{3/2}$ -Zustandes bei Kalium lediglich 21,1 MHz liegen, kommt es bei Anregung des Kühlüberganges eher zu parasitären Anregungen in den $|F' = 2\rangle$ -Zustand, als dies zum Beispiel

bei Rubidium¹ der Fall ist. Daher ist es notwendig die Intensität des Rückpumplichts der des Kühllichts anzupassen, wodurch beide Lichtfelder in etwa gleich stark mit den Atomen wechselwirken.

Zur Erzeugung dieser Lichtfelder wird ein Lasersystem genutzt, wie es in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt ist. Es werden drei Laser in ECDL-Bauweise (*external cavity*

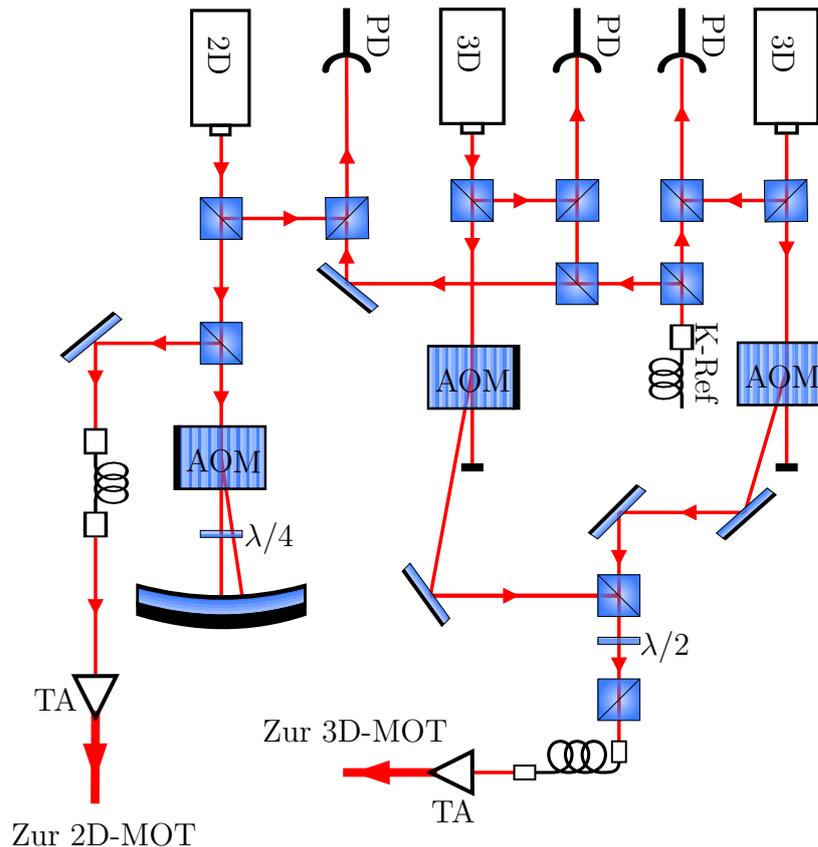


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Lasersystems zur Erzeugung der Lichtfelder für die 2D/3D-MOT und das Kühlen.

diode laser, kurz: ECDL, [24]) verwendet, die jeweils frequenzstabilisiert auf einen Referenzlaser sind. Hierbei handelt es sich ebenfalls um einen ECDL-Laser, der mittels Frequenzmodulationsspektroskopie auf den *Crossover*-Übergang der D2-Linie (siehe Abb. A.1) von ^{39}K stabilisiert ist [25]. Es werden ein Laser als Lichtquelle für die 2D-MOT und zwei Laser für die 3D-MOT und den Kühlprozess genutzt.

Um die nötigen Frequenzen der Lichtfelder für die 2D-MOT zu generieren wird ein akustooptischer Modulator (kurz: AOM) in Doppelpass-Konfiguration verwendet. Diese Art der Frequenzerzeugung wird in Abschnitt 4.1 näher erläutert. Anschließend wird

¹ Im Fall von Rubidium ist diese Aufspaltung mit 266,65 MHz [23] deutlich größer.

das Licht beider Frequenzen durch einen Trapezverstärker (*tapered amplifier*, kurz: TA, [Eagleyard, EYP-TPA-0765-01500-3006-CMT03-0000]) verstärkt und über vier Fasern zur 2D-MOT geleitet.

Um die Lichtfelder für die 3D-MOT zu erzeugen werden zwei Laser genutzt, wobei einer den Kühlübergang und der andere den Rückpumpübergang treibt. Die Verwendung eines Doppelpass-AOMs wie für die 2D-MOT ist hier nicht von Vorteil, da zum Fangen und Kühlen der Atome in der 3D-MOT unterschiedliche flexibel einstellbare Verstimmungen der Lichtfelder erforderlich sind. Da bei einer Doppelpass-AOM-Konfiguration die Verstimmungen der beiden ausgehenden Lichtfelder voneinander abhängig sind, wäre die Steuerung dieser Verstimmungen mit einem höheren Aufwand verbunden und würde nicht die nötige Flexibilität bei der Wahl der Frequenzen zur Verfügung stellen. Aus diesem Grund werden beide Laser getrennt durch AOMs frequenzverschoben und an einem Polarisationsstrahlteiler überlagert. Über einen zweiten Polarisationsstrahlteiler kann mittels eines $\lambda/2$ -Wellenplättchens das Verhältnis der Intensitäten der beiden Lichtfelder eingestellt werden. Nach der Verstärkung des dichromatischen Lichts durch einen TA [Eagleyard, EYP-TPA-0765-01500-3006-CMT03-0000] wird das Licht über sechs Fasern zur 3D-MOT geführt.

2.1.2 Charakterisierung der magneto-optischen-Fallen

Die Kraft, die auf die Atome in der MOT wirkt, ist nach Formel 2.1 abhängig von der Verstimmung der Lichtfelder zur nicht verschobenen Übergangsfrequenz. Um die Laderate der 3D-MOT zu optimieren, wurde für verschiedene Verstimmungen Δ_C und Δ_{RP} des Kühl- sowie Rückpumplichts, die Atomzahl in der 3D-MOT über ein Fluoreszenzsignal ermittelt. Da die 3D-MOT durch einen Atomstrahl aus der 2D-MOT beladen wird, wurde dies für die Verstimmungen beider Fallen durchgeführt (siehe Abb. 2.4). Es gibt für nah resonantes Kühllicht ($\Delta_C \approx -1 \Gamma$) einen weiten Bereich in dem das Rückpumplicht verstimmt sein kann. Ist die Frequenz des Kühllichts jedoch weiter von der Resonanz entfernt wird deutlich, dass das Rückpumplicht in einem Bereich zwischen -2 und -4Γ verstimmt sein sollte. Es ist zu beachten, dass die Messung für die 2D-MOT nur in einem Bereich von $\Delta_C = -3 \Gamma$ bis 0Γ , $\Delta_{RP} = -6 \Gamma$ bis 0Γ durchgeführt wurde und in diesem eine ähnliche Struktur aufweist, wie dies im selben Bereich für die 3D-MOT der Fall ist. Aus diesem Grund wurde die Laderate nachträglich für Verstimmungen von $\Delta_C = -5 \Gamma$, $\Delta_{RP} = -3 \Gamma$ der 2D-MOT untersucht. Diese Messung ergab eine geringere Laderate im Vergleich zu der bei Verstimmungen von $\Delta_C = -1,3 \Gamma$ und $\Delta_{RP} = -4 \Gamma$.

Die in Abbildung 2.4 dargestellte Messung wurde als Anhaltspunkt genommen, um die für den Experimentablauf benötigten Verstimmungen zu finden. Die tatsächlich verwendeten Verstimmungen sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Lichtfelder der 3D-MOT werden mit Verstimmungen $\Delta_C = -5,9 \Gamma$ und $\Delta_{RP} = -2,9 \Gamma$ betrieben. Dies

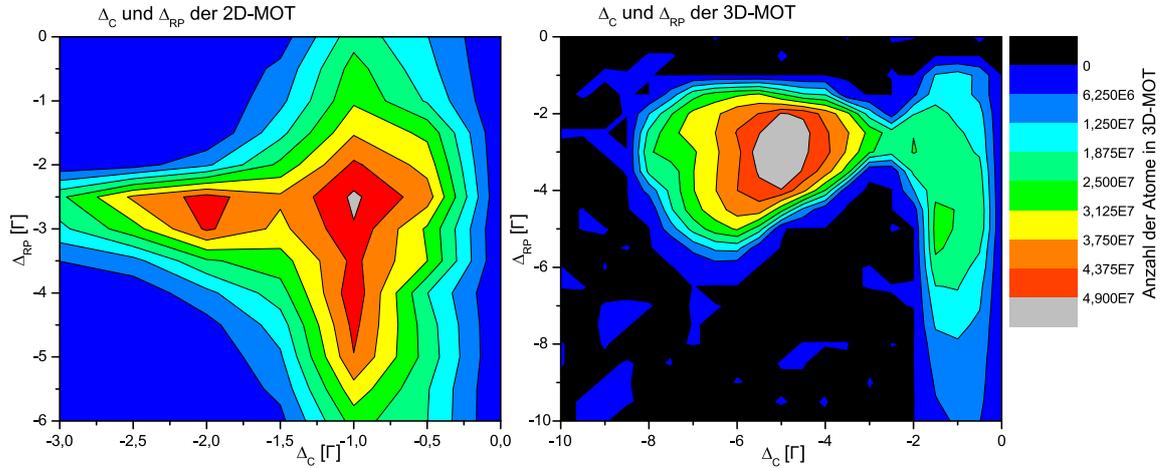


Abbildung 2.4: Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit von den Verstimmungen Δ_C und Δ_{RP} von Kühl- und Rückpumplicht in natürlichen Linienbreiten von ^{39}K ($\Gamma = 6,035$ MHz). Dargestellt für die Verstimmungen der 2D-MOT (links), aufgenommen mit Verstimmungen der 3D-MOT-Lichtfelder von $\Delta_C = -3,8$ Γ und $\Delta_{RP} = -2,9$ Γ , und der 3D-MOT (rechts), mit Verstimmungen der 2D-MOT von $\Delta_C = -1$ Γ und $\Delta_{RP} = -2,6$ Γ . Es ist die unterschiedliche Skalierung zu beachten.

führt nach Formel 2.1 dazu, dass der räumliche und der geschwindigkeitsabhängige Einfangbereich der MOT größer ist als für nah verstimte Lichtfelder [26]. Zu erkennen ist, dass die 2D-MOT mit Verstimmungen von $\Delta_C = -1,3$ Γ und $\Delta_{RP} = -4$ Γ näher an der Resonanz arbeitet als die 3D-MOT. Es ist anzumerken, dass die genutzten Werte leicht von den in Abbildung 2.4 als optimal ermittelten Werten abweichen. Eine Erklärung hierfür kann die lange Messdauer für die Daten der in Abbildung 2.4 gezeigten Messung sein.

Neben der Verstimmung der Lichtfelder ist ein weiterer wichtiger Punkt für die Optimierung einer MOT der Magnetfeldgradient. Abbildung 2.6 (links) zeigt, dass der Gradient für kleinere Verstimmungen größer sein muss. Daher wurden, nachdem die optimalen Werte für die Verstimmungen der Lichtfelder ermittelt waren, die Ströme in den Spulen für 2D- und 3D-MOT variiert und die Atomzahl in der 3D-MOT erfasst. Somit wurde für die 2D-MOT bei einer Verstimmung von $\Delta_C = -0,96\Gamma$ und $\Delta_{RP} = -2,57\Gamma$ ein Magnetfeldgradient von $9,88$ G/cm gefunden. Für die 3D-MOT ergab sich bei einer Verstimmung von $\Delta_C = -5,9\Gamma$ und $\Delta_{RP} = -2,9\Gamma$ ein Optimalwert von $4,1$ G/cm. Auf diese Weise ist es möglich etwa 10^8 Atome in einer Sekunde in der 3D-MOT zu fangen. Diese können nun durch weitere Techniken bis ins sub-Doppler Regime gekühlt werden. Dies soll im Folgenden beschrieben werden.

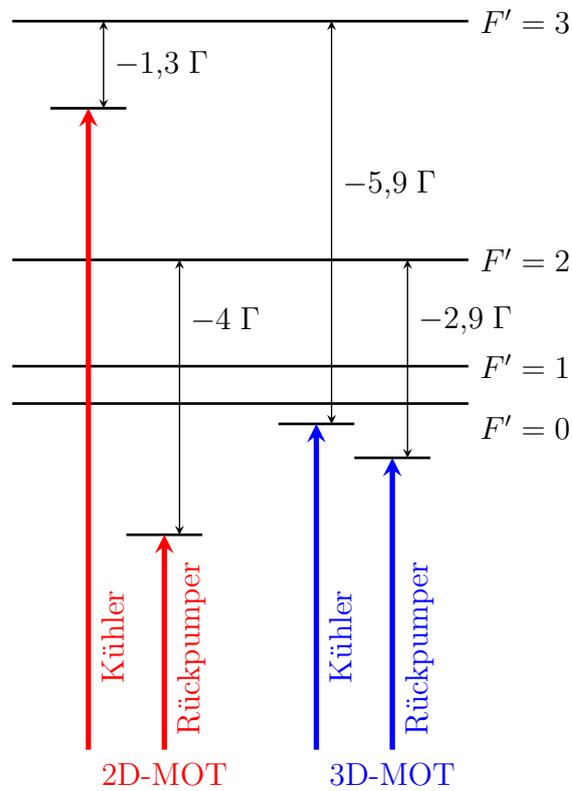


Abbildung 2.5: Optimierte Verstimmungen von Kühl- und Rückpumplicht der 2D- und 3D-MOT.

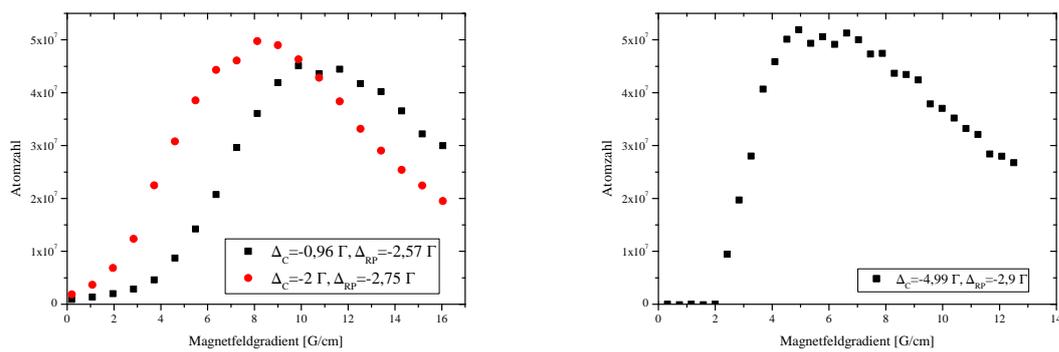


Abbildung 2.6: Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit Magnetfeldgradienten der 2D-MOT (links), aufgetragen für zwei verschiedene Verstimmungen, und der 3D-MOT (rechts).

2.2 Sub-Doppler Kühlen von ^{39}K

Die Temperatur in der MOT ist durch das Doppler-Limit begrenzt, welches für ^{39}K bei $145\ \mu\text{K}$ liegt [27]. Um in das sub-Doppler Regime zu gelangen, müssen weitere Kühltechniken angewendet werden. Eine dieser Techniken ist das Polarisationsgradientenkühlen, welches im folgenden Kapitel kurz erläutert werden soll, wobei eine allgemeinere Erklärung in weiterführender Literatur [28] zu finden ist.

2.2.1 Polarisationsgradientenkühlen

Es gibt zwei Möglichkeiten für das Polarisationsgradientenkühlen, die durch die Wahl der Polarisierungen der verwendeten Lichtfelder angewendet werden können. Werden die Strahlen in der $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Konfiguration verwendet, erzeugen zwei gegenläufige senkrecht zueinander linear polarisierte Laserstrahlen ein Lichtfeld mit ortsabhängiger Polarisation, das für das sogenannte Sisyphus-Kühlen genutzt werden kann [28].

Da für das Fangen der Atome in der MOT gegenläufige Strahlen mit σ^+ - und σ^- -Polarisation genutzt werden, soll hier eine weitere Möglichkeit der Polarisationsgradientenkühlung, die $\sigma^+-\sigma^-$ -Konfiguration, beschrieben werden. Die gegenläufigen σ^+ - und σ^- -polarisierten Strahlen erzeugen ein Lichtfeld mit linearer Polarisation, wobei sich die Polarisationsachse mit einer Periodizität, die der Wellenlänge des Lichtfeldes entspricht, um die Ausbreitungsachse der Laserstrahlen dreht. Die dadurch entstehende ortsabhängige Polarisation des Lichtfeldes ist in Abbildung 2.7 dargestellt. An die-

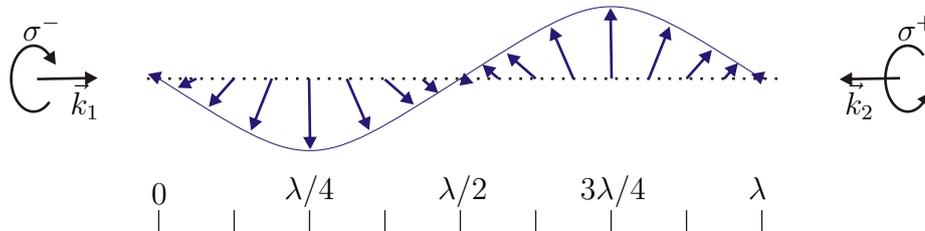


Abbildung 2.7: Polarisationsgradient in der $\sigma^+-\sigma^-$ -Konfiguration. Es werden zwei σ^+ - bzw. σ^- -polarisierte Laserstrahlen gegenläufig eingestrahlt, wodurch sich eine lineare Polarisation ausbildet. Im örtlichen Verlauf einer Wellenlänge wird der Polarisationsvektor um 360° gedreht. Grafik geändert übernommen aus [19].

ser Stelle soll das $\sigma^+-\sigma^-$ -Kühlen am einfachsten Fall, bei einem Kühlübergang von $|F_g = 1\rangle$ nach $|F'_e = 2\rangle$, erklärt werden. Dieser Übergang mit den zugehörigen entarteten magnetischen Unterzuständen m_i ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Betrachtet man nun ein Atom, das sich im Bezugssystem des Lichtfeldes nicht bewegt und dessen Quantisierungsachse parallel zur lokalen Polarisation des Lichtfeldes steht, liegt für dieses Atom nur π -polarisiertes Licht vor, sodass nur Übergänge mit $m_g = m_e$ angeregt

werden können. Über spontane Emission kann das Atom vom angeregten Zustand in Zustände mit $\Delta m = -1, 0, +1$ zerfallen. Die Wahrscheinlichkeiten mit denen diese Übergänge auftreten werden durch die Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten ausgedrückt, welche in Abbildung 2.8 zu den möglichen Übergängen angegeben werden. Es ist daher für das Atom wahrscheinlicher vom Zustand $m_g = -1$ (bzw. $+1$) in den Zustand $m_g = 0$ transferiert zu werden, als andersherum. Für viele Atome entstehen so Besetzungswahrscheinlichkeiten der Zustände von $4/17$ für $m_g = -1$ (bzw. $+1$) und $9/17$ in $m_g = 0$. Dieser Gleichgewichtszustand kann an jedem Ort des Lichtfeldes erreicht werden, in dem die Quantisierungsachse des Atoms entlang der Polarisationsachse ausgerichtet ist.

Bewegt sich das Atom mit der Geschwindigkeit v in z -Richtung, rotiert im Ruhesystem des Atoms die Polarisation des Lichtfeldes mit

$$\phi_{pol} = -kz = -kvt.$$

Betrachtet man das Atom aus einem mitbewegten rotierenden Bezugssystem, in dem die Polarisation des Lichtfeldes still steht, rotiert der Spin des Atoms um die z -Achse mit der Frequenz kv . Durch diese Rotation wird nach der Theorie von Larmor ein Scheinfeld erzeugt, welches auf das Atom ähnlich wirkt wie ein Magnetfeld, das benötigt werden würde um eine Rotation des Spins mit der Larmor-Frequenz kv zu erzeugen. Dies führt zu einem zusätzlichen durch die Rotation hervorgerufenen Potentialterm

$$V_{rot} = kvJ_z, \quad (2.2)$$

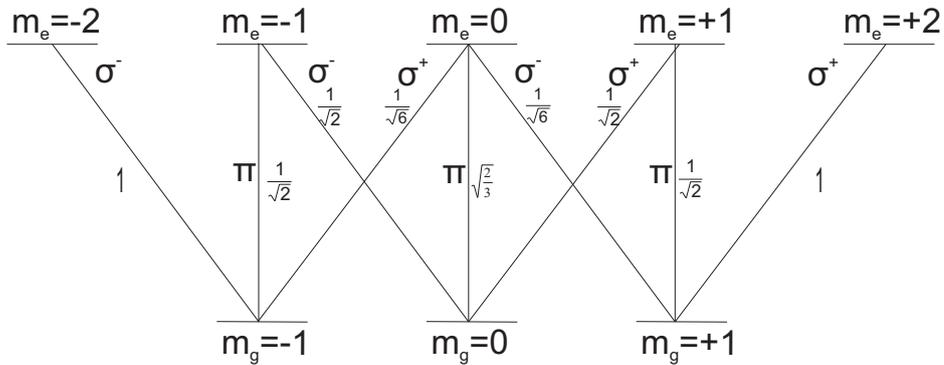


Abbildung 2.8: Atomzustandsdiagramm für einen Übergang mit den Gesamtdrehimpulsen $|F_g = 1\rangle$ für den Grundzustand $|F'_e = 2\rangle$ für den angeregten Zustand. Des weiteren sind die für σ^+ , σ^- und π -polarisiertes Licht möglichen Übergänge zwischen den magnetischen Unterzuständen zusammen mit den zugehörigen Clebsch-Gordan-Koeffizienten eingetragen. Abbildung übernommen aus [22].

der die Kopplung zwischen den Grundzustandsniveaus beeinflusst [28]. Mittels Störungstheorie 1. Ordnung kann gezeigt werden, dass in dieser Basis die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Grundzustandsniveaus im Gleichgewichtszustand die gleichen sind wie bei unbewegten Atomen. Durch Transformation in die Basis von J_z kann jedoch gezeigt werden, dass im gestörten Fall die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Zustände $m_g = -1$ und $m_g = +1$ nicht gleich sind [28]. Für den Fall, dass sich die Atome in positive z -Richtung bewegen, wird bei rot verstimmttem Licht der $m_g = -1$ stärker bevölkert als der $m_g = +1$, in entgegengesetzter Richtung würde der $m_g = +1$ stärker bevölkert.

Aus Grafik 2.8 ist erkennbar, dass die Absorption eines σ^- -polarisierten Photons durch ein sich im $m_g = -1$ Zustand befindendes Atom sechs mal wahrscheinlicher ist, als die Absorption eines σ^+ -polarisierten Photons. Das Atom wird somit wahrscheinlicher Photonen von dem entgegen der Bewegungsrichtung eingestrahlten Laserstrahl streuen und dadurch abgebremst. Die Streukraft, die hierdurch entsteht ist daher proportional zur Geschwindigkeit v der Atome [28].

$$F \propto \hbar k^2 \frac{\Gamma}{\Delta_{LS}} v, \quad (2.3)$$

wobei Δ_{LS} für die Lichtverschiebung der Grundzustandsniveaus und Γ die natürliche Linienbreite stehen.

Die theoretisch tiefste durch dieses Kühlverfahren erreichbare Temperatur ist durch das Rückstoßlimit gegeben und liegt für ^{39}K bei 418 nK [27].

2.2.2 Kühlt-schema für ^{39}K

Aufgrund der schmalen Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des angeregten Zustandes von nur ein paar Linienbreiten ($\Gamma = 6,035$ MHz) sind Standard sub-Doppler Kühltechniken für ^{39}K nicht so effizient, wie für andere Alkaliatome, zum Beispiel ^{87}Rb . Aus diesem Grund muss das zuvor beschriebene Kühlverfahren angepasst werden, wie es von der Gruppe um M. Landini vorgestellt wird [29], um Temperaturen im sub-Doppler Regime zu erzielen.

Die Aufspaltung Δ_{HFS} zwischen dem $|F' = 3\rangle$ und dem $|F' = 2\rangle$ Niveau beträgt bei ^{39}K nur etwa $3,5 \Gamma$, wie in Abbildung 2.2 zu erkennen ist. Es ist daher nicht möglich, wie beim sub-Doppler Kühlen von Atomen mit $\Delta_{HFS} \gg \Gamma$, die Verstimmung des Kühllichts $\Delta_C \gg \Gamma$ zu wählen. Die Verstimmung des Kühllichts darf somit nur in einem bestimmten sehr schmalen Bereich liegen [29]. Dabei muss das Kühllicht einerseits rot verstimmt zum Kühlübergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ sein, andererseits darf es nicht zu nah blau verstimmt gegenüber dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ Übergang sein, da dies durch parasitäre Anregungen zu Heizprozessen führen würde. Um dennoch sub-Doppler Temperaturen zu erreichen, wird eine ähnliche Technik angewendet, wie

sie zum Fangen von Atomwolken mit hoher Dichte in einer MOT genutzt wird [30]. Hierbei wird ausgenutzt, dass sich die meisten Atome in einem nicht am Kühlprozess teilnehmenden dunklen Zustand $|F = 1\rangle$ befinden. Über die Intensität der Lichtfelder kann so die Anzahl der Atome beeinflusst werden, die am Kühlprozess teilnehmen. Die Intensität des Rückpumplichts beträgt dabei nur etwa ein Hundertstel der Intensität des Kühllichts ($I_{RP} = I_C/100$). Somit kann die Rate der Wiederabsorption von spontan emittierten Photonen, was den Kühlprozess negativ beeinflusst, kontrolliert werden. Des Weiteren benötigt man eine variable Verstimmung des Kühllichtes, die im Laufe des Kühlvorganges linear steigt. Hierdurch kann der größere Geschwindigkeits Einfangbereich genutzt werden, der gegeben ist wenn das Kühllicht nahresonant ist, jedoch auch die stärkere Kühlwirkung, die auftritt, wenn das Kühllicht weiter von der Resonanz entfernt ist.

Unter Beachtung der oben genannten Punkte wurde das Kühlschema für ^{39}K angepasst, bei dem die Verstimmung des Kühllichtes von $\Delta_C = -0,7 \Gamma$ auf $\Delta_C = -2,7 \Gamma$ in 15 ms verschoben wird. Gleichzeitig wird auch die Intensität der Lichtfelder verringert, wobei das Rückpumplicht, wie von M. Landini beschrieben [29], etwa bei einem Hundertstel der Kühlerintensität betrieben wird.

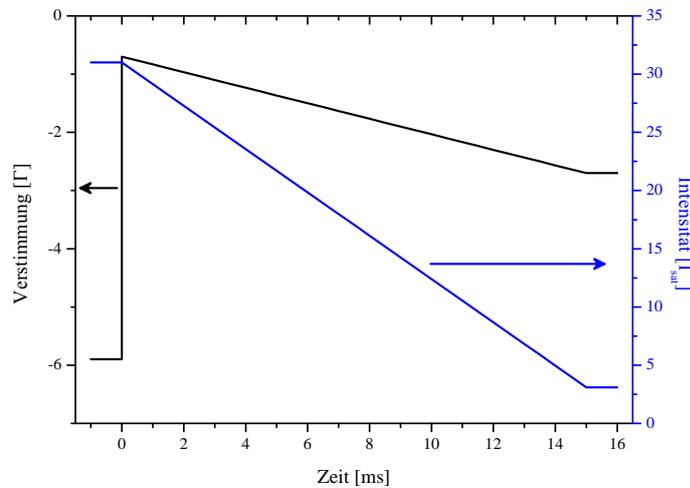


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung des sub-Doppler Kühlprozesses. Die Verstimmung Δ_C wird in 15 ms von $-0,7 \Gamma$ auf $-2,7 \Gamma$ linear verschoben. Während dieser Zeit wird auch die Intensität der Lichtfelder von $31 I_{sat}$ auf $3,1 I_{sat}$ reduziert. Hierbei entspricht die Intensität des Rückpumplichts etwa $1/100$ der des Kühllichts.

2.2.3 Temperatur des ^{39}K -Ensembles

Mit den zuvor erklärten Techniken wurden die ^{39}K Atome in der 3D-MOT gefangen und nach einer Kompressions-MOT Phase [31] auf sub-Doppler Temperaturen gekühlt. In diesem Kapitel werden zwei Methoden zu Temperaturbestimmung des Ensembles beschrieben und angewandt. Die erste Methode zur Bestimmung der Ensembletemperatur ist die Flugzeitmessung (*time of flight*, kurz: TOF).

Betrachtet man die räumliche Gauß-Verteilung der Atomwolke, kann die Temperatur $T_{At,i}$, bei Ausdehnung in Raumrichtung i , durch

$$k_B T_{At,i} = \frac{1}{2} m \left(\frac{\sigma_{0,i}^2}{1 + \sigma_{0,i}^2 t^2} 2\sigma_i^2(t) \right) \quad (2.4)$$

berechnet werden [32], wobei k_B die Boltzmann-Konstante, m die Atommasse, $\sigma_{0,i}$ die Ausdehnung des Ensembles zur Zeit $t = 0$ und $\sigma_i(t)$ die $1/e$ -Breite der Gauß-Verteilung zur Zeit t ist ¹. Durch Umstellen von Formel 2.4 kann die zeitabhängige Wolkenbreite

$$\sigma_i^2(t) = T_{At,i} \frac{k_B}{m} (t^2 + \sigma_{0,i}^{-2}) \quad (2.5)$$

beschrieben werden. Betrachtet man nun die räumlichen Ausdehnungen der Wolke zu verschiedenen Zeiten, t_1 und t_2 , fällt die ursprüngliche Ausdehnung des Ensembles $\sigma_{0,i}$ heraus. Durch weiteres Umstellen kann die Temperatur des Ensembles $T_{At,i}$ bestimmt werden durch:

$$T_{At,i} = \frac{m}{k_B} \underbrace{\left(\frac{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}{t_2^2 - t_1^2} \right)}_c. \quad (2.6)$$

Hierbei entspricht c der Steigung der Ausgleichsgrade, wenn man die Werte für σ_i^2 gegen das Quadrat der Zeit t_i^2 aufträgt. Eine solche Messreihe ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Die aus dieser Messung resultierenden Temperaturen liegen bei $T_{At,x} = 26,9 \mu\text{K}$ und $T_{At,y} = 18,6 \mu\text{K}$.

Eine weitere Methode die Temperatur des Ensembles zu bestimmen ist die Doppler-Verbreiterung der inertialsensitiven Übergänge zu messen. Diese Verbreiterung lässt sich berechnen durch [20]:

$$\Delta f_D = \frac{k_{\text{eff}}}{\pi} \sqrt{2 \frac{k_B T_{At}}{m}}. \quad (2.7)$$

¹ In [32] wird von einer räumlichen Verteilung der Atomwolke von der Form $\exp(-x_i^2/x_{i,th,0}^2)$ ausgegangen was in unserem Fall der Gaußschen Normalverteilung $\exp(-x_i^2/2\sigma_i^2)$ entspricht.

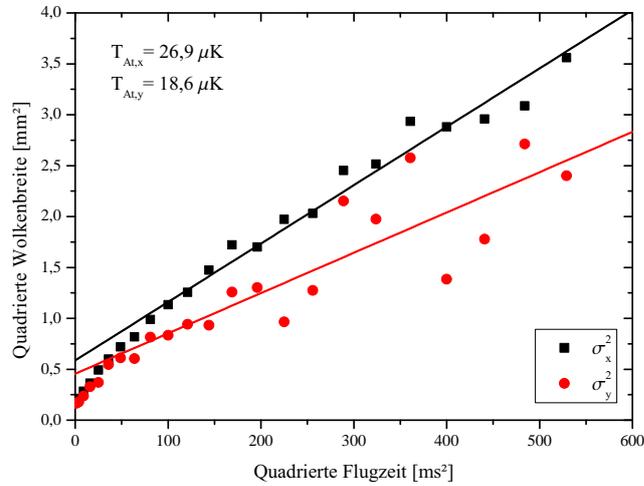


Abbildung 2.10: Flugzeitmessung zur Temperaturbestimmung der ^{39}K Wolke nach sub-Doppler Kühlen.

Die Temperatur des Ensembles entspricht damit:

$$T_{At} = \frac{m}{2k_B} \left(\frac{\pi \Delta f_D}{k_{\text{eff}}} \right)^2. \quad (2.8)$$

Durch Anpassen einer Gauss-Normalverteilung an das Übergangprofil (siehe Abb. 2.11) kann die Doppler-Verbreiterung abgelesen werden¹. Bei einer Verbreiterung von $\Delta f_D = 548 \text{ kHz}$ und einem effektiven Wellenvektor $k_{\text{eff}} = 1,64 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ entspricht dies einer Temperatur von $T_{At} = 25,83(\pm 0,49) \mu\text{K}$. Dieser Wert liegt in der selben Größenordnung wie die durch die Flugzeitmessung bestimmten Werte.

Nach den in diesem Kapitel beschriebenen Prozessen sind die Atome kalt genug um für die Atominterferometrie eingesetzt zu werden, wie es im Folgenden beschrieben werden soll.

¹ Die Doppler-Verbreiterung entspricht der vollen Halbwertsbreite (*full width at half maximum*, kurz: FWHM) der Gauss-Normalverteilung.

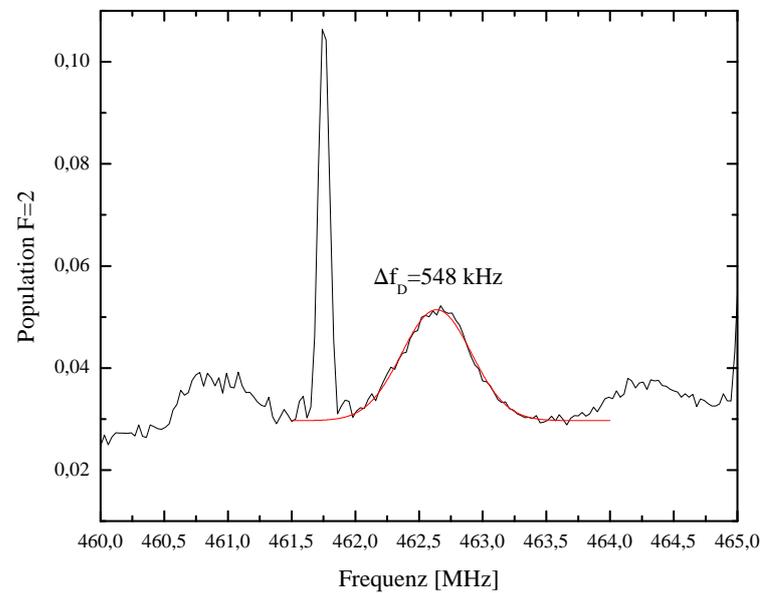


Abbildung 2.11: Raman-Spektroskopie des $|4^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ -Hyperfeinstruktur-Niveaus zur Bestimmung der Doppler-Verbreiterung des $|m_F = 0, -v\rangle$ -Überganges.

GRUNDLAGEN DER ATOMINTERFEROMETRIE

In diesem Kapitel soll eine kurze Einführung in die grundlegenden Prozesse gegeben werden, die genutzt werden um ein atomares Gravimeter zu realisieren. Eine tiefer reichende Beschreibung hierzu kann in [1, 20, 33] gefunden werden.

Den Schlüsselprozess zur Atominterferometrie bildet die Strahlteilung. Daher soll in den folgenden Abschnitten die kohärente Änderung der internen Zustände, das Übertragen einer Phaseninformation sowie der Impulsübertrag zur räumlichen Trennung betrachtet werden. Abschließend wird eine kurze Einführung in den Sensitivitätsformalismus gegeben, der genutzt wird um Phasenbeiträge zu berechnen.

3.1 Kohärente Zustandsänderung

Um Interferometrie mit Materiewellen betreiben zu können muss eine kohärente Kopplung der beiden am Interferometer beteiligten Zustände erreicht werden. Diese zwei Zustände sind bei ^{39}K durch die Hyperfeinstruktur-Zustände des $4^2S_{1/2}$ -Niveaus gegeben und werden im Weiteren als Grundzustand $|g\rangle$ für $|F = 1, m_F = 0\rangle$ und angeregter Zustand $|e\rangle$ für $|F = 2, m_F = 0\rangle$ bezeichnet. Befindet sich das System zu Anfang im Grundzustand, kann über eine kohärente Anregung eine Superposition der beiden Zustände erreicht werden:

$$|\Psi\rangle = c_g|g\rangle + c_e|e\rangle . \quad (3.1)$$

Hierbei ist Ψ die Wellenfunktion und die c_i stellen die Besetzungskoeffizienten dar, die die Bedingung $|c_g|^2 + |c_e|^2 = 1$ erfüllen. Diese Anregung kann durch das Einstrahlen einer

resonanten Mikrowelle oder durch Zwei- und Mehr-Photonen-Prozesse geschehen. Da hier die Übergänge mit einem Raman-Lichtfeld getrieben werden soll hier speziell auf den Zwei-Photonen-Prozess eingegangen werden. Durch diesen werden die beiden Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ durch zwei Lichtfelder ω_1 und ω_2 über ein Zwischenniveau $|i\rangle$ aneinander gekoppelt. Dies ist schematisch in Abbildung 3.1 gezeigt. Die Differenz $\omega_L = \omega_1 - \omega_2$ der beiden Lichtfelder muss dabei der Übergangsfrequenz ω_0 entsprechen. Das Einstrahlen eines nahresonanten Lichtfeldes führt zu Rabi-Oszillationen zwischen den beiden Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$. Wobei die zugehörige Rabi-Frequenz der beiden Ein-Photonen-Übergänge von der Intensität I_j des jeweiligen Lichtfeldes ω_j , der Sättigungsintensität I_{sat} sowie der natürlichen Linienbreite Γ abhängt [1]:

$$\Omega_j = \sqrt{\frac{I_j}{I_{sat}}} \cdot \Gamma . \quad (3.2)$$

Die Rabi-Frequenz des Zwei-Photonen-Prozesses lässt sich daraus mit folgender Formel ermitteln [1]:

$$\Omega_0 = \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{2\Delta} , \quad (3.3)$$

hierbei steht Δ für die Verstimmung des Zwischenniveaus $|i\rangle$ zum $|4^2P_{3/2}, F' = 1\rangle$ -Niveau. Die Rabi-Frequenz Ω_0 wird maximal, wenn die beiden Lichtfelder die selbe

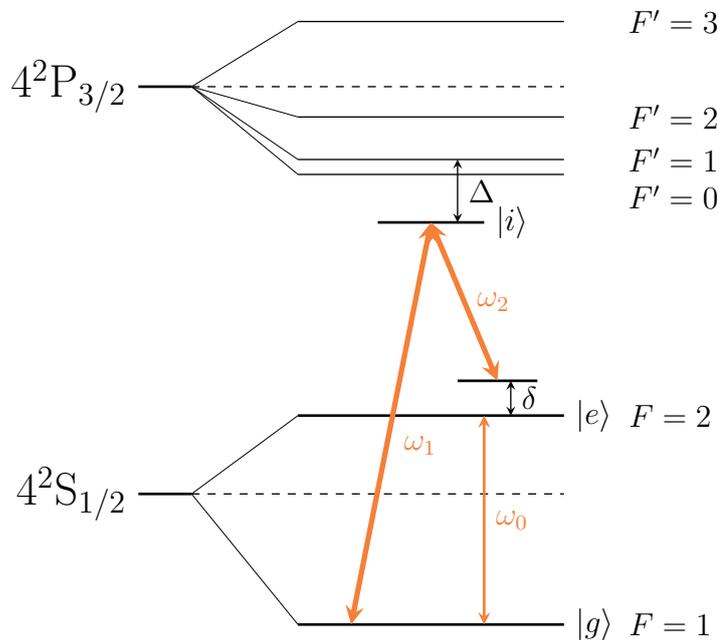


Abbildung 3.1: Raman Übergang zwischen dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem angeregten Zustand $|e\rangle$.

Intensität ($I_1 = I_2$) besitzen. Durch parasitäre Einflüsse, wie der Kopplung an externe Felder (siehe Abschn. 3.5), kann es zu einer Verschiebung der Übergangsfrequenz ω_0 kommen. Dies führt dazu, dass das Lichtfeld ω_L eine Verstimmung $\delta = \omega_L - \omega_0$ gegenüber dem Übergang $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ aufweist, welches eine Änderung der Rabi-Frequenz zur Folge hat. Es ist daher vorteilhaft von der effektiven Rabi-Frequenz

$$\Omega_{eff} = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2} \quad (3.4)$$

zu sprechen.

Nimmt man nun an, dass sich zum Startzeitpunkt ($t = 0$) das Atom im Grundzustand befindet, die Besetzungswahrscheinlichkeit dieses Zustandes also $|c_g(0)|^2 = 1$ entspricht, kann mit der effektiven Rabi-Frequenz die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes beschrieben werden durch [20, 34]:

$$|c_e(t)|^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_{eff}^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega_{eff} t}{2} \right). \quad (3.5)$$

Betrachtet man die zeitliche Entwicklung der Besetzungswahrscheinlichkeit (siehe Abb. 3.2) ist zu sehen, dass eine Verstimmung dazu führt, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit $|c_e|^2$ des angeregten Zustand nicht eins werden kann. Zusätzlich kann es durch spontane Emissionen zu einer Dämpfung der Rabi-Oszillationen kommen,

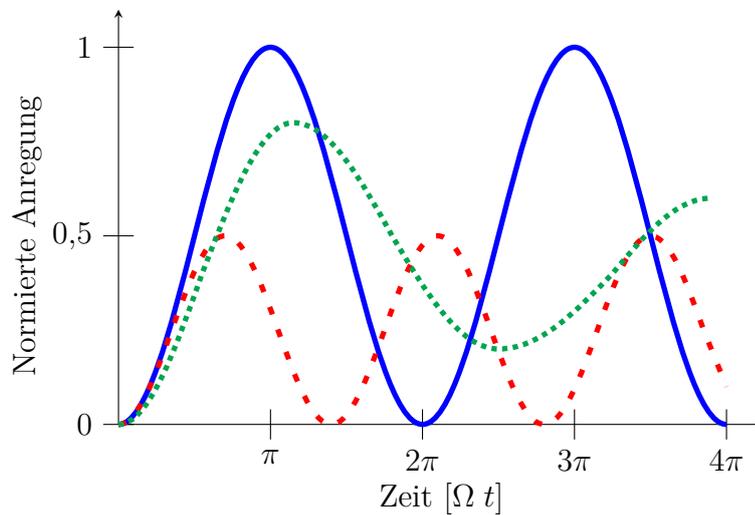


Abbildung 3.2: Darstellung der Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes gegen die Pulsdauer. Aufgetragen für verschiedene Verstimmungen (blau (durchgezogen) $\delta = 0$, rot (gestrichelt) $\delta = 2\Omega_{eff}$) und mit Dämpfung der Oszillation in grün (gepunktet).

wodurch die Anregungseffizienz weiter reduziert wird. Um die Population der Zustände anschaulich darstellen zu können, wird im folgenden Abschnitt das Bloch-Kugel-Modell eingeführt.

3.2 Bloch-Vektor und Bloch-Kugel

Der Bloch-Vektor entspricht dem Ortsvektor der Punkte auf einer Kugel mit Radius eins, der Bloch-Kugel. Er befindet sich in einem rotierenden Bezugssystem, das sich mit der Frequenz des Lichtfeldes ω_L dreht. Eine detaillierte Herleitung des Bloch-Vektors über den Dichtematrixformalismus kann in weiterführenden Literatur [20, 34] gegeben. Hier soll jedoch nur die anschauliche Bedeutung dieses Vektors näher betrachtet werden. Die Elemente des Bloch-Vektors sind gegeben durch (u, v, w) , wobei w der Differenz der Populationen des Grund- und angeregten Zustandes entspricht, dies ist in Abbildung 3.3 für verschiedene Populationen gezeigt. Die beiden anderen Elemente sind dabei proportional zum Dipolmoment, das für u mit dem E-Feld in Phase und für v 90° außer Phase schwingt [34]. Unter Verwendung des Bloch-Vektors kann auch die

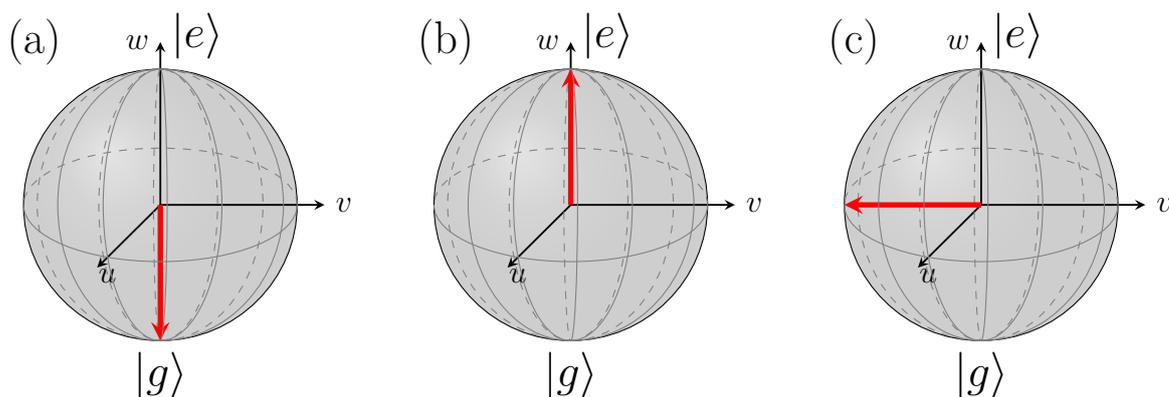


Abbildung 3.3: Darstellung des Bloch-Vektors auf der Bloch-Kugel. Das Atom befindet sich (a) im Grundzustand $|g\rangle$, (b) im angeregten Zustand $|e\rangle$ und (c) in einer Superposition mit gleicher Verteilung auf $|g\rangle$ und $|e\rangle$.

zeitliche Entwicklung der Population der Zustände beschrieben werden. So kann w auch geschrieben werden als [20]:

$$w = 1 - 2 |c_e(t)|^2 = 1 - 2 \frac{\Omega_0^2}{\Omega_{eff}^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega_{eff} t}{2} \right). \quad (3.6)$$

Die Anregung des Atoms durch ein resonantes Lichtfeld entspricht einer Rotation um die u -Achse mit der Frequenz Ω_0 (siehe Abb. 3.4 (a)). Ist das Lichtfeld nicht resonant zum atomaren Übergang rotiert der Bloch-Vektor nicht um die u -Achse, sondern seine Rotationsachse wird um $(-\Omega_0, 0, -\delta)$ verkippt. Der Vektor dreht sich um diese Achse mit der Kreisfrequenz Ω_{eff} und kann den oberen Pol der Bloch-Kugel nicht erreichen (siehe Abb. 3.4 (b)). Da sich der Bloch-Vektor in einem Bezugssystem befindet, das

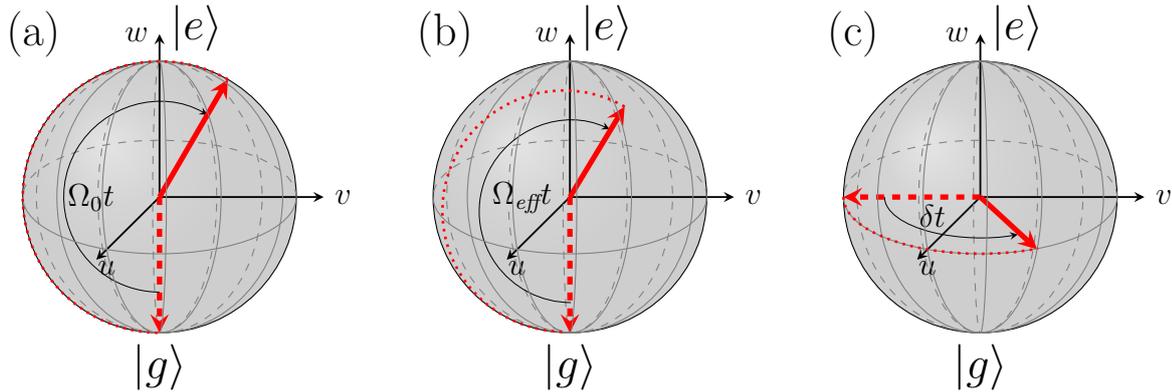


Abbildung 3.4: Darstellung der zeitlichen Veränderung des Bloch-Vektors für (a) ein resonantes Lichtfeld, (b) ein nicht resonantes Lichtfeld und (c) die freie Propagation mit abgeschaltetem nicht resonanten Lichtfeld.

mit der Frequenz des Lichtfeldes rotiert, führt eine Verstimmung $\delta = \omega_L - \omega_0$ zu einer Phasenverschiebung zwischen dem oszillierenden atomaren Dipol und dem E-Feld. Dies äußert sich während der freien Propagation durch eine Rotation um die w -Achse mit einer Frequenz, die der Verstimmung δ entspricht. Abbildung 3.4 (c) zeigt eine solche Rotation. Bezieht man in diese Betrachtung noch die Dämpfung ein, beschreibt der Bloch-Vektor nicht Punkte, die auf der Bloch-Kugel liegen, sondern Punkte die sich in der Einheitskugel befinden.

Somit ist es möglich die Prozesse, die während der Interferometersequenz stattfinden, durch den Bloch-Vektor anschaulich zu beschreiben. Im Wesentlichen handelt es sich hierbei um drei Prozesse:

- Der Strahlteilervorgang, der zu einer 90° -Drehung des Bloch-Vektors um die Rotationsachse führt. Bei diesem Vorgang wird die Pulslänge so gewählt, dass $\Omega_{eff} t = \pi/2$ entspricht, weswegen von einem $\pi/2$ -Puls gesprochen wird.
- Der π -Puls, der die quantenmechanische Analogie zum klassischen Spiegel darstellt. Hier rotiert der Bloch-Vektor um 180° um die Rotationsachse. Es wird eine vollständige Umkehrung der atomaren Zustände erreicht.
- Und der freien Entwicklungszeit T zwischen den Pulsen, während dieser rotiert

der Bloch-Vektor, wenn das Lichtfeld zum atomaren Übergang verstimmt ist, um die w -Achse (siehe Abb. 3.4 (c)).

Der Winkel, um den der Vektor dabei rotiert, entspricht der Phase, die zwischen Lichtfeld und atomarem Oszillator entsteht. Diese soll im folgenden Abschnitt näher betrachtet werden.

3.3 Phasenbeitrag 1. Ordnung

Betrachtet man den Ablauf der Interferometersequenz (siehe Abb. 3.5) in Matrix-Darstellung (siehe [1]), kann gesehen werden, dass es sich bei dem Phasenterm erster Ordnung um die Laserphase des Raman-Lichtfeldes handelt. Diese Phase besitzt eine

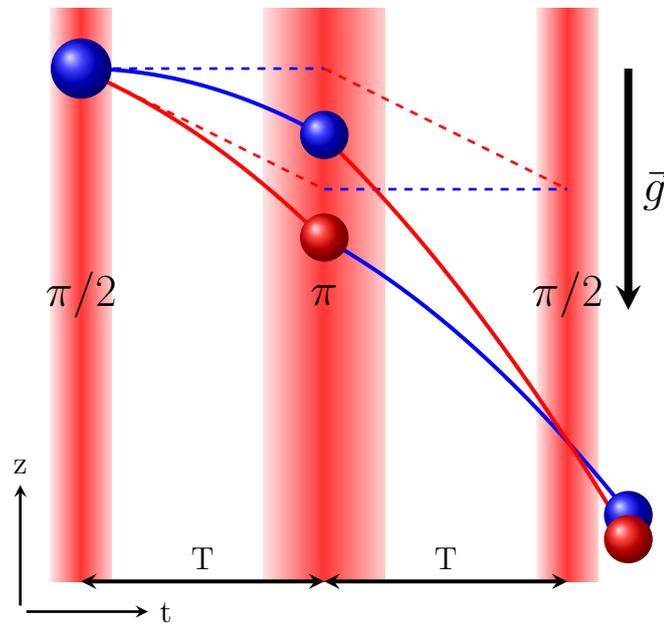


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Interferometers und der aufgespannten Raumzeit. In rot sind die Atome, die sich im angeregten Zustand befinden, und in blau die Atome, die sich im Grundzustand befinden, dargestellt.

örtliche Abhängigkeit:

$$\Phi = \vec{z}(t) \cdot \vec{k}_{eff}. \quad (3.7)$$

Hierbei beschreibt $\vec{z}(t)$ die zeitlich abhängige Position der Atome im Schwerfeld der Erde:

$$\vec{z}(t) = \frac{1}{2} \vec{g} \cdot t^2, \quad (3.8)$$

wobei ohne Beschränkung der Allgemeinheit angenommen werden kann, dass $\vec{z}(0) = 0$ entspricht. Die durch die Laserphase entstehende Phasendifferenz zwischen den beiden Interferometerpfaden kann unter Verwendung der Formeln 3.7 und 3.8 beschrieben werden durch [1]:

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \Phi(t=0) - 2\Phi(t=T) + \Phi(t=2T) \\ &= \vec{k}_{eff} \cdot \vec{g} \cdot T^2 .\end{aligned}\quad (3.9)$$

Es kann gezeigt werden, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes abhängig ist von dieser Phasendifferenz [35]:

$$P_e = \frac{1}{2} (1 - C \cos(\Delta\Phi)) . \quad (3.10)$$

Der Faktor C stellt in dieser Beschreibung den Kontrast dar, der unter Anderem von der Anregungseffizienz, die schon am Ende von Abschnitt 3.1 erwähnt wird, abhängt. Die Besetzung des angeregten Zustandes aus Formel 3.10 ist damit abhängig von der gravitativen Beschleunigung \vec{g} und der quadrierten Interferometerzeit T^2 . Mittels einer zustandsselektiven Detektion kann so über die Besetzung des angeregten Zustandes eine Messung von \vec{g} erfolgen. Ein solches Messverfahren wird in Abschnitt 4.3.5 erläutert. Die Population der Zustände kann auch anhand der Bloch-Kugel erklärt werden. Dazu ist es erforderlich sich die einzelnen Schritte der Interferometriesequenz anzuschauen, welche aus $\pi/2$ -Puls, Propagationszeit T_1 , π -Puls, Propagationszeit T_2 und $\pi/2$ -Puls besteht. Die Pfade, die der Bloch-Vektor während der einzelnen Prozesse beschreibt, sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Begonnen wird mit einem $\pi/2$ -Puls. Durch diesen werden die Atome in eine Superposition transferiert, in der beide Zustände mit der selben Wahrscheinlichkeit besetzt sind. Da sich die Atome im Schwerfeld der Erde bewegen, kommt es aufgrund des Doppler-Effektes zu einer mit der Zeit linear steigenden Verstimmung:

$$\delta_D(t) = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{v}(t) \quad \text{mit } \vec{v}(t) = \vec{g} t . \quad (3.11)$$

Diese Verstimmung führt dazu, dass der Bloch-Vektor mit steigender Frequenz um die w -Achse rotiert. Die so entstehende Phase Φ_1 zwischen den Oszillationen des atomaren Dipols und dem E-Feld lässt sich daher schreiben als:

$$\Phi_1(T) = \int_0^T \delta_D(t) dt = \frac{1}{2} \vec{k}_{eff} \cdot \vec{g} T^2 . \quad (3.12)$$

Auf die erste Propagationsphase folgt der π -Puls, dieser lässt den Bloch-Vektor um 180° um die u -Achse rotieren. Während der darauf folgenden Propagationszeit wird erneut eine Phase Φ_2 aufgesammelt. Diese Phase lässt sich genau wie die der ersten Propagationsphase nach Formel 3.12 berechnen, jedoch muss hier beachtet werden,

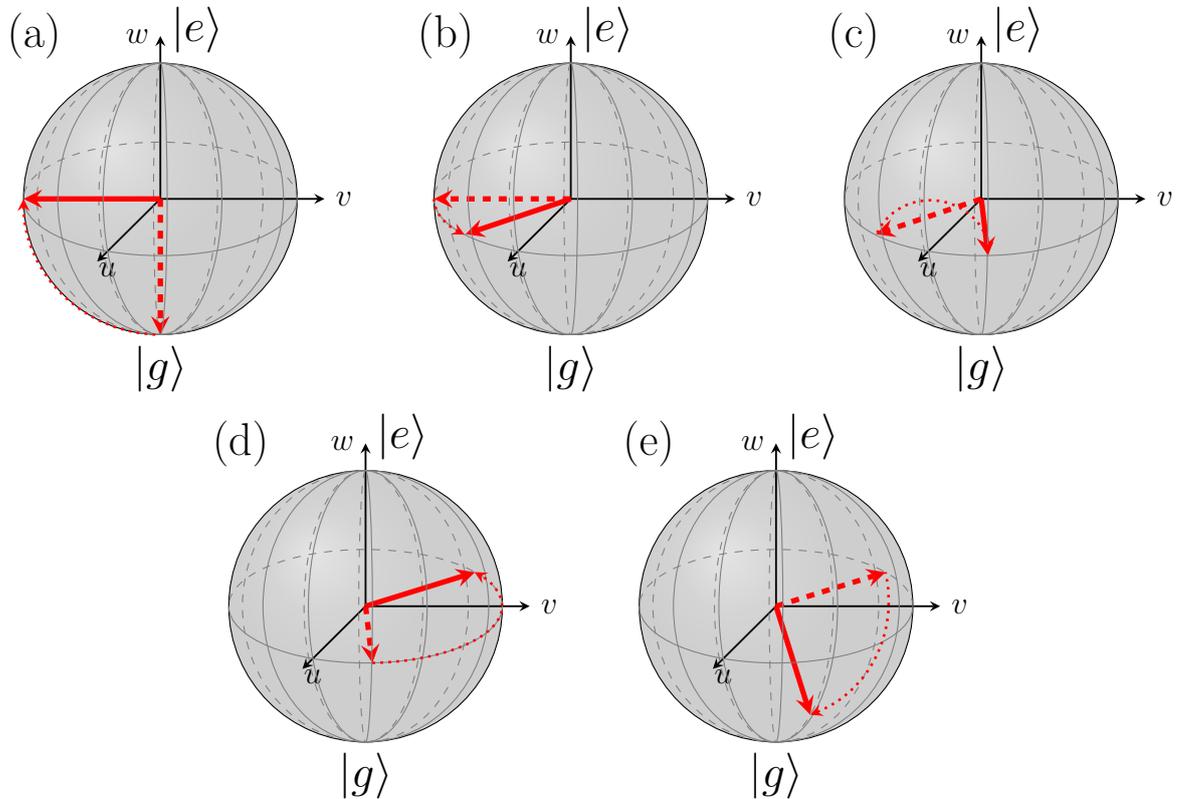


Abbildung 3.6: Darstellung der Pfade, die der Bloch-Vektor während der Interferometriesequenz beschreibt. Es sind die einzelnen Prozesse in der Reihenfolge gezeigt in der sie auftreten, (a) $\pi/2$ -Puls, (b) erste Propagationszeit T_1 , (c) π -Puls, (d) zweite Propagationszeit T_2 und (e) der abschließende $\pi/2$ -Puls.

dass die Integrationsgrenzen anders gesetzt werden. Sie hat daher den Wert:

$$\Phi_2(T) = \int_T^{2T} \delta_D(t) dt = \frac{3}{2} \vec{k}_{eff} \vec{g} T^2. \quad (3.13)$$

Abschließend folgt ein weiterer $\pi/2$ -Puls der den Bloch-Vektor um 90° um die u -Achse rotieren lässt. Betrachtet man die Differenz der so entstehenden Phasen kann gesehen werden, dass dies zum selben Ergebnis führt wie Gleichung 3.9. Der π -Puls ist in dieser Betrachtungsweise von Bedeutung, da er die Differenz der beiden Phasenterme bewirkt. Dies kann gesehen werden, wenn man den Verlauf des Bloch-Vektors in einem Fall ohne gravitative Beschleunigung betrachtet. In diesem Fall beschreibt der Bloch-Vektor während der beiden Propagationsphasen Rotationen um gleich große Winkel ($\Phi_1 = \Phi_2$).

Die Rotation um die w -Achse startet dabei wie zuvor nach dem ersten $\pi/2$ -Puls bei $(0, -1, 0)$. Der Bloch-Vektor beschreibt nun den Winkel Φ_1 . Anschließend spiegelt der π -Puls den Vektor an der u - w -Ebene. Am Ende der zweiten Propagationsphase mit Winkel $\Phi_2 = \Phi_1$ befindet sich der Vektor am Punkt $(0, 1, 0)$. Somit kann das Atom durch den zweiten $\pi/2$ -Puls komplett in den Grundzustand überführt werden. Dies entspricht auch dem Endzustand bei einer $\pi/2$ - π - $\pi/2$ Pulsfolge ohne Verstimmungen. Die Projektion des Bloch-Vektors auf die w -Achse entspricht der Population der Zustände und kann mit Gleichung 3.10 für den angeregten Zustand $|e\rangle$ berechnet werden.

Während der Anregung des Atoms durch ein Photon wird auch der Impuls des Photons übertragen. Dieser Impulsübertrag ist von großer Bedeutung für die Sensitivität des Interferometers und soll im folgenden Abschnitt betrachtet werden.

3.4 Impulsübertrag

Um das Wellenpaket räumlich zu trennen werden stimulierte Raman Übergänge getrieben, bei denen neben der Änderung des internen Zustandes auch der Impulszustand des Atoms geändert wird. Der Impulsübertrag bei Zwei-Photonen-Prozessen ist abhängig vom effektiven Wellenvektor

$$\vec{k}_{eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2, \quad (3.14)$$

der zusammen gesetzt ist aus den Wellenvektoren der absorbierten und emittierten Photonen \vec{k}_1 bzw. \vec{k}_2 . Um eine große räumliche Trennung der Wellenpakete zu erzielen ist es erforderlich den effektiven Wellenvektor möglichst groß zu wählen. In Abbildung 3.7 ist zu erkennen, dass bei Absorption eines Photons mit der Energie $\hbar\omega_{L1}$ der Impulsübertrag in Richtung des Lichtfeldes \vec{k}_1 zeigt. Bei der stimulierten Emission wirkt der Photonenimpuls $\hbar\vec{k}_2$ jedoch entgegen der Richtung in die das Photon $\hbar\omega_{L2}$ emittiert wird und somit auch entgegen der Richtung des Lichtfeldes \vec{k}_2 . Daher ist es für eine möglichst große räumliche Trennung des Wellenpaketes erforderlich die beiden Raman-Lichtfelder aus entgegengesetzten Richtungen einzustrahlen. Durch die räumliche Trennung des Wellenpaketes werden zwei unterschiedlichen Pfade in der Raumzeit (siehe Abb. 3.5) beschrieben.

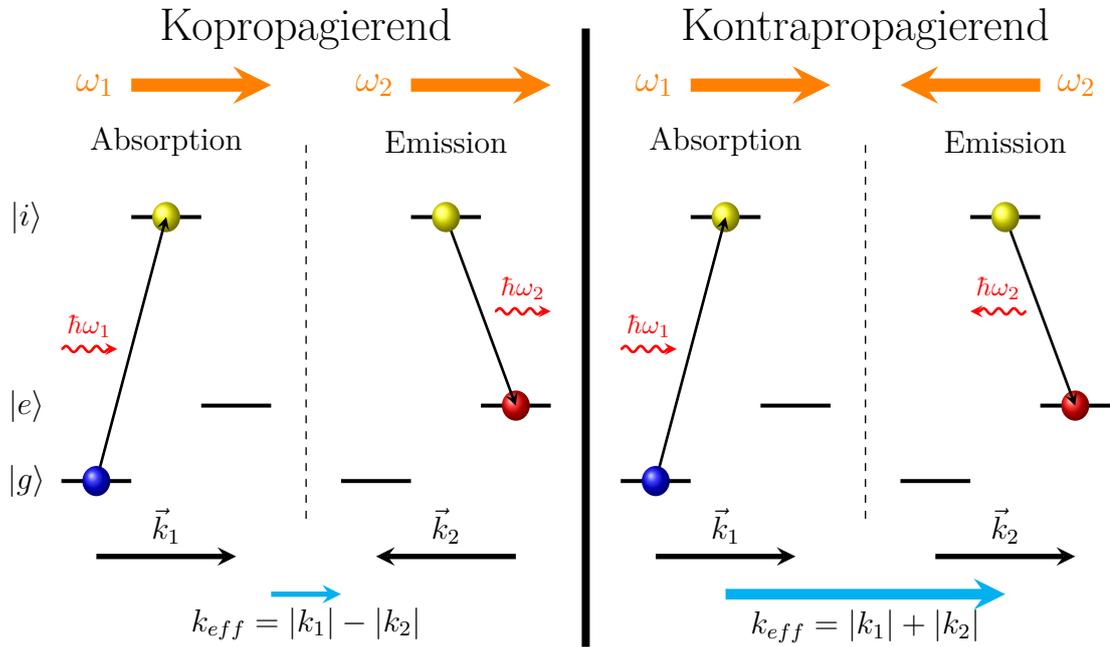


Abbildung 3.7: Impulsübertrag für ko- und kontra-propagierende Raman-Lichtfelder.

3.5 Externe Phasenverschiebungen

Die hohe Sensitivität des Interferometers auf Phasenverschiebungen führt zu einer starken Anfälligkeit auf externe Störungen. Um die Auswirkungen dieser auf die Interferometerphase $\Delta\Phi$ zu berechnen kann die Sensitivitätsfunktion für ein Mach-Zehnder-Interferometer definiert werden. Diese soll im Folgenden kurz erläutert werden, wobei eine genauere Herleitung in [36, 37] zu finden ist.

3.5.1 Die Sensitivitätsfunktion

Die Sensitivitätsfunktion $g_s(t)$ ist ein Werkzeug zur Untersuchung der Auswirkung von Schwankungen zwischen Laserphase und Phase der Atome (siehe Abschn. 3.3) auf die Interferometerphase $\Delta\Phi$ und damit auf die Besetzungswahrscheinlichkeit P_e . Geht man von einem infinitesimalen Phasenschub $\delta\Phi$ zum Zeitpunkt t aus, sorgt dieser für eine Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeit $\delta P_e(t, \delta\Phi)$ beim Auslesen des Interferometersignals. Die Sensitivitätsfunktion ist definiert als:

$$g_s(t) = 2 \lim_{\delta\Phi \rightarrow 0} \frac{\delta P_e(t, \delta\Phi)}{\delta\Phi}. \quad (3.15)$$

Für einen linearen Übertragungsbereich, für den $w = 0$ gilt, und unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Ansprechverhalten des Interferometers auf externe Störungen während der Strahlteilerpulse und Entwicklungszeiten T ergibt sich eine stückweise definierte Funktion [37]:

$$g_s(t) = \begin{cases} 0 & : t < -(T + 2\tau) \\ \sin(\Omega_{\text{eff}}(t + T)) & : -(T + 2\tau) < t < -(T + \tau) \\ -1 & : -(T + \tau) < t < -\tau \\ \sin(\Omega_{\text{eff}}t) & : -\tau < t < \tau \\ 1 & : \tau < t < (T + \tau) \\ \sin(\Omega_{\text{eff}}(t - T)) & : (T + \tau) < t < (T + 2\tau) \\ 0 & : (T + 2\tau) < t \end{cases} . \quad (3.16)$$

Das Zeitintervall τ entspricht hier der Pulslänge für einen $\pi/2$ -Puls. Die Funktion $g_s(t)$ ist aufgrund der Symmetrie des Mach-Zehnder-Interferometers ungerade, wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist. In den rot hinterlegten Bereichen findet die Interaktion der

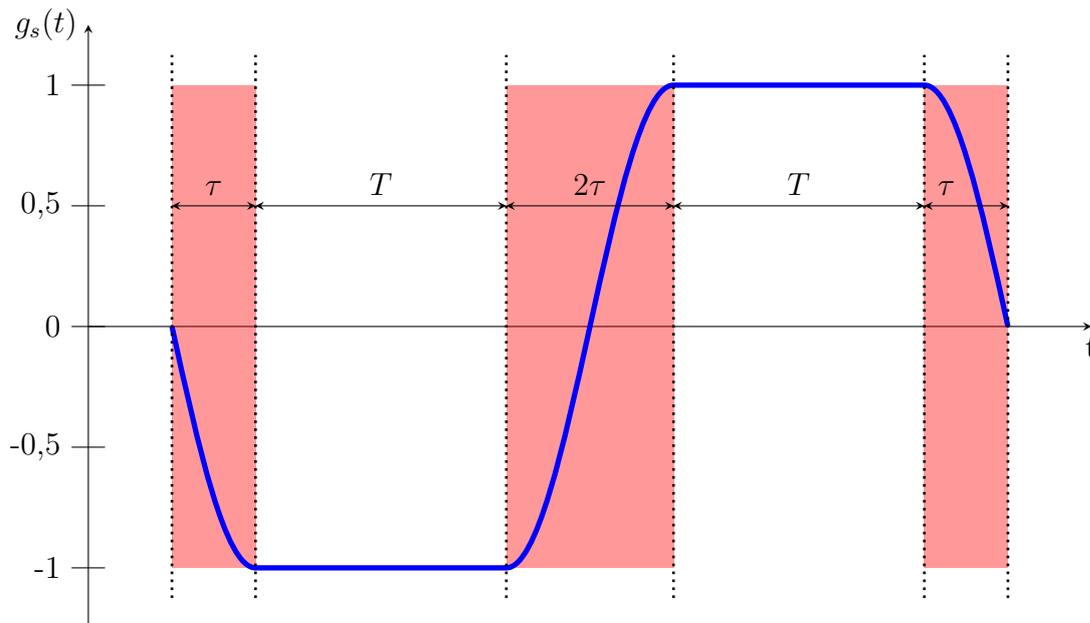


Abbildung 3.8: Darstellung der Sensitivitätsfunktion 3.29, in rot hinterlegt sind die Bereiche in denen die Strahlteilerpulse eingestrahlt werden. Das Verhältnis von der Pulsdauer zu den Entwicklungszeiten ist nicht maßstabsgetreu aufgetragen.

Atome mit den Lichtfeldern statt. Während dieser Zeiten ist ein sinusförmiger Verlauf der Sensitivitätsfunktion gegeben, wobei die Periode durch die Rabi-Frequenz bestimmt ist. In den Zeiten der freien Entwicklung T ist die Empfindlichkeit des Interferometers maximal. Störungen, die sich auf die Phase der Lichtfelder auswirken, werden dann

beim nächsten Strahlteilerpuls auf die Phaseninformation der Atome übertragen. Ist der zeitliche Verlauf der Phasenstörung $\Phi_s(t)$ bekannt, kann die resultierende Phasenverschiebung des Interferometersignals wie folgt berechnet werden:

$$\Delta\Phi_s = \int_{-\infty}^{\infty} g_s(t) \frac{d\Phi_s(t)}{dt} dt . \quad (3.17)$$

Eine Änderung der Phase kann beispielsweise durch eine zeitlich veränderliche Frequenzabweichung $\nu(t)$ hervorgerufen werden. Der Zusammenhang zwischen Phasenänderung und dieser ist gegeben durch $d\Phi_s(t)/dt = 2\pi\nu(t)$. Die resultierende Interferometerphasenverschiebung lässt sich dann schreiben als:

$$\Delta\Phi_s = \int_{-\infty}^{\infty} g_s(t) 2\pi \nu(t) dt . \quad (3.18)$$

3.5.2 Die AC-Stark-Verschiebung

Das Einwirken eines elektromagnetischen Wechselfeldes auf einen atomaren Dipol induziert ein zusätzliches Dipolmoment. Dieses führt zu einer Verschiebung der Energieniveaus um [20]:

$$\delta_k^{AC} = \sum_{j=1}^2 \frac{\Omega_j^2}{4\delta_{k,j}} . \quad (3.19)$$

Hierbei stellt Ω_j die Rabi-Frequenz dar, mit der das Lichtfeld ω_j an das Niveau $|k\rangle$ koppelt und $\delta_{k,j}$ die jeweilige Verstimmung zu diesem. Die Richtung der Verschiebung hängt vom Vorzeichen der jeweiligen Verstimmung ab. So wird das Energieniveau bei einem rot verstimmtten Lichtfeld gesenkt und bei einem blau verstimmtten Lichtfeld angehoben. Neben den erwünschten Kopplungen des Raman-Überganges (siehe Abb. 3.1) führen die zwei Lichtfelder zu zwei zusätzlichen Kopplungstermen an das jeweils nicht auf Resonanz liegende Niveau. Betrachtet man diese vom $|F' = 1\rangle$ -Niveau aus, kann unter Berücksichtigung der Kopplungsstärken die Verschiebung des Grundzustandes wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \delta_g^{AC} = & \frac{|\Omega_1|^2}{4} \left(\frac{5}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right) \\ & + \frac{|\Omega_2|^2}{4} \left(\frac{5}{24(\Delta - \omega_0)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 - \omega_0)} \right) . \end{aligned} \quad (3.20)$$

Die Verschiebung des angeregten Zustandes lässt sich berechnen mit:

$$\delta_e^{AC} = \frac{|\Omega_2|^2}{4} \left(\frac{1}{120\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3)} \right) + \frac{|\Omega_1|^2}{4} \left(\frac{1}{120(\Delta + \omega_0)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 + \omega_0)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3 + \omega_0)} \right). \quad (3.21)$$

Die Verstimmungen Δ_j stellen hierbei die Verstimmungen der jeweiligen Hyperfeinstruktur-Zuständen $|F' = j\rangle$ - zum $|F' = 1\rangle$ -Niveau dar. Von Interesse für das Interferometer ist die differentielle AC-Stark-Verschiebung:

$$\delta_{\text{diff}}^{AC} = \delta_e^{AC} - \delta_g^{AC}. \quad (3.22)$$

Für $\delta_{\text{diff}}^{AC} \neq 0$ führt diese zu einer Verschiebung der Übergangsfrequenz $\omega_0^{AC} = \omega_0 + \delta_{\text{diff}}^{AC}$, wobei ω_0 die ungestörte Übergangsfrequenz ist. Da die Verschiebung vom Vorzeichen der Verstimmung und der entsprechenden Rabi-Frequenz abhängt, kann für den Fall, dass $\Delta < \omega_0$ ist (siehe Abb. 3.9) die differentielle AC-Stark-Verschiebung kompensiert werden. Hierzu müssen die Intensitäten der Raman-Lichtfelder, welche nach Formel 3.2

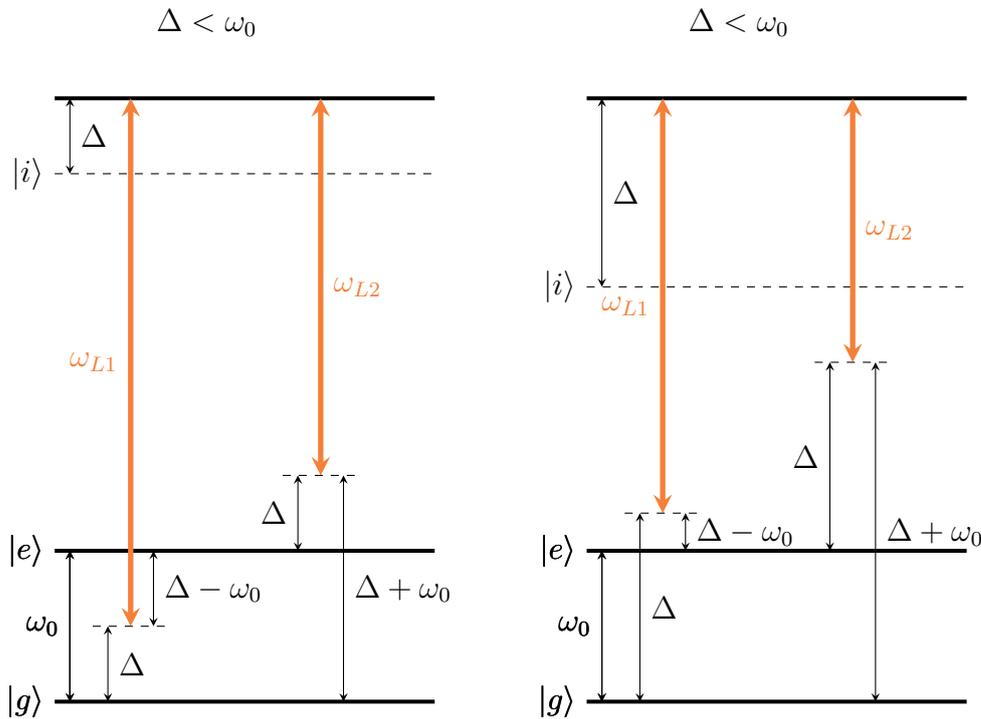


Abbildung 3.9: Darstellung der Kopplungen des Raman-Überganges in Abhängigkeit von der Verstimmung Δ . Links zu sehen für $\Delta < \omega_0$ und rechts für $\Delta > \omega_0$.

in die Rabi-Frequenzen eingehen, so gewählt werden, dass $\delta_{\text{diff}}^{\text{AC}} = 0$ ist. Diese Intensitätsverhältnisse sind in Abbildung 3.10 für ^{39}K und zum Vergleich für ^{87}Rb gegen die Verstimmung Δ in Einheiten der jeweiligen natürlichen Linienbreite $\Gamma_{K,Rb}$ aufgetragen¹. Aufgrund der kleinen Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des ^{39}K im Vergleich zum ^{87}Rb

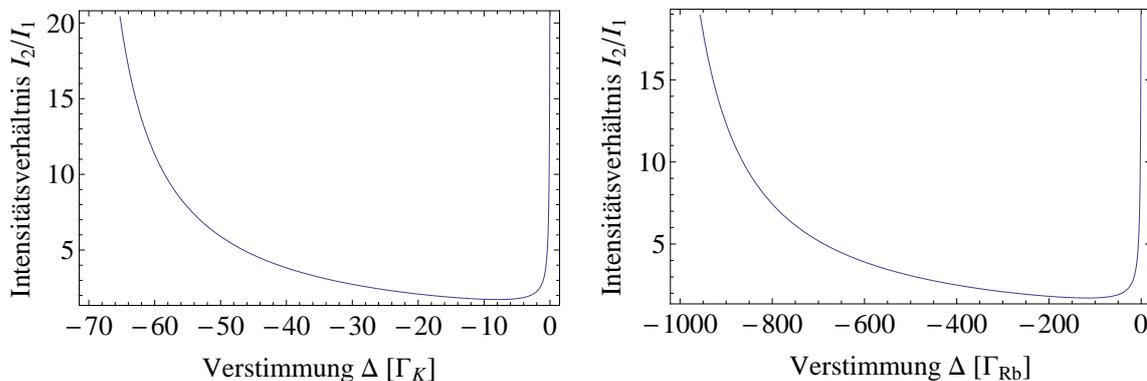


Abbildung 3.10: Intensitätsverhältnisse der Raman-Lichtfelder in Abhängigkeit der Verstimmung, links für ^{39}K und rechts für ^{87}Rb .

würde eine Kompensation der differentiellen AC-Stark-Verschiebung nur im Bereich geringer Verstimmung funktionieren. Dies würde jedoch zu hohen Kontrastverlusten durch spontane Ein-Photonen-Prozesse führen und ist aus diesem Grund für ^{39}K nicht geeignet. Daher wird eine Verstimmung $\Delta > \omega_0$ bei einem Intensitätsverhältnis von 50:50 gewählt. So kann eine maximale Rabi-Frequenz (siehe Formel 3.2 und 3.3) erreicht werden, wobei eine zusätzliche Verstimmung durch die nicht verschwindende differentielle AC-Stark-Verschiebung auftritt.

Für eine Abschätzung dieser Verschiebung muss die Intensitätsverteilung der Lichtfelder, sowie die räumliche Verteilung des Ensembles berücksichtigt werden. Die Atomwolke dehnt sich während der Interferometersequenz aufgrund ihrer Temperatur, und damit verbundenen Impulsverteilung, stetig aus. Dies führt zu einer zeitlichen Abhängigkeit der Überlappung von räumlicher Intensitätsverteilung der Raman-Lichtfelder und Verteilung der Atome (siehe Abb. 3.11). Die so bestimmte mittlere differentielle AC-Stark-Verschiebung ist demnach ebenfalls abhängig von der Fallzeit der Atome. Über Formel 3.18 kann die resultierende Interferometerphase berechnet werden. Hierbei ist zu beachten, dass die AC-Stark-Verschiebung nur während der Strahlteilerpulse (siehe Abb. 3.8 rot hinterlegte Bereiche) auftritt. Daher wird eine zusätzliche Funktion $\zeta(t)$

¹ Die natürliche Linienbreite von ^{87}Rb beträgt $\Gamma_{Rb} = 6,0666$ MHz [23].

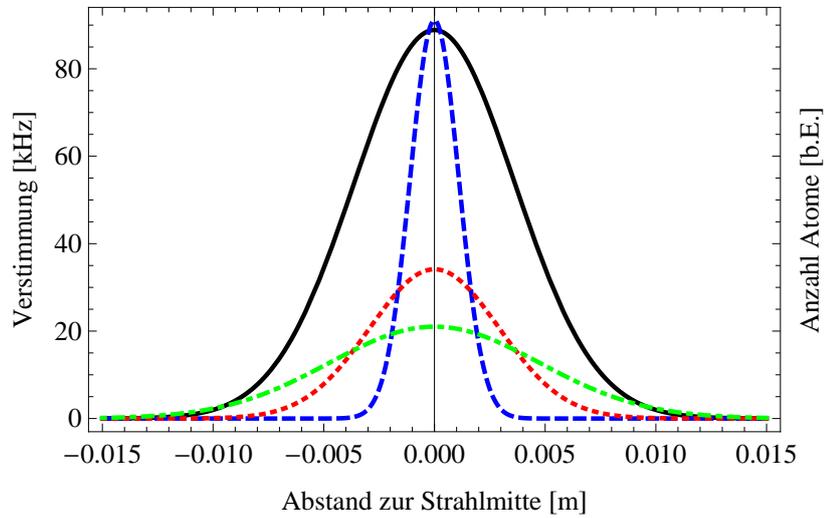


Abbildung 3.11: Räumliche Verteilung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung (schwarz (durchgezogen)) und Verteilung der Atomwolke für verschiedene Fallzeiten (blau (gestrichelt) $t_{\text{TOF}} = 15$ ms, rot (gepunktet) $t_{\text{TOF}} = 40$ ms und grün (gepunktstrichelt) $t_{\text{TOF}} = 65$ ms).

eingeführt, die nur während dieser Zeiten 1 ist. Formel 3.18 wird damit zu:

$$\Delta\Phi_s = \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi g_s(t) \zeta(t) \delta_{\text{diff}}^{\text{AC}}(t) dt . \quad (3.23)$$

In Tabelle 3.1 sind die resultierenden Interferometerphasenverschiebungen für zwei typische Parameter des Experimentes aufgetragen.

Um die differentielle AC-Stark-Verschiebung zu unterdrücken, kann das sogenannte

Verstimmung Δ [GHz]	1,9	3,4
Raman-Leistung P_0 [mW]	160	200
resultierende Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ [rad]	1,87	0,696

Tabelle 3.1: Resultierende Phasenverschiebung für verschiedene Verstimmungen Δ und Raman-Leistungen P_0 . Die Berechnung wurde für Entwicklungszeiten $T = 25$ ms und Pulszeiten $\tau = 15 \mu\text{s}$ durchgeführt.

k-Umkehr-Messverfahren eingesetzt werden, welches im folgenden kurz erläutert werden soll.

Interferometrische Methode zur Unterdrückung von Phasenverschiebungen

Die Interferometerphase hängt von Effekten ab, die mit dem effektiven Wellenvektor skalieren, wie der Beschleunigung, jedoch auch von Einflüssen die unabhängig vom effektiven Wellenvektor k_{eff} sind, wie der differentiellen AC-Stark-Verschiebung. Dies lässt sich ausdrücken durch:

$$\Phi = \Phi_{k_{\text{eff}}\text{-abhängig}} + \Phi_{k_{\text{eff}}\text{-unabhängig}} \quad (3.24)$$

Die k_{eff} -unabhängigen Terme können in einem sogenannten k-Umkehr-Messverfahren unterdrückt werden. Dieses Messverfahren besteht aus zwei aufeinander folgenden Messungen. Die erste dieser Messungen wird wie in Abschnitt 4.3.5 beschrieben durchgeführt. Hierbei wird die Frequenz der Lichtfelder über eine Frequenzrampe auf der $|m_{\text{F}}, +v\rangle$ -Resonanz (siehe Abb. 4.8) mitgeführt. Für die zweite folgt die Frequenz mit einer invertierten Frequenzrampe der entgegengesetzten $|m_{\text{F}}, -v\rangle$ -Resonanz. Somit wird effektiv ein anderes Strahlenpaar (siehe Abb. 4.5) ausgewählt und der effektive Wellenvektor k_{eff} umgekehrt. Die resultierenden Interferometerphasen lassen sich dann schreiben als:

$$\Phi_{k^+} = +\Phi_{k_{\text{eff}}\text{-abhängig}} + \Phi_{k_{\text{eff}}\text{-unabhängig}} \quad (3.25)$$

$$\Phi_{k^-} = -\Phi_{k_{\text{eff}}\text{-abhängig}} + \Phi_{k_{\text{eff}}\text{-unabhängig}} \quad (3.26)$$

Durch bilden des Summen- bzw. Differenz-Signals können die k_{eff} -unabhängigen Terme von den k_{eff} -abhängigen Termen entkoppelt werden. Somit ist es möglich Phasenbeiträge wie die differentielle AC-Stark-Verschiebung, die nicht von k_{eff} abhängen, zu unterdrücken. Jedoch muss hierfür gewährleistet sein, dass die Atome während der Messungen eine identische Verschiebung erfahren. Im Falle der AC-Stark-Verschiebung würde dies bedeuten, dass die Leistung der Raman-Lichtfelder für die Zeit des Messverfahrens konstant sein muss.

3.5.3 Einkopplung von Vibrationen

Da die Oberfläche des retroreflektierenden Spiegels als Referenzfläche für die Beschleunigungsmessung dient, ist es nicht möglich zwischen Phasenschüben, die durch die gravitative Beschleunigung g entstehen, und welchen, die durch Beschleunigungen

der Spiegeloberfläche $a_s(t)$ auftreten, zu unterscheiden. Der Einfluss der Vibrationen auf die Interferometerphase kann mithilfe des Sensitivitätsformalismus anhand eines Beschleunigungsrauschspektrums abgeschätzt werden. Hierzu ist es nötig eine Gewichtungsfunktion $H_\Phi(\omega)$ zu bilden, die das Beschleunigungsrauschen der Spiegeloberfläche in ein Phasenrauschen umwandelt. Diese Funktion ist gegeben durch [1]:

$$H_\Phi(\omega) = \frac{k_{\text{eff}} \cdot G_s(\omega)}{\omega} . \quad (3.27)$$

Hierbei entspricht $G_s(\omega)$ der Fourier-Transformation von $g_s(t)$, um eine Betrachtung im Frequenzraum zu ermöglichen. Das resultierende Phasenrauschen kann so aus einer

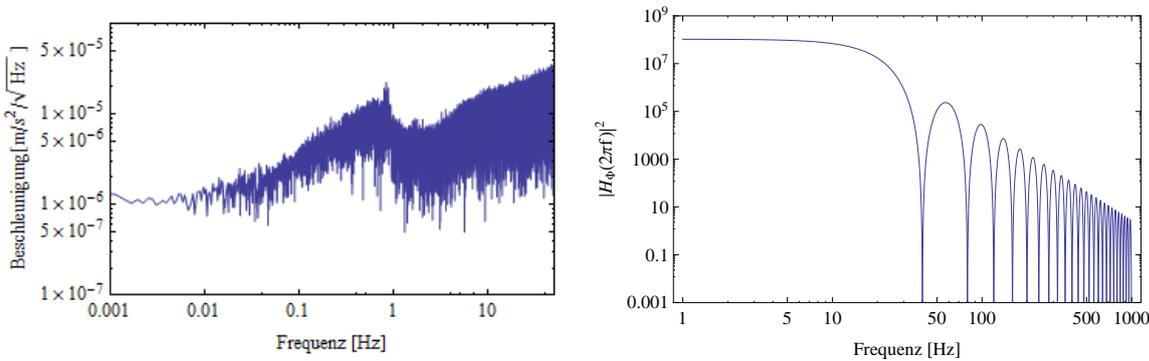


Abbildung 3.12: Beschleunigungsrauschen (links) auf der Vibrationsisolierung, aufgenommen mit einem Seismometer [Guralp, CMG 40-T], und Darstellung der Gewichtungsfunktion für Beschleunigungsrauschen (rechts) für Entwicklungszeiten $T = 25$ ms und Pulsdauern $\tau = 15 \mu\text{s}$.

spektralen Beschleunigungsrauschdichte $S_a(\omega)$ berechnet werden:

$$\sigma_\Phi = \int_0^\infty |H_\Phi(\omega)|^2 S_a(\omega) d\omega . \quad (3.28)$$

Ein solches Rauschspektrum kann beispielsweise mit einem kommerziellen Beschleunigungssensor, der am retroreflektierenden Spiegel angebracht wird gemessen werden. Für das in Abbildung 3.12 dargestellte Beschleunigungsrauschspektrum würde sich ein Rauschen der Interferometerphase von 109,3 mrad pro Experimentzyklus ergeben.

Unterdrückung bei Zwei-Spezies-Messung

Für Vibrationen der Spiegeloberfläche, die zu einem Interferometerphasenrauschen führen das kleiner ist als $\pi/2$, kann die Sensitivitätsfunktion mit einer Kleinwinkelnäherung

vereinfacht werden. Sie lässt sich dann schreiben als:

$$f(t) = \begin{cases} 0 & : t < 0 \\ t & : 0 < t < T \\ 2T - t & : T < t < 2T \\ 0 & : 2T < t \end{cases} . \quad (3.29)$$

Da es nicht möglich ist die Beschleunigungen der Atome und der Spiegeloberfläche zu unterscheiden, lässt sich die resultierende Phase nach Formel 3.17 schreiben als:

$$\Delta\Phi = k_{\text{eff}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) a(t) dt \quad (3.30)$$

$$= k_{\text{eff}} g T^2 + k_{\text{eff}} \chi(T, \tau, a_s(t)) . \quad (3.31)$$

Wird die Interferometrie für beide Spezies zeitgleich durchgeführt, ergibt dies für $\chi(T, \tau, a_s(t))$ den selben Wert, da die Gewichtungsfunktion nur von der Entwicklungszeit T und der Pulsdauer τ abhängt. Demnach sind die durch Vibrationen der Spiegeloberfläche verursachten Phasenbeiträge bis auf einen Faktor, der durch den effektiven Wellenvektor der entsprechenden Spezies gegeben ist, gleich. Mit den so gewichteten Interferometerphasen der Zwei-Spezies-Messung kann das Eötvös-Verhältnis berechnet werden [1]:

$$\eta = 2 \frac{k_{\text{eff,K}} \cdot \Phi_{\text{Rb}} - k_{\text{eff,Rb}} \cdot \Phi_{\text{K}}}{k_{\text{eff,K}} \cdot \Phi_{\text{Rb}} + k_{\text{eff,Rb}} \cdot \Phi_{\text{K}}} . \quad (3.32)$$

Mit dieser Methode wird die Abhängigkeit der Schweremessung von den unterschiedlichen k_{eff} berücksichtigt. Ein Vergleich der beiden Interferometer ist somit möglich.

AUFBAU DES RAMAN-LASERSYSTEMS UND ERGEBNISSE

In diesem Kapitel wird der Aufbau beschrieben, der für den Betrieb des Interferometers erforderlich ist. Um die für das Interferometer benötigten Übergänge zu treiben, wird ein Raman-Lasersystem genutzt. Dieses wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und wird an dieser Stelle erläutert. Im Anschluss wird kurz die zustandsselektive Detektion beschrieben. Abschließend werden die Messungen präsentiert, die mit diesem Aufbau durchgeführt wurden.

4.1 Das Raman-Lasersystem

Das Raman-Lasersystem ist in einer Doppelpass-AOM-Konfiguration aufgebaut. Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Darstellung dieses Aufbaus, welcher im Folgenden beschrieben werden soll.

Um den Raman-Laser (ECDL-Bauweise) in seiner Frequenz zu stabilisieren, wird ein kleiner Teil der Leistung des Lichtes über einen Polarisationsstrahlteiler (PBS1) ausgekoppelt und an einem 50:50-Strahlteiler (BS) mit Licht des Referenzlasers (K-Ref, siehe S. 8) überlagert. Die beiden überlagerten Lichtfelder erzeugen ein Schwebungssignal bei 1,5 GHz, das durch eine Photodiode (PD1) [Hamamatsu, G4176-03] ausgelesen wird. Das Signal wird anschließend von zwei Verstärkern (Amp1, [2x Mini-Circuits, ZJL-7G+]) um +23 dB verstärkt und mit einem Signal konstanter

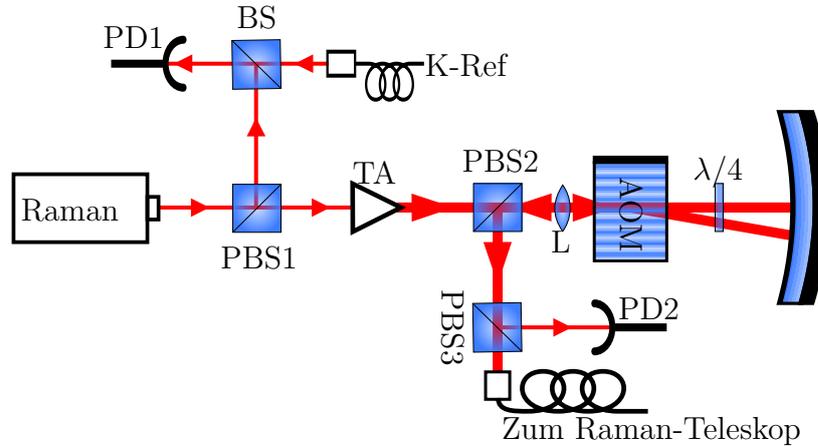


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Raman-Lasersystems.

Frequenz ¹ ($f_{mix} = 1,6 \text{ GHz}$) in einem Frequenzmischer [Mini-Circuits, ZEM-4300+] gemischt. Die im Mischer entstehenden Summen- und Differenzfrequenzen von 3,1 GHz und 100 MHz der beiden Signale werden über einen Tiefpassfilter (TP, [Mini-Circuits, SLP-850+]) bereinigt. Der Filter transmittiert nur das Signal mit 100 MHz, das anschließend um +24 dB verstärkt wird (Amp2, [Mini-Circuits, ZFL-500LN+]). Dieses Signal kann nun mit dem 100 MHz Referenzsignal [Spectra Dynamics, LNFS-100]

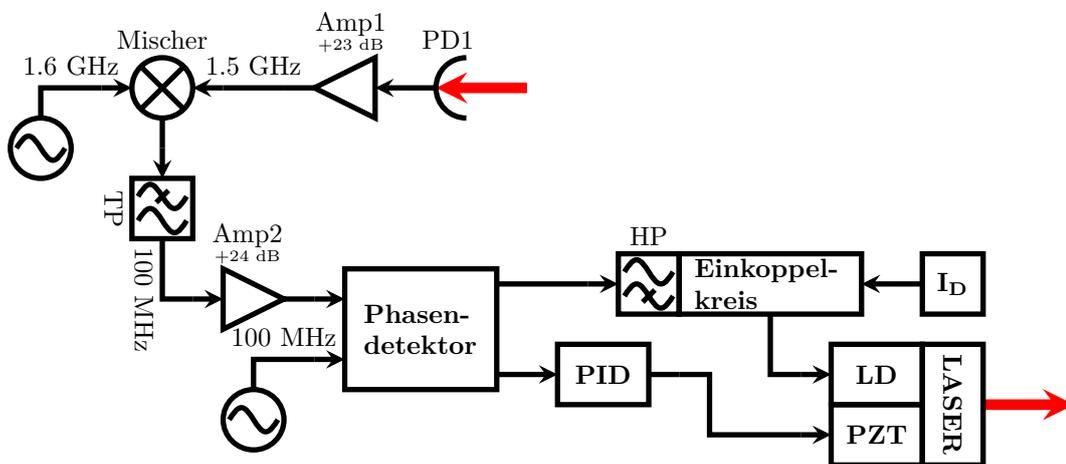


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Regelschleife des Raman-Lasers.

1 Über die Frequenz dieses Signals kann die Verstimmung $\Delta = f_{mix} - 156 \text{ MHz}$ berechnet werden (siehe Abb. 3.1). Die -156 MHz resultieren aus der Verstimmung des Referenzlasers zum nicht verschobenen Feinstruktur-Übergang (-99 MHz), der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung (-173,1 MHz), der Frequenzverschiebung des $|F' = 1\rangle$ -Niveaus von -16,1 MHz und zusätzlichen +100 MHz.

verglichen werden. Dies geschieht in einem Phasendetektor, der als zentralen Baustein einen Phasen- und Frequenzdetektor [ON Semiconductor, MCH12140] enthält. In diesem Detektor wird ein Fehlersignal generiert, das proportional zur Phasenverschiebung der beiden eingehenden Signale ist. Das Fehlersignal wird einerseits in einem Einkoppelkreis über einen Hochpassfilter von langsamen Driften befreit und direkt auf den Diodenstrom (I_D) addiert. Somit können kleine Änderungen der Frequenz schnell heraus geregelt werden. Außerdem wird es über einen PID-Regler (*proportional-integrierend-differenzierend*, kurz: PID) verstärkt und integriert und als Spannung an den Piezo-Ringaktuator (PZT) des Laserresonators gegeben. Über diesen Weg wird langsamen Driften entgegengewirkt.

Der am Polarisationsstrahlteiler (PBS1) transmittierte Teil des Lichts wird in einem TA [Eagleyard, EYP-TPA-0765-01500-3006-CMT03-0000] auf 1,5 W verstärkt. Anschließend wird das Licht über einen weiteren Polarisationsstrahlteiler (PBS2) in den Doppelpass-AOM-Aufbau eingekoppelt. Die hier genutzte Doppelpass-AOM-Konfiguration wurde bereits diskutiert [38] und soll an dieser Stelle nur kurz erläutert werden. Das Licht wird im Doppelpass-AOM [Crystal Technology Inc., 3200-121] gebeugt und anschließend über einen sphärischen Spiegel unabhängig vom Beugungswinkel des AOMs in diesen zurückreflektiert. Hierbei ist es wichtig, dass die einfallenden Strahlen mit den reflektierten Strahlen überlagert sind. Das reflektierte Licht wird ein weiteres Mal im AOM gebeugt, wodurch die zweifach gebeugte Ordnung um die doppelte AOM-Frequenz verschoben wird. Die Differenzfrequenz ω_L der Lichtfelder entspricht daher der doppelten Frequenz des Hochfrequenz-Signals mit dem der AOM betrieben wird. Da die Strahlen auf der Strecke zwischen AOM und Spiegel zwei mal ein $\lambda/4$ -Wellenplättchen passieren wird ihre Polarisation insgesamt um $\lambda/2$ gedreht. Dies führt dazu, dass die zurücklaufenden Strahlen am Polarisationsstrahlteiler (PBS2) reflektiert werden.

Über einen weiteren Polarisationsstrahlteiler (PBS3) wird ein kleiner Teil der Leistung der beiden aus der Doppelpass-AOM-Konfiguration kommenden Lichtfelder abgelenkt und mit einer weiteren Photodiode (PD2) [Hamamatsu, G4176-03] das Schwebungssignal aufgenommen. Um die Phase der beiden Lichtfelder zueinander zu regeln, wird eine

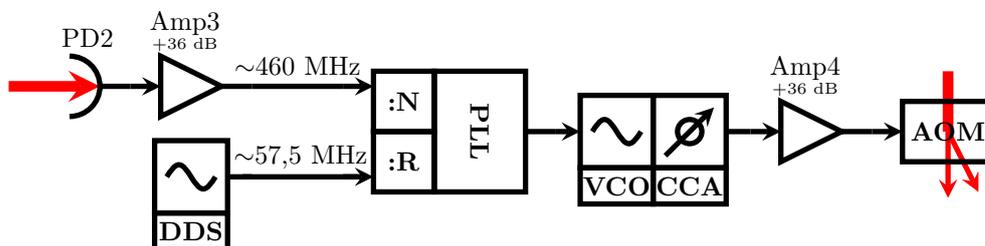


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Phasenregelschleife des Doppelpass-AOM-Aufbaus.

Phasenregelschleife (siehe Abb. 4.3) genutzt. Hierfür wird das Signal der Photodiode um +36 dB verstärkt (Amp3, [Mini-Circuits, ZJL-7G+ und ZFL-500LN+]) und in den Phasenregler gespeist. Dieser enthält einen Phasendetektor mit Frequenzgenerator [Analog Devices, ADF4002]. Über die Kontrolleinheit des Phasenreglers können die Faktoren N und R eingestellt werden, durch die die Eingangsfrequenzen geteilt werden. Der Zusammenhang der Frequenz f_{Sig} des zu regelnden Signals und der Frequenz f_{Ref} des Referenzsignals ist dabei gegeben durch:

$$f_{Sig} = f_{Ref} \cdot \frac{2N}{R} . \quad (4.1)$$

Der Faktor 2N entspricht hierbei dem Wert durch den das zu regelnde Signal dividiert wird und R dem Teiler des Referenzsignals. Das Referenzsignal wird durch einen externen digitalen Oszillator [Spectra Dynamics, LNF-100 DDS] generiert. Da das zu regelnde Signal eine Frequenz von $f_{Sig} \approx 460$ MHz besitzt, wurden die Werte $N = 8$, $R = 2$ und $f_{Ref} \approx 57,5$ MHz eingestellt. Der Phasenregler gibt als Regelsignal eine Spannung aus, die genutzt wird um einen externen spannungsgesteuerten Oszillator (VCO, [Mini-Circuits, POS-300]) zu regeln. Das von diesem generierte Signal wird anschließend von einem stromgesteuerten Abschwächer (CCA, [Mini-Circuits, TFAS-1]) in seiner Leistung reduziert. Über diesen Abschwächer wird die Leistung des zum AOM geführten Hochfrequenz-Signals gesteuert und bietet die Möglichkeit die Beugungseffizienz des AOMs einzustellen. Um eine maximale Rabi-Frequenz (siehe Formel 3.3) zu erzielen, wird die Leistung des Hochfrequenz-Signals so eingestellt, dass das Intensitätsverhältnis der Raman-Strahlen 50:50 beträgt. Das so generierte RF-Signal wird um +30 dB verstärkt (Amp4, [AA Opto-Electronic, AMP A-B-30]) und in den Doppelpass-AOM eingespeist. Dieser dient als Aktuator des Regelkreises und kann über Verschiebungen der AOM-Frequenz die Phase zwischen den Raman-Lichtfeldern nachregeln. Das am letzten Polarisationsstrahlteiler (PBS3) transmittierte Licht passiert einen weiteren AOM [Crystal Technology Inc., 3080-122], der zum Schalten der Lichtfelder dient. Über einen dichroitischen Spiegel werden die Raman-Lichtfelder, die zur Manipulation der Kalium- und Rubidiumatome dienen, überlagert und etwa 90 mW Kalium-Raman-Licht über eine Lichtleiterfaser zur Raman-Einstrahloptik geleitet. Von dort aus werden die Lichtfelder durch ein $\lambda/4$ -Wellenplättchen zirkular polarisiert und die Strahlen von oben durch die Experimentierkammer eingestrahlt. Unter der Kammer werden die Strahlen von einem Spiegel retroreflektiert (siehe Abb. 4.4). Durch diesen Aufbau des Raman-Systems erhält man vier Strahlenpaare. Zwei die von oben, bzw. unten, kopropagierend auf die Atome einstrahlen und zwei die kontrapropagierend auf die Atome treffen (siehe Abb. 4.5).

Dieser Aufbau hat den Vorteil, dass die beiden Lichtfelder nicht auf unterschiedlichen Pfaden propagieren müssen und so eine intrinsische Phasenstabilität zu einander aufweisen. Des weiteren werden Wellenfrontunterschiede der kontrapropagierenden

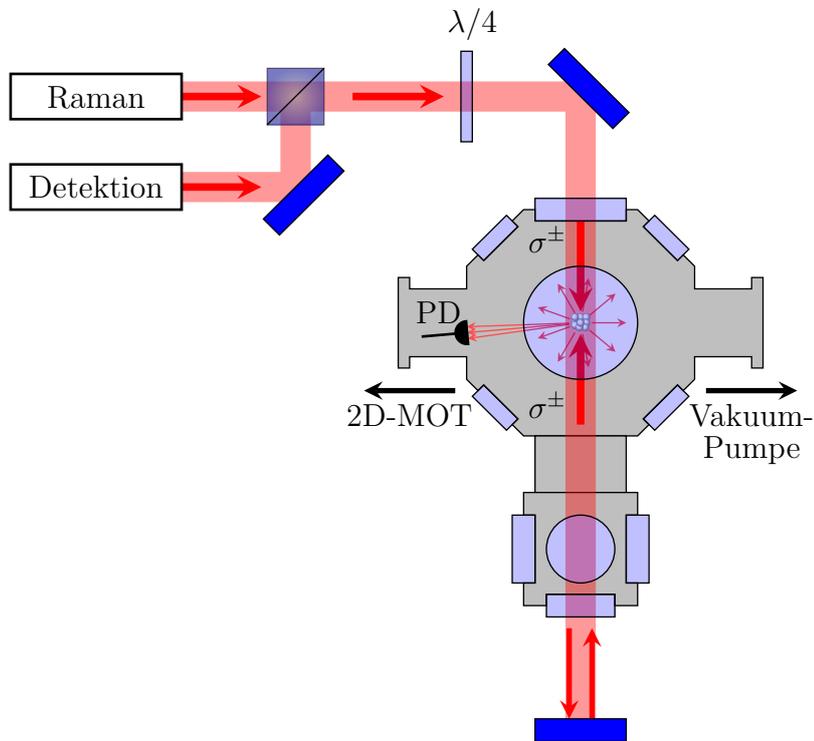


Abbildung 4.4: Darstellung der Experimentierkammer mit Strahlteileroptik und dem Aufbau der vertikalen Detektion mit Strahlengängen.

Strahlen vermieden, da sie bis auf den retroreflektierenden Spiegel die selbe Optik durchlaufen. Die Oberfläche dieses Spiegels dient als einzige Phasenreferenz, weswegen nur dieser auf einer Vibrationsisolierung gelagert werden muss um das System von externen Vibrationen zu entkoppeln.

Das für die Raman-Übergänge benötigte Quantisierungsfeld wird durch ein Helmholz-Spulenpaar erzeugt, dessen Spulen ober- und unterhalb der Raman-Wirkungszone angebracht sind.

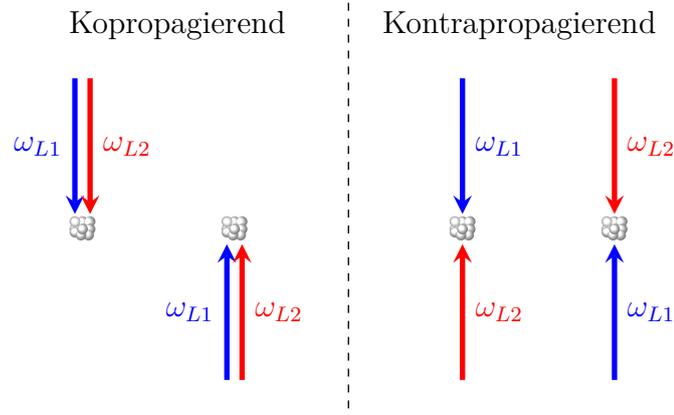


Abbildung 4.5: Mögliche Strahlenkombinationen für ko- und kontrapropagierende Raman-Strahlen.

4.2 Die Detektion der atomaren Zustände

Um das Interferometersignal auszulesen, wird eine zustandsselektive Detektion genutzt, die auf lichtinduzierter Fluoreszenz basiert. Hierzu wird ein Detektionspuls, während dessen die Atome mit Licht, das resonant mit dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ ist, angestrahlt und das Fluoreszenzlicht mit einer Photodiode (PD, siehe Abb. 4.4) aufgenommen. Die Intensität des Signals ist proportional zur Anzahl der Atome die sich im angeregten Zustand $|F = 2\rangle$ befinden. Das für die Detektion benötigte Licht wird über einem Polarisationsstrahlteiler vom 3D-MOT-Licht ausgekoppelt und über eine Faser zum Detektionsteleskop geführt. Hinter diesem wird das Licht über einen zweiten Polarisationsstrahlteiler mit dem Raman-Strahlengang überlagert und mit einem $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen eine zirkulare Polarisation eingestellt. Die Strahlen verlaufen so vertikal durch die Vakuumkammer (siehe Abb. 4.4) und werden unter der Kammer vom Spiegel retroreflektiert. Die Atome werden auf diese Weise aus entgegengesetzten Richtungen von den Detektionsstrahlen angestrahlt, wodurch eine räumliche Verschiebung der Atome durch den Strahlungsdruck kompensiert wird. Die vertikale Detektion besitzt gegenüber der bereits beschriebenen horizontalen Detektion [35] einige Vorteile:

- Die Faltung der Ausdehnung des atomaren Ensembles mit der Intensitätsverteilung des Detektionsstrahls bleibt während der Detektionszeit, abgesehen von der räumlichen Expansion des Ensembles, konstant.
- Aufgrund des hohen Signalverlustes durch lange Fallzeiten ist es momentan nicht möglich die Detektionszone unterhalb der 3D-MOT-Kammer zu nutzen. Der vertikale Detektionsstrahl bietet jedoch die Möglichkeit eine Photodiode direkt

an der MOT-Kammer zu installieren (siehe Abb. 4.4), wodurch auch nach kurzen Fallzeiten eine Detektion erfolgen kann.

- Als Quantisierungsfeld kann das selbe Feld wie für die Ramanübergänge genutzt werden. Daher ist es nicht nötig die Quantisierungsachse in einem adiabatischen Prozess in eine horizontale Orientierung zu drehen.
- Die Detektionsstrahlen werden an einem Polarisationsstrahlteiler mit den Raman-Strahlen überlagert (siehe Abb. 4.4) und anschließend mit dem selben $\lambda/4$ -Wellenplättchen zirkular polarisiert. Da die Polarisation der Raman-Lichtfelder sehr genau eingestellt werden muss, gilt dies auch für das Detektionslicht.

Um die Population des angeregten Zustandes $|F = 2\rangle$ gegenüber der des Grundzustandes $|F = 1\rangle$ messen zu können, wird ein Detektionsschema (siehe Abb. 4.6) angewandt, das aus vier Pulsen besteht. Während des ersten, $600 \mu\text{s}$ langen, Detektionspulses (I)

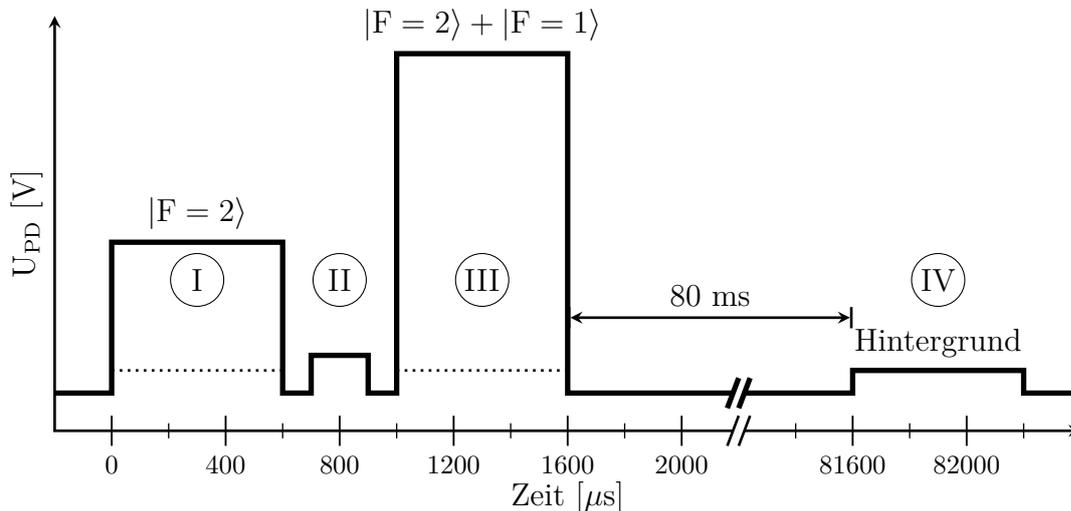


Abbildung 4.6: Zeitlicher Ablauf der Detektionspulse.

wird ein Signal aufgenommen, das proportional zur Anzahl der Atome im angeregten Zustand ist. $100 \mu\text{s}$ nach diesem ersten Puls folgt für $200 \mu\text{s}$ ein Rückpumpimpuls (II) der die Atome optisch aus dem Grundzustand in den angeregten Zustand transferiert. Es befinden sich nun alle Atome im $|F = 2\rangle$ -Zustand. Während des dritten Detektionspulses (III), der wie der erste Puls (I) eingestrahlt wird, wird die Summe aller Atome erfasst. Nach einer Wartezeit von 80 ms , in der die Atome aus der Detektionszone fallen, wird ein letzter Puls (IV) eingestrahlt. Hierdurch wird ein Signal erfasst, das dem Streulicht ohne Atome entspricht.

Die Population des angeregten Zustands entspricht dem Quotienten der Anzahlen der

Atome im angeregten Zustand und der Gesamtatomzahl:

$$P_e = \frac{N_{|F=2\rangle}}{N_{|F=1\rangle} + N_{|F=2\rangle}} = \frac{U_{PD}^I - U_{PD}^{IV}}{U_{PD}^{II} - U_{PD}^{IV}}. \quad (4.2)$$

Wegen der schmalen Hyperfeinstruktur des $^2P_{3/2}$ -Zustands ist die Polarisation des Detektionslichts von großer Bedeutung, da nur bei gut eingestellter zirkularer Polarisation ein geschlossener Übergang $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3, m_F = \pm 3\rangle$ möglich ist. Für den Fall, dass das Detektionslicht σ^+ -polarisiert ist, werden die Atome bei jedem Pumpvorgang in ein Niveau mit $|F' = 3, \Delta m_F = +1\rangle$ angeregt (siehe Abb. 4.7). Wenn

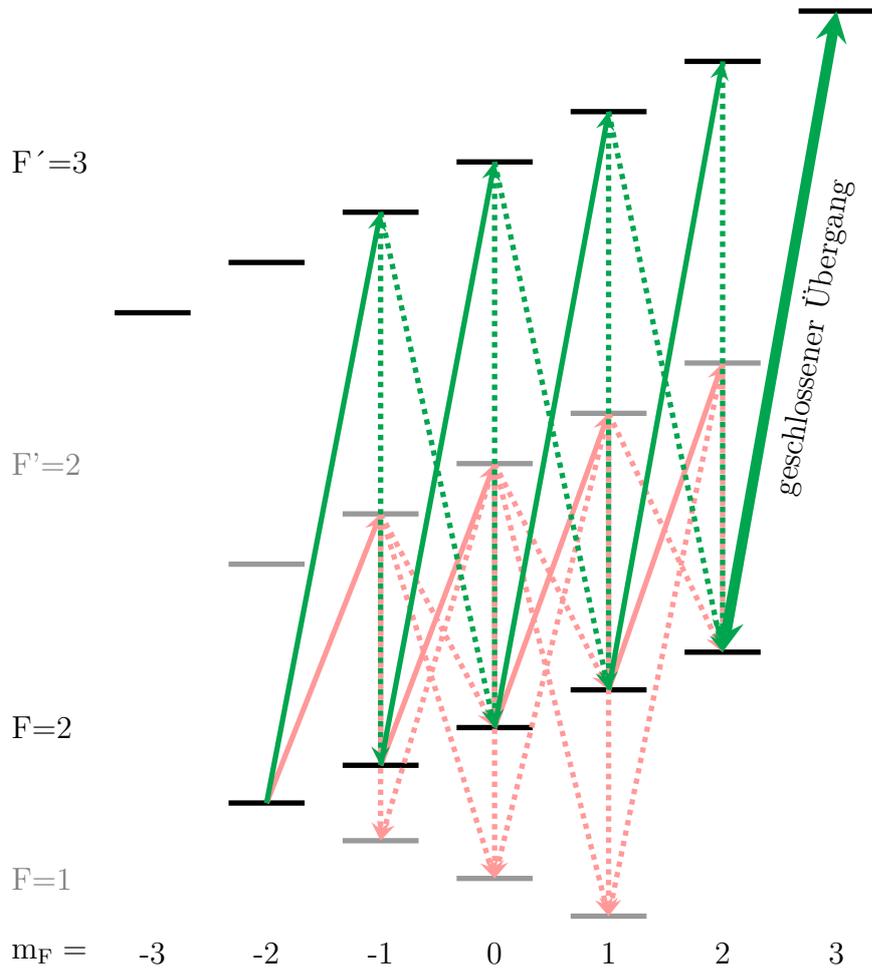


Abbildung 4.7: Darstellung der möglichen Übergänge bei σ^+ -polarisiertem Detektionslicht (durchgezogene Pfeile). In grün sind die Übergänge dargestellt die getrieben werden sollen, in rot die parasitären Übergänge. Die gepunkteten Pfeile entsprechen den möglichen Zerfallsübergängen.

die Atome in den $|F = 2\rangle$ -Zustand zerfallen verteilen sie sich gemäß ihrer Clebsch-Gordan-Koeffizienten auf die Zeemann-Unterniveaus mit $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Auf diese Weise werden die Atome in den $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand angeregt, von welchem aus nur der geschlossene Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$ möglich ist. Somit wird ein Verlust der Atome in das $|F = 1\rangle$ -Niveau, was durch parasitäre Anregungen in das $|F' = 2\rangle$ -Niveau erlaubt ist, während der Detektionspulse (I) und (III) stark unterdrückt und ist nur auf den in Abbildung 4.7 rot dargestellten Übergängen möglich.

4.3 Erste interferometrische Messungen

An dieser Stelle der Arbeit wird anhand einer Messreihe die an diesem Experiment angewendete Methode zur Bestimmung der Erdbeschleunigung erläutert. Vorbereitend für diese wurden die erforderlichen Übergangsfrequenzen und die Pulsdauer der Strahlteiler bestimmt. Zur Optimierung der Experimentparameter wurden Ramsey-Interferenzen aufgenommen, welche in diesem Abschnitt ebenfalls erläutert werden. Um die Auswirkung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung experimentell zu testen wurde zusätzlich eine Messung dieser durchgeführt und mit der in Abschnitt 3.5.2 eingeführten Theorie verglichen.

4.3.1 Bestimmung der Übergangsfrequenzen

Die genaue Kenntnis der Übergangsfrequenzen ist für den Betrieb des Atominterferometers von großer Wichtigkeit. Um sie zu bestimmen wird eine Raman-Spektroskopie (siehe Abb. 4.8) durchgeführt. Zu erkennen sind die drei inertialinsensitiven Übergänge der Zeemann-Zustände. Diese Übergänge sind abhängig vom Magnetfeld in ihrer Frequenz verschoben. Die Verschiebung lässt sich berechnen durch:

$$\Delta E_{\text{Zeemann}} = (g_{F=2} - g_{F=1}) \cdot \mu_B \cdot B \cdot m_F . \quad (4.3)$$

Für die Lande- g_F -Faktoren $g_{F=1} = -1/2$ und $g_{F=2} = 1/2$ ergibt dies für ein Magnetfeld von $B=1,87$ G eine Zeemann-Verschiebung von $\Delta f_{\text{Zeemann, Theorie}} = \pm 2,617$ MHz. Dieser theoretische Wert weicht von dem aus Abbildung 4.8 ermittelten Wert von $\Delta f_{\text{Zeemann, Messung}} = \pm 2,4424$ MHz um 6,7 % ab. Diese Abweichung lässt sich durch Inhomogenitäten des Magnetfelds, aufgrund von Asymmetrien der Helmholtz-Spulen, sowie einer Abweichung der Atomposition von der Symmetrieachse des Magnetfeldes erklären.

Es gibt zu jedem Zeemann-Unterniveau inertialsensitive Übergänge, die aufgrund der Fallgeschwindigkeit v im Gravitationsfeld Doppler-verschoben sind. Diese Übergänge

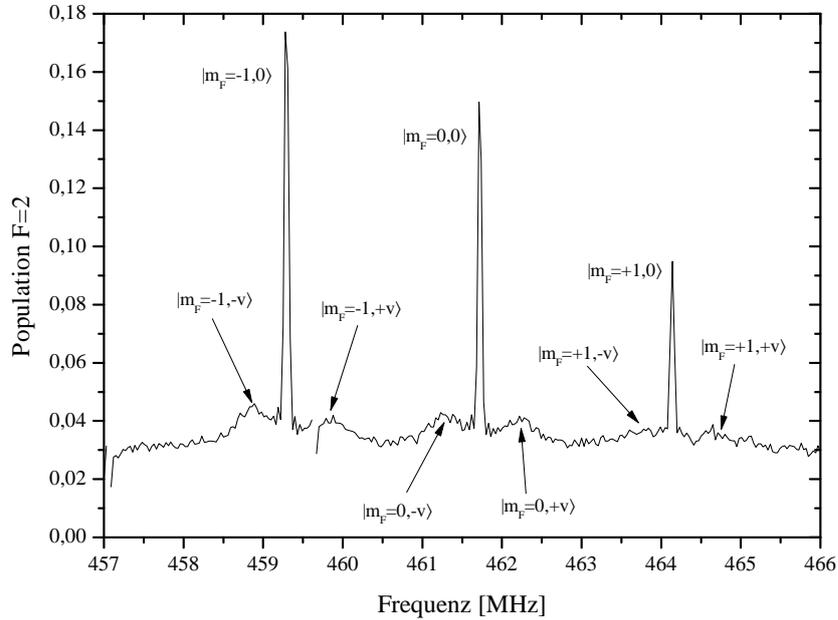


Abbildung 4.8: Ramanspektroskopie des $|F = 1\rangle$ -Zustandes bei einem Magnetfeld von $B=1,87$ G. Zu sehen sind die inertialinsensitiven und -sensitiven Resonanzen der drei magnetischen Hyperfeinstruktur-Zustände. Die inertialsensitiven Übergänge sind durch die gravitativ bedingte Geschwindigkeit v Doppler-verschoben und treten je zweimal auf. Die Zustände sind mit ihrer magnetischen Quantenzahl und der zugehörigen Geschwindigkeitsklasse gekennzeichnet.

treten für jeden Übergang zwei mal auf, da sie für beide Raman-Strahlenpaare, in kontrapropagierender Konfiguration (siehe Abb. 4.5), eine Resonanz aufweisen. Die Frequenzverschiebung $\Delta f_{Doppler}$ durch den Doppler-Effekt kann berechnet werden durch:

$$\Delta f_{Doppler} = \frac{k_{\text{eff}} \cdot v}{2\pi} = \frac{k_{\text{eff}} \cdot g \cdot t_{\text{TOF}}}{2\pi}. \quad (4.4)$$

Die Verschiebung in Abbildung 4.8 besitzt einen Wert von $\Delta f_{Doppler} = 435$ kHz, dies entspricht einer Fallzeit von $t_{\text{TOF}} = 17$ ms.

Über die Wahl der Frequenz können so verschiedene Übergänge getrieben werden. Für den Interferometerbetrieb bieten sich vor allem die Übergänge des magnetischinsensitiven $|m_F = 0\rangle$ -Niveaus an. Hier werden durch externe Magnetfelder hervorgerufene systematische Effekte, wie Rauschen und Kontrastverlust unterdrückt.

Mit der genauen Kenntnis über die Übergangsfrequenzen können die Dauern der Strahlteilerpulse bestimmt werden. Hierzu werden Rabi-Oszillationen aufgenommen, wie im

folgenden Abschnitt beschrieben.

4.3.2 Rabi-Oszillationen

Ein weiterer wichtiger Punkt zur Realisierung eines Atominterferometers ist die Kenntnis über die Länge der Strahlteilerpulse, welche in Abschnitt 3.1 erläutert werden. Um die erforderlichen Pulslängen für $\pi/2$ - und π -Pulse bestimmen zu können wird die Anregung des $|F = 2\rangle$ -Niveaus aus dem $|F = 1\rangle$ -Niveau für verschieden lange Pulse betrachtet (siehe Abb. 4.9). Die maximale Anregungseffizienz ist bei dieser Messung

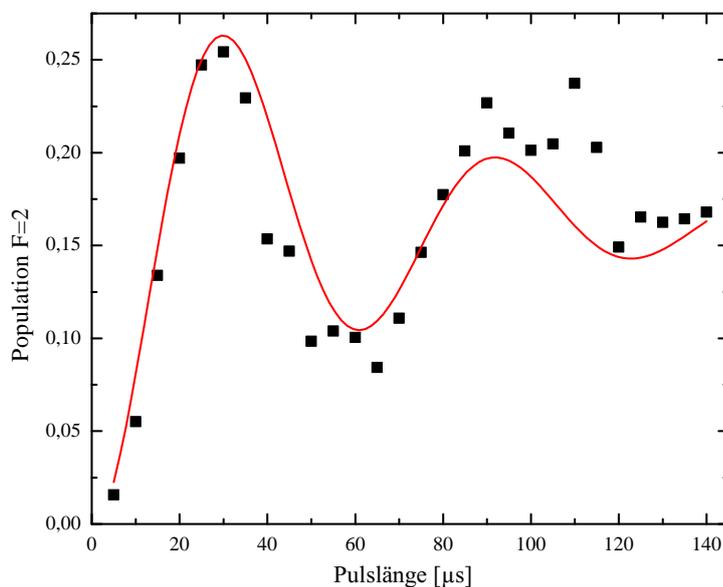


Abbildung 4.9: Rabi-Oszillationen auf dem inertialinsensitiven $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ Raman-Übergang.

auf 33 % begrenzt, da die Atome zu Beginn gleichmäßig auf die drei Zeemann-Niveaus aufgeteilt sind. Die in dieser Messung erreichten 25 % Anregung entsprechen nicht diesem Wert. Dies liegt an dem gedämpften Schwingverhalten der Rabi-Oszillation. Die Dämpfung wird unter anderem durch Ein-Photonen-Streuung und Inhomogenitäten der Rabi-Frequenz aufgrund von räumlichen Intensitätsunterschieden hervorgerufen, die zu Inkohärenzen führen.

In Abbildung 4.9 entspricht ein π -Puls einer Pulsdauer von 30 μs und ein $\pi/2$ -Puls der Dauer von 15 μs . Unter Verwendung dieser Pulsdauern können erste interferometrische Messungen erfolgen.

4.3.3 Ramsey-Interferenzen

Ein erstes Experiment zum Nachweis atomarer Interferenz ist die auf Norman F. Ramsey zurück gehende Ramsey-Methode [39]. Hierbei werden im zeitlichen Abstand T zwei Strahlteiler-Pulse der Länge τ auf die Atome eingestrahlt. Die Pulsdauer τ entspricht dabei der Dauer für einen $\pi/2$ -Puls im nicht verstimzten Fall. Die Verstimmung δ zum resonanten Übergang stellt bei dieser Methode den variablen Parameter dar. Im Bild der Bloch-Kugel (siehe Abschn. 3.2) kann der Ablauf des Experimentes wie folgt dargestellt werden (siehe Abb. 4.10). Der erste $\pi/2$ -Puls rotiert den Bloch-Vektor

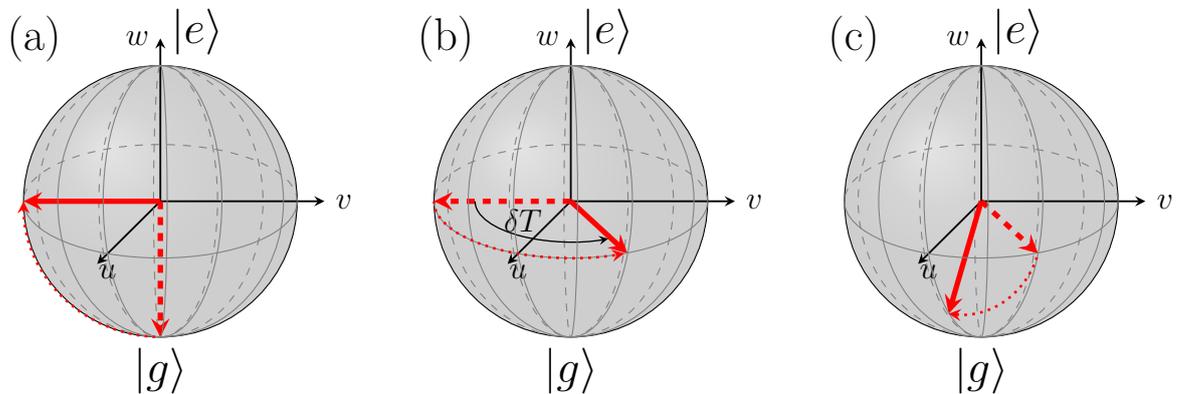


Abbildung 4.10: Darstellung der Ramsey-Methode auf der Bloch-Kugel: (a) $\pi/2$ -Puls, (b) Entwicklungszeit T mit Verstimmung δ , (c) $\pi/2$ -Puls.

90° um die u -Achse. Während der Entwicklungszeit T rotiert der Vektor mit einer Frequenz, die der Verstimmung δ entspricht, um die w -Achse. Da die Verstimmung für das Experiment als Variable dient, variiert auch der Winkel um den der Vektor um die Achse rotiert. Abschließend wird ein zweiter $\pi/2$ -Puls appliziert, der den Vektor erneut um 90° um die u -Achse dreht.

Die Besetzung des angeregten Zustandes entspricht der Projektion des Bloch-Vektors auf die w -Achse und lässt sich formell schreiben als [20]:

$$P_e(\delta) = \left| \frac{\Omega_{\text{eff}} \cdot \tau}{2} \right|^2 \cdot \text{sinc}^2 \left(\frac{\delta \cdot \tau}{2} \right) \cdot \cos^2 \left(\frac{\delta \cdot T}{2} \right). \quad (4.5)$$

Hierbei entspricht Ω_{eff} der effektiven Rabi-Frequenz. Die Einhüllende dieser Funktion ist gegeben durch das Quadrat der sinc-Funktion. Dies kann dadurch erklärt werden, dass für große Verstimmungen der $\pi/2$ -Puls das Atom nicht in eine Superposition mit einer 50:50-Wahrscheinlichkeit der beiden Interferometerzustände anregt.

In Abbildung 4.11 ist eine Messung der Ramsey-Interferenzen für eine Entwicklungszeit von $T = 1$ ms und kleinen Verstimmungen dargestellt. Die Einhüllende sinc-Funktion

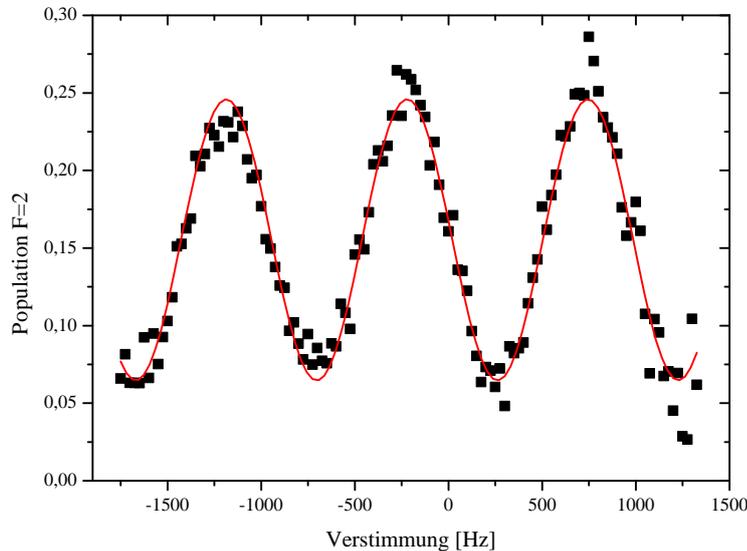


Abbildung 4.11: Ramsey-Interferenzen mit einer Interaktionszeit $T = 1$ ms. Aufgetragen ist die Population im angeregten Zustand gegen die Verstimmung zur zuvor ermittelten Übergangsfrequenz von $f = 461,69975$ MHz. Der zentrale Interferenzstreifen ist aufgrund von systematischen Effekten um etwa -220 Hz verschoben.

kann in dem vermessenen Verstimmungsbereich nicht erkannt werden. Es fällt auf, dass das zentrale Maximum der Interferenzstreifen nicht bei einer Verstimmung von $\delta = 0$ Hz liegt, sondern um etwa -220 Hz verschoben ist. Dies kann auf systematische Effekte zurückgeführt werden, wie beispielsweise einer Frequenzverschiebung durch den differentiellen AC-Stark-Effekt (siehe Abschn. 3.5.2), bedingt durch Leistungsschwankungen, im Bereich von etwa 3 % (2-4 mW), in der Zeit zwischen der Übergangsfrequenzbestimmung und der Ramsey-Messung. Mit Hilfe der Ramsey-Methode können so Interferometersystematiken mit einer hohen Genauigkeit bestimmt und für weitere Messungen angewendet werden.

4.3.4 Die differentielle AC-Stark-Verschiebung

Um die differentielle AC-Stark-Verschiebung (siehe Abschn. 3.5.2) zu messen wurde eine Mikrowellenspektroskopie durchgeführt. Die Mikrowellen wurden dabei über eine dreigliedrige Yagi-Uda-Richtantenne auf die Atome eingestrahlt. Die Spektroskopie wurde zwei mal durchgeführt (siehe Abb. 4.12), wobei während der zweiten Messung ein nicht zum Übergang resonantes Raman-Lichtfeld eingestrahlt wurde. Das Raman-

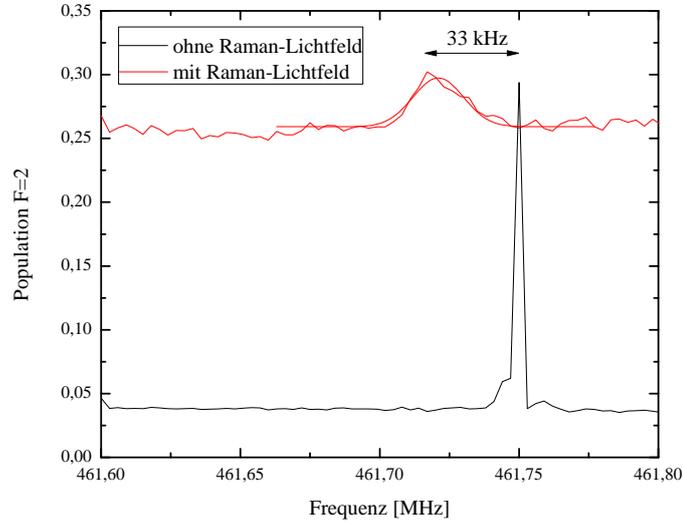


Abbildung 4.12: Mikrowellenspektroskopie zur Bestimmung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung. In schwarz zu sehen für den Fall ohne Raman-Lichtfelder und in rot für den Fall mit Raman-Lichtfeldern. Das Raman-Lichtfeld besaß eine Gesamtleistung von $P_0 = 320$ mW und Verstimmungen von $\Delta = 1,9$ GHz und $\delta = 4,25$ MHz.

Licht hatte dabei eine Gesamtleistung von $P_0 = 320$ mW bei Verstimmungen von $\Delta = 1,9$ GHz und $\delta = 4,25$ MHz (siehe Abb. 3.1) zum resonanten Übergang. Des Weiteren lag die Temperatur des Ensembles im Bereich von etwa $T_{At} = 25 \mu\text{K}$ und die Fallzeit der Atome betrug $t_{\text{TOF}} = 8$ ms. Mit diesen Daten kann die Verteilung der Atome im Frequenzraum bedingt durch die differentielle AC-Stark-Verschiebung berechnet werden. Da die Verschiebung intensitätsabhängig ist, sollte die Intensitätsverteilung des Raman-Strahls, sowie die räumliche Ausdehnung der Atomwolke in die Betrachtung einbezogen werden (siehe Abb. 4.13). Außerdem kann davon ausgegangen werden, dass die Position der Atomwolke nicht im Zentrum des Raman-Strahls liegt. Daher konnte durch Anpassen des Abstandes von Wolken- zur Strahlmitte die gemessene Verteilung mit der theoretisch ermittelten annähernd reproduziert werden. Sie stimmt für einen Abstand von 7,5 mm der Atomwolke zur Strahlmitte im Wert ihrer Verschiebung sowie der Breite überein. Jedoch kann die leichte Asymmetrie der vermessenen Verteilung durch diesen Wert nicht erklärt werden.

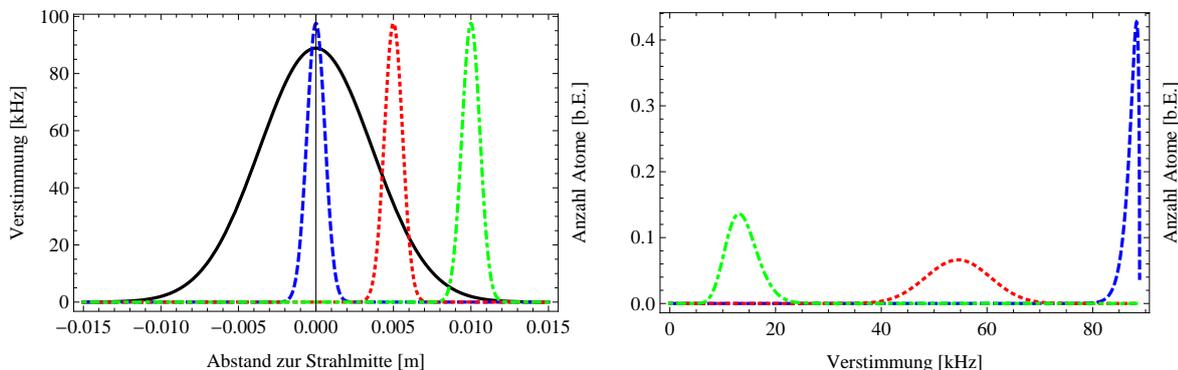


Abbildung 4.13: Darstellung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung in Abhängigkeit von der räumlichen Verteilung der Atomwolke. In der linken Abbildung ist der Überlapp der Atomwolke mit der räumlichen Verteilung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung (in schwarz (durchgezogen)) für verschiedene Abstände (blau (gestrichelt) 0 mm, rot (gepunktet) 5 mm und grün (gepunktstrichelt) 10 mm) der Wolke zur Strahlmitte dargestellt. Die rechte Seite zeigt die daraus resultierende Verteilung der Atome in Abhängigkeit von der differentiellen AC-Stark-Verschiebung.

4.3.5 Messung der Erdbeschleunigung

Um die gravitative Erdbeschleunigung zu bestimmen wird das Atominterferometer in einer Mach-Zehnder-Konfiguration (siehe Abschn. 3.3) betrieben. Hierzu wird ein inertialsensitiver Übergang (siehe Abb. 4.8) durch ein kontrapropagierendes Raman-Strahlenpaar (siehe Abschn. 3.4) angeregt. Die Ramanstrahlen werden zusätzlich mit einer Frequenzrampe versehen, wodurch ein beschleunigtes optisches Gitter entsteht, dessen Beschleunigung vom Rampenparameter α abhängt. Die Phasendifferenz der beiden Interferometerpfade aus Formel 3.9 kann somit erweitert werden auf:

$$\Delta\Phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} \cdot T^2 - 2\pi \cdot \alpha \cdot T^2 . \quad (4.6)$$

In Abbildung 4.14 ist eine Messung der Population des angeregten Zustandes in Abhängigkeit vom Rampenparameter für zwei verschiedene Entwicklungszeiten T gezeigt. Entspricht die Beschleunigung des durch die Raman-Lichtfelder gebildeten optischen Gitters genau der gravitativen Beschleunigung der Atome entspricht die Phasendifferenz aus Formel 4.6 zwischen den beiden Interferometerpfaden dem Wert null. Die Besetzung des angeregten Zustandes besitzt an dieser Stelle nach Formel 3.10 ein Minimum. Somit lässt sich die Erdbeschleunigung direkt aus dem Rampenparameter α bestimmen:

$$\vec{g} = \frac{2\pi \cdot \alpha}{\vec{k}_{\text{eff}}} . \quad (4.7)$$

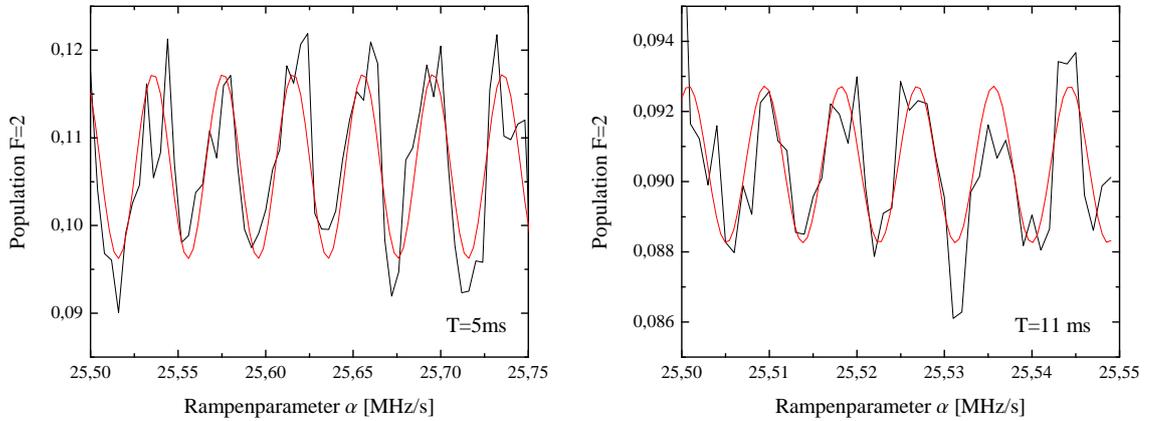


Abbildung 4.14: Interferenzstreifen aus Mach-Zehnder-Interferometer-Konfiguration für $T = 5$ ms und $T = 11$ ms. Aufgetragen ist die Population im angeregten Zustand gegen die Frequenzrampenrate zur Kompensation der Doppler-Verschiebung. Zu beachten sind die Unterschiedlichen Skalierungen der x- und y-Achsen.

Da es, wie in Abbildung 4.14 zu sehen, mehrere lokale Minima gibt muss das Messverfahren für verschiedene Propagationszeiten T durchgeführt werden. Auf diese Weise kann ein globales Minimum bestimmt werden (siehe Abb. 4.15). Aus dem für das globale Minimum bestimmten Rampenparameter α_0 lässt sich mit Formel 4.7 die lokale Erdbeschleunigung bestimmen:

$$g = \frac{2\pi \cdot 25,8299228 \text{ MHz/s}}{1,64 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}} = 9,89599 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}. \quad (4.8)$$

Dieser Wert weicht um $0,08335 \text{ m/s}^2$ von dem durch das ^{87}Rb -Gravimeter am selben Ort ermittelten Wert von $g = 9,812637 \text{ m/s}^2$ ab [1]. Ein möglicher Grund hierfür könnten Systematiken sein, wie die AC-Stark-Verschiebung, welche nicht wie beim Rb-Interferometer durch das Verhältnis der Intensitäten der Raman-Lichtfelder kompensiert werden kann (siehe Abschn. 3.5.2). Die Effekte, die für diese Verschiebung verantwortlich sind, müssen im weiteren Verlauf des Experiments untersucht werden.

Ein Kriterium um eine Aussage über die Güte eines Interferometers treffen zu können ist der Kontrast C . Dieser wird wie folgt berechnet:

$$C = \frac{P_{e, \max} - P_{e, \min}}{P_{e, \max} + P_{e, \min}}. \quad (4.9)$$

Die Angabe des Kontrastes ist nur für normierte Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes sinnvoll. Eine solche Normierung wird durch das Aufnehmen des

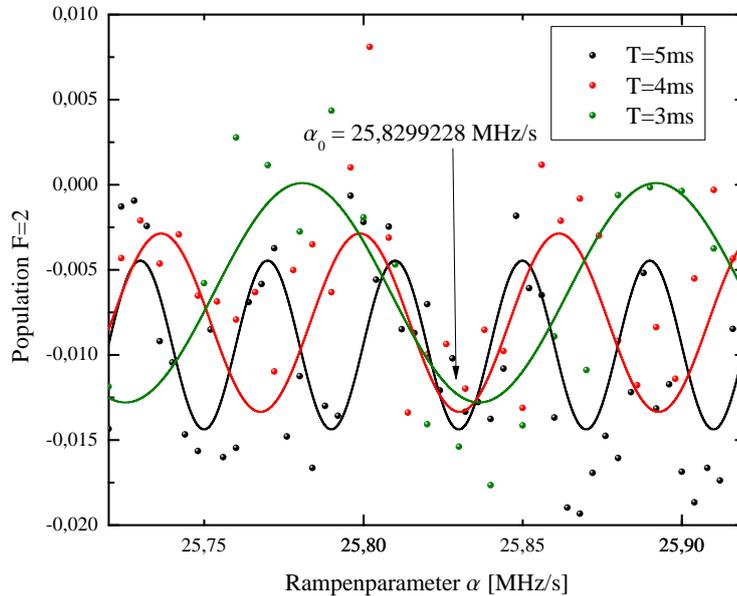


Abbildung 4.15: Messung zur Bestimmung der gravitativen Erdbeschleunigung aus drei Mach-Zehnder-Interferometersequenzen mit verschiedenen Entwicklungszeiten $T = 3, 4$ und 5 ms. Die Messwerte wurden in Richtung der y-Achse gegeneinander verschoben, um sie übereinander liegend darstellen zu können. Es existiert ein globales Minimum bei $\alpha_0 = 25,8296$ MHz/s.

Hintergrundsignals während der Detektion und anschließender Berücksichtigung in der Berechnung der Besetzungswahrscheinlichkeit (siehe Formel 4.2) erreicht.

Aufgrund von Imperfektionen in der Detektion sind die Messwerte für verschiedene Entwicklungszeiten jedoch unterschiedlich auf der y-Achse versetzt. Dies hat auf das Ergebnis der Messreihe keinen Einfluss, da nur die Phaseninformation von Interesse ist. Die Angabe des Kontrastes wird durch diesen Versatz jedoch stark verfälscht. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle nur eine Aussage über den Hub des Signals getroffen. Dieser lässt sich aus der Differenz der maximalen und minimalen Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes ermitteln:

$$P_{e, p-p} = P_{e, max} - P_{e, min} . \quad (4.10)$$

Bei den in Abbildung 4.14 gezeigten Interferenzstreifen liegt dieser Wert bei $P_{e, p-p}(T = 5 \text{ ms}) = 2,1 \%$ und $P_{e, p-p}(T = 11 \text{ ms}) = 0,446 \%$.

AUSBLICK

Diese Arbeit beschreibt den Aufbau eines mit ^{39}K realisierten Gravimeters, mit dem bereits erste Schweremessungen durchgeführt werden konnten, wobei eine genaue Analyse der Systematik noch erfolgen muss. Es stellt weltweit das erste dieser Art dar und soll für einen Test des schwachen Äquivalenzprinzips dienen, wofür eine Vergleichsmessung der Beschleunigungen von ^{39}K - und ^{87}Rb -Atomen angestrebt wird.

Zur Optimierung der Laderate der 3D-MOT wurde eine detaillierte Charakterisierung der Verstimmungen der MOT-Lichtfelder durchgeführt. Diese dient als Grundlage für die Wahl der Parameter, die eine Laderate von etwa 10^8 Atomen pro Sekunde ermöglichen. Trotz der schmalen Hyperfeinstruktur-Aufspaltung der $4^2\text{P}_{3/2}$ -Linie des ^{39}K , im Vergleich zu ^{87}Rb , wurde ein effektives sub-Doppler Kühlverfahren in einer optischen Melasse in der Gruppe um M. Landini [40] demonstriert und in dieser Arbeit adaptiert. So wurden Temperaturen von etwa $20\ \mu\text{K}$ mit etwa $6 \cdot 10^7$ Teilchen erreicht. Des Weiteren wurde ein Raman-Lasersystem zur Anregung des atomaren Übergangs $|4^2\text{S}_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |4^2\text{S}_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ aufgebaut und die Phase der beiden Raman-Lichtfelder mit einer Phasenregelschleife stabilisiert.

Während des Niederschreibens dieser Ergebnisse wurden am Experiment einige Optimierungen vorgenommen. Diese sollen im folgenden beschrieben und die neuesten Ergebnisse gezeigt werden.

5.1 Aktuelle Leistung des Systems

Das Raman-Lasersystem, wie es in dieser Arbeit beschrieben wurde, neigte zu starken Schwankungen der Ausgangsleistung. Hierfür können verschiedene Effekte verantwortlich sein, wie beispielsweise Polarisationschwankungen des austretenden TA-Lichts,

variierende Beugungseffizienzen des Doppelpass-AOMs bedingt durch das schlechte Strahlprofil hinter dem TA oder auch thermische Effekte im AOM-Kristall aufgrund der hohen Intensitäten. Um die Leistungsschwankungen zu reduzieren, wurde die in Abbildung 4.1 gezeigte Reihenfolge von TA und Doppelpass geändert, sodass der Doppelpass nun vor dem TA steht. Um die räumlichen Moden optimal zu überlagern, wird das dichromatische Licht über eine Lichtleiterfaser in den TA eingekoppelt. Da der TA im Bereich seiner Sättigung betrieben wird wirken sich so Leistungsschwankungen des eingekoppelten Lichtes nicht so stark aus. Zusätzlich kann in Zukunft eine Regelschleife implementiert werden, welche die Gesamtleistung der Raman-Lichtfelder, über den Strom mit dem der TA betrieben wird, regelt. Auf diese Weise ist es möglich die Raman-Leistung aktiv zu stabilisieren und langsamen Driften entgegen zu wirken. Des Weiteren wurden durch den Umbau die Leistungsverluste des Systems reduziert. Es stehen nun Leistungen von über 200 mW für die Raman-Interferometrie zur Verfügung. Die Verstärkung des dichromatischen Lichts im nichtlinearen TA-Medium führt über Vier-Wellen-Mischung zu Seitenbändern, die den Interferometrieprozess negativ beeinflussen. Diese Seitenbänder besitzen die Frequenzen $\omega_{\text{FWM1}} = \omega_1 + \Delta_{\text{FWM}}$ und

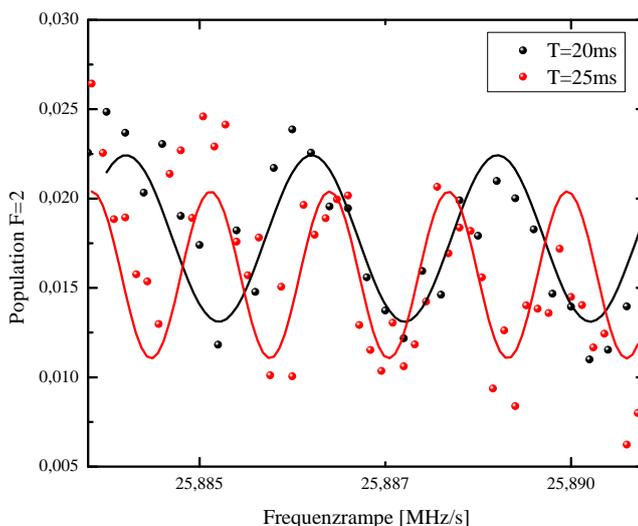


Abbildung 5.1: Aktuellstes Interferometersignale mit $T = 20$ ms und $T = 25$ ms.

$\omega_{\text{FWM2}} = \omega_2 - \Delta_{\text{FWM}}$, wobei Δ_{FWM} der Differenzfrequenz zwischen den beiden Lichtfeldern ω_1 und ω_2 entspricht. Es gibt damit zwei zusätzliche resonante Lichtfelder, die ebenfalls Raman-Übergänge treiben können. Die Kopplung der Seitenbänder an den Interferometrieübergang $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ ist zwar gering, kann jedoch nicht vernachlässigt werden. Sie führt zu einer Dämpfung der Rabi-Oszillation, was sich in einer Reduzierung der Strahlteilereffizienz ausdrückt. Des Weiteren führen die möglichen

Kombinationen der Lichtfelder zu zusätzlichen effektiven Wellenvektoren, wodurch eine Verschiebung der Interferometerphase hervorgerufen wird. Es gibt eine umfangreiche Behandlung [41] der Effekte die solche Seitenbänder auf ein Interferometer ausüben, sowie eine Methode diese zu berechnen. Eine analoge Abschätzung dieser Effekte für das vorliegende ^{39}K -Interferometer steht jedoch noch aus.

Durch die Umbauten am Raman-System und Anpassungen der Experimentparameter, wie zum Beispiel der Stärke des Raman-Quantisierungsfeldes, konnte eine Verbesserung des Interferometersignals erreicht werden (zum Vergleich siehe Abb. 4.14). Daher ist es mittlerweile möglich Interferometer mit Entwicklungszeiten von $T = 25$ ms (siehe Abb. 5.1) zu realisieren. Dies entspricht einer Verlängerung der Interferometriezeit um das 2,3 Fache. Zusätzlich wurde eine Verdopplung des Signalhubs auf $P_{e,p-p}(T = 25 \text{ ms}) = 0,934 \%$ erreicht.

Weitere Möglichkeiten zur Erhöhung der Auflösung sowie eine grobe Einschätzung der größten Rauschbeiträge werden im folgenden aufgezeigt.

5.2 Weiterführende Optimierungsmöglichkeiten

Um eine differenzielle Beschleunigungsmessung zu realisieren wird im nächsten Schritt die gleichzeitige Interferometrie mit den beiden Atomspezies angestrebt. Hierzu müssen die atomaren Ensemble gemeinsam in der MOT-Kammer präpariert und anschließend Schweremessungen für beide Spezies durchgeführt werden. Die Parameter, mit denen diese Messungen sowie die anschließende Detektion möglich sind, müssen erprobt und charakterisiert werden. Dabei ist zu beachten, dass eine möglichst große Rauschunterdrückung stattfindet. Dies kann zum Beispiel durch eine Anpassung der Entwicklungszeiten $T_{\text{K}} = T_{\text{Rb}}$ geschehen. Auch das Anpassen der effektiven Wellenvektoren $k_{\text{eff, K}} = k_{\text{eff, Rb}}$ wäre prinzipiell mit Multiphotonenübergängen höherer Ordnung möglich, jedoch aufgrund technischer Limitierungen bei der verfügbaren Laserleistung gegenwärtig nicht umsetzbar.

Ausgehend von der Stabilität des ^{87}Rb -Gravimeters [1] (mit $T = 60$ ms) kann die Stabilität des ^{39}K -Interferometers grob abgeschätzt werden. Limitierend für die Sensitivität des ^{87}Rb -Gravimeters sind besonders Vibrationen. Diese würden für eine Schweremessung mit ^{39}K bei Entwicklungszeiten von $T = 25$ ms zu einem Phasenrauschbeitrag von etwa 109 mrad pro 1 s führen. Sie wirken sich unter der Voraussetzung, dass für die simultan betriebenen Ein-Spezies-Interferometer die selbe Entwicklungszeit T gewählt wird, skalierend mit ihren jeweiligen effektiven Wellenvektoren aus. Bei einer differenziellen Beschleunigungsmessung mit angepassten T wird dieser Rauschbeitrag stark unterdrückt (siehe Abschn. 3.5.3).

Den nächst größeren Beitrag leisten die Ankunftszeitschwankungen in der Detektion, welche sich auf die Position des Ensembles im Detektionsstrahl auswirken. Hierdurch

variiert die Faltung der Intensitätsverteilung des Detektionslichts mit der räumlichen Verteilung der Atome. Der Umbau auf eine vertikale Detektion, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, sorgt aufgrund der Geometrie für einen konstanteren Überlapp dieser Größen während der Detektionszeit und zwischen den aufeinander folgenden Experimentzyklen. Durch unterschiedliche Ankunftszeiten variiert der von der Photodiode erfasste Raumwinkel des Streulichtes. Dies sorgt trotz der verbesserten Detektion zu einem durch die Ankunftszeit bedingten technischen Detektionsrauschen. Um die Ankunftszeitschwankungen von vorn herein zu unterdrücken, ist es nötig die Startposition und Geschwindigkeit der Ensembles genau zu definieren. Hierzu soll eine Dipolfalle mit einer Wellenlänge von $2\ \mu\text{m}$ eingesetzt werden, welche bereits realisiert [21], optimiert und erstmals mit ^{39}K beladen wurde (siehe Abb. 5.2) [42]. Durch die gleichzeitige

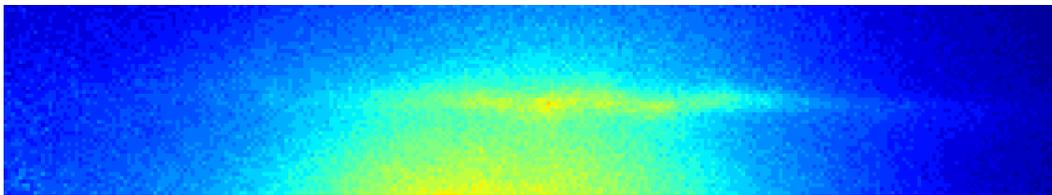


Abbildung 5.2: Fluoreszenzbild von ^{39}K kurz nach dem Abschalten der Dipolfalle. Im Hintergrund kann man deutlich die MOT erkennen. Abbildung entnommen aus [42].

Verwendung der Dipolfalle für beide Spezies können die beiden Ensembles auf wenige μm genau positioniert und miteinander überlagert werden [1]. Dadurch werden Ankunftszeitschwankungen auch während des Zwei-Spezies-Interferometerbetriebs weitestgehend unterdrückt. Zusätzlich führt die Überlagerung der Atomwolken zu einer Unterdrückung ortsabhängiger Effekte, wie räumliche Gradienten von Gravitation und Magnetfeldern oder den Einfluss der Corioliskraft [1].

Die Verwendung der Dipolfalle bietet außerdem die Möglichkeit des evaporativen Kühlens, welches für ^{87}Rb eine hohe Effizienz besitzt und mit dem gegebenen Aufbau bereits demonstriert wurde [21]. Über sympathetische Kühleffekte kann dann eine Thermalisierung der ^{39}K - mit den ^{87}Rb -Atomen erreicht werden. Die Effizienz dieses Verfahrens kann über so genannte Feshbach-Resonanzen, welche die Wechselwirkung zwischen den Atomen beeinflussen, weiter verstärkt werden. Das hierfür benötigte homogene Magnetfeld kann mit den 3D-MOT-Spulen erzeugt werden, wenn diese über ein Relais aus der Anti-Helmholz- in eine Helmholz-Konfiguration umgeschaltet werden. Auf diese Weise ist es möglich bis in das quantenentartete Regime zu gelangen [40]. Die Senkung der Ensemble-Temperaturen führt zu einer geringeren Doppler-Verbreiterung, wodurch ein größerer Überlapp mit den Strahlteilerpulsen im Frequenzraum möglich ist (siehe Abb. 2.11). Dies führt zu einer höheren Effizienz der Strahlteilerpulse und damit zu einem besseren Signal-Rausch-Verhältnis durch ein höheres Detektionssignal. Ein weiterer Vorteil des Fangen und Kühlens der beiden Atomspezies in einer ge-

meinsamen Dipolfalle ist die mögliche Unterdrückung von Wellenfrontfehlern. Diese wirken sich in gleicher Weise auf beide Ensembles aus, wenn diese die selbe räumliche Ausdehnung besitzen. Diese ist nach Formel 2.5 proportional zum Quotienten der Ensemble-Temperaturen und der Masse der entsprechenden Atome. Eine gemeinsame räumliche Ausdehnung wird demnach erreicht, wenn das Verhältnis der Enembletemperaturen dem inversen Verhältnis der Atommassen entspricht. Da die Ensemble nach dem sympathetischen Kühlen thermalisiert sind, ist es nötig die Temperaturen der Atomspezies separat zu kontrollieren. Dies ist durch parametrisches Anregen, bei dem das Fallenpotential mit einem Vielfachen der Fallenfrequenz gestört wird, möglich [43]. Für das ^{87}Rb -Gravimeter wurde das durch die Phasenstabilität der Raman-Lichtfelder erzeugte Interferometerphasenrauschen mit 8,8 mrad in 1 s ($T = 60$ ms) ermittelt. Es skaliert linear mit T und wird bei $T = 25$ ms bei etwa 3,5 mrad in 1 s liegen. Das Rauschen der ^{39}K -Interferometerphase aufgrund der Raman-Phasenstabilität sollte sich wegen der intrinsischen Phasenstabilität des Doppelpass-Aufbaus nicht so stark auswirken. Trotzdem stellt das durch die Raman-Phasenstabilität verursachte Interferometerphasenrauschen, besonders im Hinblick auf eine Zwei-Spezies-Messung, die wahrscheinlichste Limitierung dar, da es weder durch die Zwei-Spezies-Messung noch durch Interferometrische Methoden unterdrückt werden kann.

Wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben ist eine Kompensierung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung für ^{39}K nicht möglich. Diese führt zu einer Phasenverschiebung die von der Intensität der Strahlteilerpulse abhängt, welche durch die unterschiedliche räumliche Ausdehnung der Ensembles während der Interferometersequenz variiert. Dieser Effekt kann durch das in Abschnitt 3.5.2 erläuterte k-Umkehr-Messverfahren unterdrückt werden. Jedoch ist dieses Messverfahren nur effektiv wenn zwischen den Messungen keine Driften des Systems zu erwarten sind. Aus diesem Grund ist die Zeit zwischen den Messungen möglichst kurz zu halten. Des weiteren ist es nötig die Leistung der Raman-Lichtfelder konstant zu halten, dies kann durch eine Stabilisierung, wie sie in Abschnitt 5.1 bereits beschrieben wurde, geschehen. Zusätzlich sollte auch das Intensitätsverhältnis der Raman-Lichtfelder zueinander stabilisiert werden. Hierzu kann ein kleiner Teil des dichromatischen Raman-Lichtes, hinter dem TA, in einen optischen Resonator eingekoppelt und das Transmissionssignal mit einer Photodiode ausgelesen werden. Durch verarbeiten dieses Signals kann der Resonator auf Resonanz zu einer der beiden Frequenzen gehalten werden und die Intensität des entsprechenden Lichtfeldes ausgelesen werden. Dieser Wert kann, bei genauer Kenntnis der Raman-Gesamtleistung, in einer Datenbank mit zuvor vermessenen Werten vergleichen und ein Regelsignal generiert werden. Dieses soll an den externen Steuereingang des CCA (siehe Abb. 4.3) gegeben und so die Leistung des RF-Signals für den Raman-Doppelpass-AOM auf einen Wert geregelt werden, bei dem beide Raman-Lichtfelder die selbe Intensität besitzen. Um die Laderate der Atome weiter zu erhöhen ist ein Umbau der 2D-MOT geplant. Dieser sieht vor zwei der vier MOT-Teleskope durch Retroreflektoren zu ersetzen und so die Lichtintensität zu verdoppeln. Auf diese Weise kann die Laderate, die im

ungesättigten Regime proportional zur Intensität der Lichtfelder ist (siehe Formel 2.1), erhöht werden. Dies bietet zwei mögliche Vorteile. Zum einen wird durch die größere Atomzahl das Detektionssignal erhöht, wodurch das Signal-Rausch-Verhältnis der Detektion verbessert werden kann. Zum anderen kann durch eine höhere Laderate auch die Repetitionsrate des Experimentes gesteigert werden, was zu einer Steigerung der Sensitivität bei gleichbleibenden Integrationszeiten führt. Im Hinblick auf die Verwendung einer Dipolfalle, wie sie weiter oben bereits erwähnt wurde, würde eine Erhöhung der Atomzahl auch zu einer Verkürzung der Evaporationszeit führen, was ebenfalls die Repetitionsrate erhöht.

Die fundamentale Limitierung des Interferometers ist gegeben durch das Quanten-Projektions-Rauschen. Um die Sensitivität des Interferometers noch weiter zu erhöhen gibt es nach Formel 3.9 zwei Möglichkeiten, einerseits durch eine Erhöhung des effektiven Wellenvektors k_{eff} und andererseits durch eine Verlängerung der Interferometriezeit T .

Die Erhöhung des effektiven Wellenvektors führt zu einer linearen Zunahme der Sensitivität und könnte durch Bragg-Multi-Photonen-Prozessen [44] statt der Raman-Strahlteilerpulse erfolgen.

Die Länge der Interferometriezeit ist für den bestehenden Aufbau durch die Kammergeometrie, mit einer Fallstrecke von 23 cm, begrenzt. Somit können maximale Entwicklungszeiten im Bereich von $T = 100$ ms erreicht werden. Eine Vergrößerung der Entwicklungszeit mit dem bestehenden Vakuumaufbau wäre nur durch den Betrieb des Gravimeters in einer Fontänenkonfiguration möglich. Eine weitere Möglichkeit wäre die Verlängerung des Vakuumaufbaus. Diese Optimierungen sind jedoch nur sinnvoll, wenn eine höhere Vibrationsunterdrückung erreicht wird.

5.3 Zukünftige Experimente

Das sich zur Zeit in Planung befindende Atominterferometer mit sehr großer Strecke (*very large baseline atom interferometry*, kurz VLBAI) würde die beiden zuletzt erwähnten Verbesserungen erfüllen. Das Projekt soll unter Anderem einen Test des schwachen Äquivalenzprinzips mit Atomen in einer 10 m hohen Fontänenkonfiguration durchführen. Die Wahl der Atomspezies mit denen dieses Interferometer betrieben wird ist noch nicht abschließend gefallen. Das hier beschriebene System kann jedoch dazu genutzt werden erste Charakterisierungen mit den möglichen Spezies durchzuführen und Technologien, für das Fangen und die Manipulation der atomaren Zustände, zu erproben.

Die an dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment erprobten Methoden zur Atominterferometrie mit ^{39}K können für die Realisierung der PRIMUS 2 (*Präzisionsinterferometrie mit Materiewellen unter Schwerelosigkeit*) [45] und zum Teil QUANTUS

II (*Quantengase unter Schwerelosigkeit*) [46] Projekte genutzt werden. Diese sollen das schwache Äquivalenzprinzip mit quantenentarteten Gasen der Atomspesies ^{87}Rb und ^{40}K unter Schwerelosigkeit testen. Das Bose-Einstein-Kondensat soll beim PRIMUS 2 Projekt rein optisch in einer Dipolfalle, wie der in Abschnitt 5.2 erwähnten, erzeugt werden, während es beim QUANTUS II Projekt in einer auf Chip-Technologie basierten Magnetfalle generiert wird. Beide Experimente sollen im Fallturm des ZARM in Bremen im freien Fall statt finden. Dies ermöglicht eine Experimentierdauer unter Mikrogravitation von etwa 4,7 s, oder im Katapultmodus vom 9 s. Da der für diese Experimente genutzte Aufbau sehr kompakt ausgeführt werden muss, ist es notwendig verschiedene Konfigurationen und Parameter an dem in dieser Arbeit vorgestellten flexibleren Aufbau zu testen und zu charakterisieren.

Ein weiteres Projekt in Planung zum Test des schwachen Äquivalenzprinzips ist das Satelliten-basierte STE-QUEST (*space time explorer and quantum equivalence principle space test*) [47]. Dieses befindet sich zur Zeit unter den letzten vier Kandidaten für eine M3-Mission des Cosmic Vision 2012-2025 Programms der Europäischen Weltraumorganisation. Angestrebt ist hier eine differenzielle Beschleunigungsmessung der beiden Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb mit einer Sensitivität im Bereich von 10^{-15} . Hierfür stellen die Untersuchungen eines Zwei-Spezies-Interferometers, wie es im weiteren Verlauf des hier präsentierten Experimentes geschehen soll, einen wertvollen Beitrag dar.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] J. Hartwig. *Analyse eines atominterferometrischen Gravimeters hinsichtlich eines Quantentest des Äquivalenzprinzips*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2012. (Zitiert auf den Seiten i, 4, 6, 19, 20, 24, 25, 35, 36, 52, 57 und 58)
- [2] A. Einstein. Prinzipielles zur allgemeinen Relativitätstheorie. *Annalen der Physik*, 360(4):241–244, 1918. (Zitiert auf Seite 1)
- [3] C. Lämmerzahl. The search for quantum gravity effects i. *Applied Physics B*, 84(4):551–562, 2006. 10.1007/s00340-006-2374-z. (Zitiert auf Seite 1)
- [4] G. Galilei. Discorso e dimostrazioni matematiche intorno a due nuove scienze attenenti alla meccanica e i movimenti locali. 1638. (Zitiert auf Seite 2)
- [5] J.G. Williams, S.G. Turyshev, and D.H. Boggs. Lunar laser ranging tests of the equivalence principle. *Classical and Quantum Gravity*, 29(18):184004, 2012. (Zitiert auf Seite 2)
- [6] S. Schlamminger, K.Y. Choi, TA Wagner, JH Gundlach, and EG Adelberger. Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance. *Physical review letters*, 100(4):41101, 2008. (Zitiert auf Seite 3)
- [7] M.A. Hohensee and H. Müller. Precision tests of general relativity with matter waves. *Journal of Modern Optics*, 58(21):2021–2027, 2011. (Zitiert auf den Seiten 3 und 4)
- [8] M. A. Hohensee and H. Müller. Equivalence principle and bound kinetic energy. August 2013. (Zitiert auf Seite 3)
- [9] L. de Broglie. *Recherches sur la théorie des Quantas*. PhD thesis, Sorbonne Paris, 1924. (Zitiert auf Seite 3)
- [10] L. Marton, J.A. Simpson, and JA Suddeth. An electron interferometer. *Review of Scientific Instruments*, 25(11):1099–1104, 1954. (Zitiert auf Seite 3)

- [11] O. Carnal and J. Mlynek. Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2689–2692, May 1991. [10.1103/PhysRevLett.66.2689](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2689). (Zitiert auf Seite 3)
- [12] David W. Keith, Christopher R. Ekstrom, Quentin A. Turchette, and David E. Pritchard. An interferometer for atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2693–2696, May 1991. [10.1103/PhysRevLett.66.2693](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2693). (Zitiert auf Seite 3)
- [13] C.J. Bordé. Atomic interferometry with internal state labelling. *Physics letters A*, 140(1):10–12, 1989. (Zitiert auf Seite 3)
- [14] Mark Kasevich and Steven Chu. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 67:181–184, Jul 1991. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.181>. (Zitiert auf Seite 3)
- [15] Sebastian Fray, Cristina Alvarez Diez, Theodor W. Hänsch, and Martin Weitz. Atomic interferometer with amplitude gratings of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle. *Phys. Rev. Lett.*, 93:240404, Dec 2004. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.240404>. (Zitiert auf Seite 4)
- [16] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson. Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer. Jul. 2013. (Zitiert auf Seite 4)
- [17] Quentin Bodart Arnaud Landragin Anne Louchet-Chauvet, Sebastien Merlet, Giancarlo D'Agostino Franck Pereira Dos Santos, Henri Baumann, and Claudio Origlia. Comparison of 3 absolute gravimeters based on different methods for the e-mass project. 2010. <http://arxiv.org/abs/1008.2884>. (Zitiert auf Seite 4)
- [18] W. D. Phillips. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):721–741, Jul 1998. (Zitiert auf Seite 5)
- [19] I. Geisel. Präparation eines magnetisch geführten Strahls ultrakalter Atome. Masterarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2011. (Zitiert auf den Seiten 5, 6 und 12)
- [20] C.J. Foot. *Atomphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2011. (Zitiert auf den Seiten 6, 16, 19, 21, 22, 30 und 48)
- [21] M. Zaiser. *Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2010. (Zitiert auf den Seiten 6 und 58)
- [22] S. Jöllenbeck. Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2008. (Zitiert auf den Seiten 6 und 13)

-
- [23] D. A. Steck. Rubidium 87 d line data. Technical report, Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon, 2009. (Zitiert auf den Seiten 8 und 32)
- [24] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel, and W. Ertmer. Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms. *Opt. Comm.*, 280(2):443 – 447, 2007. (Zitiert auf Seite 8)
- [25] Ch. Rode. Aufbau eines kompakten Lasersystems zur Kühlung der Isotope von Rubidium und Kalium. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009. (Zitiert auf Seite 8)
- [26] C. Fort, A. Bambini, L. Cacciapuoti, F.S. Cataliotti, M. Prevedelli, G.M. Tino, and M. Inguscio. Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 3(2):113–118, 1998. <http://dx.doi.org/10.1007/s100530050154>. (Zitiert auf Seite 10)
- [27] TG Tiecke. Properties of potassium. *University of Amsterdam, The Netherlands, Thesis*, 2010. (Zitiert auf den Seiten 12, 14 und 73)
- [28] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023–2045, 1989. (Zitiert auf den Seiten 12 und 14)
- [29] M. Landini, S. Roy, L. Carcagni, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno. Sub-doppler laser cooling of potassium atoms. *Physical Review A*, 84(4):043432, 2011. (Zitiert auf den Seiten 14 und 15)
- [30] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard. High densities of cold atoms in a *dark* spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2253–2256, Apr 1993. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.2253>. (Zitiert auf Seite 15)
- [31] J. Nellessen, J. Werner, and W. Ertmer. Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam. *Optics Communications*, 78(3-4):300 – 308, 1990. [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(90\)90365-Z](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(90)90365-Z). (Zitiert auf Seite 16)
- [32] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding bose-einstein condensates. In S. Stringari M. Inguscio and C.E. Wieman, editors, *Bose-Einstein condensation in atomic gases, Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi', Course CXL*. IOS Press, Amsterdam, 1999. Varenna lecture notes. (Zitiert auf Seite 16)

- [33] T. Müller. *Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2007. (Zitiert auf Seite 19)
- [34] I. Bloch. Vorlesungsskript zu atomphysik. http://www.quantum-munich.de/fileadmin/media/lecturenotes/SS2010_Atomphysik/Atomphysik.pdf. Abgerufen am 08.08.2013. (Zitiert auf den Seiten 21 und 22)
- [35] D. Tiarks. Aufbau und erste Charakterisierung eines atomaren Gravimeters. Masterarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2011. (Zitiert auf den Seiten 25 und 42)
- [36] P. Berg. Analyse und Unterdrückung von Phasenrauschen in der Atominterferometrie. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009. (Zitiert auf Seite 28)
- [37] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguier, F. Yver-Leduc, and A. Landragin. Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 57(6):1141–1148, 2008. (Zitiert auf den Seiten 28 und 29)
- [38] Ch. Meiners. Aufbau und Charakterisierung eines Lasersystems für die Interferometrie mit ^{39}K . Bachelorarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2012. (Zitiert auf Seite 39)
- [39] Norman F. Ramsey. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Phys. Rev.*, 78:695–699, Jun 1950. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.78.695>. (Zitiert auf Seite 48)
- [40] M. Landini, S. Roy, G. Roati, A. Simoni, M. Inguscio, G. Modugno, and M. Fattori. Direct evaporative cooling of ^{39}K atoms to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 86:033421, Sep 2012. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.033421>. (Zitiert auf den Seiten 55 und 58)
- [41] Olivier Carraz, Renée Charrière, Malo Cadoret, Nassim Zahzam, Yannick Bidet, and Alexandre Bresson. Phase shift in an atom interferometer induced by the additional laser lines of a raman laser generated by modulation. *Phys. Rev. A*, 86:033605, Sep 2012. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.033605>. (Zitiert auf Seite 57)
- [42] J. Matthias. Analyse einer optischen dipolfalle für kalium und rubidium als quelle für die atominterferometrie. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2013. (Zitiert auf Seite 58)
- [43] M. Zaiser, J. Hartwig, D. Schlippert, U. Velte, N. Winter, V. Lebedev, W. Ertmer, and EM Rasel. Simple method for generating Bose-Einstein condensates in a weak hybrid trap. *Physical Review A*, 83(3):035601, 2011. (Zitiert auf Seite 59)

- [44] H. Müller, S. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, and S. Chu. Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters. *Physical review letters*, 100(18):180405, 2008. (Zitiert auf Seite 60)
- [45] S. Ganske. Entwicklung einer Vakuumkammer für die differentielle Atominterferometrie. Master's thesis, Leibniz Universität Hannover, 2012. (Zitiert auf Seite 60)
- [46] Jan Rudolph, Naceur Gaaloul, Yeshpal Singh, Holger Ahlers, Waldemar Herr, Torben A. Schulze, Stephan Tobias Seidel, Christina Rode, Vladimir Schkolnik, Wolfgang Ertmer, Ernst Maria Rasel, Hauke Müntinga, Thorben Könemann, Andreas Resch, Sven Herrmann, Claus Lämmerzahl, Timvan Zoest, Hansjörg Dittus, Anika Vogel, Andre Wenzlawski, Klaus Sengstock, Nadine Meyer, Kai Bongs, Markus Krutzik, Wojciech Lewoczko-Adamczyk, Max Schiemangk, Achim Peters, Michael Eckart, Endre Kajari, Stefan Arnold, Gerrit Nandi, Wolfgang P. Schleich, Reinhold Walser, Tilo Steinmetz, Theodor W. Hänsch, and Jakob Reichel. Degenerate quantum gases in microgravity. *Microgravity Science and Technology*, 23(3):287–292, 2011. <http://dx.doi.org/10.1007/s12217-010-9247-0>. (Zitiert auf Seite 61)
- [47] STE-QUEST proposing team. STE-QUEST mission proposal. <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=49355> - Abgerufen am 27.08.2013. (Zitiert auf Seite 61)

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Energieschema der magneto-optischen Falle	6
2.2	Termschema Kalium mit MOT Lichtfeldern	7
2.3	Lasersystem für 2D-MOT, 3D-MOT und Kühlen	8
2.4	Abhängigkeit der Laderate von der Verstimmung von Kühllicht und Rückpumplicht	10
2.5	Verstimmungen der 2D- und 3D-MOT	11
2.6	Atomzahl in Abhängigkeit der Magnetfelder	11
2.7	Polarisationsverlauf für σ^+ - σ^- -Konfiguration	12
2.8	magnetische Unterzustände mit zugehörigen Clebsch-Gordan-Koeffizienten	13
2.9	Schematische Darstellung des Kühlprozesses	15
2.10	Flugzeitmessung	17
2.11	Doppler-Verbreiterung	18
3.1	Raman Übergang	20
3.2	Rabi Oszillationen	21
3.3	Darstellung des Bloch-Vektors	22
3.4	Zeitliche Veränderung des Bloch-Vektors	23
3.5	Schematische Darstellung der Interferometersequenz	24
3.6	Interferometriesequenz auf Bloch-Kugel	26
3.7	Ko- und kontrapropagierende Raman-Strahlen	28
3.8	Darstellung der Sensitivitätsfunktion	29
3.9	Kopplung des Raman-Überganges in Abhängigkeit der Verstimmung Δ	31
3.10	Intensitätsverhältnisse der Raman-Lichtfelder in Abhängigkeit der Verstimmung	32
3.11	Räumliche Verteilung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung und Überlapp mit Atomwolke nach verschiedenen Fallzeiten	33
3.12	Beschleunigungsrauschspektrum und Gewichtungsfunktion für Beschleunigungsrauschen	35

4.1	Darstellung des Raman-Lasersystems	38
4.2	Regelschleife des Raman-Lasers	38
4.3	Phasenregelschleife des Doppelpass-AOM-Aufbaus	39
4.4	Darstellung der Strahlengänge von Strahlteiler- und Detektionslicht . .	41
4.5	Ko- und kontrapropagierende Raman-Strahlenpaare	42
4.6	Detektionsschema	43
4.7	Detektionsübergänge	44
4.8	Übergangsfrequenzen	46
4.9	Rabi-Oszillationen	47
4.10	Ramsey-Methode	48
4.11	Ramsey-Interferenzen	49
4.12	Mikrowellenspektroskopie zur differentiellen AC-Stark Bestimmung . .	50
4.13	Differentielle AC-Stark-Verschiebung in Abhängigkeit von der räumliche Verteilung der Atomwolke	51
4.14	Mach-Zehnder-Interferometer	52
4.15	Messung zur Bestimmung der Erdbeschleunigung	53
5.1	Bestimmung der Erdbeschleunigung	56
5.2	Fluoreszenzbild von ^{39}K kurz nach dem Abschalten der Dipolfalle . . .	58
A.1	Termschema Kalium	74

TABELLENVERZEICHNIS

3.1	Phasenverschiebung durch differenzielle AC-Stark-Verschiebung	33
A.1	Optische Größen der Kalium-D2-Linie	73

ANHANG

Wichtige optische Größen von ^{39}K

Größe	Symbol	Wert	Einheit
Frequenz	ν	391,01617003(12)	THz
Wellenlänge	λ	766,700921822(24)	nm
Wellenzahl	k	$8,2 \cdot 10^6$	m^{-1}
Zerfallszeit	τ	26,37(5)	ns
natürliche Linienbreite	Γ	6,035(11)	MHz
Rückstoßgeschwindigkeit	v_{rec}	1,335736144(7)	cm/s
Rückstoßtemperatur	T_{rec}	418,05837	nK
Doppler-Temperatur	T_D	145	μK
Sättigungs-Intensität	I_{sat}	1,75	mW/cm^2

Tabelle A.1: Optische Größen der D2-Linie von ^{39}K , entnommen aus [27].

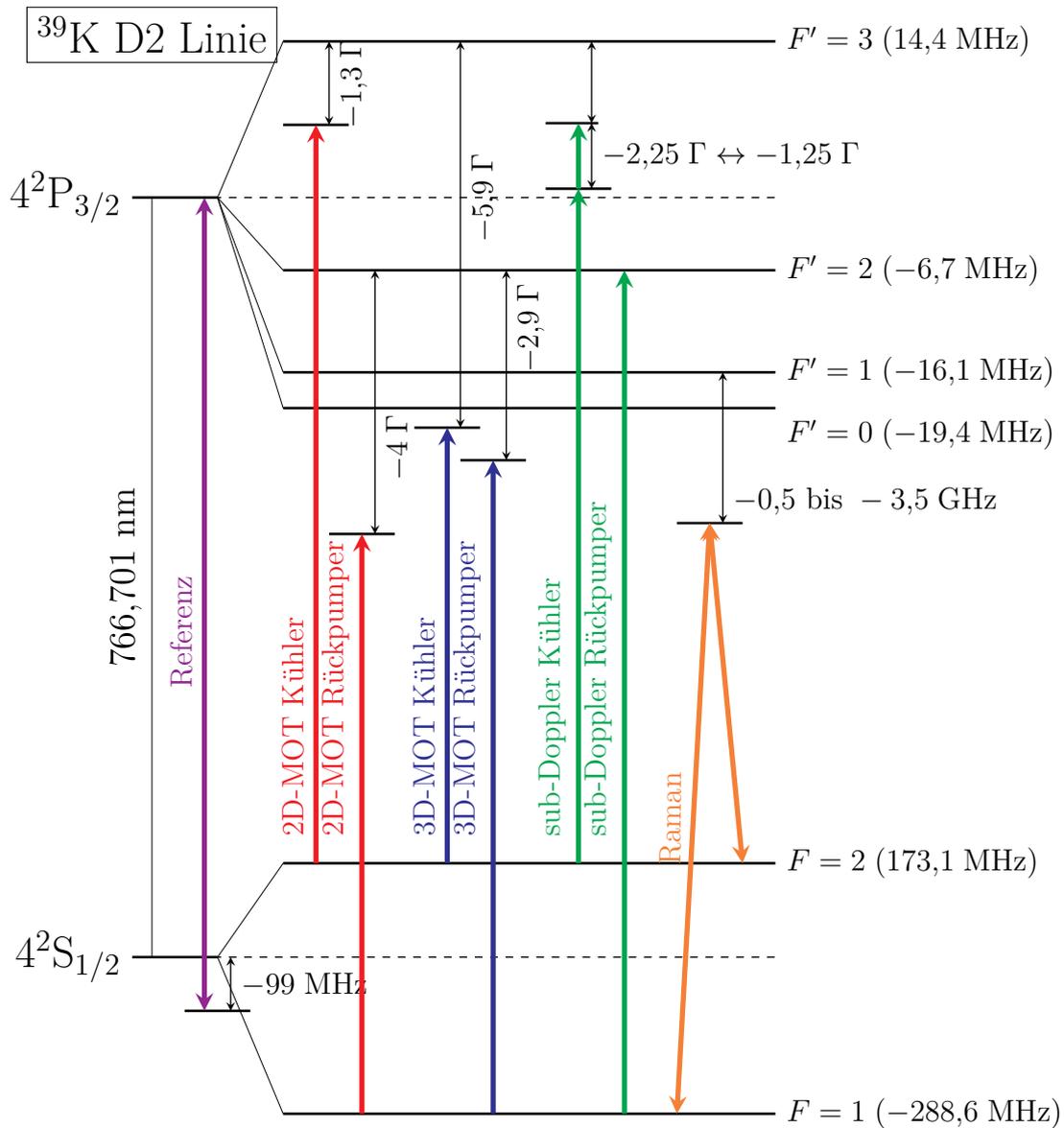
Termschema von ^{39}K 

Abbildung A.1: Termschema der D2-Linie von ^{39}K mit Darstellung der genutzten Lichtfelder. Der Abstand zwischen dem $4^2\text{S}_{1/2}$ - und dem $4^2\text{P}_{3/2}$ -Niveau ist nicht maßstabsgetreu. Die Hyperfein Aufspaltung des $4^2\text{S}_{1/2}$ -Niveaus ist um Faktor 1:20 kleiner aufgetragen als die Hyperfein Aufspaltung des $4^2\text{P}_{3/2}$ -Niveaus.

Mathematica Skript zur Berechnung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung

```

Remove["Global`*"]
(*Parameter*)
PRaman = 160 * 10-3; (*P0=Raman Gesamtleistung hinter der Faser in W*)
Verst = 1900; (*Δ=Verstimmung des intermediären Niveaus zum F'=1 Niveau in MHz*)
Verh = 0.5; (*a=Intensitätsverhältnis der Raman-Lichtfelder zueinander*)
Temp = 25 * 10-6; (*TAt=Temperatur des Ensembles in K*)
AbwWM = 0 * 10-3; (*x0=Abweichung der Wolkenmitte zur Strahlmitte in m*)
VarWM = 0.01 * 10-3; (*σ2=Schwankung der Wolkenmittenposition in m*)
RRaman = 7.25 * 10-3; (*w0=1/e2 Radius des Raman-Strahls in m*)
Fallzeit = 8 * 10-3; (*tTOF=Fallzeit der Atome in s*)
(*Konstanten*)
Γ = 6.035; (*natürliche Linienbreite*)
ω0 = 461.7; (*Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des Grundzustandes von 39K in MHz*)
Δ2 = 9.4; (*Frequenzabstand von F'=2 nach F'=1 in MHz*)
Δ3 = 30.5; (*Frequenzabstand von F'=3 nach F'=1 in MHz*)
Isat = 1.75 * 10; (*Sättigungsintensität in W/m2*)
mAt = 6.470075 * 10-26; (*Masse der 39K-Atome*)
kB = 1.38065 * 10-23; (*Boltzmann Konstante*)

(*Intensitätsverteilung Raman-Strahl*)
Ir[P0_, w0_, r_] = 2 *  $\frac{2 P_0}{\pi w_0^2} e^{-\frac{2 r^2}{w_0^2}}$ ; (*Intensitätsverteilung des Strahls*)
I1[P0_, w0_, a_, r_] = a * Ir[P0, w0, r]; (*Intensität Raman1*)
I2[P0_, w0_, a_, r_] = (1 - a) * Ir[P0, w0, r]; (*Intensität Raman2*)

(*Berechnung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung*)
Ω1[P0_, w0_, a_, r_] =  $\sqrt{I1[P0, w0, a, r] / Isat} * \Gamma$ ; (*Rabi-Frequenz 1*)
Ω2[P0_, w0_, a_, r_] =  $\sqrt{I2[P0, w0, a, r] / Isat} * \Gamma$ ; (*Rabi-Frequenz 2*)
δg[Δ_, P0_, w0_, a_, r_] =  $\frac{\Omega1[P0, w0, a, r]^2}{4} * \left( \frac{5}{24 \Delta} + \frac{1}{8 (\Delta - \Delta2)} \right) +$ 
 $\frac{\Omega2[P0, w0, a, r]^2}{4} * \left( \frac{5}{24 (\Delta - \omega0)} + \frac{1}{8 (\Delta - \Delta2 - \omega0)} \right)$ ; (*Verschiebung Grundzustand*)

```

$$\delta e[\Delta_-, P0_-, w0_-, a_-, r_-] = \frac{\Omega 2 [P0, w0, a, r]^2}{4} * \left(\frac{1}{120 \Delta} + \frac{1}{8 (\Delta - \Delta 2)} + \frac{1}{5 (\Delta - \Delta 3)} \right) + \frac{\Omega 1 [P0, w0, a, r]^2}{4} * \left(\frac{1}{120 (\Delta + \omega 0)} + \frac{1}{8 (\Delta - \Delta 2 + \omega 0)} + \frac{1}{5 (\Delta - \Delta 3 + \omega 0)} \right);$$

(*Verschiebung angeregter Zustand*)

$$\delta AC[\Delta_-, P0_-, w0_-, a_-, r_-] = (\delta g[\Delta, P0, w0, a, r] - \delta e[\Delta, P0, w0, a, r]) * 1000;$$

(*Differenzielle Verschiebung in abhängigkeit vom

Abstand zur Strahlmitte,*1000 damit das Ergebnis in kHz ist*)

(*Radius in Abhängigkeit von der Verschiebung*)

$$R[\Delta_-, P0_-, w0_-, a_-, \delta F_-] = w0 \sqrt{-\text{Log} \left[\frac{\delta F}{\delta AC[\Delta, P0, w0, a, 0]} \right]};$$

(*Verteilung der Atomwolke*)

$$\sigma[\text{TAt}_-, \text{tTOF}_-] = \sqrt{\text{TAt} * \frac{kB}{mAt} \text{tTOF}^2}; (*\text{Halbwertsbreite der Wolkenverteilung}*)$$

$$\text{NAt}[\text{TAt}_-, \text{tTOF}_-, x0_-, \sigma 2_-, r_-] = \frac{1}{\sqrt{2 \pi \sigma[\text{TAt}, \text{tTOF}]^2}} e^{-\frac{(x-x0)^2}{2 (\sigma[\text{TAt}, \text{tTOF}]^2 + \sigma 2^2)}};$$

(*räumliche Verteilung der Atome*)

$$\text{NAtFreq}[\text{TAt}_-, \text{tTOF}_-, x0_-, \sigma 2_-, \delta AC_-] =$$

$$\text{NAt}[\text{TAt}, \text{tTOF}, x0, \sigma 2, R[\Delta, P0, w0, a, \delta F]] * R[\Delta, P0, w0, a, \delta F];$$

(*Verteilung der Atome in abhängigkeit von der Verstimmung*)

$$\text{mitt} \delta AC[\Delta_-, P0_-, w0_-, a_-, \text{TAt}_-, \text{tTOF}_-, x0_-, \sigma 2_-] =$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{NAt}[\text{TAt}, \text{tTOF}, x0, \sigma 2, r] * \delta AC[\Delta, P0, w0, a, r] dr; (*\text{mittelere AC-Stark-Verschiebung}*)$$

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meines Studiums und besonders der Masterarbeitszeit unterstützt haben.

Ein ganz besonders großes Dankeschön geht an meine Eltern, die mich während der Studienzeit immer unterstützt haben, meine Schwester, weil es keine bessere Schwester gibt, und meine Großeltern.

Ich danke Saskia dafür, dass sie immer für mich da ist und mich auf andere Gedanken bringt.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Dennis Schlippert und Jonas Hartwig, dafür dass sie mich ins ATLAS-Team aufgenommen haben, für die tolle Betreuung, die interessanten Diskussionen sowie die hilfreichen Korrekturen beim Schreiben dieser Arbeit. Ich habe von euch wirklich viel gelernt. Jonas Matthias danke ich für ein tolles Master-/Diplomarbeitsjahr und eine schöne Woche auf der YAO-Konferenz.

Christian Schubert, Gunnar Tackmann und Waldemar Herr möchte ich für das zusätzliche Korrekturlesen meiner Arbeit danken.

Ich danke Professor Ernst M. Rasel für die Übernahme des Referats dieser Arbeit und die hervorragenden Rahmenbedingungen in seiner Arbeitsgruppe. Vielen Dank auch dafür, dass ich schon während meiner Zeit als Masterstudent an der Young Atom Opticians Conference in Birmingham und an der WE-Heraeus Physics School in Bad Honnef teilnehmen durfte. Für die Übernahme des Koreferats danke ich Professor Wolfgang Ertmer.

Und hier noch ein paar Leute, ohne die das Studium und die Zeit zwischen den Vorlesungen wohl doch eher langweilig ausgefallen wäre: Christian, Tscho, Mira, Lars, Thomas, Joe ... Diese Liste würde sich wohl beliebig lang weiterführen lassen.

Danke

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht zu haben. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Hannover, den 1. November 2013

(Henning Albers)