

---

ANALYSE EINES ATOMAREN GRAVIMETERS  
HINSICHTLICH EINES QUANTENTESTS DES  
ÄQUIVALENZPRINZIPS

---

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der  
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

**Doktor der Naturwissenschaften**  
**- Dr. rer. nat. -**

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Jonas Martin Hartwig,  
geboren am 20.12.1983 in Kassel  
2013

Referent: Prof. Dr. Ernst Maria Rasel  
Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer  
Tag der Promotion: 29.01.2013

---

# ZUSAMMENFASSUNG

---

In dieser Arbeit wird ein atominterferometrisches Gravimeter vorgestellt und die Anwendbarkeit für einen quantenmechanischen Test des Einsteinschen Äquivalenzprinzips diskutiert. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Erdmessung wurde der Sensor in mehrtägigen Messreihen zur Schwereregistrierung eingesetzt und bildet eine Grundlage für zukünftige absolutgravimetrische Messungen im Institut für Quantenoptik.

Das Atom-Gravimeter wird mit auf  $3\ \mu\text{K}$  lasergekühlten Rubidium-87 betrieben. Die atomare Wolke geht nach einer Kühlphase direkt in den Freifall über. Das daraufhin applizierte Strahlteiler-Lichtfeld treibt einen inertial sensitiven Zwei-Photonen Raman-Übergang und besteht in Analogie zu einem optischen Mach-Zehnder-Interferometer aus einer Abfolge aus Strahlteiler, Spiegel und abschließendem Strahlteiler-Puls. Die auf die atomare Superposition übertragene Phasenverschiebung durch die Interaktion mit den Lichtfeldern enthält die differenzielle Positionsinformation des atomaren Ensembles und erlaubt so eine Bestimmung der lokalen Beschleunigung relativ zum Lichtfeld.

Die Kurzzeit-Sensitivität ist durch Vibrationen auf  $3 \times 10^{-6}\ \text{m/s}^2$  limitiert. Langzeitmessungen ergaben eine maximale integrierte Sensitivität des Gravimeters von  $3,86 \times 10^{-8}\ \text{m/s}^2$  nach  $4,91 \times 10^4\ \text{s}$  Integrationszeit. Die Integration zeigt auf dem angegebenen Niveau keine Drift und ist nur durch ein Aussetzen der Laserkühlung limitiert. Der beschriebene Aufbau ist primär als atominterferometrischer Test des Einsteinschen Äquivalenzprinzips entwickelt und kann zu diesem Zweck mit einer zweiten atomaren Spezies betrieben werden. In einem Vergleich der lokalen Gravitation für Rubidium-87 und Kalium-39 werden die dominanten Rauschbeiträge differenziell unterdrückt. Basierend auf der Stabilitäts-Analyse wird in dieser Arbeit eine Abschätzung für das erreichbare Eötvös-Verhältnis getroffen. Eine konservative Abschätzung mit den für Rubidium bereits demonstrierten Operationsparametern erlaubt eine Messung des Eötvös-Verhältnis auf einem Niveau von  $1 \times 10^{-9}$ .

Schlagwörter: Atominterferometer, Gravimeter, Äquivalenzprinzip



---

# ABSTRACT

---

In the present thesis an atomic gravimeter is analysed and its application towards a test of the principle of equivalence is discussed. Long time gravity registration was performed together with the Institut für Erdmessung aiming towards future absolute gravimetry at the Institut für Quantenoptik.

Gravimetry with one atomic species was performed with Rubidium-87 samples cooled to  $3\ \mu\text{K}$ . After a cooling step the atomic cloud enters free fall and a beam splitter-mirror-beam splitter sequence is applied realizing a Mach-Zehnder like interferometer. The beam splitting is done by inertial sensitive two photon Raman beam splitters. The phase imprinted on the atomic superposition contains the differential position information and allows measurement of the local acceleration relative to the lightfield. The single shot sensitivity is limited to  $3 \times 10^{-6}\ \text{m/s}^2$  by vibrations. A long time registration shows a maximum sensitivity of  $3.86 \times 10^{-8}\ \text{m/s}^2$  after  $4,91 \times 10^4\ \text{s}$  of integration. The integration was only limited by the stability of the frequency lock of the lightfields used for cooling and shows no significant drifts on this time scale. This demonstrates the applicability of the apparatus in an absolute gravimetric application. The main focus of the described experiment is a quantum mechanical test of the principle of equivalence. Towards this measurement an additional atomic species will be used in the interferometer. A combined measurement of Rubidium-87 and Potassium-39 will suppress the most important contributing noise sources. An estimation of the sensitivity access is possible based on the analysis of the single species measurement. Based on a conservative assessment the relative sensitivity to deviations from the principle of equivalence described by the Eötvös-ratio will be  $1 \times 10^{-9}$ .

Keywords: atom interferometry, gravimetry, principle of equivalence



---

# INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Das Äquivalenzprinzip . . . . .	2
1.2	Atominterferometrie und die Relativitätstheorie . . . . .	5
1.3	Verwendung als Beschleunigungssensor . . . . .	6
1.4	Ziel dieser Arbeit . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Der Strahlteilungsprozess . . . . .	10
2.2	Matrixdarstellung der Atomoptik . . . . .	13
2.3	Phasenbeiträge . . . . .	15
2.3.1	Inertiale Beiträge . . . . .	15
2.3.2	Externe Phaseverschiebungen . . . . .	20
2.3.3	Sensitivitätsfunktion . . . . .	20
2.3.4	Berechnung von Rauschbeiträgen . . . . .	22
2.4	Nicht-resonante Kopplungen . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Experimentelle Umsetzung</b>	<b>27</b>
3.1	Vakuumaufbau . . . . .	27
3.1.1	2D-MOT-Kammer . . . . .	29
3.1.2	3D-MOT-Kammer . . . . .	29
3.1.3	Detektionszone . . . . .	31
3.2	Verwendete Lichtfelder . . . . .	31
3.3	Präparation . . . . .	35
3.4	Raman-Strahlteiler . . . . .	38
3.4.1	Erzeugung der Lichtfelder . . . . .	38
3.4.2	Optik für den Zwei-Photonen-Strahlteiler . . . . .	39
3.5	Normierte zustandselektive Fluoreszenzdetektion . . . . .	41
3.6	Isolation von der Umgebung . . . . .	43
3.6.1	Temperaturstabilität des Laseraufbaus . . . . .	44

3.6.2	Magnetfeldisolierung . . . . .	45
3.6.3	Isolation seismischer Einflüsse . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Stabilität des Rubidium Gravimeters</b>	<b>49</b>
4.1	Operationsparameter des Rubidium-Interferometers . . . . .	49
4.2	Methode der Datenaufnahme . . . . .	50
4.3	Störungen des Inertialsystems . . . . .	53
4.3.1	Mechanische Beschleunigungen . . . . .	53
4.3.2	Verkippungen . . . . .	54
4.3.3	Der Sagnac-Effekt . . . . .	55
4.4	Das Zwei-Photonen-Lichtfeld . . . . .	58
4.4.1	Phasenrauschen der Laserstabilisierung . . . . .	58
4.4.2	Durch den Laufzeitunterschied bedingte Effekte . . . . .	58
4.4.3	Kopplung an nicht-resonante Übergänge . . . . .	61
4.4.4	Magnetfelder . . . . .	64
4.4.5	Wellenfrontqualität . . . . .	66
4.5	Detektion und technisches Rauschen . . . . .	67
4.6	Systematische Korrektur von Phasenfehlern . . . . .	69
4.6.1	Interferometrische Methoden . . . . .	70
4.6.2	Korrektur durch seismische Messungen . . . . .	72
4.7	Tidenregistrierung . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Systematik einer Zwei-Spezies-Messung</b>	<b>83</b>
5.1	Die Wahl der atomaren Spezies . . . . .	83
5.2	Unterdrückung von dominanten Rauschbeiträgen . . . . .	86
5.2.1	Vibrationen . . . . .	87
5.2.2	Ankunftszeit und technisches Detektionsrauschen . . . . .	91
5.2.3	Phasenstabilisierung . . . . .	92
5.3	Fundamentale Effekte . . . . .	93
5.3.1	Gravitationsgradienten . . . . .	93
5.3.2	Rotierendes Bezugssystem . . . . .	96
5.3.3	Gravitationsquellen der Umgebung . . . . .	96
5.4	Systematische Abweichungen und Driftverhalten . . . . .	99
5.4.1	Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung . . . . .	99
5.4.2	Wellenfronten . . . . .	99
5.5	Projezierte Messszenarien . . . . .	101
5.5.1	Normalkonfiguration . . . . .	101
5.5.2	Minimalkonfiguration . . . . .	102
5.5.3	Maximalkonfiguration . . . . .	103
<b>6</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>105</b>

Literaturverzeichnis	109
Abbildungsverzeichnis	119
Tabellenverzeichnis	123
Anhang	123
A Verwendete Daten	125



## KAPITEL 1

---

# EINLEITUNG

---

Die rasante Entwicklung, welche gerade in den Naturwissenschaften im Laufe der letzten Jahrhunderte zu beobachten ist, kann zu einem großen Teil auf Fortschritte im Bereich der Messtechnik zurückgeführt werden. Das zu Beginn des letzten Jahrhunderts mit der Quantenmechanik einsetzende Verständnis der dualen Welle-Partikel-Natur der Materie führte zu einer Vielzahl neuer Messmethoden in der Physik, unter denen die Materiewelleninterferometrie sicherlich zu den Bedeutsamsten zählt. In der Materiewelleninterferometrie wird der Wellencharakter von massebehafteten Partikeln ausgenutzt und in Analogie zum Lichtinterferometer für Präzisionsmessungen verwendet. Die Verwendung isolierter quantenmechanischer Ensembles eliminiert den Einfluss von der Komposition einer Probe und erlaubt eine direkte Anbindung der gemessenen Größen an die Naturkonstanten.

Eine räumliche Aufteilung der Materiewellenfunktion benötigt eine kohärente Möglichkeit die externen Freiheitsgrade zu manipulieren. Das erste Materiewelleninterferometer realisierte L. Marton 1954 mit Elektronen, welche an Kristallgittern gebeugt wurden [1]. Einen Durchbruch erzielte die Atominterferometrie mit der Verwendung von Zwei-Photonen-Lichtfeldern zur Erzeugung von Superpositionszuständen in neutralen Atomen, wie 1989 von C. Bórde vorgeschlagen wurde [2]. Das erste auf Atominterferometrie basierende Gravimeter wurde kurz darauf 1991 von S. Chu und M. Kasevich demonstriert [3]. Atominterferometer werden inzwischen immer häufiger routinemäßig als Werkzeug und nicht als eigenständiger Gegenstand der Forschung genutzt und die ersten kommerziellen Nutzungen stehen kurz vor der Marktreife [4, 5].

Seit 20 Jahren finden Atominterferometer einen Einsatz in der Inertialsensorik. Die freifallenden Atome bilden in diesem Fall ein Inertialsystem, welches mithilfe der Atominterferometrie als Referenz zum Laborsystem genutzt werden kann, um Rotationen und Beschleunigungen zu messen. Ist der Freifall der Atome ungestört, erlaubt dies

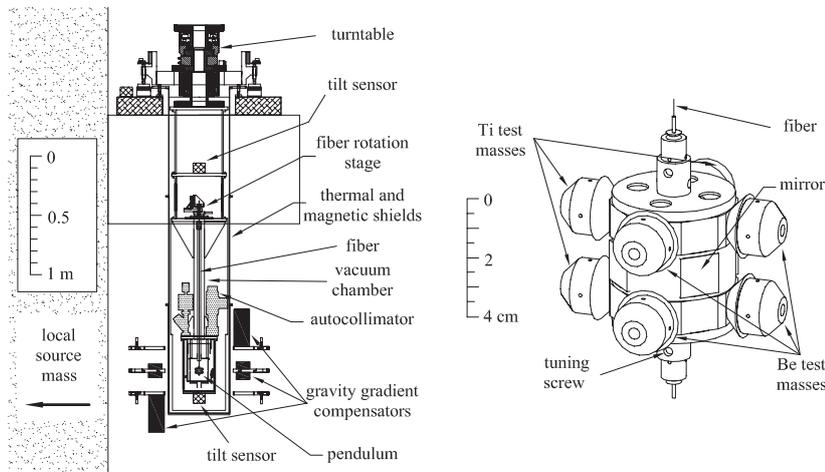
eine hochsensitive, absolute Bestimmung der gemessenen Größen. Eine solche driftfreie Messung von inertialen Effekten hat zahlreiche Anwendungen, beispielsweise in der Grundlagenforschung, Geodäsie oder Navigation [6, 7, 8]. Die vorgestellte Apparatur misst die lokale Beschleunigung in einer Richtung, wurde im Rahmen dieser Arbeit zur Schwereregistrierung eingesetzt und dient als Grundlage für einen Test des schwachen Äquivalenzprinzips.

### 1.1 Das Äquivalenzprinzip

Neben dem Standardmodell handelt es bei der allgemeine Relativitätstheorie wahrscheinlich um die Theorie, die die moderne Physik am stärksten geprägt hat. Die Theorie basiert auf drei fundamentalen Axiomen [9]:

1. “Relativitätsprinzip: Die Naturgesetze sind nur Aussagen über zeiträumliche Koinzidenzen; sie finden deshalb ihren einzig natürlichen Ausdruck in allgemein kovarianten Gleichungen.”
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.”
3. “Machsches Prinzip: Das G-Feld ist **restlos** durch die Massen der Körper bestimmt. Da Masse und Energie nach den Ergebnissen der speziellen Relativitätstheorie das Gleich sind und die Energie formal durch den symmetrischen Energietensor ( $T_{\mu\nu}$ ) beschrieben wird, so besagt dies, daß das G-Feld durch den Energietensor der Materie bedingt und bestimmt wird.”

Aufgrund der Bedeutung der Relativitätstheorie für die moderne Wissenschaft sind diese Sätze Objekt anhaltender Analyse. Dabei wurden noch keine Abweichungen in empirischen Untersuchungen entdeckt. Jedoch ist die Eindeutigkeit der getroffenen Folgerungen fragwürdig, wie prominent von K. F. Gödel in der Konstruktion des “Gödel-Universums” gezeigt wurde [12]. Das von Einstein formulierte Äquivalenzprinzip, welches als Einsteinsches Äquivalenzprinzip bekannt ist, basiert auf den Überlegungen von Galileo Galilei. Das schwache Äquivalenzprinzip von Galilei forderte das Objekte gleicher Masse die selben Trajektorien durchlaufen. Dieser Satz entspricht der Gleichheit träger und schwerer Masse bzw. der Universalität des Freien Falls. Die Beziehung

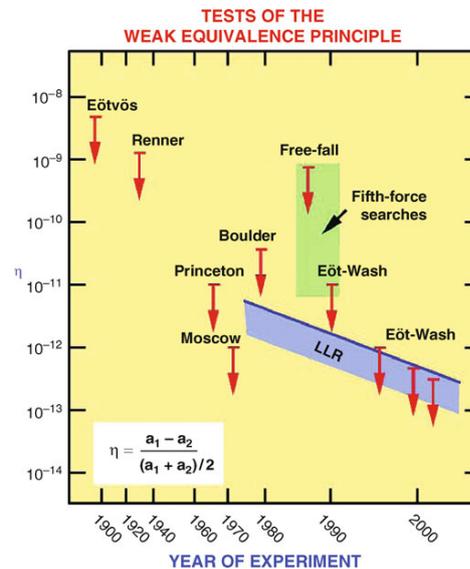


**Abbildung 1.1:** Eine zum Test des Äquivalenzprinzips verwendete Drehwaage. Die Probekörper befinden sich symmetrisch an einem Pendel angeordnet. Das Pendel befindet sich in einem labilen Gleichgewicht zu der Torsion des haltenden Drahtes. Eine auf das Pendel wirkende Nettobeschleunigung führt zu einer Rotation des Pendels um die Symmetrieachse. Um gravitative Effekte von externen Störungen zu unterscheiden befindet sich der Aufbau in andauernder Rotation relativ zu der Gravitationsquelle. Eine unterschiedliche Anziehung der Testmassen würde zu einer Pendelrotation entsprechend der Rotationsfrequenz führen. Lokale Gravitationsgradienten werden mit Kompensationsgewichten ausgeglichen und der Aufbau befindet sich in einem Hochvakuum. (Übernommen aus [10]. Anordnung der Abbildungen wurde zur verbesserten Übersichtlichkeit verändert.)

zwischen dem Einsteinschen und dem schwachen Äquivalenzprinzip ist bis heute ungeklärt. Insbesondere nahm L.I. Schiff an, dass das Einsteinsche Äquivalenzprinzip implizit im schwachen Äquivalenzprinzip enthalten sei [13]. Unabhängig von dieser Diskussion ist eine Kompositionsabhängigkeit des Freifalls eine direkte Verletzung des Äquivalenzprinzips und stellt somit einen wichtigen Test der Relativitätstheorie dar. Eine Quantifizierung lässt sich über das Eötvös-Verhältnis treffen. Werden die lokalen gravitativen Beschleunigungen  $g_A$  und  $g_B$  für zwei unterschiedliche Probekörper gemessen, ergibt sich das Eötvös-Verhältnis zu:

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

Es handelt sich um die differenzielle Beschleunigung, normiert auf die durchschnittlich auf die beiden Proben wirkende Beschleunigung. Es ist darauf zu achten, dass die beiden Beschleunigungen für eine korrekte Angabe dieses Verhältnis am selben Raumzeitpunkt gemessen werden müssten. Da dies unmöglich ist, muss gewährleistet sein, dass die gravitative Wechselwirkung sich zwischen den beiden Messvorgängen



**Abbildung 1.2:** Auftragung ausgewählter Tests des Äquivalenzprinzips. In Blau ist das Limit durch die anhaltende Messung des Freifalls von Erde und Mond im Rahmen des “Lunar-Laser-Ranging”-Projekts aufgetragen. Die in Grün eingetragene Region ist durch Untersuchungen bezüglich einer fünften Elementarkraft ausgeschlossen. (Übernommen aus [11])

nicht ändern kann, die beiden Messungen also räumlich und zeitlich hinreichend nahe beieinander liegen. Diese Bedingung wird von dem “Lunar-Laser-Ranging”-Experiment (LLR), welches den Freifall von Erde und Mond gegen die Sonne vermisst, nicht erfüllt. Trotzdem handelt es sich bei diesem Vergleich, dank aufwendiger Modellierung der gravitativen Verschiebung, um eine der genauesten Messungen mit einer Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis von  $2 \times 10^{-13}$  [14]. Die wichtigsten Labormessungen zum Test der Universalität des freien Fall werden mithilfe von Drehwaagen durchgeführt. Die Funktion einer Drehwaage ist in Abbildung 1.1 zu sehen. Diese Technik wurde 1908 von L. Eötvös das erste mal eingesetzt und erzielte eine Sensitivität von  $1 \times 10^{-9}$ . Die höchste Sensitivität auf eine Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzips wurde durch eine Drehwaagenmessung 2009 mit einem Eötvös-Verhältnis von  $0,3 \pm 1,8 \times 10^{-13}$  erreicht [10]. In Abbildung 1.2 ist eine Auftragung der historisch wichtigsten Messungen zu sehen.

## 1.2 Atominterferometrie und die Relativitätstheorie

Die Atominterferometrie kann als herausragendes Hilfsmittel der Grundlagenforschung eingesetzt werden. Die Verwendung von quantenmechanischen Objekten mit einer endlichen Ruhemasse komplementiert die Palette an erfolgreichen Messtechniken, welche unter anderem photonische Interferometrie und mechanisch-elektrische Messmethoden enthalten. Dieses Zusammenspiel zeigt sich exemplarisch an der Vermessung von Rotationen und dem relativistischen Lense-Thirring-Effekt, welcher eine Verdrillung der Raumzeit durch rotierende Masseverteilungen vorhersagt [21]. Die wohl bedeutsamste Mission zu dieser Fragestellung stellte Gravity Probe B dar, welche mechanische Kreisel in einer Erdumlaufbahn einsetzt [22]. Erdgebundene Rotationsmessungen umfassen lichtoptische Gyroskope [23], die Beobachtung extragalaktischer Objekte mit Radioteleskopen [24] und seit etwa 20 Jahren auch atomare Gyroskope wie etwa das CASI-Experiment am Institut für Quantenoptik [25, 26].

Atominterferometrie erlaubt die Verwendung isotonenreiner Ensembles mit wohldefinierten Quantenzahlen und stellt so eine herausragende Technik für eine Äquivalenz-

Experiment	Spezies	Entwicklungszeit [s]	Sensitivität $\eta$
Stanford [7]	$^{87}\text{Rb}/\text{FG5}$	0.16	$3 \times 10^{-9}$
Garching [15]	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	0,04	$1 \times 10^{-7}$
CAPRICE [16]	$^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$	0,2	$1 \times 10^{-9}$
ICE [17]	$^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$	2	$5 \times 10^{-11}$
QUANTUS 2 [18]	$^{87}\text{Rb}/^{40}\text{K}$	1	$5 \times 10^{-11}$
Berkeley [19]	$^6\text{Li}/^7\text{Li}$	10	$1 \times 10^{-14}$
Stanford-10m-Turm [20]	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	1.4	$1 \times 10^{-15}$
STE-QUEST [6]	$^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$	10	$1 \times 10^{-15}$

**Tabelle 1.1:** Übersicht über einige sich zur Zeit im Aufbau befindlichen Experimente zu einem Quantentest des Äquivalenzprinzips. Das ursprüngliche Stanford-Experiment wurde mit nur einem Atominterferometer und einem klassischen Absolutgravimeter durchgeführt. Das Experiment in Garching stellt die bisher genaueste Messung mit zwei Quantenobjekten dar. Beide Experimente sind bereits abgeschlossen. Die Projekte ICE und QUANTUS 2 finden unter Mikrogravitation statt. Das Stanford-10m-Turm-Experiment realisiert die hohen Entwicklungszeiten durch eine 10 m lange Vakuumröhre. Bei STE-QUEST handelt es sich um eine Satelliten-Mission. Angegeben sind die nach Integration prognostizierten maximal erreichbaren Sensitivitäten.

prinzipsmessung dar. A. Peters führte 1999 eine Vergleichsmessung zwischen einem Atominterferometer und einem Gravimeter mit einer klassischen Testmasse durch und erzielte eine Sensitivität von  $2 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$  [7]. Die Messung des Eötvös-Verhältnis war durch die räumliche Separation der beiden Messgeräte und der damit einhergehenden Gravitationsgradienten auf  $7 \times 10^{-9}$  beschränkt. Bei dieser Messung handelte es sich um den ersten Vergleich einer klassischen und einer quantenmechanischen Testmasse im freien Fall. S. Fray demonstrierte 2004 den ersten Vergleich zwischen zwei Quantenobjekten durch eine atominterferometrische Messung von Rubidium-87- und  $^{85}\text{Rubidium}$ -Ensembles. Er erreichte mit dieser Messung eine Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis von  $1 \times 10^{-7}$ . Zur Zeit befinden sich einige Experimente für eine verbesserte Vergleichsmessung im Aufbau. Eine Auswahl ist in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Besonders erwähnenswert ist hier das internationale STE-QUEST Satelliten-Projekt [6], welches eine kombinierte Anstrengung der europäischen Arbeitsgruppen der Fachgebiete Atominterferometrie und optische Frequenzmessung darstellt. Die Nutzlast des Satelliten besteht aus einer optischen Atomuhr und einem differenziellen Rubidium-85/87-Gravimeter. Der Satellit befindet sich in einem hoch elliptischen Orbit und soll neue Schranken für eine Verletzung der gravitativen Rotverschiebung und des schwachen Äquivalenzprinzips ermitteln. Bei diesem kombinierten Vorgehen handelt es sich um einen neuartigen Test des Einsteinschen Äquivalenzprinzips, welcher bei erfolgreicher Umsetzung wegweisend für zukünftige Projekte sein wird. Das Projekt befindet sich zum Zeitpunkt dieser Arbeit unter den letzten vier möglichen Missionen im Auswahlprozess zu einer M3-Mission des Cosmic Vision 2012-2025 Plans der ESA. An dem in dieser Arbeit analysierten Aufbau werden Vergleichsmessungen für das CAPRICE-Projekt durchgeführt. Das Ziel des Projektes ist eine Verbesserung der Sensitivität einer Vergleichsmessung zwischen zwei atomaren Spezies im Vergleich zu den Arbeiten von S. Fray [15] um mindestens zwei Größenordnungen. Um dieses Ziel zu erfüllen, muss eine Bestimmung des Eötvös-Verhältnis auf einem Niveau von  $1 \times 10^{-9}$  gelingen.

### 1.3 Verwendung als Beschleunigungssensor

In der Gravimetrie bieten sich verschiedene Einsatzmöglichkeiten für Atominterferometer. Das Feld der Gravimetrie kann in Absolutgravimetrie und Relativgravimetrie unterschieden werden. Bei der Relativgravimetrie ist die Messung abhängig von einer korrekten Eichung des Messinstruments. Die meisten Gravimeter fallen unter diese Kategorie. Abhängig von der instrumentellen Driftrate können mithilfe einer relativen Messung die selben Erkenntnisse wie mit einer absoluten Messung erzielt werden, müssen jedoch durch regelmäßige Eichung stets verifiziert werden. Beispielhafte Anwendungen sind die Messung von Landhebung durch geologische Prozesse [27] oder die

Vermessung und Prospektion von unterirdischen Masseverteilungen wie etwa Wasser [28] oder unterirdische Ressourcen [29]. Ein Verständnis der Bewegung von Grundwasser kann einen Schlüssel zu der Lösung von Dürreproblemen darstellen, welche aufgrund der Klimaerwärmung zunehmend an Bedeutung gewinnen. Die umfassendste Vermessung des Schwerfelds der Erde wurde von den Satellitenmissionen GOCE [30] und GRACE [31] durchgeführt. Bei GOCE handelte es sich um eine Gradiometrische Messung, welche mit hochstabilen elektrostatischen Gradiometern ausgestattet war. GRACE nutzte zwei Satelliten, welche selber als Probekörper dienten, und vermaß mithilfe von Mikrowellen die Abstandsänderung der beiden Flugobjekte durch das Gravitationsfeld der Erde. Atominterferometer können in zukünftigen Missionen sowohl die Funktion der Gradiometer übernehmen, als auch eine absolutgravimetrische Messung mit nur einem Satelliten durchführen.

Es gibt im Moment auf dem Weltmarkt nur ein transportables Absolutgravimeter mit Auflösung im Bereich weniger  $\text{nm/s}^2$ . Das FG5 von Micro-g LaCoste [32] misst den Freifall eines Winkelreflektors, welcher den Arm eines Lichtinterferometers schließt. Da die gemessene Phasenverschiebung nur abhängig vom Freifall des Reflektors und der stabilisierten Lichtwellenlänge ist, handelt es sich um eine Absolutmessung der lokalen Anziehungskraft. Aufgrund der makroskopischen Mechanik ist die Messung mit einem FG5 jedoch auf wenige zehntausend Messvorgänge beschränkt bevor Materialermüdung einsetzt. Ein konstanter Langzeiteinsatz ist nicht möglich und schränkt die Verwendbarkeit ein. Ein Atominterferometer ist grundsätzlich in der Lage über Monate mit einer konstanten Wiederholungsfrequenz im Hertz-Bereich absolute Schwerebestimmungen durchzuführen.

Die driftfreie Messung von Beschleunigungen ist neben der Anwendung in der Geodäsie auch für die Navigation von großem Interesse. Neben der Navigation über GPS führen Fahrzeuge, welche über längere Zeiträume keine Positionsreferenz durchführen können, einen Inertialsensor (engl. Inertial Measurement Unit - IMU) an Bord. Auch sich schnell bewegende militärische Flugobjekte verfügen über eine zusätzliche Positionsbestimmung mithilfe von IMU, da selbst geringe Abweichungen vom angestrebten Kurs aufgrund der hohen Geschwindigkeiten zu großen Positionsfehlern führen können. Besonders kritisch ist das Driftverhalten von IMU, wenn über längere Zeit kein Kontakt zur Satellitennavigation besteht. Dies ist besonders für Weltraummissionen und U-Boote der Fall. Die Möglichkeit Atominterferometer im Vergleich zu absoluten Lichtinterferometern extrem kompakt zu konstruieren treibt die Forschung in diesem Bereich an und führt zu der Entwicklung von kompakten Messköpfen [8, 33]. Der steigende Bedarf macht eine fortschreitende kommerzielle Umsetzung der Technologie in den kommenden Jahren sehr wahrscheinlich.

## 1.4 Ziel dieser Arbeit

Der in dieser Arbeit analysierte experimentelle Aufbau basiert auf dem Atom-Laser-Experiment (ATLAS), in welchem die Evaporation eines Rubidium-Ensembles zur Quantenentartung mithilfe einer optischen Dipolfalle mit einer Wellenlänge von 1960 nm gezeigt wurde [34]. Ziel der hier vorgestellten Arbeit war der Aufbau eines sowohl eigenständig einsetzbaren als auch auf eine Vergleichsmessung ausgelegten Atomgravimeters. Zur Erfüllung dieses Ziels wurden zahlreiche Anpassungen des Vakuum-, Laser-, und Detektionsystem vorgenommen. Das Quellsystem wurde den neuen Bedürfnissen einer höheren Wiederholungsrate und andauerndem Betrieb angepasst. Mit den Veränderungen der Vakuumkammer ist eine Freifallzeit der Atome von 210 ms möglich. Die nachfolgende normierte zustandsselektive Fluoreszenzdetektion findet in einer separaten Detektionszone statt, welche einen offenen Raumwinkel von 1 Steradian zur Verfügung stellt. Als Strahlteiler wird ein beschleunigtes Zwei-Photonen-Lichtfeld verwendet, welches Raman-Übergänge zwischen den Hyperfeinzuständen treibt und für Registrierungen im Bereich mehrerer Tage ausgelegt wurde. Die Isolation gegen äußere Störeinflüsse wurde weiter verbessert, um eine möglichst hohe Sensitivität des Ein-Spezies-Gravimeters zu garantieren. Der Aufbau ist grundsätzlich in der Lage alle Rubidium- und Kalium-Isotope für gravimetrische Messungen zu nutzen. Die aktuelle Planung sieht einen Vergleich von Rubidium-87 und Kalium-39 vor.

In Abschnitt 2 wird auf die theoretischen Grundlagen zu den vorgestellten Messungen eingegangen. Der experimentelle Aufbau zur Atominterferometrie wird in Abschnitt 3 diskutiert. In Abschnitt 4 wird die Umsetzung des Rubidium-Gravimeters mit zugehöriger Stabilitätsanalyse beschrieben und Vergleichsmessungen mit einem Relativgravimeter des Instituts für Erdmessung diskutiert. Eine darauf aufbauende Analyse der zu erwartenden Sensitivität einer bevorstehenden Vergleichsmessung wird in Abschnitt 5 durchgeführt.

## KAPITEL 2

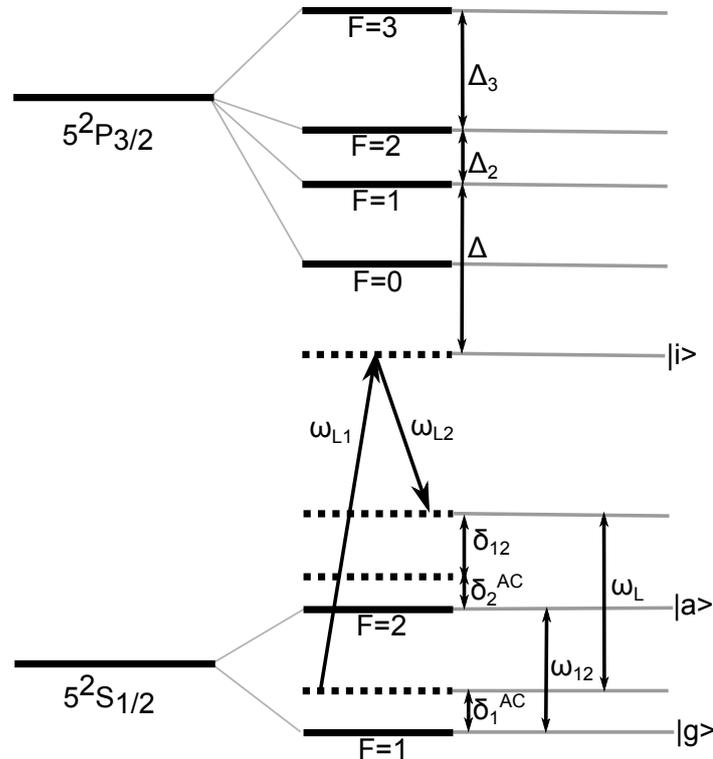
---

# THEORETISCHE GRUNDLAGEN

---

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen des Atominterferometers vorgestellt. Auf eine ausführliche Herleitung der verwendeten Formeln wird stellenweise verzichtet, da sie bereits in diversen Arbeiten diskutiert wurden [35, 36, 37]. Die Grundlage des Atominterferometers bildet der kohärente Strahlteilungsprozess, basierend auf einem Zwei-Photonen-Übergang. Bragg- und Raman-Übergänge koppeln Impuls-, beziehungsweise eine Kombination aus Impuls- und Hyperfein-Zuständen eines Atoms und stellen etablierte Methoden der Strahlteilung dar. In dem vorgestellten Aufbau werden Raman-Strahlteiler verwendet, welche die beiden Hyperfein-Zustände des  $S_{1/2}$ -Niveaus von Rubidium aneinander koppeln. Die beiden einzelnen Lichtfelder koppeln stark verstimmt an das angeregte Niveau  $P_{3/2}$ , welches als unbesetztes Zwischenniveau für den Zwei-Photonen-Prozess genutzt wird. Da die Überlegungen grundsätzlich für alle verwendeten Strahlteiler gelten, werden die verwendeten Interferometriezustände mit  $|g\rangle$  und  $|a\rangle$  bezeichnet. Die Benennung auftretender Frequenzen und das Prinzip des Raman-Übergangs ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Bei der Interaktion mit dem Lichtfeld ergibt sich eine Superposition und es gilt:

$$|\Psi\rangle = c_1(t) |g\rangle + c_2(t) |a\rangle. \quad (2.1)$$



**Abbildung 2.1:** Schema der am Strahlteilungsprozess beteiligten Energieniveaus bei Rubidium-87. Die  $5^2S_{1/2}$ -Hyperfeinzustände mit  $F=1$  bzw.  $F=2$  entsprechen den Interferometriezuständen  $|g\rangle$  bzw.  $|a\rangle$ . Die zugehörige Übergangsfrequenz ist mit  $\omega_{12}$  angegeben. Durch die Pfeile sind die Lichtfelder mit den Frequenzen  $\omega_{L1}$  und  $\omega_{L2}$  dargestellt, welche das Zwei-Photonen-Lichtfeld mit der Differenzfrequenz  $\omega_L$  bilden. Das Zwischenniveau  $|i\rangle$  ist zu dem Hyperfeinzustand des  $5^2P_{3/2}$ -Niveaus mit  $F=1$  um die Frequenz  $\Delta$  verstimmt.  $\Delta_2$  bzw.  $\Delta_3$  kennzeichnen die zusätzlichen Verstimmungen zu den Zuständen mit  $F=2$  bzw.  $F=3$ . Verstimmungen des Interferometrieübergangs sind mit  $\delta_{12}$  bzw. im Fall des AC-Stark-Effekts mit  $\delta_{1/2}^{AC}$  gekennzeichnet.

## 2.1 Der Strahlteilungsprozess

Der Strahlteilungsprozess basiert auf Rabi-Oszillationen, welche von dem Zwei-Photonen-Lichtfeld getrieben werden. Die zugehörigen Rabi-Frequenzen  $\Omega_j$  der beiden Ein-Photonen-Übergänge können durch die Sättigungsintensität  $I_{\text{sat}}$  und Linienbreite  $\Gamma$  sowie durch die Intensität des verwendeten Lichtfeldes  $I_j$  dargestellt werden [38]:

$$\Omega_j = \Gamma \sqrt{\frac{I_j}{I_{\text{sat}}}}. \quad (2.2)$$

Der Index  $j$  kann die Werte 1 bzw. 2 annehmen, welche der Rabifrequenz zum Grundzustand  $|g\rangle$  bzw. zum angeregten Zustand  $|a\rangle$  zugeordnet ist. Die Rabifrequenz  $\Omega_0$  des ungestörten Zwei-Photonen-Übergangs ist abhängig von den Ein-Photonen-Rabifrequenzen und der Verstimmung  $\Delta$  der Lichtfelder zum Ein-Photonen-Übergang. Es gilt:

$$\Omega_0 = \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{2\Delta}. \quad (2.3)$$

Das Zwei-Photonen-Lichtfeld treibt eine Rabioszillation zwischen den beiden Hyperfeinzuständen mit dieser Frequenz solange es resonant zum Übergang ist. Eine durch den AC-Stark-Effekt oder Dopplerverschiebung auftretende Verstimmung der effektiven Übergangsfrequenz verändert die Frequenz und Amplitude der Rabi-Oszillation. Der AC-Stark-Effekt sorgt durch eine Kopplung der einzelnen Lichtfelder an die nicht-resonanten Übergänge für eine energetische Verschiebung der Hyperfeinzustände und wird in Abschnitt 2.4 genauer betrachtet. Im folgenden wird die differenzielle Verstimmung der beiden Hyperfeinzustände des Grundzustands angegeben durch:

$$\delta^{\text{AC}} = \delta_2^{\text{AC}} - \delta_1^{\text{AC}}. \quad (2.4)$$

Für die summierte Abweichung gilt:

$$\Delta^{\text{AC}} = \delta_2^{\text{AC}} + \delta_1^{\text{AC}}. \quad (2.5)$$

Zusätzlich zu den Potentialverschiebungen der Hyperfeinzustände durch die Interaktion mit den Lichtfeldern kann das Strahlteilerfeld global zu dem Zwei-Photonen-Übergang verstimmt sein. Dies wird durch die Verstimmung  $\delta_{12}$  ausgedrückt. Bei den dominanten Beiträgen handelt es sich um die Dopplerverschiebung durch die Bewegung der Atome  $\vec{p}_a \vec{k}_{\text{eff}}/m$ , mit dem atomaren Impuls  $\vec{p}_a$ , sowie einen Rückstoßterm entsprechend dem Photonenrückstoß  $|\vec{k}_{\text{eff}}|^2/2m$ . Es gilt:

$$\delta_{12} = \omega_L - \left( \omega_{12} + \frac{\vec{p}_a \cdot \vec{k}_{\text{eff}}}{m} + \frac{|\vec{k}_{\text{eff}}|^2}{2m} \right). \quad (2.6)$$

Aus diesen Abweichungen vom resonanten Fall lässt sich die Effektive Rabifrequenz bestimmen. Es gilt [38]:

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega_0^2 + (\delta_{12} - \delta^{\text{AC}})^2}. \quad (2.7)$$

Mithilfe dieser Rabifrequenzen lassen sich die Besetzungskoeffizienten  $c_1(t)$  und  $c_2(t)$  aus Gleichung 2.1 unter gewissen Voraussetzungen angeben. Eine direkte Kopplung der einzelnen Lichtfelder an das angeregte Niveau  $P_{3/2}$  soll aufgrund der hohen Verstimmung vorerst vernachlässigt werden. Außerdem können spontane Zerfälle von den verwendeten Unterzuständen des elektronischen Grundzustands auf der Zeitskala der Interferometriesequenz ausgeschlossen werden. Basierend auf diesen beiden Näherungen

ergibt sich die zeitliche Entwicklung der Koeffizienten, beginnend bei einer beliebigen Startzeit  $t_0$  zu:

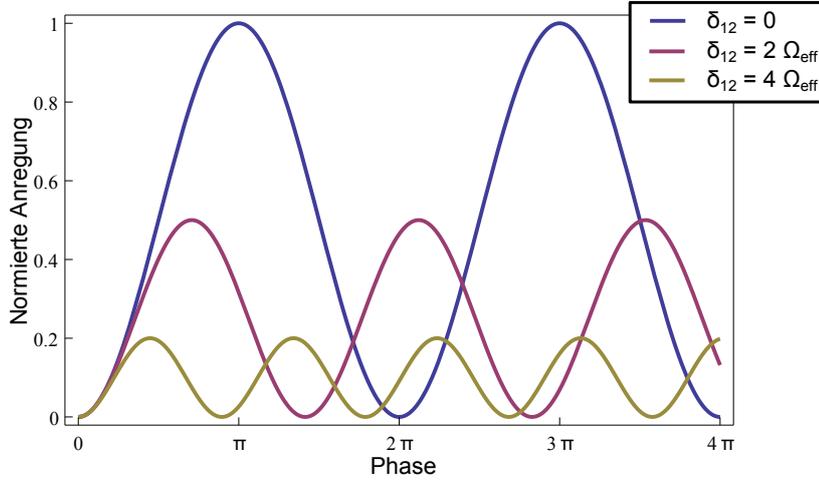
$$\begin{aligned}
 c_1(t + t_0) &= e^{-i(2\omega_{L1} + \Delta^{\text{AC}} - \delta_{12})t/2} \left( c_2(t_0) e^{i\Phi} \left( -i \frac{\Omega_0}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \left( \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} \right) \right) \right. \\
 &\quad \left. + c_1(t_0) \left( \cos \left( \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} \right) - i \frac{\delta_{12} - \delta^{\text{AC}}}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \left( \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} \right) \right) \right) \quad (2.8)
 \end{aligned}$$

Und:

$$\begin{aligned}
 c_2(t + t_0) &= e^{-i(2\omega_{L2} + \Delta^{\text{AC}} + \delta_{12})t/2} \left( c_1(t_0) e^{-i\Phi} \left( -i \frac{\Omega_0}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \left( \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} \right) \right) \right. \\
 &\quad \left. + c_2(t_0) \left( \cos \left( \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} \right) + i \frac{\delta_{12} - \delta^{\text{AC}}}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \left( \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} \right) \right) \right) \quad (2.9)
 \end{aligned}$$

Der auftretende Phasenterm  $\Phi$  wird in Abschnitt 2.3 genauer diskutiert. Wird von einem in einem Hyperfeinzustand präparierten Ensemble ausgegangen, vereinfacht sich die zeitliche Entwicklung zu einer einfachen Oszillation zwischen den beiden Zuständen. Der Verlauf der in diesem Fall auftretenden Rabioszillationen für verschiedene Parameter ist in Abbildung 2.2 aufgetragen. Auf Grundlage dieser Überlegungen wird die Besetzung des Ensembles gleichmäßig aufgeteilt, wenn das Argument der Winkelfunktion  $\Omega_{\text{eff}} t/2$  gleich  $\pi/2$  ist. Eine Inversion der Zustände tritt für den Fall  $\Omega_{\text{eff}} t/2 = \pi$  ein. Infolgedessen werden Strahlteiler und Spiegelpuls in der Atominterferometrie auch als  $\pi/2$ - bzw.  $\pi$ -Puls bezeichnet.

Die Abhängigkeit der effektiven Rabifrequenz von dem effektiven Wellenvektor und dem Atomimpuls macht eine Fallunterscheidung notwendig. Werden kopropagierende Lichtfelder für die Strahlteilung eingesetzt, ist der Betrag des effektive Wellenvektor etwa  $150 \text{ m}^{-1}$ . Die resultierende Dopplerverschiebung durch den Freifall ist in diesem Fall mit etwa  $223 \text{ Hz s}^{-1}$  und bei 200 ms Fallzeit stets klein gegenüber der Fourierbreite des Lichtpulses. Inertiale Effekte haben in diesem Fall also keinen signifikanten Einfluss auf die Übergangsfrequenz. Dies kann anschaulich verstanden werden, eine auftretende Dopplerverschiebung der Lichtfelder wirkt sich aufgrund der gleichen Ausbreitungsrichtung gleich auf beide Lichtfelder aus und verändert nicht die Differenzfrequenz. Werden kontrapropagierende Strahlenpaare eingesetzt, ist der Betrag des effektiven Wellenvektors etwa  $1,6 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$  und die Dopplerverschiebung durch den Freifall beträgt etwa  $25 \times 10^6 \text{ Hz s}^{-1}$ . Diese Verschiebung führt bereits nach wenigen Millisekunden Fallzeit zu einer klaren Separation der geschwindigkeitsselektiven Übergänge von dem ungestörten Übergang und führt zu den dominanten Beiträgen bei der Beschleunigungsmessung. Die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Strahlteiler-effizienz führt zusätzlich dazu, dass nicht nur die Schwerpunktgeschwindigkeit des Ensembles von Bedeutung ist sondern auch die Geschwindigkeit der individuellen Atome. Die Temperaturverteilung der



**Abbildung 2.2:** Simulierte Rabi-Oszillation eines in  $|g\rangle$  präparierten Ensemble. Die abgebildeten Kurven sind mit verschiedenen Verstimmungen  $\delta_{12}$  bestimmt worden. Zu sehen ist die Verringerung der Anregungseffizienz bei gleichzeitiger Erhöhung der effektiven Rabifrequenz.

Atome sorgt für eine Verbreiterung des kopropagierenden Zwei-Photonen-Übergangs. Bei thermischen Ensembles sind die Geschwindigkeiten normalverteilt und für die resultierende Gauß-Breite der Übergangsfrequenz  $\sigma_v$  gilt:

$$\sigma_v = k_{\text{eff}} \sqrt{\frac{k_B T_{\text{at}}}{m}}, \quad (2.10)$$

mit der Boltzmannkonstante  $k_B$  und der Enembletemperatur  $T_{\text{at}}$ . Eine Enembletemperatur  $3\ \mu\text{K}$  entspricht einer Verbreiterung von  $45\ \text{kHz}$ . Die Effizienz des Strahlteilungsprozess ist dementsprechend direkt abhängig von der Enembletemperatur.

## 2.2 Matrixdarstellung der Atomoptik

Unter Verwendung der Besetzungs-Koeffizienten lässt sich der Interferometrieprozess in Analogie zu der Matrixdarstellung klassischer Optik darstellen. Die Darstellung entspricht der Wellenfunktion in Formel 2.1. Die Zeitentwicklung eines Zustandes kann durch eine explizit zeitanhängige Matrix  $M(t, t_0)$  so definiert werden, dass gilt:

$$|\Psi\rangle(t + t_0) = M(t) \begin{pmatrix} c_1(t_0) \\ c_2(t_0) \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Die Zeitentwicklung der Besetzungskoeffizienten 2.8 und 2.9 führt zu folgender Darstellung der Entwicklung der Zustände:

$M(t, \Phi) =$

$$e^{-i\Phi_\omega t} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2}\right) - i \frac{\delta_{12} - \delta^{\text{AC}}}{\Omega_{\text{eff}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2}\right) & -e^{i\Phi} i \frac{\Omega_0}{\Omega_{\text{eff}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2}\right) \\ -e^{-i\Phi} i \frac{\Omega_0}{\Omega_{\text{eff}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2}\right) + i \frac{\delta_{12} - \delta^{\text{AC}}}{\Omega_{\text{eff}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2}\right) \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

wobei  $\Phi_\omega = (2\omega_{L1} + \Delta^{\text{AC}} - \delta_{12})/2$  gilt. Mit dieser Matrix lässt sich jede Atom-Licht-Wechselwirkung beschreiben. Für den Interferometrieprozess sind jedoch drei Sonderfälle von besonderem Interesse:

1. Die Entwicklung in Abwesenheit eines Lichtfeldes in den Zeiten freier Entwicklung zwischen den Interferometriepulsen stellt einen wichtigen Grenzfall dar. In diesem Fall ist die effektive Rabi-Frequenz gleich Null und es findet keine Änderung der Besetzung statt. Es gilt:

$$M_T(t) = e^{-i\Phi_\omega t} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

2. Während der Applikation eines  $\pi/2$  wird ein in einem Zustand präpariertes Ensemble gleichmässig auf beide Zustände verteilt. Es gilt:

$$M_{\pi/2}(t, \Phi(t_0)) = e^{-i\Phi_\omega t} \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{2}} & -ie^{i\Phi} \sqrt{\frac{1}{2}} \\ -ie^{-i\Phi} \sqrt{\frac{1}{2}} & \sqrt{\frac{1}{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

3. Ein als Spiegel dienender  $\pi$ -Puls lässt sich schließlich darstellen über:

$$M_\pi(t, \Phi_{t_0}) = e^{-i\Phi_\omega t} \begin{pmatrix} 0 & -ie^{i\Phi} \\ -ie^{-i\Phi} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Durch die Hintereinanderanwendung dieser Matrizen lässt sich der finale Zustand beliebiger Interferometergeometrien bestimmen. Für ein Mach-Zehnder-artiges Interferometer gilt:

$$M_{MZ} = M_{\pi/2} \cdot M_T \cdot M_\pi \cdot M_T \cdot M_{\pi/2}. \quad (2.16)$$

Angewendet auf einen Ausgangszustand, welcher im Zustand  $|g\rangle$  präpariert wurde, ergibt sich eine Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands von:

$$P_{|a\rangle} = \langle a | M_{MZ}(2T) | g \rangle \quad (2.17)$$

$$= \frac{1}{2} A \left( 1 - \cos(\Delta\Phi) \right) + C. \quad (2.18)$$

Die Zusammensetzung des Phasenterms wird im nächsten Abschnitt diskutiert. Das tatsächliche Interferometriesignal wird im Normalfall durch Anregung von Ein-Photonen-Übergängen mit nachfolgendem spontanen Zerfall oder mangelnde Anregungseffizienz des Zwei-Photonen-Übergang vom idealen Fall abweichen. Dies kann durch Reskalierungsfaktor  $A$  und der Einführung eines Achsversatzes  $C$  dargestellt werden. Im idealen Fall gilt  $A = 1$  und  $C = 0$ .

## 2.3 Phasenbeiträge

Gemäß Formel 2.18 können die gemessenen Veränderungen der Besetzungswahrscheinlichkeit in eine Phasenveränderung übersetzt werden. Dieser Zusammenhang erlaubt eine präzise Messung der physikalischen Größen, welche zu der Phasenverschiebung führen. Die auftretenden Beiträge lassen sich in inertielle und externe Phasenverschiebungen einteilen. Die inertialen Beiträge enthalten die durch die Bewegung der Atome ausgelösten Phasenverschiebungen und damit direkt korrelierte Beiträge. Sie können durch die Beziehung aus Laborsystem und Atomsystem unter Berücksichtigung der allgemeinen Relativitätstheorie und der Interaktion mit dem Strahlteilerfeld vollständig beschrieben werden. Externe Phasenverschiebungen sind stark abhängig von der experimentellen Umgebung und folgen im Allgemeinen keinem analytisch zugänglichen Verhalten, sondern müssen durch eine Messung der externen Parameter bestimmt werden. Auch Störungen des Laborsystems durch Vibrationen oder ähnliches fallen unter diese Kategorie.

### 2.3.1 Inertielle Beiträge

Die inertielle Phasenverschiebung lässt sich gemäß [39] wie folgt aufteilen:

$$\Delta\Phi_{\text{Gesamt}} = \Delta\Phi_{\text{Laser}} + \Delta\Phi_{\text{Propagation}} + \Delta\Phi_{\text{Separation}}. \quad (2.19)$$

Die Phasenterme sollen nun einzeln besprochen werden

## Laserphase

Bei dem Term  $\Delta\Phi_{\text{Laser}}$  handelt es sich um die relative Phase des Zwei-Photonen-Lichtfeldes an der Ensembleposition. Diese Phase tritt in der Bestimmung der Besetzungskoeffizienten in Formel 2.8 und 2.9 auf und kann gemäß dem Matrixformalismus aufgetrennt werden:

$$\Delta\Phi_{\text{Laser}} = \Phi(0) - 2\Phi(T) + \Phi(2T) - \frac{\delta_{12} + \delta^{\text{AC}}}{2\Omega_0} \quad (2.20)$$

$$\approx \Phi(0) - 2\Phi(T) + \Phi(2T) \quad (2.21)$$

Diese Betrachtung setzt voraus, dass die Verstimmung zum resonanten Übergang im allgemeinen als klein gegenüber der ungestörten Rabi-Frequenz angesehen werden kann. Die lokale Laserphase am Ort der Atome  $\vec{x}(t_0)$  zur Zeit der Interaktion  $t_0$  ist unter Vernachlässigung von globalen Phasen, welche in der Differenz nicht auftreten:

$$\Phi_{\text{Laser}}(t_0) = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{x}(t_0) - \omega_L t_0. \quad (2.22)$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann die Position am Anfang der Sequenz gleich Null gesetzt werden und es gilt:

$$\Delta\Phi_{\text{Laser}} = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot (\vec{x}(2T) - 2\vec{x}(T)). \quad (2.23)$$

In dieser Darstellung wird die durch den Photonenrückstoß ausgelöste, räumliche Aufteilung nicht berücksichtigt, sie erlaubt jedoch bereits eine Bestimmung des dominanten Phasenbeitrags durch eine konstante Beschleunigung  $\vec{a}$  und es ergibt sich eine Phasenverschiebung von:

$$\Delta\Phi_{\text{Laser}}(2T) = \vec{a} \cdot \vec{k}_{\text{eff}} T^2. \quad (2.24)$$

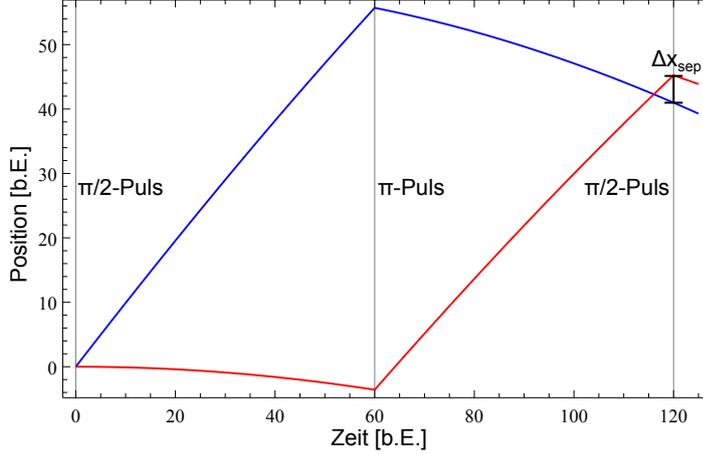
## Propagationsphase

Die Propagationsphase  $\Delta\Phi_{\text{Propagation}}$  tritt durch die unterschiedliche Propagation der Wellenfunktionsanteile in umgebenden Potentialen während der Aufteilung auf. Sie entspricht der quantenmechanischen Wirkungsphase, wie sie von Dirac eingeführt wurde [40] und im Feynman-Pfadintegralformalismus genutzt wird [41]. In einer semiklassischen Näherung wird davon ausgegangen, dass sich die Wellenpakete nach der Interaktion mit dem Lichtfeld entlang klassischer Trajektorien bewegen [42]. Die Integration der Lagrange-Funktion entlang der Trajektorie liefert die Wirkung  $S^{I/II}$  für die beiden Interferometerpfade  $I$  und  $II$ . Die differenzielle Phase ergibt sich somit

zu:

$$\Delta\Phi_{\text{Propagation}} = \frac{1}{\hbar} (S^{II} - SI). \quad (2.25)$$

## Separationsphase



**Abbildung 2.3:** Trajektorie der Wellenpakete unter Berücksichtigung des Gravitationsgradienten. Abgebildet ist eine simulierte Trajektorie des atomaren Ensembles unter Einfluss eines Gravitationsgradienten. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu und der zweite Ausgangszustand des Interferometers ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht abgebildet. Der Abstand  $x_{sep}$  entspricht der Positionsabweichung der Wellenpakete zum Zeitpunkt des dritten Interferometriepulses, welche zu der Separationsphase beiträgt.

Die Separationsphase  $\Delta\Phi_{\text{Separation}}$  entsteht durch einen fehlerhaften räumlichen Überlapp der Wellenfunktionen am Ende der Interferometriesequenz. Eine solche Abweichung wird durch die Zeitverzögerung zwischen Detektion und letztem Interferometriepuls und Gravitationsgradienten verursacht. In Abbildung 2.3 ist eine exemplarische Trajektorie zu sehen. Für die Separationsphase gilt:

$$\Delta\Phi_{\text{Separation}} = \frac{1}{\hbar} (\vec{p}_N^{II} \cdot (\vec{x}_{\text{Det}} - \vec{x}_{\text{Det}}^{II})) - (\vec{p}_N^I \cdot (\vec{x}_{\text{Det}} - \vec{x}_{\text{Det}}^I)). \quad (2.26)$$

Wobei  $\vec{x}_{\text{Det}}, \vec{x}_{\text{Det}}^I, \vec{x}_{\text{Det}}^{II}$  die mittlere, sowie die tatsächlichen Positionen der Wellenpakete der jeweiligen Interferometriepfade zum Zeitpunkt der Detektion sind.

Wie beispielsweise in [39, 37] beschrieben, lassen sich diese Phasenterme zusammenfassen. Für eine solche Vereinfachung müssen einige Näherungen getroffen werden:

1. Der zugehörige Hamiltonoperator ist maximal quadratischer Ordnung, dies er-

	Phasenterm	Phase [mrad]	Beschleunigung [m/s <sup>2</sup> ]
1	$-gT^2k_{\text{eff}}$	$-5,69 \times 10^8$	$-9,81$
2	$R_{\text{Erde}}T^2k_{\text{eff}}\Omega_y^2$	$1,23 \times 10^6$	$2,13 \times 10^{-2}$
3	$\frac{7}{12}gT^4T_{zz}k_{\text{eff}}$	$-3,68$	$-6,34 \times 10^{-8}$
4	$-\frac{T^3T_{zz}\hbar k_{\text{eff}}^2}{2m}$	$6,32 \times 10^{-2}$	$1,09 \times 10^{-9}$
5	$\frac{7}{4}gT^4k_{\text{eff}}\Omega_y^2$	$1,2 \times 10^{-2}$	$2,06 \times 10^{-10}$
6	$-\frac{7}{12}R_{\text{Erde}}T^4T_{zz}k_{\text{eff}}\Omega_y^2$	$7,97 \times 10^{-3}$	$1,37 \times 10^{-10}$
7	$-\frac{3T^3\hbar k_{\text{eff}}^2\Omega_y^2}{2m}$	$-2,05 \times 10^{-4}$	$-3,53 \times 10^{-12}$
8	$-\frac{7}{4}R_{\text{Erde}}T^4k_{\text{eff}}\Omega_y^4$	$-2,59 \times 10^{-5}$	$-4,47 \times 10^{-13}$
9	$-\frac{7}{4}R_{\text{Erde}}T^4k_{\text{eff}}\Omega_y^2\Omega_z^2$	$-1,51 \times 10^{-5}$	$-2,61 \times 10^{-13}$

**Tabelle 2.1:** Phasenbeiträge bis zur Ordnung  $\mathcal{O}(T^4)$  durch inertielle Effekte. Die Berechnung basiert auf Formel 2.27. Die Grundlage der Propagation liefert die in Formel 2.31 angegebenen Lagrangefunktion eines freien Teilchens im Schwerfeld unter Berücksichtigung des Gravitationsgradienten und in einem rotierenden Laborsystem. Die Berechnung wurde unter Verwendung von [43] mit den in Tabelle 2.2 angegebenen Parametern durchgeführt.

laubt die Verwendung des Vierpunkttheorems [44], um die Propagationsphase anzupassen.

2. Der Startpunkt beider Trajektorien ist gleich.
3. Die Masse des Ensemble ist unabhängig von der Trajektorie.

Unter Verwendung des Midpointtheorems und arithmetischer Umformungen heben sich unter diesen Umständen die Propagationsphase und Separationsphase auf mit Ausnahme von Termen proportional zu  $k_{\text{eff}}^2$ , welche proportional zum Photonenrückstoß sind. Dies führt zu einer Modifikation von Formel 2.23, welche die Positionsunterschiede der Trajektorien berücksichtigt:

$$\Delta\Phi_{\text{Laser}} = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \left( \frac{\vec{x}^I(2T) + \vec{x}^{II}(2T)}{2} - (\vec{x}^I(T) + \vec{x}^{II}(T)) \right). \quad (2.27)$$

In dieser Darstellung ist erneut die gemeinsame Startposition der Trajektorien als Null angenommen. Es ist zu beachten, dass dieses Ergebnis unter der Voraussetzung, dass die beiden Wellenpakete einzeln mit dem Lichtfeld interagieren und gleichmäßig zu der Gesamtphase beitragen der Interaktionsphase entspricht. Zur Bestimmung der inertialen Phasenbeiträge ist dementsprechend nur eine Kenntnis der Schwerpunktsposition der Wellenpakete zum Zeitpunkt der Interaktion notwendig, welche mithilfe klassischer Mechanik bestimmt wird.

Die Hamilton-Funktion eines Teilchens, unter Berücksichtigung des Gravitationsgradienten und des rotierenden Bezugssystems, lässt sich beschreiben als [45]:

$$H(\vec{x}, \vec{p}) = \frac{\vec{p}^2}{2m} - m\vec{a} \cdot \vec{x} - \frac{m}{2} \vec{x} \Gamma_g \vec{x} - \vec{\Omega} \cdot \left( (\vec{x} + \vec{R}_{\text{Erde}}) \times \vec{p} \right). \quad (2.28)$$

Wobei  $\vec{x}$ ,  $\vec{p}$ ,  $m$  Ort, Impuls und Masse des Körpers sind. Der Gravitationsgradienten-Tensor ist im gewählten Koordinatensystem durch eine Diagonalmatrix mit den Diagonalelementen  $T_{xx}, T_{yy}, T_{zz}$  gegeben. Das beschreibende Koordinatensystem  $(e_1, e_2, e_3)$  wird so gewählt, dass die  $e_1$ -Komponente entlang eines Breitengrads, die  $e_2$ -Komponente entlang eines Längengrads und die  $e_3$ -Komponente entlang der lokalen Gravitation zeigt. Für den resultierenden Rotationsvektor gilt in Abhängigkeit des Breitengrads  $\zeta$  und der Erdrotation  $\vec{\Omega}_{\text{E}}$ :

$$\vec{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 \\ \Omega_y \\ \Omega_z \end{pmatrix} = |\vec{\Omega}_{\text{E}}| \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \zeta \\ \sin \zeta \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

Der lokale Beschleunigungsvektor  $\vec{a}$  enthält die auf den Körper wirkenden Scheinkräfte aufgrund des rotierenden Bezugssystems. Es gilt:

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} 0 \\ -R_{\text{Erde}} \Omega_y \Omega_z \\ g + R_{\text{Erde}} \Omega_y^2 \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

Aus der Hamilton-Funktion lässt sich direkt über Legendre-Transformation die zugehörige Lagrange-Funktion bestimmen [46]:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left( \vec{x} + \vec{\Omega} \times (\vec{x} + \vec{R}_{\text{Erde}}) \right)^2 + m\vec{a} \cdot \vec{x} - \frac{m}{2} \vec{x} \Gamma_g \vec{x}. \quad (2.31)$$

Eine analytische Lösung der zugehörigen Euler-Lagrange-Gleichung ist im Allgemeinen nicht möglich. Eine Bestimmung der auftretenden Phasenbeiträge kann jedoch über eine Taylor-Entwicklung nach der freien Entwicklungszeit durchgeführt werden. Hierfür wird die Trajektorie zwischen den Strahlteilerpulsen über die Entwicklung bestimmt und die Strahlteilerpulse werden als instantane Störungen angenommen. Eine Entwicklung bis  $\mathcal{O}(T^4)$  mithilfe von Mathematica [43] ermöglicht die dominanten Phasenterme zu bestimmen, welche in Tabelle 2.1 zu sehen sind. Eine entsprechende Analyse mit der hier wiedergegebenen Methode ist im Institut für Quantenoptik bereits für ein atomares Gyrometer durchgeführt worden und ist in [35] zu finden. Die zugehörige Parameter sind in Tabelle 2.2 aufgetragen.

Die Beiträge 1 und 2 entsprechen der lokalen Beschleunigung eines Objektes auf der

Erdoberfläche und stellen das gesuchte Signal dar, wie es von einem Gravimeter erwartet wird. In Anwesenheit eines Gravitationsgradienten läuft die Trajektorie des Schwerpunktes nicht mehr auf einer Parabel- sondern auf einer Hyperbelbahn. Diese in Term 3 auftretende Korrektur ist typisch für Freifall-Experimente in welchen die Testmasse sich tatsächlich durch das Gravitationspotential bewegt. Term 4 stellt schließlich den Effekt des Gradienten auf die unterschiedliche Propagation der Wellenpakete im Gravitationsgradienten dar. Die restliche Terme liegen an der Grenze der theoretisch maximal zu erwartenden Sensitivität und sind nicht mehr anschaulich zu erläutern.

### 2.3.2 Externe Phaseverschiebungen

Die Umgebung, in welcher sich das Atominterferometer befindet, kann zu weiteren Phasenveränderungen während des Interferometriezyklus sorgen. Eine konstante Phasenabweichung wird nicht gemessen, da sie in der Differenzbildung nach Formel 2.27 keinen Beitrag leistet. Tritt eine zeitlich stabile Veränderung der Phase während des Interferometriezyklus auf, sorgt dies für eine Ungenauigkeit der Messung. Verändert sich die Phasenabweichung im Laufe mehrerer experimenteller Zyklen, entspricht dies einer Drift des Messsignals. Beide Effekte behindern, wenn sie nicht kompensiert werden können, eine absolute Bestimmung der zu messenden Größe und limitieren somit die maximale erreichbare Sensitivität. Treten Phasenfluktuationen auf der Zeitskala des Messvorgangs auf verursachen sie ein Rauschen des Signals. Rauschen reduziert die Sensitivität kann jedoch durch längere Integration kompensiert werden.

### 2.3.3 Sensitivitätsfunktion

Eine Quantifizierung der auftretenden Phasenverschiebung durch zeitlich veränderliche Felder ist mit Hilfe des Sensitivitätsfunktionsformalismus wie er in [47] hergeleitet wird, möglich. Zur Herleitung wird die Antwort des Atominterferometers auf infinitesimale Phasensprünge  $\delta\Phi$  betrachtet. Die daraus abgeleitete Sensitivitätsfunktion ist definiert über:

$$g(t) = \lim_{\delta\Phi \rightarrow 0} \frac{\delta P_{|a\rangle}(t, \delta\Phi)}{\delta\Phi}. \quad (2.32)$$

Unter Verwendung von der Antwortfunktion 2.18 eines Mach-Zehnder-Interferometers ergibt sich bei einer Interferometerphase von  $\pi/2$ :

Parameter	Wert	Einheit
$T$	60	ms
$g$	9.81	m/s <sup>2</sup>
$R_{\text{Erde}}$	$6,72 \times 10^6$	m
$\Omega_{\text{E}}$	$7,27 \times 10^{-5}$	rad s <sup>-1</sup>
$\zeta$	53	°
$\vec{v}_0$	(0,0,0)	m/s <sup>2</sup>
$\vec{k}$	(0,0, $k_{\text{eff}}$ )	m <sup>-1</sup>
$k_{\text{eff}}$	$1,61 \times 10^7$	m <sup>-1</sup>
$m$	86,91	u
$T_{zz}$	$3,06 \times 10^{-6}$	m <sup>-1</sup>
$T_{xx} = T_{yy}$	$-1,53 \times 10^{-6}$	m <sup>-1</sup>

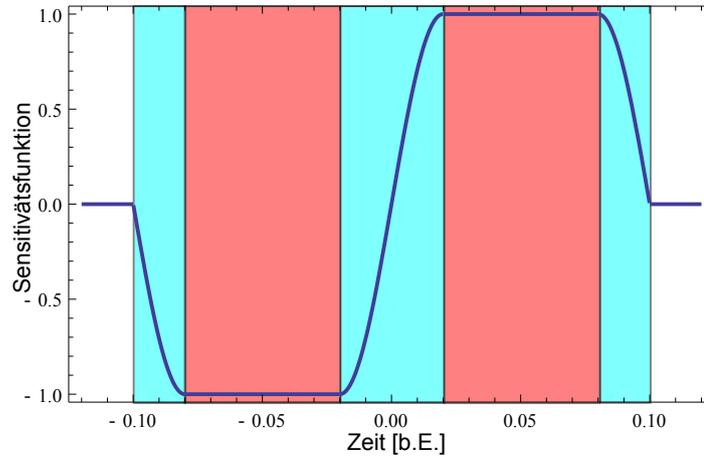
**Tabelle 2.2:** Verwendete Parameter der Phasenberechnung in Tabelle 2.1

$$g_{\text{MZ}}(t) = \begin{cases} 0 & : t < -(T + 2\tau) \\ \sin(\Omega_{\text{eff}}(t + T)) & : -(T + 2\tau) < t < -(T + \tau) \\ -1 & : -(T + \tau) < t < -\tau \\ \sin(\Omega_{\text{eff}}(t)) & : -\tau < t < \tau \\ 1 & : \tau < t < (T + \tau) \\ \sin(\Omega_{\text{eff}}(t - T)) & : (T + \tau) < t < (T + 2\tau) \\ 0 & : (T + \tau) < t \end{cases} \quad (2.33)$$

Bei der Sensitivitätsfunktion handelt es sich, entsprechend der Symmetrie des Mach-Zehnder-Interferometers, um eine ungerade Funktion, welche in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Ist der zeitliche Verlauf  $\Phi_S(t)$  der auftretenden Phasenstörung bekannt, kann die resultierende Phasenverschiebung bestimmt werden über:

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} g_{\text{MZ}}(t) \frac{d\Phi_S(t)}{dt} dt. \quad (2.34)$$

Eine direkte Anwendung findet dieser Formalismus in der Bestimmung von Phasenabweichungen durch räumlich unterschiedliche Frequenzverschiebungen. Diese treten unter anderem durch räumliche Variation der Parameter des AC-Stark-Effektes, des Zeemann-Effektes oder der Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung auf. Unter Verwendung der bekannten Trajektorie kann aus diesen räumlichen Variationen eine zeitliche Frequenzverschiebung  $\nu(t)$  bestimmt werden. Für Frequenzverschiebungen gilt entspre-



**Abbildung 2.4:** Schematische Darstellung der Sensitivitätsfunktion 2.33. Die türkis markierte Bereiche entsprechen den Strahlteiler-Pulsen, die rot markierten Bereiche der Interferometriezeit. Für eine bessere Übersichtlichkeit ist das Verhältnis aus Pulsdauer und Interferometriezeit nicht maßstabsgetreu abgebildet.

chend Formel 2.34 :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} g_{\text{MZ}}(t) 2\pi \nu(t) dt. \quad (2.35)$$

### 2.3.4 Berechnung von Rauschbeiträgen

Die Sensitivitätsfunktion 2.34 liefert die Grundlage für eine quantitative Bestimmung auftretender Rauschbeiträge. Ein paralleles Aufnehmen der externen Fluktuationen erlaubt durch Anwendung der Sensitivitätsfunktion eine in-situ-Bestimmung des auftretenden Rauschens und kann, wie in Abschnitt 4.6.2 gezeigt wird, zur Korrektur dieser Fluktuationen eingesetzt werden. Ist eine Messung der auftretenden Störungen nicht zeitgleich möglich, muss ein signifikantes Spektrum ausgewertet werden. Eine Auswertung der gemessenen Rauschleistungsdichte erfolgt mit der Gewichtungsfunktion  $H(\omega)$ , welche entsprechend den Überlegungen in [48] definiert ist als:

$$H(\omega) = \omega G(\omega), \quad (2.36)$$

mit der Fouriertransformierten der Sensitivitätsfunktion  $G(\omega)$ . Anwendung der Fouriertransformation auf Formel 2.34 ergibt im Fall der Mach-Zehnder-Konfiguration:

$$G(\omega) = \frac{4i \Omega_{\text{eff}}}{\omega^2 - \Omega_{\text{eff}}^2} \sin\left(\frac{\omega(T + 2\tau)}{2}\right) \cdot \left( \cos\left(\frac{\omega(T + 2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right). \quad (2.37)$$

Das resultierende Phasenrauschen in der Mach-Zehnder Konfiguration kann mit einer gemessenen Phasenrauschdichte  $S_{\Phi}(\omega)$  bestimmt werden über:

$$\sigma_{Phi} = \int_0^{\infty} \omega^2 |G(\omega)|^2 S_{\Phi}(\omega) d\omega. \quad (2.38)$$

In dieser Betrachtung wird von einer kontinuierlichen Messung ausgegangen. Ein Atominterferometer besitzt jedoch normalerweise zwischen zwei Messvorgängen Totzeiten, in welchen die Präparation des Ensembles und die Detektion stattfinden. Dies führt zu einem Aliasing-Effekt, welcher bei Atom-Uhren als der Dick-Effekt bekannt ist [49]. Um eine zeitaufgelöste Analyse der Stabilität durchzuführen wird die in der Zeitmessung eingeführte Allan-Standardabweichung verwendet [50], welche die Wurzel der Allan-Varianz darstellt. Die zu einer Messzeit  $T_I$  gehörende Allan-Varianz einer Messgröße  $\xi$  entspricht dem Mittelwert der quadratischen Abweichung der mittleren Messgröße zweier aufeinander folgender Intervalle mit Intervalldauer  $T_I$ . Die Bestimmung der Allan-Standardabweichung setzt eine kontinuierliche Messung voraus, da Störungen des Messwertes, welche in einer Detektortotzeit auftreten, in der Mittelwertbildung keinen Beitrag leisten. Findet keine kontinuierliche Messung statt spricht man in der Zeitmessung von einer N-Messpunkte-Standardabweichung, die definiert ist über:

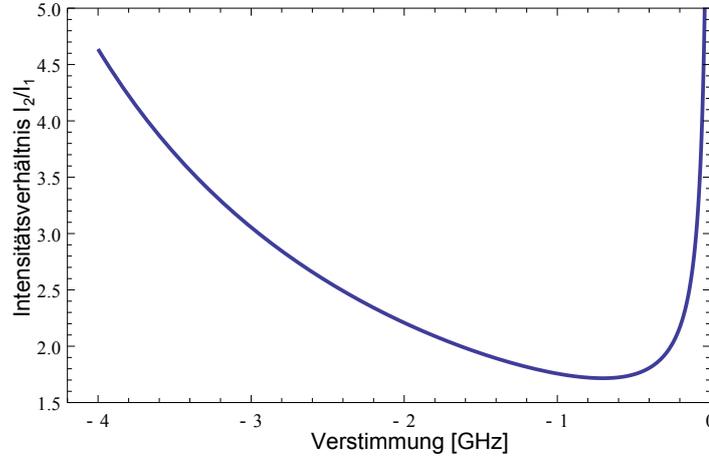
$$\sigma^2(N, T_Z, T_I) = \frac{1}{N-1} \left( \sum_{i=0}^{N-1} \bar{\xi}_i^2 - \frac{1}{N} \left( \sum_{i=0}^{N-1} \bar{\xi}_i \right)^2 \right) \quad (2.39)$$

$$\bar{\xi}_i = \frac{\xi(iT_Z + T_I) - \xi(iT_Z)}{T_I} \quad (2.40)$$

Mit  $N = 2$  und für eine kontinuierliche Messung mit der Zykluszeit  $T_Z$  gleich der Intervallzeit  $T_I$  ergibt sich die Allan-Standardabweichung. In der Fachliteratur der Atomgravimetrie ist es üblich die N-Messpunkte-Standardabweichung mit  $N = 2$  als Allan-Standardabweichung zu bezeichnen. Auch im restlichen Verlauf dieser Arbeit wird von dieser Benennung Gebrauch gemacht. Eine Anwendung der so definierten Standardabweichung auf das Interferometerrauschen gemäß Formel 2.38 kann beispielsweise in [51] oder [35] gefunden werden. Für lange Messzeiten  $T_I$  gilt:

$$\sigma_{\Phi}^2(T_I) = \frac{1}{T_I} \sum_{n=1}^{\infty} |H(\frac{2\pi n}{T_Z})|^2 S_{\Phi}(\frac{2\pi n}{T_Z}). \quad (2.41)$$

Diese Darstellung erlaubt bei gemessener Rauschleistungsdichte eine Abschätzung des zu erwartenden Rauschens einer Messung unter Berücksichtigung des Aliasing. Desweiteren zeigt sich das zu erwartende  $1/T_I^{1/2}$ -proportionale Integrationsverhalten.



**Abbildung 2.5:** Intensitätsverhältnis zur Aufhebung des differentiellen AC-Stark-Effektes. Zu sehen ist das für eine Unterdrückung des differentiellen AC-Stark-Effekts benötigte Intensitätsverhältnis in Abhängigkeit der Verstimmung des Zwischenniveaus  $|i\rangle$ .

## 2.4 Nicht-resonante Kopplungen

Neben der erwünschten Kopplung des Zwei-Photonen-Lichtfelds an den Raman-Übergang treten nicht-resonante Kopplungen an weitere vorhandene Übergänge auf. Eine solche Kopplung kann sowohl durch die Ein-Photonen-Lichtfelder als auch durch das Zwei-Photonen-Lichtfeld erfolgen. Das Ein-Photonen-Lichtfeld interagiert über den AC-Stark-Effekt mit den möglichen Übergängen im  $P=3/2$ -Niveau. Gewichtet mit den relativen Kopplungsstärken gilt für die AC-Stark-Verstimmung des  $|F=1\rangle$ -Zustands [37]:

$$\begin{aligned} \delta_1^{\text{AC}} &= \frac{|\Omega_1|^2}{4} \left( \frac{5}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right) \\ &+ \frac{|\Omega_2|^2}{4} \left( \frac{5}{24(\Delta - \omega_{12})} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 - \omega_{12})} \right). \end{aligned} \quad (2.42)$$

Und für  $|F=2\rangle$  gilt:

$$\begin{aligned} \delta_2^{\text{AC}} &= \frac{|\Omega_2|^2}{4} \left( \frac{1}{120\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3)} \right) \\ &+ \frac{|\Omega_1|^2}{4} \left( \frac{1}{120(\Delta + \omega_{12})} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 + \omega_{12})} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3 + \omega_{12})} \right) \end{aligned} \quad (2.43)$$

In dieser Betrachtung sind entsprechend Abbildung 2.1 die Verstimmungen der Übergänge zu den Niveaus  $|F' = 2\rangle$  und  $|F' = 3\rangle$  mit  $\Delta_2$  bzw.  $\Delta_3$  bezeichnet. Da die Ein-Photonen-Rabi-Frequenzen  $\Omega_{1/2}$  proportional zu  $\sqrt{I_{1/2}}$  sind, kann die differenzielle Verschiebung durch eine Anpassung der Lichtfeldintensitäten  $I_{1/2}$  vollständig unterdrückt werden (Vgl. Abbildung 2.5).

Das Zwei-Photonen-Lichtfeld koppelt über die Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung an die nicht-resonanten Zwei-Photonen-Übergänge. Die Auswirkung der auftretenden Frequenzverschiebung sind in [52] ausführlich beschrieben. Für die weitere Überlegung wird davon ausgegangen, dass das Ensemble in einem magnetischen Unterzustand präpariert ist. In der verwendeten Retroreflexkonfiguration des Atominterferometers treten am Ort der Atome vier möglichen Kombinationen aus Frequenzen und Propagationsrichtung auf. Die beiden kopropagierenden Paare sind jeweils in der Lage geschwindigkeitsinselektive Übergänge zwischen  $|g,0\rangle$  und  $|a, \pm \hbar k_{\text{eff}}\rangle$  zu treiben. Die beiden kontrapropagierenden Kombinationen können je einen geschwindigkeitsselektiven Übergang  $|g,0\rangle$  nach  $|a,0\rangle$  treiben. Außerdem koppelt das nicht resonante kontrapropagierende Strahlenpaar den angeregten Zustand  $|a, \hbar k_{\text{eff}}\rangle$  an den um  $|g, 2\hbar k_{\text{eff}}\rangle$  verschobenen Impulszustand des Grundniveaus. Im Laufe einer Schweremessung ist das Zwei-Photonen-Lichtfeld stets resonant zu einem der geschwindigkeitsselektiven Übergänge und entsprechend  $\pm 2\omega_D$ ,  $\pm\omega_D + \omega_r$  bzw.  $\pm 2\omega_D + 4\omega_r$  zu dem gegenläufig geschwindigkeitsselektiven Übergang, dem geschwindigkeitsselektiven Übergang und dem Übergang nach  $|g, 2\hbar k_{\text{eff}}\rangle$  verstimmt. Wobei  $\omega_D$  die zugehörige Dopplerverschiebung der Bewegung des atomaren Ensembles gegen das Laborsystem darstellt und  $\omega_r$  die Photonen-Rückstoßfrequenz. Die aus den geschwindigkeitsselektiven Kopplungen resultierende Frequenzverschiebung von  $|g\rangle$  ergibt sich nach [52] zu:

$$\delta\omega_{g,s} = \mp \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4 \cdot 2\omega_D}. \quad (2.44)$$

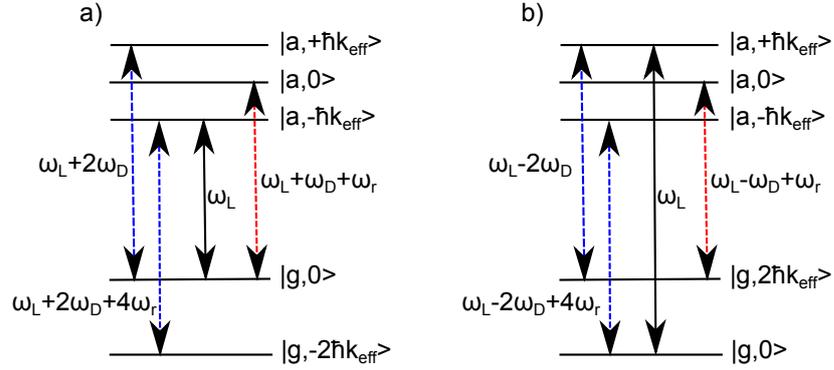
und für  $|a\rangle$  zu:

$$\delta\omega_{a,s} = \pm \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4 \cdot (\pm 2\omega_D + 4\omega_r)}. \quad (2.45)$$

Aus diesen Verstimmungen kann die differenzielle Zwei-Photonen-Lichtverschiebung durch kontrapropagierende Strahlenpaare  $\delta\omega_{\text{ZPLV},s} = \delta\omega_{a,s} - \delta\omega_{g,s}$  bestimmt werden. Für die Verstimmung durch die geschwindigkeitsinselektiven Übergänge gilt:

$$\delta\omega_{\text{ZPLV},i} = \pm \frac{\Omega_{\text{eff},i}^2}{4 \cdot (\pm\omega_D + \omega_r)}. \quad (2.46)$$

Wobei  $\Omega_{\text{eff},i}$  die zum inselektiven Übergang gehörende Rabifrequenz darstellt. Die summierte differenzielle Frequenzabweichung wird mit  $\delta\omega_{\text{ZPLV}}$  bezeichnet. Eine Auswertung der durch die Erdbeschleunigung auftretenden Frequenzverschiebung mithilfe



**Abbildung 2.6:** Mögliche Zwei-Photonen-Übergänge im Interferometriebetrieb. In a) bzw. b) sind die beiden möglichen Orientierungen des übertragenen Photonenimpuls durch Wahl der Lichtfeldverstimmung aufgetragen. Die schwarzen durchgezogenen Pfeile entsprechen den resonanten geschwindigkeitsselektiven Übergängen, welche für die Interferometrie eingesetzt werden. Die gestrichelten Pfeile stellen nicht-resonante Kopplungen dar, wobei die blauen Linien den geschwindigkeitsselektiven Übergängen und die Roten dem geschwindigkeitsinspektiven Übergang entsprechen. Die Kopplungsstärke des inselektiven Übergangs hängt von der gewählten Polarisation ab.

des Sensitivitätsfunktionsformalismus 2.35 ergibt eine Phasenabweichung von:

$$\Delta\Phi_{\text{ZPLV}} = \frac{\delta\omega_{\text{ZPLV}}^I}{\Omega_{\text{eff}}^I} - \frac{\delta\omega_{\text{ZPLV}}^{III}}{\Omega_{\text{eff}}^{III}}. \quad (2.47)$$

Die Indizes  $I$  bzw.  $III$  kennzeichnen in diesem Fall die zum ersten bzw. dritten Interferometriepuls gehörigen Parameter. Wird der geschwindigkeitsinspektive Übergang nicht durch die Polarisationswahl unterdrückt, ist die auftretende Phasenverschiebung proportional zur effektiven Rabi-Frequenz.

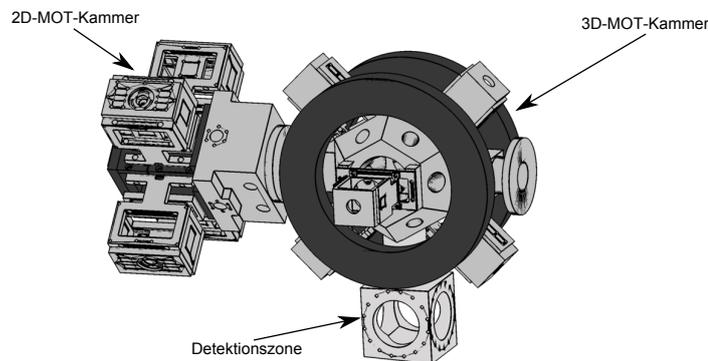
# EXPERIMENTELLE UMSETZUNG

---

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der experimentellen Umsetzung des atominterferometrischen Inertialsensors. Der experimentelle Ablauf lässt sich in Präparation, kohärente Manipulation und Detektion aufgeteilt werden. Die Präparation beginnt mit dem Laden der dreidimensionalen magnetooptischen Falle (3D-MOT) mit einer zweidimensionalen magnetooptischen Falle (2D-MOT) [53, 54]. In Anschluss an die Ladephase werden die so gefangenen Atome mithilfe einer optischen Melasse auf wenige  $\mu\text{K}$  gekühlt [55]. Nach der Kühlphase befinden sich die Atome im Freifall und werden in einem spezifischen internen und externen Zustand für die Interferometrie präpariert. Das so vorbereitete Ensemble kann nun mithilfe von Zwei-Photonen-Übergängen kohärent manipuliert werden. Nach 210 ms Fallzeit erreicht die atomare Wolke die Detektionszone in der die normierte zustandsselektive Fluoreszenzdetektion stattfindet.

### 3.1 Vakuumaufbau

Für die Atominterferometrie werden lasergekühlte Ensembles mit wenigen  $\mu\text{K}$  Resttemperatur genutzt. Da die Atome nach der Laserkühlung keine Stöße mit Teilchen aus einem heißen Hintergrundgas durchführen dürfen, ist es nötig eine Ultrahochvakuum-Umgebung (UHV) für die Atome zu erzeugen. Die hierfür genutzte Vakuumapparatur besteht zum überwiegenden Teil aus speziell angefertigten Bauteilen aus Aluminium um die Effekte von auftretender Restmagnetisierung zu minimieren. Der komplette Aufbau ist in Abbildung 3.1 abgebildet und besteht aus drei separaten Kammern: dem 2D-MOT-Bereich, dem 3D-MOT-Bereich und der Detektionszone. Es handelt sich um ein geschlossenes Vakuumsystem welches mithilfe einer 40l-Ionen-Getterpumpe



**Abbildung 3.1:** Vakuumaufbau ohne Pumpen und Quellöfen. Auf der linken Seite ist der 2D-MOT-Bereich mit den vier angebrachten 2D-MOT-Teleskopen, auf der rechten Seite sind 3D-MOT-Bereich und die tieferliegende Detektionszone zu sehen. Das Quellosensystem ist an dem freien CF16-Anschluss am verbindenden Aluminiumblock angeschlossen und das Pumpensystem an dem rechten Adapterflansch über eine CF16 Verbindung.

[GammaVacuum, TiTan-IGP, 401/s] und einer Titansublimationspumpe [VG-Scienta, ZST23] evakuiert wird. Zur Initialisierung des Vakuums nach Umbauten kann das System über zwei Ventile mit einer Turbomolekularpumpe verbunden werden. Mit Ausnahme der Ionengetterpumpe ist die komplette Apparatur auf einem optischen Tisch aus Aluminium mit einer Größe von 60 cm x 60 cm [Thorlabs - PBG52506] befestigt. Die Ionen-Getterpumpe sowie ein Kaltkathodenvakuumsensor [Vacuum Generators, ZCR40R] sind über kommerzielle Edelstahl-Vakuurröhren [Vacom] mit der 3D-MOT-Kammer verbunden und werden mit CONFLAT-Vakuum-Flanschen (CF) gedichtet. In herkömmlichen UHV-Aufbauten werden Stahlkomponenten mit Kupferdichtringen genutzt. Die Aluminiumteile können, aufgrund der geringen Härte, nicht mit CF-Flanschen verbunden werden, sondern sind mit Pressdichtungen aus Blei oder Indium versehen. Bei dieser Vakuumdichttechnik werden die, beiden zu verbindenden Komponenten mit planen Dichtflächen gegeneinander verschraubt. Zwischen den Dichtflächen wird im Falle einer Metall-Metalldichtung eine Bleidrahtschleife und im Falle einer Metall-Glasdichtung eine Indium Drahtschleife gebracht. Durch den Anpressdruck der beiden Dichtflächen verformt sich das weiche Metall und bildet einen UHV-tauglichen Abschluss. Diese Dichttechnik beschränkt jedoch aufgrund des niedrigen Schmelzpunktes von Indium die maximale Temperatur, mit welcher der Aufbau geheizt werden kann, auf etwa 100 °C.

### 3.1.1 2D-MOT-Kammer

Der 2D-MOT-Bereich ist vom Rest der Apparatur durch eine differenzielle Pumpstufe entkoppelt und wird nicht separat gepumpt. Dies führt im 2D-MOT-Bereich zu einem Druck von etwa  $1 \times 10^{-8}$  mbar. Bei der 2D-MOT-Kammer handelt es sich um eine 30 mm x 30 mm x 100 mm Glaszelle [HELLMA], welche von zwei Spulenpaaren zur Erzeugung der zweidimensionalen Quadrupolfelder eingefasst und gestützt wird. Die Glaszelle ist mit einer Indium Dichtung an einer Aluminium-Kammer befestigt. In dieser Kammer befindet sich eine konisch aufgehende differenzielle Pumpstufe, welche die Verbindung mit dem Rest des Vakuumsystems bildet.

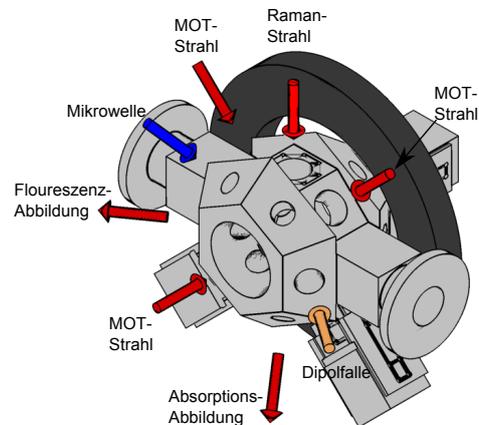
Die Quellöfen sind über ein UHV-Eckventil [Vacom-GMV-16R] mit der Aluminiumkammer verbunden. Das Ofensystem besteht aus CF16-Edelstahlröhren, die in geschweißten Kupferhülsen enden und über ein weiteres UHV-Eckventil [Vacom-GMV-16R] von der Umgebung getrennt sind. Diese Schleusenkonstruktion aus zwei UHV-Ventilen, welche das Ofensystem einschließen, erlaubt ein Wechseln der atomaren Quellen ohne das Vakuum des Hauptsystems zu brechen. Die Öfen beinhalten glasgefasste 1-g-Barren Rubidium und Kalium in natürlicher Isotopen-Zusammensetzung [Sigma Adlrich - 276332-1G und 244856-1G]. Das vollständige System wird mit einem Strom von 2,4 A konstant geheizt. Dies führt zu einer Temperatur der Verbindungsstelle zwischen den beiden Öfen von etwa 60 °C. Als alternative Atomquelle ist das System mit zwei Kalium-40 angereicherten Alkalimetalldispensern [AlvaTec - AS-3-K40(5%)-20-C] ausgestattet. Diese Quellen können kurzfristig in Betrieb genommen werden, wenn eine isotopenangereicherte Quelle zum Erzeugen einer Kalium-40-MOT benötigt wird.

Die Lichtfelder zur Laserkühlung werden durch an die Spulen geschraubte Teleskope geformt. Zur besseren Nutzung des zur Verfügung stehenden Volumens sind die erzeugten Lichtfelder entlang der Atomstrahlrichtung verbreitert und besitzen  $1/e^2$  Durchmesser von 80 mm x 28 mm respektive. Um die Technik der Licht induzierten atomaren Desorption (LIAD) [56] zur Erhöhung der Laderate zu nutzen befindet sich außerdem eine 90 mW UV-Diode [Roithner Lasertechnik, LED395-66-60F] an der Glaszelle. Mit diesem Aufbau werden Laderaten von  $5 \times 10^8$  Atomen pro Sekunde erreicht.

### 3.1.2 3D-MOT-Kammer

Der 3D-MOT-Bereich besteht aus einer Aluminiumkammer, welche direkt an die systeminternen Vakuumpumpen angeschlossen ist. Auf diese Weise wird ein Druck von  $1 \times 10^{-10}$  mbar bis  $1 \times 10^{-9}$  mbar erreicht. Bei diesem Druck können die Atome gekühlt werden, ohne durch Stöße mit dem verbleibenden Hintergrundgas signifikant aufgeheizt zu werden.

Die Kammer besitzt 19 optische Zugänge aus Infrasil [Heraeus, INFRASIL 301], welche



**Abbildung 3.2:** 3D-MOT-Bereich mit Verwendung der optischen Zugänge. Alle eingehenden Strahlen mit Ausnahme der Mikrowelle belegen auch den gegenüberliegenden Zugang. Im Falle der Lichtfelder zur Kühlung (MOT-Strahlen) werden von beiden Seiten Lichtfelder eingestrahlt und im Falle von Absorptionsdetektion und Dipolfalle wird das eingehende Lichtfeld auf der anderen Seite der Kammer weiterverwendet oder muss aufgrund der hohen Leistungen kontrolliert dissipiert werden.

für 767 nm, 780 nm, 1064 nm und 1960 nm antireflexbeschichtet [Laseroptik Garbsen, B-01196] sind. Neben der Manipulation von Kalium und Rubidium erlaubt diese Beschichtung auch den Einsatz verschiedener fernresonanter Dipolfallen (Far Off Resonant Dipol Trap - FORT). In vorangehenden Arbeiten wurde mithilfe einer FORT bei einer Wellenlänge von 1960 nm eine neuartige Methode zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensat demonstriert [34]. Diese Technik soll in Zukunft als Quelle für die Interferometrie eingesetzt werden, wird jedoch in den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen nicht genutzt. Neben denen für das Kühlen der Atome und dem Interferometrielichtfeld benötigten optischen Zugängen sind zwölf weitere Fenster für Analyse- und Präparationszwecke frei zugänglich (siehe Abbildung 3.2).

Die Lichtfelder zur Dreidimensionalen Kühlung der Atome werden mithilfe von direkt an der Kammer befestigten Teleskopen geformt. Die Teleskope formen Gaußstrahlen mit einem  $1/e^2$  Durchmesser von 28 mm und sind über lichtleitende Fasern mit dem Lasersystem verbunden. Die für die Kühlung benötigten Magnetfelder werden von 184 mm durchmessenden Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt, welche auch direkt an der Vakuumkammer gehalten sind.

### 3.1.3 Detektionszone

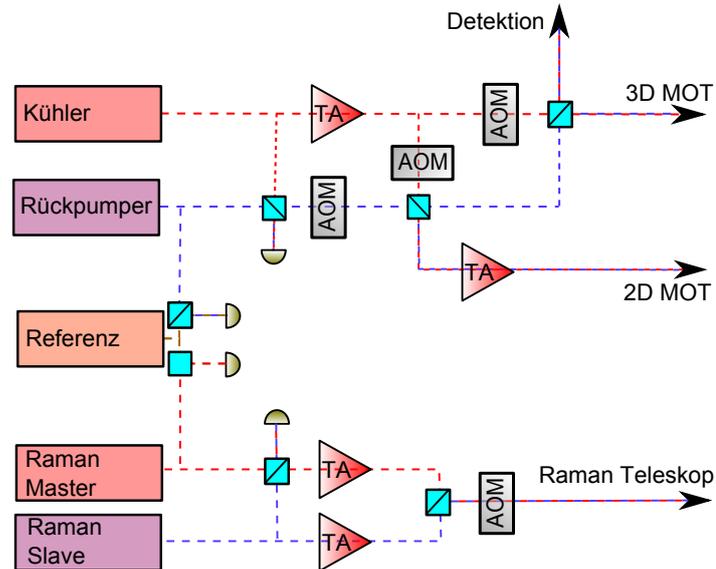
Die Detektionszone befindet sich unter der 3D-MOT-Kammer und ist mit dieser durch eine 32 mm durchmessenden Röhre verbunden. Der Abstand zwischen dem Zentrum der 3D-MOT-Kammer und dem Zentrum der Detektionszone beträgt 228 mm. Somit steht eine durch die Gravitation bedingte freie Fallzeit von 213 ms zur Verfügung. Die untere Fläche, an welcher das Austrittsfenster für den Interferometriestrahle befestigt ist, wurde unter einem Winkel von  $5^\circ$  angeschrägt, um das Bilden eines parasitären Fabry-Perot-Interferometers zu verhindern.

Die Kammer besitzt fünf optische Zugänge mit einem Durchmesser von je 70 mm. Die Größe der Fenster erlaubt von jeder der vier Seiten eine Detektion mit einem maximalen Raumwinkel von 1 Steradian. Gleichzeitig reduziert das große offene Volumen im Innern der Detektionszone das Streulicht an Kammerwänden und damit ungewollte Hintergrundsignal während der Detektion. Das untere Fenster der Detektionszone ist ein antireflexbeschichtetes Glassubstrat mit einer spezifizierten Oberflächenrauigkeit von  $\lambda/20$  [Fichou], um Wellenfrontaberration zwischen ein- und ausgehendem Interferometriestrahle auf ein Minimum zu reduzieren. Helmholtz-Spulen mit einem Durchmesser von 102 mm und einem Abstand von 120 mm zur Erzeugung eines homogenen Magnetfeldes für die Detektion sind direkt an der Detektionszone befestigt.

## 3.2 Verwendete Lichtfelder

Zur Kühlung, Detektion und der kohärenten Manipulation der beiden Spezies werden eine Vielzahl verschiedener Lichtfelder benötigt. Hierbei unterschieden sich die Anforderungen an Leistung, Frequenz- und Phasenstabilität je nach Anwendung. Alle in dieser Arbeit beschriebenen Lichtfelder nutzen als Lichtquelle interferenzfilterstabilisierte Diodenlasern mit externen Resonatoren in linearem Aufbau (engl. Extended Cavity Diode Laser - ECDL) [57]. In diesem Laseraufbau kann die Frequenz über Änderung des Laserdiodenstroms und der Resonatorlänge moduliert werden. Die Resonatorlänge kann mithilfe eines Ringpiezos, an welcher der Auskoppelspiegel befestigt ist, über ein Spannungssignal geändert werden. Geringe Strommodulationen, wie sie für eine Stabilisierung notwendig sind, werden über einen AC-Einkoppelkreis auf den Diodentreiberstrom addiert. Zur Stabilisierung werden zwei in Reihe geschaltete Reglern (engl. Proportional-Integral-Derivative Controller - PID-Regler) genutzt welche Strom und Piezospannung regeln. Detaillierte Informationen zu den genutzten Lasern und der Regelung sind in [58] zu finden

Für Rubidium wird aufgrund des für einfache optische Modulation zu hohen Frequenzunterschieds zwischen den Hyperfeinniveaus von 6,8 GHz für jedes Lichtfeld ein eigener



**Abbildung 3.3:** Schematischer Aufbau des Lasersystems zur Erzeugung der Rubidium-Lichtfelder. Die eingezeichneten Photodioden stellen entsprechend dem Stabilisierungsschema die Schwebungsfrequenzen zur Verfügung. Vor den Trapezverstärkern (TA) befinden sich bis auf bei dem 3D-Kühler Lichtleitende Fasern um das Modenprofil zu reinigen.

Laser genutzt. Für Kalium können die nötigen Frequenzen mithilfe akusto-optischer Modulatoren (AOM) [Crystal Technology - 3110-120] in Doppelpasskonfiguration erzeugt werden. Entsprechend wird für Kühlung und Ramanstrahlpaar-Erzeugung nur je ein Laser benötigt, welcher direkt auf die Referenz stabilisiert ist. Zum Erreichen der benötigten Leistungen werden die so erzeugten Lichtfelder mithilfe von optischen Trapezverstärkern verstärkt. Für die Rubidium Lichtfelder werden die Trapezverstärker [Eagleyard - EYP-TPA-0780 -01000-3006-CMT03, -02000-4006-CMT04] und für die Kalium Lichtfelder die Trapezverstärker [Eagleyard - EYP-TPA-0765 -01500-3006-CMT03, -02000-3006-CMT03] eingesetzt. Veränderungen der Lichtintensität werden mithilfe von AOMs vorgenommen. Dabei sorgen zusätzliche schaltbare Blenden dafür, dass keinerlei Restlicht während der Interferometriesequenz in die Vakuum-Kammer kommen kann. Resonantes Licht, welches trotz dieser Maßnahmen in die Vakuumkammer gelangt, würde durch Ein-Photonen-Übergänge zu einem Kontrastverlust führen.

Im restlichen Verlauf dieses Kapitels wird davon ausgegangen, dass alle optische Übergänge auf der  $D_2$ -Linie  $S_{1/2} \Rightarrow P_{3/2}$  stattfinden. Es werden nur die Hyperfeinzustands- und magnetischen Quantenzahlen zur Identifizierung eines Überganges angegeben. Die

Hyperfeinzustände des  $P_{3/2}$ -Niveau werden zusätzlich mit einem Akzent gekennzeichnet. Als optische Frequenzreferenzen dienen zwei Laser, die durch eine Frequenzmodulationsspektroskopie direkt auf die  $|F=2\rangle$ - $|F=3\rangle$ -Kreuzung der  $D_2$ -Linie bei Rubidium bzw. Kalium stabilisiert sind [59]. Die Stabilisierung der restlichen Laser wird mithilfe von optischen Schwebungsmessungen auf einen bereits stabilen Laser erreicht. Die auf einer Photodiode [Hamamatsu - G4176-03] detektierten Schwebungssignale werden verstärkt und durch einen Phasendetektor mit einem gewählten Radiofrequenz-Referenzoszillator verglichen. Das entstehende Fehlersignal wird zur Stabilisierung der relativen Phasen der beiden Lichtfelder genutzt. Die so erreichte Phasenstabilität sorgt gleichzeitig für eine stabile Frequenzdifferenz entsprechend des Referenzoszillators. Die benötigten Frequenzveränderungen werden für die Rubidium-Lichtfelder durch eine Anpassung des zugehörigen Radiofrequenz-Referenzoszillators erreicht. Für Kalium werden die Frequenzen der Oszillatoren welche die AOMs versorgen angepasst.

Während zur Kühlung eine reine Frequenzstabilisierung ausreicht, nimmt die Stabilisierung zwischen den beiden Raman Lasern eine besondere Rolle ein. Phasenrauschen zwischen diesen beiden Lichtfeldern trägt direkt zum Rauschen des Atominterferometers bei. Aus diesem Grund werden hierfür rauscharme Radiofrequenzverstärker [Rupptronik - AML 6.45-7-125GHz] eingesetzt und die Regelstrecken im Rahmen der Möglichkeiten kurz gehalten. Die Länge der Kabel kann sowohl über die Laufzeitverzögerung des Regelsignals als auch über parasitäre Radiofrequenzen, welche induktiv einkoppeln, zu einer Verschlechterung der Phasenstabilität führen. Als Referenzoszillator wird ein stabiler 100 MHz Referenzoszillator [Spectra Dynamics - LNFS-100] und eine angepasste Frequenzkette, welche das 100 MHz Signal auf 6,8 GHz erhöht, mit geringem Phasenrauschen [Rupptronik - GMU70146LN] eingesetzt. Die flexible Kontrolle der Frequenzdifferenz wird schließlich über einen digitalen Frequenzgenerator (Direct Digital Synthesizer - DDS) [Spectra Dynamics - LNF-100 DDS] durchgeführt, der in der Lage ist, einprogrammierte Frequenzrampen und Phasensprünge auf digitale Logik Signale hin durchzuführen.

Laser	Referenz	Frequenz	Leistung
Referenz	$D_2$ -Linie	$ F=2\rangle \Rightarrow  F'=3\rangle - 55$ MHz	-
Rückpumper	Referenz	$ F=1\rangle \Rightarrow  F'=2\rangle$	6x0,4 mW
3D-Kühler	Rückpumper	$ F=2\rangle \Rightarrow  F'=3\rangle - 19$ MHz	6x25 mW
2D-Kühler	Kühler 3D	$ F=2\rangle \Rightarrow  F'=3\rangle - 9$ MHz	4x45 mW
Raman Master	Referenz	$ F=1\rangle \Rightarrow  F'=1\rangle - 716$ MHz	80 mW
Raman Slave	Raman Master	$ F=2\rangle \Rightarrow  F'=1\rangle - 716$ MHz	40 mW

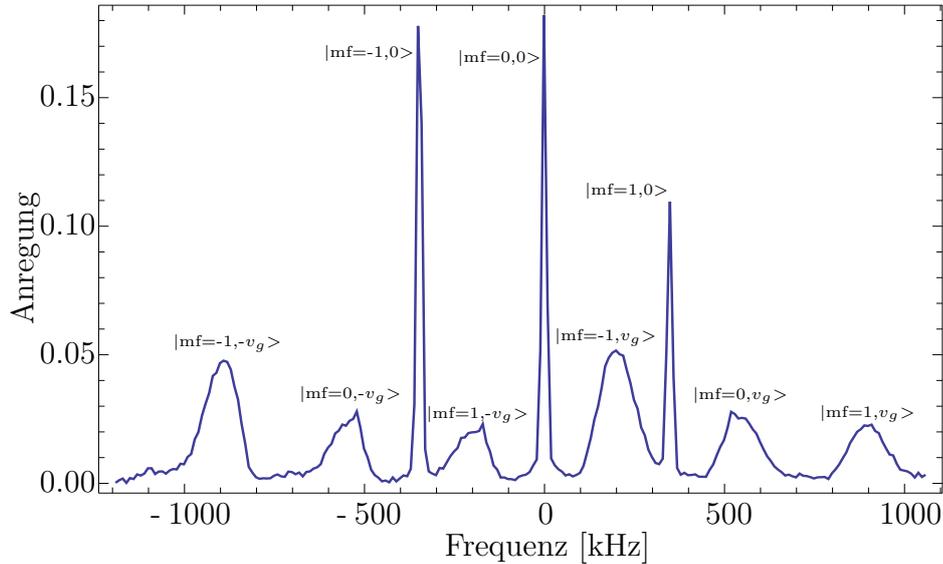
**Tabelle 3.1:** Stabilisierungsschema der Rubidium-Lichtfelder. Die angegebenen Frequenzen für die beiden Kühllaser und den Rückpumplaser sind die im normalen MOT-Betrieb auftretenden Frequenzen. Hierbei werden die Lichtfelder für 2D-Kühler und 3D-Kühler von dem selben Laser erzeugt. Bei den angegebenen Leistungen handelt es sich um die an der Vakuum-Kammer ankommenden Leistungen. Werden mehrere Lichtfelder aus der selben Quelle gespeist, wird die durchschnittliche Leistung mit einem Faktor entsprechend der Anzahl der verwendeten Lichtfelder angegeben.

Laser	Referenz	Frequenz	Leistung
Referenz	$D_2$ -Linie	$ F=2\rangle \Rightarrow  F'=3\rangle - 240$ MHz	-
3D-Rückpumper	Referenz	$ F=1\rangle \Rightarrow  F'=2\rangle - 10$ MHz	6x20 mW
3D-Kühler	Referenz	$ F=2\rangle \Rightarrow  F'=3\rangle - 17$ MHz	6x20 mW
2D-Kühler	Referenz	$ F=2\rangle \Rightarrow  F'=3\rangle - 7$ MHz	4x35 mW
2D-Rückpumper	Referenz	$ F=1\rangle \Rightarrow  F'=2\rangle$	6x35 mW
Raman Master	Referenz	$ F=1\rangle \Rightarrow  F'=1\rangle - 700$ MHz	80 mW
Raman Slave	Referenz	$ F=2\rangle \Rightarrow  F'=1\rangle - 700$ MHz	80 mW

**Tabelle 3.2:** Stabilisierungsschema der Kalium-Lichtfelder. Die angegebenen Frequenzen sind noch nicht optimiert, da die Kalium MOT noch Teil anhaltender Untersuchungen ist. Hierbei werden die Kühlungs- und Raman-Lichtfelder von je einem Laser erzeugt und mithilfe von AOMs in Doppelpasskonfiguration auf die benötigte Frequenz verschoben. Bei den angegebenen Leistungen handelt es sich um die an der Vakuum-Kammer ankommenden Leistungen. Werden mehrere Lichtfelder aus der selben Quelle gespeist, wird die durchschnittliche Leistung mit einem Faktor entsprechend der Anzahl der verwendeten Lichtfelder angegeben.

### 3.3 Präparation

Für eine präzise Messung ist ein definierter Eingangszustand notwendig, der durch die Präparation erzeugt wird. Da die Raman-Strahlteiler des Inertialsensors nur auf eine ausgewählte Geschwindigkeitsklasse des atomaren Ensembles wirken, muss die Präparation in der Lage sein, sowohl interne und als auch externe Zustände auszuwählen. Die Präparation eines wohl definierten Ausgangszustand für das Atominterferometer erfolgt durch eine Kombination aus kohärentem Transfer ausgewählter Unterzustände und dem Einsatz resonanter Lichtfelder zur Bereinigung der Restpopulation. Als Anfangszustand können sich nach der Melassephase entweder alle Atome in Zustand  $|F=1\rangle$  oder im Zustand  $|F=2\rangle$  befinden. In beiden Fällen wird von einer gleichmäßigen Verteilung über die magnetischen Unterzustände ausgegangen. Zur Zustandsbereinigung kann ein einzelnes Lichtfeld genutzt werden, welches Resonant zum Übergang  $|F=2\rangle \Rightarrow |F'=3\rangle$  ist. Das Licht entfernt durch Strahlungsdruck alle Atome welche sich in  $|F=2\rangle$  befinden. Ein Lichtfeld, welches Resonant zum Übergang  $|F=1\rangle \Rightarrow |F'=2\rangle$  ist transferiert alle Atome in  $|F=1\rangle$  über optisches Pumpen in  $|F=2\rangle$ . Dieses Lichtfeld ist jedoch aufgrund der geringen Anzahl an Wechselwirkungen nicht in der Lage einen ausreichenden Strahlungsdruck zum Entfernen von Atomen aus dem Interferometriebereich zu erzeugen. Aufgrund dieser Einschränkungen muss sich das ausgewählte Ensemble am Ende der Präparationssequenz im Zustand  $|F=1\rangle$  befinden und die nicht verwendeten Atome in Zustand  $|F=2\rangle$ , um einen reinen Zustand zu erhalten. Für den unterzustandsselektiven Transfer stehen in diesem Experiment eine Mikrowelle und das Raman-Lichtfeld zur Verfügung. Während die Mikrowelle nur zur Auswahl eines magnetischen Zustandes dient, ist ein kontra-propagierendes Raman-Lichtfeld sensitiv auf Bewegungszustand und magnetischen Zustand. Die einfachste Präparation eines atomaren Ensembles mit einer Zentralgeschwindigkeit von  $v_g$  besteht aus einem einzelnen Ramanübergang  $|F=2, m_F=0, v_g\rangle \Rightarrow |F=1, m_F=0, v_g\rangle$  mit danach applizierten Reinigungspuls  $|F=2\rangle \Rightarrow |F'=3\rangle$ . Die Effizienz des geschwindigkeitsselektiven Raman-Übergangs hängt hauptsächlich von der Frequenzbreite des genutzten Pulses im Verhältniss zur Temperatur bedingten Doppler-Verbreiterung des atomaren Übergangs ab. Die Frequenzbreite der in diesem Experiment eingesetzten Pulse von wenigen Mikrosekunden Dauer wird durch ihre Fourierverarbeitung von einigen Kilohertz bestimmt. Die im Experiment bestimmte Doppler-Verbreiterung des Übergangs beträgt 43 kHz und entspricht gemäß Formel 2.10 damit einer Temperatur von 2,9  $\mu$ K. Die Fourierbreite eines Präparationspulses beträgt in einer durchschnittlichen Messung etwa 7 kHz. Der Überlapp dieser beiden Wellenformen ergibt eine maximale theoretische Anregung von 16 %. Unter Berücksichtigung der magnetischen und geschwindigkeitsselektiven Auswahl werden selbst bei maximaler Effizienz aller beteiligten Prozess 96,8% aller Atome verworfen. Dieser Wirkungsgrad lässt sich erhöhen indem entweder kürzere Raman-Pulse verwendet, kältere Ensembles genutzt oder die Atome im Ausgangszustand



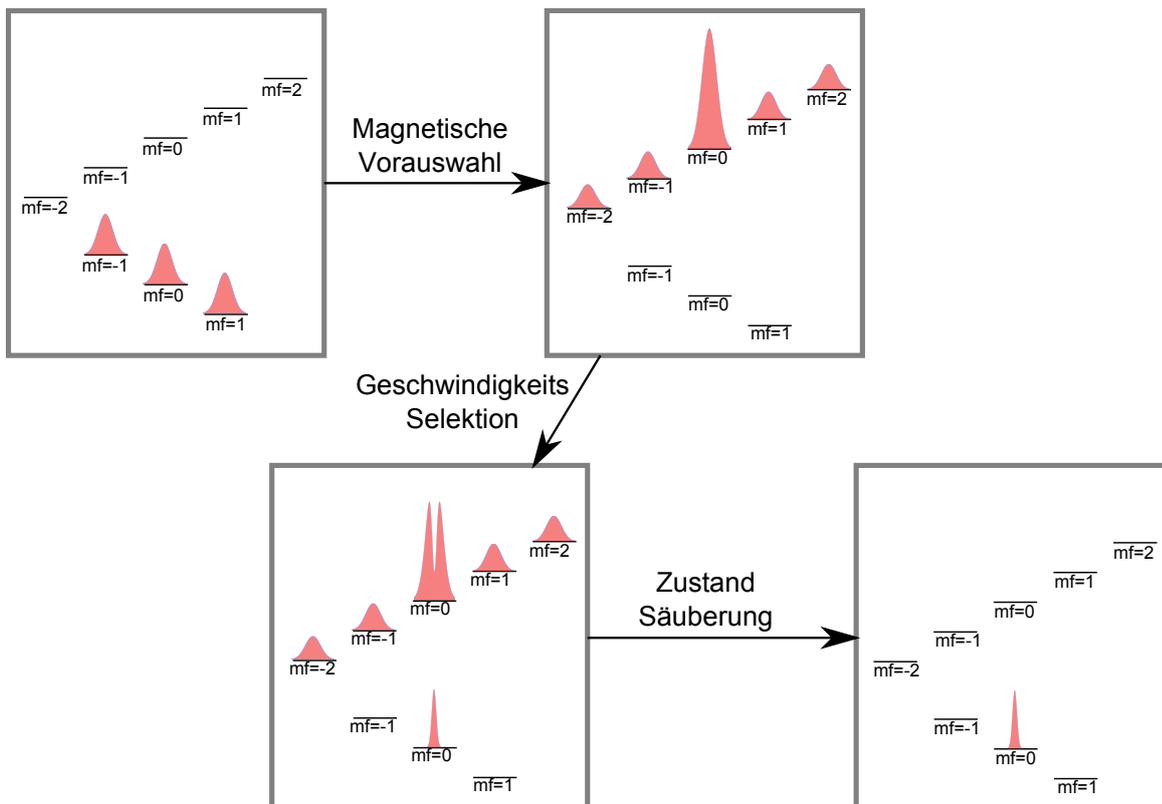
**Abbildung 3.4:** Ramanspektroskopie eines nicht präparierten Ensembles im Zustand  $|F=1\rangle$ . Zu sehen sind sowohl die inertialsensitiven Übergänge der kontrapropagierenden Strahlen als auch die inertialinsensitiven Übergänge der kopropagierenden Strahlenpaare. Die inertialsensitiven Übergänge sind dopplerverschoben entsprechend der durch die gravitativen Anziehung erzeugten Geschwindigkeit  $v_g$  und treten zweimal auf, da die Resonanzbedingung für jeweils eines der zwei kontrapropagierenden Strahlenpaare erfüllt ist. Die Zustände sind mit ihrer magnetischen Quantenzahl und der zugehörigen Geschwindigkeitsklasse gekennzeichnet. Die zu erkennenden Besetzungsunterschiede zwischen den magnetischen Zustände lassen sich auf einen optischen Pumpprozess bei der Präparation des Zustandes  $|F=1\rangle$  zurückführen.

$|F=2, m_F=0\rangle$  erhöht werden.

Um die Anzahl der Atome im Zustand  $|F=2, m_F=0\rangle$  zu erhöhen wird ein zusätzlicher Mikrowellentransfer durchgeführt. Die verwendete Präparationssequenz besteht damit aus fünf Schritten und ist schematisch in Abbildung 3.5 zu sehen.

1. Durch Abschalten des Rückpumplichtes  $|F=1\rangle \Rightarrow |F'=2\rangle$  am Ende der optischen Melasse wird das atomare Ensemble in den Zustand  $|F=1\rangle$  gepumpt. Nach dieser Phase werden fünf der sechs 3D-MOT-Lichtfelder mithilfe von Blenden blockiert.
2. Ein Mikrowellentransfer  $|F=1, m_F=0\rangle \Rightarrow |F=2, m_F=0\rangle$  wird durchgeführt. Ausgehend von einer gleichmäßigen Verteilung der Atome auf die magnetischen Zustände transferiert dieser 33 % der Atome in den Zustand  $|F=2, m_F=0\rangle$
3. Ein Reinigungspuls  $|F=1\rangle \Rightarrow |F'=2\rangle$  wird eingestrahlt und verteilt die restlichen Atome von  $|F=1\rangle$  durch optisches Pumpen gleichmäßig auf die magnetischen Zustände von  $|F=2\rangle$ . Da sich noch 66 % der Atome in  $|F=1\rangle$  befinden werden

- auf jeden Zustand 13 % verteilt. Dies führt zu einer Besetzung von 46 % in  $|F=2, m_F=0\rangle$ .
- Der geschwindigkeitselektive Raman-Übergang  $|F=2, m_F=0, v_g\rangle \Rightarrow |F=1, m_F=0, v_g\rangle$  transferiert im Optimalfall 16 % der Atome aus  $|F=2, m_F=0\rangle$ . Nach diesem Übergang befinden sich somit 7,4 % in  $|F=1, m_F=0, v_g\rangle$
  - Ein Reinigungspuls resonant zum Übergang  $|F=2\rangle \Rightarrow |F'=3\rangle$ , der durch das nicht blockierte 3D-MOT-Teleskop eingestrahlt wird, entfernt alle Atome in  $|F=2\rangle$



**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung der verwendeten Präparationssequenz. Zu sehen ist die Verteilung auf die magnetischen Unterzustände der Zustände  $|F=2\rangle$  (oben) und  $|F=1\rangle$  (unten). Die Verteilungen auf jedem einzelnen Niveau stellen die Verteilung des Ensembles im Geschwindigkeitsraum dar. Für die magnetische Auswahl wird ein Mikrowellenübergang und für die Geschwindigkeitselektive der Raman-Übergang genutzt.

## 3.4 Raman-Strahlteiler

Die Qualität der Strahlteilerlichtfelder ist in jedem atominterferometrischen Experiment eine der bestimmenden Größen für die maximal erreichbare Stabilität und Genauigkeit der Messung. Die verschiedenen Effekte, durch die sich Mängel der Lichtfelder auf den Messprozess auswirken, werden in Kapitel 4 diskutiert. Im Laseraufbau werden die Lichtfelder erzeugt, stabilisiert und in einer Lichtleiterfaser zur Verfügung gestellt.

### 3.4.1 Erzeugung der Lichtfelder

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Laserkonfigurationen zum Erzeugen der Raman-Strahlteilerfelder getestet. Abbildung 3.3 zeigt den abschließenden Strahlengang, in welchem beide Lichtfelder durchgehend für den Zwei-Photonen-Übergängen stabilisiert sind und separat verstärkt werden. Daraufhin werden sie an einem Polarisationsstrahlteiler überlagert und an einem weiteren Polarisationsstrahlteiler parallel linear polarisiert. Bei dieser Projektion auf die Achse des Strahlteilers kann auch das Intensitätsverhältnis der beiden Lichtfelder zueinander eingestellt werden. Diese Konfiguration erlaubt eine Flexibilität im Bezug auf die verwendeten Frequenzen und Leistungen und liefert die höchste Stabilität, da die Regelparameter für einen einzelnen Regelpunkt optimiert werden können.

Es wurden in Vorstufen zu diesem Aufbau auch Schweremessungen mit zwei weiteren Konfigurationen durchgeführt. Dabei wurde in einer ersten Studie das Licht, welches für die Kühlung der atomaren Ensembles genutzt wurde, um 1 GHz zum resonanten Übergang verstimmt und als Ramanstrahlteiler-Lichtfeld verwendet. Genutzt wurden hierfür ECDLs mit kurzem externen Resonators (6 cm) und damit einhergehenden großen modensprungfreien Bereich (2 GHz) welche im Rahmen des Quantus II Projektes am Institut für Quantenoptik entwickelt wurden. Die Verwendung dieser ECDLs erlaubt ein Verstimmen der Laserfrequenz im Gigahertz Bereich unter Verwendung der Piezoregelung des Regelkreises ohne ein Nachführen des Diodenstroms. Dies ermöglicht den Betrieb eines atominterferometrischen Experimentes mit nur zwei Laserquellen. Dies stellt besonders für zukünftige transportable Experimente und Weltraummissionen eine Notwendigkeit dar. Ein solches Vorgehen hat hohe Ansprüche an die Regelung, da sowohl eine hohe Stabilität gegen geringe Fluktuationen für eine korrekte Phasenstabilisierung gewährleistet sein muss, als auch ein hoher dynamischer Bereich bei den erzwungenen Änderungen während des Frequenzsprunges. Mithilfe dieser Technik wurden erste Langzeitmessungen der Schwere durchgeführt, jedoch war die Langzeitstabilität besonders im Hinblick auf ein Aufschwingen der Regelung nach dem Frequenzsprung nicht zufriedenstellend. Obwohl dieser Ansatz für das Laborexperiment

nicht weiterverfolgt wurde, zeigen die erzielten Ergebnisse, dass eine weitere Untersuchung dieser Technik in Zukunft lohnenswert ist.

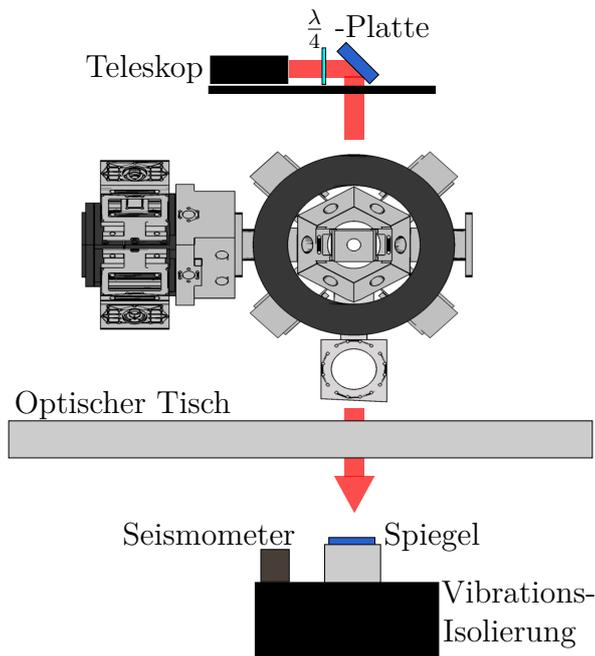
Während des Aufbaus des endgültigen Systemes wurden einige Studien mit einer Hybridlösung durchgeführt, die zwar zwei zusätzliche ECDLs aber keinen zusätzlichen Trapezverstärker benötigt. Wenn das zum Übergang  $|F=1\rangle \Rightarrow |F'=2\rangle$  resonante Licht nicht zusätzlich als Strahlteilerlichtfeld verwendet werden muss benötigt es keine eigenständige Verstärkung, da die Ausgangsleistung eines ECDL für den Rückpumpprozess ausreicht. Im Hybridansatz wurden zwei ECDLs für den Strahlteilerübergang stabilisiert, überlagert und dann gemeinsam in einem Trapezverstärker verstärkt. Diese Methode erlaubt es die Lichtfelder mit hoher Qualität für den Zwei-Photonen-Übergang zu stabilisieren und liefert mehr Ausgangsleistung für den Strahlteilerprozess. Außerdem erhöht sie den technischen Aufwand und benötigten Platz nur geringfügig. Aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften des Verstärkungsprozesses im Trapezverstärker kann jedoch nur eine geringe Kontrolle über die tatsächliche Leistungsaufteilung zwischen den beiden Strahlteilerlichtfeldern ausgeübt werden. Ein weiteres Hindernis stellten beobachtete Seitenbänder bei den Mischfrequenzen der verwendeten Lichtfelder dar. Dies kann zu Frequenzverschiebungen durch den AC-Stark-Effekt und für nahresonante Seitenbänder zu Ein-Photonen-Übergängen führen. Beide Effekte reduzieren den Kontrast und die erzielbare Genauigkeit. Ist die Genauigkeit und die Sensitivität eines Aufbaus jedoch durch externe Quellen dominiert, würde sich diese Technik aufgrund des reduzierten technischen Aufwands anbieten. Diese Randbedingungen sind beispielsweise bei kompakten mobilen Systemen mit einer anwendungsnahen Zielsetzung erfüllt.

Aufgrund der Einschränkungen, welche die Platz- und Leistungssparenden Alternativen der Messung auferlegen, wurde die am besten kontrollierbare Methode mit zwei separaten Lichtfeldern schließlich genutzt.

Die Intensitäten der beiden Lichtfelder werden mithilfe eines AOMS gemeinsam gesteuert [Crystal Technology - 3080-120]. Ein digital programmierbarer Frequenzgenerator [TOPTICA PHOTONICS - VFG-150] erzeugt die für den AOM nötige Radiofrequenz. Mithilfe des Frequenzgenerators kann ein beliebiges Intensitätsprofil des Strahlteilerpulses verwendet werden. Um einen guten Überlapp zwischen der durch die Doppler-Verbreiterung gegebenen Frequenzverteilung des atomaren Übergangs und der Frequenzform des Strahlteilerpulses zu erreichen, wird eine gaußsche Glockenkurve als Pulsform genutzt.

### 3.4.2 Optik für den Zwei-Photonen-Strahlteiler

Für den Zwei-Photonen-Übergang können, wie in Kapitel 2 diskutiert, verschiedene Polarisations- und Strahlkonfigurationen genutzt werden. Der in dieser Arbeit verwendete Strahlengang ist in Abbildung 3.6 schematisch zu sehen. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurde stets linear parallel polarisiertes Licht



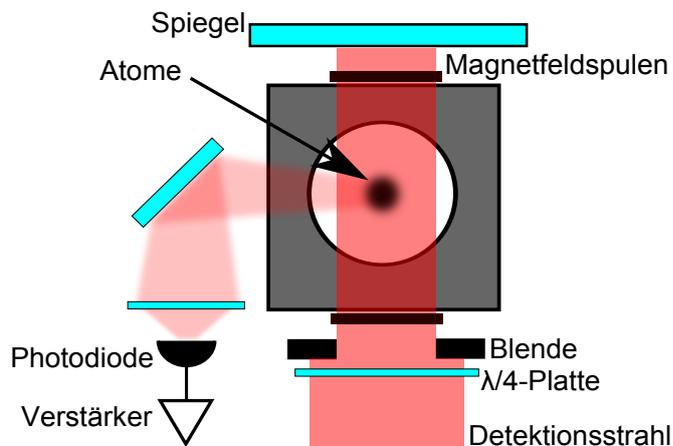
**Abbildung 3.6:** Aufbau der Optik zur Erzeugung der Strahlteiler-Lichtfelder.

aus einer polarisationserhaltenden Faser [Schäfter + Kirchhoff - PMC 780-5, 1 NA012-A-APC-400-P] mit numerischer Apertur 0,12 verwendet. Dieses Licht wird mithilfe einer einzelnen achromatischen Linse [Thorlabs - AC508] mit 200 mm Brennweite zu einem Gaußstrahl mit einem  $1/e^2$  Radius von 14,5 mm kollimiert. Der Radius des resultierenden Lichtfeld wird durch eine Irisblende kontrolliert verringert, um mehrfache Streuung an der Aluminiumkammer zu verhindern. Danach durchläuft der Strahl eine 75 mm durchmessende  $\lambda/4$  Wellenplatte [Fichou], die aus dem parallel linear polarisierten Licht zirkular polarisiertes Licht macht. Das so erzeugte Strahlenpaar wird mit zwei Spiegeln durch die Vakuumkammer direkt auf einen Retroreflexspiegel [Fichou] mit einer spezifizierten Oberflächenrauigkeit kleiner  $\lambda/20$  und einem Durchmesser von 75 mm gelenkt.

Das Atominterferometer misst die Projektion der durch die Atome erfahrenen Beschleunigung auf den effektiven Wellenvektor des Strahlteiler-Lichtfeldes. Um dieses Lichtfeld zur wirkenden Schwere auszurichten wird eine reflektive Referenzoberfläche genutzt. Unter Vernachlässigung von Oberflächenspannung richtet sich eine Flüssigkeitsoberfläche aus Gründen der Energieminimierung stets entlang von Äquipotentialflächen aus. Dies macht sie zu einer geeigneten Referenz. Der einfallende Strahl wird zuerst so eingestellt, dass er an der Flüssigkeit zurück reflektiert wird. Ist der Strahl ausgerichtet, wird die Flüssigkeit wieder durch den Retroreflektor ersetzt. Dieser wird nun dazu genutzt, den zurücklaufenden Strahl wieder mit dem einlaufenden zu überlagern. Diese Prozedur wird optisch bei einer minimal geöffneten Blende und damit einem Strahldurchmesser

von etwa 1 mm durchgeführt. Die Positionsgenauigkeit kann rein optisch nicht genauer als 0,1 mm bestimmt werden. Mit einer Strecke vom Retroreflektor zur Lochblende von 1,65 m führt dies zu einem Winkelfehler von 0,3 mrad.

### 3.5 Normierte zustandselektive Fluoreszenzdetektion



**Abbildung 3.7:** Aufbau des Detektionssystems für die normierte zustandselektive Detektion. Die Abbildung zeigt eine Draufsicht auf die Detektionszone mit Blickrichtung entlang der Gravitation.

In der 3D-MOT-Kammer ist es möglich quantitative räumliche Aufnahmen der Fluoreszenz und des durch die Atome erzeugten Absorptionsprofils anzufertigen. Zur Aufnahme dieser Daten stehen zwei Kameras [Hamamatsu - C8484-15G und ALLIED vision technologies - GUPPY GF 033B] zur Verfügung. Weil über die räumliche Verteilung der Atome direkt auf die Temperatur des Ensembles geschlossen werden kann, sind diese Techniken besonders zur Optimierung der Lade- und Kühlsequenz für Kalium und Rubidium von großer Bedeutung. Mit diesen Detektionsmethoden kann, da die Atome erst nach etwa 50 ms den Sichtbereich verlassen, ein atomares Interferometer mit kurzen Entwicklungszeiten analysiert werden. Die Möglichkeiten dieser Detektion sind in [60] detailliert ausgeführt. Für eine Präzessionsmessung der Schwere wird jedoch, um Effekte durch Schwankung der absoluten Atomzahl zu unterdrücken, eine auf die Gesamtatomzahl normierte Detektionsmethode benötigt.

Die normierte zustandselektive Fluoreszenzdetektion ist schematisch in Abbildung 3.7 zu sehen und nutzt die Lichtfelder, welche auch zur Kühlung des atomaren Ensembles eingesetzt werden. Das aus einer Faser [Schäfter + Kirchhoff - PMC 780-5, 1 NA012-A-APC-400-P] austretende Licht wird mit einer einzelnen Linse [Thorlabs -

AC508] mit einer Brennweite von 200 mm kollimiert und läuft nach einer Irisblende durch eine  $\lambda/4$  Wellenplatte. Dieses Licht wird nach dem Durchlauf der Detektionszone zurückreflektiert, um den auf die Atome wirkenden Strahlungsdruck auszugleichen. Das entstehende Fluoreszenzlicht wird auf eine hochsensitive Photodiode [OSI Optoelectronics - PIN-10D] abgebildet. Der dadurch entstehende Strom dann in einem rauscharmen Transimpedanzverstärker [Femto - DLPCA-200] verstärkt und an den Messcomputer gesendet. In dieser Konfiguration wird je nach angelegtem Quantisierungsfeld entlang der Strahlachse der Übergang  $|F=2, m_F=2\rangle \Rightarrow |F'=3, m_F=3\rangle$  bzw.  $|F=2, m_F=-2\rangle \Rightarrow |F'=3, m_F=-3\rangle$  getrieben. Da die Zustände  $|F'=3, |m_F|=3\rangle$  aufgrund von Drehimpulserhaltung nicht in den Zustand  $|F=1\rangle$  zerfallen können handelt es sich um einen geschlossenen Übergang, welcher zur zustandselektiven Detektion geeignet ist.

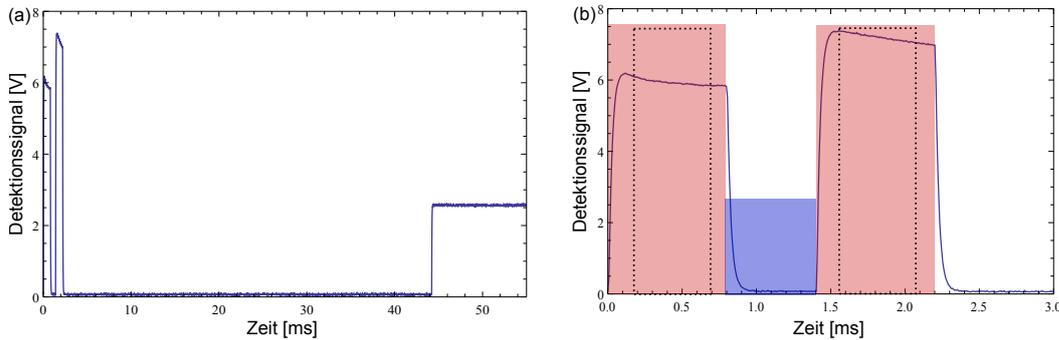
Eine typische Detektionssequenz mit dem resultierenden Signal besteht aus drei Lichtpulsen und ist in Abbildung 3.8 zu sehen:

1. Der erste Puls ist resonant zum Übergang  $|F=2\rangle \Rightarrow |F'=3\rangle$  und ist  $800 \mu\text{s}$  lang. Er regt alle Atome an, die sich am Ende der applizierten Interferometriesequenz im Zustand  $|F=2\rangle$  befinden. Hinter dem Transimpedanzverstärker wird ein Spannungssignal  $U_{F=2}$  proportional zur Anzahl der Atome in  $|F=2\rangle$  aufgenommen.
2. Ein  $600 - \mu\text{s}$ -Puls mit Rückpumplicht resonant zum Übergang  $|F=1\rangle \Rightarrow |F'=2\rangle$  wird eingestrahlt, welcher alle Atome, die sich noch in  $|F=1\rangle$  befinden in  $|F=2\rangle$  transferiert.
3. Ein weiterer  $800 - \mu\text{s}$ -Puls auf dem Übergang  $|F=2\rangle \Rightarrow |F'=3\rangle$  wird eingestrahlt. Die hierbei erzeugte Spannung  $U_{\text{Gesamt}}$  ist, aufgrund des vorangegangenen Pulses, direkt Proportional zur vollständigen Atomzahl.
4. Zum Abschluss der Detektionssequenz wird nach einer Wartezeit von 20 ms ein weiterer  $800 - \text{ms}$ -Puls  $|F=2\rangle \Rightarrow |F'=3\rangle$  eingestrahlt. Das detektierte Spannungssignal  $U_{\text{Hintergrund}}$  dient als Referenz für das an der Vakuumkammer gestreute Licht.

Um auf die relative Besetzung des Zustands  $|F=2\rangle$  zu kommen, wird von den beiden Fluoreszenzsignalen das Hintergrundsignal abgezogen. Der Quotient der beiden Signale entspricht der relativen Besetzungszahl des Zustandes  $|F=2\rangle$ , da nach dem Rückpumpprozess bei dem zweiten Puls alle Atome detektiert werden. Es gilt für die Besetzung:

$$P_{|F=2\rangle} = \frac{U_{F=2} - U_{\text{Hintergrund}}}{U_{\text{Gesamt}} - U_{\text{Hintergrund}}}. \quad (3.1)$$

Diese Methode wurde im Rahmen dieser Arbeit mit einer weiteren Photodiode erweitert, die einen Teil des eingehenden Detektionslichts aufnimmt. Das Photodiodensignal kann

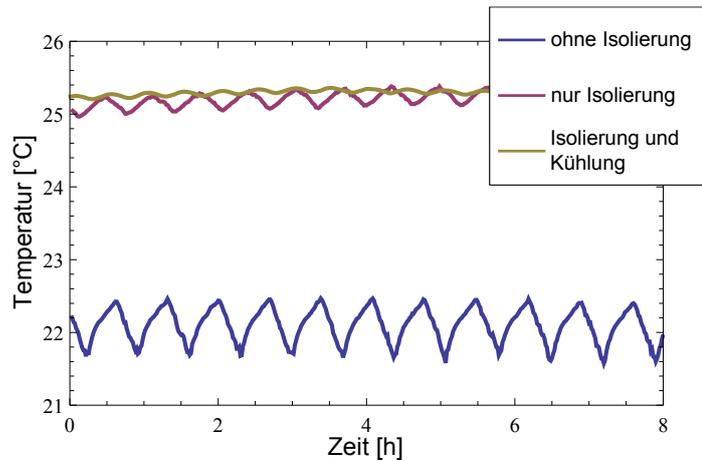


**Abbildung 3.8:** Repräsentatives Detektionssignal der normierten zustandsselektiven Fluoreszenzdetektion. (a) zeigt das komplette aufgenommene Signal inklusive dem Referenzpuls zur Bestimmung des an der Kammer gestreuten Detektionslichtes. (b) zeigt eine Vergrößerung des für die Bestimmung der Besetzungszahl bedeutsamen Bereichs. In Rot eingezeichnet sind die Lichtpulse, welche Atome in  $|F=2\rangle$  detektieren, und in Blau eingezeichnet ist der Rückpump Puls, welcher alle Atome von  $|F=1\rangle$  nach  $|F=2\rangle$  transferiert. Wie zu sehen, wird das Verhalten des Signals an den Flanken durch das Tiefpassverhalten des Transimpedanz Verstärkers dominiert. Um die relative Besetzungszahl zu ermitteln, wird deshalb nach Aufnahme des Signals nur über die gepunktet eingeschlossenen Bereiche integriert und der Quotient gebildet.

dann genutzt werden, um auftretende Leistungsschwankungen des Detektionslichtfeldes zu messen und nachträglich zu korrigieren.

## 3.6 Isolation von der Umgebung

Jede Präzisionsmessung benötigt eine möglichst störungsfreie Umgebung, da selbst geringe Veränderungen der experimentellen Parameter den Messprozess stören können. Der in dieser Arbeit beschriebene Sensor reagiert besonders sensitiv auf inertielle Störungen, welche sich nicht von dem zu messenden Signal trennen lassen. Aufgrund der hohen Anforderungen an die Lichtfeldqualität zur Kühlung und Strahlteilung koppeln auch jegliche Instabilitäten auf Seiten des Lasersystems direkt in die interferometrische Messung ein und reduzieren die maximal erreichbare Stabilität des Schweresignals. Schließlich wirken sich auch, wie in Kapitel 4 diskutiert, Veränderungen des umgebenden Magnetfeldes auf die Genauigkeit und bei Wechselfeldern auf die Stabilität des Systems aus. Eine umfassende Isolation von diesen störenden Einflüssen ist also unumgänglich.



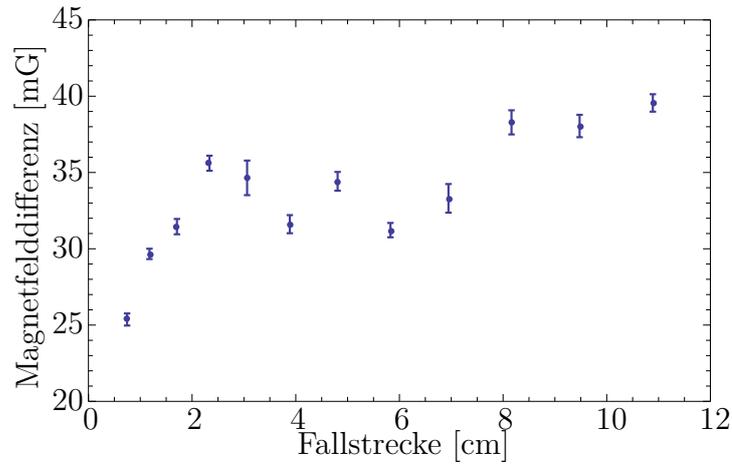
**Abbildung 3.9:** Temperaturverlauf auf dem optischen Tisch. Zu sehen ist der Verlauf mit passiver Isolation, aktiver Kühlung über den Kühlwasserkreislauf und ohne Abdeckung.

#### 3.6.1 Temperaturstabilität des Laseraufbaus

Wie beschrieben werden die Lichtfelder über Lichtleiterfasern zu der Vakuumkammer transportiert. Die in diese Fasern eingekoppelte Leistung kann durch temperaturbedingte Strahlageinstabilitäten schwanken. Dies kann zu einer Verschlechterung der Kühlung, des Interferometrie-Kontrastes und der Startposition der Wolke führen. Da die im Labor eingesetzte Klimaanlage zyklische Temperaturschwankungen von  $1\text{ }^{\circ}\text{C}$  verursacht, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine zusätzliche Temperaturisolation für das Lasersystem aufgebaut. Hierfür wurde ein  $30\text{ cm}$  hoher Rahmen aus Aluminium-Profilen um den optischen Tisch errichtet, die mit Wänden aus  $10\text{ mm}$  Hartschaumpappe versehen wurden. Der Deckel wird aus drei Panelen Hartschaumpappe gebildet, die durch Sperrholzplatten für eine erhöhte Stabilität verstärkt wurden. Notwendige elektrische Verbindungen werden durch Aussparungen in Wänden und Deckel geführt, die mit Weichschaumstoff gegen Konvektion verschlossen sind. Der vollständige optische Tisch ist auf diese Art von der geregelten Raumluft getrennt. Dies führt zu einem signifikanten Temperaturanstieg von etwa  $5\text{ }^{\circ}\text{C}$  bevor ein Temperaturgleichgewicht erreicht ist. In diesem Gleichgewicht sind die auftretenden Temperaturschwankungen um etwa einen Faktor fünf gegenüber den Schwankungen im Labor unterdrückt. Um eine noch höhere Temperaturstabilität in der Isolationskammer zu erreichen, wurden passive Kühlelemente, die an das Laborkühlwasser angeschlossen sind, auf dem optischen Tisch verteilt. Auf diese Weise kann die Temperaturschwankung auf unter  $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$  reduziert werden. Diese Isolationskammer bildet außerdem die Grundlage für eine mögliche aktive Temperaturstabilisierung des optischen Tisches, sollten diese Schwankungen im Rahmen zukünftiger Messungen einen Einfluss auf das Integrationsverhalten zeigen.

### 3.6.2 Magnetfeldisolierung

Sowohl die Interferometrische Messung als auch die Qualität der Kühlung mithilfe einer optischen Melasse sind in hohem Maße abhängig von der Magnetfeldumgebung. Für eine atominterferometrische Messung wird ein konstantes und homogenes Magnetfeld in Strahlteilerrichtung benötigt. Feldstärkeschwankungen oder -inhomogenitäten können, je nach Frequenz und Intensität der Störung, sowohl zu Kontrastreduktion und Instabilität als auch zu Ungenauigkeit führen. Da die Kühlung in einer optischen Melasse durch die von einem Magnetfeld aufgeprägte Vorzugsrichtung des Spins gestört wird, wird für den Kühlvorgang ein möglichst magnetfeldfreier Raum benötigt[55]. Um diese Anforderungen zu erfüllen ist das System mithilfe einer 2 mm dicken Abschirmung aus  $\mu$ -Metall umgeben [The  $\mu$ -Shield Company Inc.]. Die Abschirmung besteht aus einer Wanne mit einer Grundfläche von 120x120 cm und separaten Seitenstücken mit einer Höhe von 100 cm und einer separaten Deckenplatte. Die Seitenstücke und Deckenplatte sind an einem internen Rahmen aus Aluminiumprofilen befestigt. Dieser Aufbau erlaubt einen leichten Zugriff auf die Vakuumapparatur und schränkt den Aufbau zusätzlicher Systeme aufgrund des großen eingeschlossenen Volumen kaum ein. Diese passive Stufe ist von besonderer Bedeutung zur Abschirmung von Wechselfeldern, welche sowohl durch die Laborelektronik als auch durch den das Labor umgebenden Straßenverkehr und das öffentliche Nahverkehrssystem erzeugt werden. Ein Triplet aus Spulenpaaren in Helmholt-Konfiguration befindet sich innerhalb der passiven Magnetfeldabschirmung, um eindringende zeitlich unveränderliche Magnetfelder zu kompensieren. Da für die Manipulation des atomaren Ensembles kontrollierte Magnetfelder eingestrahlt werden, wurde bei der Wahl der innerhalb der Abschirmung verwendeten Komponenten darauf geachtet, nur Materialien mit niedriger Magnetisierbarkeit zu verwenden. Um ein schnelles vollständiges Ausschalten der erzeugten Magnetfelder zu garantieren, werden Halbleiterrelais [Crydom - D1D40] mit konstantem Strom geregelten kommerziellen Netzteilen zur Versorgung der genutzten Magnetfeldspulen eingesetzt. Wie in Abbildung 3.10 zu sehen, wurde das resultierende Restmagnetfeld am Ort der Atome während dem freien Fall durch Vermessen des magnetfeldsensitiven  $|F=1, m_F=1\rangle \Rightarrow |F=2, m_F=1\rangle$  Überganges in inertial insensitiver Konfiguration bestimmt. Der starke Anstieg zu Beginn der Messung lässt sich darauf zurückführen, dass sich die, für die Zwei-Photonen-Übergänge genutzten Quantisierungsspulen etwas unterhalb der 3D-MOT-Region befinden. Die Interferometriesequenz wird bei einer Schweremessung erst nach 45 ms begonnen, wenn das Quantisierungsfeld homogen ist. Wie in Kapitel 4 diskutiert führen diese Magnetfeldschwankungen zu einer relativen Ungenauigkeit der Schweremessung von  $3,4 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2$ , welche jedoch durch eine Anpassung des Messprotokolls kompensiert werden kann.

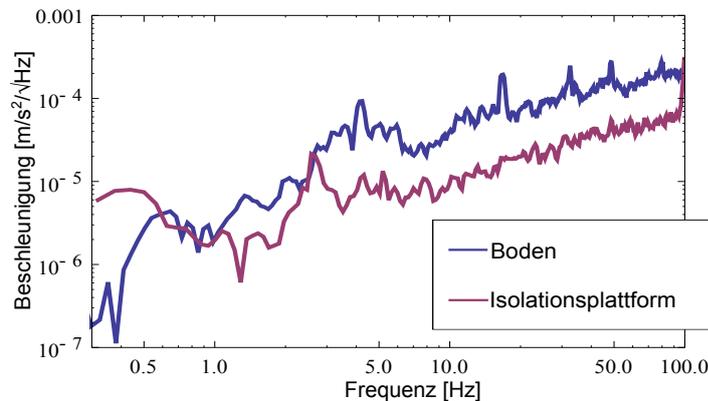


**Abbildung 3.10:** Differenzielles Magnetfeld relativ zum Magnetfeld in der Mitte der 3D-MOT-Kammer. Die Datenpunkte sind mit äquidistanten Fallzeiten des atomaren Ensembles aufgenommen. Die angegebenen Fehlerbalken resultieren aus der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Übergangsfrequenz aus den Spektroskopien.

### 3.6.3 Isolation seismischer Einflüsse

Ein atominterferometrischer Inertialsensor misst in erster Ordnung die relative Beschleunigung zwischen dem im Schwerfeld frei fallenden atomaren Ensemble und den zur Strahlteilung eingesetzten Lichtfeldern. Die Methode ist dabei nicht in der Lage zwischen der Schwerebeschleunigung, welche die Atome beeinflusst, und der seismische Umgebung, die die Lichtfelder beeinflusst, zu unterscheiden. In der in dieser Arbeit eingesetzten Gravimeter-Konfiguration werden die Phasenfronten des Abfragelichtfeldes in erster Ordnung durch die Oberfläche des Retroreflexionsspiegels bestimmt. Bei einer Reflektion an einem Dielektrikum muss aus Kontinuitätsgründen des elektrischen Feldes an der Oberfläche ein Minimum des entstehenden Zwei-Photonen-Lichtfeld zu finden sein. Wird der Spiegel beschleunigt, werden die dadurch erzeugten Positionsänderungen direkt auf das Zwei-Photonen-Lichtfeld übertragen. Auf diese Weise erzeugte Phasenänderungen im Interferometer skalieren genauso wie das gesuchte Schweresignal. Eine Erhöhung der Interferometriezeit oder des effektiven  $k$ -Vektors können also nur bedingt zu einer Verbesserung der Einzelschuss-Sensitivität des Experimentes beitragen. Die Phasenverschiebungen durch diesen Effekt können in einer seismisch unruhigen Umgebung, wie sie in diesem Experiment vorliegt, zu Phasenverschiebungen von mehreren Radian führen. Aufgrund der Zyklizität der Interferometer Antwortfunktion verhindern Störungen von mehr als  $\pi$  Radian eine Auswertung der Daten sogar vollständig, da die Datenpunkte nicht mehr einem Phasengang der Antwortfunktion zugeordnet werden können.

Um diese Effekte zu unterdrücken wird eine passive Vibrationsisolierung [MinusK -



**Abbildung 3.11:** Spektrale Rauschleistungsdichte der im Labortrakt aufgenommenen Vibrationsdaten. Die Daten sind mit und ohne Vibrationsisolierung aufgenommen worden. Klar zu erkennen sind mechanische Resonanzen der Vibrationsisolierung bei 0,5 Hz.

150 BM-1] eingesetzt. Diese dämpft, wie in Abbildung 3.11 zu sehen, die auftretenden Vibrationen der Umgebung. Eine passive Vibrationsisolierung basiert auf dem Prinzip des getriebenen Pendels. Die Plattform ist über starre Federn an die Umgebung gekoppelt. Übersteigen eingekoppelte Vibrationen die Eigenfrequenz des so aufgebauten Pendels werden sie nach dem Resonanzgesetz proportional zur reziproken Frequenz unterdrückt. Die in dieser Arbeit genutzte Isolationsplattform hat eine Eigenfrequenz von 0,5 Hz und kann bis zu 70 kg tragen. Diese Isolation ist, wie die Messungen in Kapitel 4 zeigen in der Lage die Vibrationen des Gebäudes genug abzdämpfen, um die Phasenverschiebung unter  $\pi$  Radian zu halten und so ein auswertbares Signal zu erhalten. Jedoch wird die Kurzzeitstabilität immer noch durch die Umgebungsvibrationen dominiert. Die Vibrationsisolierung wird durch eine zusätzlich Akustikisolation unterstützt, welche den Spiegel inklusive Vibrationsisolierung umgibt und zur Dämpfung von akustischen Schwingungen beiträgt. Das Einschließen des Strahlteilerlichtfeldes führt außerdem dazu, dass direkte Phasenfluktationen durch Dichteänderungen in der durchlaufenden Luft verhindert werden.

Da eine weitere Isolation von den Umgebungsvibrationen ohne beträchtlichen Aufwand nicht möglich ist, wurden mit zwei Seismometern [Althen - 731A und Güralp - CMG 3T], welche die auf der Plattform auftretenden Vibrationen zeitaufgelöst aufnehmen, Messungen durchgeführt. Das resultierende Bewegungsprofil der Experimentplattform kann nun genutzt werden, um eine nachträgliche Korrektur der experimentellen Daten durchzuführen und so die Limitierung der Kurzzeitstabilität durch die Umgebung zu umgehen. Auf diese Weise kann die Kurzzeitstabilität und hohen dynamischen Bereich eines klassischen Beschleunigungssensors mit der absoluten Genauigkeit und hohen Sensitivität eines atominterferometrischen Inertialsensors kombiniert werden [61].



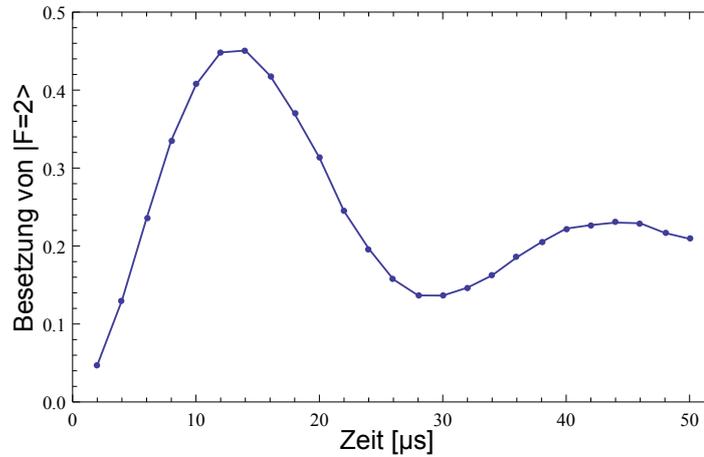
# STABILITÄT DES RUBIDIUM GRAVIMETERS

---

Die Nutzung des Rubidium-Atominterferometers als Gravimeter ist ein ideales Mittel zur Analyse systematischer Effekte des Aufbaus. Aufgrund der gemeinsamen Strahlführung der Lichtfelder beider Spezies und der gemeinsamen Präparation des Interferometer-Eingangszustandes tragen viele systematische Fehlerquellen für beide Interferometer auf gleiche Weise zur absoluten Phase bei. Eine intensive Analyse der korrelierten und unkorrelierten Phasenbeiträge ermöglicht eine Abschätzung der erreichbaren systematischen Genauigkeit einer Vergleichsmessung. Eine Analyse der Verwendbarkeit des Interferometers zur Schwere-Registrierung ist außerdem von hohem technologischen Interesse als Vorreiter für zukünftige atomare Inertialsensoren am Institut für Quantenoptik. Hierbei ist jedoch darauf zu achten, dass die primäre Verwendung des hier vorgestellten Aufbaus nicht der absoluten Schwere-Registrierung dient.

## 4.1 Operationsparameter des Rubidium-Interferometers

Die in Kapitel 3 erklärten Komponenten erlauben eine Operation des Experiments zur Schwerebestimmung mit einem Rubidium-Atom-Interferometer. Ein repräsentativer experimenteller Ablauf beginnt mit einer 500-800 ms langen Ladephase der 3D-MOT, gefolgt von einer 40 ms langen Melassephase, welche das Ensemble auf etwa  $2\ \mu\text{K}$  abkühlt. Es folgt eine 23 ms dauernde Präparationssequenz, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben. Diese transferiert das atomare Ensemble in den Zustand  $|F=1, m_F=0, v_g\rangle$ . Nach einer

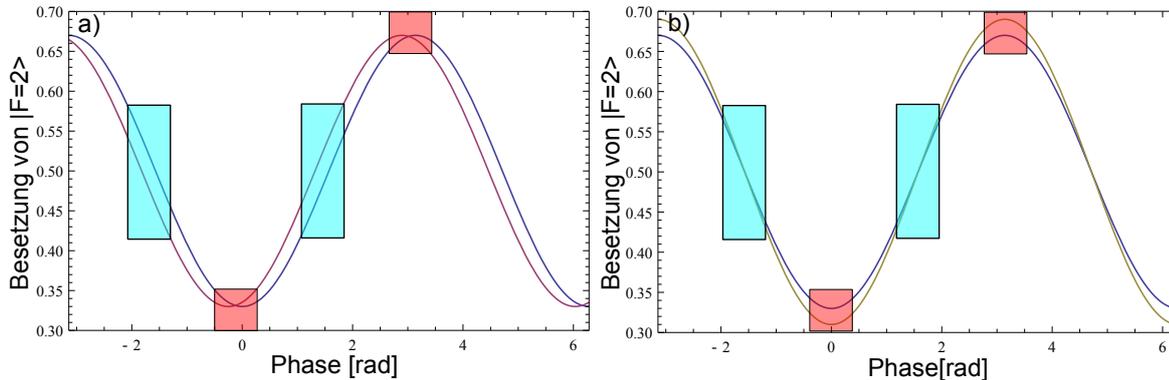


**Abbildung 4.1:** Rabi-Oszillation des präparierten Ensembles. Der Übergang wird in inertial sensitiver Konfiguration durch das Zwei-Photonen-Lichtfeld getrieben und die Messung findet 22 ms nach der Präparation in der Interferometriezone statt. Die durchgezogene Kurve dient als Führungslinie.

Wartezeit von 22 ms erreicht die atomare Wolke den Interferometriebereich. Es folgt die Applikation einer  $\pi/2$ - $\pi$ - $\pi/2$ -Sequenz mit den Raman-Strahlteiler-Lichtfeldern. Die  $\pi/2$ - bzw.  $\pi$ -Pulse haben eine Länge von 7  $\mu\text{s}$  und 14  $\mu\text{s}$  respektive und sind im normalen Modus zur Schweredetektion 60 ms separiert. Während der Strahlteiler-Sequenz wird, entsprechend den Überlegungen in Kapitel 2, eine lineare Frequenzrampe mit einer Frequenzveränderungsrate von  $25,1525 \text{ Hz s}^{-1}$  auf die Differenzfrequenz der Raman-Strahlteiler-Laser moduliert. Um die Beschleunigungsphase des Atominterferometers zu verändern, wird die Frequenzveränderungsrate mit einer Schrittweite von 10 - 50  $\text{Hz s}^{-1}$  verändert, was zu dem in Abbildung 4.3 zu sehenden Interferenzmuster führt. Nach weiteren 20 ms Wartezeit schließt die Detektionssequenz, wie sie in Abschnitt 3.5 beschrieben ist, einen experimentellen Zyklus ab. Die durchschnittliche Wiederholungsrate liegt bei etwa 1 Hz.

## 4.2 Methode der Datenaufnahme

Zur Bestimmung der Schwere die zu einer verschwindenden Interaktionsphase führende Frequenzveränderungsrate des Zwei-Photonen-Lichtfeldes bestimmt werden. Im experimentellen Ablauf ist die Frequenzveränderungsrate der kontrollierbare Parameter und die resultierende Phase muss aus dem Detektionssignal extrahiert werden. Hierfür stehen zwei Methoden zur Verfügung, eine Flankenmessung und eine Phasenabtastung. Beide Methoden werden in modernen Atomgravimetern routinemäßig eingesetzt

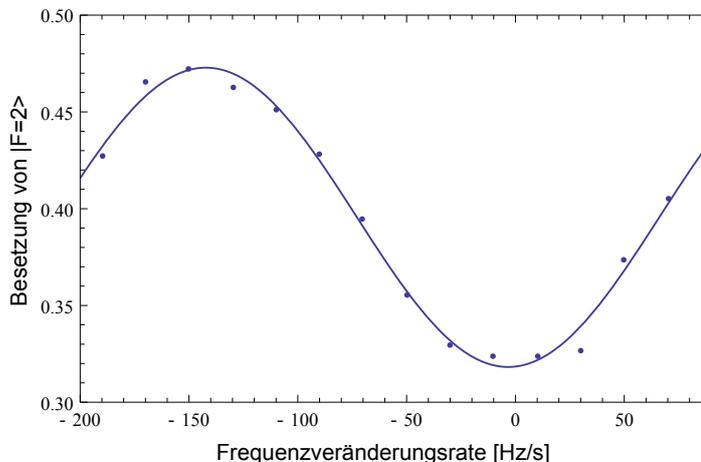


**Abbildung 4.2:** Vergleich der Wirkung von Schwankungen des Kontrast und der Phase auf das Interferometriesignal. Die beiden Kurven in a) sind zueinander phasenverschoben. Die Kurven in b) weisen einen unterschiedlichen Kontrast auf. In Türkis ist der Bereich höchster Sensitivität für Phasenveränderungen gekennzeichnet. Eine Flankenmessung nimmt nur Datenpunkte aus dieser Region auf. In Rot ist der Bereich maximaler Sensitivität auf Kontrastschwankungen markiert.

[39, 37, 35]. Gleichung 2.18, welche den Zusammenhang zwischen Phase und Besetzungswahrscheinlichkeit beschreibt, enthält drei Variablen: den Kontrast  $A$ , die Phase  $\phi$  und einen Achsversatz  $C$ . Sind Kontrast und Achsversatz des Signals bekannt, kann mit einer einzelnen Besetzungsmessung die zugehörige Phase bestimmt werden. Statistische Phasenfehler schlagen sich abhängig vom Phasenversatz der Messung nieder. Da technische und auf die Atomzahl wirkende Rauschquellen unabhängig von dem Phasenversatz sind, sollte das Interferometer in einem Bereich betrieben werden, in welchem sich Veränderungen der Phase möglichst stark in Veränderungen der detektierten Besetzung übersetzen. Nach Gleichung 2.1 und Fehlerfortpflanzung erster Ordnung gilt für die Sensitivität der Besetzungsmessung auf Phasenfehler:

$$\sigma_{N_{F=2}}(\sigma_\phi) = A \sin(\phi) \sigma_\phi. \quad (4.1)$$

Das lineare Verhalten bei  $\pi/2$  sowie  $3\pi/2$  rad Phasenversatz ergibt demzufolge die höchste Sensitivität auf Phasenschwankungen. Messungen bei 0 bzw.  $\pi$  rad Phasenversatz erlauben in erster Ordnung keinen Rückschluss auf Veränderungen der Phase. Aus dieser Überlegung heraus wird die höchste Sensitivität auf Phasenveränderungen mit einer wiederholte Messung der  $\pi/2$  oder  $3\pi/2$  Position erreicht, eine sogenannte Flankenmessung. Treten jedoch Schwankungen des Kontrastes oder Achsversatzes auf, kann ein solches Messprotokoll sie nicht von einer Variation der Phase unterscheiden.



**Abbildung 4.3:** Interferenzsignal einer Schweremessung. In einer Phasenabstastung zur Ermittlung des Punktes verschwindender Interaktionsphase werden mit einer Anpassung der Frequenzveränderungsrate von  $20 \text{ Hz s}^{-1}$  pro Messung 14 Messungen durchgeführt. Die Abszisse ist um den Punkt verschwindender Interaktionsphase zentriert.

Sensitivität auf Kontrast- und Achsversatzschwankungen ergibt sich analog zu:

$$\sigma_{N_{F=2}}(\sigma_A) = \cos(\phi) \sigma_A \quad (4.2)$$

$$\sigma_{N_{F=2}}(\sigma_C) = A \sigma_C \quad (4.3)$$

Schwankungen des Achsversatzes können demnach unabhängig vom Phasenversatz mit gleichbleibender Sensitivität gemessen werden. Kontrastschwankungen werden jedoch bei  $0$  bzw.  $\pi$  rad Phasenversatz am besten bestimmt und, in erster Ordnung, nicht bei  $\pi/2$  sowie  $3\pi/2$  rad. Die Antwort des Atominterferometers auf Kontrast und Phasenverschiebung ist exemplarisch in Abbildung 4.2 zu sehen. Ein mögliches Messprotokoll, welches beide Fehlerquellen berücksichtigt, ist ein Durchstimmen des Phasenversatz um  $\pi$  in aufeinander folgenden Messungen. Diese Messmethode wird im folgenden als Phasenabstastung bezeichnet. Die Reduktion der Sensitivität auf Phasenschwankung durch diese Methode im Vergleich zu einer Flankenmessung entspricht dem Verhältnis der mittleren Varianzen  $\sigma_{N_{F=2}}^2(\sigma_\phi)$  der beiden Messungen. Durch Integration ergibt sich bei einer Phasenabstastung hierfür eine mittlere Varianz von  $A^2 \sigma_\phi^2 / 2$ , während die Flankenmessung eine mittlere Varianz von  $A^2 \sigma_\phi^2$  aufweist. Eine Flankenmessung ist also um den Faktor  $\sqrt{2}$  sensitiver, jedoch anfälliger gegenüber Schwankungen von Kontrast und Achsversatz. Diese beiden Größen können, im Rahmen einer Langzeitmessung, signifikante Verschiebungen aufweisen. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen mit mehrstündiger Messdauer wurde die Methode der Phasenabstastung gewählt. Die Rauschbeiträge stellen jedoch kurzfristige Fluktuationen dar, weshalb die

Diskussion der Rauschbeiträge im weiteren Verlauf dieses Kapitels für den Fall einer Flankenmessung durchgeführt wird. Dies geschieht ohne Beschränkung der Allgemeinheit, da die Analyse des Rauschens für beide Auswertungsmethoden gleich ausfällt und nur eine andere statistische Relevanz in der tatsächlichen Phasenbestimmung zeigt.

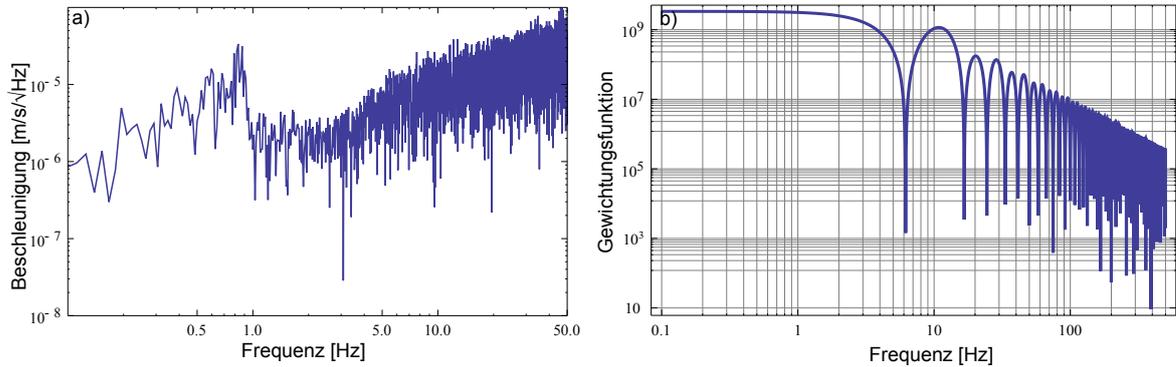
## 4.3 Störungen des Inertialsystems

Die Bestimmung der Gravitation mithilfe eines Atominterferometers geht in erster Ordnung davon aus, dass es sich bei dem Labor um ein Inertialsystem handelt. Inertiale Störungen durch die Rotation der Erde oder mechanische Schwingungen schlagen sich in einer effektiven Abweichung der gemessenen Schwere nieder. Abhängig von der Zeitskala, auf der diese Abweichungen auftreten, resultieren solche Störungen in einem erhöhten Rauschen, einer Drift oder, im Fall von konstanten inertialen Effekten, in einer Abweichung der gemessenen Schwere von der tatsächlichen Erdanziehung.

### 4.3.1 Mechanische Beschleunigungen

Die Schweremessung basiert auf dem Vergleich der relativen Bewegung der Atome zu dem Retroreflexspiegel, der als Referenzfläche dient. Es ist deswegen intrinsisch nicht möglich, zwischen der Schwerebeschleunigung auf die Atome und Beschleunigungen der Spiegeloberfläche zu unterscheiden. Eine Analyse des zu erwartenden Rauschens aufgrund von Vibrationen erfolgt mit der Gewichtungsfunktion 2.36 und der spektralen Rauschleistungsdichte des Beschleunigungssignals. Wie inertielle Beschleunigungen koppeln Vibrationen über die Interaktionsphase in die gesamte Phasenverschiebung des Interferometers ein. Eine Anwendung der Gewichtungsfunktion 2.36 auf die Rauschleistungsdichte ein seismisches Phasenrauschen von  $250 - 1000 \text{ mrad/Hz}^{-1/2}$  und ein resultierendes Rauschen des Schweresignals von  $0,3 - 1,6 \times 10^5 \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{-1/2}$ . Eine beispielhafte Rauschleistungsdichte ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Die Reichweite dieser Rauschbeiträge zeigt Abhängigkeit der Schweremessung von umgebender menschlicher Aktivität. Die Verwendung der seismischen Rauschleistungsdichte erlaubt somit nur eine Abschätzung des durchschnittlichen statistischen Fehlers, liefert jedoch keine Aussage über das Zeitverhalten.

Ein auf der Vibrationsisolierung angebrachtes Seismometer erlaubte eine alternative zeitaufgelöste Bestimmung des seismischen Rauschens. Hierfür wird nicht die Rauschleistungsdichte im Frequenzraum betrachtet, sondern direkt das Beschleunigungssignal. Unter der Verwendung der Sensitivitätsfunktion 2.33 für Phasenschwankungen kann der durch Vibrationen verursachte Phasenschub zu jedem Interferometriezyklus bestimmt



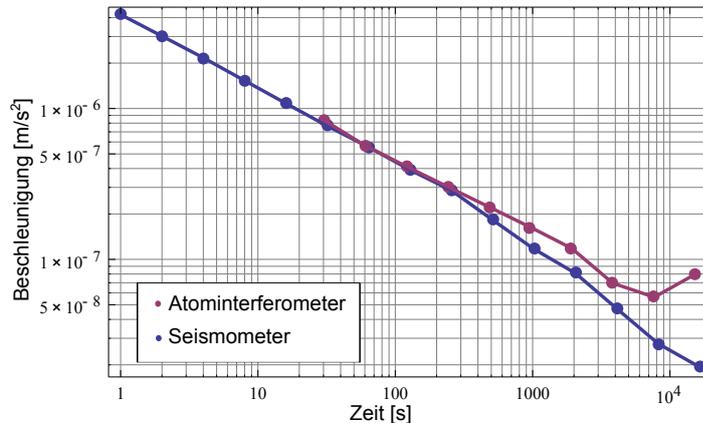
**Abbildung 4.4:** a) Beschleunigungsrauschen auf der Vibrationsisolierung. Die Messung wurde unter der Woche Nachts mithilfe eines Seismometers [Gura1p - CMG 40-T] durchgeführt. b) Gewichtungsfunktion für den Übertrag von Beschleunigungsrauschen in Phasenrauschen.

werden. Aus der Allan-Abweichung dieses Phasenschubs werden sowohl Kurzzeitstabilität als auch Integrationsverhalten des seismischen Rauschens ermittelt. Ein repräsentativer Verlauf ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Für eine Messung am Wochenende, bei der das geringste seismische Umgebungsrauschen durch menschliche Aktivität erwartet werden kann, ergibt sich mit diesen Daten ein Rauschbeitrag von  $243 \text{ mrad/Hz}^{-1/2}$  bzw.  $4,8 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{-1/2}$ . Die Diskrepanz zu den über die Rauschleistungsichte bestimmten Werte kann auf die enormen täglichen Schwankungen der Gebäudevibrationen zurückgeführt werden, welche sowohl vom Grad menschlicher Aktivität, als auch meteorologischen Effekten abhängen. Diese Daten zeigen, dass eine allgemeine Aussage über den seismischen Hintergrund einer Messung nur bedingt getroffen werden kann und keine situationspezifische Analyse ersetzt.

### 4.3.2 Verkippungen

Eine Veränderung der Strahlausrichtung des Strahlteiler-Lichtfeldes kann durch ein Verkippen des Retroreflexspiegels und des eingehenden Strahls zustande kommen. Ändert sich die Ausrichtung des eingehenden Strahls um den Winkel  $\theta$ , gilt für den Betrag des effektiven Wellenvektors des Zwei-Photonen-Feldes  $k(\theta) = k_{\text{eff}} \cos(\theta)$ . Diese Änderung hat keine Auswirkung auf die Richtung des Wellenvektors, die senkrecht auf der Ebene des Retroreflektors steht. Für die ermittelte Phase in einer Schweremessung gilt mit der Frequenzveränderungsrate  $r_{\text{Freq}}$ , somit:

$$\phi_{\theta} = (g k_{\text{eff}} \cos(\theta) - 2\pi r_{\text{Freq}}) T^2. \quad (4.4)$$

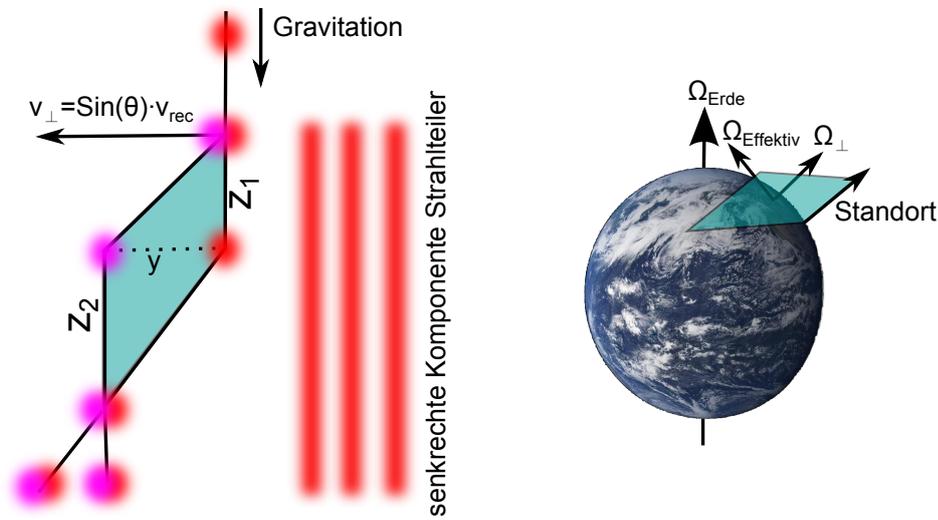


**Abbildung 4.5:** Allan-Abweichung der Beschleunigungsphase. Die Messung der Beschleunigungen ist mit einem Seismometer [Guralp - CMG 40-T] parallel zum Interferometrie Betrieb durchgeführt worden. Die Interferometriedaten sind entsprechend der Ausführungen in Abschnitt 4.7 um Tiden korrigiert. Die Abweichung der Kurven nach 100s entspricht zeitlich dem einsetzen der Tiden und lässt auf eine nicht perfekte Tidenreduktion schließen.

Dies führt linear zu einer Verschiebung des Nullpunktes des Interferometriesignals. Wie in Abschnitt 3.4.2 erläutert kann rein optisch verifiziert werden, dass die Winkelabweichung des Strahlteiler-Lichtfeldes kleiner als  $0,03 \text{ mrad}$  sein muss. Es ergibt sich bei einer Schwerebeschleunigung von  $9,81 \text{ m/s}^2$  eine maximale Phasenabweichung von  $0,2 \text{ mrad}$  bzw. eine maximale Schwere-Abweichung von  $4,5 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$ . Handelt es sich um eine konstante Winkelabweichung führt dieser Effekt zu einer Abweichung von der tatsächlichen Erdanziehung. Eine solche Abweichung kann in situ korrigiert werden durch kontrolliertes Verändern des Strahlwinkels bei gleichzeitiger Messung. Der Punkt maximaler Schwere entspricht einer Ausrichtung entlang der örtlichen Gravitation. Treten Fluktuationen des Winkels auf, führen diese zu einer Erhöhung des Interferometerrauschens oder resultieren im Fall von langsamen Störungen in einer Drift. Da die Lichtfelder für beide Interferometer die gleiche Optik verwenden, sind die resultierenden Fehler gleich für ein Zwei-Spezies-Atominterferometer und haben dementsprechend keine Auswirkung auf eine Vergleichsmessung.

### 4.3.3 Der Sagnac-Effekt

Verändert sich die Ausrichtung des Retroreflexspiegels, verändert sich zusätzlich die Richtung des effektiven Wellenvektors und damit auch der durch die Raman-Übergänge übertragene Impuls. Durch die dadurch auftretende Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Gravitation schließen die Trajektorien der Wellenfunktionen eine Fläche ein



**Abbildung 4.6:** Bestimmung der effektiv eingeschlossenen Fläche durch Strahlteilerverkipfung. Die Schematische Darstellung zeigt nur die senkrecht zur Gravitation auftretende Geschwindigkeitskomponente. Aus den beiden rechtwinkligen Dreiecken lässt sich die eingeschlossene Fläche zu  $A_{\text{Sagnac}} = a(z_1 + z_2)/2 = v_{\perp}T(gT^2)$  berechnen. (Abbildung der Erde von [62].)

und nehmen zusätzlich eine Sagnac-Phase auf. Dieser Effekt kann zum atominterferometrischen Messen von Rotationen eingesetzt werden [63, 64, 65]. Für die Sagnac-Phase in Abhängigkeit des Rotationsvektors des Bezugssystems  $\Omega_{BS}$  gilt:

$$\phi_{\text{Sagnac}} = \frac{2m}{\hbar} \vec{\Omega}_{BS} \cdot \vec{A}_{\text{Sagnac}}, \quad (4.5)$$

hierbei ist  $\vec{A}_{\text{Sagnac}}$  ein senkrecht auf der eingeschlossenen Fläche stehender Vektor mit einem Betrag gleich der eingeschlossenen Fläche. Mit den in Abbildung 4.6 gemachten geometrischen Überlegungen ergibt sich die Fläche aus der linearen Bewegung durch den Photonenrückstoß  $v_{\text{rec}} = \hbar k_{\text{eff}}/m$  des Zwei-Photonen-Strahlteilers, sowie der beschleunigten Bewegung und den eingeschlossenen Winkel  $\theta$  zu:

$$\phi_{\text{Sagnac}} = 2 g k_{\text{eff}} \Omega_{BS} \cos(\theta) T^3. \quad (4.6)$$

Der dominante Beitrag zur Rotation des Bezugssystem ist die Drehung der Erde  $\Omega_{\text{Erde}} = 7,27 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ . Projiziert auf eine senkrechte Achse zur Gravitation bei Breitengrad 52 (Hannover) ergibt sich eine effektive Rotation von  $\Omega_{BS} = 4,48 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$ . Als Abweichung bei konstantem Winkel  $\theta = 0,03 \text{ mrad}$  ergibt sich somit ein Phasenfehler von  $1,5 \times 10^{-2} \text{ mrad}$  bzw. ein Schwerefehler von  $2,5 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$ . Diese Beiträge fallen deutlich geringer aus als die Effekte durch einen verkleinerten effektiven Wellenvektor

und können entsprechend vernachlässigt werden.

Aufgrund der parallelen Ausrichtung der Strahlteiler-Lichtfelder zur Bewegungsrichtung der Atome wird der Einfluss des Sagnac-Effekt durch eine fehlerhafte Ausrichtung des Strahlteiler-Lichtfeldes in der Gravimeter-Konfiguration im Vergleich zu einer Gyrometer-Konfiguration stark unterdrückt. Eine inhomogene Verteilung der Anfangsgeschwindigkeiten kann jedoch zu einem signifikanten systematischen Fehler führen. Ein Atom, welches zu Anfang der experimentellen Sequenz eine Anfangsgeschwindigkeit senkrecht zur Strahlteilerrichtung besitzt, schließt eine Fläche proportional zur senkrechten Geschwindigkeitskomponente  $v_0$  ein. Es folgt entsprechend nach Formel 4.5:

$$\phi_{\text{Coriolis}} = 2 \vec{\Omega}_{BS} \cdot (\vec{v}_0 \times \vec{k}_{\text{eff}}) T^2 \quad (4.7)$$

$$\Rightarrow \Delta g = 2 \vec{\Omega}_{BS} \cdot (\vec{v}_0 \times \vec{k}_{\text{eff}}). \quad (4.8)$$

Die  $T^2$ -Abhängigkeit des Phasenbeitrags führt dazu, dass die Schwereabweichung unabhängig von der genutzten Interrogationszeit ist. Für die Schwereabweichung in Abhängigkeit der Anfangsgeschwindigkeit gilt  $v_0 \cdot 8,7 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2/\text{m/s}$ . Die Kontrolle über die senkrechte Geschwindigkeitskomponente muss dementsprechend besser als  $0,12 \text{ mm s}^{-1}$  sein, um eine kleinere Schwereabweichung als  $1 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$  zu garantieren. Dies kann im aktuellen Aufbau nicht ohne weiteres gewährleistet werden. Diese Tatsache behindert zum Zeitpunkt dieser Arbeit den Einsatz des Aufbaus bei der Schweremessung mit absoluter Genauigkeit. Die für die Zukunft geplante Verwendung einer optischen Dipolfalle zur gemeinsamen Präparation der beiden atomaren Spezies verhindert Geschwindigkeitsabweichungen durch fehlerhafte Strahlaufteilung in der optischen Melasse und unterdrückt diesen Einfluss im Ein-Spezies-Betrieb.

Eine Quantifizierung des auftretenden Phasenfehlers könnte durch eine örtliche Detektion der ankommenden Wolke in der Detektionszone durchgeführt werden. Eine residuelle horizontale Geschwindigkeit von  $0,12 \text{ mm s}^{-1}$  führt nach 210 ms Fallzeit zu einer Abweichung von  $25 \mu\text{m}$  in der horizontalen Atomwolken-Position. Die Detektion des Schwerpunktes einer  $2 \mu\text{K}$  kalten atomaren Wolke nach 210 ms Fallzeit mit einer solchen räumlichen Auflösung ist technisch sehr aufwendig. Alternativ erlaubt der gute optische Zugang in der 3D-MOT-Kammer die direkte Messung der horizontalen Geschwindigkeit durch eine inertialsensitive Spektroskopie der atomaren Wolke am Anfang der Messung.

Eine obere Grenze für die Schwankungen der Geschwindigkeit kann aus der Analyse der Ankunftszeit in Abschnitt 4.5 bestimmt werden. Für diese Abschätzung wird davon ausgegangen, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Wolke keine Vorzugsrichtung besitzt. Treten wechselnde Beschleunigungen senkrecht zur Strahlteilerrichtung auf, würden sie in dieser Betrachtung nicht registriert werden. Aus den dort ermittelten Ergebnissen für die Positionsabweichung von maximal  $52 \mu\text{m}/\text{Hz}^{-1/2}$  nach 210 ms Fallzeit ist eine Variation der Startgeschwindigkeit auf maximal  $0,24 \text{ mm/s}/\text{Hz}^{-1/2}$  beschränkt. Dies entspricht einem Rauschbeitrag von  $0,06 \text{ mrad}/\text{Hz}^{-1/2}$  bzw.  $2 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{-1/2}$ .

Da die Ankunftszeit nur zyklische Variationen mit einer Wiederholungsrate von fünf Minuten zeigt, ist keine absolute Drift der Geschwindigkeit auf den Zeitskalen einer Langzeitmessung zu erwarten.

## 4.4 Das Zwei-Photonen-Lichtfeld

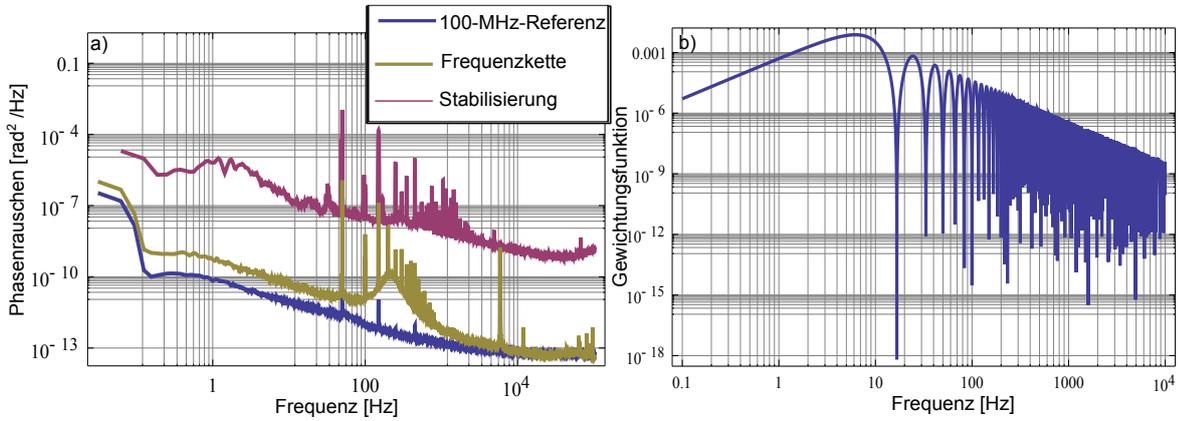
Der zentrale Phasenbeitrag des Atominterferometers ist durch die Interaktionsphase zwischen Lichtfeld und Atomen gegeben. Störungen der lokalen Phase des Zwei-Photonen-Lichtfeldes führen direkt zu einer Abweichung der gemessenen Interferometerphase. Entsprechend den Überlegungen zu den Inertialen Störungen im vorangehenden Abschnitt bestimmt die Zeitskala der Störung, ob es zu Rauschen, Drift oder eine Abweichung vom Absolutwert kommt.

### 4.4.1 Phasenrauschen der Laserstabilisierung

Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben wird die relative Phase der beiden Laser, die das Zwei-Photonen-Lichtfeld erzeugen, mithilfe eines Phasendetektors und eines PID-Reglers auf einen phasenstabilen Referenzoszillator stabilisiert. Phasenfluktuationen des Strahlteiler-Lichtfeldes werden über die Interaktionsphase auf die Interferometerphase übertragen. Eine Analyse des Phasenrauschens kann mit dem Sensitivitätsfunktions-Formalismus direkt über Formel 2.33 erfolgen. Das Phasenrauschen des Zwei-Photonen-Lichtfeldes setzt sich aus drei Rauschbeiträgen zusammen: dem Rauschen der stabilen 100 MHz Referenz, der Frequenzkette welche das 6,8 GHz Signal erzeugt, und der analogen Regelschleife. Die zugehörigen spektralen Rauschleistungsdichten sind in Abbildung 4.7 zu sehen. Für ein Interferometer mit einer freien Entwicklungszeit von 60 ms ergeben sich so Phasenrauschbeiträge von  $8,8 \text{ mrad/Hz}^{-1/2}$ , bzw. eine Schwereräuschen von  $1,6 \times 10^{-7} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{-1/2}$ . Eine ausführlichere Analyse des Phasenrauschens des Strahlteiler-Lichtfeldes wird im Rahmen der Zwei-Spezies-Messung nötig und mit den für diese Messung gewählten Parametern erneut durchgeführt.

### 4.4.2 Durch den Laufzeitunterschied bedingte Effekte

Neben dem direkten Beitrag zum Phasenrauschen kann die Qualität der Phasenstabilisierung auch indirekt zu einer Veränderung der Interferometerphase führen. Die Interaktion der Atome mit dem Zwei-Photonen-Lichtfeld findet räumlich stark lokalisiert statt. Betrachtet man die Interaktion mit den beiden Lichtfeldern zeitlich,



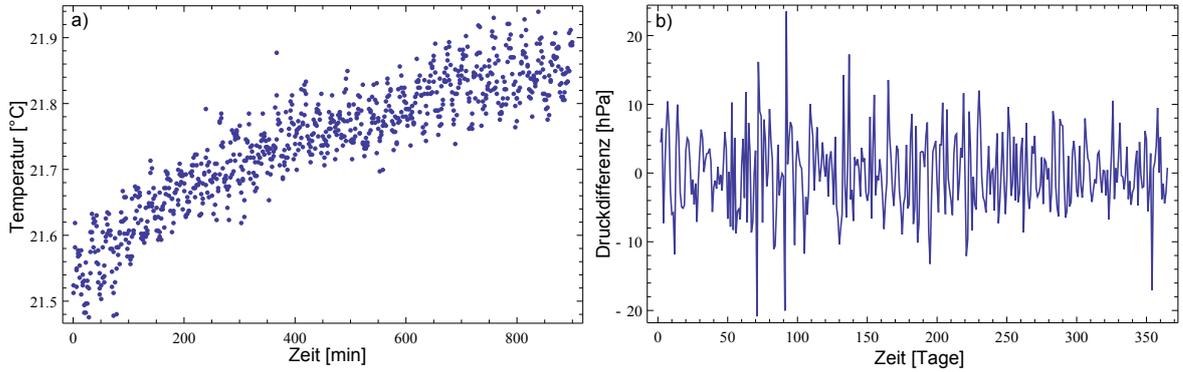
**Abbildung 4.7:** a) Gemessene Rauschleistungsdichte der Komponenten der Phasenstabilisierung für die Strahlteiler-Laser. b) Transferfunktion zwischen Laserphasenrauschen und Interferometerphasenrauschen. Während das Tiefpassverhalten aufgrund der absinkenden Rauschdichte von geringerer Bedeutung ist, zeichnet sich die Transferfunktion in diesem Fall zusätzlich durch eine Hochpassfunktion aus. Die niederfrequenten Störungen, welche in der Phasenstabilisierung zu sehen sind, werden so deutlich unterdrückt.

interagieren die Atome mit zwei verschiedenen, durch die zusätzliche Laufzeit im Retroreflex getrennten Abschnitten der Felder. Wird der Abstand zwischen Atomen und Spiegel konstant als 80 cm angenommen, ergibt sich mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit ein Laufzeitunterschied von 5,3 ns. Aus der Linienbreite des Lasers von 12,5 kHz wird entsprechend [50] das weiße Frequenzrauschen zu  $S_{0,0} = \pi \Delta\nu = 44 \times 10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$  bestimmt. Mit Formel 2.38 ergibt sich ein Phasenrauschbeitrag von 0,4 mrad. Im experimentellen Ablauf nähern sich die Atome während des experimentellen Zyklus dem Spiegel. Die führt zu einer Reduktion dieses Effektes.

Im Retroreflex befinden sich die beiden Strahlteiler-Lichtfelder für etwa 1,20 m in der Luft, was zu weiterem Phasenrauschen führen kann. Bei allen Überlegungen zur relativen Phase der beiden Lichtfelder wurde von einer konstanten Lichtgeschwindigkeit ausgegangen. Die Lichtgeschwindigkeit und damit die lokale Laserphase des Zwei-Photonen-Lichtfeldes ist jedoch im Medium von der Brechzahl  $n_{\text{Medium}}$  des Mediums und der zurückgelegten Wegstrecke durch das Medium  $L_{\text{Medium}}$  abhängig. Es gilt für die vom Brechungsindex abhängige Phase:

$$\phi_n = k_{\text{eff}} \frac{L_{\text{Medium}}}{n_{\text{Medium}}}. \quad (4.9)$$

Die Lichtgeschwindigkeit in der Laborluft schwankt mit der Temperatur und dem Umgebungsdruck. Für den Brechungsindex von Luft gilt bei normalen Laborbedingungen



**Abbildung 4.8:** Temperaturveränderung und Druckdifferenzen in der experimentellen Umgebung. Die Messung in a) beginnt mit Schließen der Akustikisolation und zeigt die Temperaturveränderung in der Akustikisolation um den Retroreflexspiegel. Die schnellen Fluktuationen, welche das Spektrum dominieren, sind auf elektrisches Rauschen und von der Klimaanlage verursachte zyklische Schwankungen zurückzuführen. Sie haben keinen Effekt auf die absolute Phasenverschiebung der integrierten Interferometerphase. Die in b) gezeigten Druckdifferenzen sind die Differenzdrücke zweier aufeinanderfolgenden Tage an der Wetterstation Hannover im Zeitraum November 2011 bis Oktober 2012 [66].

nach [67]:

$$(n_{\text{tp}} - 1) = (n_s - 1) \frac{1,04 \times 10^{-7} p}{(1 + 3,67 \times 10^{-3} T_{\text{Labor}})}. \quad (4.10)$$

Hierbei ist  $n_s$  der Brechungsindex bei 15 °C und 760 torr bzw.  $1010,8 \times 10^{-2}$  mbar,  $T_{\text{Labor}}$  die Temperatur in Grad Celsius und  $p$  der Druck in Millibar. Änderungen der Lufttemperatur und des Luftdrucks können durch Luftströmungen oder durch eine Drift der Umgebungsbedingungen verursacht werden. Strömungen verursachen Rauschen, während ein Drift in erster Ordnung eine Abweichung des zu erwartenden Schwerewertes zur Folge hat.

Als obere Schranke für die im Labor auftretenden Luftströmungen kann der am Einströmstutzen herrschende Druck- und Temperaturunterschied verwendet werden. Diese Überlegung würde bedeuten, dass die einströmende Luft ohne Widerstand direkt auf den Interferometriestrahle trifft. Der maximal durch die Klimaanlage [Airwell - X1100] erzeugbare Druck bei hoher Drehzahl der Pumpen beträgt laut Spezifikation [68] 140 Pa. Würde diese Druckwelle beim Anlaufen der Klimaanlage-Pumpen ungehindert auf den Laserstrahl wirken, ergäbe sich eine resultierende Phasenschwankung von 7 rad, bzw. eine Schwereänderung von  $1,2 \times 10^{-4} \text{ m/s}^2$ . Die maximale Temperaturdifferenz beträgt 1 °C, was zu maximalen Fluktuationen von 17 rad, bzw.  $3 \times 10^{-4} \text{ m/s}^2$  pro Messung führen würde. Diese Abschätzung setzt Extremalbedingungen voraus, welche im normalen Ablauf des experimentellen Zyklus die Ausnahme darstellen. Die korrelierten

Schwankungen sind so groß, dass selbst ein reduziertes Auftreten zu einer signifikanten Reduktion der möglichen Sensitivität führen würden. Um die Effekte von Luftströmungen zu verhindern, ist der vollständige Strahlverlauf des Strahlteiler-Lichtfeldes, wie in Abschnitt 3.6.1 beschrieben, gekapselt aufgebaut. Durch diese Kapselung können keine Korrelationen zwischen Aktivität der Klimaanlage und Rauschen des Interferometers beobachtet werden, welche nicht auf Seiten des Lasersystems zu finden sind.

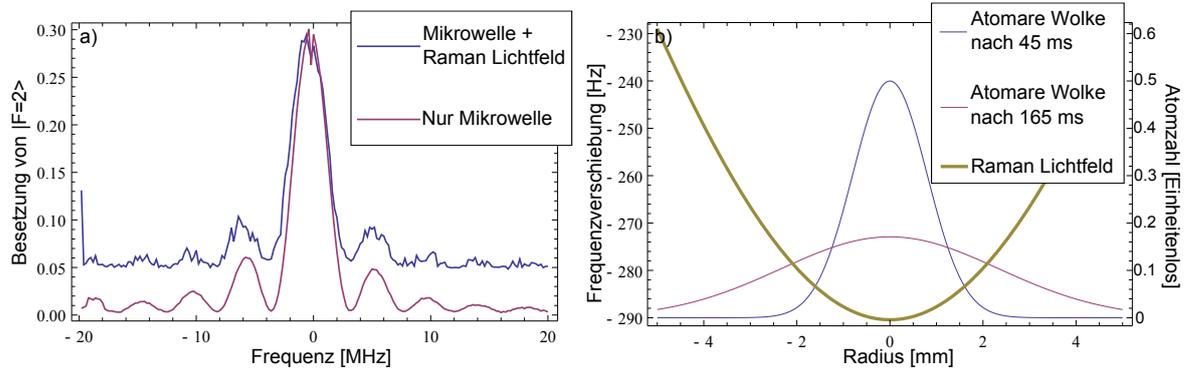
Da die betrachteten Messreihen im Vergleich mit der zyklischen Veränderungen durch die Klimaanlage lang sind, werden diese Schwankungen im Mittelungsverfahren unterdrückt. Jedoch kann die Drift des Mittelwertes von Temperatur und Druck zu einer Verschiebung des gemessenen Schwerewertes führen.

Eine Drift der Temperatur tritt durch ein langsames Aufwärmverhalten des Labors bei vollem Betrieb auf. Die zugehörige Temperaturkurve innerhalb der Isolationsbox für das Strahlteiler-Lichtfeld ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Es zeigt sich ein Temperaturanstieg mit einer Rate von  $0,03\text{ }^{\circ}\text{C h}^{-1}$ , welche nach etwa 12 Stunden in Sättigung übergeht. Als Schranke für die auftretenden Temperaturdrift kann also  $8,3 \times 10^{-6}\text{ }^{\circ}\text{C s}^{-1}$  angenommen werden. Dies resultiert bei 210 ms Interferometriezeit in einer Abweichung der Phase von  $0,016\text{ mrad}$  und einer Schwerabweichung von  $3 \times 10^{-10}\text{ m/s}^2$ . Abgesehen von den zyklischen Variationen durch die Klimaanlage befindet sich das Labor im Gleichgewicht mit dem Umgebungsdruck. Eine Druckkurve für Hannover ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Die tägliche Veränderung des Luftdrucks unter normalen Bedingungen beträgt einige Hektopascal. Als obere Schranke werden  $10\text{ hPa d}^{-1}$  angenommen. Daraus resultiert eine effektive Phasenabweichung von  $0,07\text{ mrad}$  und eine Schwerabweichung von  $1,2 \times 10^{-9}\text{ m/s}^2$ . Die tatsächliche Kopplung an den Umgebungsdruck fällt geringer aus. Für eine absolutgravimetrische Messung muss jedoch die lokale Druckänderung in der Isolationsbox mitgemessen und zur nachträglichen Korrektur verwendet werden. Alternativ kann zur Unterdrückung dieses Phasenbeitrags der Retroreflektor in das Vakuumsystem integriert werden.

### 4.4.3 Kopplung an nicht-resonante Übergänge

Neben dem Zwei-Photonen-Übergang koppeln die eingestrahlten Lichtfelder auch an nicht-resonante Übergänge. Es treten Kopplungen der beiden Ein-Photonen-Lichtfelder an die Ein-Photonen-Übergänge  $S_{1/2} \Rightarrow P_{3/2}$  und des Zwei-Photonen-Lichtfeldes an die nicht-resonanten Zwei-Photonen-Übergänge auf.

Bei der Erzeugung der Strahlteiler-Felder treten im Fall einer Schweremessung vier Lichtfelder auf, die beiden eingehenden und die beiden reflektierten. Da je zwei Lichtfelder sich bis auf die Propagationsrichtung gleichen, kann diese Situation genauso behandelt werden, wie für zwei Lichtfelder mit doppelter Intensität. Die nicht-resonante Kopplung der Lichtfelder erzeugt durch den AC-Stark-Effekt eine Intensitäts- und



**Abbildung 4.9:** (a) Frequenzverschiebung des Mikrowellenübergang durch den AC-Stark-Effekt. (b) Simulation des verursachten Frequenzprofils und der Ausdehnung der atomaren Wolke. Die Frequenzverschiebung wird durch gleichzeitiges Einstrahlen des Strahlteiler-Lichtes bei 4 MHz Verstimmung zum Zwei-Photonen-Übergang erzeugt. Die Simulation zeigt die durch einen Gaußstrahl erzeugte Frequenzverteilung aufgrund der AC-Stark-Verschiebung. Verwendet werden die Parameter des Strahlteiler-Lichtfeldes nach Optimierung des Intensitätsverhältnisses zur Kompensation des AC-Stark-Effekts. Die Ausdehnung der atomaren Wolken wird zum Zeitpunkt des ersten und letzten Strahlteiler-Pulses simuliert.

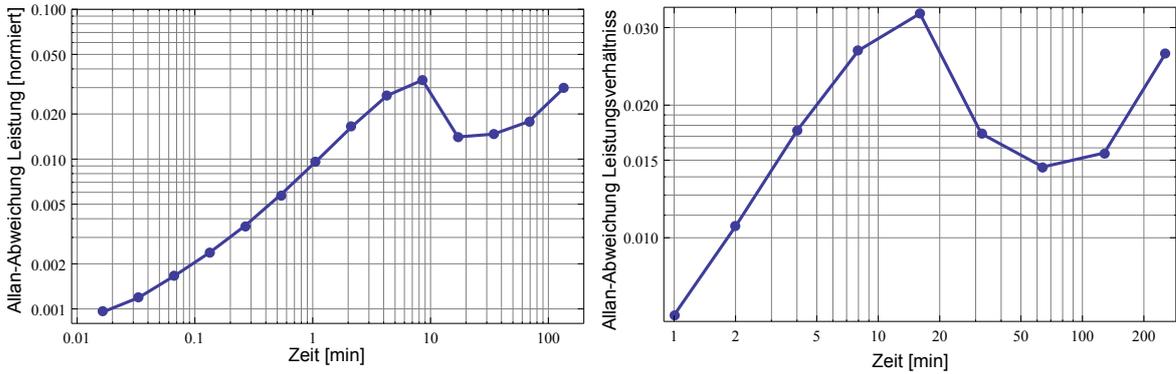
frequenzabhängige Verstimmung der Hyperfeinzustände. Dieser Effekt kann durch eine passende Wahl der relativen Intensitäten der beiden Lichtfelder kompensiert werden, da, solange die Verstimmung der Lichtfelder zum resonanten Übergang kleiner als die Hyperfeinaufspaltung ist, die jeweils resultierenden Verstimmungen durch den AC-Stark-Effekt ein umgekehrtes Vorzeichen aufweisen. Für einen Frequenzabstand der Strahlteiler-Laser zum Übergang  $|F=1\rangle \Rightarrow |F'=1\rangle$  von  $-716$  MHz ergibt sich ein optimales Intensitätsverhältnis von  $I_2/I_1 = 1,74$  (Vgl. Abschnitt 2.4). Da das Atominterferometer in Gravimeter-Konfiguration nicht sensitiv auf eine konstante Verstimmung der Raman-Übergangs-Frequenz ist, wirkt sich dieser Effekt nur bei einer Veränderung der auf die Atome wirkenden Intensität innerhalb einer Interferometriesequenz aus. Eine solche Veränderung der effektiven Intensität kann durch Intensitätsrauschen der Strahlteiler-Lichtfelder oder durch die Ausdehnung der Wolke im Gauß-Strahl-Profil des Zwei-Photonen-Lichtfeldes auftreten. Um die Qualität der Einstellung des Intensitätsverhältnisses zu überprüfen, wird, wie in Abbildung 4.9 zu sehen, der magnetisch insensitive Mikrowellenübergang  $|F=1, m_F=0\rangle \Rightarrow |F=2, m_F=0\rangle$  mit und ohne eingestrahktes Strahlteiler-Lichtfeld spektroskopiert. Aus der auftretende Frequenzverschiebung von  $-145$  Hz lässt sich ein Intensitätsverhältnis von  $I_2/I_1 = 1,76$  ableiten. Um die Effekte zusätzlich auftretender Zwei-Photonen-Lichtfelder zu unterdrücken, wurde diese Messung ohne Retroreflex durchgeführt.

Die Expansion der Wolke sorgt durch den AC-Stark-Effekt, bei gleichbleibender Temperatur, für eine systematische Ungenauigkeit. Bei gegebenem räumlichen Intensitätsprofil

und der durch das Intensitätsverhältnis gegebenen AC-Stark-Verstimmung als Funktion der Absolutintensität ergibt sich eine positionsabhängige Frequenzverschiebung, welche in Abbildung 4.9 exemplarisch abgebildet ist. Es folgt eine zeitabhängigen Frequenzänderung in Abhängigkeit der radialen Geschwindigkeit der Atome. Diese kann gemäß der Sensitivitätsfunktion 2.33 ausgewertet werden, wodurch sich eine geschwindigkeitsabhängige Phasenverschiebung ergibt. Mit der temperaturbedingten Geschwindigkeitsverteilung des atomaren Ensembles folgt daraus eine mittlere Phasenverschiebung von 2 mrad bzw. eine Schwereabweichung von  $2,4 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$ .

Ändert sich das Intensitätsverhältnis oder die Intensität des Zwei-Photonen-Lichtfeldes führt dies zu einer Drift der AC-Stark Phasenverschiebung. Eine Veränderung der Gesamtintensität wirkt sich linear auf die Phasenverschiebung aus und kann aufgrund des geringen Beitrags von 2 mrad bei geringen Schwankungen ignoriert werden. In erster Ordnung gilt jedoch gemäß Abschnitt 2.4, bei den in der Schweremessung verwendeten Parametern, für die Veränderung der Frequenzverschiebung eine relative Veränderungsrate von 1,82 pro Prozent Veränderung des Intensitätsverhältnis. Die in Abbildung 4.10 gemessene Veränderung des Intensitätsverhältnis von 0,5 % resultiert in einer Drift-rate von  $1,8 \text{ mrad h}^{-1}$ , bzw. eine Drift des Schweresignals von  $2,24 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2/\text{h}$ . Um Rauschbeiträge zu ermitteln kann nicht das Leistungsverhältnis aufgenommen werden, da ein paralleles Aufnehmen der Intensitäten der beiden Lichtfelder nicht möglich ist. Stattdessen wird nur die Gesamtintensität aufgenommen und angenommen, dass die vollständige Intensitätsschwankung von einem Lichtfeld herrührt. Dies liefert, wie in Abbildung 4.9 zu sehen ist, eine obere Schranke für das Rauschen der Leistungsaufteilung von  $0,48 \text{ \%}/\text{Hz}^{1/2}$ . Entsprechend der vorangehenden Überlegungen ergibt sich damit ein Schweremessung ein Phasenrauschen von  $1,8 \text{ mrad}/\text{Hz}^{1/2}$ , bzw. ein Schwererauschen von  $2,2 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{1/2}$ .

Die Auswirkung der nicht-resonanten Zwei-Photonen-Übergänge lässt sich entsprechend der Überlegungen zu dem Einfluss der Ein-Photonen-Übergänge bestimmen und wird in [69] ausführlich diskutiert. Zu beachten ist, dass in den hier vorgestellten Schweremessungen zirkular polarisiertes Licht verwendet wird, wodurch die kopropagierenden Strahlenpaare an die geschwindigkeitsinselektiven Übergänge koppeln und in der Betrachtung einen signifikanten Beitrag leisten. Eine weitere Besonderheit dieses Aufbaus, die zu einer starken Abweichung durch die Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung führt, ist der Betrieb im Fall-Modus. Dies führt zu einem signifikanten Unterschied der Dopplerverschiebung des atomaren Ensembles zwischen den Strahlteiler-Pulsen. Es ergibt sich, gemäß dem in Abschnitt 2.4 angegebenen Formalismus, eine systematische Phasenverschiebung von 8 mrad, bzw. eine Schwereabweichung von  $1,4 \times 10^{-7} \text{ m/s}^2$ . Diese systematische Verschiebung führt entsprechend der vorangehenden Überlegungen zu den Ein-Photon-Übergängen zu einem Phasenrauschen und einer Phasendrift. Im Fall der Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung ist die Veränderung des Aufteilungsverhältnisses jedoch von geringerer Bedeutung, da in die effektive Zwei-Photon-Rabifrequenz die Intensitäten gemäß Formel 2.3 als Produkt eingehen. In erster Ordnung können



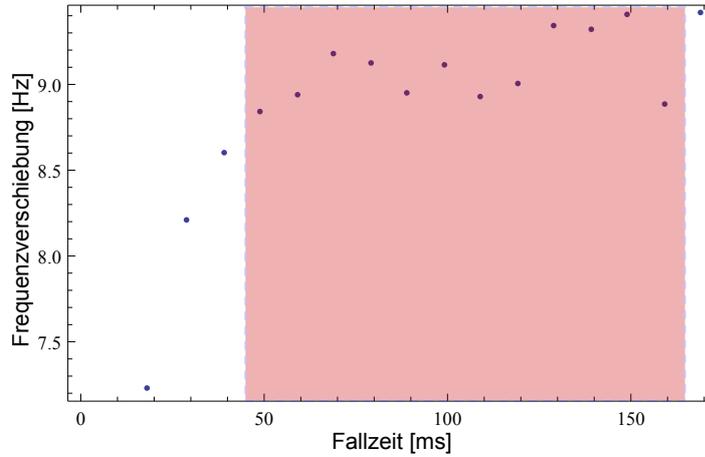
**Abbildung 4.10:** a) Allan-Abweichung der Absolutleistung im Zwei-Photonen-Lichtfeld. b) Allan-Abweichung des Leistungsverhältnisses der beiden einzelnen Lichtfelder im Strahlteiler-Lichtfeld. Beide Kurven zeigen, trotz der Bemühungen um eine Temperaturstabilisierung des Laseraufbaus, noch eine starke Reaktion auf die Klimaanlage mit einer Zeitkonstante von 10 min.

die Fluktuationen der Gesamtintensität für eine Abschätzung der Rausch- und Driftbeiträge genutzt werden. Diese Abschätzung führt zu einem Phasenrauschen von  $0,04 \text{ mrad/Hz}^{1/2}$  und eine Phasendrift von  $0,08 \text{ mrad h}^{-1}$ . Das zugehörige Schwererauschen ist  $7 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{1/2}$  und die Drift des Schweresignals  $1,4 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2/\text{h}$ .

#### 4.4.4 Magnetfelder

Die im Aufbau auftretenden Magnetfelder verschieben über den quadratischen Zeeman-Effekt den Frequenzabstand der Hyperfeinzustände und können so einen Einfluss auf die Interferometerphase haben. Ein räumlich und zeitlich konstantes Magnetfeld sorgt für eine feste Frequenzverschiebung, welche nach Formel 2.33 keinen Einfluss auf die Interferometerphase hat. Räumliche Variationen sorgen hingegen für einen Phasenversatz und zeitliche Variationen für Rauschen. Eine Kombination aus räumlichen und zeitlichen Variationen resultiert in einer Drift der Interferometerphase. Die Vermessung des räumlichen Magnetfeldes ist in Abschnitt 3.6.2 beschrieben und die aus dem quadratischen Zeeman-Effekt auftretende Frequenzverschiebung bei einem Quantisierungsfeld von 44 mG ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Eine Anwendung der Sensitivitätsfunktion 2.33 auf das Frequenz-Verschiebungs-Spektrum ergibt einen Phasenversatz von 1,67 mrad bzw. eine Abweichung des Schweresignals von  $2,9 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2$ . Wie in Abschnitt 4.6.2 ausgeführt wird, kann dieser Effekt durch eine Anpassung des Messprotokolls unterdrückt werden.

Um die zeitliche Veränderung des Magnetfeldes zu messen, wurde über mehrere Stunden eine Messung des Mikrowellenübergangs  $|F=1, m_F=1\rangle \Rightarrow |F=2, m_F=2\rangle$  durchgeführt.



**Abbildung 4.11:** Örtliche Frequenzverschiebung des  $|F=1, m_F=0\rangle \Rightarrow |F=2, m_F=0\rangle$  Übergangs durch den quadratischen Zeeman-Effekt. Der rote Bereich markiert die Interferometriezeit zu welcher Fluktuationen der Frequenz in die Phase einkoppeln können. Fluktuationen der Magnetfeldstärke führen zu einer quadratischen Veränderung der aufgetragenen Frequenzverschiebung und Fluktuationen der Fallzeit bewegen den Bereich der Interferometriezeit entlang der Zeitachse.

Um eine zeitliche Auflösung von 1 s zu erreichen wurde die Resonanz nicht vollständig spektroskopiert, sondern eine Messung an der Flanke des Übergangs durchgeführt. Eine Veränderung des Magnetfeldes sorgt auf der Flanke, aufgrund der Verschiebung der Resonanzfrequenz, zu einer proportionalen Veränderung der Besetzungszahl. Die Proportionalitätskonstante lässt sich durch Vermessung der Flankensteigung der Resonanz zu 63 kHz bestimmen. Mit der in Abbildung 4.11 zu sehenden Messung ergibt sich durch die lineare Zeeman-Verschiebung eine Magnetfeldschwankung von 0,38 mG pro Messung. Bei 44 mG ungestörtem Quantisierungsfeld ergibt sich durch den quadratischen Zeeman-Effekt 0,12 Hz Frequenzrauschen des Übergangs  $|F=1, m_F=0\rangle \Rightarrow |F=2, m_F=0\rangle$ . Unter Berücksichtigung der Gradientenverschiebung und Wiederholrate des Experimentes verursachen die Magnetfeldfluktuationen  $0,8 \text{ mrad/Hz}^{1/2}$  Phasenrauschen bzw.  $1,4 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{1/2}$  Schwererauschen.

Schwankungen der Anfangsposition der Atome koppeln zusätzlich, über die quadratische Zeeman-Verschiebung, in die Interferometerphase ein. Befindet sich die atomare Wolke zum Zeitpunkt der Strahlteiler an unterschiedlichen Orten des residuellen Magnetfeldgradienten, kann dies zu einem anderen Phasenübertrag führen. Die im nächsten Abschnitt genauer besprochenen Schwankungen der Anfangsposition übersetzen sich in ein effektives Rauschen von  $0,2 \text{ mrad/Hz}^{1/2}$ , bzw.  $3,5 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{1/2}$ .

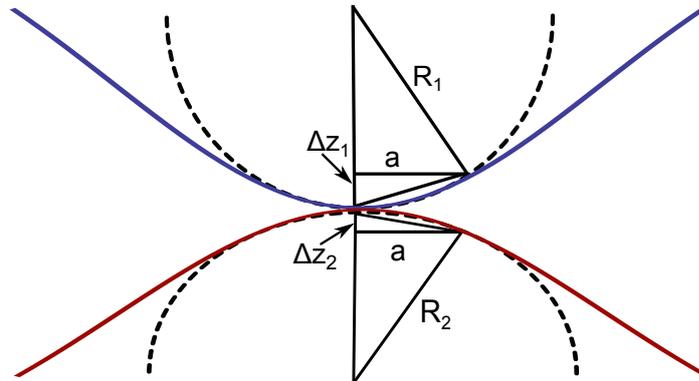
### 4.4.5 Wellenfrontqualität

Bei allen bisherigen Betrachtungen des Zwei-Photonen-Übergangs wird der genutzte Laserstrahl als ideale ebene Welle angenommen. Imperfektionen in der verwendeten Optik und den Ausrichtungsprozessen erzeugen jedoch räumliche Variationen in den Wellenfronten. Eine lokale Änderung der Wellenvektorausrichtung führt, wie die in Abschnitt 4.3.2 besprochenen Verkippung des Lichtfeldes, zu einer lokalen Variation des Skalierungsfaktors zwischen Phase und Schwere. Da Wellenfrontfehler, welche sowohl im eingehenden als auch im reflektierten Lichtfeld auftreten, sich gegenseitig aufheben, tragen nur optische Elemente im Retroreflex-Lichtpfad oder Divergenzen zu der Gesamtphase bei. Die atomare Wolke nimmt so, in Abhängigkeit von ihrer Größe und Position zum Zeitpunkt der drei Strahlteiler-Pulse, eine effektive zusätzliche Phase auf. Die vom Interferometer detektierte Phase hängt zusätzlich von der horizontalen Geschwindigkeit der Atome ab, da keine absoluten Phasen, sondern nur die Phasendifferenzen zu einer Veränderung des Interferometriesignals führen. Für eine korrekte Analyse der aufgeprägten Phase müsste die Wellenfrontverkrümmung jedes optischen Elements in situ vermessen werden. Eine solche Messung war, in Anbetracht des sich schnell ändernden Aufbau, nicht möglich und ist für eine Vergleichsmessung im Betrieb als Zwei-Spezies Interferometer bei korrekter Wahl der Betriebsparameter nicht notwendig. Diese fehlende Charakterisierung schränkt jedoch die Genauigkeit des Aufbaus als Absolut-Gravimeter in der Ein-Spezies-Konfiguration ein.

Die Verschiebung des Schwerewertes durch die imperfekte Kollimation des Strahlteiler-Lichtfeldes kann exemplarisch abgeschätzt werden. Ausgehend davon, dass der Abstand zwischen Faserfacette und kollimierender Linse genauer als 0,1 mm eingestellt werden kann, ergibt sich, mit den in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Werten für das Strahlformungs-Teleskop, ein Wellenfront Krümmungsradius  $R_0$  von 144 m am Ort der Atome. Es gilt nach [70] vereinfacht:

$$\Delta\phi = \frac{k_{\text{eff}}}{R_{\text{eff}}} \frac{k_{\text{B}} T_{\text{at}}}{m} T^2. \quad (4.11)$$

Wobei  $T_{\text{at}}$  die Temperatur des Ensembles,  $m$  die atomare Masse und  $R_{\text{eff}}$  der effektive Krümmungsradius des Zwei-Photonen-Lichtfeldes ist. Befindet sich ein Atom ausserhalb des Zentrums der Lichtfelder führt die Krümmung des Strahls zu einer Veränderung der atomaren Position relativ zur Phasenfront des Lichtfeldes. In Abbildung 4.12 ist die zugrundeliegende geometrische Überlegung ausgeführt. Für eine detaillierte Analyse kann entsprechend dieser effektiven Positionsveränderung der atomaren Wolke relativ zu den Ein-Photonen-Wellenvektoren der mittlere Phasenschub bei jedem einzelnen Strahlteiler Puls über die mittlere thermische Ausdehnung der atomaren Wolke berechnet werden [43]. Für Rubidium-87 ergibt sich bei einer Temperatur von 2,9  $\mu\text{K}$  eine Phasenabweichung von 0,5 mrad bzw.  $9 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$  Schwerefehler durch die



**Abbildung 4.12:** Geometrische Erläuterung für der effektiven Atomposition relativ zur Wellenfront. Abhängig vom Abstand  $a$  eines Atoms zur optischen Achse des Strahlteilerlichtfeld verändert sich die relative Phasenposition  $\Delta z$  des Ensembles entsprechend der lokalen Krümmungsradien  $R_1$  und  $R_2$ . Die Krümmungsradien von eingehendem und reflektiertem Strahl unterscheiden sich in dem hier betrachteten Fall durch eine residuelle Divergenz. Dies führt zu einer Vergrößerung des Strahlradius mit der zurückgelegten Strecke.

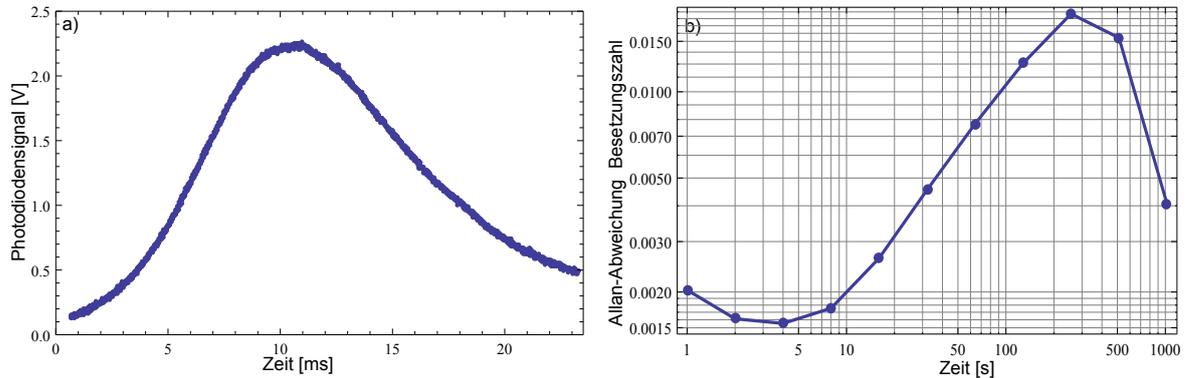
Kollimation des Strahlteiler-Lichtfeld. Die Bestimmung weiterer Phasenverschiebungen erfordert wie bereits diskutiert eine zusätzliche Analyse der verwendeten Optik.

## 4.5 Detektion und technisches Rauschen

Neben den Rauschquellen, die zu einem Rauschen der Interferometerphase führen können, treten auch Rauschterme auf, die direkt auf die gemessene Atomzahl in den verschiedenen Zuständen wirken. Eine fundamentale Limitierung der Besetzungsmessung ist durch das Quantenprojektionsrauschen des durch das Atominterferometer erzeugten Superpositionszustand gegeben. Dieser Rauschbeitrag ist abhängig von der Anzahl  $N$  von Atomen, welche an der Messung teilgenommen haben und der Wahrscheinlichkeit  $P_{|a\rangle}$ , ein Atom im angeregten Zustand zu detektieren. Es gilt für den resultierenden Phasenfehler:

$$\sigma_{\phi, \text{QPR}} = \frac{1}{A} \frac{\sqrt{P_{|a\rangle} (1 - P_{|a\rangle})}}{\sqrt{N}}. \quad (4.12)$$

Die Steigung des Interferometersignals  $\kappa$  ist bei einer Anregung  $P = 0,5$  gleich der Amplitude des Cosinus-Signals. Nach der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Präparationssequenz nehmen im Mittel noch  $10^6$  Atome am Interferometriezyklus teil. Die durch Anregungseffizienz des Strahlteilers beschränkte Amplitude des Interferometers



**Abbildung 4.13:** a) Repräsentatives Photodiodensignal bei nicht gepulster Detektion der atomaren Wolke. b) Allan-Abweichung der resultierenden Fluktuationen der Ankunftszeit. Bei der Ankunftszeitfluktuation ist eine starke Abhängigkeit von den Klimaanlagefluktuationen mit einer Zeitkonstante von etwa 500 s zu sehen.

A beträgt 0,17. Mit diesen Zahlen ergibt sich ein Quantenprojektionsrauschen von 3 mrad pro Messung, bzw. mit einer Wiederholrate von 1 Hz ein Schwerergerauschen von  $5,7 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2 / \text{Hz}^{1/2}$ .

Eine besondere Stellung nehmen die Schwankungen der Ankunftszeit der atomaren Wolke in der Detektionszone ein. In der gewählten Konfiguration können Ankunftszeitsschwankungen nur durch eine Veränderung der Startposition der Wolke erzeugt werden, da die geschwindigkeitsselektive Präparation eine Fluktuation der Startgeschwindigkeit ausschließt. Eine Veränderung der Balance zwischen gegenüberliegenden Kühl-Lichtfeldern kann zu einer solchen Störung der anfänglichen Wolkenposition führen. Aufgrund der Strahlform des Detektionslichtfeldes muss die Wolke, für eine korrekte Bestimmung der Besetzungszahl symmetrisch auf den beiden Flanken des Gaußprofils detektiert werden. Eine Abweichung von dieser Symmetrie sorgt für einen Unterschied in der effektiven Intensität mit der die Detektion der Hyperfeinzustände durchgeführt wird und erzeugt so ein fehlerhaftes Signal. Da die unpräparierte atomare Wolke zum Zeitpunkt der Detektion einen Durchmesser von 7 mm besitzt, wird die Form des Detektionssignal durch den Detektionsstrahl mit einem Durchmesser von 28 mm bestimmt und ist weitestgehend unabhängig von der Temperatur des Ensembles. Wird eine geschwindigkeitsselektive Präparation durchgeführt sinkt der effektive Radius der atomaren Wolke in Bewegungsrichtung noch weiter auf etwa 1 mm. Für die verwendeten Parameter der Detektionssequenz ergibt sich somit eine Sensitivität der normierten Besetzungsmessung auf Schwankungen der Ankunftszeit von 5,6 %/ms, bzw. Schwankungen der Startposition von 3,8 %/mm, bei einer freien Fallzeit von 210 ms. Um die Ankunftszeit der Wolke in der Detektionszone zu messen, wird die normale Präparationssequenz durch ein dauerhaftes Einstrahlen des Detektions- und Rückpumplichtes ersetzt. Das aufgenommene Photodiodensignal ist

in Abbildung 4.13 zu sehen und wird von der Gaußform des Detektionsstrahls dominiert. Die exakte Form ist durch die Faltung aus räumlicher atomarer Verteilung und Intensitätsverteilung des Detektionslichtfeldes gegeben. Für eine Bestimmung der Ankunftszeitfluktuationen reicht jedoch die Anpassung einer Gaußschen Glockenkurve aus. Die Maximumsposition der Gaußfunktion entspricht dem Zeitpunkt zu dem die atomare Wolke das Zentrum des Detektionsstrahls erreicht hat. Aufgrund der gewählten Detektionsmethode kann eine Veränderung der detektierten Besetzungszahl nur innerhalb einer Phasenabtastungs-Messreihe zu einem Phasenfehler führen. Veränderungen der detektierten Besetzungszahl zwischen einzelnen Messreihen führen nur zu einer Reduktion des Interferometerkontrastes und einer Verschiebung des Achsversatzes, welche keinen Einfluss auf den Phasenschub haben. Die mittleren Signalschwankungen von  $2 \times 10^{-3}$  pro Messzyklus führen mit dem Interferometerkontrast von 0,17 zu einem effektiven Phasenrauschen von  $11,8 \text{ mrad/Hz}^{1/2}$  bzw. einem Schwereruschen von  $2,1 \times 10^{-7} \text{ m/s}^2 / \text{Hz}^{1/2}$ .

Eine vollständige Bestimmung des Detektionsrauschens ist durch das Messen eines präparierten Ensembles möglich. Hierfür wird der Mikrowellenübergang  $|F=1, m_F=0\rangle \Rightarrow |F=2, m_F=0\rangle$  genutzt, mit dem das Ensemble in einen Überlagerungszustand versetzt wird. Die Ladezeit wurde für diese Messung soweit reduziert, bis das resultierende Detektionssignal dem durchschnittlichen Signal einer Schweremessung entspricht. Diese Messung ergibt ein Detektionsrauschen von  $2,2 \times 10^{-3}$  pro Zyklus. Bei einer Amplitude des Interferometersignals von 0,17 folgt ein effektives Phasenrauschen pro Messung von  $13 \text{ mrad}$  bzw. mit einer Wiederholrate von  $1 \text{ Hz}$  ein Schwereruschen von  $2,2 \times 10^{-7} \text{ m/s}^2 / \text{Hz}^{1/2}$ .

Dieses Rauschen ist aufgrund des hohen seismischen Rauschens nicht limitierend für eine Schweremessung, wird jedoch aufgrund der Unterdrückung der seismischen Beiträge im Fall einer Vergleichsmessung mit zwei Spezies zum dominanten Rauschterm. Da die Fluktuationen der Anfangsposition den größten Beitrag leisten, muss für eine Präzisionsmessung dieser Effekt unterdrückt werden. Hierfür soll die im Experiment zur Verfügung stehende Dipolfalle verwendet werden. Ein Transfer beider Spezies in eine gemeinsame Falle definiert die relative Anfangsposition der beiden Ensembles und erlaubt eine Unterdrückung des mit Ankunftszeitschwankungen verbundenen Rauschens.

## 4.6 Systematische Korrektur von Phasenfehlern

Wie gezeigt wurde, können die beschriebenen Phasenfehler aus den verursachenden externen Parametern berechnet werden. Dies erlaubt eine Korrektur des gemessenen Signals, um die lokale Gravitation zu erhalten. Die Bestimmung der Phasenabweichungen kann in einigen Fällen direkt mit dem Atominterferometer durchgeführt werden, aber für einige Fehlerquellen werden zusätzliche Messgeräte benötigt. Abhängig von

der Quelle der Störung kann eine solche Korrektur in situ durchgeführt werden. Ist eine in-situ-Korrektur nicht möglich, können die bestimmten Phasenabweichungen zu einer Nachkorrektur verwendet werden. Die im bisherigen Abschnitt beschriebenen konstanten Abweichungen vom Absolutwert können auf diese Weise direkt von dem ermittelten Schwerewert abgezogen werden, um einen Absolutwert der lokalen Gravitation zu erhalten.

### 4.6.1 Interferometrische Methoden

Eine Anpassung des Messprotokolls entsprechend [69] erlaubt eine nachträgliche Korrektur der auftretenden Phasenabweichungen. Für die Diskriminierung der zu messenden Phase und den parasitären Phasenbeiträgen wird die unterschiedliche Abhängigkeit von den Parametern des Zwei-Photonen-Lichtfeldes ausgenutzt. Phasenfehler, die von der Änderung des Inertialsystems abhängig sind, können intrinsisch mit dieser Methode nicht von dem Schweresignal unterschieden werden, da sie auf die gleiche Weise wie das Schweresignal skalieren. Die Veränderungen der Hyperfeinstruktur durch externe Magnetfelder und die Kopplung an die nicht-resonanten Ein- und Zwei-Photonen-Übergänge weisen jedoch eine eigene Abhängigkeit von den experimentellen Parametern auf und ermöglichen eine systematische Analyse. Die Interferometerphase setzt sich im Rahmen dieser Betrachtung folgendermaßen zusammen:

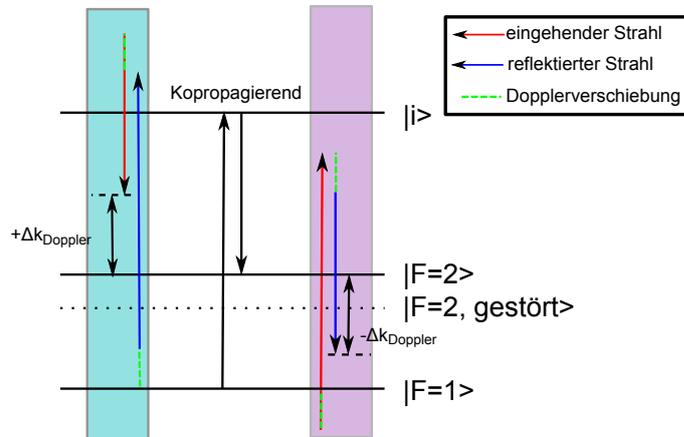
$$\phi = \phi_{\text{Inertial}} + \phi_{\text{Optik}} + \phi_{k_{\text{eff}}\text{-abhängig}} + \phi_{\Omega_{\text{eff}}\text{-abhängig}}. \quad (4.13)$$

Die  $\phi_{\text{inertial}}$  Beiträge umfassen hierbei alle auf Beschleunigung und Rotationen basierenden Beiträge, inklusive dem gesuchten Schwere-Signal.  $\phi_{\text{Optik}}$  beinhaltet die effektiven Phasenabweichungen durch Imperfektionen in der Strahlteileroptik. Der quadratische Zeeman- und AC-Stark-Effekt schlägt sich in  $\phi_{k_{\text{eff}}\text{-unabhängig}}$  nieder. Der von der effektiven Rabi-Frequenz abhängigen Abweichung durch die Zwei-Photonen-Lichtverschiebung wird mit  $\phi_{\Omega_{\text{eff}}\text{-abhängig}}$  Rechnung getragen.

Um Effekte, die nicht mit dem Wellenvektor skalieren, zu unterdrücken, kann zwischen zwei Schwere-Messungen die Richtung des effektiven Wellenvektors vertauscht werden. Dies wird durch invertiertes durchführen der Frequenzrampe erreicht, welche die Dopplerverschiebung des fallenden atomaren Ensembles ausgleicht. Dies führt dazu, dass von den vier auftretenden Lichtfeldern nun das zuvor nicht-resonante Paar den Zwei-Photonen-Übergang treibt (Vgl. Abschnitt 2.4 und Abbildung 4.14). Es gilt für das Differenz bzw. Summen-Signal der beiden Phasenmessungen  $\phi_{k_+}$  und  $\phi_{k_-}$ :

$$\phi_{k_+} + \phi_{k_-} = \phi_{k_{\text{eff}}\text{-abhängig}}, \quad (4.14)$$

$$\phi_{k_+} - \phi_{k_-} = \phi_{\text{Inertial}} + \phi_{\text{Optik}} + \phi_{\Omega_{\text{eff}}\text{-abhängig}}. \quad (4.15)$$



**Abbildung 4.14:** Mögliche Übergänge in der gewählten Interferometer-Konfiguration. An dem Interferometrieprozess sind vier Lichtfelder beteiligt, zwei eingehende und zwei reflektierte. Die kopropagierenden Paare erfahren im Ruhesystem der Atome die selbe Dopplerverschiebung, wodurch keine Veränderung der Wellenvektordifferenz auftritt. Die reflektierten Strahlen werden durch die Bewegung der Atome ins Blaue verschoben und die eingehenden ins Rote. Die resultierende Verstimmung der beiden Zwei-Photonen-Lichtfelder  $\Delta k_{\text{Doppler}}$  erlaubt eine Diskriminierung der drei möglichen Übergänge. In einer Messung mit wechselnden Wellenvektor wird alternierend der türkis bzw. violett markierte Übergang getrieben. Tritt eine Störung der Frequenz des Hyperfeinzustandes während der Interferometrie auf, beispielsweise durch den quadratischen Zeeman-Effekt, wirkt sie sich im Vorzeichen unterschiedlich auf die beiden Übergänge aus.

Diese Methode kann Driften und absolute Abweichungen vom tatsächlichen Schwerwert kompensieren, solange die Driftrate gegenüber dem zeitlichen Abstand der beiden Messungen klein ist. Wird nach jeder Phasenabtastung die Richtung des Wellenvektors umgekehrt, entspricht die charakteristische Zeitkonstante für eine effiziente Unterdrückung der doppelten Messzeit eines einzelnen Schwerpunktes. Die unterdrückten Beiträge sind die nicht  $k_{\text{eff}}$ -abhängigen Frequenzverschiebungen durch den AC-Stark-Effekt und den quadratischen Zeeman-Effekt. Die Zwei-Photonen-Lichtverschiebung skaliert, über die effektive Verstimmung des nicht-resonanten Lichtfeldes, linear mit  $k_{\text{eff}}$  und wird nicht unterdrückt.

Die Zwei-Photonen-Lichtverschiebung skaliert entsprechend Formel 2.47 linear mit der effektiven Rabi-Frequenz des Strahlteiler-Pulses. Eine Interpolation der Interferometerphase bei verschwindender Rabi-Frequenz eliminiert diesen Beitrag zum Schwere-Signal. Für eine solche Korrektur werden zwei aufeinanderfolgende Messungen mit einfacher und halber Rabi-Frequenz durchgeführt. Wie bereits diskutiert, ist die

Phasenabweichung durch die Zwei-Photonen-Lichtverschiebung signifikant geringer als die Beiträge durch den AC-Stark-Effekt und quadratischen Zeeman-Effekt. Die Messung mit verschiedenen Rabi-Frequenzen muss infolge dessen stets mit einer Messung mit wechselndem Wellenvektor kombiniert werden. Aus diesen vier Messungen können folgende Phasenverschiebungen extrahiert werden:

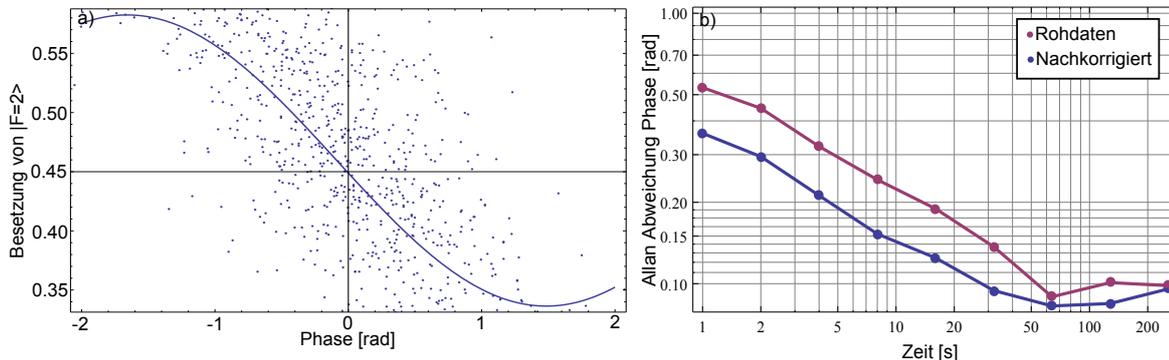
$$\phi_{k+, \Omega_{\text{eff}}/2} - \phi_{k-, \Omega_{\text{eff}}/2} + \frac{\phi_{k+, \Omega_{\text{eff}}} - \phi_{k-, \Omega_{\text{eff}}}}{2} = \phi_{\text{Inertial}} + \phi_{\text{Optik}}. \quad (4.16)$$

$$2(\phi_{k+, \Omega_{\text{eff}}/2} - \phi_{k-, \Omega_{\text{eff}}/2} + \phi_{k+, \Omega_{\text{eff}}} - \phi_{k-, \Omega_{\text{eff}}}) = \phi_{\Omega_{\text{eff}}\text{-abhängig}}. \quad (4.17)$$

Dieses Messprotokoll unterdrückt die durch Veränderung der Hyperfeinstruktur erzeugten Beiträge zu der absoluten Phasenverschiebung, reduziert jedoch die Sensitivität des Messprozess. Aufgrund der unterschiedlichen Gewichtung der Phasenbeiträge im Berechnungsprozess können die Rauschbeiträge nicht mehr als korreliert angenommen werden. Ein quadratisches Aufaddieren der mit den Messungen assoziierten Phasenrauschbeiträge  $\sigma_{\text{Messung}}$  führt zu  $\sigma_{\text{reduziert}} = \sqrt{5/2} \sigma_{\text{Messung}}$  als resultierendes Phasenrauschen. Für die vier Messungen erhöht sich auch die Gesamtmesszeit zum Bestimmen eines einzelnen Messpunktes, was zu einer Reduktion der effektive Sensitivität in einer Sekunde um einen Faktor  $\sqrt{4}$  führt. Dies führt insgesamt zu einem effektiven Phasenrauschen von  $\sigma_{\text{reduziert}} = \sqrt{10} \sigma_{\text{Messung}}$ . Die durch ein solches Messprotokoll erhöhte absolute Genauigkeit und Unterdrückung von auftretenden Driften ist bei der durch Vibrationen limitierten Sensitivität im Ein-Spezies Gravimeter zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht sinnvoll einsetzbar. Die reduzierte Sensitivität würde ein Messen der unterdrückten Phasenfehler verhindern und keinen nennenswerten Beitrag zur Analyse der Stabilität liefern. Wird das Vibrationsrauschen jedoch weiter unterdrückt, wie beispielsweise im Fall der Vergleichsmessung zwischen Kalium und Rubidium, kann diese Methode sinnvoll zur Unterdrückung auftretender Systematik eingesetzt werden.

### 4.6.2 Korrektur durch seismische Messungen

Die hohe Sensitivität auf Beschleunigungen macht das atomare Gravimeter sehr anfällig gegenüber seismischen Störungen der Umgebung. Wie bereits diskutiert können diese Störungen nicht mit interferometrischen Methoden kompensiert werden und leisten den größten Beitrag zum Gesamtrauschen der Messung. Jedoch treten die Schwere-Messung beeinflussenden seismische Störungen, wie in Abbildung 4.4 zu sehen, nur mit Frequenzen oberhalb einiger Milli-Hertz auf. In diesem Frequenzbereich bieten sich jedoch Messungen mit klassischen Relativgravimetern an, da sie auf dieser Zeitskala keine signifikanten Drifts aufweisen und Abweichungen von der absoluten Genauigkeit durch regelmäßige Nullung des Eichpunktes verhindert werden können. Werden die durch Seismik auftretenden Beschleunigungen auf diese Art aufgenommen, kann



**Abbildung 4.15:** a) Anregung des Interferometers aufgetragen gegen der aus dem Beschleunigungsaufnehmer bestimmten Phase. Die durchgezogene Kurve entspricht dem erwarteten Zusammenhang. b) Allan Abweichung der bestimmten Phase aus reiner Flankemessung und mit Nachkorrektur. Die Messung wurde mit schlecht eingestellter Vibrationsisolierung durchgeführt um ein verstärktes Vibrationsrauschen auf dem Interferometriesignal zu beobachten. Die Angleichung der beiden Allan Abweichungen in b) nach 60 s liegt in dieser Messreihe an einer Drift der Strahlteiler Laserintensität und hat keinen Einfluss auf die Kurzzeitstabilität.

der resultierende Phasenfehler des Atom-Interferometers auf unterschiedliche Weisen kompensiert werden. Die beste Unterdrückung wird durch eine direkte Korrektur der auftretenden Vibrationen durch eine Regelungsschleife erreicht, welche mithilfe einer Translationsstufe die Spiegeloberfläche entsprechend gegenbewegt. In diesem Fall der aktiven Vibrationskompensation würde das Atom-Interferometer durch die Umgebungsstörungen nicht beeinflusst werden. Ein weiterer Vorteil dieser Herangehensweise ist die Möglichkeit den Erfolg der Kompensation mithilfe eines weiteren klassischen Beschleunigungssensors zu quantifizieren. Diese Methode wird von einigen Gruppen verfolgt [71], setzt jedoch Regelungselektronik voraus, welche dem zu erwartenden Vibrationspektrum angepasst ist. Fehler in der Regelung können nicht nur zu einer Reduktion des erwünschten Effektes führen, sondern durch aufschwingen der Regelung auftretende Vibrationen sogar verstärken.

Alternativ können die aufgenommenen Beschleunigung dazu verwendet werden die resultierenden Beiträge zur Interferometerphase zu berechnen und eine Korrektur dieser Phase durchzuführen [72]. Die berechneten Phasen können in einem Nachbearbeitungsschritt zur Korrektur eingesetzt werden. Für die durch zeitlich veränderliche Beschleunigung auftretende Phasenfehler gilt:

$$\Delta\phi_{\text{Vibrationen}} = k_{\text{eff}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) a(t) dt. \quad (4.18)$$

Wobei die Gewichtungsfunktion für Vibrationen  $f(t)$  gegeben ist durch:

$$f(t) = \begin{cases} 0 & : t < 0 \vee t > 2T \\ t & : t > 0 \wedge t < T \\ 2T - t & : t > T \wedge t < 2T \end{cases} \quad (4.19)$$

Die so bestimmten Phasenbeiträge können bei einer Phasenabtastung direkt zu den eingestellten Interferometerphasen addiert werden. Bei einer Flankenmessung wird die gemessene Besetzungszahl direkt über die bekannte Antwortfunktion des Interferometers korrigiert. Dies erlaubt eine gleichbleibende Auswertungsmethode zwischen Rohdaten und den nachbearbeiteten Daten. Verschiedene Auswertungsmethoden können zu numerischen Artefakten führen, welche unterschiedliche Ergebnisse in Abhängigkeit der verwendeten Methode erzeugt. In Abbildung 4.15 ist eine, unter Verwendung des unter dem Retroreflektor positionierten Beschleunigungssensor [Althen-731A], korrigierte Flankenmessung zu sehen. Obwohl die erhöhte Sensitivität gut zu erkennen ist, entspricht die erreichte Kurzzeit-Stabilität ( $6 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2$ ) nicht dem spezifizierten elektronischen Rauschen des Sensors ( $3 \times 10^{-7} \text{ m/s}^2$ ). Die Ursache für diese Abweichungen konnte nicht abschließend geklärt werden, liegt aber vermutlich in dem unerwünschten Einkoppeln akustischer Störungen in die Beschleunigungsmessung. Der benutzte Sensor besitzt akustische Resonanzen im Bereich über 800 Hz. Während Beschleunigungen in diesem Frequenzbereich durch das Tiefpassverhalten des Atom-Interferometers unterdrückt werden, verursacht die maximale Abtastrate der Datenaufnahme von 1 kHz einen Alias-Effekt. Zur Unterdrückung dieser Beiträge wird eine Kombination aus analoger und digitaler Filterung eingesetzt, welche jedoch nur unzureichend hochfrequente Anteile unterdrückt. Wie in Kapitel 5 erläutert wird, ist für die Verwendung in einer Zwei-Spezies-Messung die erreichbare Sensitivität jedoch ausreichend. Soll der Aufbau als Ein-Spezies-Gravimeter betrieben werden, müsste der verwendete Sensor ausgetauscht werden.

	$\sigma_\phi$ [mrad/s]	Sensitivität [ $\text{m/s}^2 / \text{Hz}^{1/2}$ ]
Seismik (1)	243	$4,2 \times 10^{-6}$
Detektion	13	$2,3 \times 10^{-7}$
Davon Ankunftszeit (1)(2)	11,8	$2,1 \times 10^{-7}$
Davon Quantenprojektionsrauschen	3	$5,7 \times 10^{-8}$
Phasenstabilisierung	8,8	$1,6 \times 10^{-7}$
Davon 100 MHz Referenz	$3 \times 10^{-3}$	$5,2 \times 10^{-11}$
Magnetfeldschwankungen	0,83	$1,5 \times 10^{-8}$
Davon Magnetfeldstärke	0,8	$1,4 \times 10^{-8}$
Davon Startzeit (2)	0,2	$3,5 \times 10^{-9}$
Laufzeitunterschied	0,44	$7,6 \times 10^{-9}$
Zwei Photon Licht Verschiebung (1)	0,04	$7 \times 10^{-10}$
AC-Stark-Effekt	1,8	$3,2 \times 10^{-8}$
Sagnac Effekt	0,06	$1,1 \times 10^{-9}$
Gesamtrauschen	243,5	$4,2 \times 10^{-6}$

**Tabelle 4.1:** Übersicht über die Phasenrauschbeiträge  $\sigma_\phi$  und die erreichbare Kurzzeitsensitivität des Rubidium-Gravimeters. (1) Die Beiträge können in einer Zwei-Spezies Messung unterdrückt werden. (2) Die Beiträge können, durch Implementierung einer Dipolfalle unterdrückt werden. Der Unterdrückungsgrad wird in Kapitel 5 genauer diskutiert.

	Drift [mrad/h]	Sensitivität [ $\text{m/s}^2 / \text{h}$ ]
AC-Stark-Effekt (1)	1,8	$3,1 \times 10^{-8}$
Zwei Photon Licht Verschiebung	$8 \times 10^{-2}$	$1,4 \times 10^{-9}$
Quadratischer Zeeman-Effekt (1)	$1 \times 10^{-4}$	$1,7 \times 10^{-12}$
Gesamtdrift	1,9	$3,3 \times 10^{-8}$

**Tabelle 4.2:** Übersicht über die technischen Driften des Rubidium-Gravimeter. (1) Die Beiträge werden durch eine Messung mit wechselndem Wellenvektor unterdrückt. Durch inertielle Störungen oder Umweltbedingungen verursachte Driften sind in dieser Aufzählung nicht enthalten. Diese externen Beschränkungen werden in Kapitel 5 genauer diskutiert.

	Abweichung [mrad]	Abweichung [m/s <sup>2</sup> ]
Quadratischer Zeeman-Effekt (1)	167	$2,89 \times 10^{-6}$
Zwei Photon Licht Verschiebung (2)	8	$1,4 \times 10^{-7}$
AC-Stark-Effekt (1)	2	$3,5 \times 10^{-8}$
Wellenfronten (2)	0,5	$9 \times 10^{-9}$
Sensitive Achse (2)	<0,2	$<3,5 \times 10^{-9}$
Brechzahländerung durch Temperatur	< 0,02	$<3,5 \times 10^{-10}$
Brechzahländerung durch Druck	< 0,07	$<1,2 \times 10^{-9}$
Sagnac Effekt, Ausrichtungsfehler	< 0,02	$<3,5 \times 10^{-10}$
Gesamtabweichung unkorrigiert	177,8	$3,1 \times 10^{-6}$
Gesamtabweichung korrigiert	2,8	$4,8 \times 10^{-8}$

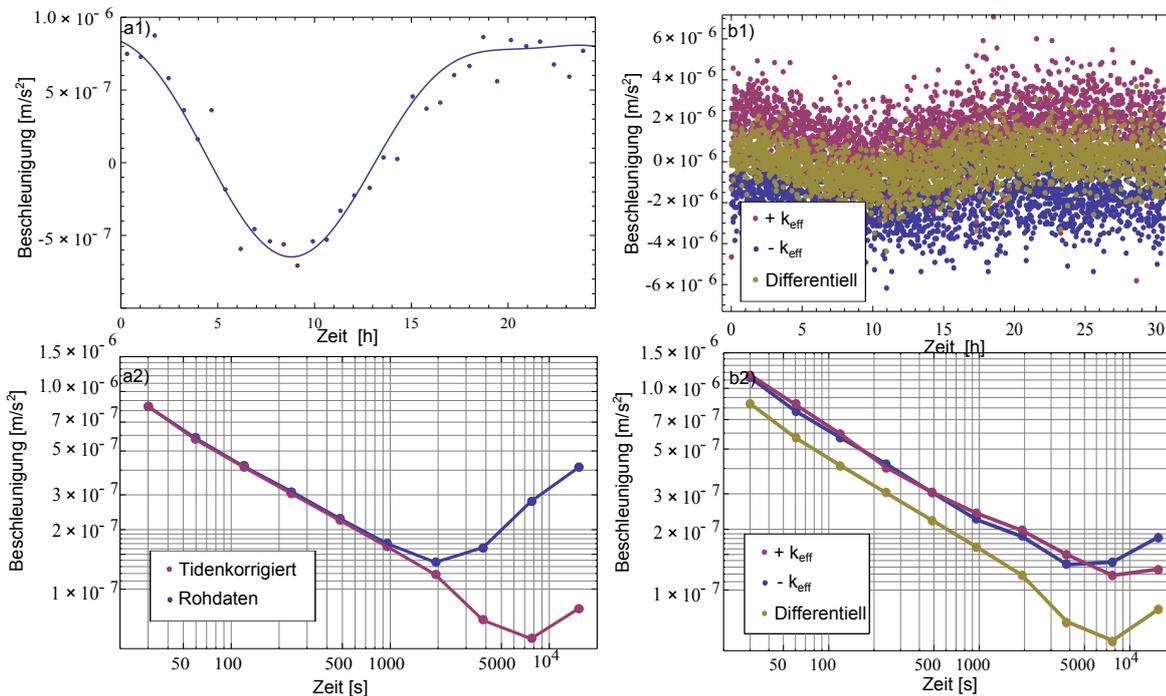
**Tabelle 4.3:** Übersicht über die technisch bedingten Abweichungen von dem absoluten Schweresignal des Rubidium-Gravimeter. (1) Die Beiträge werden durch eine Messung mit wechselndem Wellenvektor unterdrückt. (2) Die Beiträge können in einer Zwei-Spezies-Messung unterdrückt werden.

## 4.7 Tidenregistrierung

Um zur Schwereregistrierung eingesetzt zu werden, muss das Atominterferometer in der Lage sein, ausgedehnte Messreihen mit ausreichender Langzeitstabilität aufzunehmen. Hierfür wurden im Rahmen dieser Arbeit mehrere Messreihen mit mehr als 10 Stunden Laufzeit aufgenommen. Ein besonderes Augenmerk wurde auf den Vergleich mit einem Tidenmodell gelegt.

Bei den Mond- und Sonne-Tiden handelt es sich um ein gut verstandenes Schwerfeld-Phänomen, welches Schweremodulationen von einigen  $1 \times 10^{-7} \text{ m/s}^2$  verursacht. Der Vergleich des registrierten Schweresignal mit simulierten Tidendaten erlaubt es, eine Aussage über die Langzeitstabilität des Systems zu treffen und kann systematische Fehlerquellen und Driften ausschließen. Da die simulierten Daten nur die Modulation der lokalen Schwere darstellen, lässt ein Vergleich mit der gemessenen Schwere keine direkte Aussage über die absolute Genauigkeit des Atom-Interferometers zu. Die Simulation der Tidendaten wurde mit dem Programmpaket Eterna [73] durchgeführt und vom Institut für Erdmessung der Universität Hannover (IfE) zur Verfügung gestellt. Die verwendeten Daten haben eine zeitliche Auflösung von einer Minute und eine in Vergleichsmessungen verifizierte relative Genauigkeit von mindestens  $1 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$ .

In einem weiterführenden quantitativen Analyseschritt werden die vom Atominterferometer registrierten Schweredaten um die simulierten Tiden-Daten reduziert. Die so aufbereiteten Daten können das Integrationsverhalten beschränkende Driften nach-



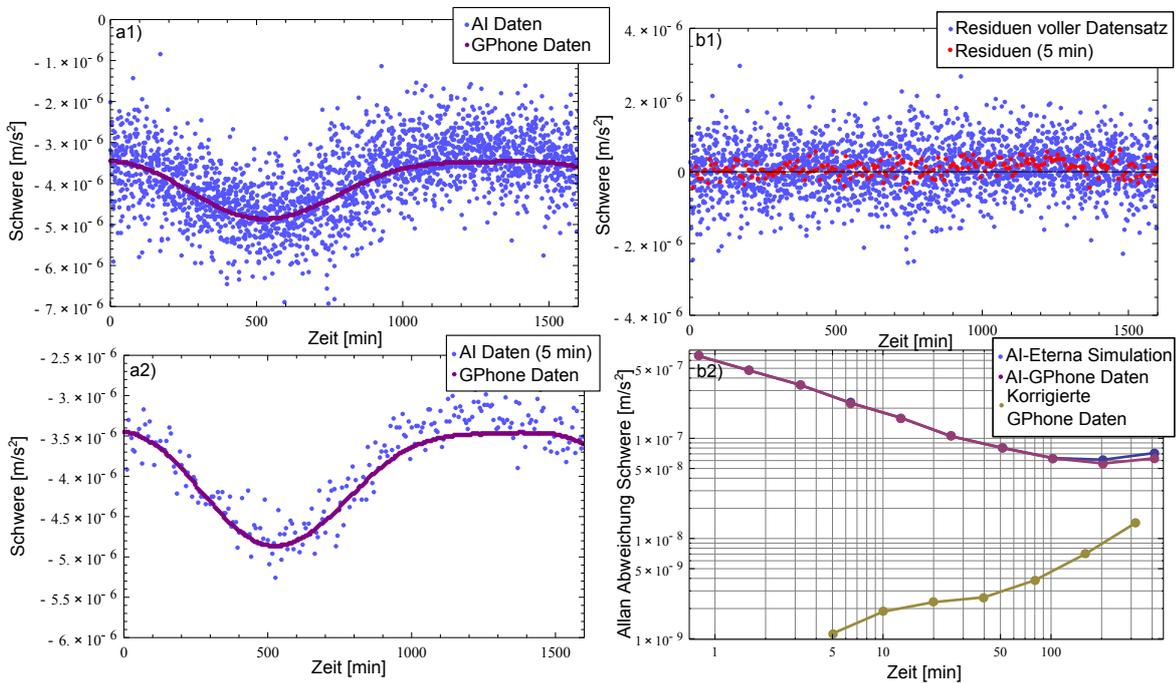
**Abbildung 4.16:** (a1) Vergleich der gemessenen Schweredaten mit einer Eterna-Tidesimulation. (a2) Allan-Abweichung des korrigierten und nicht korrigierten Schweresignals. (b1) registriertes Schweresignal für die beiden unterschiedlichen Ausrichtungen des effektiven Wellenvektors  $k_{\text{eff}}$  und des Mittelwertes. (b2) Allan-Abweichung der Tiden-korrigierten Datensätze für beide Wellenvektoren und Mittelwert. Die Datensätze in (a) sind die um die Wellenvektor-Ausrichtung bereinigten Daten. Der Unterschied im Fehler der einzelnen Wellenvektoren und des Mittelwertes entspricht der Tatsache, dass für die Mittelwertdaten in der selben Zeit die doppelte Anzahl an Messpunkten zur Verfügung stehen.

weisen. Wird eine Allan-Abweichung dieser reduzierten Datenpunkte angefertigt und doppelt logarithmisch aufgetragen, wird aufgrund der  $\sqrt{N_Z}$ -Abhängigkeit von der Anzahl an Messungen  $N_Z$  bei unkorreliertem Rauschen eine abfallende Gerade erwartet. Driften treten in der Allan-Abweichung als Gerade mit positiver Steigung entsprechend der Driftrate des experimentellen Parameters auf.

In einer in Abbildung 4.16 zu sehenden 30 Stunden Messung zeigt sich, im über die Wellenvektoren gemittelten, tidenreduzierten Signal, eine Drift von  $7,5 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2/\text{h}$ . Ausserdem kann in den Messungen der einzelnen Wellenvektoren eine mittlere Drift von  $2,5 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2/\text{h}$  gesehen werden. Aus dem Differenzsignal der beiden einzelnen Wellenvektoren kann die wellenvektorunabhängige Absolutverschiebung zu  $1,63 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2$  bestimmt werden. Diese Abweichung kann mit dem Phasenschub durch den quadratischen Zeeman-Effekt erklärt werden. Die Abweichung von dem in der spezifischen

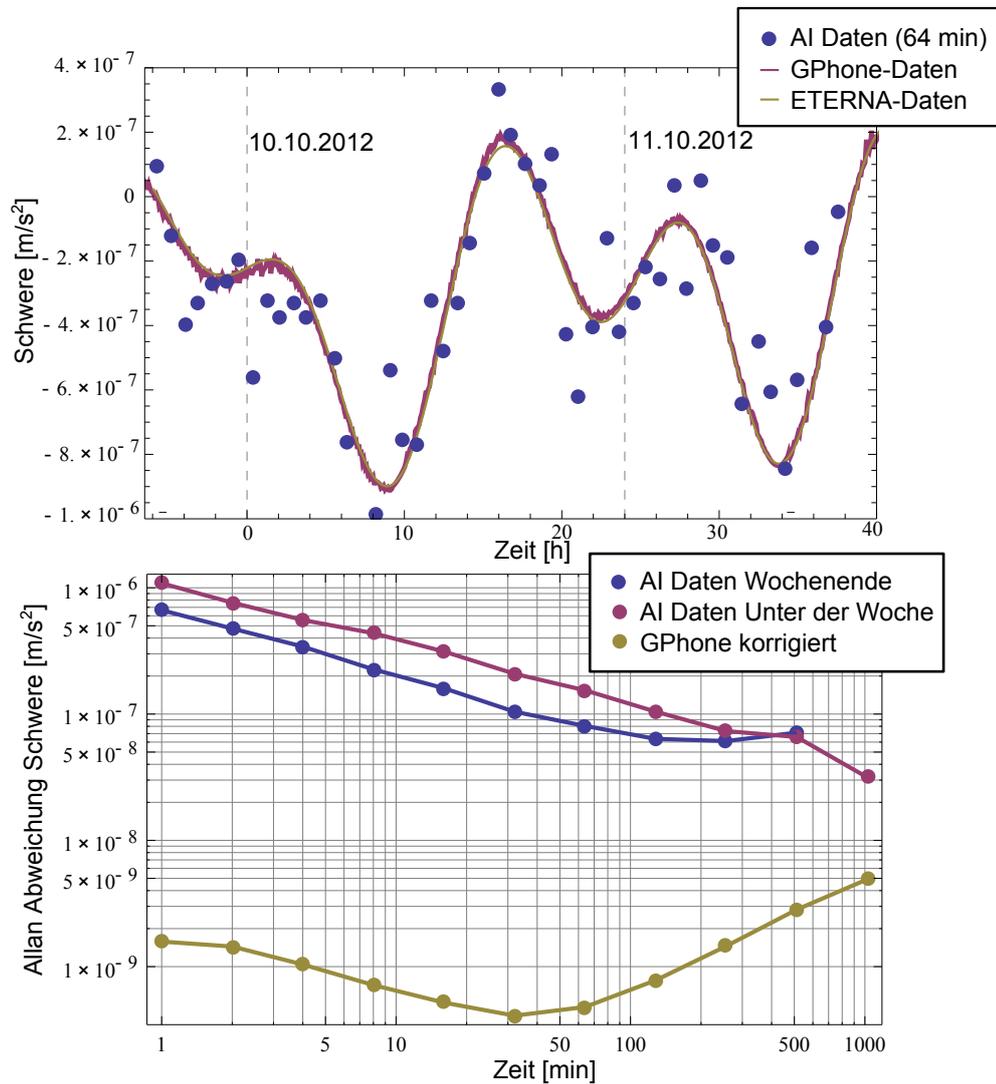
Analyse bestimmten Wert von  $2,89 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2$  entspricht einer Reduktion des verwendeten Quantisierungsfeldes um 30 %, welche im Prozess der Präparationsoptimierung stattfinden kann. Da die Wellenvektorunabhängigen Effekte durch eine Messung mit wechselndem Wellenvektor vollständig unterdrückt werden, ist eine erneute Charakterisierung nicht notwendig. Die Drift der einzelnen Wellenvektoren lässt sich gut über das Driftverhalten des AC-Stark-Effektes durch die Veränderung der Leistungsaufteilung im Zwei-Photonen-Lichtfeld erklären. Die Veränderung des gemittelten Schweresignals kann unter diesen Umständen jedoch nicht so einfach erklärt werden, da die Drift zu groß ist, um durch den dominierenden Term der Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung ausgelöst zu werden. Eine Veränderung der sensitiven Achse könnte einen Fehler in dieser Größenordnung erklären, würde jedoch außerhalb der zuvor beobachteten Veränderungen liegen. Eine mangelhafte Kompensation der Tiden durch fehlerhafte Skalierung des Schwere-Signals oder fehlerhafte Zeitanpassung zwischen simulierten und gemessenen Daten zu einer residuellen Tiden-Drift führen. Um diese Frage zu beantworten, werden weitere Messungen benötigt. Die bestimmte Schwere dieser Messung erreichen nach 10 Stunden Integration eine Sensitivität von  $8 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$  und weist eine resultierende Kurzzeitstabilität von  $4,7 \times 10^{-6} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{1/2}$  auf. Die Kurzzeitstabilität zeigt wie zu erwarten ein durch Vibrationsrauschen limitiertes Verhalten. Eine weitere Erhöhung der Sensitivität der Schweremessung ist neben längerer Integrationszeit also nur durch eine weitere Unterdrückung des seismischen Untergrunds möglich. Der resultierende Schwerewert, nach Reduktion der Tiden und bekannten systematischen Abweichungen ergibt sich zu  $9,812\,637\,196(88) \text{ m/s}^2$ .

Zusätzlich zum Vergleich mit den simulierten Tidendaten konnte im Rahmen dieser Doktorarbeit gemeinsam mit dem IfE einige Vergleichsmessungen zwischen einem relativen Federgravimeter [Lacoste - GPhone] und dem atomaren Gravimeter durchgeführt werden, welche in Abbildung 4.17 zu sehen ist. Das Federgravimeter weist in Vergleichsmessungen gut charakterisiertes Driftverhalten kleiner als  $4 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2/\text{h}$  auf [74]. Diese Vergleichsmessung erlaubt die Diskriminierung von systematischen und durch die Umgebung verursachten Effekten welche sich auch auf dem klassischen Gravimeter zeigen. Das Federgravimeter wurde für diese Messung aus Platzgründen in einem benachbarten Labor untergebracht und registrierte die lokalen Schwereänderung über vier Wochen. In dieser Zeit wurden diverse Messreihen mit verschiedenen experimentellen Parametern dem Atomgravimeter durchgeführt. Unter anderem wurde das Strahlformungsteleskop für das Zwei-Photonen-Lichtfeld ausgetauscht um eine höhere Intensität im Bereich des atomaren Ensembles zu erhalten. Dieser Austausch erhöht zwar die Phasenbeiträge durch AC-Stark-Effekt und Wellenfront Krümmung, erlaubt jedoch eine höhere Flexibilität in der Wahl der effektiven Rabi-Frequenzen des Zwei-Photonen-Übergangs. Die Messreihe mit der höchsten Kurzzeitstabilität umfasst 30 h an einem Wochenende. Eine Reduktion der ermittelten Schwere mit den Messwerten des Federgravimeters zeigt eine gute Übereinstimmung der beiden Geräte. Ein Vergleich der resultierenden Allan-Abweichung mit den durch simulierte Tidendaten



**Abbildung 4.17:** (a1) Vergleich der mit dem Atom-Interferometer (AI) registrierte Schwereänderungen mit den vom Federgravimeter (GPhone) registrierten Schwereänderungen. (a2) Über 5 min integrierte Atom-Interferometer Daten im Vergleich mit den Federgravimeter Daten. (b1) Residuum der Reduktion von Atom-Interferometer Daten mit den Federgravimeter Daten. (b2) Allan-Abweichung der reduzierten Daten von Atom-Interferometer mit Tidenimulation und Federgravimeter Daten respektive, sowie der um Tiden und bekannte Driften reduzierten Federgravimeter Daten. Bei der Allan Abweichung zeigt sich ein Unterschied im Driftverhalten zwischen der Reduktion mit simulierten und gemessenen Schwereänderungen welcher kompatibel mit der Drift des Federgravimeters ist.

reduzierten Schweredaten zeigt ein besseres Integrationsverhalten. Eine die Messung limitierende Drift von  $5 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2/\text{h}$  wird, durch einen Vergleich mit dem Federgravimeter, auf  $3,4 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2/\text{h}$  reduziert. Das um Tiden und bekannte systematische Driften reduzierte Signal des Federgravimeter zeigt im selben Zeitraum eine Drift von  $2,7 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2/\text{h}$ . Diese Korrelation zeigt einen Beitrag von Umgebungseinflüssen zum Driftverhalten. Eine abschliessende Aussage über den Gesamtbeitrag kann aus diesen Messungen jedoch, aufgrund des großen räumlichen Abstand zwischen der Sensoren und der am instrumentellen Limit des Federgravimeter liegenden Driftrate, noch nicht getroffen werden. Eine zweite Messreihe, welche unter der Woche durchgeführt wurde und in Abbildung 4.18 zu sehen ist, weist ein verstärktes Rauschen auf. Dies ist auf die erhöhte menschliche Aktivität im Gebäude und auf den umgebenden Straßen



**Abbildung 4.18:** Langzeitmessung mit dem Atominterferometer unter der Woche. In a) ist ein Vergleich der über 64 Minuten integrierten Atominterferometer Daten mit über 5 Minuten integrierten GPhone Daten und simulierten Tidendaten zu sehen. Die Atominterferometer Daten wurden unter der Woche aufgenommen. b) zeigt die Allan-Abweichung zu der Messung unter der Woche und der Messung am Wochenende, welche auch in Abbildung 4.17 dargestellt ist. Zusätzlich ist in b) die um eine lineare Drift manuell korrigierte Allan-Abweichung des GPhone zu sehen. Die unter der Woche aufgenommenen Atominterferometer Daten zeigen ein höheres Rauschen als die Daten aus der Wochenendmessung. Des weiteren ist aufgrund der höheren Messdauer erkennbar, dass die limitierende Drift nach 400 min bei längerer Integration wieder herunter gemittelt wird.

zurückzuführen. Diese Messung konnte 46 Stunden lang durchgeführt werden und zeigt ein auf dieser Zeitskala nicht limitiertes Integrationsverhalten. Nach  $4,91 \times 10^4$  s kann anhand der Allan-Abweichung eine maximale Sensitivität von  $3,86 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$  erreicht werden. Die in der Wochenend-Messung beobachtbare Drift kann in dieser Messreihe durch fortgesetztes Integrieren weiter reduziert werden. Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass es sich um ein zyklisches Phänomen mit einer Periodendauer von etwa 24 Stunden handelt. Es liegt entsprechend nahe, dass die auftretende Störung mit dem Tag-Nacht-Rhythmus zusammenhängt. Bei diesen Störungen kann es sich sowohl um eine Auswirkung der menschlichen Aktivität in der Umgebung als auch Schwankungen welche durch Temperaturveränderungen ausgelöst werden handeln. Für eine finale Aussage über das tatsächlich zu erwartende Driftverhalten und die Ursache für die beobachteten Störungen müssen jedoch weitere Messreihen mit einer erhöhten Messdauer durchgeführt werden. Basierend auf diesen Ergebnissen ist keine Limitierung einer Messung des Eötvös-Verhältnis auf einem Niveau von  $1 \times 10^9$  zu erwarten.



# SYSTEMATIK EINER ZWEI-SPEZIES-MESSUNG

---

Neben der fortschreitenden Verbesserung der Absolutgravimetrie mithilfe des Ein-Spezies-Atominterferometers erlaubt die Messung mit zwei verschiedenen Atomen zur selben Zeit und am selben Ort eine differenzielle Unterdrückung dominanter Störeinflüsse. Einen großen Einfluss auf den erreichbaren Unterdrückungsfaktor hat die Wahl der experimentellen Parameter. Die Stabilitätsanalyse des Ein-Spezies Rubidium-Gravimeters bildet die Grundlage einer systematischen Betrachtung der zu erwartenden Zwei-Spezies-Auflösung. Wenn nicht anders angegeben, wird in diesem Kapitel davon ausgegangen, dass der experimentelle Ablauf dem des in Abschnitt 4.1 beschriebenen Ein-Spezies-Interferometers entspricht. In der Zwei-Spezies-Messung wird die Interferometriesequenz für beide Spezies zeitgleich durchgeführt und die Detektion findet in der selben Detektionszone mit zwischen den Spezies alternierenden Detektionspulsen statt. Die Präparationssequenz wird in zukünftigen Messungen um eine Dipolfalle bei 1960 nm erweitert, welche bereits zur Erzeugung eines Rubidium Bose-Einstein-Kondensats eingesetzt wurde [34].

## 5.1 Die Wahl der atomaren Spezies

Die Eignung einer atomaren Spezies als Testmasse muss sowohl nach der Sensitivität auf eine eventuelle Verletzung des Äquivalenzprinzips, als auch auf die mögliche Unterdrückung systematischer Effekte untersucht werden. Obwohl die Verwendung von Erdalkalimetallen möglich ist [77] soll diese Betrachtung auf die Verwendung von

## 5 Systematik einer Zwei-Spezies-Messung

Spezies	$\lambda$ [nm]	$m$ [ $u$ ]	$(A/m)-1$ [ $u^{-1}$ ]	$(A-2Z)/m$ [ $u^{-1}$ ]	$T_{1/2}$ [Jahre]
${}^6\text{Li}$	670	6,015	2,051	0	-
${}^7\text{Li}$	670	7,016	2,228	0,143	-
${}^{22}\text{Na}$	589	22,994	0,272	0	2,6
${}^{23}\text{Na}$	589	22,989	0,478	0,143	-
${}^{39}\text{K}$	767	38,964	0,923	0,143	-
${}^{40}\text{K}$	767	39,964	0,901	0,143	$1,3 \times 10^9$
${}^{41}\text{K}$	767	40,961	0,952	0,0257	-
${}^{85}\text{Rb}$	780	84,912	1,039	0,05	-
${}^{87}\text{Rb}$	780	86,909	1,045	0,732	$4,8 \times 10^{10}$
${}^{133}\text{Cs}$	852	132,905	0,715	0,173	-
${}^{134}\text{Cs}$	852	133,906	0,702	0,179	$2,1/3 \times 10^{-4}$
${}^{135}\text{Cs}$	852	134,905	0,704	0,185	$2,3 \times 10^6 / 1 \times 10^{-4}$
${}^{137}\text{Cs}$	852	136,907	0,679	0,197	30,7

**Tabelle 5.1:** Übersicht über die Alkalimetalle mit einer Halbwertszeit  $T_{1/2}$  über einem Jahr. Sind zwei Halbwertszeiten angegeben, bezieht sich die erste auf den Grundzustand und die zweite auf einen angeregten Kernzustand. Die zugehörigen Übergangsenergien liegen im MeV-Bereich und treten im experimentellen Ablauf nur durch die Interaktion mit Höhenstrahlung statistisch auf. Diese Zerfälle erhöhen die Gesamtkativität der Probe und damit den technischen Aufwand. Die von Nukleonenzahl  $A$  und Kernladungszahl  $Z$  abhängigen Verletzungsparameter entsprechen dem relativen Masseedefekt und dem relativen Neutronenüberschuss respektive. Die Kerndaten wurden aus [75], Spektroskopiedaten aus [76] übernommen.

Alkalimetallen als Testmassen beschränkt bleiben. Die beiden verwendeten Spezies sollen mit der gleichen Interferometrieoptik adressiert werden, da die stärksten systematischen Effekte durch die verwendete Optik eingebracht werden. Dies limitiert den maximalen Wellenlängenabstand auf wenige Nanometer. Wie in Tabelle 5.1 zu sehen ist, erfüllen nur die unterschiedlichen Isotope der einzelnen Elemente sowie die Kombination Kalium und Rubidium diese Bedingung. Die Verwendung verschiedener Isotope des selben Elements hat den technischen Vorteil, dass die Lichtfeldstabilisierungen mit gemeinsamen Elementen durchgeführt werden können und ein Großteil der systematischen Effekte, wie etwa Wellenfrontaberrationen, gleich auf die beiden Ensembles wirkt. Zusammen mit dem identischen Verhalten der optischen Elemente zur Erzeugung der Kühlungslichtfelder, welche etwa über die Startposition einen Einfluss auf das Interferometriesignal haben, führt dies zu einer starken Unterdrückung der systematischen Fehlerquellen. Besonders in den geplanten Experimenten mit Interferometriezeiten im Bereich mehrerer Sekunden [6] und teilweise außerordentlichen

geometrischen Ausdehnungen im Bereich von 10 m [20] wird eine maximale Unterdrückung von Störeinflüssen benötigt.

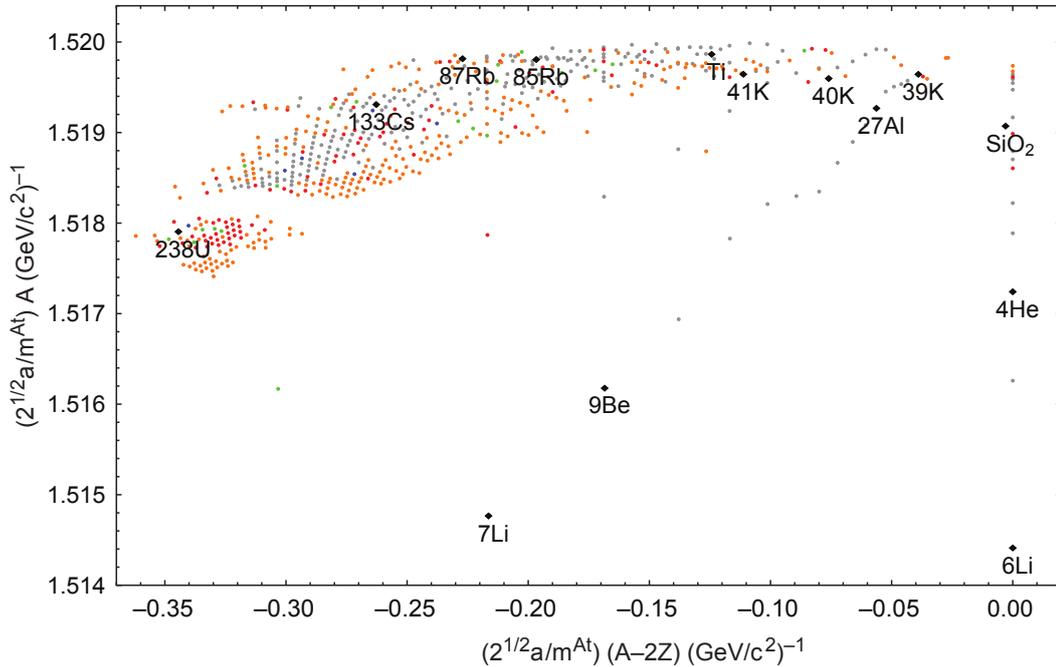
Eine vom Verletzungs-Modell unabhängige Betrachtung der Skalierung eines auftretenden Verletzungssignals kann mithilfe des erweiterten Standardmodells durchgeführt werden. Eine Entwicklung zweiter Ordnung liefert das Äquivalenzprinzip verletzende Faktoren, welche eine Reskalierung der trägen Masse verursachen. Die in [78] durchgeführte Analyse nutzt die  $(\bar{a}_{\text{eff}}^w)_\mu$ -Koeffizienten, welche nur unter Berücksichtigung der gekrümmten Raumzeit gemessen werden können und somit durch gravitative Experimente erfassbar sind. Eine Parametrisierung der für neutrale Teilchen dominanten Verschiebungsterme ergibt zwei Verletzungskoeffizienten:

$$(\bar{a}_{\text{eff}}^{p+e+n})_0 \propto \frac{A}{m} \quad (5.1)$$

$$(\bar{a}_{\text{eff}}^{p+e-n})_0 \propto \frac{A - 2Z}{m}, \quad (5.2)$$

Wobei  $A$  die Nucleonenzahl,  $Z$  die Kernladungszahl und  $m$  die atomare Masse darstellen. Eine Auftragung der Terme für verschiedene atomare Spezies ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Intrinsisch sind Tests mit verschiedenen Isotopen nicht sensitiv auf Beiträge durch  $(\bar{a}_{\text{eff}}^{p+e+n})_0$ , da sich der Beitrag zur atomaren Masse durch Bindungsenergie zwischen Isotopen nur minimal unterscheidet. Um diesen Koeffizienten gezielt zu untersuchen, muss ein großes Massenverhältnis zwischen den Testmassen liegen. Unter den Alkalimetallen würde sich beispielsweise der Vergleich zwischen Lithium und Rubidium anbieten. Die Sensitivität auf eine Verletzung durch  $(\bar{a}_{\text{eff}}^{p+e-n})_0$  mithilfe eines Isotopenvergleichs wird mit zunehmender Masse des Elements geringer. Eine hohe Sensitivität besitzen ein Vergleich von  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^7\text{Li}$  oder der hier gewählte Vergleich von  ${}^{39}\text{K}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$ .

Atominterferometrie mit Kalium-Isotopen wurde bisher nur im gefangenen Zustand demonstriert [79]. Bei der Interferometrie mit Kalium ist zu beachten, dass ein effizientes Kühlen von Kalium technisch äußerst aufwendig ist. Die geringe Hyperfeinaufspaltung des angeregten Niveaus von Kalium verbietet eine effiziente Kühlung mit einer optischen Melasse. Die minimal erreichte Temperatur von 25  $\mu\text{K}$  (Vgl. [80]) wäre für eine Messung mit einer Fallzeit von 200 ms zu hoch um eine gute Detektion des atomaren Ensembles zu gewährleisten. Um eine geringere Temperatur zu erreichen, können die Ensembles gemeinsam in eine optische Dipolfalle geladen und durch sympathetisches evaporatives Kühlen bis zur Quantenentartung gebracht werden (Vgl. [81]). Für diese Analyse wird weiterhin von thermischen Ensembles ausgegangen, aber eine spätere Erweiterung auf die Arbeit mit quantenentarteten Gasen ist auf Basis dieser Technologie möglich.



**Abbildung 5.1:** Isotopenkarte als Funktion der Verletzungsparameter  $(\bar{a}_{\text{eff}}^{p+e+n})_0$  und  $(\bar{a}_{\text{eff}}^{p+e-n})_0$  im Rahmen der Parametrisierung des erweiterten Standardmodells. Die Farben Blau, Grün und Orange der aufgetragenen Isotope entsprechen den Lebensdauern mit  $1 \times 10^9$ ,  $1 \times 10^6 - 1 \times 10^9$  und  $1 - 1 \times 10^6$  Jahren. Stabile Isotope sind in grau und Isotope mit Lebensdauern im Bereich von Stunden in rot aufgetragen. Die hervorgehobenen Isotope wurden zur Verwendung in klassischen und atominterferometrischen Test des Äquivalenzprinzips verwendet oder eine Verwendung ist geplant. Bei fehlender Angabe einer Massezahl wurde die natürliche Isotopenverteilung zur Berechnung verwendet. Übernommen aus [78].

## 5.2 Unterdrückung von dominanten Rauschbeiträgen

Der zeitgleiche Betrieb zweier Atominterferometer kann unter den richtigen Voraussetzung einen Großteil des auftretenden Rauschens für eine Vergleichsmessung unterdrücken. Rauschquellen, welche in einem festen Zusammenhang auf beide Interferometer wirken, haben unter Ausnutzung dieses Zusammenhangs keinen Einfluss auf die Differenz der beiden gemessenen Größen. Als fundamentales Limit einer Messung mit klassischen Zuständen ist das jeweilige Quantenprojektionsrauschen gegeben, welches bei einer Signalamplitude des Interferometer-Signals von 0.17 und  $1 \times 10^6$  zu erwartenden Atomen 3 mrad beträgt. Eine Verringerung des Kontrasts führt gemäß 4.12 zu einer linearen Erhöhung des effektiven Quantenprojektionsrauschen. Entsprechend

der Ausführung in Abschnitt 4 wird das Ein-Spezies-Gravimeter zusätzlich durch Vibrations-, Ankunftszeit- und Phasenrauschen der Phasenstabilisierung beschränkt. Ziel der Vergleichsmessung ist es, diese Beiträge soweit zu reduzieren, dass eine quantenprojektionsrauschlimitierte Messung des differentiellen Signals möglich ist.

### 5.2.1 Vibrationen

Aufgrund der hohen Sensitivität des Atominterferometers auf Beschleunigungen ist der stärkste Rauschbeitrag durch die nicht gravitativen Beschleunigungen der Spiegeloberfläche gegeben. Wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, tragen aufgrund des Tiefpassverhalten der Gewichtungsfunktion des Atominterferometers hauptsächlich seismische Störungen mit Frequenzen unterhalb von 100 Hz zum Beschleunigungsrauschen bei. Da für die Strahlteilerlichtfelder der beiden atomaren Ensembles der selbe Retroreflektor genutzt wird, koppeln die gleichen Beschleunigungen in die jeweilige Interferometerphase ein. Die Beschleunigung der Spiegeloberfläche relativ zu den Atomen kann in die gravitativen  $a_g(t)$  und seismischen  $a_s(t)$ -Beiträge zerlegt werden. Die Änderung der gravitativen Beschleunigung im Zeitrahmen der Interferometriesequenz ist klein im Vergleich zur Sensitivität und kann als zeitlich konstant angesehen werden. Abhängig von der Stärke der auftretenden Vibrationen können die resultierenden Daten verschieden ausgewertet werden und es müssen unterschiedliche Parameter gewählt werden, um eine optimale Unterdrückung der Phasenbeiträge zu erhalten. Zur Unterscheidung zwischen schwachen und starken Vibrationen wird der mittlere resultierende Phasenschub verwendet. Schwache Vibrationen im Sinne dieser Betrachtung resultieren in einem kleineren mittleren Phasenschub als  $\pi/2$ . Es ist darauf zu achten, dass diese Klassifizierung abhängig von der gewählten Interferometriezeit  $T$  ist und bei dem selben Vibrationshintergrund zwischen den beiden Operationsmodi durch Verändern von  $T$  gewechselt werden kann.

#### Vibrationen mit einem Phasenrauschäquivalent kleiner $\pi/2$

Bei schwachen Vibrationen befindet sich das detektierte Signal für eine Flankenmessung stets zwischen zwei Extrema der Interferometer-Antwortfunktion. Die resultierende Abbildung zwischen Phase und Besetzungszahl ist in diesem Fall bijektiv und es gilt:

$$\phi = \frac{\arccos(N_{F=2} - C)}{A}. \quad (5.3)$$

Bei bekanntem Kontrast  $A$  und Achsversatz  $C$  kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit davon ausgegangen werden, dass bei jedem Messvorgang direkt die Interferometerphase beider Spezies gemessen wird. Die Beschleunigung der Spiegeloberfläche

relativ zu den Atomen kann in die gravitativen und seismischen Beiträge zerlegt werden. Abhängig von den Interferometriezeiten  $T$  gilt mit der Gewichtungsfunktion für Vibrationen  $f(t)$  4.19:

$$\phi = k_{\text{eff}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) a(t) dt \quad (5.4)$$

$$= k_{\text{eff}} a_g T^2 + k_{\text{eff}} \chi(T, \tau, a_s(t)). \quad (5.5)$$

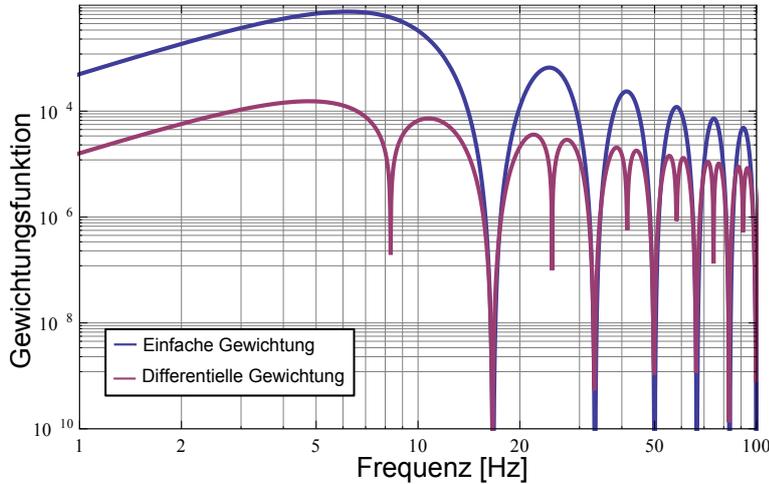
In dieser Betrachtung werden die Auswirkungen durch die effektive Rabifrequenz und Pulsdauer nicht betrachtet, da sie bei den gewählten Interferometriezeiten keinen signifikanten Beitrag leisten. Wird die Interferometersequenz zeitgleich durchgeführt, führt das Integral für beide Spezies zum selben Ergebnis  $\chi(T, \tau, a_s(t))$ , da die Gewichtungsfunktion nur von der Interferometriezeit  $T$  und der Strahlteiler-Pulsdauer  $\tau$  abhängt. Infolgedessen sind die durch Seismik verursachten Phasen bis auf einen konstanten Proportionalitätsfaktor entsprechend der jeweiligen effektiven Wellenvektoren gleich. Für das Eötvös-Verhältnis in Abhängigkeit der jeweiligen Phasenbeiträge  $\phi_{\text{Rb}}$  bzw.  $\phi_{\text{K}}$  gilt:

$$\eta = \frac{k_{\text{eff,K}} \phi_{\text{Rb}} - k_{\text{eff,Rb}} \phi_{\text{K}}}{k_{\text{eff,K}} k_{\text{eff,Rb}} g T^2}. \quad (5.6)$$

Wobei die lokale Gravitation  $g$  entweder aus dem Mittelwert der einzelnen Gravitationsmessungen oder separat mit einem klassischen Gravimeter bestimmt wird. Wird die Gravitation aus den Atominterferometriedaten bestimmt, gilt:

$$\eta = 2 \frac{k_{\text{eff,K}} \phi_{\text{Rb}} - k_{\text{eff,Rb}} \phi_{\text{K}}}{k_{\text{eff,K}} \phi_{\text{Rb}} + k_{\text{eff,Rb}} \phi_{\text{K}}}. \quad (5.7)$$

Wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt wurde, reicht die Analyse schwacher Vibrationen für die in den Ein-Spezies-Messungen genutzten experimentellen Parameter aus. Die bei einer Messung am Wochenende zu erwartenden Rauschbeiträge durch Vibrationen sind im Bereich weniger hundert Milliradian. Selbst eine Erhöhung der Interferometriezeit von 60 ms auf das operative Limit des Systems von etwa 100 ms, würde die durch Vibrationen erzeugte Phase nur um einen Faktor 2,77 erhöhen und damit weiterhin unter  $\pi/2$  belassen. Sollte jedoch die Apparatur vergrößert oder ein Multi-Photonen-Übergang-Strahlteiler implementiert werden, können die Vibrationsphasen in den Bereich der starken Vibrationen kommen.



**Abbildung 5.2:** Gewichtungsfunktionen des Ein-Spezies Gravimeter und der differentiellen Messung. Die Gewichtungsfunktionen für auftretendes Phasenrauschen mit der Beschleunigungsskalierung angepassten Interferometriezeit. Die zugehörigen experimentellen Parameter entsprechen der Ein-Spezies Stabilitätsmessung.

### Vibrationen mit einem Phasenrauschäquivalent größer $\pi/2$

Übersteigt die aus den Vibrationen resultierende Phase  $\pi/2$ , kann zwischen Besetzungszahl und Phase keine eindeutige Zuordnung stattfinden. Um trotzdem eine Unterdrückung von gemeinsamen Phasenbeiträgen zu erreichen wird die Periodizität der Antwortfunktion des Interferometers genutzt. In [82] wird eine parametrische Darstellung der gemessenen Daten gewählt, welche die Ermittlung der differentiellen Phaseninformation zwischen zwei korrelierten Interferometern erlaubt. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit werden für die weitere Betrachtung Kontrast  $A = 1$  und Achsversatz  $C = 0$  für beide Messungen gewählt. Die parametrische Auftragung ergibt somit:

$$x = N_{\text{Rb}} \quad y = N_{\text{K}} \quad (5.8)$$

$$x = \cos(\phi_1) \quad y = \cos(\phi_2 + \Delta\phi). \quad (5.9)$$

Wobei  $\Delta\phi$  alle differentiellen Phasenunterschiede enthält, die im Rahmen der Messung als konstant angesehen werden können. Besteht eine Proportionalität zwischen den jeweiligen Phasen  $\phi_1$  und  $\phi_2$ , ergibt diese Darstellung Lissajou-Figuren, welche geschlossen sind, wenn der Proportionalitätsfaktor rational ist. Sind die beiden Phasen gleich, vereinfacht sich die resultierende Figur zu einer Ellipse mit einer durch die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  gegebenen Exzentrizität. Korreliertes Phasenrauschen verteilt die Messpunkte entlang der Ellipse, während unkorreliertes Rauschen die Ellipse verbrei-

tert. Ist  $\Delta\phi \sim 0$ , entartet der Kegelschnitt zu einer Geraden. In diesem Fall ist eine Bestimmung der Exzentrizität nicht möglich. Um dies zu umgehen wird dem einen Interferometer ein zusätzlicher kontrollierter Phasenschub von  $\pi/2$  aufgeprägt, wodurch sich ein Kreis als Figur ergibt, welcher eine Extraktion der Exzentrizität aus der Figur gegenüber unkorreliertem Rauschen erleichtert.

Wird diese Darstellung zur Analyse einer Zwei-Spezies-Vergleichsmessung verwendet, ist der Proportionalitätsfaktor durch das Verhältnis der jeweiligen Skalierungsfaktoren  $k_{\text{eff}} T^2$  gegeben und im Allgemeinen nicht rational. Den Überlegungen aus [83] folgend kann der Skalierungsfaktor durch Verändern von  $T$  angepasst werden. Es gilt unter diesen Voraussetzungen  $T_{\text{Rb}} = \sqrt{k_{\text{eff,Rb}}/k_{\text{eff,K}}} T_{\text{K}} \approx 1,008 \cdot T_{\text{K}}$ . Eine solche Anpassung hat jedoch eine Veränderung der Gewichtungsfunktion 2.36 für eines der Interferometer zur Folge und reduziert somit die differenzielle Unterdrückung von Vibrationen. Für eine Vergleichsmessung entspricht die Gewichtungsfunktion für den Übertrag von Beschleunigungsrauschen in Phasenrauschen der Differenz der beiden einfachen Gewichtungsfunktionen und ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Eine Abschätzung des Einflusses der Vibrationen kann über ein Skalengesetz getroffen werden (Vgl. [83]). Von weißem Rauschen ausgehend gilt für die von Vibrationen ausgelöste Varianz  $\sigma_{\text{Vib}}^2$  in Abhängigkeit der weißen Vibrations-Rauschleistungsdichte  $S_{\text{Vib}}^0$ :

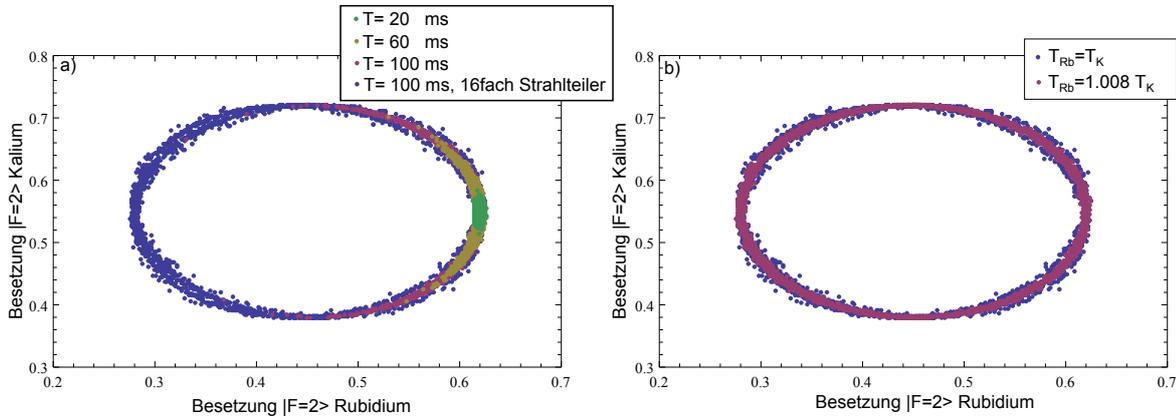
$$\sigma_{\text{Vibrationen}}^2 = \frac{2}{3} k_{\text{eff}}^2 T^3 S_{\text{Vib}}^0. \quad (5.10)$$

Für eine Variation  $\Delta k_{\text{eff}}$  von  $k_{\text{eff}}$  ergibt eine Entwicklung führender Ordnung:

$$\sigma_{\text{Vib},\Delta k_{\text{eff}}}^2 = \left( \frac{\Delta k_{\text{eff}}}{2 k_{\text{eff}}} \right)^2 \frac{2}{3} k_{\text{eff}}^2 T^3 S_{\text{Vib}}^0 + \mathcal{O} \left( \frac{\Delta k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} \right)^3. \quad (5.11)$$

Die Standardabweichung skaliert bei Kalium und Rubidium entsprechend mit  $(\Delta k_{\text{eff}}/(2 k_{\text{eff}}))^2 = 0,00852$ . Ein theoretisch auftretendes Rauschen von  $\pi/2$  rad würde aufgrund dieses Effektes die differenzielle Messung nur mit einem restlichen Rauschbeitrag von 13 mrad beschränken.

Eine Verbesserung der Messung unter starkem Vibrationsrauschen kann durch eine gleichzeitige Aufnahme der Spiegelvibrationen mithilfe eines Beschleunigungssensors erfolgen, wie sie in Abschnitt 4.6.2 beschrieben ist. Für eine solche Verbesserung der Unterdrückung müssen die Interferometriezeiten der beiden Interferometer angeglichen werden. Wird eine differenzielle Messung mit zwei Atominterferometern durchgeführt, muss das vom Beschleunigungsmesser aufgenommene Signal nur die Periodizität der Antwortfunktion des Interferometers aufheben. Diese Messung hat einen deutlich geringeren Anspruch an die Sensitivität des verwendeten Beschleunigungssensors, da nur eine relative Messung der Interferometerphase auf  $\pi/2$  erreicht werden muss. Für eine instrumentell limitierte Interferometriezeit von 100 ms würde eine Sensitivität



**Abbildung 5.3:** a) Parametrische Darstellung des zu erwartenden Interferometrie-signals für verschiedene Interferometriezeiten  $T$ . Die Interferometriezeiten für beide Spezies sind in diesem Fall gleich gewählt. Zu sehen ist der vernachlässigbare Einfluss der abweichenden Skalierungsfaktoren aufgrund des durch das Vibrationsrauschen verursachten Phasenrauschens. Die blauen Punkte entsprechen einer Messung mit einem 16-Photonen Übergang. b) Vergleich des zu erwartenden Signals in parametrischer Aufteilung bei der Verwendung eines 16-Photonen Strahlteilers mit 100 ms Interferometriezeit mit und ohne Anpassung des Skalierungsfaktors. Es zeigt sich eine deutliche Reduktion des unkorrelierten Rauschens, durch Anpassung der Interferometriezeit. Die verwendete Simulation enthält alle bekannten Rauschquellen entsprechend der Analyse in Abschnitt 4.

von  $1 \times 10^{-5} \text{ ms}^{-1}$  ausreichen, um diese Funktion zu erfüllen. Die Auswertung der gemeinsamen Daten der zwei Atominterferometer und des Beschleunigungssensors kann nach Klassifizierung der Daten nach Vielfachen von  $\pi/2$  Phasenverschiebung wie für schwache Vibrationen durchgeführt werden. Zusätzlich kann eine Analyse bedingter Wahrscheinlichkeiten mit einer Bayesischen Datenauswertung vorgenommen werden. Diese Methode wurde bereits mit Erfolg für atominterferometrische Messungen demonstriert [84] und bietet sich auch bei Messreihen mit wenigen Datenpunkten oder einer bekannten Abhängigkeit des auftretenden Rauschens von multiplen Variablen an.

### 5.2.2 Ankunftszeit und technisches Detektionsrauschen

Alle unkorrelierten Fluktuationen der gemessenen Besetzungszahl, etwa Frequenzrauschen der Detektionslaser und Quantenprojektionsrauschen der beiden Spezies, können durch eine differenzielle Messung nicht unterdrückt werden. Speziell das separate Quantenprojektionsrauschen setzt ein fundamentales Limit für das Rauschen, welches ohne Verwendung nicht-klassischer Zustände nicht unterschritten werden kann.

Die korrelierten Fluktuationen der Detektion, welche hauptsächlich durch Intensitätsschwankungen in den Preparations- und Detektions-Lichtfeldern auftritt, wird aufgrund der zeitgleichen Messung und gemeinsamer Optik differenziell unterdrückt. Nach dem Vibrationsrauschen sind Instabilitäten der Ankunftszeit des atomaren Ensembles der zweitgrößte Rauschbeitrag der Ein-Spezies-Messung.

Wird eine gemeinsame Dipolfalle für beide Spezies im Präparationsschritt eingesetzt, sind keine signifikanten Rauschbeiträge aufgrund der Ankunftszeitschwankungen mehr zu erwarten. Die Dipolfalle stabilisiert die initiale Wolkenposition bis auf wenige Mikrometer wie in Abschnitt 5.3.1 ausgeführt wird. Des Weiteren verhindert die Geschwindigkeitsselektion im Präparationsschritt eine Veränderung der Ankunftszeit durch Geschwindigkeitsfluktuationen. Wird keine Dipolfalle verwendet, sind diese Ankunftszeitschwankungen aufgrund der Verwendung gemeinsamer Optik für die beiden Interferometer korreliert. Korrelierte Ankunftszeitfluktuationen wirken sich abhängig von der Auswertemethode verschieden aus. Wird die Interferometriezeit zugunsten eines gemeinsamen Skalierungsfaktor angepasst, wie im Fall von starken Vibrationen, werden korrelierte Ankunftszeitschwankungen vollständig unterdrückt. Im Bereich schwacher Vibrationen wirken sich resultierende Schwankungen der Besetzungszahl im Rahmen einer Kleinwinkelnäherung bei einer Flankenmessung in einer gemeinsamen Phasenverschiebung für beide Interferometer aus. Diese Phasenverschiebung ist im Gegensatz zur inertialen Phase der Vibrationen jedoch nicht mit dem effektiven Wellenvektor gewichtet und wird dementsprechend, wenn die Auswertung auf eine Vibrationsunterdrückung ausgelegt ist, nicht vollständig unterdrückt. Der Unterdrückungsfaktor entspricht  $1 - (k_{\text{eff,Rb}}/k_{\text{eff,K}}) = (1 - \lambda_{\text{K}}/\lambda_{\text{Rb}}) = 1,7\%$ . Mit den im Ein-Spezies-Gravimeter gemessenen Ankunftszeitschwankungen resultiert dies in einem Phasenrauschen von 0,2 mrad, bzw.  $3,5 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$  pro Messung bei einer Interferometriezeit von 60 ms.

### 5.2.3 Phasenstabilisierung

Im Allgemeinen ist das durch die Phasenstabilisierung erzeugte Rauschen zwischen zwei Interferometern nicht korreliert. Im Rahmen des PRIMUS-II-Projekts, für welches die in dieser Arbeit vorgestellte Technologie eine Grundlage bildet, wird die Verwendung eines optischen Faserfrequenzkammes für die Präzisionsinterferometrie untersucht. Ein optischer Faserkamm liefert eine phasenstabile Möglichkeit Lichtfelder mit großer Frequenzdifferenz direkt zu vergleichen [85]. Hierfür wird die Schwebung beider Lichtfelder mit verschiedenen Zinken des Faserkamms einzeln aufgenommen. Die Differenz dieser beiden Signale wird durch Schwankungen der Kammfrequenz nicht beeinflusst und erlaubt eine Phasenstabilisierung von Lichtfeldern mit hohen Frequenzdifferenzen. Diese Technik kann sowohl für die einzelnen Zwei-Photonen-Lichtfelder eingesetzt werden, als auch für eine Phasenstabilisierung der beiden Zwei-Photonen-Lichtfelder zueinander. Werden die einzelnen Zwei-Photonen-Lichtfelder auf diese Weise stabilisiert, wird keine

weitere Frequenzkette benötigt, welche für zusätzliches Phasenrauschen sorgt [86]. Wird der Faserfrequenzkamm nicht zur Stabilisierung eingesetzt, kann er als zusätzliches Analysewerkzeug verwendet werden. Entsprechend der Überlegungen in Abschnitt 4.6.2 zur nachträglichen Korrektur der durch Beschleunigungen verursachten Phasenfluktuationen des Ein-Spezies Gravimeters, kann der Faserkamm differenzielle Phasenfluktuationen zwischen den beiden Zwei-Photonen Lichtfeldern messen und diese für eine Korrektur nutzen. Zusammen mit einer allgemeinen Verbesserung der Regelschleife sollte auf diese Weise das Phasenrauschen unter das Niveau des Quantenprojektionsrauschen verkleinert werden können.

## 5.3 Fundamentale Effekte

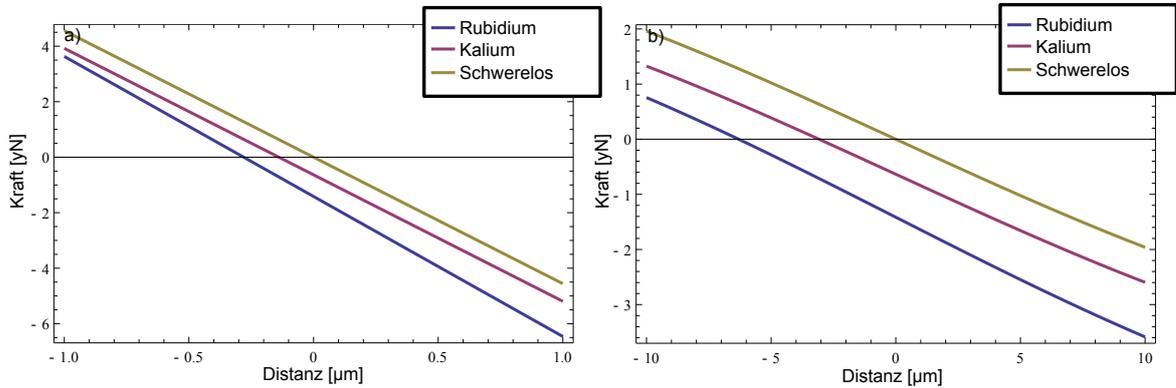
In Abschnitt 4 wurde die Stabilität und systematische Genauigkeit des Ein-Spezies-Interferometer betrachtet ohne auf die Umgebung und die damit einhergehenden fundamentalen Limitierungen der Genauigkeit einzugehen. Hierbei sind besonders gravitative und inertielle Effekte zu berücksichtigen, welche nicht direkt vom Messaufbau verursacht werden.

### 5.3.1 Gravitationsgradienten

Das Abstandsverhalten der Gravitation sorgt auf der Größenordnung des experimentellen Aufbaus für eine signifikante Veränderung der Gravitation. Der lokale lineare Gravitationsgradient durch die Erde beträgt an der Oberfläche etwa  $3,1 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2/\text{mm}$ . Dies wirkt sich auf zwei Arten auf die interferometrische Messung aus: der absolute Messwert hängt direkt von der Initialposition der Atome ab und die Trajektorie der Atome, während der Interferometriesequenz wird verändert.

#### Abweichung der Startposition

Werden die beiden atomaren Ensembles nur mit Laserkühlung gemeinsam gekühlt, konnten, wie in Abschnitt 4.5 ausgeführt, Schwankungen der Startposition von bis zu 0,5 mm beobachtet werden. Obwohl diese Schwankungen für beide Spezies aufgrund der gemeinsamen Strahlführung stark korreliert sein sollten, kann nicht grundsätzlich davon ausgegangen werden. Um ein falsches positives Signal einer Verletzung des Äquivalenzprinzips auszuschließen, muss die Initialposition zusätzlich mit einer Abbildung in der Vakuumkammer verifiziert werden. Die dafür zur Verfügung stehenden und in Abschnitt 3 beschriebenen Abbildungsverfahren können mit einer räumlichen Auflösung

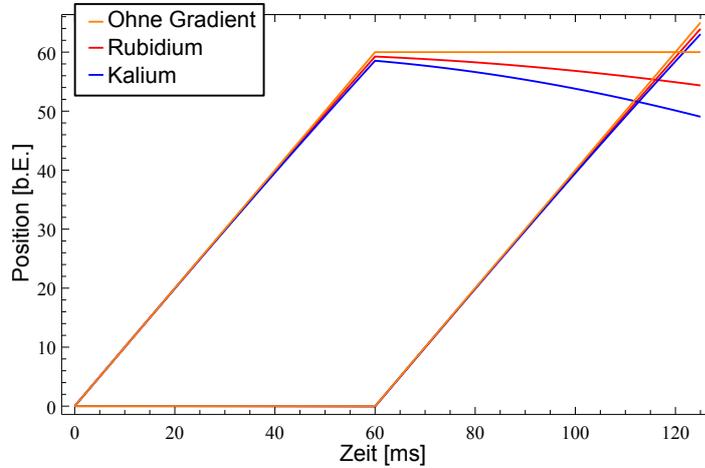


**Abbildung 5.4:** Gravitations sag in typischer Dipolfallenkonfiguration. Abgebildet ist die resultierende Kraft in Gravitationsrichtung für die in [34] verwendeten Parameter der Dipolfalle. Die verwendete Laserleistung entspricht der Leistung zu Beginn der Evaporationssequenz (a) - 11 W) und gegen Ende der Sequenz (b) - 0,5 W). Für die Berechnungen wurden das Gravitationspotential sowie die effektiven Dipolfallenpotentiale für die einzelnen Spezies verwendet [87]. Der Nulldurchgang des resultierenden Kraftfeldes entspricht der Schwerpunktposition der Ensembles.

von wenigen Mikrometern eine korrekte Vergleichsmessung gewährleisten. Jedoch ist das gemeinsame Fangen beider Spezies in einer gemeinsamen Falle im Rahmen der Präparation vorzuziehen, um eventuelle Fehlerquellen auszuschließen. Werden die beiden atomaren Ensembles in einer gemeinsamen Dipolfalle gehalten, sorgt eine unterschiedliche gravitative Dislokation aufgrund abweichenden Fallenpotentiale und wirkender Schwere für eine Differenz der Anfangsposition. Dieser Effekt ist als “gravitational sag” in der Fachliteratur bekannt und entspricht der Verschiebung des Potentialminimums durch die Überlagerung aus Dipolfallen- und Gravitationspotential. Bei typischen Fallenkonfigurationen beträgt der gravitational sag maximal wenige Mikrometer und würde in einer Vergleichsmessung erst auf einem Niveau von  $1 \times 10^{-11} \text{ m/s}^2$  sichtbar sein (Vgl. Abbildung 5.4). Da zusätzlich davon ausgegangen werden kann, dass die Falltiefe mindestens auf 1% bestimmt ist, kann eine Messung bis auf ein Niveau von  $1 \times 10^{-13} \text{ m/s}^2$  ohne den Einfluss unbekannter Abweichungen durchgeführt werden.

### Auswirkung auf die Trajektorie

Der Veränderung der Trajektorie durch den vertikalen linearen Gradienten wird in der Lagrange-Bewegungsgleichung über den Energieterm  $(1/2)m T_{zz} z(t)^2$  Rechnung getragen. Wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, beträgt die aus der resultierenden Positionsveränderung bestimmte Phase  $(7/12) g T^4 k_{\text{eff}} T_{zz}$ , was mit einer Interferometriezeit von 60 ms zu einer Phasenabweichung von  $-3,7 \text{ mrad}$  und einer Schwere-



**Abbildung 5.5:** Schematische Darstellung der Trajektorienabweichung im Interferometer durch den Gravitationsgradienten. Die Darstellung ist nicht maßstabsgetreu und unter Vernachlässigung der homogenen Gravitation berechnet. Für eine bessere Sichtbarkeit des differentiellen Effekts wird für die Berechnung die selbe Rückstoßgeschwindigkeit für beide Ensembles angenommen und der Gravitationsgradient entsprechend reskaliert.

abweichung von  $-6,34 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$  für das Rubidium-Atominterferometer führt. Die  $T^4 k_{\text{eff}}$ -Abhängigkeit führt in Abhängigkeit der gewählten Interferometrieparameter zu einer Phasenabweichung zwischen den beiden Interferometern. Bei der Verwendung gleicher Interferometriezeiten für beide Messungen, wie im Fall von schwachen Vibrationen vorgesehen, skaliert die auftretende differentielle Phasenverschiebung entsprechend der Schwerewerte mit dem Verhältnis der effektiven Wellenvektoren und hat keine Auswirkung auf die Bestimmung des Eötvös-Verhältniss mit Formel 5.6. Werden für eine Unterdrückung starker Vibrationen die Interferometriezeiten angepasst, um einen gleichen Skalierungsfaktor beider Interferometer für Schwerefluktuationen zu erhalten, weicht die Phase um einen zusätzlichen Faktor von  $T_{\text{K}}^2/T_{\text{Rb}}^2 = 1,016$  ab. Dies resultiert in einer differentiellen Phasenverschiebung von  $-5,9 \times 10^{-2} \text{ mrad}$  und einer Schwereabweichung von  $-1 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$ . Zusätzlich zum Einfluss des Gradienten auf die Schwerpunktbewegung wirkt er sich auch auf die relative Bewegung der beiden Interferometer-Pfade aus. Die Lösung der Lagrange-Bewegungsgleichungen liefert einen Phasenbeitrag entsprechend  $-T^3 v_{\text{rec}} k_{\text{eff}} T_{zz}/2$ . Im Falle des Ein-Spezies-Gravimeters mit Rubidium und 60 ms Interferometriezeit führt dies zu einer Phasenverschiebung von 0,06 mrad und einer Schwereabweichung von  $1,1 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$ . Die Proportionalität zur Aufspaltung der Interferometrie-Pfade  $T v_{\text{rec}}$  führt im Fall einer Vergleichsmessung aufgrund des signifikanten Unterschieds in der atomaren Masse zu einem messbaren Effekt. Für Kalium ergibt sich eine Phasenabweichung von 0,14 mrad, eine zugehörige Schwereabweichung von  $2,5 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$  und eine daraus resultierende Abweichung des

differenziellen Signals von 0,08 mrad, bzw.  $1,4 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$ . Dieser Effekt wird jedoch, wie etwa der Phasenbeitrag durch den AC-Stark-Effekt, durch eine Umkehrung des effektiven Wellenvektors unterdrückt.

### 5.3.2 Rotierendes Bezugssystem

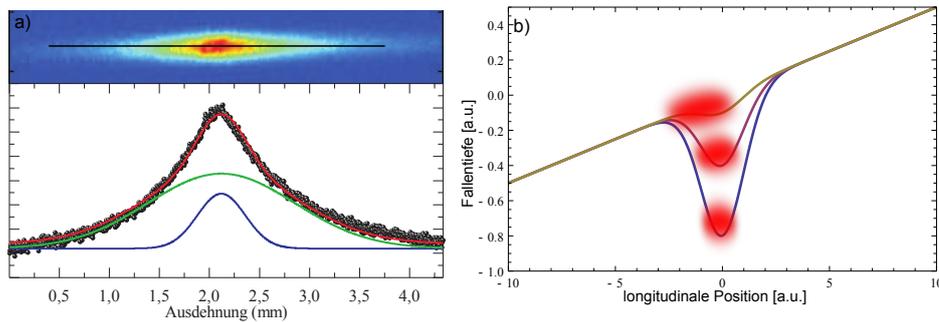
Die freifallenden Atome erfahren im Vergleich zum mit der Erde mitbewegten Laborsystem eine Zentrifugalkraft, welche der Erdanziehung entgegengesetzt ist. Die vom Erdradius  $R_{\text{Erde}}$  abhängige Phase  $R_{\text{Erde}} T^2 k_{\text{eff}} \Omega_{\text{eff}}^2$  skaliert wie die Schwere mit  $T^2 k_{\text{eff}}$  und hat damit keinen direkten Effekt auf eine Vergleichsmessung. Sie resultiert jedoch in einer effektiven Abweichung der lokalen Gravitation vom gemessenen Schwerewert von  $2,1 \times 10^{-2} \text{ m/s}^2$ . Wie in Abschnitt 4.3.2 erläutert, wirkt sich die Rotation des Bezugssystems beim Auftreten einer horizontalen Geschwindigkeitskomponente durch eine zusätzliche Sagnac-Phase auf die Interferometrie aus. Die Phase ist proportional zur horizontalen Geschwindigkeit  $v_0$  und dem effektiven Wellenvektor. Es gilt:

$$\phi_{\text{Coriolis}} = 2 \vec{\Omega} \cdot (\vec{v}_0 \times \vec{k}_{\text{eff}}) T^2. \quad (5.12)$$

Eine abschließende Präparation in einer gemeinsamen Dipolfalle unterdrückt horizontale Bewegungen, solange die Atome sich in der Falle befinden. Beim Ausschalten der Falle kann jedoch eine Verkippung mit Winkel  $\nu$  der Falle gegen die Gravitation zu einer horizontalen Bewegung führen. Wird die Leistung der Falle reduziert, überwinden die Atome die Barriere in Richtung der schwächsten Fallenachse und können sich in diese Richtung mit einer effektiven Gravitationsbeschleunigung von  $g \sin(\nu)$  bewegen. Solange die Atome in den anderen Richtungen weiterhin gefangen sind, werden sie so horizontal beschleunigt. In den bisherigen Studien mit der zu verwendenden Dipolfalle wurden Verkippungen von  $1,5^\circ$  beobachtet [34, 60]. Wird eine maximale Abschaltzeit der Dipolfalle von 3 ms angenommen ergibt sich eine maximale horizontale Geschwindigkeit von  $0,87 \text{ mm s}^{-1}$ . Die dadurch auftretende Abweichung des Schwerewertes von  $7,6 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$  für Rubidium skaliert jedoch gleich der Schwere und wird differenziell unterdrückt. Basierend auf diesen Überlegungen tritt eine mögliche Abweichung der Geschwindigkeiten der beiden Spezies durch verschiedene Fallenpotentiale maximal im Prozenbereich auf und behindert eine Vergleichsmessung auf einem Niveau von  $1 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$  nicht.

### 5.3.3 Gravitationsquellen der Umgebung

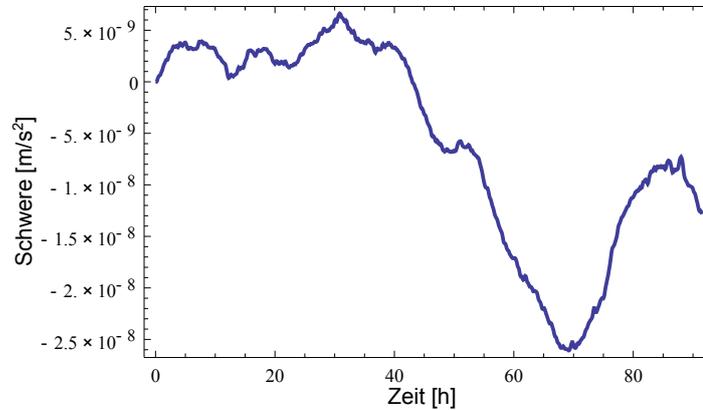
Ein Atominterferometer misst in erster Ordnung die lokale Schwerebeschleunigung welche durch die lokale Massenverteilung von der durch die Erde erzeugten Gravitation



**Abbildung 5.6:** a) Gefangene Rubidiumatome in der Dipolfalle. Die Linie durch die atomare Wolke dient als Orientierungshilfe, um die leichte Neigung von  $1,5^\circ$  zu erkennen. Verändert übernommen aus [34]. b) Schematische Darstellung der inhomogenen Ausbreitung der atomaren Wolke bei reduzierter Dipolfalltiefe.

abweicht. Eine Veränderung der lokalen Masseverteilung kann bei einer Schweremessung zu unkontrollierten Driften führen und eine Stabilitätsmessung limitieren. Die größten Änderungen der umgebenden Masseverteilung werden durch Luftdruckveränderungen und Änderungen des Grundwasserstandes erzeugt. Diese Effekte sind eine bekannte und gut reduzierbare Fehlerquelle in der Geodäsie (Vgl. [88]). Für die Veränderung der lokalen Schwere durch Luftdruckveränderung gilt  $3 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2/\text{mbar}$ .

Schnell fluktuierende Masseverteilungen, wie sie beispielsweise durch die Menschen, Bauarbeiten oder den Straßenverkehr ausgelöst werden, sind nicht problemlos zu erfassen und wirken limitierend auf eine Langzeitdetektion der Schwere. Im Normalfall kann davon ausgegangen werden, dass diese Störungen sich schnell im Vergleich zur Messzeit verändern und bei der Integration unterdrückt werden. Die Gravitation durch die Laborausstattung verfälscht zusätzlich dauerhaft die Genauigkeit des Messvorgangs. Eine Veränderung der lokalen Schwere hat keine Auswirkung auf eine Vergleichsmessung zwischen zwei Spezies. Durch die Masseverteilung verursachte Gravitationsgradienten können jedoch, wie bereits diskutiert, durch ihren Einfluss auf die Trajektorie oder durch unterschiedliche Anfangspositionen der Ensembles eine differenzielle Phase erzeugen. Dies kann sowohl zu einer Abweichung in der Genauigkeit der Messung, als auch zu Driften führen. In Tabelle 5.2 sind lokale Quellen für gravitative Störungen angegeben.



**Abbildung 5.7:** Veränderung der lokalen Gravitation innerhalb von vier Tagen durch Luftmassenbewegung. Die Schwerewirkung wurde aus der Druckänderung im Labor bestimmt. Eine parallele Messung des Luftdrucks ermöglicht eine Reduktion der resultierenden Phasenabweichung des Atominterferometers.

Quelle	Masse [kg]	$a_{grav}$ [m/s <sup>2</sup> ]	$g_{zz}$ [m/s <sup>2</sup> /mm]	$a_{diff}$ [m/s <sup>2</sup> ]
Optischer Tisch	200	$53 \times 10^{-9}$	$53,4 \times 10^{-12}$	$24 \times 10^{-12}$
Büro unter dem Labor	400	$1,7 \times 10^{-9}$	$13,3 \times 10^{-12}$	$6 \times 10^{-12}$
Fachschafts-Feier	$20 \times 10^3$	$0,21 \times 10^{-9}$	$33 \times 10^{-12}$	$15 \times 10^{-12}$
Straßenbahn	$39 \times 10^3$	$0,016 \times 10^{-9}$	$13 \times 10^{-12}$	$5,8 \times 10^{-12}$

**Tabelle 5.2:** Beispiele für Gravitationsquellen aus der Laborumgebung. Der optische Tisch, auf dem die Vakuumkammer aufgebaut ist, stellt die größte einzelne Masse in direkter Nähe zum Experiment dar und hat einen signifikanten Einfluss auf eine Absolutmessung. Das Büro direkt unter dem Labor ist mit vier Wissenschaftlern besetzt und befindet sich 4 m unter dem Experiment. Die etwa 500 m entfernte Straßenbahn hat trotz ihrer großen Masse bereits keinen messbaren Effekt mehr. Eine während einer Langzeitregistrierung stattgefundene Feier in der Fachschaft mit etwa 200 Gästen stellt zwar einer zusätzlichen Quelle für Vibrationsrauschen jedoch keine limitierende Gravitationsquelle dar. Der Einfluss der nicht direkt unter oder über dem Labor befindlichen Quellen wird entsprechend geometrisch weiter reduziert. Die Auswirkung von einzelnen Quellen auf den Gradienten ist bei den zu erwartenden Sensitivitäten zu gering um eine Vergleichsmessung zu behindern.

## 5.4 Systematische Abweichungen und Driftverhalten

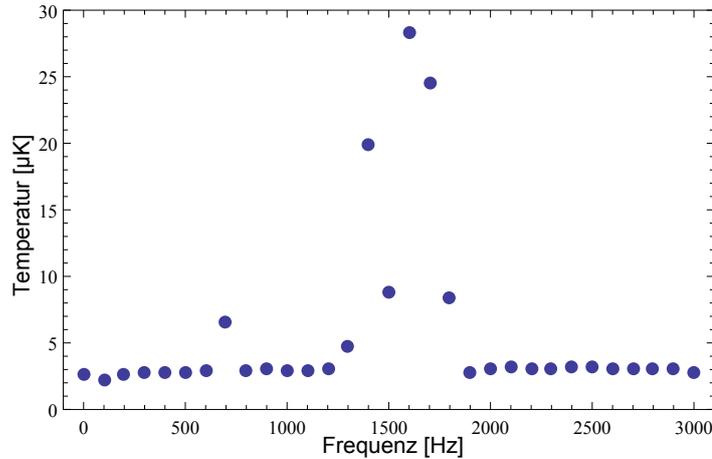
Die in Abschnitt 4 diskutierten Abweichungen von der tatsächlichen Schwere können auch eine Vergleichsmessung stören. Eine von der atomaren Spezies abhängige Skalierung der zusätzlichen Phasenbeiträge oder unterschiedliche systematische Beiträge verursachen eine differenzielle Phasenverschiebung. Die dominanten Abweichungen der Ein-Spezies-Messung sind der quadratische Zeeman-Effekt und der AC-Stark-Effekt. Beide führen aufgrund einer unterschiedlichen Skalierung und im Fall der AC-Stark-Verschiebung durch die zusätzlich auftretenden Lichtfelder zu einer differenziellen Phase, welche jedoch, wie in 4.6.2 beschrieben, durch abwechselnde Messung mit umgekehrten effektiven Wellenvektoren ausgeglichen werden kann. Da für die Strahlteiler beider Interferometer die selbe Optik genutzt wird, hat eine Verkippung der sensitiven Achse, wie bereits diskutiert, keine Auswirkung auf eine Vergleichsmessung.

### 5.4.1 Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung

Die in Abschnitt 2.4 beschriebene Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung ist neben der effektiven Rabi-Frequenz abhängig von der Dopplerverstimmung des nicht resonanten Strahlteiler-Lichtfeldes und, wegen der gewählten Polarisation, von der jeweiligen Rückstoßfrequenz. Während die Lichtfelder der anderen Spezies einen direkten Einfluss auf die AC-Stark-Verschiebung der anderen Spezies haben, trifft dies aufgrund der linearen Abhängigkeit von der effektiven Rabi-Frequenzen nicht auf die Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung zu. Eine differenzielle Phase aufgrund der  $k_{\text{eff}}$ -abhängigen Dopplerverstimmung wird nicht unterdrückt, da die Verstimmungen reziprok in die Phasenberechnung eingehen. Zusätzlich ist die Rückstoßfrequenz, welche in der Berechnung der Kopplung an den inertialinsensitiven Übergang verwendet wird, abhängig von der atomaren Masse. In der für die Stabilitätscharakterisierung eingesetzten Interferometerkonfiguration, welche den inertialinsensitiven Übergang erlaubt, führt die Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung zu einer differenziellen Phase von 0,1 mrad und einer Schwereabweichung von  $6 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$ . Ein Wechsel der Polarisationskonfiguration reduziert den Beitrag zu 0,05 mrad bzw.  $3 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$  [37].

### 5.4.2 Wellenfronten

Da eine in-situ-Bestimmung der Wellenfrontaberrationen technisch sehr aufwendig ist und sie zu einem signifikanten Phasenbeitrag führen, ist eine möglichst gute Unterdrückung dieser Beiträge essenziell. Während der tatsächliche Phasenbeitrag ohne



**Abbildung 5.8:** Parametrische Anregung eines anevaporierten Rubidium-Ensembles. Die verwendete Modulationstiefe sind 16 % der Fallentiefe und die Modulationsdauer sind 200 ms. Eine genauere Diskussion der zugehörigen Messungen ist in [60] und [89] zu finden.

eine genaue optische Analyse nicht bestimmt werden kann, ist es möglich einen minimalen Unterdrückungsfaktor anzugeben. Von einer initialen Überlagerung der beiden Ensembles ausgehend erhalten Atome mit der gleichen Geschwindigkeit im Laufe der Interferometriesequenz die selbe Phase durch Wellenfrontfehler. Kann das Temperaturverhältnis frei eingestellt werden, erlaubt die Messung der differentiellen Phase bei bekannter Temperatur eine atominterferometrische Charakterisierung der Wellenfrontqualität. Von einem optimalen Überlapp zu Beginn der Interferometriesequenz ausgehend wird eine vollständige Unterdrückung erreicht, wenn die beiden Ensembles die selbe Geschwindigkeitsverteilung aufweisen. Aufgrund des Masseunterschieds tritt dieser Fall ein, wenn das Temperaturverhältnis der Ensembles dem inversen Verhältnis der jeweiligen Massen entspricht.

Wie bereits beschrieben, werden beide Spezies in einer gemeinsamen Dipolfalle gefangen und das Kalium sympathetisch gekühlt. Nach der Kühlphase haben beide Ensembles die selbe Temperatur. Um die Temperatur der Ensembles anzupassen, kann die Technik der parametrischen Anregung genutzt werden. Wird das Fallenpotential mit einem Vielfachen der Fallenfrequenz gestört, werden die gefangenen Atome aufgeheizt, wie in Abbildung 5.8 zu sehen ist. Diese Technik wurde bereits in vorangehenden Arbeiten zur Analyse der verwendeten Falle eingesetzt [34]. Die Fallenfrequenz ist umgekehrt proportional zu der atomaren Masse und proportional zu der Fallentiefe. Dieser Unterschied führt bei Kalium und Rubidium zu einer separaten Adressierbarkeit der Ensembles mithilfe von parametrischer Anregung und erlaubt ein spezifisches Aufheizen des Rubidium-Gases in wenigen Millisekunden. Abhängig von den Fallenparametern kann es zu einer Rethermalisierung der Kalium- und Rubidiumatome

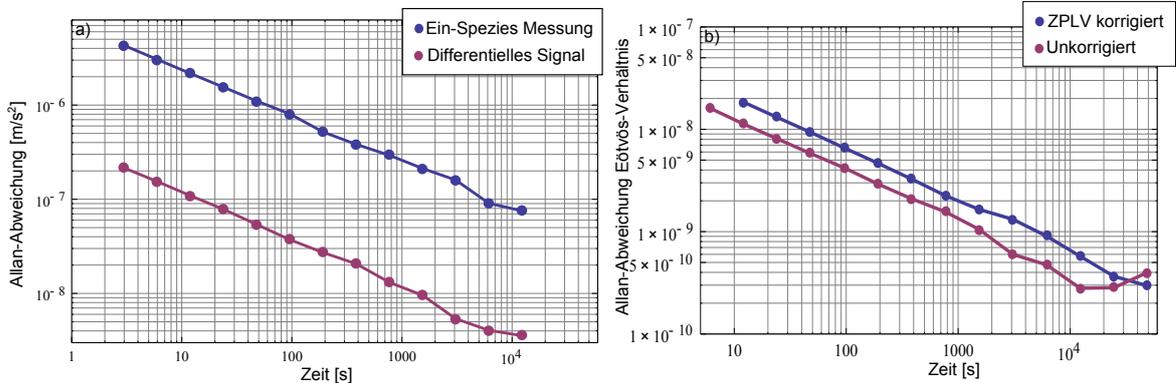
kommen. Die tatsächliche Rethermalisierungsrate muss mit den in der finalen Konfiguration verwendeten Parametern bestimmt werden, sollte jedoch aufgrund des geringen Interspezies-Streuquerschnitts [90] im Vergleich zur Rubidium-Intraspezies-Streureate [91] eine Anpassung der jeweiligen Geschwindigkeitsverteilungen nicht verhindern.

## 5.5 Projizierte Messszenarien

Für eine Vergleichsmessung mit der vorgestellten Apparatur bieten sich verschiedene Messszenarien an. Mit den vorangehenden Überlegungen ist eine Analyse der zu erwartenden Stabilität möglich. Hierbei wird von dem Stand des Rubidium-Ein-Spezies-Gravimeters ausgegangen und die Verwendung einer gemeinsamen Dipolfalle vorausgesetzt. Die Simulation ist auf die maximal erreichte Integrationszeit der Ein-Spezies-Messung von  $50 \times 10^3$  s beschränkt. Außerdem wird im Allgemeinen nicht davon ausgegangen, dass die Phasenstabilisierung der Lichtfelder vor den ersten Messungen verbessert wird. Deshalb wird entsprechend der Analyse in Abschnitt 4 ein unkorreliertes Phasenrauschen von  $\sigma_\phi = 8,8$  mrad für die Phasenstabilisierung angenommen. Dieser Beitrag verändert sich mit einer Anpassung der Interferometriezeit, soll jedoch aus Gründen der Vergleichbarkeit für die Simulationen gleich gehalten werden. Die weiteren Driften und Rauschbeiträge werden entsprechend der Überlegungen in diesem und in Abschnitt 4 in die Simulation übernommen. Die Simulation basiert auf einem aus den Phasenbeiträgen und Teilchenzahlfluktuationen bestimmten Interferometriesignal einer gleichzeitigen Flankenmessung für Rubidium und Kalium. Inklusive der gemeinsamen Präparation der Ensembles wird von einer gesamten experimentellen Zykluszeit von 3 s ausgegangen.

### 5.5.1 Normalkonfiguration

Die Schwerregistrierungen mit 60 ms Interferometriezeit stellen den am besten erprobten Operationsmodus des experimentellen Aufbaus dar. Die Atome befinden sich wie in Abbildung 4.11 zu sehen ist in dieser Zeit in einem homogenen Bereich des Quantisierungsfeldes. Außerdem stehen 90 ms für das Schalten der Präparations- und Detektionslichtfelder zur Verfügung. Diese Interferometriezeit erlaubt neben der differenziellen Messung außerdem eine Analyse der Messdaten durch Auswertung der einzelnen Interferometersignale wie in Abschnitt 4 ausgeführt. In Abbildung 5.9 ist die zu erwartende Allan-Abweichung einer differenziellen Messung abgebildet. Die Unterdrückung der gemeinsamen Phasenrauschbeiträge erlaubt eine Messung differenzieller Beschleunigungen auf einem Niveau von  $4 \times 10^{-9}$  m/s<sup>2</sup>. Eine Eötvös-Verhältnis-Messung erreicht nach 13,3 h Integrationszeit eine Sensitivität von  $3 \times 10^{-10}$ . Da die erreichbare Sensitivität

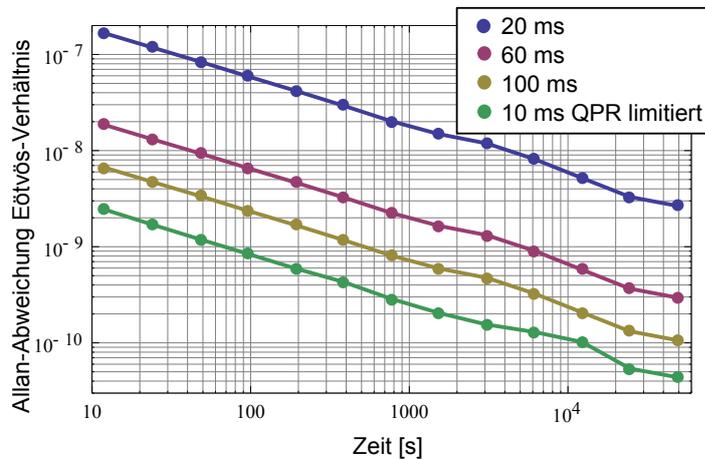


**Abbildung 5.9:** a) Allan-Abweichung der simulierten Schweremessung mit dem Ein-Spezies-Interferometer im Vergleich zum differentiellen Schweresignal. b) Die aus dem differentiellen Schweresignal bestimmte Allan-Abweichung des Eötvös-Verhältnis. Aufgetragen sind die Abweichungen für eine Messung mit Unterdrückung der Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung und für eine Messung in der nur die Wellenvektor-abhängigen Beiträge unterdrückt wurden. Zu sehen ist die Reduktion der erreichbaren Sensitivität durch die verwendete Messroutine. Mit der zu erwartenden Driftrate zeigt sich jedoch aufgrund des verbesserten Integrationsverhaltens kein Vorteil durch einen Verzicht auf die Unterdrückung der Zwei-Photon-Licht-Verschiebung.

aufgrund der zu erwartenden Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung-Drift unabhängig von der Wahl des Messprotokolls ist und die Zwei-Photonen-Licht-Verschiebung eine signifikante differentielle Phasen-Verschiebung erzeugen kann, werden Vergleichsmessungen mit dem vollständig in Abschnitt 4.6.1 beschriebenen Messprotokoll durchgeführt.

### 5.5.2 Minimalkonfiguration

Um systematische Effekte beim Kühlen von Kalium-Isotopen analysieren zu können, werden die ersten Vergleichsmessungen in der 3D-MOT-Kammer durchgeführt. Die Atome verbleiben für 50 ms im Detektionsbereich der 3D-Kammer. Dies erlaubt eine Interferometriezeit  $T$  von etwa 20 ms. Die Detektion der nach 50 ms noch sehr dichten Wolken ist sowohl mit Fluoreszenz-, als auch mit räumlich aufgelöster Absorptionsdetektion möglich. Die Verwendung einer räumlich aufgelösten Detektionsmethode erlaubt die Analyse von positionsabhängigen differentiellen Phasenverschiebungen und bildet ein wichtiges Werkzeug für nachfolgende Vergleichsmessung. Wie in Abbildung 5.10 zu sehen ist, erlaubt eine solche Messung eine Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis von minimal  $2 \times 10^{-9}$  nach 13,3 h Integrationszeit.



**Abbildung 5.10:** Erreichbare Sensitivitäten auf das Eötvös-Verhältnis bei verschiedenen Messszenarien. Die Basis für die Berechnung bildet die Stabilitätsanalyse des Rubidium-Ein-Spezies-Gravimeter.

### 5.5.3 Maximalkonfiguration

Die Freifallzeit zwischen 3D-MOT-Kammer und Detektionszone ist 210 ms. Entsprechend beträgt die maximal realistisch umsetzbare Interferometriezeit 100 ms. Um diese Zeit zu ermöglichen, müssen die Schaltprozesse der verwendeten Lichtfelder beschleunigt und die Präparation mit Ausnahme der Geschwindigkeitsselektion in der Dipolfalle durchgeführt werden. Des Weiteren wird durch die Dominanz des Vibrationsrauschen auf die Ein-Spezies-Signale die Messgenauigkeit der Ein-Spezies-Messung nicht erhöht. Ein Rückschluss auf limitierende Phasen-Drift und -Abweichungen durch Vergleich der differentiellen und absoluten Phase ist infolgedessen zusätzlich erschwert. Werden diese Limitierungen überwunden, kann mit einer Interferometriezeit von 100 ms und 13,3 h Integrationszeit eine Sensitivität von  $1 \times 10^{-10}$  auf das Eötvös-Verhältnis erreicht werden.

Die bisherigen Messungen wären limitiert durch die Phasenstabilisierung der Lichtfelder. Eine Verbesserung der Phasenstabilisierung wirkt sich bis zum Erreichen des Quantenprojektionsrauschens linear auf die Sensitivität aus. Kann das differentielle Phasenstabilisierungsrauschen unter das Quantenprojektionsrauschen gesenkt werden und gehen wir von korreliertem Ankunftszeitrauschen aus, ergibt sich als maximale instrumentell beschränkte Sensitivität  $4,5 \times 10^{-11}$  nach 13,3 h.



# DISKUSSION UND AUSBLICK

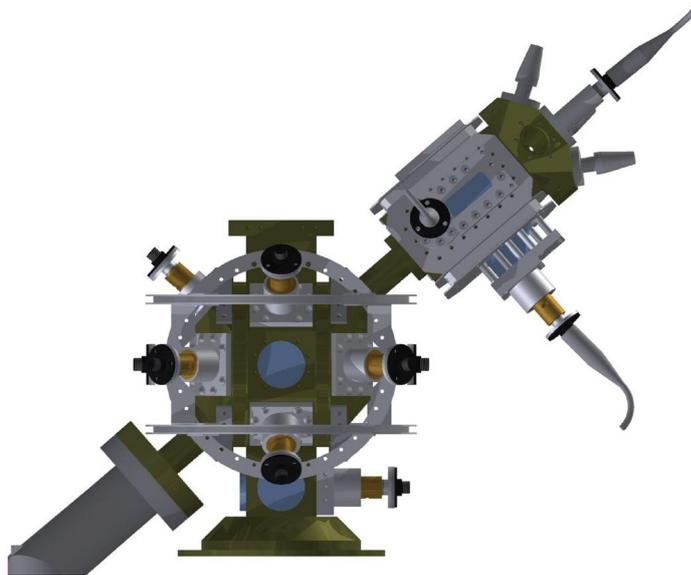
---

Die hier vorgestellte ausführliche Analyse der Stabilität des Rubidium-Gravimeters zeigt die Verwendbarkeit der Apparatur für Langzeit-Schwereregistrierung und einen Quantentest des Äquivalenzprinzips. Die limitierenden Beiträge zur Kurzzeitphasenstabilität sind als Vibrationsrauschen ( $250 \text{ mrad/Hz}^{1/2}$ ), Detektionsrauschen ( $13 \text{ mrad/Hz}^{1/2}$ ), Rauschen der Phasenstabilisierung ( $8,8 \text{ mrad/Hz}^{1/2}$ ) und schließlich das fundamental limitierende Quantenprojektionsrauschen ( $3,3 \text{ mrad/Hz}^{1/2}$ ) identifiziert worden. Es wurden Methoden zu einer zusätzlichen Unterdrückung der dominanten Vibrationsrauschbeiträge untersucht und eine Möglichkeit erörtert durch zusätzliche Messung der auftretenden Vibrationen die gravimetrische Messung zu verbessern. Die Analyse der Langzeitstabilität zeigt nach einer zusätzlichen Isolation des Systems von Umwelteinflüssen auf dem aktuellen Niveau kein limitierendes Driftverhalten. Die maximal erreichte Sensitivität beträgt  $3,86 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$  nach  $4,91 \times 10^4 \text{ s}$  Integrationszeit. Eine Vergleichsmessung mit dem Institut für Erdmessung zeigte die Verwendbarkeit der Technologie für geodätische Messkampagnen. Auf Grundlage der Stabilitätsanalyse des Ein-Spezies-Interferometers lässt sich eine Abschätzung für die mögliche Sensitivität einer Vergleichsmessung zwischen Rubidium-87 und Kalium-39 machen. Eine konservative Abschätzung erlaubt eine Sensitivität auf das Eötvös-Verhältnis von  $2 \times 10^{-9}$ , limitiert durch unkorreliertes Rauschen der Ankunftszeit und Phasenstabilisierung. Eine solche Messung erfüllt das gesetzte Ziel des CAPRICE-Projektes und kann wegweisend für zukünftige Vergleichsmessungen sein. Die zukünftige Strategie für eine fortschreitende Verbesserung des Aufbaus hängt zentral von der Nutzung ab. Nach einer erfolgreichen Vergleichsmessung ist das System sowohl für weitere Messungen des Äquivalenzprinzips, als auch als Absolutgravimeter einsetzbar.

## Messung des Äquivalenzprinzips

Basierend auf der Leistungsfähigkeit des Rubidium-Gravimeters ist eine Messung des Äquivalenzprinzips nur durch Rauschbeiträge limitiert, welche nicht direkt mit dem effektiven Wellenvektor des Zwei-Photonen-Lichtfeldes und der Interferometriezeit skalieren. Eine Veränderung dieser beiden Größen erlaubt dementsprechend eine direkte Erhöhung der Sensitivität des differentiellen Signals. In einem ersten Schritt sollten die auf Raman-Übergängen basierenden Zwei-Photon-Strahlteiler gegen Bragg-Multi-Photonen-Strahlteiler ausgetauscht werden, wie sie in [92] demonstriert wurden. Eine damit einhergehende Erhöhung des effektiven Wellenvektors führt linear zu einer Verbesserung der erreichbaren Sensitivität. Die Effizienz von Multi-Photon-Strahlteilern sinkt jedoch mit der Anzahl der übertragenen Photonenimpulse. Eine benötigte Erhöhung der Strahlteilereffizienz setzt eine Senkung der Ensemble-Temperatur voraus. Um dies zu gewährleisten sollten zukünftige Messungen in diesem Fall eine Dipolfalle für eine zusätzliche evaporative Kühlung nutzen. Die Verwendung der Dipolfalle und eine Umrüstung auf Multi-Photonen-Strahlteiler ist mittelfristig möglich und erfordert nur moderate Umbauten.

Um die Interferometriezeit zu verdoppeln, besteht die Möglichkeit das Gravimeter in einer Fontänenkonfiguration zu betreiben. Eine weitere Erhöhung der freien Entwicklungszeit kann nur durch eine Verlängerung des Vakuumsystems erreicht werden. Der Nutzen eines solchen Umbaus ist fragwürdig, da in diesem Fall die Konstruktion eines neuen Vakuumsystems vorzuziehen ist. Für einen solchen Umbau wurde im Rahmen des PRIMUS-II-Projektes ein zweistufiges MOT-System entwickelt und konstruiert [93], welches als Quellsystem für die Atominterferometrie bereits zur Verfügung steht und in Abbildung 6.1 zu sehen ist. Die Verwendung von 24-fach Strahlteilern und eine Verdopplung der Interferometriezeit würden eine Vergleichsmessung mit einem Eötvös-Verhältnis im Bereich von  $4 \times 10^{-11}$  erlauben. Ein auf diese Weise aufgerüstetes Experiment stellt ein unverzichtbares Werkzeug bei der Planung und systematischen Analyse von zukünftigen Experimenten unter Schwerelosigkeit dar. Hier sind besonders das QUANTUS II [18] und das STE-QUEST Projekt [6] zu nennen. Während das hier beschriebene bodengestützte Experiment nicht in der Lage ist, dieselben Sensitivitäten zu erreichen, können am Boden schnell verschiedene Parameter verändert und systematisch ausgewertet werden. Auf diese Weise komplementieren sich die verschiedenen im Institut für Quantenoptik vertretenen Projekte zur Messung des Äquivalenzprinzips.



**Abbildung 6.1:** PRIMUS-II Vakuummkammer. Rechts oben ist die 2D-MOT zu sehen, welche auf den Arbeiten der QUANTUS-Kooperation basiert. Die Vakuummkammer steht als alternative Atomquelle im Falle eines anstehenden Umbaus zur Erhöhung der Fallzeit zur Verfügung. (Übernommen aus [93])

## Absolutgravimetrie

Die Sensitivität des hier beschriebenen Aufbaus in einer Verwendung als Absolutgravimeter kann mithilfe der im vorangehenden Abschnitt aufgeführten Methoden nicht erhöht werden, da der dominante Rauschbeitrag des Vibrationsrauschens nicht differenziell unterdrückt wird. Die nicht gravitativen Beschleunigungen skalieren wie die gravitativen mit  $k_{\text{eff}} T^2$ . Eine Erhöhung des effektiven Wellenvektors hätte dementsprechend keinen Einfluss auf die erreichbare Sensitivität und eine Erhöhung der Interferometriezeit würde nur das Tiefpassverhalten der zugehörigen Gewichtungsfunktion verbessern. Eine Reduktion der tatsächlich auftretenden Vibrationen könnte durch einen Umzug der Apparatur an einen seismisch ruhigeren Ort erreicht werden. Speziell im Hinblick auf die Entwicklung mobiler Gravimeter sollten jedoch alternative Strategien verfolgt werden. Die in Abschnitt 4.6.2 diskutierte Möglichkeit zur Nachkorrektur der durch die Vibrationen ausgelösten Phasenschübe kann hierfür genutzt werden. Die Implementierung eines besseren Vibrationsaufnehmers und eine systematische Studie der Übertragungsfunktion zwischen den gemessenen und den auf den Spiegel auftretenden Vibrationen sollte eine effiziente Unterdrückung erlauben. Eine Unterdrückung der Vibrationsrauschbeiträge auf das Niveau des Detektionsrauschens würde bereits eine Verbesserung der Kurzzeitstabilität auf  $2,2 \times 10^{-7} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{1/2}$  bedeuten. Eine

Vereinfachung des Lasersystems für die Ein-Spezies-Gravimetrie und die Verwendung der optischen Dipolfalle erlauben eine weitere Reduktion des auftretenden Rauschens. Durch die vorgeschlagenen Verbesserungen kann theoretisch das Quantenprojektionsrauschlimit erreicht werden. Auf diesen Überlegungen basierend würde das System eine Kurzzeitstabilität von  $5,7 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2/\text{Hz}^{1/2}$  aufweisen. Die in 5 min erreichbare Sensitivität beträgt unter diesen Voraussetzungen  $3,4 \times 10^{-9} \text{ m/s}^2$ . Eine Messung auf diesem Niveau stellt eine Alternative zu dem marktführenden FG5-Absolutgravimeter dar. Soll der Aufbau zur Absolutgravimetrie eingesetzt werden, müssen zusätzlich die konstanten Phasenabweichungen eingehend untersucht werden. Zur abschließenden Bestätigung der erreichbaren Genauigkeit bietet sich eine vergleichende Messkampagne zwischen dem Atominterferometer und einem FG5 in Kooperation mit dem Institut für Erdmessung an. Die Fähigkeit ohne signifikanten Materialverschleiß über ausgedehnte Perioden von mehreren Wochen messen zu können hebt ein atominterferometrisches Absolutgravimeter deutlich von der mechanischen Konkurrenz ab. Eine Weiterentwicklung des Aufbaus zu einem modernen Absolutgravimeter ist demnach aus technologischer Sicht äußerst sinnvoll und ermöglicht die Entwicklung neuartiger mobiler Sensoren.

---

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [1] L. Marton, J.A. Simpson, and JA Suddeth. An electron interferometer. *Review of Scientific Instruments*, 25(11):1099–1104, 1954. (Zitiert auf Seite 1)
- [2] C.J. Bordé. Atomic interferometry with internal state labelling. *Physics letters A*, 140(1):10–12, 1989. (Zitiert auf Seite 1)
- [3] M. Kasevich and S. Chu. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Physical review letters*, 67(2):181–184, 1991. (Zitiert auf Seite 1)
- [4] M. Schmidt, A. Senger, M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, and A. Peters. A mobile high-precision absolute gravimeter based on atom interferometry. *Gyroscopy and Navigation*, 2(3):170–177, 2011. (Zitiert auf Seite 1)
- [5] P. Bouyer and A. Landragin. Cold atom interferometry sensor, March 11 2009. US Patent App. 12/921,519. (Zitiert auf Seite 1)
- [6] STE-QUEST proposing team. STE-QUEST mission proposal. <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=49355> - Abgerufen am 22.10.2012. (Zitiert auf den Seiten 2, 5, 6, 84 und 106)
- [7] A. Peters, K.Y. Chung, and S. Chu. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. *Nature*, 400(6747):849–852, 1999. (Zitiert auf den Seiten 2, 5 und 6)
- [8] H.J. McGuinness, A.V. Rakholia, and G.W. Biedermann. High data-rate atom interferometer for measuring acceleration. *Applied Physics Letters*, 100(1):011106–011106, 2012. (Zitiert auf den Seiten 2 und 7)
- [9] A. Einstein. Prinzipielles zur allgemeinen Relativitätstheorie. *Annalen der Physik*, 360(4):241–244, 1918. (Zitiert auf Seite 2)

- [10] 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 den Seiten 3, 4 und 119)
- [11] C.M. Will. The confrontation between general relativity and experiment. *General Relativity and John Archibald Wheeler*, pages 73–93, 2010. (Zitiert auf den Seiten 4 und 119)
- [12] K. Gödel. An example of a new type of cosmological solutions of einstein’s field equations of gravitation. *Reviews of Modern Physics*, 21(3):447, 1949. (Zitiert auf Seite 2)
- [13] L.I. Schiff. On experimental tests of the general theory of relativity. *American Journal of Physics*, 28:340, 1960. (Zitiert auf Seite 3)
- [14] 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 4)
- [15] S. Fray and M. Weitz. Atom-based test of the equivalence principle. *Space science reviews*, 148(1):225–232, 2009. (Zitiert auf den Seiten 5 und 6)
- [16] Jonas Hartwig. *Analyse eines atominterferometrischen Gravimeters hinsichtlich eines Quantentest des Äquivalenzprinzips*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2012. (Zitiert auf Seite 5)
- [17] G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidet, W. Chaibi, et al. Light-pulse atom interferometry in microgravity. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 53(3):353–357, 2009. (Zitiert auf Seite 5)
- [18] S. Herrmann, H. Dittus, C. Lämmerzahl, et al. Testing the equivalence principle with atomic interferometry. *Classical and Quantum Gravity*, 29(18):184003, 2012. (Zitiert auf den Seiten 5 und 106)
- [19] P. Hamilton, T. Barter, G. Kim, B. Mukherjee, et al. Progress towards a test of the universality of free fall using a  ${}^6\text{Li}$ - ${}^7\text{Li}$  atom interferometer. *Bulletin of the American Physical Society*, 57, 2012. (Zitiert auf Seite 5)
- [20] S. Dimopoulos, P.W. Graham, J.M. Hogan, and M.A. Kasevich. Testing general relativity with atom interferometry. *Physical review letters*, 98(11):111102, 2007. (Zitiert auf den Seiten 5 und 85)
- [21] J. Lense and H. Thirring. Über den einfluss der eigenrotation der zentralkörper auf die bewegung der planeten und monde nach der einsteinschen gravitationstheorie. *Physikalische Zeitschrift*, 19:156, 1918. (Zitiert auf Seite 5)

- 
- [22] CWF Everitt, DB DeBra, BW Parkinson, JP Turneaure, JW Conklin, MI Heifetz, GM Keiser, AS Silbergleit, T. Holmes, J. Kolodziejczak, et al. Gravity probe B: final results of a space experiment to test general relativity. *Physical Review Letters*, 106(22):221101, 2011. (Zitiert auf Seite 5)
- [23] KU Schreiber, T. Klügel, A. Velikoseltsev, W. Schlüter, GE Stedman, and J.P.R. Wells. The large ring laser G for continuous earth rotation monitoring. *Pure and Applied Geophysics*, 166(8):1485–1498, 2009. (Zitiert auf Seite 5)
- [24] PJ Mendes Cerveira, J. Boehm, H. Schuh, T. Klügel, A. Velikoseltsev, KU Schreiber, and A. Brzezinski. Earth rotation observed by very long baseline interferometry and ring laser. *Pure and Applied Geophysics*, 166(8):1499–1517, 2009. (Zitiert auf Seite 5)
- [25] TL Gustavson, P. Bouyer, and MA Kasevich. Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope. *Physical Review Letters*, 78(11):2046–2049, 1997. (Zitiert auf Seite 5)
- [26] T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, P. Berg, C. Schubert, T. Wendrich, W. Ertmer, and EM Rasel. A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 53(3):273–281, 2009. (Zitiert auf Seite 5)
- [27] L. Timmen, O. Gitlein, V. Klemann, and D. Wolf. Observing gravity change in the fennoscandian uplift area with the Hanover absolute gravimeter. *Pure and Applied Geophysics*, 169(8):1331–1342, 2012. (Zitiert auf Seite 6)
- [28] L. Timmen. Absolute and relative gravimetry. *Sciences of Geodesy-I: Advances and Future Directions*, 1:1, 2010. (Zitiert auf Seite 7)
- [29] H. Baumann, EE Klingelé, and I. Marson. Absolute airborne gravimetry: a feasibility study. *Geophysical Prospecting*, 60(2):361–372, 2011. (Zitiert auf Seite 7)
- [30] R. Klees, R. Koop, P. Visser, and J. Van den Ijssel. Efficient gravity field recovery from GOCE gravity gradient observations. *Journal of geodesy*, 74(7):561–571, 2000. (Zitiert auf Seite 7)
- [31] F. Jarecki, J. Müller, S. Petrovic, and P. Schwintzer. Temporal gravity variations in GOCE gradiometric data. *Gravity, Geoid and Space Missions*, pages 333–338, 2005. (Zitiert auf Seite 7)
- [32] S. Okubo, S. Yoshida, T. Sato, Y. Tamura, and Y. Imanishi. Verifying the precision of a new generation absolute gravimeter FG5-Comparison with superconducting gravimeters and detection of oceanic loading tide. *Geophysical research letters*, 24(4):489–492, 1997. (Zitiert auf Seite 7)

- [33] Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F.P. Dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin. A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam. *Applied Physics Letters*, 96(13):134101–134101, 2010. (Zitiert auf Seite 7)
- [34] 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 den Seiten 8, 30, 83, 94, 96, 97 und 100)
- [35] C. Schubert. *Großflächiges Sagnac Interferometer mit kalten Atomen*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, 2011. (Zitiert auf den Seiten 9, 19, 23 und 51)
- [36] M. Gilowski. *Quantitative Analyse der Auflösungsbegrenzung eines atomaren Gyroskops*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, 2010. (Zitiert auf Seite 9)
- [37] P. Cheinet. *Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids*. Dissertation, Université Paris VI, 2006. (Zitiert auf den Seiten 9, 17, 24, 51 und 99)
- [38] P. Meystre and M. Sargent. *Elements of quantum optics*. Springer Verlag, 1999. (Zitiert auf den Seiten 10 und 11)
- [39] A. Peters, K.Y. Chung, and S. Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38(1):25, 2003. (Zitiert auf den Seiten 15, 17 und 51)
- [40] P.A.M. Dirac. The lagrangian in quantum mechanics. *Phys. Z. USSR*, 3:64–72, 1933. (Zitiert auf Seite 16)
- [41] R.P. Feynman. Space-time approach to non-relativistic quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 20(2):367, 1948. (Zitiert auf Seite 16)
- [42] P. Storey and C. Cohen-Tannoudji. The feynman path integral approach to atomic interferometry. a tutorial. *Journal de Physique II*, 4(11):1999–2027, 1994. (Zitiert auf Seite 16)
- [43] Die Berechnungen basieren auf dem Programmcode von H. Ahlers und C. Schubert und ich bedanke mich für die zur Verfügungstellung. (Zitiert auf den Seiten 18, 19 und 66)
- [44] C.J. Bordé. Atomic clocks and inertial sensors. *Metrologia*, 39(5):435, 2003. (Zitiert auf Seite 18)
- [45] C.J. Bordé. Quantum theory of atom-wave beam splitters and application to multidimensional atomic gravito-inertial sensors. *General Relativity and Gravitation*, 36(3):475–502, 2004. (Zitiert auf Seite 19)

- 
- [46] K. Bongs, R. Launay, and MA Kasevich. High-order inertial phase shifts for time-domain atom interferometers. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 84(4):599–602, 2006. (Zitiert auf Seite 19)
- [47] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, 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 Seite 20)
- [48] J. Le Gouët, TE Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos. Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 92(2):133–144, 2008. (Zitiert auf Seite 22)
- [49] G.J. Dick. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. Technical report, DTIC Document, 1987. (Zitiert auf Seite 23)
- [50] F. Riehle. *Frequency standards*. Wiley-Vch, 2006. (Zitiert auf den Seiten 23 und 59)
- [51] J. Le Gouët. *Étude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limitée et exactitude préliminaire*. Dissertation, Université Paris VI, 2008. (Zitiert auf Seite 23)
- [52] A. Gauguet, TE Mehlstäubler, T. Lévèque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F.P. Dos Santos, and A. Landragin. Off-resonant raman transition impact in an atom interferometer. *Physical Review A*, 78(4):043615, 2008. (Zitiert auf Seite 25)
- [53] K. Dieckmann, RJC Spreeuw, M. Weidemuller, and JTM Walraven. The two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A*, 58:3891, 1998. (Zitiert auf Seite 27)
- [54] T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, C. Jentsch, E. M. Rasel, and W. Ertmer. Versatile compact atomic source for high-resolution dual atom interferometry. *Phys. Rev. A*, 76(6):063611, Dec 2007. (Zitiert auf Seite 27)
- [55] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati. Laser Cooling of Cesium Atoms Below 3  $\mu$ K. *Eur. Phys. Lett.*, 12(8):683, 1990. (Zitiert auf den Seiten 27 und 45)
- [56] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer, and J. Arlt. Ultraviolet light-induced atom desorption for large Rubidium and Potassium magneto-optical traps. *Phys. Rev. A*, 73(1):013410, Jan 2006. (Zitiert auf Seite 29)

- [57] 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 31)
- [58] W. Herr. Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und Manipulation von Rb-87-Atomen mit Hilfe der Atom-Licht-Wechselwirkung. Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007. (Zitiert auf Seite 31)
- [59] G.C. Bjorklund. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Optics Letters*, 5(1):15–17, 1980. (Zitiert auf Seite 33)
- [60] M. Zaiser. *Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, 2010. (Zitiert auf den Seiten 41, 96 und 100)
- [61] R. Geiger, V. Ménot, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, et al. Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nature communications*, 2:474, 2011. (Zitiert auf Seite 47)
- [62] NASA. The water planet. [http://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image\\_feature\\_1925.html](http://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image_feature_1925.html). Verwendung entsprechend der NASA-Richtlinien zur Verwendung von Bildmaterial. (Zitiert auf den Seiten 56 und 120)
- [63] T. Müller. *Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2007. (Zitiert auf Seite 56)
- [64] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and C.J. Bordé. Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Physical review letters*, 67(2):177–180, 1991. (Zitiert auf Seite 56)
- [65] JK Stockton, K. Takase, and MA Kasevich. Absolute geodetic rotation measurement using atom interferometry. *Physical review letters*, 107(13):133001, 2011. (Zitiert auf Seite 56)
- [66] Bundesministerium für Verkehr, Bau und Stadtentwicklung- Deutscher Wetterdienst. Datensatz klima\_tageswerte\_20111007\_20121005\_02014. <http://www.dwd.de/>-abgerufen am 06.10.2012. (Zitiert auf Seite 60)
- [67] B. Edlén. The refractive index of air. *Metrologia*, 2(2):71, 2005. (Zitiert auf Seite 60)

- 
- [68] ACE Klimatechnik GmbH. *Technische Beschreibung -1006/0606 X1100*. (Zitiert auf Seite 60)
- [69] A. Gauguet, TE Mehlstäubler, T. Lévèque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F.P. Dos Santos, and A. Landragin. Off-resonant raman transition impact in an atom interferometer. *Physical Review A*, 78(4):043615, 2008. (Zitiert auf den Seiten 63 und 70)
- [70] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F.P. Dos Santos. The influence of transverse motion within an atomic gravimeter. *New Journal of Physics*, 13(6):065025, 2011. (Zitiert auf Seite 66)
- [71] M. Schmidt, A. Senger, M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, and A. Peters. A mobile high-precision absolute gravimeter based on atom interferometry. *Gyroscopy and Navigation*, 2(3):170–177, 2011. (Zitiert auf Seite 73)
- [72] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F.P. Dos Santos, and P. Rouchon. Operating an atom interferometer beyond its linear range. *Metrologia*, 46(1):87, 2009. (Zitiert auf Seite 73)
- [73] H.G. Wenzel. The nanogal software: Earth tide data processing package eterna 3.30. *Bull. Inf. Marées Terrestres*, 124:9425–9439, 1996. (Zitiert auf Seite 76)
- [74] U. Riccardi, S. Rosat, and J. Hinderer. Comparison of the Micro-g LaCoste gPhone-054 spring gravimeter and the GWR-C026 superconducting gravimeter in Strasbourg (France) using a 300-day time series. *Metrologia*, 48(1):28, 2011. (Zitiert auf Seite 78)
- [75] Korea Atomic Energy Research Institute. Table-of-nuclides. <http://atom.kaeri.re.kr/> - Abgerufen am 22.10.2012. Abgerufen am 22.10.2012. (Zitiert auf Seite 84)
- [76] National Institute of Standards and Technology. Nist standard reference database 78. <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm> - Abgerufen am 22.10.2012. Abgerufen am 22.10.2012. (Zitiert auf Seite 84)
- [77] G. Ferrari, N. Poli, F. Sorrentino, and GM Tino. Long-lived Bloch oscillations with Bosonic Sr atoms and application to gravity measurement at the micrometer scale. *Physical review letters*, 97(6):60402, 2006. (Zitiert auf Seite 83)
- [78] 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 85 und 86)

- [79] M. Fattori, C. DErrico, C. Errico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Jona-Lasinio, M. Modugno, M. Inguscio, and G. Modugno. Atom interferometry with a weakly interacting Bose-Einstein condensate. *Physical review letters*, 100(8):80405, 2008. (Zitiert auf Seite 85)
- [80] 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 Seite 85)
- [81] G. Roati, M. Zaccanti, C. DErrico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio, and G. Modugno.  $^{39}\text{K}$  Bose-Einstein Condensate with Tunable Interactions. *Physical review letters*, 99(1):10403, 2007. (Zitiert auf Seite 85)
- [82] GT Foster, JB Fixler, JM McGuirk, and MA Kasevich. Method of phase extraction between coupled atom interferometers using ellipse-specific fitting. *Optics letters*, 27(11):951–953, 2002. (Zitiert auf Seite 89)
- [83] G. Varoquaux, R.A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, and P. Bouyer. How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle. *New Journal of Physics*, 11(11):113010, 2009. (Zitiert auf Seite 90)
- [84] J.K. Stockton, X. Wu, and M.A. Kasevich. Bayesian estimation of differential interferometer phase. *Physical Review A*, 76(3):033613, 2007. (Zitiert auf Seite 91)
- [85] T. Udem, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, et al. Optical frequency metrology. *Nature*, 416(6877):233–237, 2002. (Zitiert auf Seite 92)
- [86] S. Weyers, B. Lipphardt, and H. Schnatz. Reaching the quantum limit in a fountain clock using a microwave oscillator phase locked to an ultrastable laser. *Physical Review A*, 79(3):031803, 2009. (Zitiert auf Seite 93)
- [87] Die Berechnungen basieren auf dem Programmcode von D.Schlippert und ich bedanke mich für die zur Verfügungstellung. (Zitiert auf Seite 94)
- [88] W. Rabbel and J. Zschau. Static deformations and gravity changes at the earth’s surface due to atmospheric loading. *Journal of Geophysics Zeitschrift Geophysik*, 56:81–89, 1985. (Zitiert auf Seite 97)
- [89] Dennis Schlippert. Bose-Einstein-Kondensation in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$ . Master’s thesis, Leibniz Universität Hannover, 2010. (Zitiert auf Seite 100)
- [90] F. Ferlaino, C. DErrico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni. Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture. *Physical Review A*, 73(4):040702, 2006. (Zitiert auf Seite 101)

- [91] NR Newbury, CJ Myatt, and CE Wieman. s-wave elastic collisions between cold ground-state  $^{87}\text{Rb}$  atoms. *Physical Review A*, 51(4):2680–2683, 1995. (Zitiert auf Seite 101)
- [92] 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 106)
- [93] S. Ganske. Entwicklung einer Vakuumkammer für die differentielle Atominterferometrie. Master’s thesis, Leibniz Universität Hannover, 2012. (Zitiert auf den Seiten 106, 107 und 121)
- [94] D. A. Steck. Rubidium 87 D Line Data. Technical report, Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon, 2009. (Zitiert auf Seite 125)
- [95] TG Tiecke. Properties of potassium. *University of Amsterdam, The Netherlands, Thesis*, 2010. (Zitiert auf Seite 125)



---

# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

1.1	Eine zum Test des Äquivalenzprinzips verwendete Drehwaage. (Übernommen aus [10].) . . . . .	3
1.2	Auftragung ausgewählter Tests des Äquivalenzprinzips. Graphik übernommen aus [11]. . . . .	4
2.1	Schema der am Strahlteilungsprozess beteiligten Energieniveaus bei Rubidium-87. . . . .	10
2.2	Simulierte Rabi-Oszillation eines in $ g\rangle$ präparierten Ensemble. . . . .	13
2.3	Trajektorie der Wellenpakete unter Berücksichtigung des Gravitationsgradienten. . . . .	17
2.4	Schematische Darstellung der Sensitivitätsfunktion. . . . .	22
2.5	Intensitätsverhältnis zur Aufhebung des differentiellen AC-Stark-Effektes. . . . .	24
2.6	Mögliche Zwei-Photonen-Übergänge im Interferometriebetrieb. . . . .	26
3.1	Vakuumaufbau ohne Pumpen und Quellöfen . . . . .	28
3.2	3D-MOT-Bereich mit Verwendung der optischen Zugänge . . . . .	30
3.3	Schematischer Aufbau des Lasersystems zur Erzeugung der Rubidium Lichtfelder . . . . .	32
3.4	Ramanspektroskopie eines nicht präparierten Ensembles im Zustand $ F=1\rangle$ . . . . .	36
3.5	Schematische Darstellung der verwendeten Präparationssequenz . . . . .	37
3.6	Aufbau der Optik zur Erzeugung der Strahlteiler-Lichtfelder . . . . .	40
3.7	Aufbau des Detektionssystems für die normierte zustandsselektive Detektion . . . . .	41
3.8	Repräsentatives Detektionssignal der normierten zustandsselektiven Fluoreszenzdetektion . . . . .	43
3.9	Temperaturverlauf auf dem optischen Tisch . . . . .	44
3.10	Differenzielles Magnetfeld relativ zum Magnetfeld in der Mitte der 3D-MOT-Kammer . . . . .	46

---

3.11	Spektrale Rauschleistungsdichte der im Labortrakt aufgenommenen Vibrationsdaten . . . . .	47
4.1	Rabi-Oszillation des präparierten Ensembles . . . . .	50
4.2	Vergleich der Wirkung von Schwankungen des Kontrast und der Phase auf das Interferometriesignal . . . . .	51
4.3	Interferenzsignal einer Schweremessung . . . . .	52
4.4	Beschleunigungsrauschen und Gewichtungsfunktion auf der Vibrationsisolierung . . . . .	54
4.5	Allan-Abweichung der Beschleunigungsphase . . . . .	55
4.6	Bestimmung der effektiv eingeschlossenen Fläche durch Strahlteilerverkipfung. (Abbildung der Erde von [62].) . . . . .	56
4.7	Rauschleistungsdichte der Komponenten der Phasenstabilisierung für die Strahlteiler-Laser . . . . .	59
4.8	Temperaturveränderung und Druckdifferenzen in der experimentellen Umgebung . . . . .	60
4.9	Frequenzverschiebung des Mikrowellenübergang durch den AC-Stark-Effekt . . . . .	62
4.10	Allan-Abweichung der Leistung im Zwei-Photonen-Lichtfeld . . . . .	64
4.11	Örtliche Frequenzverschiebung des $ F=1, m_F=0\rangle \Rightarrow  F=2, m_F=0\rangle$ Übergangs durch den quadratischen Zeeman-Effekt . . . . .	65
4.12	Geometrische Erläuterung für der effektiven Atomposition relativ zur Wellenfront . . . . .	67
4.13	Fluktuationen der Ankunftszeit der atomaren Wolke . . . . .	68
4.14	Mögliche Übergänge in der gewählten Interferometer-Konfiguration . . . . .	71
4.15	Nachkorrektur des Vibrationsrauschen mithilfe eines Beschleunigungsaufnehmers . . . . .	73
4.16	Tiden-Messung am Wochenende im Vergleich zu Eterna-Daten . . . . .	77
4.17	Tiden-Messung am Wochenende im Vergleich zu GPhone-Daten . . . . .	79
4.18	Tiden-Messung unter der Woche im Vergleich zu GPhone-Daten . . . . .	80
5.1	Isotopenkarte als Funktion der Verletzungsparameter $(\bar{a}_{\text{eff}}^{p+e+n})_0$ und $(\bar{a}_{\text{eff}}^{p+e-n})_0$ im Rahmen der Parametrisierung des erweiterten Standardmodells . . . . .	86
5.2	Gewichtungsfunktionen des Ein-Spezies Gravimeter und der differentiellen Messung . . . . .	89
5.3	Parametrische Darstellung des zu erwartenden Interferometriesignals für verschiedene Interferometriezeiten T. . . . .	91
5.4	Gravitational sag in einer typischen Dipolfallenkonfiguration . . . . .	94
5.5	Schematische Darstellung der Trajektorienabweichung im Interferometer durch den Graviationsgradienten . . . . .	95
5.6	Gefangene Rubidiumatome in der Dipolfalle . . . . .	97

---

5.7	Veränderung der lokalen Gravitation innerhalb von vier Tagen durch Luftmassenbewegung . . . . .	98
5.8	Parametrische Anregung eines anevaporierten Rubidium-Ensembles . .	100
5.9	Allan-Abweichungen einer Vergleichsmessung mit 60 ms Interferometriezeit	102
5.10	Erreichbare Sensitivitäten auf das Eötvös-Verhältnis bei verschiedenen Messszenarien . . . . .	103
6.1	PRIMUS-II Vakuumkammer. (Übernommen aus [93]) . . . . .	107



---

# TABELLENVERZEICHNIS

---

1.1	Übersicht über einige sich zur Zeit im Aufbau befindlichen Experimente zu einem Quantentest des Äquivalenzprinzips . . . . .	5
2.1	Phasenbeiträge bis zur Ordnung $\mathcal{O}(T^4)$ durch inertielle Effekte . . . . .	18
2.2	Verwendete Parameter der Phasenberechnung . . . . .	21
3.1	Stabilisierungsschema der Rubidium-Lichtfelder . . . . .	34
3.2	Stabilisierungsschema der Kalium-Lichtfelder . . . . .	34
4.1	Übersicht über die Phasenrauschbeiträge $\sigma_\phi$ und die erreichbare Kurzzeitsensitivität des Rubidium-Gravimeters . . . . .	75
4.2	Übersicht über die technischen Driften des Rubidium-Gravimeter . . . . .	75
4.3	Übersicht über die technisch bedingten Abweichungen von dem absoluten Schweresignals des Rubidium-Gravimeter . . . . .	76
5.1	Übersicht über die Alkalimetalle mit einer Halbwertszeit $T_{1/2}$ über einem Jahr . . . . .	84
5.2	Beispiele für Gravitationsquellen aus der Laborumgebung . . . . .	98
A.1	Eigenschaften von Rubidium-87 . . . . .	125
A.2	Eigenschaften von Kalium-39 . . . . .	125



## ANHANG A

---

# VERWENDETE DATEN

---

Atomare Masse	$1,443\,160\,648(72) \times 10^{-25} \text{ kg}$
Frequenz der D2-Linie	$2\pi \cdot 391,016\,170\,03(12) \text{ THz}$
Wellenlänge der D2-Linie	$766,700\,921\,822(24) \text{ nm}$
natürlich Linienbreite	$2\pi \cdot 6,035(11) \text{ MHz}$
Rückstoßgeschwindigkeit	$13,357\,361\,44(7) \text{ mm s}^{-1}$
Zeemann-Verschiebung $ S_{1/2}, F = 1\rangle$	$-m_F \cdot 0,7 \text{ MHz/G}$
Zeemann-Verschiebung $ S_{1/2}, F = 2\rangle$	$m_F \cdot 0,7 \text{ MHz/G}$
Quadratische Zeemann-Verschiebung	$575,15 \text{ Hz/G}^2$
Sättigungsintensität $ S_{1/2}, F=2\rangle \Rightarrow  P_{3/2}, F=3\rangle$	$1,75 \text{ mW/cm}^2$

**Tabelle A.1:** Eigenschaften von Rubidium-87. Übernommen aus [94]

Atomare Masse	$0,647\,007\,515\,6(34) \times 10^{-25} \text{ kg}$
Frequenz der D2-Linie	$2\pi \cdot 384,230\,484\,468\,5(62) \text{ THz}$
Wellenlänge der D2-Linie	$780,241\,209\,686(13) \text{ nm}$
natürlich Linienbreite	$2\pi \cdot 6,0666(18) \text{ MHz}$
Rückstoßgeschwindigkeit	$5,8845 \text{ mm s}^{-1}$
Sättigungsintensität $ S_{1/2}, F=2\rangle \Rightarrow  P_{3/2}, F=3\rangle$	$1,669\,33(35) \text{ mW/cm}^2$

**Tabelle A.2:** Eigenschaften von Kalium-39. Übernommen aus [95]

## Danksagung

An erster Stelle danke ich Professor Rasel und Ertmer, die mit der Atomphysikalischen Abteilung im Institut für Quantenoptik ein hervorragendes Forschungsumfeld zur Verfügung stellen. Mein Betreuer, Professor Rasel, fordert und fördert eigenständiges Arbeiten, steht aber auch stets zur Verfügung, wenn eine leitende Hand benötigt wird. Besonders geschätzt habe ich im Laufe meiner Doktorarbeit seine Bereitschaft mit jedem auf Augenhöhe zu diskutieren. Eine Fähigkeit, die er mit Professor Ertmer gemeinsam hat und die sicherlich nicht alltäglich ist.

Ich danke besonders der Interferometriegruppe von ATLAS und CASI. An “Meinem” Experiment arbeiteten in den letzten vier Jahren als PHD-Studenten: Maic Zaiser, der mich in die Welt der Atomphysik gelockt hat, Dennis Schlippert, mit dem es stets eine Freude war nur-noch-die-eine-Kleinigkeit zu reparieren und Ulrich Velte, ohne dessen revolutionäre digitale Verbesserungen alles viel schwerer gewesen wäre. “Unserer” Master- und Bachelorstudenten: Daniel Tiarks, der uns als HiWi und Masterand zur Verfügung stand und mit dem ich die ersten Schwerkraftmessungen durchführen durfte, Mark Wielitzka, der unsere ersten Schritte mit der Dipolfalle begleitet hat, Sven Ganske, der mir bei der Entwicklung einer Vakuumkammer für PRIMUS II als Masterand beiseite stand, Nils Winter und Christina Rohde, mit denen ich leider viel zu kurz das Vergnügen hatte zusammenarbeiten zu dürfen. Last but not least, Jonas Matthias, Christian Meiners und Henning Albers, die die neuesten Mitglieder der großen ATLAS-Familie sind und mit denen ich in Zukunft hoffentlich noch viel zusammenarbeiten werde.

Würde ich jedem Kollegen, der mir in den letzten Jahren geholfen hat, nun so danken, würde es den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Jedoch muss ich mich noch bei Christian Schubert von CASI besonders bedanken, von dem ich eine Menge über Atominterferometrie lernen durfte und der uns viel durch die schwierigen Zeiten bei unseren Messungen geholfen hat. Außerdem war er zusammen mit Dennis Schlippert so freundlich diese Arbeit Korrektur zu lesen. Ein großer Dank geht auch an unser Sekretariat und die Werkstatt, ohne deren tatkräftige Unterstützung diese und viele andere Dissertationen nicht zur Vollendung gekommen wären.

Ich danke auch meinen Freunden außerhalb des Instituts. Sie haben mich stets wieder aufgebaut, wenn etwas nicht so gut lief und für Ablenkung gesorgt haben, auch wenn es gut lief. Besonders bedanke ich mich bei B., F. und V. für die orthographische Hilfestellung beim Fertigstellen dieser Arbeit. Ich danke meinen Studienkollegen und Professoren in Göttingen für eine exzellente Ausbildung.

Außerdem danke ich natürlich meinen Eltern, ohne deren durchgehende Unterstützung in allen Lebenslagen ich nie soweit gekommen wäre. Schließlich danke ich meiner Frau, die mir immer zur Seite steht und mir besonders in der Endphase unglaublich viel dabei geholfen hat, Familie und Arbeit unter einen Hut zu bringen.

Zum Schluss danke ich meinem Sohn Jakob, der mich während dem Schreiben der Dissertation stets gut unterhalten und mir die Welt jeden Tag neu auf seine Weise gezeigt hat. Um seine unbändige Neugier auf die Tastatur nun endlich zu befriedigen, gehören die letzten Worte ihm:

*76e46rr5tckjhggvglol,...hfvfufhe4aQİQQQgghhgj zz fdx*  
Jakob Georg Hartwig - 9 Monate

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name	Jonas Martin Hartwig
Geburtstag	20.12.1983 in Kassel, Deutschland
Familienstand	verheiratet

## Promotions-Studium

seit 01/2009	<i>Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik</i> in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Ernst Maria Rasel Thema: „Analyse eines Atomaren Gravimeters hinsichtlich eines Quantentest des Äquivalenzprinzips“
--------------	--

## Studium

11/2008	<i>Diplom in Physik</i> an der Georg August Universität Göttingen
10/2007 - 10/2008	<i>Diplomarbeit</i> Thema: „Aufbau eines MeV Protonen Mikrostrahls“
10/2005	<i>Vordiplom in Physik</i> an der Georg August Universität Göttingen
10/2003 - 10/2008	<i>Studium der Physik</i> an der Georg August Universität Göttingen

## Schulabschluss

06/2003	<i>Abitur</i> am Gymnasium Langenhagen
---------	---

# PUBLIKATIONSLISTE

---

## Referierte Veröffentlichungen

- F. Sorrentino, K. Bongs, P. Bouyer, L. Cacciapuoti, M. De Angelis, H. Dittus, W. Ertmer, A. Giorgini, J. Hartwig, M. Hauth, et al. A compact atom interferometer for future space missions. *Microgravity Science and Technology*, 22(4):551–561, 2010.
- F. Sorrentino, K. Bongs, P. Bouyer, L. Cacciapuoti, M. de Angelis, H. Dittus, W. Ertmer, J. Hartwig, M. Hauth, S. Herrmann, et al. The space atom interferometer project: status and prospects. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 327, page 012050. IOP Publishing, 2011.
- 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.

## Nichtreferierte Veröffentlichungen

- A. Resch, S. Herrmann, J. Hartwig, H. Müntinga, and C. Laemmerzahl. Drop tower experiments with a compact fiber-based frequency comb. In *38th COSPAR Scientific Assembly*, volume 38, page 3623, 2010.
- T. van Zoest, A. Peters, H. Ahlers, A. Wicht, A. Vogel, A. Wenzlawski, C. Deutsch, E. Kajari, N. Gaaloul, H. Dittus, et al. Towards a matter wave interferometer on a sounding rocket. In *38th COSPAR Scientific Assembly*, volume 38, page 3811, 2010.
- J. Hartwig, D. Schlippert, U. Velte, D. Tiarks, N. Winter, M. Zaiser, V. Lebedev, W. Ertmer, and E.M. Rasel. Testing the universality of free fall with a two species atomic gravimeter. In *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/EQEC), 2011 Conference on and 12th European Quantum Electronics Conference*, pages 1–1. IEEE, 2011.
- D. Schlippert, J. Hartwig, D. Tiarks, U. Velte, S. Ganske, W. Ertmer, and E.M. Rasel. Towards testing general relativity with a dual species interferometer. *Bulletin of the American Physical Society*, 57, 2012.

## Diplomarbeit

- J. Hartwig.  
*“Aufbau eines MeV Protonen Mikrostrahls”*.  
Diplomarbeit, Georg August Universität Göttingen, Oktober 2008.