

---

AUFBAU UND ERSTE  
CHARAKTERISIERUNG EINES  
ATOMAREN GRAVIMETERS

---

Masterarbeit  
von

**B. Sc. Daniel Tiarks**

angefertigt am  
Institut für Quantenoptik

unter Anleitung von  
Prof. Dr. Ernst M. Rasel  
am 18. November 2011



# Aufbau und erste Charakterisierung eines atomaren Gravimeters

Masterarbeit



vorgelegt der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Leibniz Universität Hannover

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

18. November 2011



## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden wichtige Elemente zur Durchführung eines quantenmechanischen Tests des Einsteinschen Äquivalenzprinzips mit neutralen Atomen entwickelt. Dieser Test der allgemeinen Relativitätstheorie soll, als quantenphysikalisches Pendant zu Galileo Galileis Gedankenexperiment, die Fallbeschleunigung von Rubidium-87 und Kalium-39 mit atominterferometrischen Methoden vergleichen. Dies wird im Rahmen des CAPRICE-Experiments an der Leibniz Universität Hannover realisiert.

Eines der Kernelemente der Testvorrichtung, ein Atominterferometer zur Messung der Erdbeschleunigung  $g$  an  $^{87}\text{Rb}$ , wurde hier verwirklicht. Dabei wurde eine zustandsabhängige Fluoreszenzdetektion zur Erfassung der Phaseninformation des Interferometers, die dazu notwendigen optischen Aufbauten und eine flexible Frequenzkontrolle des Lasersystems implementiert.

Das hier realisierte System zur Detektion der beiden internen atomaren Zustände wurde auf Stabilität und Rauschen untersucht. Diese Untersuchungen haben unter anderem ergeben, dass typischerweise  $1 \cdot 10^5$  Atome detektiert werden. Die Limitierung der Auflösung  $\Delta g$  des Sensors durch das Detektionssystem aufgrund des Schrotrascens konnte bei realistischen experimentellen Parametern auf  $\Delta g/g = 3,8 \cdot 10^{-8}$  bestimmt werden, wobei das tatsächliche Rauschen stärker war und vermutlich durch Frequenzrauschen des Detektionslasers und störende Temperaturschwankungen der Umgebung verursacht wird.

Um einen stabilen Interferometerbetrieb sicherstellen zu können, wurden die Funktionen des Lasersystems, welches bereits in vorherigen Arbeiten realisiert wurde, erweitert und verbessert. Die Laserlichtquelle bietet die Möglichkeit Laserfrequenzen sowohl für das Fangen und Kühlen als auch für die kohärente Manipulation atomarer Wellenpakete bereitzustellen. Zum Umschalten der Operationsmodi wurde ein digitaler Frequenzgenerator implementiert, der in der Lage ist binnen 3 ms stabil eine Verstimmung von 1 GHz zu induzieren, um so kohärente Strahlteiler zu realisieren.

Mit einer inertialsensitiven Langzeitmessung der Erdbeschleunigung über etwa 10 Stunden konnte tagsüber eine Auflösung von  $\Delta g/g = 1,6 \cdot 10^{-7}$  nach 260 s (nachts  $\Delta g/g = 9,5 \cdot 10^{-8}$  nach 230 s) Integrationszeit ermittelt werden. Zur Zeit ist die Auflösung auf kurzen Zeitskalen durch Vibrationen des Universitätsgebäudes begrenzt, die Langzeitmessung hingegen durch Temperaturschwankungen des Labors.



# INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie des Atominterferometers</b>	<b>7</b>
2.1	Atom-Licht-Wechselwirkung . . . . .	7
2.1.1	Das Zwei-Niveau-System . . . . .	7
2.1.2	Stimulierte Raman-Übergänge . . . . .	10
2.1.3	Impulsübertrag und Geschwindigkeitsselektion durch Raman-Übergänge . . . . .	13
2.2	Atom-Interferometer mit Raman-Licht-Pulsen . . . . .	16
2.2.1	Grundprinzip des atomaren Gravimeters . . . . .	16
2.2.2	Berechnung der Phasenbeiträge . . . . .	17
2.2.3	Der Sensitivitätsfunktionsformalismus . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>23</b>
3.1	Experimentierkammer und Interferometeroptik . . . . .	23
3.1.1	Die Vakuumkammer und Atomquelle . . . . .	23
3.1.2	Experimenteller Aufbau zur Atominterferometrie . . . . .	24
3.2	Laser und Frequenzkontrolle . . . . .	28
3.2.1	Aufbau des Lasersystems . . . . .	28
3.2.2	Schema zur Frequenz- und Phasenstabilisierung . . . . .	29
3.2.3	Umschalten zwischen Kühl- und Interferometermodus . . . . .	32
3.3	Zustandspräparation . . . . .	33
3.4	Zustandsdetektion . . . . .	34
3.4.1	Grundprinzip . . . . .	34
3.4.2	Implementierung . . . . .	36
3.4.3	Erweiterung . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Charakterisierung des Atominterferometers</b>	<b>41</b>
4.1	Charakterisierung der Zustandsdetektion . . . . .	41
4.1.1	Fluoreszenzsignal der atomaren Wolke . . . . .	41

---

4.1.2	Atomzahlbestimmung und Signal-zu-Rausch-Verhältnis . . .	42
4.1.3	Zeitverhalten . . . . .	43
4.2	Stimulierte Raman-Übergänge . . . . .	46
4.2.1	Doppler-insensitiv . . . . .	46
4.2.2	Doppler-sensitiv . . . . .	49
4.3	Atominterferometrie mit Raman-Übergängen . . . . .	53
4.3.1	Das Ramsey-Experiment . . . . .	53
4.3.2	Doppler-sensitives Mach-Zehnder-Interferometer . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Erste Resultate</b>	<b>57</b>
5.1	Ermittlung der absoluten Erdbeschleunigung . . . . .	57
5.2	Limitierung der Auflösung . . . . .	58
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>63</b>
<b>A</b>	<b>Störung der Messung durch Vibrationen</b>	<b>i</b>
A.1	Qualitative Abschätzung . . . . .	i
<b>B</b>	<b>Signalanalyse von Langzeitmessungen</b>	<b>iii</b>
B.1	Die Allan-Standardabweichung . . . . .	iii

# EINLEITUNG

Spätestens seit dem Michelson-Morley-Experiment [1] haben Interferometer als Messgeräte große Bedeutung in der Physik erlangt. Gerade in der Überprüfung fundamentaler Theorien spielt die Interferometrie, welche auf der Aufspaltung und anschließender Rekombination optischer Strahlen beruht, eine wichtige Rolle. Insbesondere die allgemeine Relativitätstheorie, die bereits 1916 [2] von Albert Einstein entwickelt wurde, ist immer wieder Gegenstand solcher Tests. Die Suche nach Gravitationswellen [3] ist ein Beispiel für die hochpräzise Untersuchung bestehender Theorien. Obwohl Einsteins Theorie zu den am besten Getesteten gehört, ist es noch immer nicht klar, wie man sie mit der Quantenmechanik in Einklang bringen kann. Ein Experiment, welches die physikalischen Zusammenhänge aus beiden Teilgebieten testet, ist somit ein wichtiger Weg, Hinweise auf die Vereinigung dieser beiden Theorien zu finden.

Mit dem Postulat des Welle-Teilchen-Dualismus durch Louis de Broglie im Jahre 1924 [4] wurde der Begriff der Materiewellen geprägt. Dieses revolutionäre Konzept, welches die Interferenz von quantenmechanischen Objekten vorhersagte, wurde wenig später durch die Beobachtung der Beugung von Elektronen an einem Doppelspalt experimentell bestätigt [5]. Seit dieser wegweisenden Entdeckung, die Interferenzerscheinungen nicht mehr nur auf Licht beschränkte, wurde auf diesem Gebiet umfangreich Forschung betrieben. Die Interferenz von Materiewellen ist mittlerweile für Neutronen [6], neutrale Atome [7] und Moleküle mit mehreren tausend Atomen [8] nachgewiesen.

Gerade die experimentellen Erkenntnisse der Atominterferometrie im Bereich der neutralen Atome haben dafür gesorgt, dass sich schnell konkrete technische Anwendungen fanden. Mit dem Vorschlag von Rabi und Ramsey in den 1940er Jahren [9], die Vermessung atomarer Übergänge durch interferometrische Techniken zur hochpräzisen Frequenzmessung zu nutzen, haben sich darauf basierend Atomuhren schnell als Frequenz- bzw. Zeitstandards etabliert. Bereits Ende der 1950er Jahre

war es möglich, kommerzielle Caesium-Uhren zu kaufen, die ihre hohe Auflösung den Techniken von Rabi und Ramsey verdankten.

Der rasche Fortschritt auf dem Gebiet der Laserkühlung hat auch die Methoden in der Atominterferometrie deutlich vorangetrieben. Die Technik der Kühlung atomarer Gase basiert im Wesentlichen auf dem Prinzip des Photonenrückstoßes von nahresonantem Laserlicht. Mit einer gegenläufigen Anordnung von drei Laserstrahlpaaren ist es so möglich, atomare Gase zu fangen und zu kühlen. Erdacht wurde das Prinzip bereits in den 1970er Jahren [10, 11], doch erst die Entwicklung schmalbandiger Lasersysteme hat es ermöglicht, das Fangen [12] und Kühlen [13] weiter zu optimieren. Für diese Leistungen wurde 1997 der Nobelpreis an Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips vergeben.

Die so eingeführte routinemäßige Erzeugung von kalten atomaren Ensembles ermöglichte die Entwicklung der Interferometrie mit kalten Atomen. Bereits wenige Jahre später wurde das Prinzip der atomaren Fontäne in der Gruppe um Chu [14] entwickelt. Hierbei wird eine auf wenige Mikrokkelvin gekühlte Cäsium-Wolke mit Hilfe von Lichtkräften senkrecht nach oben gestartet. Durch die extrem niedrigen Temperaturen besteht die Möglichkeit, die Atome auch noch hunderte Millisekunden nach dem Start zu manipulieren und zu analysieren. Durch die Realisierung dieser hohen freien Entwicklungszeiten war es besonders im Bereich der Atomuhren möglich, das Potential der Laserkühlung auszunutzen und so die Auflösung und Stabilität zu erhöhen [15, 16].

Eine wichtige Entwicklung aus dem senkrechten Start der Atomwolke ist die Untersuchung der atomaren Eigenschaften unter Einfluss von inertialen Effekten wie zum Beispiel der Erdbeschleunigung  $g$ . Kurz nach Einführung der Fontäntechnologie wurde das Konzept der örtlichen Aufspaltung von atomaren Wolken mit sogenannten stimulierten Raman-Übergängen eingeführt [17]. Bei dieser Methode wird ein Impuls durch Photonenabsorption auf die Atome transferiert. Dieser sorgt für eine makroskopische Änderung ihrer Trajektorie. Mit einer geschickten Abfolge dieser Änderungen ist es somit möglich, atomare Wolken aufzuspalten und wieder zu rekombinieren. Dieses Vorgehen war maßgeblich dafür verantwortlich, dass verschiedene inertielle Effekte, aber auch fundamentale Zusammenhänge untersucht werden konnten. So wurde bereits kurz nach der Idee, Raman-Übergänge zur Manipulation neutraler Atome zu verwenden, eine erste Messung der Erdbeschleunigung durch ein Atominterferometer (das **atomare Gravimeter**) mit kalten Caesium-Atomen durchgeführt [18]. Auch andere Effekte wie die Erdrotation konnten so untersucht werden [19, 20]. In ähnlicher Weise konnten auch fundamentale Konstanten wie die Gravitationskonstante  $G$  [21, 22] durch Messung des Gravitationsgradienten oder die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  [23] vermessen werden.

Abgesehen von dem offensichtlichen Nutzen in der physikalischen Grundlagenforschung, wurden diese neuen Methoden der Inertialsensorik auch für den praktischen Einsatz in Erwägung gezogen. So lässt sich mit einem atomaren Gravimeter und einer sogenannten Watt-Waage eine neue Definition für das Kilogramm einführen

[24]. Auch der Einsatz in der Navigation in Situationen, in denen das Global Positioning System (GPS) nicht oder nur mit Einschränkungen zur Verfügung steht, wird diskutiert [25, 26]. Weiterhin wurde die Anwendung auch in der Suche nach natürlichen Ressourcen in Erwägung gezogen. Die gravitativen Änderungen in der Erdkruste durch Ölvorkommen liegen zum Beispiel im Bereich von 1 mGal (dies entspricht  $1 \cdot 10^{-6} g$ ), der mit einem atomaren Gradiometer auch bei störender Umgebung gut erreichbar ist [27].

Das Potential eines atomaren Gravimeters wurde zum ersten Mal vollständig in der Gruppe um Steven Chu ausgelotet [28]. Der Experimentaufbau wurde über mehrere Jahre hinweg analysiert und verbessert. Systematische Fehlerquellen konnten so eliminiert werden [29] und die Auflösung der Apparatur auf  $\Delta g/g = 3 \cdot 10^{-9}$  gebracht werden. Dieser Wert entspricht einer millionenfachen Verbesserung im Vergleich zu früheren atomoptischen Experimenten, in der die Erdbeschleunigung gemessen wurde. Im Rahmen dieses Experimentes wurde auch das erste Mal ein nichtklassischer Test der allgemeinen Relativitätstheorie durchgeführt. Hierbei wurde die Erdbeschleunigung mit einem Michelson-Interferometer (FG5 [30]) auf klassische Weise<sup>a</sup> gemessen und mit der des atomaren Gravimeters auf eine Auflösung von  $7 \cdot 10^{-9}$  verglichen.

Das Ergebnis dieses Experimentes war eine Bestätigung einer Hypothese, die auf Galileo Galilei zurück geht [31]. Diese besagt, dass die schwere Masse (die Masse, die die Schwerkraft bewirkt) und die träge (die Eigenschaft eines Körpers sich bei Anwendung einer Kraft nicht instantan zu bewegen) eines Körpers in Abwesenheit aller externen Kräfte und aller anderen Eigenschaften (chemische Zusammensetzung, Größe, Form und Masse) im Vakuum dieselben Falleigenschaften haben. Tatsächlich war es aber Sir Isaac Newton, der diesen Zusammenhang in seiner „*Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*“ konkret formulierte, dafür aber keine Erklärung geliefert hat. Der Name dieser fundamentalen Annahme ist seither als „Äquivalenzprinzip“ bekannt.

Eine Erweiterung dieses Prinzips wurde von Albert Einstein eingeführt. Diese Ergänzung besteht aus drei Unterpostulaten [32]:

- „**Universalität des freien Falls**“ (UFF): Ähnlich zum Prinzip, was schon auf Galilei und Newton zurück geht, wird auch hier postuliert, dass alle Körper in einem bestimmten Gravitationsfeld unabhängig von ihrer Masse auf selbe Art und Weise<sup>b</sup> fallen.
- „**Universalität der gravitativen Rotverschiebung**“ (UGR): Die Frequenz eines Oszillators, der in einem Gravitationsfeld bewegt wird, verschiebt sich abhängig von seiner Position.

---

<sup>a</sup> Die Messung der Gravitation mit einem derartigen Aufbau basiert auf dem Freifall eines retroreflektierenden Glaskörpers, der einen Arm in einem Michelson-Interferometer schließt.

<sup>b</sup> Daraus folgt auch, dass ihre Beschleunigungen gleich sind.

- „**Lokale Lorentz-Invarianz**“ (LLI): Das Ergebnis eines Experimentes ist unabhängig von dem Ort und der Orientierung des Laborbezugssystems.

Diese drei Prinzipien sind die Grundbausteine der allgemeinen Relativitätstheorie. Einstein selbst hielt dieses Prinzip für die Schlüsselaussage seiner Arbeit [33]. Deshalb hat sich in der Literatur auch der Begriff des *Einstein'schen Äquivalenzprinzips* (englisch: *Einstein Equivalence Principle* - EEP) eingebürgert.

In der folgenden Zeit wurden immer wieder Experimente durchgeführt, um die Gültigkeit des EEP zu prüfen. Dabei wurde auf eine Vielfalt verschiedener Testmethoden zurückgegriffen. Beispielsweise wurde der Abstand zwischen Erde und Mond mithilfe von Retroreflektoren, die während der Apollo-Missionen aufgestellt wurden, über die Laufzeit von Laserstrahlen vermessen. Die Auswertung dieses Experimentes ließ Rückschlüsse über das Verhältnis von träger und schwerer Massen vom Mond gegenüber der Erde zu, da sich diese im freien Fall um die Sonne befinden. Die relative Auflösung dieser Messung betrug  $1 \cdot 10^{-13}$  [34]. Des Weiteren wurden Tests der UFF mit sogenannten Torsionswaagen gemacht. Die erreichte Auflösung betrug hier  $\Delta a < 1 \cdot 10^{-15} \text{ m/s}^2$  [35]. Bisher wurde noch keine Verletzungen der genannten Postulate gefunden. Tatsächlich sind noch weitere Projekte in Planung, die die Auflösung dieser Tests deutlich erhöhen sollen. So zielt zum Beispiel die Satelliten-gestützte STEP-Mission auf eine Auflösung von  $\Delta a < 1 \cdot 10^{-18} \text{ m/s}^2$  ab [36].

Die genannten Tests beziehen sich allesamt auf Experimente mit klassischen Objekten. Es gibt jedoch Grund zur Annahme, dass das EEP bei quantenmechanischen Objekten seine Gültigkeit ab einem bestimmten Grad verliert. Ein Test der UFF mit rein quantenmechanischen Objekten wäre also nicht nur eine Überprüfung des EEP im quantenmechanischen Regime, sondern würde im Falle einer Verletzung auch einen Hinweis auf eine Quantentheorie der Gravitation geben.

Offensichtlich liegt es also nahe, für einen Quantentest des Äquivalenzprinzips zwei verschiedene<sup>a</sup> atomare Gravimeter miteinander zu vergleichen. Die Gründe sind einerseits die hohe Auflösung, andererseits auch die Natur des Messprozesses, da dieser sich ausschließlich mit quantenmechanischen Zusammenhängen beschreiben lässt.

In der Vergangenheit wurde bereits ein Experiment durchgeführt, welches die Erdbeschleunigung der beiden Rubidiumisotope 85 und 87 verglichen hat. Das Ergebnis war eine Bestätigung für das EEP mit einer relativen Auflösung von  $\Delta g/g < 1 \cdot 10^{-7}$  [37]. Diese Messung stellte die erste Vermessung der UFF mittels Interferometrie von Materiewellen dar. Auch Untersuchungen der Rotverschiebung [38] und der lokalen Lorentz-Invarianz [39] haben keine signifikanten Verletzungen des EEP aufzeigen können.

---

<sup>a</sup> Genauer gesagt zwei atomare Gravimeter mit jeweils einer anderen atomaren Spezies/Isotop.

Die Weiterentwicklung eines Quantentests des Äquivalenzprinzips ist die Motivation der hier vorgestellten Arbeit. Der Ausgangspunkt ist der Vergleich zwischen zwei frei fallenden Quantenobjekten. Im Gegensatz zu vorherigen Experimenten sollen hier aber zwei verschiedene atomare Spezies verwendet werden. Es ist daher beabsichtigt, am CAPRICE-Experiment (*Cold Atom Test of the Equivalence Principle*) an der Leibniz Universität Hannover ein atomares Gravimeter mit Rubidium-87 und Kalium-39 in einer einzigen Apparatur zu realisieren. Die differentielle Messung der Relativbeschleunigung der beiden Spezies stellt dann einen Test der UFF dar. Darüber hinaus hat diese Methode den Vorteil der sogenannten Gleichtaktunterdrückung, in der viele parasitäre Effekte stark unterdrückt sind und kaum noch als Fehler in die Messung eingehen.

In dieser Arbeit sollen nun erste Versuche zur Messung der Erdbeschleunigung mithilfe eines atomaren Gravimeters mit kalten  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen gezeigt werden. In **Kapitel 2** werden die theoretischen Grundzüge, die zum Verständnis eines Atominterferometers und letztendlich auch zum Gravimeter nötig sind, dargelegt. In **Kapitel 3** wird der experimentelle Aufbau auf Basis des vorhandenen Experimentes und dessen Erweiterungen vorgestellt. Eine Vermessung der Parameter, wie Übergangsfrequenzen und entsprechende Anregungswahrscheinlichkeiten, die zum Betrieb der Apparatur nötig sind, ist in **Kapitel 4** beschrieben. An dessen Ende wird die inertialsensitive Atominterferometrie demonstriert. In **Kapitel 5** wird dann eine tatsächliche Langzeitmessung der Erdbeschleunigung gezeigt und darüber hinaus die Auflösung der Messanordnung ermittelt. **Kapitel 6** schließt mit einem Ausblick auf Verbesserungen der bestehenden Apparatur und zeigt mögliche Konsequenzen für zukünftige Projekte.



---

# THEORIE DES ATOMINTERFEROMETERS

In diesem Kapitel soll das Rüstzeug für das Verständnis eines atomaren Gravimeters basierend auf Materiewellen vermittelt werden. Das Konzept eines solchen Interferometers basiert auf dem Zwei-Niveau-System, welches in Abschnitt 2.1.1 beschrieben wird. Danach wird die Idee der stimulierten Raman-Übergänge (Abschnitt 2.1.2) und deren Einfluss auf die örtliche Separation und Geschwindigkeit atomarer Wellenpakete erläutert (Abschnitt 2.1.3).

In Abschnitt 2.2 wird dann auf die Theorie zum genauen Verständnis eines Raman Atominterferometers eingegangen. Dabei wird zuerst das Grundprinzip (Abschnitt 2.2.1) betrachtet, um danach die Phasenbeiträge im Interferometer zu ermitteln (Abschnitt 2.2.2). Zum Schluss wird in Abschnitt 2.2.3 ein Formalismus zur Modellierung externer Einflüsse auf das Interferometer vorgestellt.

## 2.1 Atom-Licht-Wechselwirkung

Die Theorie der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie ist die Basis zum Verständnis eines Atominterferometers. Diese soll in den kommenden Abschnitten kurz eingeführt werden, um daraus dann wichtige Konsequenzen für die Realisierung eines atomaren Gravimeters zu ziehen.

### 2.1.1 Das Zwei-Niveau-System

Das Zwei-Niveau-System ist eines der fundamentalen Konzepte der Atomphysik. Dabei werden zwei Zustände mit einem elektromagnetischen Feld aneinandergeschaltet. Die Theorie dazu beruht im Wesentlichen auf den Arbeiten von Isidor

Isaac Rabi [40].

Die zeitabhängige Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H(t) |\psi(t)\rangle \quad (2.1)$$

besteht aus einem zeitabhängigen Hamilton-Operator  $H(t) = H_0 + H_i(t)$  mit einem internen Anteil  $H_0$  und einem Interaktionsteil

$$H_i(t) = V_0 \cos(\omega t) \quad (2.2)$$

mit  $V_0 = -\mathbf{d}\mathbf{E}_0$ . Hierbei setzt man voraus, dass die atomare Wellenfunktion  $\psi(t)$  eine Überlagerung aus dem Grundzustand  $|g\rangle$  und dem angeregten Zustand  $|e\rangle$  ist (wobei  $E_g$  bzw.  $E_e$  die assoziierten Eigenenergie der Zustände sind):

$$|\psi\rangle = C_g(t)e^{-iE_g t/\hbar} |g\rangle + C_e(t)e^{-iE_e t/\hbar} |e\rangle. \quad (2.3)$$

Setzt man 2.3 in 2.1 ein, erhält man ein System aus gekoppelten Differentialgleichungen:

$$\dot{C}_g = -i\Omega \cos(\omega t)e^{-i\omega_0 t} C_e \quad (2.4)$$

$$\dot{C}_e = -i\Omega \cos(\omega t)e^{i\omega_0 t} C_g \quad (2.5)$$

mit  $\Omega = \langle e|V_0|g\rangle/\hbar$  und  $\omega_0 = (E_e - E_g)/\hbar$ . Nach Entkoppeln des Systems und Einführung der Verstimmung  $\delta = \omega_0 - \omega$  ergibt sich eine Differentialgleichung zweiter Ordnung<sup>a</sup>:

$$\ddot{C}_e + i\delta\dot{C}_e + \frac{1}{4}\Omega^2 C_e = 0. \quad (2.6)$$

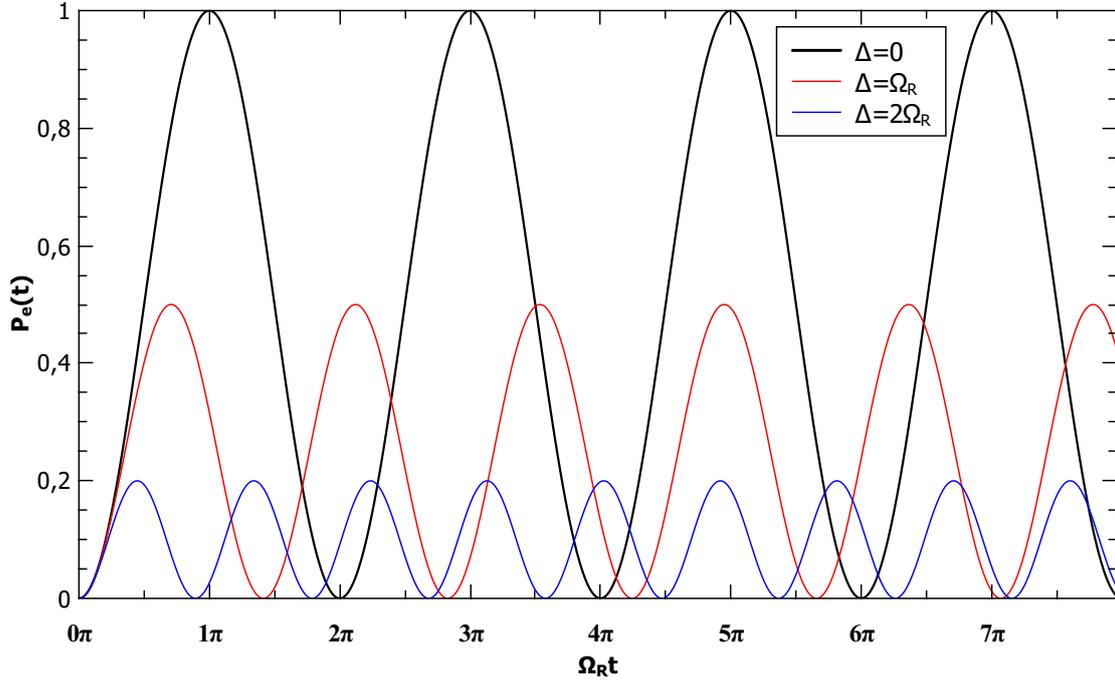
Dabei wurden schnell oszillierende Terme (mit Frequenz  $\omega + \omega_0$ ) nach der sogenannten *Rotating Wave Approximation* (RWA) vernachlässigt. Gleichung 2.6 kann durch einen üblichen Exponentialansatz gelöst werden. Daraus ergeben sich die zeitabhängigen Koeffizienten von 2.3:

$$C_e(t) = i\frac{\Omega}{\Omega_R} e^{i\delta t/2} \sin(\Omega_R t/2) \quad (2.7)$$

$$C_g(t) = e^{-i\delta t/2} \left\{ \cos(\Omega_R t/2) - i\frac{\delta}{\Omega_R} \sin(\Omega_R t/2) \right\} \quad (2.8)$$

wobei  $\Omega_R = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$  die sogenannte effektive Rabi-Frequenz ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Atom im angeregten Zustand ist, ist also durch das Betragsquadrat der Wahrscheinlichkeitsamplituden

$$P_e(t) = |C_e(t)|^2 = \frac{\Omega^2}{\Omega_R^2} \sin^2(\Omega_R t/2) \quad (2.9)$$



**Abbildung 2.1:** Rabi-Oszillationen für verschiedene Verstimmungen  $\Delta$ .

gegeben. In Abbildung 2.1 ist die Anregungswahrscheinlichkeit für verschiedene Verstimmungen  $\delta$  dargestellt. Offensichtlich ändert sich die Population des angeregten Zustandes mit steigender Interaktionszeit, sinkt ab und steigt danach wieder wieder an. Dieses Verhalten setzt sich oszillatorisch fort. Man spricht daher von *Rabi-Oszillationen*. Für verschiedene Verstimmungen  $\delta$  ergibt sich eine unterschiedliche Frequenz und maximale Anregung. Die Frequenz der Oszillationen bezeichnet man daher auch als *Rabi-Frequenz*. Sie ist proportional zur Amplitude des treibenden elektrischen Feldes:  $\Omega_R \sim |\mathbf{E}_0| \sim \sqrt{I_0}$ .

Für den Fall  $\Delta = 0$  sind zwei Stellen in Abbildung 2.1 besonders interessant. Der Punkt an dem die Schwingung das erste Mal  $P_e(\Omega_R t) = 0.5$  erreicht und das erste Maximum  $P_e(\Omega_R t) = 1$ . Da der erste Punkt dem Produkt  $\Omega_R t \approx \pi/2$  entspricht redet man von einem sogenannten  $\pi/2$ -Puls. Im zweiten Fall (also bei voller Anregung) redet man entsprechend von einem  $\pi$ -Puls.

<sup>a</sup> Hierbei wurde die Randbedingung  $C_e(0) = 0, C_g(0) = 1$  benutzt.

### 2.1.2 Stimulierte Raman-Übergänge

Ein Interferometer mit Atomen basiert auf der räumlichen Trennung und der Wiederzusammenführung von Teilen eines Wellenpaketes. Ein Weg, diese Aufspaltung zu erreichen ist, einen Impuls auf einen Teil der Atome zu übertragen und die zwei Impulzzustände auseinander driften zu lassen.

Ein bekanntes System mit hohem Impulsübertrag stellen optische Übergänge dar. Hierbei wird bei jeder Absorption eines Photons dessen Impuls  $\hbar\mathbf{k}$  auf das Atom transferiert. Der angeregte Zustand eines optischen Übergangs hat aber nur eine Lebenszeit, die typischerweise im Bereich von Nanosekunden liegt. Für ein Interferometrieexperiment mit einer typischen Dauer von etwa 200 ms ist dieses System somit ungeeignet, da keinerlei Informationen im optisch angeregten Zustand gespeichert werden kann. Die so möglicherweise aufgesammelte Phaseninformation geht somit verloren. Eine andere Möglichkeit stellt die interne Energiestruktur aufgrund der Hyperfeinstrukturaufspaltung eines Atoms dar. Betrachtet man beispielsweise das hier verwendete  $^{87}\text{Rb}$ , so spaltet der Grundzustand in zwei Unterzustände auf, die beide langlebig sind. Die energetische Aufspaltung entspricht der Mikrowellenfrequenz 6,834 GHz. Dieser Frequenzbereich ist mit technisch moderatem Aufwand erreichbar. Die Anregung der Hyperfeinzustände durch Mikrowellenstrahlung ist aus atomaren Frequenzmessungen wohlbekannt und wird dort seit Jahrzehnten routiniert verwendet [41, 42].

Der Impulsübertrag auf das atomare Wellenpaket ist für Mikrowellenübergänge aber bedeutend kleiner als der Photonenrückstoß für optische Übergänge. Eine Technik, die die Vorteile der langen Lebenszeit und des hohen Impulsübertrags kombiniert, ist der stimulierte Raman-Übergang, der Anfang der 1990er Jahre in der Gruppe um Steven Chu das erste Mal für die Atominterferometrie eingesetzt wurde [17]. Der übertragene Impuls ist hier deutlich größer, als bei Mikrowellen (der Unterschied beträgt einen Faktor  $10^5$ , siehe Abschnitt 2.1.3). Somit ist die Technik der Raman-Übergänge ein probates Mittel um große Räumliche Aufspaltungen mit langlebigen Zuständen von Wellenpaketen zu erreichen.

Externe Magnetfelder sorgen durch den Zeeman-Effekt für eine Aufspaltung der beiden Hyperfeinzustände in Subzustände, welche sich in ihrer magnetischen Sensitivität unterscheiden. Um Störungen durch unkontrollierte Magnetfelder zu vermeiden werden vor der Interferometrie Atome in einem magnetisch insensitiven Zeeman-Zustand, der sich durch verschwindende Quantenzahl ( $m_F$ ) auszeichnet, präpariert. Damit ergeben sich die beiden Zustände für das Zwei-Niveau-System zu:

$$|g\rangle = |5^2\text{S}_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \quad (2.10)$$

$$|e\rangle = |5^2\text{S}_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle. \quad (2.11)$$

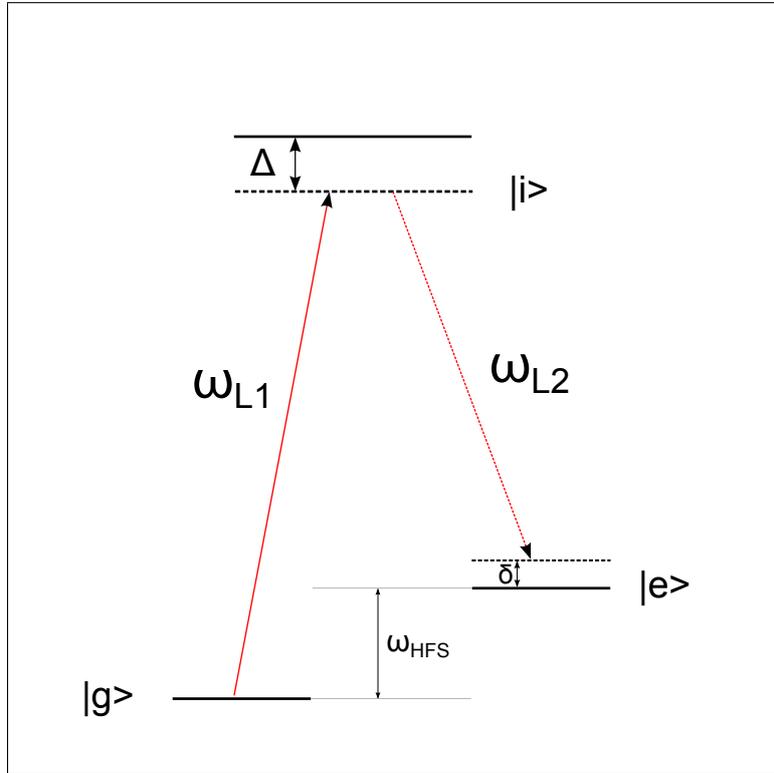
Um die Zustände 2.10 und 2.11 zu manipulieren wird im Gegensatz zur Mikrowellentechnik bei Raman-Übergängen ein kohärenter Zwei-Photonen-Prozess ge-

trieben, der auf der Absorption und Emission von Photonen aus zwei Lichtfeldern  $\mathbf{E}_{L1}$  und  $\mathbf{E}_{L2}$  basiert.

$$\mathbf{E}_{L1}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_{L1,0} \cos(\omega_{L1}t - \mathbf{k}_{L1}\mathbf{r} + \Phi_{L1}) \quad (2.12)$$

$$\mathbf{E}_{L2}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_{L2,0} \cos(\omega_{L2}t - \mathbf{k}_{L2}\mathbf{r} + \Phi_{L2}). \quad (2.13)$$

Die beiden Felder mit der Frequenzdifferenz  $\omega_{12} = \omega_{L1} - \omega_{L2}$ , den Wellenvektoren  $\mathbf{k}_{L1,L2}$  und Phasen  $\Phi_{L1,L2}$  koppeln nun die beiden Unterzustände über ein drittes Niveau  $|i\rangle$  (siehe Abbildung 2.2). Damit ergibt sich ein effektives Drei-Niveau-System mit einem Frequenzabstand  $\Delta$  zum optisch angeregten Niveau. Für den Fall  $\Delta \gg \delta$  und  $\Delta \gg \Gamma$  können<sup>a</sup> somit spontane Prozesse, die den Zustand  $|i\rangle$  involvieren adiabatisch vernachlässigt werden [18]. Das System aus drei Zuständen



**Abbildung 2.2:** Energiestruktur der einzelnen Übergänge, die im stimulierten Raman-Übergang involviert sind.

kann mit dem folgenden Hamilton-Operator beschrieben werden:

$$H = \frac{p^2}{2m} + \hbar\omega_{L1} |g\rangle \langle g| + \hbar\omega_{L2} |e\rangle \langle e| + \hbar\omega_i |i\rangle \langle i| + V, \quad (2.14)$$

wobei  $V = -\mathbf{d}(\mathbf{E}_{L1} + \mathbf{E}_{L2})$ . Um das System vollständig zu beschreiben, muss berücksichtigt werden, dass die beiden Lichtfelder aufgrund ihrer Frequenzdifferenz

<sup>a</sup>  $\Gamma$  bezeichnet hierbei die Linienbreite des optisch angeregten Zustandes.

unterschiedlich an das Zwischenniveau koppeln. Somit ergeben sich für Absorption und Emission unterschiedliche Rabi-Frequenzen. Berücksichtigt man diese Tatsache in dem Modell aus Abschnitt 2.1.1, so ergibt sich ein System gekoppelter Differentialgleichungen [43]:

$$\dot{C}_g = -i\Omega_g^{\text{AC}}C_g - \frac{i\Omega_{\text{eff}}^*}{2}e^{i(\delta t + \Phi_0)}C_e \quad (2.15)$$

$$\dot{C}_e = -i\frac{\Omega_{\text{eff}}^*}{2}e^{i(\delta t + \Phi_0)}C_g - i\Omega_e^{\text{AC}}C_e \quad (2.16)$$

Hier wurden einige Abkürzungen eingeführt, die den unterschiedlichen Kopplungen der Lichtfelder Rechnung tragen:

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{g,L1}\Omega_{e,L2}^*}{2\Delta} \quad (2.17)$$

$$\Omega_g^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_{g,L1}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{g,L2}|^2}{4(\Delta - \omega_{\text{HFS}})} \quad (2.18)$$

$$\Omega_e^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_{e,L1}|^2}{4(\Delta + \omega_{\text{HFS}})} + \frac{|\Omega_{e,L2}|^2}{4\Delta} \quad (2.19)$$

$$\Phi_0 = \Phi_{L1} - \Phi_{L2} \quad (2.20)$$

Die Terme, die mit AC gekennzeichnet sind beschreiben die sogenannte *AC-Stark-Verschiebung*. Abgesehen von den unterschiedlichen Rabi-Frequenzen sorgt diese auch für eine Frequenzverschiebung, die sich direkt in einer Verstimmung gegenüber dem Zwei-Photonen-Übergang niederschlägt:

$$\delta^{\text{AC}} = \Omega_e^{\text{AC}} - \Omega_g^{\text{AC}} \quad (2.21)$$

$$\text{AC} = \Omega_e^{\text{AC}} + \Omega_g^{\text{AC}} \quad (2.22)$$

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (\delta - \delta^{\text{AC}})^2} \quad (2.23)$$

Die endgültige Rabi-Frequenz 2.23 ist also abhängig vom Verhältnis der Intensitäten der beteiligten Lichtfelder. Geht man allerdings davon aus, dass diese Verschiebung klein ist ( $\delta^{\text{AC}} \approx 0$ ) so folgt der beschriebene Zwei-Photonen-Übergang dem Modell in Abschnitt 2.1.1. Somit ergibt sich die Anregungswahrscheinlichkeit ähnlich zu Gleichung 2.9:

$$P_e(t) = |C_e(t)|^2 = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2} \sin^2(\Omega_R t/2) \quad (2.24)$$

Um die AC-Stark-Verschiebung kompensieren zu können ( $\delta^{\text{AC}} \approx 0$ ), müssen die Intensitäten ein bestimmtes Verhältnis haben. Nimmt man weiterhin an, dass die Rabi-Frequenzen zu den unterschiedlichen Kopplungen gleich sind ( $\Omega_{g,L1} \approx \Omega_{e,L1}$

und  $\Omega_{g,L2} \approx \Omega_{e,L2}$ ), so kann man das Intensitätsverhältnis der Laser aus 2.18 und 2.19 abschätzen:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{|\Omega_{L1}|^2}{|\Omega_{L2}|^2} \approx \frac{\omega_{\text{HFS}} + \Delta}{\omega_{\text{HFS}} - \Delta} \quad (2.25)$$

Für typische Werte im Experiment von  $\omega_{\text{HFS}} = 2\pi \cdot 6,8 \text{ GHz}$  und  $\Delta = 2\pi \cdot 1 \text{ GHz}$  ergibt sich ein Verhältnis von  $I_1/I_2 \approx 1,3$ .

### 2.1.3 Impulsübertrag und Geschwindigkeitsselektion durch Raman-Übergänge

#### Impulsübertrag

Wie im vorherigen Abschnitt angedeutet, wird durch den Prozess des stimulierten Raman-Übergangs ein Impuls  $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$  auf ein Atom übertragen. Die Größe und Richtung dieses externen Freiheitsgrades ist abhängig vom internen Zustand und der Einstrahlrichtung der beiden Raman-Laser.

$$|g, \mathbf{p}\rangle \longrightarrow |e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \quad (2.26)$$

$$|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \longrightarrow |g, \mathbf{p}\rangle \quad (2.27)$$

$$\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_{L1} - \mathbf{k}_{L2}. \quad (2.28)$$

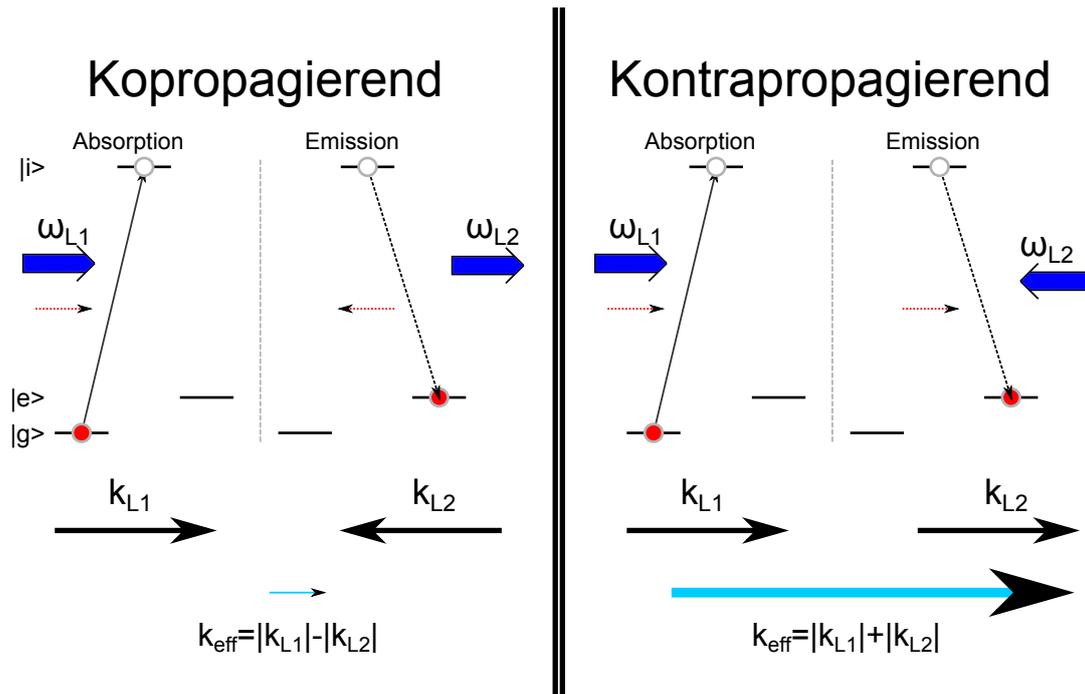
In Gleichung 2.28 wird die Tatsache deutlich, dass der Impuls durch Absorption in Richtung des Lasers  $L1$  wirkt, die Emission jedoch entgegengesetzt des Lasers  $L2$ . Dies hat weitreichende Folgen für die Größe von  $\mathbf{k}_{\text{eff}}$  und damit für den gesamten Prozess des stimulierten Raman-Übergangs. Allgemein unterscheidet man zwischen einer Strahlkonfiguration, in der beide Strahlen in dieselbe Richtung zeigen (kopropagierend) und einer, in der die beiden Laser gegenläufig sind (kontrapropagierend).

In Abbildung 2.3 ist die Situation für die zwei verschiedenen Einstrahlkonfigurationen dargestellt. Im kopropagierenden Fall wird zuerst ein Photon absorbiert, welches für einen Impuls in Richtung des Lasers  $L1$  sorgt. Der Laser  $L2$  sorgt dann für eine stimulierte Emission eines zweiten Photons entgegengesetzt zur Ausbreitungsrichtung von  $L2$  und damit auch entgegengesetzt zu  $L1$ . In dieser Konfiguration wird also nur die Differenz der Beträge der beiden Impulskomponenten übertragen ( $|\mathbf{k}_{\text{eff}}| = |\mathbf{k}_{L1}| - |\mathbf{k}_{L2}|$ ). Da der Wellenvektor  $k_{\text{eff}}$  und damit auch der Dopplereffekt hier dem Ein-Photonen-Mikrowellenübergang entspricht wird die Konfiguration auch *doppler-* bzw. *inertialinsensitiv* genannt.

Sind die Lichtfelder allerdings gegenläufig so wird bei der stimulierten Emission der Rückstoß in Richtung des Impulses der Absorption übertragen. Die Impulskomponenten addieren sich also:

$$|\mathbf{k}_{\text{eff}}| = |\mathbf{k}_{L1}| + |\mathbf{k}_{L2}|. \quad (2.29)$$

Das Verhältnis des Impulsübertrages zwischen den beiden Einstrahlkonfigurationen ist enorm und beträgt hier einen Faktor  $1 \cdot 10^5$ . Die Konfiguration wird daher auch *Doppler-* bzw. *inertialsensitiv* genannt und wird später zur Messung der Erdbeschleunigung verwendet. Die Geschwindigkeitsänderung durch den stimulierten Raman-Übergang im kontrapropagierenden Fall beträgt bei Rubidium-87 mit Gleichung 2.29 somit  $\Delta v = \hbar k_{\text{eff}}/m_{\text{Rb}} \approx 1,2 \text{ cm/s}$ .



**Abbildung 2.3:** Impulsübertrag des stimulierten Raman-Überganges für ko- und kontrapropagierende Strahlkonfiguration.

### Geschwindigkeitsselektion

Nach dem Fangen und Kühlen (in einer sogenannten *optischen Melasse*) eines atomaren Ensembles haben die Atome immer noch eine kleine kinetische Energie. Die Geschwindigkeit der Atome im gekühlten Ensemble ist thermischer Natur und folgt daher der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Betrachtet man die Frequenzverschiebung durch den Dopplereffekt innerhalb der Atomwolke, so sind nur die langsamsten Atome in Resonanz mit den Raman-Lasern. Das heißt, dass auch nur diese am Interferometerzyklus teilnehmen. Der Rest der Atome trägt nur als Hintergrund zum Signal bei, was eine Reduktion des Kontrastes im Interferenzsignal bedeutet. Es ist also von Vorteil nur die Geschwindigkeitsklasse von Atomen teilnehmen zu lassen, die auch durch den Raman-Prozess angesprochen werden. Betrachtet man zunächst die Verstimmung zur atomaren Resonanz mit dem Dopplereffekt so ergibt sich:

$$\delta = (\omega_{L1} - \omega_{L2}) - \omega_{\text{HFS}} - \mathbf{v}_z(t) \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}} - \frac{\hbar}{2m} |\mathbf{k}_{\text{eff}}|^2 - \delta^{\text{AC}}. \quad (2.30)$$

Hier ist  $(\omega_{L1} - \omega_{L2})$  die Frequenzdifferenz der beiden Raman-Laser,  $\omega_{\text{HFS}}$  die Resonanzfrequenz des Hyperfeinübergangs,  $\mathbf{v}_z(t)$  die Schwerpunktsgeschwindigkeit der Atomwolke und  $\delta^{\text{AC}}$  die Frequenzverschiebung durch den *AC-Stark-Effekt*. Dabei zeigt die Geschwindigkeitskomponente  $\mathbf{v}_z(t)$  entlang der eingestrahlten Lichtfelder und ist im Allgemeinen zeitabhängig.

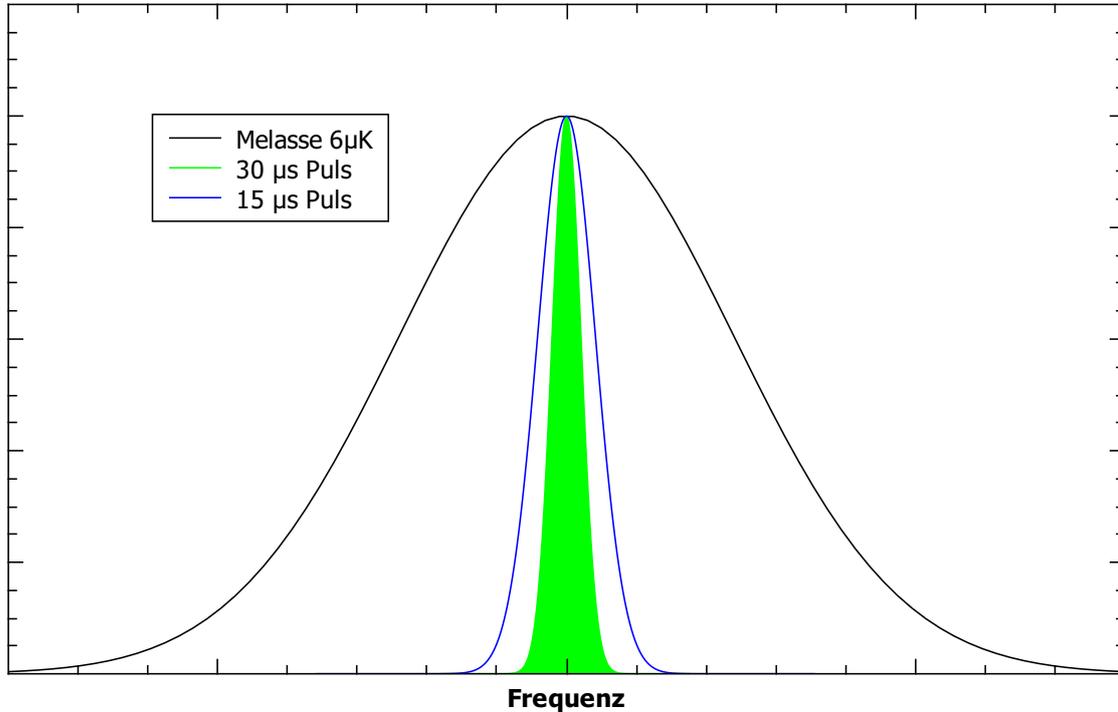
Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung ist mit der Temperatur der Wolke über Gleichung 2.31 verknüpft. Für einen realistischen Wert von 6  $\mu\text{K}$ , ergibt sich so eine Frequenzverbreiterung aufgrund des Dopplereffektes von 400 kHz.

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (2.31)$$

Da die Atome nur für einen kurzen Zeitraum  $\tau$  mit dem Raman-Licht interagieren, gibt es im Frequenzraum aufgrund der Fouriertransformation eine Verbreiterung von  $\Delta f = 1/\tau$ . In Abbildung 2.4 ist die Frequenzverbreiterung von Pulsen für typische Pulszeiten im Experiment mit der Frequenzverbreiterung durch den Dopplereffekt einer atomaren Wolke verglichen. Offensichtlich wird nur ein sehr kleiner der Atome überhaupt angesprochen.

Um den Hintergrund der Restatome, die nicht im Geschwindigkeitsprofil der Raman-Pulse sind zu entfernen, wird vor der eigentlichen Interferometersequenz ein zusätzlicher Raman-Puls eingestrahlt, der ein bestimmtes Geschwindigkeitsprofil selektiert und in einem Interferometerzustand akkumuliert. Der heißere Rest der Atome kann dann zustandsselektiv entfernt werden. Somit bleibt entlang der Raman-Laser nur noch eine sehr schmale Geschwindigkeitsverteilung übrig. Für eine Einstrahlzeit von 100  $\mu\text{s}$  ergibt sich eine Frequenzbreite von 10 kHz, was einer effektiven Temperatur von 15 nK gleichkommt. In der Vergangenheit konnten mit entspre-

chend langen Filterpulsen Geschwindigkeitsverteilungen mit einer Breite von 2 pK realisiert werden [44, 45].



**Abbildung 2.4:** Qualitativer Vergleich der Geschwindigkeitsklassen für die Temperatur einer optischen Melasse mit der resultierenden Frequenzbreite für typische Interaktionszeiten im Experiment.

## 2.2 Atom-Interferometer mit Raman-Licht-Pulsen

In den letzten Abschnitten wurde die Wechselwirkung mit Licht und der daraus resultierende Impulsübertrag auf Atome diskutiert. In den folgenden Abschnitten soll es nun darum gehen wie man diese Erkenntnisse nutzen kann um ein atomares Gravimeter theoretisch zu beschreiben.

### 2.2.1 Grundprinzip des atomaren Gravimeters

Die Grundlage des Atominterferometers bildet die Aufspaltung, örtliche Separation und Rekombination eines atomaren Wellenpaketes. Dies kann, wie in Abschnitt 2.1.3 gezeigt, mit stimulierten Raman-Übergängen realisiert werden. Durch die Kopplung der internen Zustände mit den externen Impulsfreiheitsgraden kann so mit einer bestimmten Folge von Laserpulsen ein Interferometer geformt werden. Die hier benutzte  $\pi/2 - \pi - \pi/2$ -Sequenz hat eine kohärente Aufspaltung, Reflexion und

Rekombination zur Folge und wird daher auch als *Mach-Zehnder-Interferometer* bezeichnet (analog zum Laser-Interferometer). Für den Fall einer symmetrischen Abfolge haben die Laser-Pulse eine Dauer  $\tau$  und einen zeitlichen Abstand  $T$  (die sogenannte Interrogationszeit). Startet man mit einem atomaren Wellenpaket im Zustand  $|g, \mathbf{p}\rangle$  so wird dieses nach dem ersten  $\pi/2$ -Puls in eine kohärente Superposition aus  $|g, \mathbf{p}\rangle$  und  $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$  versetzt. Somit propagieren die beiden Wolkenteile auf zwei unterschiedlichen Pfaden über eine Zeit  $T$ . Der folgende  $\pi$ -Puls treibt die Übergänge  $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |g, \mathbf{p}\rangle$  bzw.  $|g, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$  und stößt die Atome wieder aufeinander zu. Nach einer weiteren Interrogationszeit  $T$  folgt ein letzter  $\pi/2$ -Puls der Teilwolken aus beiden Pfaden auf eine jeweils gemeinsame Trajektorie stößt. Auf den beiden neuen Pfaden interferieren die Teilarme also. Die aufgesammelte Phasen kann dann aus der relativen Besetzung von  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$  rekonstruiert werden. In Abbildung 2.5 ist der Fall ohne (durchgezogene Linien) äußere Beschleunigungen dargestellt (gestrichelt Linien).

Durch den hohen Impulsübertrag kann die örtliche Separation der Wolkenschwerpunkte makroskopische Größen im Bereich von einigen mm annehmen. Für typische Werte im Experiment von  $T = 80$  ms und einer Rückstoßgeschwindigkeit von  $v_{\text{rec}} = \hbar k_{\text{eff}}/m \approx 1,2$  cm s $^{-1}$  ergibt sich eine Distanz von  $\sim 1$  mm.

In Abbildung 2.5 sind die Raum-Zeit-Trajektorien der atomaren Wellenpakete dargestellt. Die durchgezogenen Linien entsprechen dabei dem Verlauf während des freien Falls.

### 2.2.2 Berechnung der Phasenbeiträge

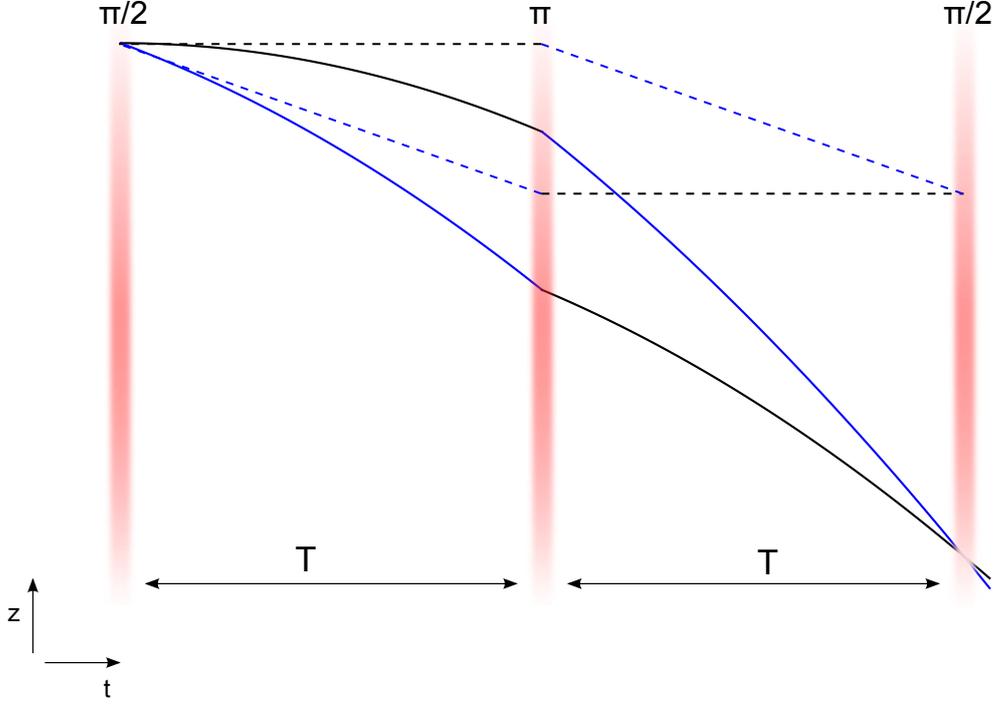
Der eher qualitativen Beschreibung im vorherigen Abschnitt wird nun ein Modell vorgestellt, welches direkt aus den Ergebnissen in Abschnitt 2.1.1 folgt. Wie im vorherigen Abschnitt angedeutet wirkt sich die Interferometersequenz auf den internen Zustand des atomaren Wellenpaketes aus. Die zeitliche Entwicklung während der Laserpulse mit einer Interaktionszeit  $\tau$  lässt sich in Matrix-Darstellung formulieren [43]:

$$\begin{pmatrix} C_g(t_0 + \tau) \\ C_e(t_0 + \tau) \end{pmatrix} = m(t_0, \Phi, \Omega_R, \tau) \begin{pmatrix} C_g(t_0) \\ C_e(t_0) \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

Hierbei die Matrix  $m(t_0, \Phi, \Omega_R, \tau)$  die Zeitentwicklung des zweidimensionalen Zustandsvektors ist:

$$m = \begin{pmatrix} e^{-i\delta t/2} \left\{ \cos(\Omega_R t/2) - i \frac{\delta}{\Omega_R} \sin(\Omega_R t/2) \right\} & -i \frac{\Omega}{\Omega_R} e^{i\Phi} \sin(\Omega_R t/2) \\ i \frac{\Omega}{\Omega_R} e^{-i\Phi} \sin(\Omega_R t/2) & e^{i\delta t/2} \left\{ \cos(\Omega_R t/2) + i \frac{\delta}{\Omega_R} \sin(\Omega_R t/2) \right\} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Dabei gehen die Laserphase  $\varphi$ , die effektive Rabi-Frequenz  $\Omega_R$  und der Pulszeitpunkt  $t_0$  in die Betrachtung. Für jeden einzelnen Zeitabschnitt  $i$  während des



**Abbildung 2.5:** Pulssequenz ohne Einfluss der Gravitation (gestrichelt). Trajektorien für den freien Fall (durchgezogen). Der Zustand  $|g, \mathbf{p}\rangle$  ist schwarz markiert,  $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$  in blau.

Interferometers lässt sich so eine eigene Matrix angeben um damit die Wahrscheinlichkeitsamplituden der Zustände  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$  zu berechnen:

$$\frac{m_{\pi/2}^i(t_i, \Phi_i, \Omega_R, \tau)}{\begin{pmatrix} \frac{1}{2}\sqrt{2} & -ie^{i\Phi}\frac{1}{2}\sqrt{2} \\ -ie^{-i\Phi}\frac{1}{2}\sqrt{2} & \frac{1}{2}\sqrt{2} \end{pmatrix}} \Bigg| \frac{m_{\pi}^i(t_i, \Phi_i, \Omega_R, 2\tau)}{\begin{pmatrix} 0 & -ie^{i\Phi} \\ -ie^{-i\Phi} & 0 \end{pmatrix}} \Bigg| \frac{m_T(t, \Phi, 0, T)}{\begin{pmatrix} e^{-i\delta T} & 0 \\ 0 & e^{i\delta T} \end{pmatrix}}$$

Der Einfachheit halber und ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird  $t_0 = 0$  gesetzt. Um die Besetzungswahrscheinlichkeit  $P_{|e\rangle}$  am Ende der Pulssequenz zu berechnen wird das Produkt der entsprechenden Matrizen gebildet und auf den Startzustand angewendet:

$$\begin{pmatrix} C_g(2T) \\ C_e(2T) \end{pmatrix} = m_{\pi/2}^3 \cdot m_T \cdot m_{\pi}^2 \cdot m_T \cdot m_{\pi/2}^1 \begin{pmatrix} C_g(0) \\ C_e(0) \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

Für den Fall, dass die Sequenz vom Grundzustand aus startet ( $C_e(0) = 0, C_g(0) = 1$ ) ergibt sich für  $P_{|e\rangle} = |C_e(2T)|^2$ :

$$P_{|e\rangle} = \frac{1}{2}(1 - C \cos(\Delta\Phi)) \quad (2.35)$$

$$\Delta\Phi = \Phi(t_1) - 2\Phi(t_2) + \Phi(t_3) \quad (2.36)$$

Wobei C hier den Kontrast darstellt. Die Phasenanteile der Lichtfelder werden mit Gleichung 2.37 beschrieben, sind im Allgemeinen zeit- und ortsabhängig und werden zu den Zeitpunkten  $t_1 = 0, t_2 = T$  und  $t_3 = 2T$  eingestrahlt.

$$\Phi(t_i) = \omega_{12}t_i - \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{z}(t_i) + \varphi_{0,i} \quad (2.37)$$

Für Atome im freien Fall ist  $\mathbf{z}(t) = \frac{1}{2}\mathbf{g}t^2$  quadratisch in  $t$ . Setzt man diese Abhängigkeit mit 2.36 in 2.37 ein so ergibt sich eine gravitationsabhängige Phasenverschiebung.

$$\Delta\Phi = -\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g}T^2 \quad (2.38)$$

Offensichtlich hängt diese quadratisch von der Interrogationszeit  $T$  ab. Dies hat wichtige Konsequenzen für die Skalierbarkeit von atomaren Gravimetern. Die Fallstrecke in dem hier vorgestellten Experiment beträgt, während der Fallzeit der Atome etwa 20 cm. Dies entspricht einer Interrogationszeit von  $T = 80$  ms und damit einem Phasenschub von  $1 \cdot 10^6$  rad. Das heißt, dass selbst Änderungen Gravitation im Bereich  $1 \cdot 10^{-6} g$  große Änderung der Phase bewirken.

Gleichung 2.36 hat zur Folge, dass konstante Phasenbeiträge  $\varphi_{0,i}$  in Gleichung 2.37 nicht zum Signal beitragen sofern diese über den Interferometertzyklus zeitlich konstant bleiben. Für gleiche Pulseintensitäten subtrahiert sich somit zum Beispiel die *AC-Stark-Verschiebung* aus der Interferometerphase, was einen großen Vorteil in der absoluten Genauigkeit der Messung der Erdbeschleunigung von atomaren Gravimetern birgt.

Durch den Freifall der Atome ergibt sich eine Doppler-Verschiebung  $\delta_D(t) = k_{\text{eff}}gt$ , die linear in der Zeit ist. Durch den sehr hohen Impulsübertrag und das dadurch sehr große  $k_{\text{eff}}$  ist Frequenzverschiebung nach der ersten Interrogationszeit bereits im Bereich von 10 MHz und damit fernresonant für die letzten beiden Pulse (siehe Abschnitt 2.1.3). Stellt man die Frequenzdifferenz mit einer linearen Rampe  $\omega_{12} \rightarrow \omega_{12} + \frac{1}{2}\alpha t$  jedoch aktiv nach, so lässt sich diese Verschiebung kompensieren. Berücksichtigt man diese zeitabhängige Frequenzänderung in Gleichung 2.37 bei der Berechnung der Interferometerphase, so ergibt sich für 2.38:

$$\Delta\Phi = [\alpha - k_{\text{eff}}g] T^2. \quad (2.39)$$

Für  $\alpha = k_{\text{eff}}g$  wird der Dopplereffekt durch den freien Fall unabhängig vom Pulsabstand kompensiert und die Anregungswahrscheinlichkeit 2.35 hat ein Minimum.

Diese Stelle wird auch *Dark-Fringe* genannt und die entsprechende Druchstimmrate der Frequenz ist proportional zur Erdbeschleunigung. Eine lineare Frequenzrampe lässt sich technisch gesehen mittels digitaler Frequenz-Synthesizer<sup>a</sup> phasenstabil erzeugen. Skaliert man  $\alpha$  auf die Kreisfrequenz so kann man einen technisch sinnvollen Parameter  $r = \alpha/2\pi$  einführen. Für Rubidium-87 kann man einen Wert für die Dopplerkompensation mit  $r_{\text{Dark}} = 2\pi k_{\text{eff}}g \approx 25 \text{ MHz s}^{-1}$  abschätzen. Für die Messung der Erdbeschleunigung mit einem atomaren Gravimeter lässt sich der Wert von  $g$  also angeben mit:

$$g = \frac{2\pi r_{\text{Dark}}}{k_{\text{eff}}}. \quad (2.40)$$

### 2.2.3 Der Sensitivitätsfunktionsformalismus

Die Anfälligkeit eines Atominterferometers auf externe Störungen aufgrund der hohen Sensitivität auf Beschleunigungen kann sehr groß sein. In [46] wird ein Formalismus beschrieben, der es erlaubt diese Anfälligkeit theoretisch zu analysieren. Dabei wird der Begriff der Sensitivitätsfunktion  $g_s(t)$  eingeführt, die ein Modell für eine Variation der Besetzungswahrscheinlichkeit 2.35 darstellt. Die äußere Störung wird dabei von einem infinitesimal kleinen Phasesprung  $\delta\varphi$  zum Zeitpunkt  $t$  verursacht:

$$g_s(t) = 2 \lim_{\delta\Phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\Phi, t)}{\delta\Phi} \quad (2.41)$$

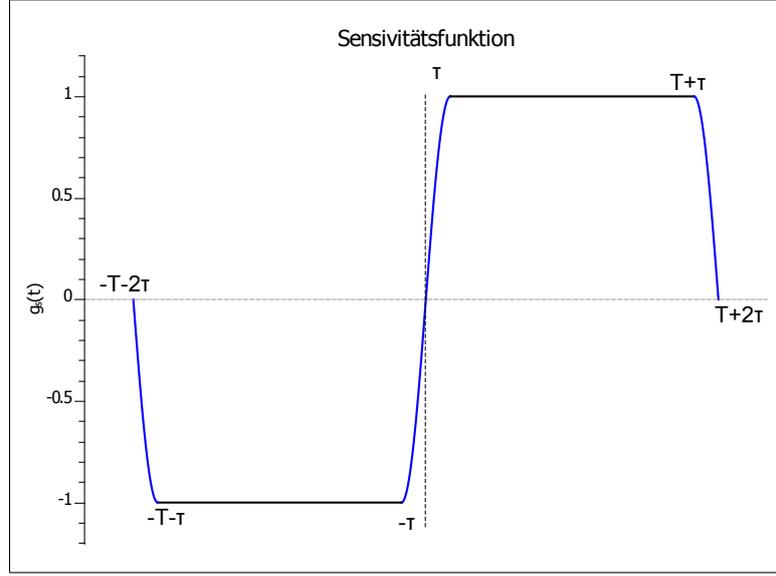
Berechnet man die Funktion im linearen Übertragungsbereich ( $\Delta\Phi = \pi/2$ ) und berücksichtigt, dass unterschiedliche Übertragungsverhalten während Interrogationszeiten bzw. Pulsen dann ergibt sich für  $g_s(t)$  eine Stückweise definierte Funktion:

$$g_s(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_R(t + T)), & -T - 2\tau < t < -T - \tau, \\ -1, & -T - \tau < t < -\tau, \\ \sin(\Omega_R t), & -\tau < t < \tau, \\ 1, & \tau < t < T + \tau, \\ \sin(\Omega_R(t - T)), & T + \tau < t < T + 2\tau \end{cases} \quad (2.42)$$

Außerhalb des Interferometerzyklus ist  $g_s(t) = 0$ . Die Funktion 2.42 ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Sollte nun also die Phase  $\varphi_{0,i}$  der einzelnen Pulse nicht mehr konstant über die Pulssequenz sein, so wird dies in Gleichung 2.42 berücksichtigt. Die tatsächliche Berechnung des Phasesprunges ist dann durch folgende Gleichung gegeben [43]:

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\varphi(t)}{dt} dt \quad (2.43)$$

<sup>a</sup> Engl.: **D**irect **D**igital **S**ynthesizer (DDS).



**Abbildung 2.6:** Sensitivätsfunktion für  $\pi/2 - \pi - \pi/2$ -Pulsgeometrie. Die Pulse sind in blauen Linien dargestellt, die Interrogationszeiten in schwarzen.

Gleichung 2.43 kann zum Beispiel dazu genutzt werden um den Einfluss der einzelnen Pulse auf die Phasenänderung durch Gravitation (Gleichung 2.38) genauer zu bestimmen. Mit  $\varphi(t) = \frac{1}{2}k_{\text{eff}}gt^2 + v_0t$  ergibt sich:

$$\delta\Phi = k_{\text{eff}}g \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t)t dt = k_{\text{eff}}g(T + 2\tau)(T + 4\tau/\pi). \quad (2.44)$$

Da die Pulslänge gegenüber dem Pulsabstand etwa Faktor 1000 kleiner ist, ist dieses Ergebnis in der Praxis vernachlässigbar. Der bei weitem größte Einfluss auf die Phase resultiert allerdings aus dem Experimentaufbau (siehe Kapitel 3.1.2). Um die kontrapropagierende Strahlgeometrie zu realisieren wird ein retroreflektierender Spiegel verwendet. Jede longitudinale Bewegung der Spiegeloberfläche schlägt sich sofort in einer Phasenänderung im Interferometer nieder. Dies wird klar, wenn man das Lichtfeld aus Sicht der Atome betrachtet. Die Bewegung induziert eine Frequenzänderung durch den Dopplereffekt, die sich in einer parasitären Phase äußert. Wenn sich die Oberfläche des Spiegels also mit einer Geschwindigkeit  $v_z^S(t)$  in Strahlrichtung bewegt, so ist die Phasenänderung durch

$$\delta\Phi_S = k_{\text{eff}} \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t)v_z^S(t) dt \quad (2.45)$$

gegeben [47]. Diese Geschwindigkeit kann zum Beispiel sehr genau mit einem Seismometer bestimmt werden. Aus diesen Messungen können dann Rückschlüsse über

die Stärke der Vibrationen geführt werden (siehe Anhang A.1).

---

## EXPERIMENTELLER AUFBAU

Die Komponenten und deren Anwendung zur Realisierung eines atomaren Gravimeters sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden. Die Basis dafür ist ein früheres Experiment zur Realisierung einer Quelle quantenentarteter Gase [48]. Im ersten Teil wird die Vakuumkammer zur Präparation atomarer Ensembles beschrieben. Anschließend wird das Diodenlasersystem und dessen Erweiterung für den Interferometerbetrieb eingeführt. Als letztes wird die atomare Zustandsdetektion vorgestellt, die während dieser Arbeit geplant und implementiert wurde.

### 3.1 Experimentierkammer und Interferometeroptik

Ensembles kalter Atome lassen sich seit den späten 1980er Jahren in einem Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) mittels magneto-optischer Fallen (MOT) produzieren [12] um sie für Experimente zunutzen. Die Temperatur solcher Gase kann mit Hilfe einer sogenannten *optischen Melasse* den Bereich weniger  $\mu\text{K}$  erreichen [13]. Die Implementierung dieser erfolgreichen Techniken soll in dem folgenden Abschnitt neben der Optik zur Atominterferometrie am vorliegenden Experiment vorgestellt werden.

#### 3.1.1 Die Vakuumkammer und Atomquelle

Um eine kompakte und simple Quelle kalter Atome zu realisieren, wurde eine Kombination aus 3D-MOT und 2D-MOT gewählt. Dabei wird zuerst ein Strahl kalter Atome in der 2D-MOT erzeugt, der dann in das Zentrum der 3D-MOT propagiert. Da sich auf der 2D-Seite auch die Atomquelle befindet, herrscht dort auch ein deutlich höherer  $^{87}\text{Rb}$ -Partialdruck (etwa  $1 \cdot 10^{-8}$  mbar) als in auf der 3D-Seite

(etwa  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar). Der hohe Hintergrunddruck ermöglicht ein effizientes Laden der 3D-MOT. Als Atomquelle werden Dispenser, die bei einem Strom von 3 A betrieben werden, verwendet. Um Verluste während der Ladephase in der 3D-MOT zu minimieren, wurden die beiden Kammerteile durch eine sogenannte differentielle Pumpstufe getrennt. Diese besteht aus einem langen, konisch geformten Rohr an das der 3D-Teil geflanscht wird. In Abbildung 3.1 ist die komplette Vakuumkammer mit allen 20 optischen Zugängen dargestellt.

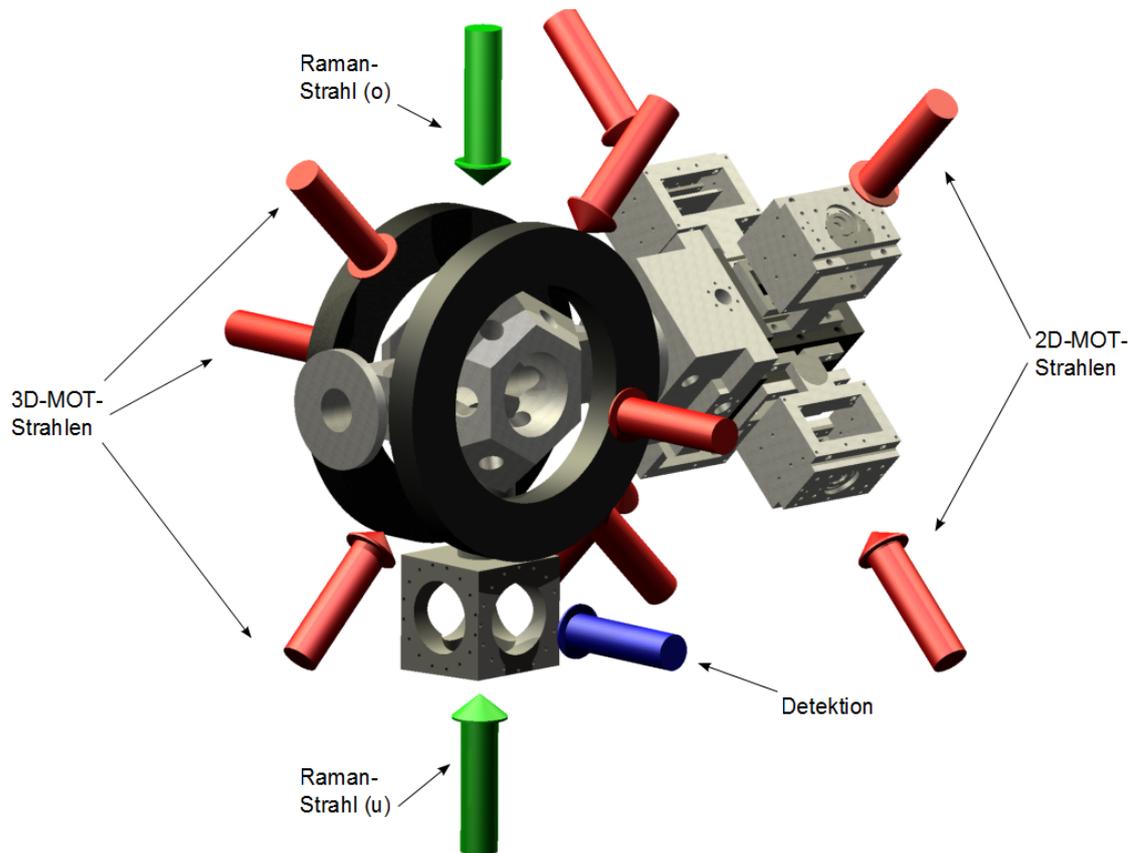
Um den Ladevorgang zu starten wird nahresonantes Laserlicht in die Glaszelle der 2D-MOT eingestrahlt. Durch ein zusätzliches Quadrupolmagnetfeld wird ein radialer Einschluss der Atome realisiert, die in axialer Richtung aber frei propagieren können. Der so geformte Strahl aus Atomen gelangt dann durch die differentielle Pumpstufe in die Hauptkammer zum weiteren Fangen und Kühlen. Dort sorgt ein weiteres Quadrupolfeld mit Hilfe von drei Laserstrahlpaaren für einen dreidimensionalen Einschluss in dem die Atome gefangen werden können. Die Rate mit der die 3D-MOT auf diese Art geladen werden kann beträgt etwa  $2 \cdot 10^8$  Atome/s.

Nach 800 ms ist der Ladevorgang abgeschlossen und das einschließende Magnetfeld wird abgeschaltet. Ab diesem Zeitpunkt wirken nur noch die sechs Laserstrahlen auf die Atome. Durch eine starke Verstimmung zur Resonanz kann so eine sogenannte *optische Melasse* realisiert werden. Diese basiert auf der Kühlung durch räumlich variierende Polarisierungen und wird an anderer Stelle erläutert [13]. Hier werden mit dieser Methode atomare Ensembles mit einer Temperatur von 6  $\mu$ K und einer Atomzahl von  $1 \cdot 10^8$  Teilchen realisiert.

### 3.1.2 Experimenteller Aufbau zur Atominterferometrie

Der experimentelle Aufbau zur Realisierung eines Atominterferometers besteht im Wesentlichen aus den folgenden Komponenten: der Raman-Laserstrahl, ein  $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen zur Kontrolle der Polarisierungen und einem retroreflektierenden Spiegel für eine kontrapropagierende Strahlkonfiguration. In Abbildung 3.2 ist der Aufbau in leicht vereinfachter Darstellung gezeigt.

Ein wichtiger Aspekt um Quellen systematischer Fehler zu minimieren ist die Qualität des Raman-Strahls. Dieser wird mit einer polarisationserhaltenden optischen Faser [Schäfter + Kirchhoff, PMC-780- 5,1-NA012-3-APC-400-P] zur Kollimation an ein Teleskop geführt. Dieses besteht aus drei schraubbaren Röhrenstücken an deren Ende ein Achromat [Thorlabs, AC508-200-B] befestigt ist. Zusätzlich wird mit einem polarisationsabhängigen Strahlteiler direkt hinter dem Faserauskoppler die Polarisation bereinigt. Der Achromat hat eine Brennweite von 200 mm und einen Durchmesser von 50,8 mm. Mit der numerischen Apertur der Faser von 0,13 ergibt sich für den kollimierten Strahl ein Durchmesser von 48 mm. Neben der Unterdrückung der chromatischen Aberration hat der Achromat den Vorteil, dass er sehr ebene Wellenfronten nach der Kollimation erzeugt, was aufgrund der homogenen Intensitätsverteilung einen großen Vorteil bietet [49]. Direkt



**Abbildung 3.1:** Computerdarstellung der Vakuummotorkammer. Die Pfeile zeigen die verschiedenen optischen Zugänge bzw. Teile des Systems: 2D/3D-MOT (rot), Ramanlaser (grün) und Detektion (blau).

nach dem Teleskop folgt eine verstellbare Iris, die es erlaubt die Größe des Strahls einzustellen. Dies hat den Vorteil, dass Reflexe an der Kammeröffnung ( $\varnothing 31$  mm) unterdrückt werden. Bei einem Durchmesser von 29 mm fällt die Intensität auf ein Verhältnis zur Maximalintensität von  $1/e^2$  ab. Somit wird der Großteil des Lichtes bei guter Wellenfrontqualität und ohne Reflexe in die Kammer geführt. Nach Passieren der Vakuummotorkammer tritt der Strahl durch ein hochqualitatives Fenster [Fichou] mit einer Oberflächenhomogenität von  $\lambda/20$  wieder aus. Dieses sorgt dafür, dass die Wellenfrontqualität auch nach dem Vakuumaufbau noch möglichst gut.

Um den stimulierten Raman-Übergang zu treiben, ist es notwendig Licht mit einer bestimmten Polarisation zu benutzen. In Abschnitt 2.1.3 wurde diskutiert, dass es möglich ist, diesen Übergang auf zwei verschiedene Weisen zu treiben (Doppler-insensitiv bzw. -sensitiv). Im konkreten Experimentaufbau lässt sich dieser Unterschied in der Polarisation der beiden beteiligten Raman-Strahlen einstellen. Im Folgenden wird die Abhängigkeit der im Experiment eingestellten Polarisation von

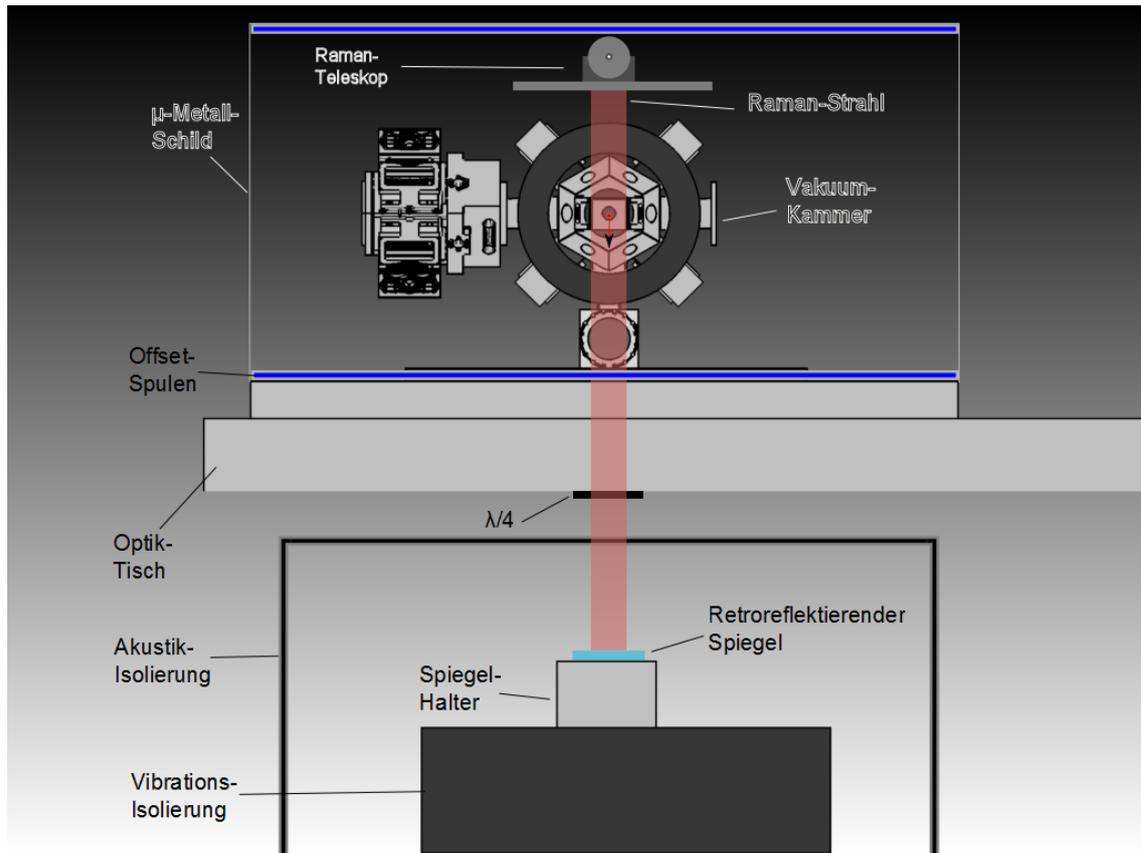


Abbildung 3.2: Vereinfachte Darstellung des Interferometeraufbaus.

der Interferometerkonfiguration diskutiert. Eine genaue Herleitung findet sich in [50].

Werden nur Übergänge vom magnetisch insensitiven Grundzustand  $|g\rangle = |F = 1, m_F = 0\rangle$  zu  $|e\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$  getrieben, so ergibt sich eine Differenzquantenzahl von  $\Delta m_F = 0$ . Betrachtet man die Übergangswahrscheinlichkeit für die im Raman-Prozess beteiligten Zustände ( $|F' = 1, 2, m_{F'} = 0, \pm 1\rangle$ ) so ergibt sich ein verschwindendes Dipol-Matrix-Element für linear ( $\pi$ ) polarisiertes Licht aufgrund der Auswahlregeln [51]. Für zirkular ( $\sigma$ ) polarisiertes Licht ist das nicht der Fall. Somit lassen sich mit Richtung und Polarisation der beiden Raman-Strahlen die entsprechenden Übergänge treiben:

### Doppler-insensitiv

Nach dem Austreten aus dem Kollimationsteleskop sind beide Strahlen parallel linear polarisiert und zusätzlich in der Polarisation gesäubert. Für einen Doppler-insensitiven Übergang ist es nötig, dass beide Raman-Strahlen die Absorption und Emission aus der gleichen Richtung durchführen. Es muss also ein  $\lambda/4$ -Plättchen

(für  $\sigma^+\sigma^+/\sigma^-\sigma^-$ -Konfiguration) vor der Vakuumkammer installiert werden und zusätzlich noch ein Magnetfeld parallel zur Richtung der Laser angelegt werden. Dieses Feld dient als Quantisierungachse.

### Doppler-sensitiv

Für die kontrapropagierende und damit Doppler-sensitive Strahlkonfiguration müssen Absorption und Emission der Photonen aus den zwei Lichtfeldern entgegengesetzt ausgerichtet sein. Grundsätzlich gibt es zwei Möglichkeiten dies zu implementieren:

1. Zwei Laserstrahlen werden identisch zirkular polarisiert aus entgegengesetzten Richtungen eingestrahlt.
2. Die in diesem Experiment eingesetzte linear-senkrecht-linear ( $\text{lin} \perp \text{lin}$ ) Konfiguration (siehe Abbildung 3.2). Dabei sind am Anfang beide Strahlen (L1 und L2) parallel linear ( $\text{lin} \parallel \text{lin}$ ) polarisiert. Nach der Vakuum-Kammer passieren beide Strahlen ein  $\lambda/4$ -Plättchen, werden retroreflektiert und passieren erneut das Wellenplättchen. Somit wurden beide Polarisierungen um  $90^\circ$  gedreht und sind damit senkrecht zueinander. Pro Strahl können hin- ( $\uparrow$ ) und rücklaufende ( $\downarrow$ ) Welle jeweils in vier zirkular polarisierte Teile zerlegt werden. Von diesen Komponenten sind jeweils immer ein gleich polarisierte<sup>a</sup>, kontrapropagierendes Paar in der Lage den Übergang zu treiben. Durch Kompensation der in 2.2.2 behandelten Dopplerverschiebung kann ausgewählt werden, welches der beiden Paare die Resonanzbedingung erfüllt.

Es ist also ohne großen Aufwand möglich zwischen den beiden Betriebsmodi des Atominterferometers zu wechseln. Der Doppler-insensitive Modus ist besonders für die Charakterisierung geeignet, bei der inertielle Effekte, wie Gravitation, möglichst ausgeschlossen werden sollen. Der Doppler-sensitive Modus hingegen stellt die Grundlage für das Gravimeter dar.

Um die Retroreflexion zu gewährleisten, muss ein Reflektor den einfallenden Strahl möglichst genau und ohne Wellenfrontverzerrungen reflektieren. Aus diesem Grund wurde ein hochqualitativer Spiegel [Fichou] mit einem großen Durchmesser ( $\varnothing 76$  mm) installiert. Dieser ist auf einem justierbaren Halter [Newport, U400-AC2K] angebracht, der wiederum von einer stabilen Aluminiumfassung gehalten wird.

Da durch Bewegungen des Spiegels (z.B. durch Vibrationen und Bewegungen des Laborbodens) Fehler verursacht werden (siehe Abschnitt 2.2.3), muss dieser so gut wie möglich vor äußeren Störungen geschützt werden. Deswegen steht der komplette Spiegelaufbau auf einer passiven Vibrationsisolierung [MinusK, 150BM-1]. Diese dämpft Schwingungen ab einer Frequenz von etwa 500 mHz aus. Darüber hinaus wurde eine Holzkiste um den kompletten Aufbau aus Spiegel und Vibrationsisolierung gebaut. Diese ist mit schalldämmendem Material von innen und außen verkleidet, sodass Vibrationen durch Schall möglichst schwach einkoppeln.

<sup>a</sup> Ob  $\sigma^+\sigma^+$  oder  $\sigma^-\sigma^-$  wird durch die Richtung des Quantisierungsmagnetfeldes festgelegt.

## 3.2 Laser und Frequenzkontrolle

Die Anforderungen an ein Lasersystem, zum Betrieb eines Atominterferometers sind im Bezug auf Phasenstabilität und Leistung deutlich höher als in anderen atomoptischen Experimenten. Das Konzept des hier verwendeten Systems hat darüber hinaus noch den Anspruch kompakt zu sein. Das Grundkonzept zur Realisierung des Systems wurde bereits in früheren Arbeiten erläutert [52, 53]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige Erweiterungen vorgenommen um sämtliche Aufgaben für den Betrieb eines Atominterferometers zu erfüllen.

### 3.2.1 Aufbau des Lasersystems

Der Aufbau eines Lasersystems zum Fangen, Kühlen und kohärenten Manipulieren von Rubidium-87 ist einer der zentralen Punkte des Experiments. Die Anforderungen sind dabei möglichst große Flexibilität und Kompaktheit. Das grundlegende Prinzip ist der sogenannte *Master-Oscillator-Power-Amplifier* (MOPA). Dabei wird eine schwache optische Quelle (z.B. ein Diodenlaser), die sehr genau in der Frequenz kontrollierbar ist mit einem Verstärker auf die benötigte Leistung verstärkt. Dieser Aufbau hat sich in der Vergangenheit in Experimenten mit kalten Atomen als sehr praktisch erwiesen.

Bei der Manipulation von kalten Atomen ist es notwendig, eine sehr genaue Kontrolle über die Frequenz der beteiligten Laser zu haben. Dabei hat sich ein Aufbau bewährt bei dem ein Laser sehr stabil auf eine bekannte Frequenz stabilisiert wird. Dieser wird auch Referenzlaser genannt. Er ist die Frequenzreferenz für alle anderen Laser im Experiment und wurde in vorherigen Arbeiten beschrieben [54]. Die Erzeugung des Lichtes wird mithilfe einer Laserdiode und einem externen Resonator, dessen Länge durch einen Piezoaktuator verändert werden kann, realisiert. Man redet auch vom *External-Cavity-Diode-Laser* (ECDL).

Um die Stabilität in der Absolutfrequenz sicherzustellen wird auf die Technik der **Frequenzmodulationsspektroskopie** (FMS) zurückgegriffen. Diese soll an dieser Stelle nicht genau beschrieben werden und ist an anderer Stelle ausführlich dargelegt [53, 54]. Im Wesentlichen wird aber das Licht für eine Doppler-freie Sättigungsspektroskopie in der Frequenz moduliert. Durch das Aufprägen der Modulation werden Signale erzeugt, die proportional zur ersten Ableitung der Spektroskopiesignale sind. Somit ergibt sich bei jeder einzelnen Resonanzlinie ein Nulldurchgang genau bei der Resonanzfrequenz. Dieser Durchgang kann dann mithilfe eines PID-Reglers dazu benutzt werden um eine aktive Regelung der Frequenz zu erreichen<sup>a</sup>. Im vorliegenden Fall wurde der *Cross-Over*-Übergang  $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 2/3\rangle$  der D<sub>2</sub>-Linie von <sup>87</sup>Rb zur Stabilisierung verwendet. Der Laser-aufbau befindet sich in einem eigenen Modul und wird über eine optische Faser mit anderen Modulen verbunden.

<sup>a</sup> Etwa durch Änderung der Resonanzlänge oder des Stromes durch die Laseriode.

Das so erzeugte frequenzstabile Licht kann dann dazu benutzt werden um eine Schwebung mit dem Licht eines zweiten Lasers zu erzeugen. Liegt die Differenz der Frequenzen in einem Bereich, der elektronisch verwertbar ist<sup>a</sup>, so lässt sich aus dieser Schwebungsfrequenz und einer zweiten Referenzfrequenz eine Stabilisierung implementieren. Im einfachsten Fall lässt sich dies über einen Frequenz-zu-Spannungs-Konverter realisieren. Diese haben sich jedoch in der Vergangenheit als instabil und empfindlich gegen Temperaturschwankungen erwiesen [55]. Im hier vorliegenden Fall wurde die Technik der optischen Phasenregelschleife (*Optical Phase-Locked Loop*, OPLL) verwendet. Mithilfe dieser Methode ist es möglich zwei Laser in ihrer Frequenz und Phase aufeinander zu stabilisieren.

Das beschriebene Stabilisierungsverfahren wird nun in einem weiteren Modul („Master-Modul“) angewendet. In diesem sind zwei Diodenlaser untergebracht, die jeweils über Schwebungsmessungen und das OPLL-Verfahren aufeinander stabilisiert werden. Einer dieser zwei Laser wird auf die Schwebung zwischen dem Licht des Referenzlasers und seinem eigenen geregelt. Er dient im späteren Experiment als Rückpumpplaser („Rückpumper“) und gleichzeitig auch als einer der beiden Raman-Laser („Raman-Master“). Der zweite Diodenlaser ist über dasselbe Verfahren mit dem Rückpumper stabilisiert. Dieser wird im Experiment als Kühllaser („Kühler“) beziehungsweise als zweiter Raman-Laser („Raman-Slave“) benutzt. Beide Diodenlaser des Moduls sind in der ECDL-Bauform aufgebaut und haben eine Ausgangsleistung von rund 40 mW. Das so erzeugte Licht wird jeweils in eine optische Faser eingekoppelt und dient als Quelle für eine Verstärkerstufe.

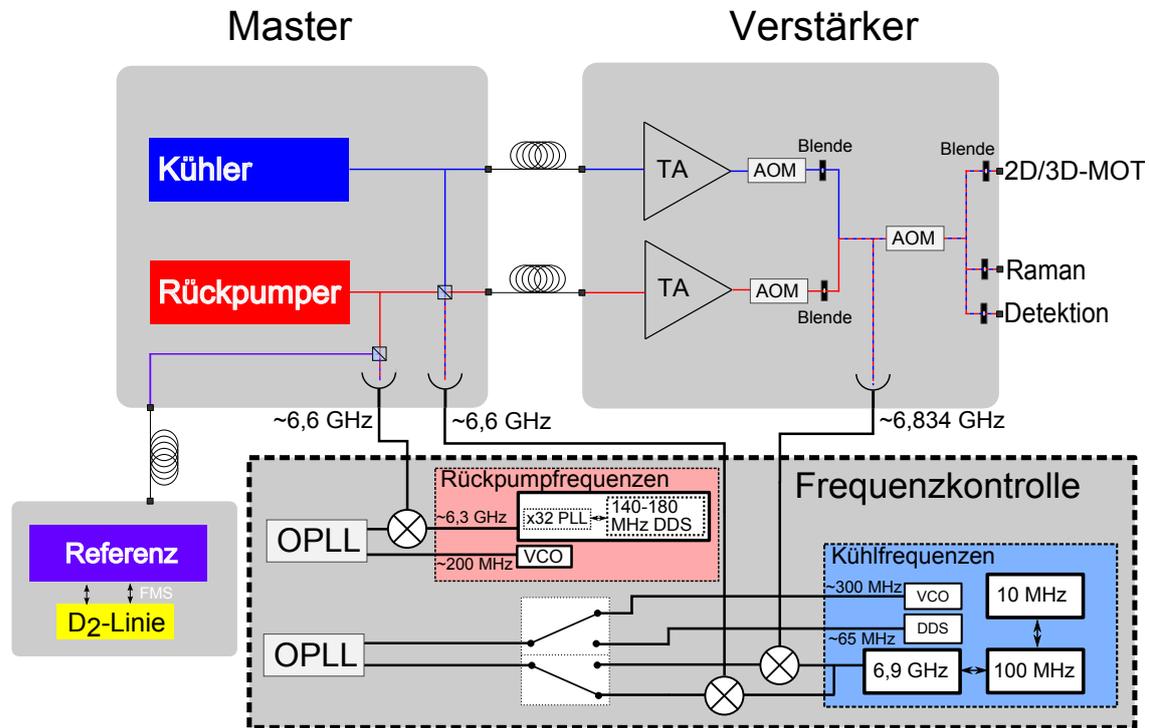
Um ausreichend Leistung zum simultanen Betrieb einer Magneto-Optischen Falle und eines Atominterferometers zu liefern, muss das im Master-Modul erzeugte Licht verstärkt werden. Eine Standardmethode ist der sogenannte Trapezverstärker (*Tapered Amplifier*, TA). Dieser hat hier eine maximale Ausgangsleistung von 1 W. In diesem Aufbau werden sowohl das Kühllaserlicht als auch das Rückpumpplaserlicht separat verstärkt wobei sich beide in einem neuen Modul (Verstärkermodul) befinden. Nach der Verstärkung müssen beide Lichtfelder wieder überlagert werden und werden dann zu den entsprechenden Faserauskopplungen geführt. Insgesamt wird das Licht auf 12 Fasern verteilt, wobei vier zur 2D-MOT, sechs zur 3D-MOT, eine zur Detektion und eine zum Raman-Pfad gehen. Die Aufteilung zwischen MOT-Licht und Raman/Detektions-Licht lässt sich mit einem *Akustischen Modulator* (AOM) über die gebeugte Ordnung schalten. Darüber hinaus ist es möglich jeden einzelnen Laserpfad über jeweils einen eigenen AOM pro Pfad zu schalten. Der komplette Aufbau ist in Abbildung schematisch 3.3 dargestellt.

### 3.2.2 Schema zur Frequenz- und Phasenstabilisierung

Die Besonderheit des im vorherigen Abschnitt vorgestellten Lasersystems ist, dass es zwei Aufgaben, die sehr unterschiedliche Anforderungen haben, gleichzeitig er-

---

<sup>a</sup> Einige 10 GHz stellen für die Hochfrequenztechnik kein Problem dar.



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der einzelnen MOPA-Module. Das Modul mit dem gestrichelten Rand besteht aus den Komponenten, die zur Erzeugung und Kontrolle der Frequenzen im System notwendig sind (siehe Abschnitt 3.2.2).

füllen muss. Zum einen müssen die Frequenzen zum Fangen und Kühlen der Atome sehr flexibel verstimmbar sein, um Techniken wie eine optische Melasse optimal zu realisieren. Zum anderen muss eine sehr hohe Phasenstabilität für den Interferometerbetrieb sichergestellt werden. Darüber hinaus ist es notwendig eine Verstimmung von etwa 1 GHz zur optischen Resonanz einzuführen um stimulierte Raman-Übergänge treiben zu können (siehe Abschnitt 2.1.2). Es muss also eine gute Kontrolle der einzelnen Frequenzen im System sichergestellt werden, um alle Anforderungen erfüllen zu können. Darüberhinaus muss flexibel zwischen den beiden Betriebsmodi (Kühl- und Interferometermodus) geschaltet werden können. Das Kontrollmodul für die einzelnen Laserfrequenzen im System ist im gestrichelten Kasten in Abbildung 3.3 dargestellt. Für die Stabilisierung des Rückpumpasers wird zuerst das im Master-Modul gemischte Licht von Referenz- und Rückpumplaser auf einer schnellen Photodiode [Hamamatsu, G4176-03] detektiert<sup>a</sup> und zum Kontrollmodul weiter geleitet. Dort wird die Differenzfrequenz beider Laser mit

<sup>a</sup> Hierbei wird nur die Differenzfrequenz beider Laser von der Photodiode wahrgenommen, da Summen- und Einzelfrequenzen im tiefen THz-Bereich liegen und somit elektronisch nicht verarbeitbar sind.

einem Mischer und einer zweiten Frequenz auf etwa 300 MHz heruntergemischt. Die zweite Mischfrequenz liegt bei etwa 6,3 GHz und wird mithilfe eines zwei-stufigen Phaselockschemas produziert. Bei diesem Schema wird zuerst das Signal eines Breitband-VCO's [Hittite, HMC586LC4B] mithilfe eines Hochfrequenzteilers [Analog Devices, ADF4007] durch 64 dividiert und dann im zweiten Schritt auf einen stabilen digitalen Frequenz-Synthesizer (DDS) in Frequenz und Phase (**Phase Locked Loop**, PLL) stabilisiert. Dabei wird das Signal des DDS am Eingang durch zwei dividiert. Effektiv ergibt sich dadurch eine Verzweihunddreißig-fachung des DDS-Signals. Mithilfe dieses Signals lässt sich das Photodiodensignal (etwa 6,6 GHz) heruntermischen und erzeugt so die schon erwähnten 300 MHz. Diese werden zusammen mit einer zweiten 300 MHz-Quelle (in diesem Fall ein VCO [Mini-Circuits, ZX95-386-S+]) mit einem digitalen Phasedetektor (**Phase Frequency Detector**, PFD) erfasst und verarbeitet. Dieser erzeugt ein Fehlersignal welches mit einem PID-Regler auf den Rückpumpplaser zurückgekoppelt wird (OPLL).

Um den Kühllaser auf den Rückpumpplaser zu stabilisieren wird nun ein ähnliches Prinzip wie oben angewendet. Allerdings sind hier die Anforderungen an die Phasenstabilität der einzelnen Komponenten deutlich höher, da jedes Rauschen der Phase zwischen Raman-Master und -Slave direkt als Fehler in die Messung der Interferometerphase geht. Um diese Anforderungen zu erfüllen und gleichzeitig hohe Flexibilität für den Kühlmodus zu gewährleisten wurden zwei unterschiedliche Frequenzpfade implementiert. Im Pfad für den Kühlmodus wird dabei das Schwebungssignal (etwa 6,6 GHz) zwischen Kühler und Rückpumper im Master-System detektiert. Dieses Signal wird mit einem hochstabilen Frequenzsynthesizer<sup>a</sup> [RUPPtronik, GMU69124LN] heruntergemischt und auf einen VCO phasenstabilisiert. Der VCO lässt sich leicht durch eine externe Spannung steuern, um damit die Frequenz des Kühllasers flexibel zu ändern. Allerdings geht dies auf Kosten der Phasenstabilität, da der VCO nicht für niedriges Phasenerauschen konzipiert ist. Abgesehen davon wird das Licht von Kühler und Rückpumper nach der Stabilisierung durch zwei verschiedene optische Fasern und Verstärker geführt. Diese können zusätzliches Phasenrauschen der beiden Lichtfelder auslösen. Deshalb wurde für den Interferometermodus eine zusätzliche Photodiode in das Verstärkermodul eingebaut, die das Schwebungssignal erst nach Passieren der Verstärker, Fasern und AOM's abgreift. Dadurch wird parasitäres Phasenrauschen durch die Phasenregelschleife herausgeregelt. Allerdings müssen in diesem Modus beide Lichtfelder die ganze Zeit aktiv sein, was gerade in der Zustandspräparation und -detektion (Abschnitt 3.4) nicht möglich ist. Dies muss also im Kühlmodus stattfinden.

Um im Interferometermodus nun das Phasenrauschen des VCO's zu umgehen, lässt sich stattdessen ein weiterer digitaler Synthesizer (DDS) als Quelle für die Phasenstabilisierung verwenden. Der in diesem Fall verwendete DDS [SpectraDynamics, LNFS-100] zeichnet sich durch extrem niedriges Phasenrauschen aus und liefert ei-

<sup>a</sup> Die Ausgenagsfrequenz beträgt genau 6,9 GHz.

ne Frequenz bis maximal 120 MHz. Frequenz und Phase können durch eine serielle Schnittstelle kontrolliert werden. Dies lässt zum Beispiel auch eine kontinuierliche Frequenzrampe zu, die durch ein digitales Signal ausgelöst werden kann.

### 3.2.3 Umschalten zwischen Kühl- und Interferometermodus

Um die beiden Lasermodi nun zu kombinieren, muss ein Umschalten zwischen ihnen möglich sein. Beim Wechsel zwischen Kühl- und Interferometermodus wird dabei zuerst zwischen den beiden herunter gemischten Photodiodensignalen für die Stabilisierung des Kühllasers geschaltet. Dies passiert über eine Hochfrequenzweiche [Mini-Circuits, ZX80-DR230-S+], die mit TTL<sup>a</sup>-Signalen angesteuert wird. Mit einer zweiten Weiche kann der Oszillator, auf den das Mischsignal stabilisiert werden soll, geschaltet werden. Somit lässt sich zwischen den beiden Photodiodenpfaden und den entsprechenden Referenzoszillatoren schalten.

Eine wichtige Voraussetzung für stimulierte Raman-Übergänge ist aber eine genügend hohe Verstimmung beider Raman-Laser gegenüber der optischen Resonanz, um Ein-Photonen-Prozesse zu unterdrücken. In dem hier vorliegenden Experiment wurde eine Verstimmung von 1 GHz rot gegenüber der Resonanz gewählt (siehe Abschnitt 2.1.2). Um den Lasern diese Verstimmung aufzuprägen wird die Mischfrequenz mit der das Schwebungssignal zwischen Referenz- und Rückpumpplaser heruntergemischt wird, um 1 GHz verringert. Es hat sich in den Experimenten gezeigt, dass bei instantaner Verschiebung der Frequenz, die Phasenregelschleife nicht in der Lage ist dem Sprung zu folgen und die Stabilisierung instabil wird. Rampet man die Frequenz aber linear innerhalb eines gewissen Zeitintervalls, so ist die Regelschleife in der Lage zu folgen. Dies wird über die spezielle Generierung des Mischsignals realisiert, die während dieser Arbeit implementiert wurde.

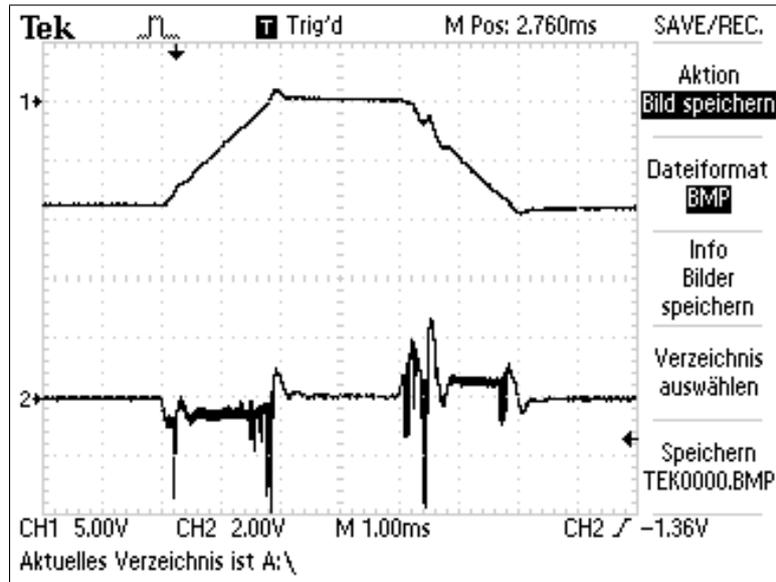
Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt ist ein entsprechender VCO auf einen DDS [Analog Devices, AD9910] phasenstabilisiert. Ein spezieller Funktionsmodus (*Digital Ramp Generator*) des DDS erlaubt es nun, dass bei Anlegen eines logischen Signals die Startfrequenz linear heruntergerampt wird und nach Deaktivierung des Signals wieder auf den Startwert zurückgerampt wird. Um also eine Änderung der Frequenz von 1 GHz des VCO's zu erreichen muss (aufgrund der effektiven Verzweigungs- und dreißigfachen des Mischsignals) die DDS-Frequenz um etwa 30 MHz gerampt werden. Dies passiert typischerweise in einer Zeit von 3 ms, da dort die Regelschleife stabil bleibt. In Abbildung 3.4 sind das Fehlersignal des PID-Reglers und das Signal des Piezoaktuators im Rückpumpplaser gezeigt. Kurz nach Beendigung der Rampe springt das Fehlersignal wieder auf Null zurück und die Stabilisierung bleibt stabil.

Mithilfe dieser Methode ist es also möglich ein Lasersystem zu realisieren, was in der Lage ist sowohl die Flexibilität zum Fangen und Kühlen von Atomen zu liefern also auch den hohen Anforderungen an Phasen- und Frequenzstabilität im

---

<sup>a</sup> Transistor-Transistor-Logik

Interferometermodus zu genügen.



**Abbildung 3.4:** Piezoaktuator- (oben) und Fehlersignal (unten) der optische Phasenregelschleife während der linearen Frequenzrampe.

### 3.3 Zustandspräparation

Um nur die beiden Zustände  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$ , die in Abschnitt 2.1.2 beschrieben wurden, in der Interferometersequenz zuzulassen muss vorher eine Selektion des entsprechenden Startzustandes erfolgen. Nach dem Fangen und Kühlen der Atome sind die Populationen in der Regel über beide Grundzustände und alle entsprechenden magnetischen  $m_F$ -Unterzustände beliebig verteilt. Als Startzustand für das Interferometer wird typischerweise der magnetisch insensitive  $|g\rangle = |F = 1, m_F = 0\rangle$  ausgewählt und muss durch eine entsprechende experimentelle Sequenz ausgewählt und gefiltert werden.

Wie in Abschnitt 2.1.3 erläutert muss aufgrund der thermischen Doppler-verbreiterung des atomaren Ensembles eine Geschwindigkeitsklasse selektiert werden. Dies wird durch Einstrahlen eines Doppler-sensitiven Raman-Pulses während der Präparationssequenz erreicht. Die Präparation des magnetisch insensitive Zustandes mit einer schmalen Geschwindigkeitsverteilung in axialer Richtung beinhaltet folgende Schritte:

1. Nach der optischen Melasse wird das Rückpumplaserlicht, welches mit dem Übergang  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  resonant ist, noch 2 ms eingestrahlt um damit alle Atome von  $|F = 1\rangle$  in den Zustand  $|F = 2\rangle$  zu transferieren.

2. Als zweiter Schritt wird ein Raman-Puls eingestrahlt, der resonant mit dem Übergang  $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$  ist. Dies erfolgt bei angeschaltetem homogenem Magnetfeld, um einerseits die Entartung der magnetischen Unterzustände aufzuheben und andererseits um eine Quantisierungsachse festzulegen.
3. Abschließend wird resonantes Licht mit dem Übergang  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  eingestrahlt, um die Restatome im  $|F = 2\rangle$ -Zustand zu entfernen. Das Licht dazu wird aus einem der MOT-Teleskope eingestrahlt und drückt die Atome somit zustandsselektiv aus der MOT-Region.

Die Restpopulation in  $|F = 2\rangle$  beträgt mit der vorgestellten Präparationssequenz etwa 5%. Der Grund ist Gegenstand aktueller Untersuchungen. Eine Möglichkeit zur Verbesserung ist die Erweiterung der Sequenz mit Unterstützung einer Mikrowelle wie sie in [48] beschrieben wurde. Bei diesem Schema werden alle Atome zuerst in den Zustand  $|F = 1\rangle$  gepumpt. Von dort aus wird der Übergang  $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$  mithilfe der Mikrowelle getrieben. Aufgrund der Tatsache, dass die Präparation aus dem Zustand  $|F = 1\rangle$  gestartet wird, ist der Anteil der Atome im magnetisch insensitiven ( $m_F = 0$ ) Zustand aufgrund der geringeren Anzahl der magnetischen Unterzustände in  $|F = 1\rangle$  ein Faktor  $5/3$  höher.

## 3.4 Zustandsdetektion

Eines der primären Ziele dieser Arbeit war es, ein System zur Detektion der beiden internen Energiezustände zu planen und zu implementieren. In den folgenden Abschnitten wird das Grundprinzip und die tatsächliche Realisierung vorgestellt. Darüber hinaus wurde eine Erweiterung, die die Anfälligkeit auf Intensitätsfluktuationen reduzieren soll, realisiert.

### 3.4.1 Grundprinzip

In Abschnitt 2.1.3 wurde gezeigt, dass die Interferenz zweier atomarer Wellenpakete eine Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeit der internen Zustände zur Folge hat. Über diese Wahrscheinlichkeit lässt sich nach 2.35 die Interferometerphase 2.38 rekonstruieren.

Die fehlerfreie Erfassung der Population der beiden Zustände 2.10 ( $|g\rangle$ ) und 2.11 ( $|e\rangle$ ) ist also essentiell für das Funktionieren eines atomaren Gravimeters. Eine Standardmethode ist die sogenannte lichtinduzierte Fluoreszenzdetektion (LIF). Dabei wird resonantes Licht auf die Atome gestrahlt und das durch Resonanzfluoreszenz gestreute Licht detektiert. Üblicherweise wird dazu eine Strahlkonfiguration benutzt, bei der (ähnlich zu einer ein-dimensionalen optischen Melasse)

Strahlen kontrapropagierend aus zwei Richtungen eingestrahlt werden. Gleichung 3.1 gibt dann an wie viele Photonen pro Atom pro Sekunde gestreut werden:

$$R_{sc} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4 \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2}. \quad (3.1)$$

Hier ist  $I$  die Intensität der beiden Strahlen ist,  $I_{\text{sat}}$  die Sättigungsintensität,  $\Gamma$  die natürliche Linienbreite und  $\Delta$  die Verstimmung von der Resonanz. Da der Strahlungsdruck durch die kontrapropagierende Strahlkonfiguration kompensiert wird, bleibt das atomare Wellenpaket auf seiner ursprünglichen Trajektorie und kann erneut ausgelesen oder manipuliert werden. Dies ermöglicht es, die Atome im Zustand  $|F = 1\rangle$  über optisches Pumpen in den Zustand  $|F = 2\rangle$  zu transferieren. Strahlt man nun erneut resonantes Licht ein und detektiert das gestreute Licht, so ist dieses ein Maß für die Gesamtatomzahl. Somit lässt sich ein Signal, welches proportional zu der Besetzungswahrscheinlichkeit in  $|F = 2\rangle$  und eines proportional zur Gesamtzahl detektieren. Das Verhältnis dieser beiden Größen entspricht der normalisierten Besetzungswahrscheinlichkeit im Zustand  $|F = 2\rangle$  und ist nicht mehr anfällig auf Atomzahlschwankungen, da diese in beide Signale eingeht.

Um Verluste bei der Streuung in den Zustand  $|F = 1\rangle$  zu vermeiden, wird der geschlossene Übergang  $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{F'} = \pm 3\rangle$  mit  $\sigma^\pm$ -polarisiertem ( $\Delta m_F = \pm 1$ ) Licht getrieben. Dies hat den Vorteil, dass die Atome in  $|F' = 3\rangle$  nur in den Zustand  $|F = 2\rangle$  zerfallen können<sup>a</sup> und somit Verluste bestmöglich unterdrückt werden. Darüber hinaus hat dieser Übergang die höchste Übergangswahrscheinlichkeit und maximiert damit die Streurrate. Um eine Quantisierungsachse festzulegen muss parallel zur Ausrichtung der Laserstrahlen ein zusätzliches homogenes Magnetfeld erzeugt werden. Dies wird über zwei Spulen in Helmholtz-Konfiguration, die direkt vor den Fenstern angebracht sind realisiert.

Bei einer typischen Detektionssequenz wird zusätzlich noch ein Puls eingestrahlt, bei dem die Atome nicht mehr in der Nähe der Laserstrahlen sind. Dieser ist somit ein Maß für den Hintergrund ist. Das dadurch detektierte Licht wird später von den beiden zuvor aufgenommenen Signalen subtrahiert, sodass nur noch das tatsächlich von den Atomen gestreute Licht übrig bleibt. In Gleichung 3.2 ist der Zusammenhang zwischen detektiertem Fluoreszenzlicht und der normalisierten Besetzungswahrscheinlichkeit im Zustand  $|F = 2\rangle$  gezeigt.

$$P_{|F=2\rangle} = \frac{N_{|F=2\rangle}}{N_{|F=1\rangle} + N_{|F=2\rangle}} = \frac{U_{|F=2\rangle} - U_{\text{HG}}}{U_{|F=1\rangle+|F=2\rangle} - U_{\text{HG}}} \quad (3.2)$$

Hier ist  $N_{|F\rangle}$  die Anzahl der detektierten Atome im Zustand  $F$ ,  $U_{|F\rangle}$  die aufgenommene Spannung der Photodioden im entsprechenden Zustand  $F$  und  $U_{\text{HG}}$  die Spannung durch den Hintergrundpuls.

<sup>a</sup> Alle anderen Übergänge sind nach Auswahlregeln verboten [51].

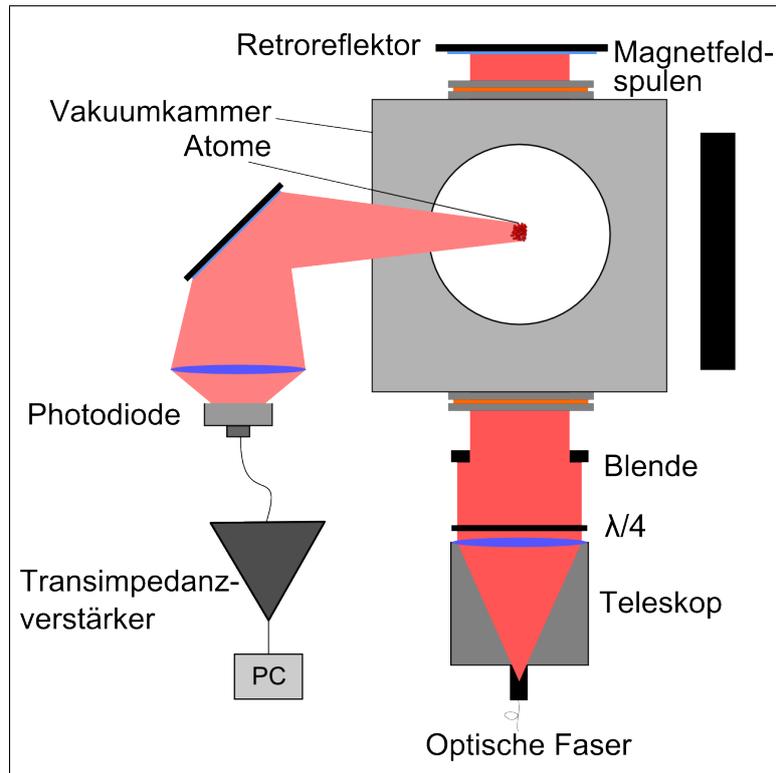


Abbildung 3.5: Aufbau des Detektionssystems in Draufsicht.

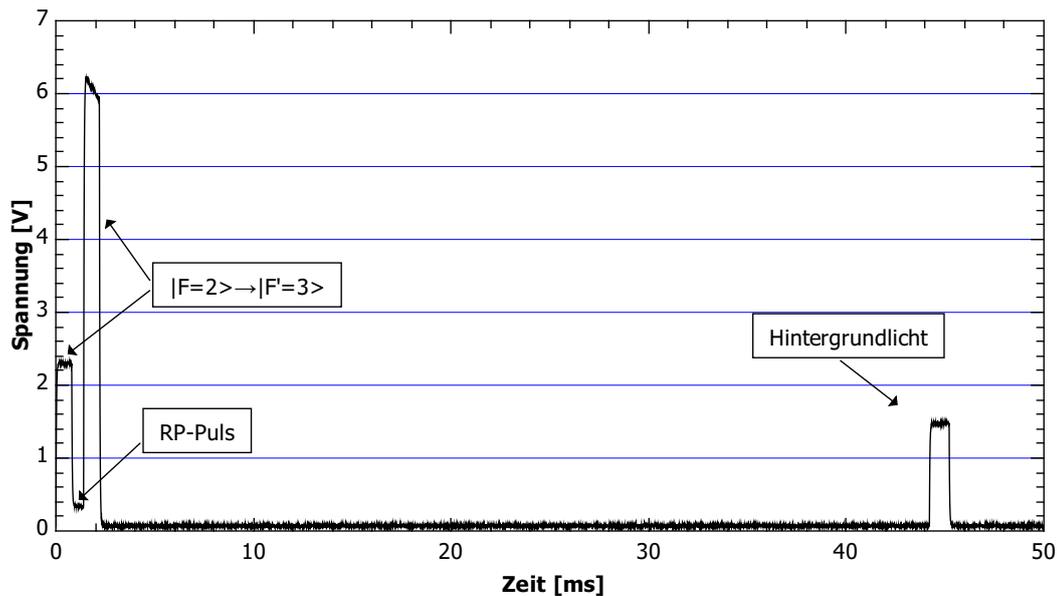
### 3.4.2 Implementierung

Nachdem die Atome die Interferometersequenz durchlaufen haben, erreichen sie nach etwa 180 ms Flugzeit die Detektionszone (siehe Abbildung 3.1). Sobald das Lasersystem wieder zurück in den Kühlmodus gewechselt hat, kann es resonantes Laserlicht bereitstellen mit dem die Zustandsdetektion durchgeführt werden kann. Der Detektionsteil der Vakuumkanal ist in Abbildung 3.5 in Draufsicht dargestellt. Dabei werden die Atome senkrecht zur ihrer Flugrichtung angestrahlt, um eine Dopplerverschiebung der atomaren Resonanz durch die Erdbeschleunigung zu vermeiden. Das leicht rot (5 MHz) verstimmte Licht wird mit einer polarisationserhaltenen Faser an ein Kollimationsteleskop geleitet, welches aus einem Faserauskoppler und einem Achromaten ( $f = 150$  mm,  $d = 50$  mm) besteht. Der ausgekoppelte Strahl hat eine Leistung von typischerweise 40 mW, einen Durchmesser von 36 mm und somit eine Intensität von  $4 \text{ mW/cm}^2$ , was etwa 2,4 Sättigungsintensitäten<sup>a</sup> entspricht. Das ausgekoppelte Licht hat nach dem Austritt aus der Faser lineare Polarisation. Um nun den schon oben erwähnten geschlossenen Übergang treiben zu können, muss das Licht noch zirkular polarisiert werden. Dies wird durch

<sup>a</sup> Wobei hier die Sättigungsintensität ( $1,67 \text{ mW/cm}^2$ ) für den geschlossenen Übergang vorausgesetzt wurde.

ein  $\lambda/4$ -Plättchen nach dem Teleskop realisiert. Zusätzlich wurde noch eine Blende in dem Strahlpfad platziert um die Strahlgröße anpassen zu können. Dadurch lässt sich beispielsweise ein optimales Verhältnis zwischen Streurate und Hintergrundlicht einstellen. Nach dem Passieren der Kammer befindet sich ein verstellbarer Retroreflektor für die kontrapropagierende Strahlkonfiguration.

Um die Quantisierungsachse zu realisieren, wurden zwei Magnetfeldspulen im Strahl-



**Abbildung 3.6:** Typisches Photodiodensignal einer normalisierten Detektionsequenz.

pfad platziert. Diese haben einen Durchmesser von 102 mm, einen Abstand von 120 mm und sind mit Kunststoffhaltern direkt vor den Fenstern der Detektionszone angebracht. Die Geometrie der Spulen stellt eine fast optimale Helmholtz-Konfiguration parallel zu den Laserstrahlen dar, sodass in guter Näherung ein homogenes Magnetfeld erzeugt wird. Mit diesen Spulen wird ein Feld von etwa 100 mG bei einem Strom von 250 mA erzeugt.

Das von den Atomen gestreute Licht wird nun auf einem  $45^\circ$  zur Vakuumkammer angeordneten Spiegel auf eine Linse [Thorlabs, AL5040-B-50] umgelenkt. Der Spiegel ist etwa 4 cm vom Fenster der Kammer und 9,5 cm von der Linse entfernt. Die Linse ist aspherisch und fokussiert das gestreute Licht auf eine Photodiode [OSI optoelectronics, PIN-10D] mit großer aktiver Fläche ( $100 \text{ mm}^2$ ). Durch das Auftreffen von gestreuten Photonen auf die aktive Fläche der Photodiode wird ein Strom freigesetzt, der durch einen Transimpedanzverstärker [Femto, DLPCA-200] mit niedrigem Eigenrauschen in eine Spannung umgewandelt und verstärkt wird. Die Spannung kann dann mithilfe einer PC-gestützten Datenerfassung

ausgelesen und verarbeitet werden.

Wenn der Schwerpunkt des atomaren Wellenpaketes mit dem Zentrum des Detektionslaserstrahls überlappt beginnt die Detektionssequenz. Eine typische Sequenz ist etwa 45 ms lang und beinhaltet folgende Schritte:

1. Anfänglich wird ein 800  $\mu\text{s}$  langer Puls mit resonantem Licht auf dem geschlossenen Übergang  $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{F'} = \pm 3\rangle$  zur Erfassung der Population in  $|F = 2\rangle$  eingestrahlt.
2. Danach wird 600  $\mu\text{s}$  lang ein resonantes Licht mit dem Übergang  $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$  eingestrahlt. Atome im Zustand  $|F = 1\rangle$  werden in  $|F = 2\rangle$  zu pumpen.
3. Um die Gesamtzahl zu ermitteln wird, wie im ersten Schritt, erneut 800  $\mu\text{s}$  lang der geschlossene Übergang getrieben.
4. Am Ende wird nach 42 ms Licht aus den Schritten 1 und 3 eingestrahlt. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich keine Atome mehr in der Detektionszone und es wird nur noch Hintergrundstreulicht erfasst.

Die Ausgangsspannung des Verstärkers wird mit einer PC-gestützten Erfassung [National Instruments, PCI-6280] ausgelesen und mit einer entsprechend konzipierten Software [LabView] verarbeitet. Dabei wird das Spannungssignal mit einem 18-bit Analog-Digital-Konverter (ADC) und einer Abtastfrequenz von 150 kHz aufgenommen. Die Spannungswerte jedes einzelnen Pulses werden nach der Digitalisierung gemittelt um dann mit den Mittelwerten nach Gleichung 3.2 die Besetzungswahrscheinlichkeit zu berechnen. Ein Beispiel für die aufgenommenen Rohdaten eines Detektionszyklus ist in Abbildung 3.6 gezeigt.

### 3.4.3 Erweiterung

In den vorangegangenen Betrachtungen wurde immer davon ausgegangen, dass die Laserintensität konstant über den Detektionszyklus ist. Im Allgemeinen muss das nicht zwingend der Fall sein. Schwankt zum Beispiel der Hintergrundpuls im Vergleich zu den beiden Abfragepulsen, so ist die errechnete Besetzungswahrscheinlichkeit nicht mehr zuverlässig von einem zum nächsten Experimentdurchlauf und führt zu systematischen Fehlern. Dies kann zum Beispiel durch eine aktive Stabilisierung der Laserintensität korrigiert werden. Hier soll aber ein simplerer Ansatz, der während dieser Arbeit implementiert wurde, vorgestellt werden.

Derartige Fehler können minimiert indem man einen Teil des Detektionslichtes vorher (beispielsweise vor der Blende) abzweigt und auf eine separate Photodiode gibt (siehe Abbildung 3.7). Dadurch wird die absolute Laserintensität bei jedem Puls ohne das von den Atomen gestreute Licht mit aufgenommen. Jede Schwankung dieser Zusatzpulse ist also direkt das Ergebnis von Intensitätsschwankungen und

lässt sich über das Verhältnis von Abfragepuls ( $K_{F=2}$  bzw.  $K_{F=1+F=2}$ ) zu Hintergrundpuls ( $K_{\text{HG}}$ ) ausdrücken. In Gleichung 3.3 wurde dies in der Berechnung der Bestzungswahrscheinlichkeit berücksichtigt und stellt somit einer Korrektur der Ursprünglichen Besetzung dar.

$$P_{|F=2\rangle} = \frac{U_{|F=2\rangle} - U_{\text{HG}} \left( \frac{K_{F=2}}{K_{\text{HG}}} \right)}{U_{|F=1\rangle+|F=2\rangle} - U_{\text{HG}} \left( \frac{K_{F=1+F=2}}{K_{\text{HG}}} \right)} \quad (3.3)$$

Darüber hinaus lässt sich mit dieser Methode ein weiterer systematischer Fehler minimieren. Durch die Tatsache, dass das Detektionslicht mit einer Polarisationserhaltenden optischen Faser geführt wird, sollte die Polarisation immer gleich linear sein. Allerdings kann es durch Veränderungen in der Umgebungstemperatur oder durch äußere mechanische Einwirkungen zu Änderungen der Polarisationsseigenschaften kommen. Dies führt zwangsläufig zu einer Beimischung von parasitären Polarisationskomponenten, die ungewollte optische Übergänge (z. B.  $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ ) treiben, die wiederum zu einem Verlust in den Zustand  $|F=1\rangle$  führen. Einerseits führt dies zu einer verfälschten Detektion der Population, andererseits wird das System auch anfällig auf Langzeitschwankungen wie Temperatur oder mechanische Lage. Um dieses Problem nun zu umgehen wurde ein polarisationsabhängiger Strahlteiler in dem Kollimationsteleskop nach der Faserauskopplung platziert. Jegliche Änderung der Polarisation wird so in eine Intensitätsschwankung umgewandelt. Diese werden durch die vorgestellte Erweiterung bei der Berechnung der Bestzungswahrscheinlichkeit herauskorrigiert.

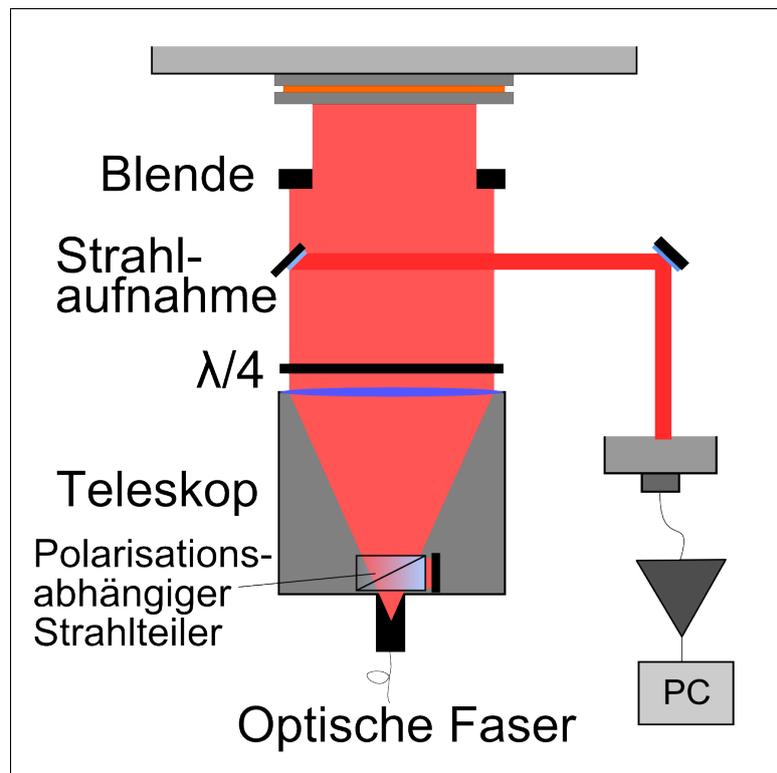


Abbildung 3.7: Aufbau des erweiterten Detektionssystems in Draufsicht.

---

# CHARAKTERISIERUNG DES ATOMINTERFEROMETERS

In diesem Kapitel wird die Vermessung der Operationsparameter des atomaren Gravimeters vorgestellt. Dabei geht es als Erstes um die Charakterisierung der Detektion, deren Eigenschaften im Bezug auf detektierte Atomzahl und Stabilität untersucht wird. Darüber hinaus wird eine Grenze eingeführt, die für eine fundamentale Limitierung der Apparatur sorgt. Danach werden die Eigenschaften des stimulierten Raman-Übergangs für die Doppler-sensitive bzw. -insensitive Strahlkonfiguration vermessen. Schlussendlich wird der Prozess der atomaren Interferenz von kalten Rubidiumatomen durch stimulierte Raman-Übergänge untersucht, mit der schließlich ein beschleunigungsensitives Atominterferometer realisiert wurde.

## 4.1 Charakterisierung der Zustandsdetektion

Die zustandsabhängige Detektion ist eines der zentralen Teile des Experimentes deren Charakterisierung in diesem Teil vorgestellt werden soll. Dazu wird als Erstes der Durchflug des atomaren Wellenpaketes durch die Detektionszone betrachtet. Als nächstes wird die Anzahl der detektierten Atome bestimmt um daraus eine fundamentale Untergrenze der Auflösung zu errechnen. Der letzte Teil beschäftigt sich mit der Langzeitstabilität des Systems.

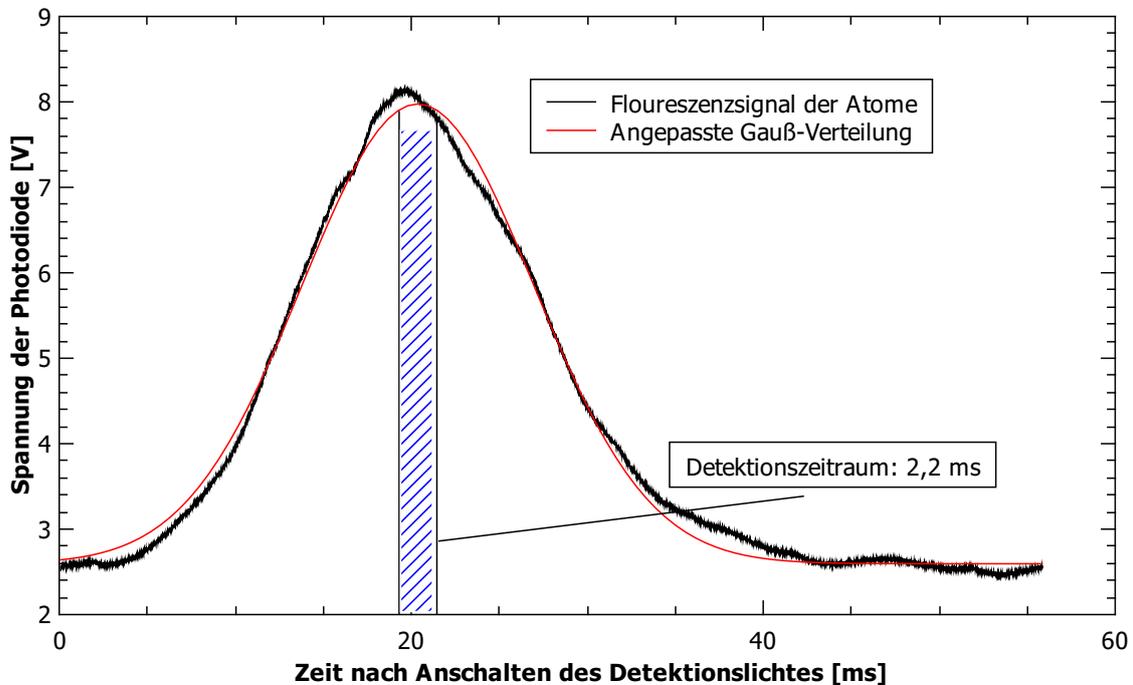
### 4.1.1 Fluoreszenzsignal der atomaren Wolke

Das Prinzip des hier vorgestellten Detektionssystems erfordert es, einen präzisen zeitlichen Überlapp mit dem Intensitätsmaximum des Detektionslasers und dem Maximum der atomaren Verteilungsfunktion herzustellen. Der Grund dafür ist,

dass die beiden Abfragepulse symmetrisch auf den Flanken dieser Verteilung platziert werden müssen, da sonst das Ergebnis der Normalisierung verfälscht wird, da zum Zeitpunkt der Pulse unterschiedlich viel Atome von der Intensitätsverteilung abgedeckt werden.

In Abbildung 4.1 ist das Photodiodensignal bei eingestrahltm Abfragelaser ( $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ ) mit beigemischtcm Rückpumplicht ( $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ ) während des Durchflugs durch die Detektionszone gezeigt. Des Weiteren ist der Zeitraum, in dem die späteren Pulse stattfinden, eingezeichnet (blau schraffiert).

Das sehr hohe Signal ist hier auf die Tatsache zurückzuführen, dass die Atome nicht in einem spezifischen magnetischen Unterzustand präpariert wurden. Darüber hinaus sind Schwankungen im Signal zu erkennen, die Frequenzvariationen des Detektionslasers im Millisekundenbereich vermuten lassen. Dies kann zusätzliches Rauschen in der späteren normalisierten Detektion verursachen.



**Abbildung 4.1:** Floureszenzsignal der atomaren Wolke mit angepasster Gauß-Verteilung. Der blau schraffierte Bereich stellt den Detektionszeitraum dar.

#### 4.1.2 Atomzahlbestimmung und Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Die Anzahl der detektierten Atome ist eine wichtige Kennzahl für die Detektion. Sie gibt an wo die fundamentale Rauschbegrenzung (das sogenannte Schrotrauschen<sup>a</sup>) liegt. Die Schrotrauschgrenze für die korrekte Detektion der Interferometerphase

<sup>a</sup> Englisch: „Shotnoise“

(siehe Gleichung 2.38) ist in Gleichung 4.1 angegeben [56].

$$\sigma_{\Phi} = \frac{1}{C\sqrt{N}} \quad (4.1)$$

Hier ist  $C$  der Kontrast des Interferenzsignals 2.35 und  $N$  die Anzahl der detektierten Atome. Aus diesem lässt sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis berechnen [57]:

$$\text{SNR} = \frac{1}{\sigma_{\Phi}} \quad (4.2)$$

Dieser Wert ist charakteristisch für ein Detektionssystem.

Um nun die Anzahl der Atome aus dem detektierten Signal zu extrahieren muss bekannt sein wie groß der Raumwinkel ist, der auf die Photodiode abgebildet (siehe Abschnitt 3.4.2) wird. Dieser gibt an wie groß der Teil der von den Atomen gestreuten Photonen ist, der zum Detektionssignal beiträgt. Mit der Spannungsamplitude des Signals, dem Verstärkungsfaktor durch den Transimpedanzverstärker und der Photodiodensensitivität lässt sich die Streurrate der Photonen aller Atome berechnen. Die detektierte Photonenstreurrate ist  $R_{\text{det}} = \frac{U_{\text{det}}}{AS_{\text{PD}}\hbar\omega}$ , wobei  $U_{\text{det}}$  die detektierte Spannung,  $A$  der Verstärkungsfaktor des Transimpedanzverstärkers,  $S_{\text{PD}}$  die Sensitivität der Photodiode und  $\omega$  die Frequenz der gestreuten Photonen ist. Mit der Streurrate aus Gleichung 3.1 kann mit bekannter Intensität und Verstimmung des Abfragelasers die Streurrate der Photonen pro Atom berechnet werden. Das Verhältnis dieser Größen ist die Atomzahl  $N$ :

$$N = \frac{4\pi R_{\text{det}}}{R_{\text{sc}}\Omega}. \quad (4.3)$$

Hierbei ist  $R_{\text{det}}$  die Rate der gestreuten Photonen,  $R_{\text{sc}}$  die errechnete Photonenstreurrate pro Atom und  $\Omega$  der Raumwinkel. Mit typischen Werten des Experimentes<sup>a</sup> ergibt sich mit dieser Betrachtung eine Atomzahl von  $1,2 \cdot 10^5$ .

Aus diesem Wert lässt sich mit Gleichung 4.1 die untere Grenze für das Phasenrauschen durch Atomzahlschrotrauschen berechnen. Dieses ergibt sich mit einem angenommenen Kontrast von  $C = 0,3$  zu  $9,6 \cdot 10^{-3}$  rad was einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 100:1 entspricht. Mit Gleichung 2.38 lässt sich somit die durch Schrotrauschen bedingte untere Grenze der Sensitivität des Gravimeters angeben:  $\Delta\sigma_g = \frac{\sigma_{\Phi}}{k_{\text{eff}}gT^2} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$  für  $T = 40 \text{ ms}$  ( $1 \cdot 10^{-8} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$  für  $T = 80 \text{ ms}$ ). Die Angabe bezieht sich dabei auf die Messung über ein atomares Ensemble bzw. einen Experimentdurchlauf.

### 4.1.3 Zeitverhalten

Da in einem typischen Experiment zur Messung der Gravitation meistens über Zeitskalen von Stunden oder sogar mehreren Tagen gemessen wird, ist die Stabilität

<sup>a</sup>  $\Delta = -5 \text{ MHz}$ ,  $I/I_{\text{sat}} = 0,78$ ,  $A = 1 \cdot 10^8 \text{ V/A}$ ,  $S_{\text{PD}} = 0,6 \text{ A/W}$ ,  $\Omega = 0,19 \text{ sr}$  und  $U_{\text{det}} = 0,4 \text{ V}$

aller Komponenten im Detektionssystem ein wichtiges Kriterium für die fehlerfreie Funktion des Instruments. Ein wichtiges Werkzeug zur Analyse der Stabilität ist die sogenannte Allan-Standardabweichung, die in Anhang B.1 beschrieben wird. Sie wurde zur Charakterisierung der Stabilität von Oszillatoren eingeführt, kann aber auch zur Analyse beliebiger Zeitsignale verwendet werden. Um nun das Detektionssystem zu testen, muss eine wohl definierte Besetzungswahrscheinlichkeit des atomaren Ensembles sichergestellt werden. Mit diesem definierten Zustand wird das Experiment beliebig oft wiederholt. Mit dem dadurch erfassten Zeitsignal lässt sich die zeitliche Stabilität des Systems ermitteln.

Die hier gemessene Größe ist die Besetzung eines Superpositionszustandes aus den beiden Interferometerzuständen  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$ . Die Fluktuationen des Ergebnisses der Messung ist als das sogenannte Quantenprojektionsrauschen (QPN) bekannt [58, 59]. Die Varianz dieser fundamentalen Rauschquelle ist durch  $\sigma_p^2 = p(1-p)/N$  gegeben, wobei  $p$  hier die normalisierte Anregungswahrscheinlichkeit eines der Zustände ist und  $N$  die Atomzahl darstellt. Sie hat ihr Maximum bei  $p = 0,5$  und skaliert<sup>a</sup> damit wie Gleichung 4.1. Die Situation, in der beide Zustände die gleiche Anregungswahrscheinlichkeit haben, eignet sich also gut zum Messen des schlimmsten Falles des Detektionsrauschens.

Zusätzlich muss sichergestellt werden, dass die Quelle der Anregung auch stabil ist. Ein Weg dies zu realisieren ist die Einstrahlung eines Mikrowellenpulses. Im vorliegenden Test wurde ein VCO [Mini-Circuits, ZX95-6840-S+] verwendet, der eine Frequenz von 6,834 GHz erzeugt und nach elektronischer Division auf einen stabilen Frequenzsynthesizer [Rohde und Schwarz, SMY02] stabilisiert wurde. Das so erzeugte Signal wird dann auf 1 W Ausgangsleistung verstärkt und mit einer Antenne in die Vakuumkammer gestrahlt. Dieses Vorgehen wurde mit kommerziellen Komponenten realisiert und dient als Referenz für die Charakterisierung der Stabilität.

Nach der Zustandspräparation (siehe Abschnitt 3.3) wird ein 110  $\mu\text{s}$  langer Mikrowellenpuls, der resonant mit dem Hyperfeinübergang  $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$  ist, appliziert. Dieser transferiert etwa 45% der Atome in den  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand. Die so transferierte Population entspricht der Hälfte („ $\pi/2$ -Puls“, siehe Abschnitt 2.1.1) der maximalen Anregungseffizienz, die mit dieser Mikrowellenkonfiguration erreichbar war.

In Abbildung 4.2 ist die Allan-Standardabweichung des detektierten Signals zu sehen. Nach einem Experimentdurchlauf beträgt das Rauschen des Signals  $\sigma_p(1\text{ s}) = 0,0146$ . Dieses lässt sich mit  $\sigma_\phi = 2/C \times \sigma_p$  in ein Phasenrauschen von 95 mrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$ . Dies korrespondiert zu einer Limitierung durch das Detektionssystem in der Sensitivität auf  $\Delta\sigma_g = \frac{\sigma_\phi}{k_{\text{eff}}T^2} = 3,9 \cdot 10^{-7} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$  (für  $T = 40\text{ ms}$ ) bzw.  $\Delta\sigma_g = 9,4 \cdot 10^{-8} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$  (für  $T = 80\text{ ms}$ ). Für die in Abschnitt 4.1.2 berechnete Atomzahl ergibt sich damit ein Faktor zehn über der fundamentalen Schrotrauschgrenze.

<sup>a</sup> Tatsächlich sind die Ausdrücke äquivalent wenn man bedenkt wie das Phasenrauschen mit  $\sigma_\phi = 2/C \times \sigma_p$  in das Atominterferometer einkoppelt [56].

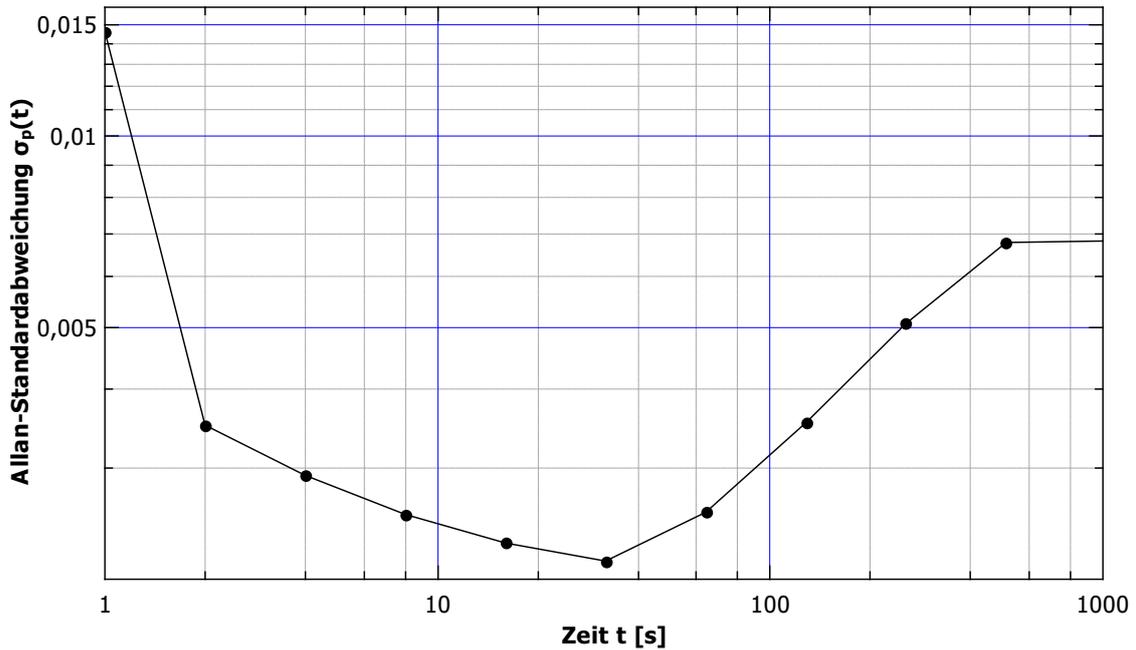


Abbildung 4.2: Allan-Standardabweichung des detektierten Signale bei  $p = 0,45$ .

Eine weitere Information, die sich aus dem Graphen in Abbildung 4.2 entnehmen lässt ist die zeitliche Stabilität des Detektionssystems. Das Minimum wird hier nach 32s erreicht. Danach steigt die Allan-Standardabweichung wieder an. Das statistische Mitteln bringt also keinen Gewinn mehr in der Auflösung der Messung, sondern erhöht die Allan-Standardabweichung nur noch. Der niedrigste Punkt entspricht hier einer Standardabweichung von  $\sigma_p(32\text{ s}) = 0,0021$ , was einer Limitierung in der Auflösung von  $\Delta g/g = 5,6 \cdot 10^{-8}$  (für  $T = 40\text{ ms}$ ) bzw.  $\Delta g/g = 1,4 \cdot 10^{-8}$  (für  $T = 80\text{ ms}$ ) entspricht. Des Weiteren ist ein starker Abfall vom ersten zum zweiten Datenpunkt zu erkennen. Dieser lässt eine Modulation des detektierten Signals in der Größenordnung der Repititionsrate des Experimentes vermuten. Diese Modulation und die zeitliche Drift sind im Moment Gegenstand von Untersuchungen.

## 4.2 Stimulierte Raman-Übergänge

Die Basis für die kohärente Aufspaltung des atomaren Wellenpaketes stellt der stimulierte Raman-Übergang dar, der bereits in Abschnitt 2.1.2 eingeführt wurde. In diesem Kapitel sollen Messungen vorgestellt werden, die für den Betrieb eines atomaren Gravimeters notwendige Kenngrößen erfassen.

Die Charakterisierung ist in zwei Teile unterteilt:

- **Doppler-insensitiv:** Hier werden erste Messungen der kopropagierende Raman-Strahlkonfiguration gezeigt. Diese dienen in erster Linie dem Test und der Charakterisierung des gesamten Systems.
- **Doppler-sensitiv:** In diesem Abschnitt wird der geschwindigkeitsselektive (kopropagierende) Operationsmodus charakterisiert, der dann zu der tatsächlichen beschleunigungssensitiven Interferometersequenz hinführt.

### 4.2.1 Doppler-insensitiv

In diesem Teil werden Messungen vorgestellt, die auf Basis der Doppler- und inertial-insensitiven Strahlkonfiguration basieren. Diese ist besonders gut geeignet um die korrekte Funktion des Lasersystems und anderen Komponenten ohne inertielle Störungen (beispielsweise Beschleunigungseffekte durch Gravitation oder Bewegungen des Labors) zu verifizieren.

#### Frequenzmessung

Die erste wichtige Kenngröße des stimulierten Raman-Übergangs ist die Resonanzfrequenz bei der der Übergang stattfindet. Dies wird zu Testzwecken zuerst in der kopropagierenden (Geschwindigkeitsinselektiven) Raman-Strahlkonfiguration durchgeführt um dann später mit diesen Informationen die Geschwindigkeitsselektion durchzuführen und zu charakterisieren (siehe dazu Abschnitt 4.2.2). Im hier vorgestellten Experiment wurde zu diesem Zweck ein atomares Wellenpaket im Zustand  $|F = 1\rangle$  präpariert. Um dies zu erreichen, wurde nach der optischen Melasse 2 ms lang der Kühllaser weiter eingestrahlt. Durch den Verlustkanal in den  $|F = 1\rangle$ -Zustand akkumulieren die Atome dort. Die atomare Besetzung erstreckt sich aber über alle drei magnetischen Unterezustände. Da beim Raman-Prozess jeweils nur einer der Unterezustände involviert ist, ist eine maximale Anregung von 33% zu erwarten, da die Detektion alle Subzustände zur Normalisierung mit einbezieht.

Nachdem die atomare Wolke im Startzustand ist, rampt das Lasersystem in den Raman-Modus (siehe Abschnitt 3.2.3) und der Puls kann appliziert werden. Die Pulslänge kann anfänglich nur abgeschätzt werden und muss später durch Rabi-Oszillationen bestimmt werden. Mit Gleichung 2.17,  $I/I_{\text{sat}} = 2(\Omega/\Gamma)^2$  und der

Annahme, dass die Rabi-Frequenzen für Absorption und Emission gleich sind, kann man folgende Abschätzung machen:

$$\tau_\pi = \frac{\pi}{\Omega_{\text{eff}}} \approx \frac{2\pi\Delta}{\Gamma^2} \frac{I_{\text{sat}}}{I} \quad (4.4)$$

Mit typischen Werten<sup>a</sup> im Experiment ergibt sich eine Pulslänge von  $\tau_\pi = 50 \mu\text{s}$  für die volle Anregung ( $\pi$ -Puls).

In Abbildung 4.3 ist die Messung der Anregungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Übergangsfrequenz. Zu sehen ist der charakteristische *sinc*-Verlauf mit einer maximalen Anregungswahrscheinlichkeit von 31% zu sehen. Hierbei wurde nur der in erster Ordnung magnetisch insensitive Übergang  $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$  angesprochen, den es noch von den anderen magnetisch sensitiven zu unterscheiden gilt.

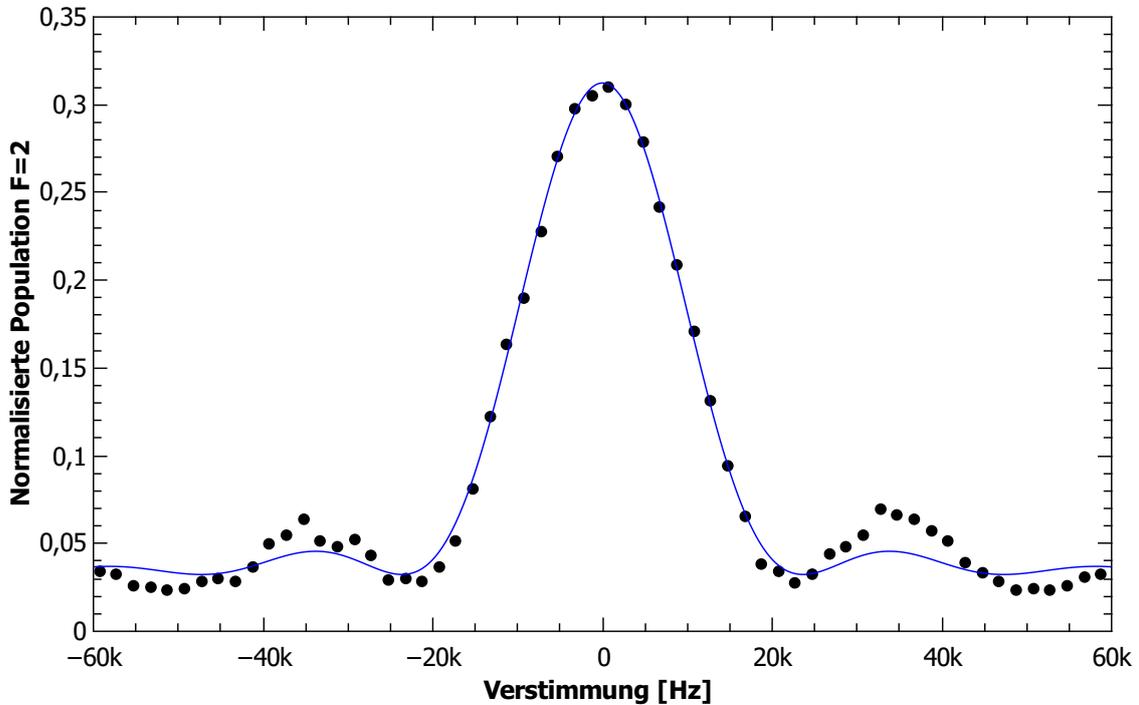


Abbildung 4.3: Frequenzmessung am  $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ -Übergang.

### Zeeman-Selektion der magnetischen Unterzustände

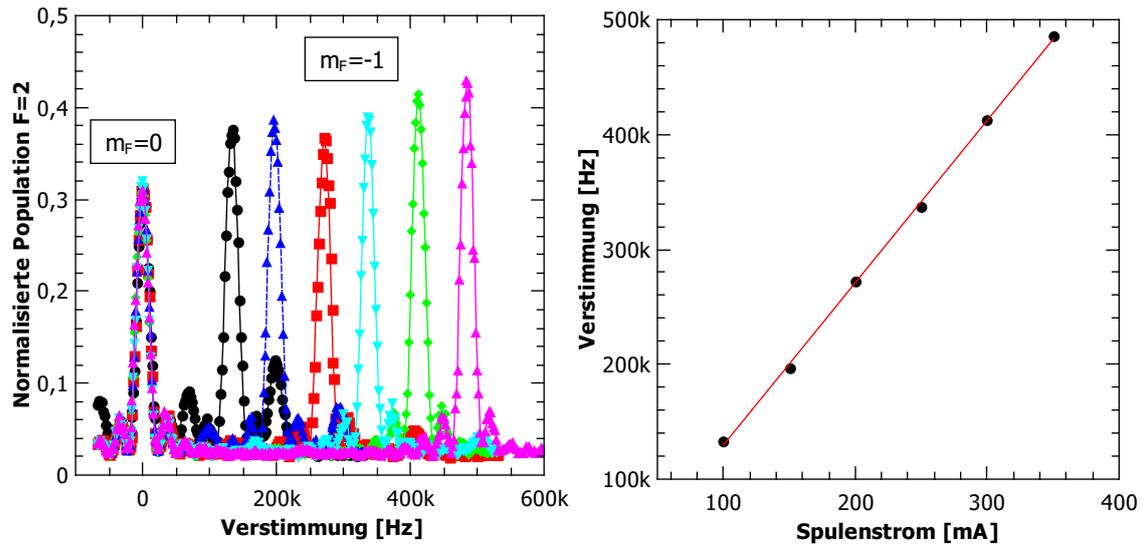
Im vorangegangenen Abschnitt wurde in der Frequenzmessung davon ausgegangen, dass der für die Atominterferometrie charakteristische Übergang  $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$  angesprochen wurde. Es sind aber auch die

<sup>a</sup>  $\Delta = 2\pi \times 1 \text{ GHz}$  und  $\frac{I_{\text{sat}}}{I} = 1,8$ .

magnetisch sensitiven Übergänge  $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = \pm 1\rangle$ , die dem linearen Zeeman-Effekt folgen erlaubt. Dieser Effekt sorgt für eine Energieverschiebung der Energieniveaus bei angelegtem Magnetfeld.

Eine Möglichkeit, diese Abhängigkeit zu charakterisieren ist, die Resonanz des magnetisch sensitiven gegenüber der des magnetisch insensitiven Übergangs mit variierendem Magnetfeld zu vermessen. Die magnetisch sensitiven Zustände zeichnen sich durch eine lineare Abhängigkeit aus und sind so leicht von dem Insensitiven zu unterscheiden.

In Abbildung 4.4 ist die lineare Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom Strom durch die Magnetfeldspulen der Raman-Quantisierungsachse gezeigt. Die magnetisch sensitiven bzw. insensitiven Übergänge sind klar zu unterscheiden. Somit kann über die entsprechende Frequenz und das Magnetfeld sichergestellt werden, dass immer der richtige Übergang angesprochen wird. Vor dem tatsächlichen Interferometerzyklus wird die Möglichkeit der magnetischen Selektion dazu benutzt nur Atome im Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  zu präparieren und den Rest über Strahlungsdruck zu entfernen (siehe Abschnitt 3.3).



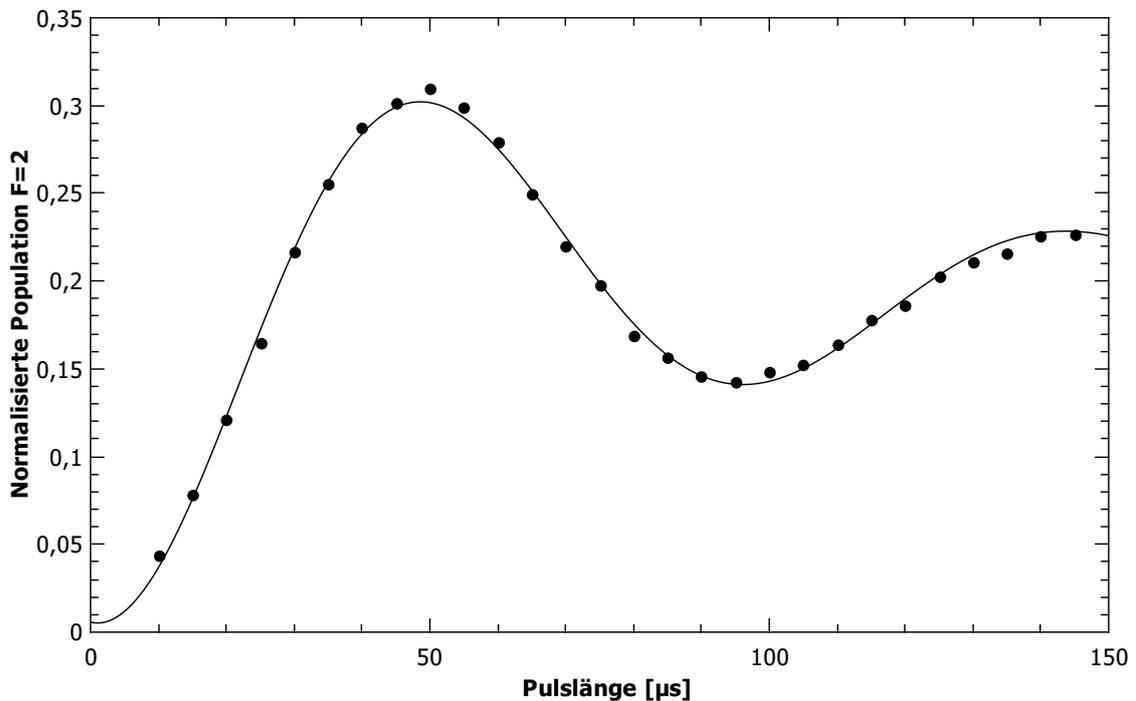
**Abbildung 4.4:** Links: Frequenzmessung des magnetisch insensitiven bzw. sensitiven Übergangs für verschiedene Magnetfelder. Jede Farbe entspricht einem anderen Magnetfeld. Es ist deutlich zu erkennen, wie der magnetisch insensitive Übergang vom Magnetfeld unbeeinflusst bleibt. Rechts: Lineare Abhängigkeit der Resonanzfrequenz des  $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = -1\rangle$ -Übergangs vom Magnetfeldspulenstrom.

### Rabi-Oszillationen

Für die spätere Interferometersequenz ist es notwendig zu wissen, wann genau halbe und wann volle Anregung besteht, um den Strahlteiler- und Spiegelprozess

durchführen zu können. Dazu werden ähnlich zu den obigen Messungen wieder Pulse mit Raman-Laserlicht appliziert, nur, dass hier die Pulslänge variiert wird und die Frequenz konstant auf der Resonanzfrequenz gehalten wird. Nach Gleichung 2.24 sollte die Population des angeregten Zustands *sinus*-förmig oszillieren. Nach dem Fangen und Kühlen wird wie bei der Frequenzmessung aus dem Zustand  $|F = 1\rangle$  mit einer nahezu homogenen Verteilung über magnetischen Unterzustände gestartet. Die Kopplung beschränkt sich nur auf den  $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ -Übergang.

In Abbildung 4.5 ist die Anregung für variierende Pulslänge gezeigt. Die halbe Anregung wird bei  $25 \mu\text{s}$  erreicht und die volle bei  $50 \mu\text{s}$ . Dies ist steht guter Übereinstimmung mit der vorherigen Abschätzung.



**Abbildung 4.5:** Rabi-Oszillation der Anregungswahrscheinlichkeit. Die maximale Anregung ist hier durch den Hintergrund der magnetischen sensitiven Übergänge begrenzt.

### 4.2.2 Doppler-sensitiv

Der Doppler- bzw. geschwindigkeitsselektive Modus (siehe Abschnitt 3.1.2) ist die Grundlage für die Messung von Beschleunigungen mit Atominterferometern. Die hier vorgestellten Messungen stellen die Charakterisierung dieses Modus dar.

### Geschwindigkeitsselektion

In Abschnitt 2.1.3 wurde dargelegt, dass die Sensitivität auf den Dopplereffekt in der kontrapropagierenden Strahlkonfiguration sehr hoch ist. Dies bedeutet auf der einen Seite, dass die interne Geschwindigkeitsverteilung der Atomwolke für eine spektrale Verbreiterung der atomaren Resonanz sorgt („Doppler-Verbreiterung“), auf der anderen Seite aber auch, dass sich die Resonanz durch die Beschleunigung des Wolkenschwerpunktes durch Gravitation sehr schnell verschiebt.

Durch die verwendete Polarisationsausrichtung im Experiment, sind immer zwei Raman-Strahlpaare ( $\sigma_{\uparrow}^+ \sigma_{\downarrow}^+$  und  $\sigma_{\uparrow}^- \sigma_{\downarrow}^-$ ) während der Einstrahlung präsent. Aufgrund der entgegengesetzten Ausrichtung der beiden Paare zueinander ergibt sich ein unterschiedliches Vorzeichen im Wellenvektor  $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ . Es entstehen also zwei unterschiedliche spektrale Komponenten:

- Blau:  $+\left|\mathbf{k}_{\text{eff}}\right|$
- Rot:  $-\left|\mathbf{k}_{\text{eff}}\right|$

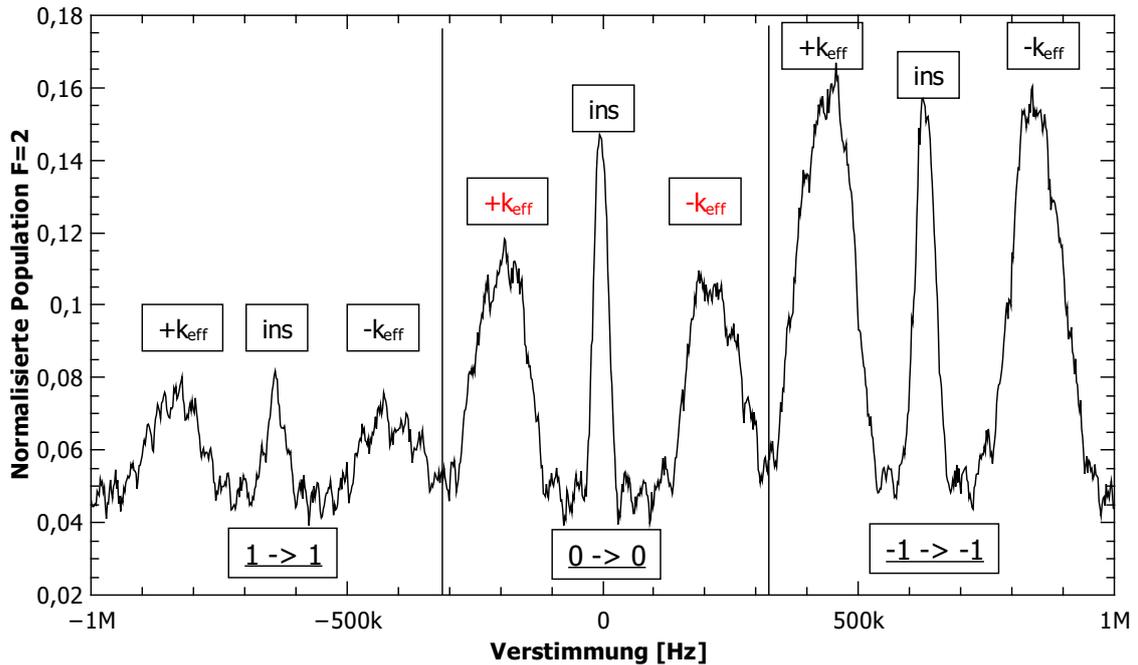
In Gleichung 2.30 gibt es also zwei Stellen an der die Verstimmung verschwindet. Welche von beiden ausgewählt wird ist für den Betrieb des Gravimeters unerheblich solange eine gewählt wird.

In Abbildung 4.6 ist eine Messung der Anregungswahrscheinlichkeit im Zustand  $|F = 2\rangle$  über der Verstimmung von der Doppler- und magnetisch insensitive Resonanz gezeigt. Dabei wurde nach etwa 6 ms Fallzeit ein 50  $\mu\text{s}$  langer Puls bei einem Quantisierungsfeld von 600 mG appliziert. Zu sehen sind die drei magnetischen Untereinstände<sup>a</sup> vom Zustand  $|F = 1\rangle$ . Jeder einzelne spaltet zusätzlich noch in seine beiden Doppler-komponenten auf. Die geschwindigkeitsinselektiven Übergänge werden offensichtlich auch angeregt. Dies sollte in der verwendeten Strahlkonfiguration idealerweise unterdrückt werden und ist wahrscheinlich auf unsaubere Polarisierungen zurückzuführen. Des Weiteren ist eine stark unterschiedliche Besetzung der einzelnen magnetischen Untereinstände zu sehen. Da das homogene Magnetfeld, welches als Quantisierungsachse dient, ein sehr langsames An- und Ausschaltverhalten zeigt, wird dieses dauerhaft angelegt. Durch die unterschiedliche magnetische Sensitivität akkumulieren die Atome wahrscheinlich während der Kühlphase unterschiedlich stark in den einzelnen Untereinständen.

Um nun den in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen Geschwindigkeitsfilter durchzuführen muss über die Verstimmung eine der beiden magnetisch insensitive Doppler-Komponenten (in Abbildung 4.6 rot dargestellt) ausgewählt werden. Der Rest der Atome wird dann wie in Abschnitt 3.3 beschrieben entfernt und nimmt nicht am Interferometerzyklus teil.

---

<sup>a</sup> Genauer gesagt handelt es sich hier um die Übergänge bei denen  $\Delta m_F = 0$  gilt.



**Abbildung 4.6:** Die Zeeman-Unterszustände mit ihren entsprechenden Geschwindigkeitsklassen. Die beiden magnetischen insensitiven Geschwindigkeitsklassen sind in roter Schrift hervorgehoben. Aufgrund des dauerhaft angelegten Quantisierungsfeldes, ergibt sich eine unterschiedliche Besetzung der magnetischen Unterszustände.

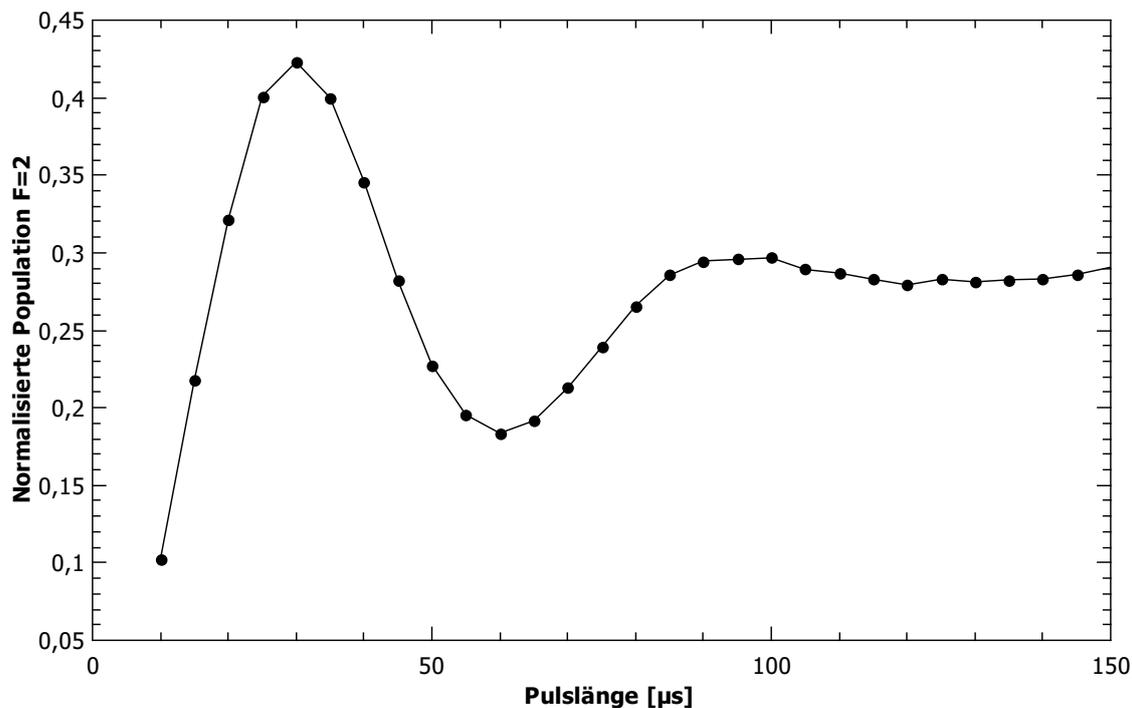
### Rabi-Oszillationen

Nachdem eine der beiden Geschwindigkeitsklassen über die entsprechende Verstimmung ausgewählt wurde, lässt sich erneut die Anregungswahrscheinlichkeit bei variierender Pulslänge (wie schon in Abschnitt 4.2.1) betrachten. Die Pulslängen sollten sich nicht von dem Doppler-insensitiven Fall unterscheiden. Allerdings ist die Messung ein guter Indikator für nicht optimale Funktionsparameter des Experiments.

In Abbildung 4.7 ist die Oszillation der Population im Zustand  $|F = 2\rangle$  mit variierender Pulslänge gezeigt. Dabei wurde nach der Präparation im Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  ein zweiter Abfragepuls eingestrahlt um die Population zu manipulieren. Es ergibt sich eine Zeit von  $30 \mu\text{s}$  für volle Anregung. Dies ist hauptsächlich auf eine höhere Intensität der Raman-Strahlen zurückzuführen und steht deswegen nicht in Widerspruch zur geschwindigkeitsinsensitiven Messung aus Abschnitt 4.2.1.

Die Dämpfung der Oszillation ist stärker als in der Doppler-insensitiven Konfiguration. Dies ist unter anderem mit der endlichen Temperatur des atomaren Ensembles zu erklären. Auch die maximale Anregung liegt nicht beim theoretischen Maximum von 1 sondern bei 0,42. Ein Grund dafür kann die Ausbreitung

der Wolke in radialer Richtung sein. Da der Laserstrahl der Strahlteilerpulse kein homogene Intensitätsverteilung besitzt, erfahren die Atome eine unterschiedliche Intensität mit der räumlichen Ausdehnung. Dies hat zur Folge, dass sich zum einen die Rabi-Frequenz ändert und zum anderen der AC-Stark-Effekt unterschiedlich stark einkoppelt und damit eine ortsabhängige Verstimmung verursacht.



**Abbildung 4.7:** Die Messung der Anregungswahrscheinlichkeit analog zu Abschnitt 4.2.1. Hier ist die maximale Anregung aber nicht durch den Hintergrund anderer Übergänge begrenzt, sondern durch die hohe Sensitivität auf den Dopplereffekt und den daraus folgenden systematischen Effekten.

## 4.3 Atominterferometrie mit Raman-Übergängen

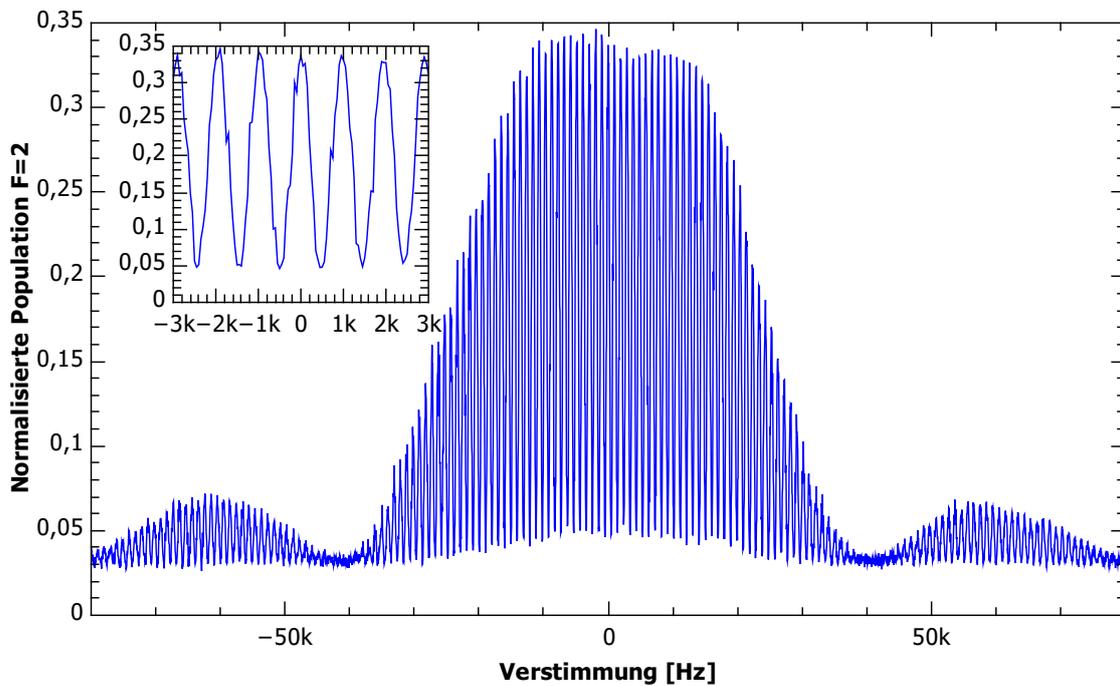
Die Erkenntnisse aus den beiden vorangegangenen Abschnitten werden nun verwendet um Interferometrie mit Atomen nachzuweisen.

Zuerst wird wieder der Doppler-insensitive Modus verwendet, um ein sogenanntes Ramsey-Experiment durchzuführen. Im zweiten Teil wird dann das beschleunigungssensitive Mach-Zehnder-Interferometer beschrieben.

### 4.3.1 Das Ramsey-Experiment

Ein erstes Experiment zum Nachweis atomarer Interferenz lässt sich im Doppler-insensitiven Modus durchführen. Dabei werden zwei  $\pi/2$ -Pulse der Länge  $\tau$  und einem bestimmten zeitlichen Abstand  $T$  eingestrahlt. Dieses Vorgehen geht auf Norman Ramsey zurück und trägt daher auch seinen Namen [9].

Das Experiment kann als Pendant zum Doppelspaltexperiment im Frequenzraum



**Abbildung 4.8:** Anregungswahrscheinlichkeit mit einer  $\pi/2$ - $\pi/2$ -Pulssequenz und variierender Resonanzfrequenz der Pulse. Es ist deutlich das charakteristische Interferenzmuster mit der schnell oszillierenden Anregung um die Resonanz zu erkennen.

angesehen werden. Anstelle der Position des Detektors wird hier nur die Frequenz der eingestrahltten Pulse geändert. Die Anregung ist demnach durch Gleichung 4.5 gegeben.

$$P_{|F=2\rangle} = (1 + \cos(\delta T))^2 \sin(\delta \tau)^2 \quad (4.5)$$

In Abbildung 4.8 ist die besagte Anregungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Raman-Laserverstimmung  $\delta$  gezeigt. Dabei wurde ähnlich zu Abschnitt 4.2.1 im Zustand  $|F = 1\rangle$  gestartet. Direkt nach dem Pumpen in  $|F = 1\rangle$  wurden die beiden Pulse mit einem Abstand von  $T = 1$  ms eingestrahlt.

In der Nähe der Resonanzfrequenz oszilliert das Signal (siehe Kasten oben Links in Abb. 4.8) sehr stark, wobei die Einhüllende einer *sinc*-Funktion ähnelt. Da so eine sehr hohe Auflösung der Resonanzfrequenz erreicht werden kann, findet diese Methode häufig Anwendung bei Atomuhren.

Um einen Indikator für die Güte der Interferenz zu haben, lässt sich die sogenannte Sichtbarkeit<sup>a</sup> definieren:

$$\nu = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}. \quad (4.6)$$

Diese beträgt für die gezeigte Messung 0,79, was zwar vom theoretischen Maximum von 1 deutlich abweicht, aber dennoch einen akzeptablen Wert darstellt und ein qualitativer Nachweis für die Phasenstabilität des Lasersystems auf kurzen Zeitskalen ist.

### 4.3.2 Doppler-sensitives Mach-Zehnder-Interferometer

Der nächste Schritt beinhaltet, die Erkenntnisse aus Abschnitt 4.2.2 zu nutzen um damit ein beschleunigungs sensitives Interferometer zu realisieren. Dies ist nur in der kontrapropagierenden Strahlkonfiguration möglich. Nachdem Atome einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse selektiert und im Zustand  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  präpariert wurden, können die entsprechenden Raman-Pulse appliziert werden.

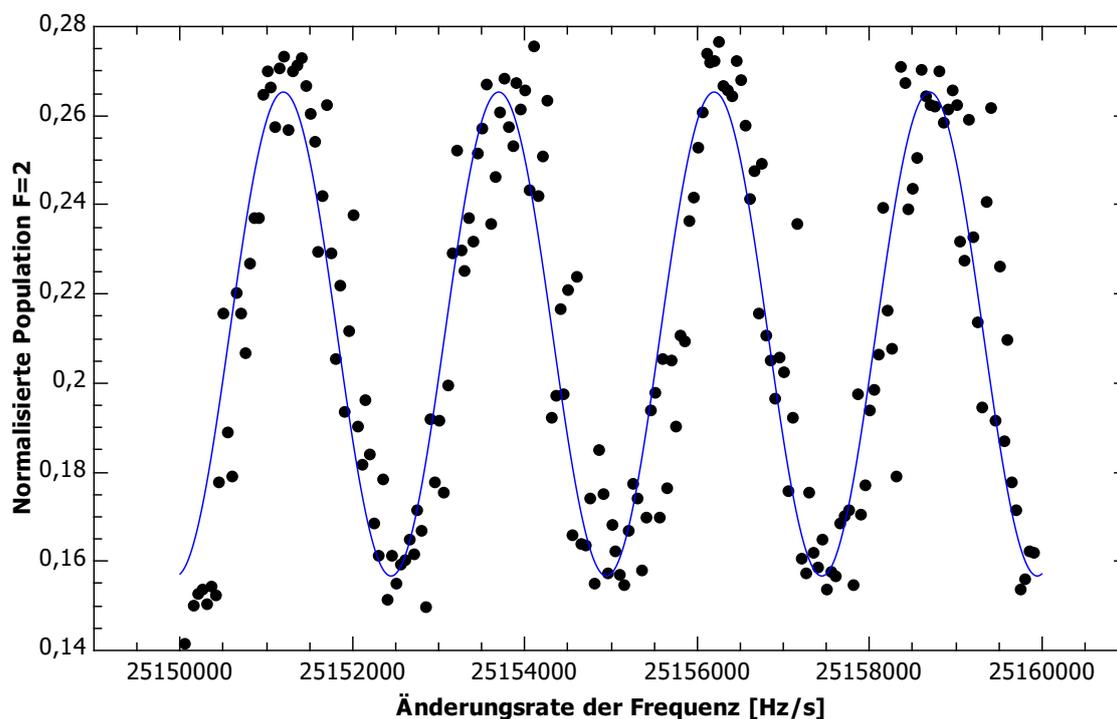
Wie in Abschnitt 2.2.1 erklärt wurde, erfordert es drei Pulse mit einem zeitlichen Abstand  $T$ , die die Aufspaltung und erneute Überlagerung erzeugen. Wird nun die Phase der beiden Raman-Laser zueinander geändert, so erwartet man eine *sinus*-förmige Oszillation. Durch das lineare Durchstimmen der Resonanzfrequenz kann eine sehr kontrollierte Phasenverschiebung induziert werden, die Gleichung 2.39 folgt.

In Abbildung 4.9 ist eine Messung zu sehen in der genau dies getan wurde. Für jeden einzelnen Datenpunkt wurde die Durchstimmrate (siehe Abschnitt 2.2.2) der Raman-Laser variiert und die entsprechende Anregungswahrscheinlichkeit detektiert. Die drei Pulse hatten dabei einen zeitlichen Abstand von  $T = 20$  ms.

Die Oszillation ist deutlich zu erkennen. Die durchgezogene blaue Linie stellt dabei den erwarteten Verlauf aus Gleichung 2.35 mit angepassten Parametern dar. Ähnlich zu Abschnitt 4.3.1 lässt sich wieder eine Sichtbarkeit angeben, die in diesem Fall 0,3 beträgt.

Es ist weiterhin gut zuerkennen, dass die einzelnen Datenpunkte deutlich um den theoretischen Verlauf streuen. Dies ist primär auf Bewegungen der Oberfläche des Retroreflektors zurückzuführen (siehe Abschnitt 2.2.3). Aber auch andere Effekte

<sup>a</sup> Englisch: „Visibility“



**Abbildung 4.9:** Beschleunigungssensitive Interferometersequenz. Die drei Pulse haben bei dieser Messung einen Abstand von 20 ms.

können dafür verantwortlich sein. Beispielsweise Instabilitäten in der Laserphase oder die nicht fehlerfreie Detektion der Besetzungswahrscheinlichkeit. Das Erfassen und Analysieren dieser Effekte ist Teil einer systematischen Fehleranalyse und soll in dieser Arbeit nicht behandelt werden.



---

## ERSTE RESULTATE

Als letzter Schritt werden die Ergebnisse aus Abschnitt 4.3.2 dazu verwendet, die Beschleunigung des atomaren Wellenpaketes zu ermitteln. Dazu wird als erstes eine einfache Methode gezeigt mit der es möglich ist den absoluten Wert der gravitativen Beschleunigung aus der atomaren Interferenz zu ermitteln. In Abschnitt 2.2.2 wurde dies bereits als theoretisches Werkzeug eingeführt.

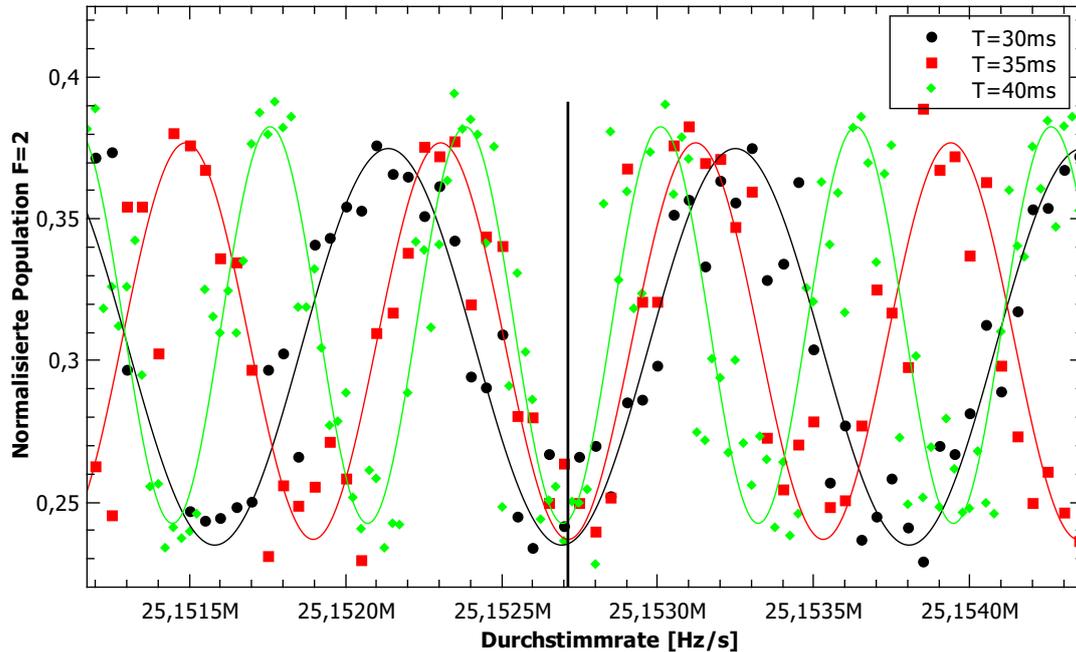
Basierend auf diesen Erkenntnissen wird eine Messung der Erdbeschleunigung über eine Zeit von 10 Stunden vorgestellt. Aus diesen Daten kann eine obere Grenze der Auflösung der Messapparatur ermittelt werden. Die Limitierung ist nachweislich nicht auf eine fundamentale Grenze zurückzuführen und lässt daher den Schluss auf Fehler durch äußere Einflüsse, wie Vibrationen, zu.

### 5.1 Ermittlung der absoluten Erdbeschleunigung

Um den absoluten Wert der Erdbeschleunigung zu ermitteln lässt sich eine einfache Methode anwenden, die auf den theoretischen Erkenntnissen aus 2.2.2 basieren. Hierbei kompensiert die Durchstimmrate genau die die Phasenverschiebung aufgrund der gravitativen Beschleunigung der atomaren Wolke - die Interferometerphase verschwindet in diesem Punkt. Diese Tatsache ist unabhängig von dem Pulsabstand  $T$  der drei Pulse.

Nimmt man nun drei verschiedene Interferenzsignale wie in Abschnitt 4.3.2 auf und variiert für jedes Signal den Pulsabstand, so haben alle drei Signale ein gemeinsames Minimum (der sogenannte „Dark-Fringe“). Die Durchstimmrate in diesem Punkt lässt sich mit Gleichung 2.40 in den absoluten Wert von  $g$  umrechnen.

In Abbildung 5.1 ist eine Messung der Interferenzsignale für 30 ms, 35 ms und 40 ms gezeigt. Die schwarze vertikale durchgezogene Linie entspricht dabei dem gemeinsamen Minimum der drei Signale. Dieses liegt bei  $25,1527 \text{ MHz s}^{-1} \pm 210 \text{ Hz s}^{-1}$



**Abbildung 5.1:** Interferenzsignale von drei verschiedenen Pulssequenzen für jeweils verschiedene Pulsabstände. Die durchgezogenen Linien entsprechen nichtlinearen Anpassungen von Gleichung 2.35 an die Daten. Die senkrechte schwarze Linie stellt den Punkt dar, der dem absoluten Wert von  $g$  entspricht.

und entspricht damit einem Wert von  $9,812\,564\text{ m/s}^2 \pm 2,2\text{ }\mu\text{m/s}^2$ . Die Fehler beziehen sich dabei auf die Abweichung der nicht-linearen Anpassung an die Daten und berücksichtigen keine systematischen Fehlerquellen, die den Wert verfälschen könnten.

Offensichtlich ist der Überlapp der drei Minima nicht perfekt und sorgt für einen Fehler in der Absolutmessung der Gravitation im Bereich von  $\mu\text{m/s}^2$ . Dies kann verschiedene Gründe haben, die Teil einer systematischen Fehleranalyse der Apparatur sind.

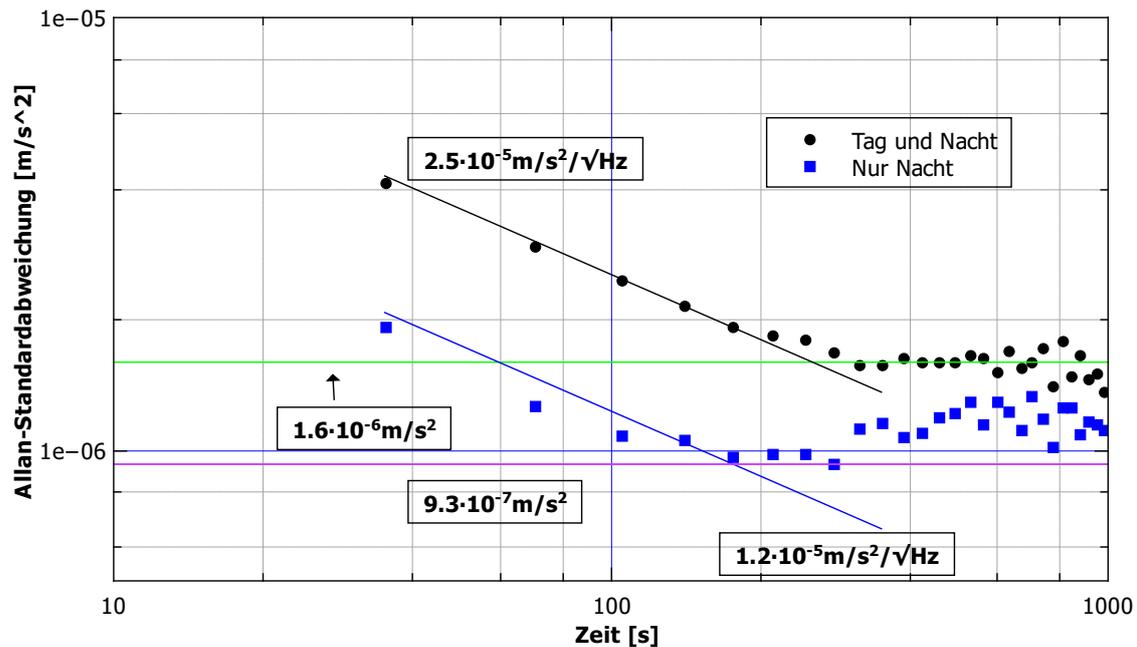
## 5.2 Limitierung der Auflösung

Nachdem der absolute Wert der Erdbeschleunigung durch das im vorangegangenen Abschnitt erklärte Vorgehen ermittelt wurde, lässt sich nun die zeitliche Stabilität der Apparatur untersuchen. Dazu wurde eine Messreihe mit einer Messzeit von 10 Stunden aufgenommen. Die Grundlage dieser Messung war die Pulssequenz aus Abschnitt 5.1 mit einem Pulsabstand von  $T = 40\text{ ms}$ .

Die Messung erfolgte dabei durch wiederholtes Aufnehmen einer kompletten Oszillation des Interferenzsignals. Aus dieser wird dann jeweils durch nicht-lineares

Anpassen von Gleichung 2.35 der Wert von  $g$  ermittelt. Das Signal wird, wie in den vorgegangenen Messungen auch, durch variieren der Durchstimmrate erzeugt. Eine vollständige Schwingung besteht aus 30 verschiedenen Durchstimmraten mit einem Abstand von  $\Delta r = 50 \text{ Hz s}^{-1}$ . Mit einer Zykluszeit (also der Zeit, die benötigt wird um ein Experiment durchzuführen) von  $t_z = 1,17 \text{ s}$  ergibt sich eine Wiederholrate von 35,1 s für jeden erfassten Beschleunigungswert.

Als Werkzeug zur Charakterisierung der Stabilität wird wie schon in Abschnitt



**Abbildung 5.2:** Allan-Standardabweichung für verschiedene Teile der Daten. Der Unterschied zwischen den Daten ab etwa 20:00 Uhr und dem vollen Datensatz beträgt etwa Faktor 2 im Integrationsverhalten.

4.1.3 wieder die Allan-Standardabweichung benutzt. In Abbildung 5.2 wurde diese Analyse auf die Ergebnisse der Langzeitmessung<sup>a</sup> angewendet. Es sind zwei Kurven abgebildet, wobei die schwarzen Punkte den Messwerten über die gesamte Messzeit entsprechen. Bei den blauen Punkten handelt es sich um Daten, die ab etwa 20:00 Uhr analysiert wurden. Die restlichen Daten wurden in der Analyse nicht berücksichtigt.

Aus der gezeigten Analyse lassen sich nun zwei charakteristische Werte für die beiden Datensätze extrahieren: der Sensitivität ( $\Delta\sigma_g(\tau)$ ) und die Auflösung ( $\Delta g/g$  nach einer bestimmten Integrationszeit  $\tau$ ). Ersteres ergibt sich durch Anpassen eines  $1/\sqrt{\tau}$ -Verlaufs an die Daten, der zweite Wert durch ablesen des kleinsten Wertes. In Tabelle 5.1 sind die Werte für die entsprechenden Zeitabschnitte ge-

<sup>a</sup> Die Messung wurde am 22.6.2011 um 16:20 Uhr gestartet und endete um 3:00 Uhr durch Destabilisierung der Phasenregelschleife beendet.

	$\Delta\sigma_g(\tau)$	$\Delta g/g$
Tag u. Nacht	$2,55 \cdot 10^{-6} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$	$1,63 \cdot 10^{-7}$ für $\tau = 260 \text{ s}$
Nacht	$1,22 \cdot 10^{-6} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$	$9,48 \cdot 10^{-8}$ für $\tau = 230 \text{ s}$

**Tabelle 5.1:** Erreichte Sensitivitäten ( $\Delta\sigma_g(\tau)$ ) und Auflösungen ( $\Delta g/g$  für entsprechende Mittelungszeit  $\tau$ ) abhängig von der Tageszeit.

ben. Dazu sind auch die maximalen Mittelungszeiten  $\tau$  angegeben. Die Ursache für die Limitierung sowohl in der Mittelungszeit als auch in der Auflösung ist wiederum Gegenstand von Untersuchungen an der Apparatur. Nach ersten Messungen lassen sich diese Grenzen hauptsächlich auf zeitliche Drifts innerhalb des Lasersystems und Vibrationen der Umgebung zurückführen. Wie in 2.2.3 schon erwähnt, gehen Bewegungen der Oberfläche des retroreflektierenden Spiegels der beiden Raman-Strahlen direkt als Fehler der Messung ein.

Um den Zusammenhang zwischen den Vibrationen der Umgebung und dem beobachteten Phasenrauschen herzustellen, wurden seismometrische Messungen durchgeführt. Wie in Abschnitt 3.1.2 geschildert, ist der retroreflektierende Spiegel zur Realisierung der kontrapropagierenden Strahlkonfiguration auf einer passiven Vibrationsisolierung platziert. Um die erwähnte Messung durchzuführen wurde dieser Spiegel durch ein Seismometer [Guralp, CMG-40T] ausgetauscht. Dieses liefert ein Signal, welches proportional zur Geschwindigkeit  $v_{\text{sensor}}$  des Sensorschwerpunktes ist. Die Ableitung dieses Signals  $\dot{v}_{\text{sensor}}$  gibt dann die Beschleunigung an, die auch auf den Retroreflektor wirken würde. Mit der spektralen Rauschleistungsdichte  $S_a(\omega)$  der Ableitung lässt sich mit dem Formalismus, der zum Beispiel in [56] und [60] gut dargelegt ist, das Phasenrauschen  $\sigma_\varphi(\tau)$  angeben:

$$\sigma_\varphi^2(\tau) = \frac{k_{\text{eff}}^2}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|H(2\pi n f_z)|^2}{(2\pi n f_z)^4} S_a(2\pi n f_z). \quad (5.1)$$

Hierbei gibt  $f_z = 1/t_z$  die Zyklusfrequenz des Interferometers an und  $H(\omega)$  ist die Fouriertransformierte<sup>a</sup> der Sensitivitätsfunktion 2.42.

Legt man in Gleichung 5.1 eine Pulsseparationszeit von  $T = 40 \text{ ms}$  zugrunde, so ergibt sich je nach Tageszeit und Betrieb vor dem Labor ein Phasenrauschen von 400 - 1000 mrad. Steigert man den Pulsabstand auf bis zu 80 ms so lässt sich die Oszillation, die zur Detektion der Interferometerphase notwendig ist, nicht mehr vom Rauschen unterscheiden und eine interferometrische Messung ist nicht mehr möglich. Dies wurde in Anhang A.1 qualitativ dargelegt.

Mit dem ermittelten Phasenrauschen lässt sich eine obere Grenze der Auflösung der Apparatur angeben, die durch die Umgebung verursacht ist. Nimmt man ein Phasenrauschen von  $\sigma_\varphi = 500 \text{ mrad}$  bei  $\tau = 1 \text{ s}$  für die Nachtmessung an, so ergibt

<sup>a</sup> Tatsächlich ist  $G(\omega) = \mathcal{F}\{g(t)\}$  die Fouriertransformierte und  $H(\omega) = \omega G(\omega)$ .  $H(\omega)$  wird auch als *Transferfunktion* bezeichnet.

---

sich eine Auflösung von  $\frac{\Delta g}{g} = \frac{\sigma_\Phi}{k_{\text{eff}} g T^2} = 2 \cdot 10^{-6}$ . Dieser Wert passt gut zu den beobachteten Sensitivitäten  $\Delta\sigma_g(\tau = 1 \text{ s})$ .



---

## AUSBLICK

Im Verlauf dieser Arbeit wurden wichtige Funktionen zur atominterferometrischen Messung der lokalen Gravitation durchgeführt. Einer der zentralen Punkte war der Bau des Detektionssystems zur Erfassung der atomaren Besetzungswahrscheinlichkeit der beiden Hyperfeinzustände. Die Ermittlung der Anregungswahrscheinlichkeit ist entscheidend für die Extraktion der Interferometerphase. Um die Stabilität des Systems weiter zu erhöhen, wurde zusätzlich eine Erweiterung eingeführt, die Störungen durch Laserintensitätsschwankungen aus dem erfassten Signal korrigiert. Während der Charakterisierung der atomaren Detektion konnte eine Anzahl von  $1,2 \cdot 10^5$  Atomen in der Detektionszone ermittelt werden. Diese Zahl legt die fundamentale Grenze für die Sensitivität des Sensors fest, die aufgrund des Quantenprojektionsrauschens über die statistische Mittelung des atomaren Ensembles auftritt. Für die gemessene Atomzahl ergibt sich für realistische Werte ein Phasenrauschen von 10 mrad, was einer Auflösung von  $\Delta g/g = 3,8 \cdot 10^{-8}$  bei einer Interrogationszeit von  $T = 40$  ms entspricht. Für die Charakterisierung des tatsächlichen Rauschens wurde eine Überlagerung zwischen den beiden Interferometerzuständen ( $|F = 1, m_F = 0\rangle$  und  $|F = 2, m_F = 0\rangle$ ) mithilfe von Mikrowellenstrahlung erzeugt. Die Langzeitanalyse des detektierten Signals dieses Zustandes ergab eine Allan-Standardabweichung aus der ein Phasenrauschen von 14 mrad nach einer Integrationszeit von  $\tau = 32$  s bestimmt werden konnte. Auf kurzen Zeitskalen ( $\tau = 1$  s) betrug das resultierende Phasenrauschen 95 mrad. Die Abweichung von der theoretisch erreichbaren Auflösung lässt sich zum größten Teil auf Frequenzschwankungen des Detektionslasers zurückführen. Dies kann in Zukunft durch Phasenstabilisierung des Lasers auf einen stabilen Referenzoszillator während der Zustandsdetektion verbessert werden. Darüber hinaus war eine zeitliche Instabilität des Detektionssystems zu erkennen, was die Langzeitstabilität deutlich einschränkte. Die daraus folgenden zeitlichen Drifts sind Gegenstand aktueller Untersuchungen.

Weiterhin wurden Verbesserungen für das Lasersystem zum Fangen, Kühlen und Manipulieren realisiert, sodass ein stabiler Betrieb für den Interferometerbetriebsmodus sichergestellt werden konnte. Das Umschalten zwischen den beiden Operationsmodi<sup>a</sup> des Lasersystems wurde zwar schon in früheren Arbeiten angewendet und untersucht (siehe [52] und [53]) konnte aber im Rahmen dieser Arbeit noch verbessert werden. Es wurde eine neue Methode zum Umschalten der beiden Modi erdacht und eingebaut. Diese basiert im Wesentlichen auf der Verwendung eines digitalen Frequenzgenerators, welcher mittels Phasenstabilisierung ein zeitlich sehr gut veränderbares und frequenzstabiles Signal im GHz-Bereich erzeugt. Somit konnte ein stabiler Wechsel der beiden Betriebsregime innerhalb von 3 ms sichergestellt werden.

Für die Realisierung des Atominterferometers muss der Prozess des stimulierten Raman-Übergangs sehr genau analysiert werden. Daher wurden die Übergangsfrequenzen dieses Zwei-Photonen-Prozesses sowohl in der kopropagierenden (inertial-insensitiv) Raman-Strahlkonfiguration als auch in der kontrapropagierenden (inertial-sensitiv) Konfiguration vermessen. In diesem Zuge konnten auch die magnetisch insensitiven  $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ -Übergänge identifiziert werden. Somit war es über eine zustandsselektive Präparation möglich, störende Effekte durch externe Magnetfelder zu minimieren. In der inertial-sensitiven Konfiguration war es durch Spektroskopie der atomaren Übergänge möglich, die durch den Dopplereffekt auftretenden Geschwindigkeitsklassen zu identifizieren und den entsprechenden magnetischen Übergängen zuzuordnen. Durch eine entsprechende Auswahl der Geschwindigkeitsklasse und der magnetischen Unterzustände, konnte so eine sehr definierte Klasse von sehr kalten Atomen ausgewählt werden, mit der die Interferometrie durchgeführt wurde. Um ein Interferometer mit Laserpulsen zu realisieren, ist es nötig, die Pulszeiten genau zu vermessen um Stahlteiler- ( $\pi/2$ -Puls) bzw. Spiegelpulse ( $\pi$ -Puls) zu realisieren. Die Zeiten wurden mit Hilfe von Rabi-Oszillation ermittelt und zu  $\tau_{\pi/2} = 25 \mu\text{s}$  bzw.  $\tau_{\pi} = 50 \mu\text{s}$  bestimmt<sup>b</sup>. Erste Versuche in der kopropagierenden Strahlkonfiguration mit einer Sequenz von zwei  $\pi/2$ -Pulsen konnten zeigen, dass das Lasersystem in der Lage ist, phasenstabil Interferenz durch stimulierte Raman-Übergänge zu erzeugen. Im nächsten Schritt wurde das beschleunigungssensitive Mach-Zehnder-Interferometer ( $\pi/2 - \pi - \pi/2$ -Pulssequenz) getestet. Jedoch war zu erkennen, dass durch nicht optimale Parameter der Kontrast des Interferenzsignals deutlich geringer war als erwartet.

Als entscheidender letzter Schritt wurde eine inertial-sensitive Messung der Erdbeschleunigung gezeigt. Diese wurde mit einer Mach-Zehnder-Geometrie und

<sup>a</sup> Fangen/Kühlen/Detektion und Interometer

<sup>b</sup> Diese Angaben stammen aus der inertial-insensitiven Konfiguration. Nach einer Verbesserung des Lasersystems konnten Pulszeiten von  $\tau_{\pi/2} = 15 \mu\text{s}$  bzw.  $\tau_{\pi} = 30 \mu\text{s}$  erreicht werden.

einem Pulsabstand von  $T = 40$  ms über einen Zeitraum von etwa 10 Stunden durchgeführt. Die Analyse der aufgenommenen Daten hat dargelegt, dass die Auflösung der Apparatur stark vom Zeitpunkt der Messung abhängt. So konnte die Erdbeschleunigung nachts mit einer Auflösung von  $\Delta g/g = 9,5 \cdot 10^{-8}$  nach 230 s Mittelungszeit bestimmt werden, tagsüber jedoch nur auf  $\Delta g/g = 1,6 \cdot 10^{-7}$  nach 260 s Integration. Seismometrische Messungen konnten bestätigen, dass die Limitierung der Apparatur trotz passiver Vibrationsisolierung durch Vibrationen des Laborbodens verursacht wird. In ähnlichen Experimenten konnte diese Beeinflussung durch die Umgebung mit aktiv geregelten Isolierungsplattformen minimiert werden [61]. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, während des Interferometerdurchlaufs die Bewegungen des retroreflektierenden Spiegels mit einem Seismometer aufzuzeichnen und mit dem in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Formalismus die so induzierte Phasenverschiebung zu korrigieren. Die Auflösung der entsprechenden Sensoren konnte so deutlich verbessert werden [47].

Abgesehen von Störungen durch Vibrationen, konnten zeitliche Schwankungen der gemessenen Beschleunigung identifiziert werden. Diese begrenzen die Mittelungszeit auf etwa vier Minuten. Danach setzt eine zeitliche Drift ein, die das Integrationsverhalten so stark beeinflusst hat, dass kein Gewinn mehr durch statistische Mittelung des Messwerte erzielt werden konnte. Im Rahmen erster Untersuchungen wurde die Temperatur im Labor über mehrere Tage aufgezeichnet und es konnte eine Schwankung von bis zu zwei Grad Celsius mit einer Periodizität von 20 Minuten festgestellt werden. Dies lässt vermuten, dass ein Zusammenspiel aus mehreren Faktoren die zeitliche Limitierung und die daraus folgende begrenzte Mittelungszeit verursacht. So konnte zum Beispiel eine periodischer Variation von mehr als 5% der Ausgangsleistung einzelner optischer Fasern beobachtet werden. Die Schwankungen hatten eine vergleichbare Periode wie die Temperaturänderungen im Labor. Darüber hinaus degradierte die Ausgangsleistung der beobachteten Faser auf die weniger als die Hälfte der vorher gemessenen Leistung über einen Zeitraum von mehreren Stunden. Diese Störungen verursachen beispielsweise wiederum Variationen der Rabi-Frequenz und damit unter Umständen auch zeitabhängige Phasenverschiebungen, die die Integrationszeit der Messung begrenzen. Eine Erklärung für dieses Verhalten könnten temperaturabhängige Bewegungen einzelner optischer Elemente, wie zum Beispiel Spiegel, in Verbindung mit Deformationen der Bodenplatte des Lasersystems liefern. Durch die Änderung der Strahlposition ändert sich schließlich auch die Einkopplung in die optische Faser. Eine Hysterese dieser Bewegungen könnte für die Langzeitdrift verantwortlich sein. Diese Schwankungen lassen sich zum Beispiel mit aktiver Kühlung der Bodenplatte des Lasersystems, thermischer Isolation des gesamten optischen Tisches und mit aktiver Stabilisierung der Ausgangsleistungen an den optischen Fasern vermindern.

Weiterhin müssen Untersuchungen durchgeführt werden, um die Korrektur des Absolutwertes der Erdbeschleunigung zu verifizieren. Systematische Fehler können

dafür sorgen, dass die Signatur in der Interferometerphase durch die Gravitation um einen signifikanten Phasenanteil verschoben ist. So kann zum Beispiel die Lichtverschiebung (der sogenannte *AC-Stark-Effekt*) eine deutliche Verschiebung der Resonanzfrequenz des Interferometerübergangs verursachen. Diese Verschiebung der Resonanz kann aber durch ein entsprechendes Intensitätsverhältnis der beiden Raman-Laserstrahlen kompensiert werden. Genauso können örtliche Fluktuationen des Magnetfeldes während der Fallstrecke der Atome dafür sorgen, dass zusätzliche Phasenverschiebungen durch den Zeeman-Effekt zweiter Ordnung auftreten. Diese Effekte gilt es schrittweise sorgfältig zu untersuchen und zu charakterisieren.

Um die Sensitivität auf Beschleunigungen des Sensors weiter zu verbessern, gibt es zwei Parameter, die sich erhöhen lassen. Zum einen ist dies die freie Entwicklungszeit  $T$  der Atome, zum anderen der auf die Atome übertragene Impuls  $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ . Die Zeit des freien Falls  $2T$  zu erhöhen, scheint aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der Interferometerphase ein wirkungsvolles Stellrad zur Verbesserung des Gravimeters zu sein. Tatsächlich ist der entscheidende Faktor hier aber die Distanz, die die Atome während des Freifalls zurücklegen, da diese durch die Geometrie der Apparatur vorgegeben ist. Die freie Fallzeit hängt allerdings von der Wurzel der Distanz ab und erhöht die Sensitivität nur linear. Der Unterschied zwischen der Realisierung einer Apparatur mit 1 m freier Fallstrecke und einer mit 10 m ist technisch gesehen hingegen immens. Die Verbesserung beträgt hingegen lediglich einen Faktor 10.

Eine Erhöhung des übertragenen Impulses sorgt, genauso wie die Vergrößerung der freien Fallstrecke, für eine lineare Verbesserung der Sensitivität. Schon Ende der 1980er Jahre konnte die Beugung von Materiewellen an stehenden Lichtwellen beobachtet werden [62], die, analog zum Effekt in Gittern, auch als Bragg-Beugung bekannt ist. Hierbei ist die Interferometerphase nicht in den internen Zuständen enthalten, sondern in der Population zweier Impulszustände. Es konnte gezeigt werden, dass die Technologie mit Beugung höherer Ordnung in der Lage ist, Atominterferometer mit bis zu  $24\hbar\mathbf{k}$  Impulsübertrag zu realisieren [63]. In jüngsten Arbeiten wurde sogar ein Impuls von  $102\hbar\mathbf{k}$  gezeigt [64], allerdings konnte die Phaseninformation nicht aus dem Interferometer ausgelesen werden.

In den hier vorgestellten Experimenten und Messungen wurden ausschließlich atomare Ensembles verwendet, die mittels Sub-Doppler-Kühlung auf einige Mikrokkelvin herabgekühlt wurden. Tatsächlich konnte in der Vergangenheit gezeigt werden, dass die verwendete Apparatur in der Lage ist, quantenentartete Gase mithilfe einer Atomfalle zu erzeugen. Der Übergang zwischen der thermischen und der quantenmechanischen Beschreibung eines solchen Ensembles ist sehr scharf und wird durch seine Dichte und Temperatur charakterisiert. Erreichen die beiden Größen einen kritischen Wert (die sogenannte kritische Phasenraumdichte) so findet

ein Phasenübergang statt, der die Atome im Grundzustand der Falle kondensieren lässt. Man spricht auch von Bose-Einstein-Kondensation (BEC). Die Erzeugung solcher Materiezustände lässt sich über evaporatives Kühlen in einer Atomfalle erzeugen.

Derartige atomare Gase konnten in vorherigen Experimenten [48, 65] mit einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$  erzeugt werden. Fokussiert man den ferninfraroten Laserstrahl auf die Atome, so wirkt der Fokus auf sie wie ein attraktives harmonisches Potential. Durch Verminderung der Laserintensität entsteht der Evaporationseffekt und die Atome kühlen bis zur Quantenentartung herunter. Mit dieser Vorgehensweise konnten Bose-Einstein-Kondensate mit bis zu  $1 \cdot 10^4$  Atomen in einem sehr einfachen Experimentaufbau erzeugt werden [66]. Diese ultra-kalten Ensembles können dann zur Atominterferometrie verwendet werden. In der Gruppe um Close wurde dargelegt, dass die Interferometrie mit ultra-kalter Materie einige Vorteile gegenüber thermischen Ensembles hat. Die Analyse [67] hat den Nutzen der inhärent kalten Temperaturen von Bose-Einstein-Kondensaten gegenüber thermischen Atomen gezeigt. So sorgt die sehr schmale Geschwindigkeitsverteilung der Atome für eine deutlich höhere Effizienz der Strahlteiler- und Spiegelpulse des Interferometers. Dies begünstigt gerade den Impulsübertrag höherer Ordnung durch Bragg-Beugung (siehe oben). Dies konnte auch mit Experimenten, in denen der Kontrast des Interferometers mit BECs gegenüber thermischen Atomen deutlich erhöht war, belegt werden [68].

In Abschnitt 4.1.3 wurde die fundamentale Limitierung eingeführt, die die Auflösung eines Atominterferometers begrenzt. Diese, auch als Atomzahlschrotrauschen bekannte Grenze ist statistischer Natur und von der Anzahl der detektierten Atome abhängig. Es konnte in der Vergangenheit gezeigt werden, dass es durch nichtklassische Zustände möglich ist, diese Grenze zu unterschreiten [69]. Die sogenannten gequetschten Zustände sind rein quantenmechanischer Natur und wurden bereits in geschlossenen Atominterferometern demonstriert, bei denen das Schrotrauschen deutlich verringert werden konnte [70, 71]. Eine grundlegende Voraussetzung für eine Verbesserung des Gravimeters durch diese Technik ist, dass der limitierende Faktor der Auflösung das Schrotrauschen ist. Allerdings ist dies in atominterferometrischen Experimenten mit entsprechend hohen Atomzahlen nur schwierig zu erreichen. Langfristig kann eine solche Technologie aber prinzipiell den hier vorgestellten Sensor verbessern und würde durch die Verwendung quantenentarteter Atome weiter begünstigt werden.

Im Hinblick auf den Quantentest des Äquivalenzprinzips muss als nächstes die zweite atomare Spezies -  $^{39}\text{K}$  - implementiert werden. Diese unterscheidet sich in einigen atomaren Merkmalen, wie zum Beispiel einer deutlich kleineren Hyperfeinstrukturaufspaltung, merklich von  $^{87}\text{Rb}$ . Dies erschwert unter anderem das Fangen und Kühlen deutlich. In [72] konnte aber zum Beispiel gezeigt werden, dass trotz

der schlechteren Kühleigenschaften von  $^{39}\text{K}$  Temperaturen von  $30\ \mu\text{K}$  erreicht werden konnten. Aller Voraussicht nach wird dies die Anzahl der Atome in einem Interferometerzyklus deutlich herabsetzen, aber dennoch atominterferometrische Messungen zulassen. Darüber hinaus hat die simultane Messung der Erdbeschleunigung mit beiden Spezies den Vorteil, dass Effekte, die auf beide Interferometer gleichzeitig wirken (wie zum Beispiel Vibrationen), im Differenzsignal stark unterdrückt werden. Dies lässt den Schluss zu, dass der limitierende Faktor der Auflösung, anders als beim hier vorgestellten Experiment, nicht die Einflüsse von Vibrationen sind. Der direkte Test der Universalität des freien Falls mit Rubidium und Kalium wäre mit dieser Methode also realistisch und darüber hinaus der erste rein quantenmechanische Test mit zwei atomaren Spezies, die einen großen Massenunterschied besitzen und sich deshalb besonders gut für einen solchen Test eignen.

# Literaturverzeichnis

- [1] A. A. Michelson und E. W. Morley.  
On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether.  
*American Journal of Science*, 34:333–345, 1887.  
1
- [2] A. Einstein.  
Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie.  
*Annalen der Physik*, 354:769–822, 1916.  
doi: 10.1002/andp.19163540702.  
1
- [3] J. Abadie et al.  
A gravitational wave observatory operating beyond the quantum shot-noise limit.  
*Nature Physics*, advance online publication, September 2011.  
doi: 10.1038/nphys2083.  
1
- [4] Louis de Broglie.  
RECHERCHES SUR LA THEORIE DES QUANTA.  
*Annales de Physique*, 10, 1925.  
1
- [5] C. Davisson und L. H. Germer.  
Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel.  
*Phys. Rev.*, 30:705–740, Dec 1927.  
doi: 10.1103/PhysRev.30.705.  
1
- [6] H.H. Jnr und P. Preiswerk.  
Preuve expérimentale de la diffraction des neutrons.  
*Comptes Rendus Acad. Sci. Paris*, 203:73–75, 1936.  
1
- [7] I Estermann und O Stern.  
Beugung von Molekularstrahlen.  
*Zeitschrift Für Physik*, 61(1-2):95–125, 1930.  
1
- [8] Stefan Gerlich, Sandra Eibenberger, Mathias Tomandl, Stefan Nimmrichter, Klaus Hornberger, Paul J. Fagan, Jens T $\tilde{A}$  $\frac{1}{4}$ xen, Marcel Mayor, und Markus Arndt.  
Quantum interference of large organic molecules.  
*Nature Communications*, 2:263+, April 2011.

- doi: 10.1038/ncomms1263.  
1
- [9] Norman F. Ramsey.  
A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields.  
*Phys. Rev.*, 78:695–699, Jun 1950.  
doi: 10.1103/PhysRev.78.695.  
1, 53
- [10] T.W. Hänsch und A.L. Schawlow.  
Cooling of gases by laser radiation.  
*Optics Communications*, 13(1):68 – 69, 1975.  
doi: 10.1016/0030-4018(75)90159-5.  
2
- [11] D. J. Wineland und Wayne M. Itano.  
Laser cooling of atoms.  
*Phys. Rev. A*, 20:1521–1540, Oct 1979.  
doi: 10.1103/PhysRevA.20.1521.  
2
- [12] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, und D. E. Pritchard.  
Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure.  
*Phys. Rev. Lett.*, 59(23):2631–2634, Dec 1987.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.59.2631.  
2, 23
- [13] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips,  
Phillip L. Gould, und Harold J. Metcalf.  
Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit.  
*Phys. Rev. Lett.*, 61(2):169–172, Jul 1988.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.61.169.  
2, 23, 24
- [14] Mark A. Kasevich, Erling Riis, Steven Chu, und Ralph G. DeVoe.  
rf spectroscopy in an atomic fountain.  
*Phys. Rev. Lett.*, 63:612–615, Aug 1989.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.63.612.  
2
- [15] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, und W. D. Phillips.  
Ramsey Resonance in a Zacharias Fountain.  
*EPL (Europhysics Letters)*, 16(2):165, 1991.  
2
- [16] R Wynands und S Weyers.  
Atomic fountain clocks.  
*Metrologia*, 42(3):S64, 2005.  
2
- [17] Mark Kasevich und Steven Chu.  
Atomic interferometry using stimulated Raman transitions.  
*Phys. Rev. Lett.*, 67(2):181–184, Jul 1991.

- doi: 10.1103/PhysRevLett.67.181.  
2, 10
- [18] M. Kasevich und S. Chu.  
Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer.  
*Applied Physics B: Lasers and Optics*, 54:321–332, 1992.  
2, 11
- [19] T. L. Gustavson, P. Bouyer, und M. A. Kasevich.  
Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope.  
*Phys. Rev. Lett.*, 78:2046–2049, Mar 1997.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.78.2046.  
2
- [20] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, und P. Bouyer.  
Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry.  
*Phys. Rev. Lett.*, 97:010402, Jul 2006.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.97.010402.  
2
- [21] M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer, K. G. Haritos, und M. A. Kasevich.  
Measurement of the Earth’s Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer.  
*Phys. Rev. Lett.*, 81:971–974, Aug 1998.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.81.971.  
2
- [22] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, und M. A. Kasevich.  
Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity.  
*Science*, 315(5808):74–77, 2007.  
doi: 10.1126/science.1135459.  
2
- [23] Andreas Wicht, Joel M Hensley, Edina Sarajlic, und Steven Chu.  
A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry.  
*Physica Scripta*, 2002(T102):82, 2002.  
2
- [24] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, und A. Landragin.  
Cold Atom Absolute Gravimeter for the Watt Balance.  
In *Precision Electromagnetic Measurements Digest, 2004 Conference on*, pages 60–61, june 2004.  
3
- [25] H.F. Rice und V. Benischek.  
Submarine navigation applications of atom interferometry.  
In *Position, Location and Navigation Symposium, 2008 IEEE/ION*, pages 933–939, may 2008.  
3

- [26] J. K. Stockton, K. Takase, und M. A. Kasevich.  
Absolute Geodetic Rotation Measurement Using Atom Interferometry.  
*Phys. Rev. Lett.*, 107:133001, Sep 2011.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.107.133001.  
3
- [27] Grant Biedermann.  
*GRAVITY TESTS, DIFFERENTIAL ACCELEROMETRY AND INTER-LEAVED CLOCKS WITH COLD ATOM INTERFEROMETERS.*  
PhD thesis, Stanford University, 2007.  
3
- [28] Achim Peters, Keng Yeow Chung, und Steven Chu.  
Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms.  
*Nature*, 400(6747):849–852, 1999.  
3
- [29] A Peters, K Y Chung, und S Chu.  
High-precision gravity measurements using atom interferometry.  
*Metrologia*, 38(1):25, 2001.  
3
- [30] T M Niebauer, G S Sasagawa, J E Faller, R Hilt, und F Klopping.  
A new generation of absolute gravimeters.  
*Metrologia*, 32(3):159, 1995.  
3
- [31] G Galilei.  
Discorsi e dimostrazioni matematiche intorno à due nuove scienze attenenti alla meccanica & i movimenti locali.  
1638.  
3
- [32] C. Lämmerzahl.  
The search for quantum gravity effects I.  
*Applied Physics B: Lasers and Optics*, 84:551–562, 2006.  
3
- [33] A. Einstein.  
Über Friedrich Kottlers Abhandlung Über Einsteins Äquivalenzhypothese und die Gravitation.  
*Annalen der Physik*, 356(22):639–642, 1916.  
doi: 10.1002/andp.19163562206.  
4
- [34] James G. Williams, Slava G. Turyshev, und Dale H. Boggs.  
Progress in Lunar Laser Ranging Tests of Relativistic Gravity.  
*Phys. Rev. Lett.*, 93:261101, Dec 2004.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.93.261101.  
4
- [35] S. Schlamminger, K.-Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach, und E. G. Adelberger.  
Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance.  
*Phys. Rev. Lett.*, 100:041101, Jan 2008.

- doi: 10.1103/PhysRevLett.100.041101.  
4
- [36] T.J. Sumner, J. Anderson, J.-P. Blaser, A.M. Cruise, T. Damour, H. Dittus, C.W.F. Everitt, B. Foulon, Y. Jafry, B.J. Kent, N. Lockerbie, F. Loeffler, G. Mann, J. Mester, C. Pegrum, R. Reinhardt, M. Sandford, A. Scheicher, C.C. Speake, R. Torii, S. Theil, P. Touboul, S. Vitale, W. Vodel, und P.W. Worden.  
STEP (satellite test of the equivalence principle).  
*Advances in Space Research*, 39(2):254 – 258, 2007.  
doi: 10.1016/j.asr.2006.09.019.  
4
- [37] Sebastian Fray, Cristina Alvarez Diez, Theodor W. Hänsch, und Martin Weitz.  
Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle.  
*Phys. Rev. Lett.*, 93:240404, Dec 2004.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.93.240404.  
4
- [38] Holger Muller, Achim Peters, und Steven Chu.  
A precision measurement of the gravitational redshift by the interference of matter waves.  
*Nature*, 463(7283):926–929, February 2010.  
doi: 10.1038/nature08776.  
4
- [39] Keng-Yeow Chung, Sheng-wey Chiow, Sven Herrmann, Steven Chu, und Holger Müller.  
Atom interferometry tests of local Lorentz invariance in gravity and electrodynamics.  
*Phys. Rev. D*, 80:016002, Jul 2009.  
doi: 10.1103/PhysRevD.80.016002.  
4
- [40] I. I. Rabi.  
Space Quantization in a Gyating Magnetic Field.  
*Phys. Rev.*, 51(8):652–654, Apr 1937.  
doi: 10.1103/PhysRev.51.652.  
8
- [41] N.F. Ramsey.  
History of Atomic and Molecular Control of Frequency and Time.  
In *25th Annual Symposium on Frequency Control. 1971*, pages 46 – 57, 1971.  
10
- [42] H.W. Hellwig.  
Atomic frequency standards: A survey.  
*Proceedings of the IEEE*, 63(2):212 – 229, feb. 1975.  
doi: 10.1109/PROC.1975.9732.  
10
- [43] Patrick Cheinet.  
*Conception et Réalisation dun Gravimètre à Atomes Froids.*

- PhD thesis, Université Paris VI, 2006.  
12, 17, 20
- [44] Mark Kasevich, David S. Weiss, Erling Riis, Kathryn Moler, Steven Kasapi, und Steven Chu.  
Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions.  
*Phys. Rev. Lett.*, 66(18):2297–2300, May 1991.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.66.2297.  
16
- [45] Kathryn Moler, David S. Weiss, Mark Kasevich, und Steven Chu.  
Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions.  
*Phys. Rev. A*, 45(1):342–348, Jan 1992.  
doi: 10.1103/PhysRevA.45.342.  
16
- [46] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Yver-Leduc, und A. Landragin.  
Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer.  
*Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 57(6):1141–1148, june 2008.  
doi: 10.1109/TIM.2007.915148.  
20
- [47] S Merlet, J Le Gouët, Q Bodart, A Clairon, A Landragin, F Pereira Dos Santos, und P Rouchon.  
Operating an atom interferometer beyond its linear range.  
*Metrologia*, 46(1):87, 2009.  
21, 65
- [48] Maic Zaiser.  
*Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie.*  
Doktorarbeit, Hannover, Univ., Diss., 2010, 2010.  
23, 34, 67
- [49] G. Tackmann.  
*Konzepte für die kohärente Manipulation von Materiewellen mit der Atom-Licht-Wechselwirkung für die Präzisionsatominterferometrie.*  
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.  
24
- [50] Torsten Pitelski.  
*Atom Interferometers for Precision Gravity Measurements.*  
PhD thesis, Université Paris VI, 2005.  
26
- [51] Daniel A. Steck.  
Rubidium 87 D Line Data.  
Technical report, Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon, 2010.  
26, 35

- [52] N. Winter.  
*Ein Lasersystem zur hochauflösenden Raman-Interferometrie mit Kalium & Rubidium.*  
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2010.  
28, 64
- [53] C. Rode.  
*Aufbau eines kompakten Lasersystems zur Kühlung der Isotope von Rubidium und Kalium.*  
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.  
28, 64
- [54] W. Herr.  
*Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen mit Hilfe der Atom-Licht-Wechselwirkung.*  
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007.  
28
- [55] S. Jöllenbeck.  
*Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle.*  
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2008.  
29
- [56] J. Le Gouët, T.E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, und F. Pereira Dos Santos.  
Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter.  
*Applied Physics B: Lasers and Optics*, 92:133–144, 2008.  
43, 44, 60
- [57] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, K. Takase, und M. A. Kasevich.  
Low-noise simultaneous fluorescence detection of two atomic states.  
*Opt. Lett.*, 34(3):347–349, Feb 2009.  
doi: 10.1364/OL.34.000347.  
43
- [58] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, und D. J. Wineland.  
Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems.  
*Phys. Rev. A*, 47:3554–3570, May 1993.  
doi: 10.1103/PhysRevA.47.3554.  
44
- [59] D. Döring, G. McDonald, J. E. Debs, C. Figl, P. A. Altin, H.-A. Bachor, N. P. Robins, und J. D. Close.  
Quantum-projection-noise-limited interferometry with coherent atoms in a Ramsey-type setup.  
*Phys. Rev. A*, 81:043633, Apr 2010.  
doi: 10.1103/PhysRevA.81.043633.  
44
- [60] P. Berg.  
*Analyse und Unterdrückung von Phasenrauschen in der Atominterferometrie.*  
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2009.  
60

- [61] M. Schmidt, A. Senger, M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, und A. Peters. A mobile high-precision absolute gravimeter based on atom interferometry. *Gyroscopy and Navigation*, 2:170–177, 2011.  
65
- [62] Peter J. Mar, Bruce G. Oldaker, Andrew H. Miklich, und David E. Pritchard. Bragg scattering of atoms from a standing light wave. *Phys. Rev. Lett.*, 60:515–518, Feb 1988.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.60.515.  
66
- [63] Holger Müller, Sheng-wei Chiow, Quan Long, Sven Herrmann, und Steven Chu. Atom Interferometry with up to 24-Photon-Momentum-Transfer Beam Splitters. *Phys. Rev. Lett.*, 100:180405, May 2008.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.100.180405.  
66
- [64] Sheng-wei Chiow, Tim Kovachy, Hui-Chun Chien, und Mark A. Kasevich.  $102\hbar k$  Large Area Atom Interferometers. *Phys. Rev. Lett.*, 107:130403, Sep 2011.  
doi: 10.1103/PhysRevLett.107.130403.  
66
- [65] D. Schlippert. *Bose-Einstein-Kondensation in einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von  $2\mu\text{m}$* . Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2010.  
67
- [66] M. Zaiser, J. Hartwig, D. Schlippert, U. Velte, N. Winter, V. Lebedev, W. Ertmer, und E. M. Rasel. Simple method for generating Bose-Einstein condensates in a weak hybrid trap. *Phys. Rev. A*, 83:035601, Mar 2011.  
doi: 10.1103/PhysRevA.83.035601.  
67
- [67] S. S. Szigeti, J. E. Debs, J. J. Hope, N. P. Robins, und J. D. Close. Why momentum width matters for atom interferometry with Bragg pulses. *ArXiv e-prints*, October 2011.  
67
- [68] J. E. Debs, P. A. Altin, T. H. Barter, D. Döring, G. R. Dennis, G. McDonald, R. P. Anderson, J. D. Close, und N. P. Robins. Cold-atom gravimetry with a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A*, 84:033610, Sep 2011.  
doi: 10.1103/PhysRevA.84.033610.  
67
- [69] J Esteve, C Gross, A Weller, S Giovanazzi, und M K Oberthaler. Squeezing and entanglement in a Bose-Einstein condensate. *Nature*, 455(7217):1216–1219, 2008.  
67

- 
- [70] Christian Gross, Tilman Zibold, Eike Nicklas, Jerome Esteve, und Markus K Oberthaler.  
Nonlinear atom interferometer surpasses classical precision limit.  
*Nature*, 464(7292):1165–1169, 2010.  
67
- [71] B. Lücke, M. Scherer, J. Kruse, L. Pezzé, F. Deuretzbacher, P. Hyllus, O. Topic, J. Peise, W. Ertmer, J. Arlt, L. Santos, A. Smerzi, und C. Klempt.  
Twin Matter Waves for Interferometry Beyond the Classical Limit.  
*Science*, 2011.  
doi: 10.1126/science.1208798.  
67
- [72] Vandna Gokhroo, G Rajalakshmi, R Kollengode Easwaran, und C S Unnikrishnan.  
Sub-Doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact 2D + 3D MOT set-up.  
*Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 44(11):115307, 2011.  
67
- [73] Guralp Systems.  
Test and Calibration Data.  
Technical report, 2006.  
i
- [74] D.W. Allan.  
Statistics of atomic frequency standards.  
*Proceedings of the IEEE*, 54(2):221 – 230, feb. 1966.  
doi: 10.1109/PROC.1966.4634.  
iii
- [75] W.J. Riley, Physics Laboratory (U.S.). Time, und Frequency Division.  
*Handbook of frequency stability analysis*.  
NIST special publication. Hamilton Technical Services, 2007.  
iv, viii

# STÖRUNG DER MESSUNG DURCH VIBRATIONEN

## A.1 Qualitative Abschätzung

Eine qualitative Aussage über die Stärke der Vibrationen lässt sich treffen, indem man den retroreflektierenden Spiegel durch ein Seismometer ersetzt und das Signal als Phasenfaktor in ein künstliches Gravimetersignal einrechnet. Rekonstruiert man dann den Wert für  $g$  aus diesen Daten so kann man abschätzen wie sich Vibrationen auf ein echtes Signal auswirken.

Das hier verwendete Seismometer vom Typ [Guralp, CMG-40T] verfügt über einen Dreiachsensensor. Hier soll aber nur die vertikale Komponente in die Berechnung mit eingehen, da diese bei weitem am stärksten war. In Abschnitt 2.2.3 wurde das Prinzip der Sensitivitätsfunktion eingeführt. Diese kann direkt auf das Ausgangssignal (Spannung,  $U_z^S(t)$ ) des Sensors verwendet werden und ergibt sich somit zu:

$$\delta\Phi_S = k_{eff} K_s \int_{-T}^{+T} g_{vib}(t) U_z^S(t) dt. \quad (\text{A.1})$$

Der Faktor  $K_s = 1/399,8 \text{ m s}^{-1} \text{ V}^{-1}$  ist ein werksabhängiger Kalibrierungsfaktor. Tatsächlich wird hier eine vereinfachte der Sensitivitätsfunktion verwendet, die mit  $g_{vib}(t)$  bezeichnet wird:

$$g_{vib}(t) = \begin{cases} -1, & -T < t < 0, \\ 1, & 0 < t < T \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

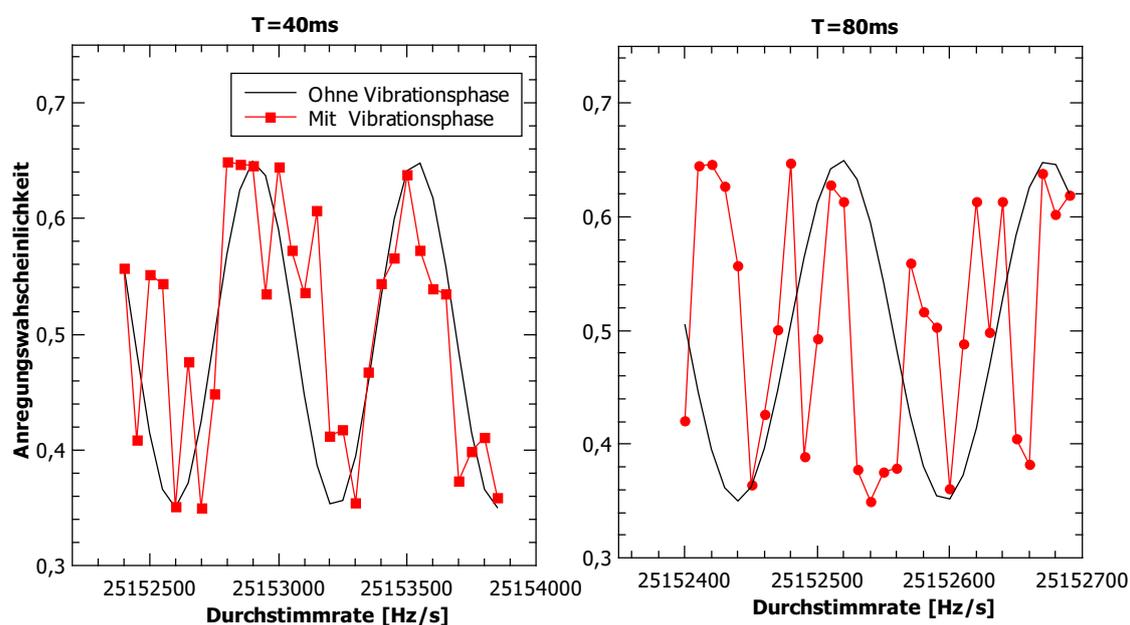
Dies wird klar, wenn man bedenkt, dass die Aufnahmerate des Gerätes bei 50 Hz liegt (siehe [73]). Die Länge der Pulse (typischerweise im 10  $\mu\text{s}$ -Bereich) kann also

im Vergleich zum Aufnahmezyklus (20 ms) vernachlässigt werden.

Die Phase A.1 kann nun auf die Dopplerkompensierte Phase 2.39 addiert werden. Berücksichtigt man dann noch reduzierten Kontrast  $C$  so ergibt sich eine gestörte Anregungswahrscheinlichkeit:

$$P_{|e)} = \frac{1}{2} - C \cos(\Delta\Phi + \delta\Phi_S) \quad (\text{A.3})$$

In Abbildung A.1 sind Interferenzsignale über der Durchstimmrate  $r$  aufgetragen, so wie es im Experiment auch gemacht werden würde. Man sieht deutlich das Verschwinden des *sinus*-Musters bei  $T = 80$  ms, was für eine starke Störung durch Vibrationen spricht.



**Abbildung A.1:** Links: Interferenzmuster mit und ohne Vibrationsphase für  $T = 40$  ms. Rechts: Die gleiche Simulation nur mit  $T = 80$  ms. Der Kontrast ist hier  $C = 0,3$ .

---

# SIGNALANALYSE VON LANGZEITMESSUNGEN

## B.1 Die Allan-Standardabweichung

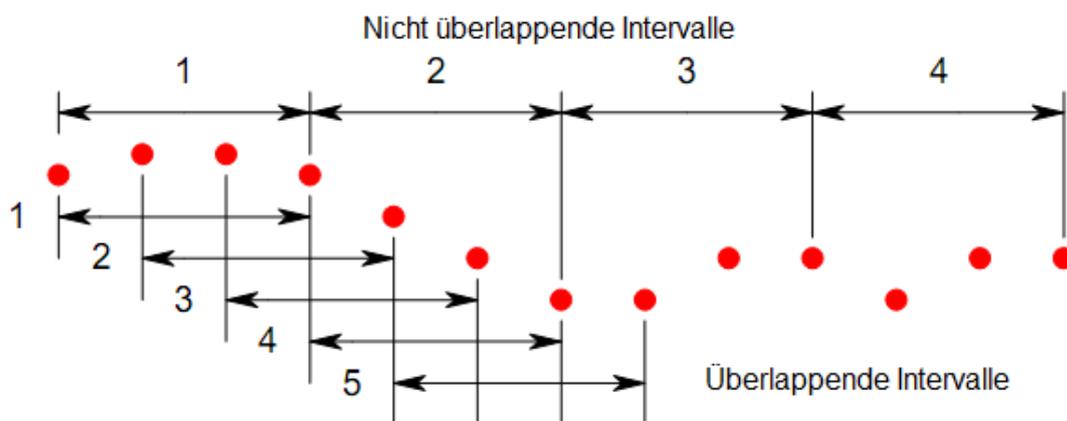
Zur Messung der Erdbeschleunigung  $g$  werden typischerweise Werte in einer Messreihe mit der Länge  $N$  genommen. Da ein Atomgravimeter kein kontinuierliches Messgerät ist, können nur Messwerte mit einem zeitlichen Abstand  $\tau_0$  genommen werden. Ein Qualitätsmerkmal der Messung ist die statistische Varianz  $\sigma$  der einzelnen Messergebnisse. Im Zuge der Entwicklung im Bereich der Atomuhren konnte aber gezeigt werden, dass äußere Einflüsse die Stabilität von Oszillatoren auf verschiedene Weisen beeinflusst. Die Einflüsse sind im Wesentlichen von der Länge der Messreihe und dem zeitlichen Abstand jeder einzelnen Messung abhängig. Anders ausgedrückt ist die Einkopplung der Bandbreite des Messsystems abhängig. Es konnte gezeigt werden, dass so unter bestimmten Umständen die Varianz der Messung für steigende Messdauer (bzw. Anzahl der Messwerte  $N$ ) divergiert [74]. Ein Vorreiter auf dem Gebiet der Stabilitätsanalyse von Uhren ist David W. Allan. Auf ihn geht ein Formalismus zurück, der eine nicht divergierende Analyse der Messwerte zulässt. Diese basiert auf Varianz aufeinander folgender Differenzen von Messwerten und wird auch *Allan-Varianz* genannt. Man unterscheidet zwei Vorgehensweisen zur Berechnung der Allan-Varianz. Bei der ersten Variante wird die Varianz der Differenzen aufeinander folgender Wertepaare in einem von der Mittelungszeit abhängigen Datenintervall berechnet. Die Intervalle pro Mittelungszeit überschneiden sich dabei nicht. Die Berechnungsvorschrift ist in Gleichung B.1 gegeben. Die zweite Variante, die mit Gleichung B.2 beschrieben wird, basiert gerade auf dem Überlapp dieser Intervalle und zieht somit maximale Information aus den

Messdaten.

$$\sigma_g^2(n\tau_0) = \frac{1}{2(n-1)} \sum_{i=1}^{n-1} (g_{i+1} - g_i)^2 \quad (\text{B.1})$$

$$\sigma_g^2(n\tau_0) = \frac{1}{2m^2(n-2m+1)} \sum_{j=1}^{n-2m+1} \sum_{i=j}^{j+m-1} (g_{i+m} - g_i)^2 \quad (\text{B.2})$$

Hier sind  $g_i$  die einzelnen diskreten Werte der Messreihe und  $\tau_0$  die Dauer des Ex-



**Abbildung B.1:** Intervallaufteilung für die beiden Varianten der Allan-Varianz. Der Abbildung wurde leicht verändert übernommen aus [75].

perimentes. Die Wurzel der Varianz B.1 ist dann die *Allan-Standardabweichung*. In Abbildung B.1 ist dies schematisch für drei Mittelungen pro Intervall dargestellt. In der Auflistung B.1 ist ein Quellcode in der Programmiersprache *Python* gezeigt, der eine Messreihe Daten „data.dat“ erwartet, daraus die *Allan-Standardabweichung* mit nicht überlappenden Datenintervallen berechnet und sie in der Datei „allan.dat“ speichert.

Darüberhinaus wurde auch das Programm *ALAVAR* zur Berechnung von B.2 verwendet. In Abbildung B.2 sind als Beispiel die Allan-Standardabweichungen mit und ohne überlappende Intervalle für einen Datensatz dargestellt. Bis auf die größere Streuung der einzelnen Werte sind die Ergebnisse äquivalent.

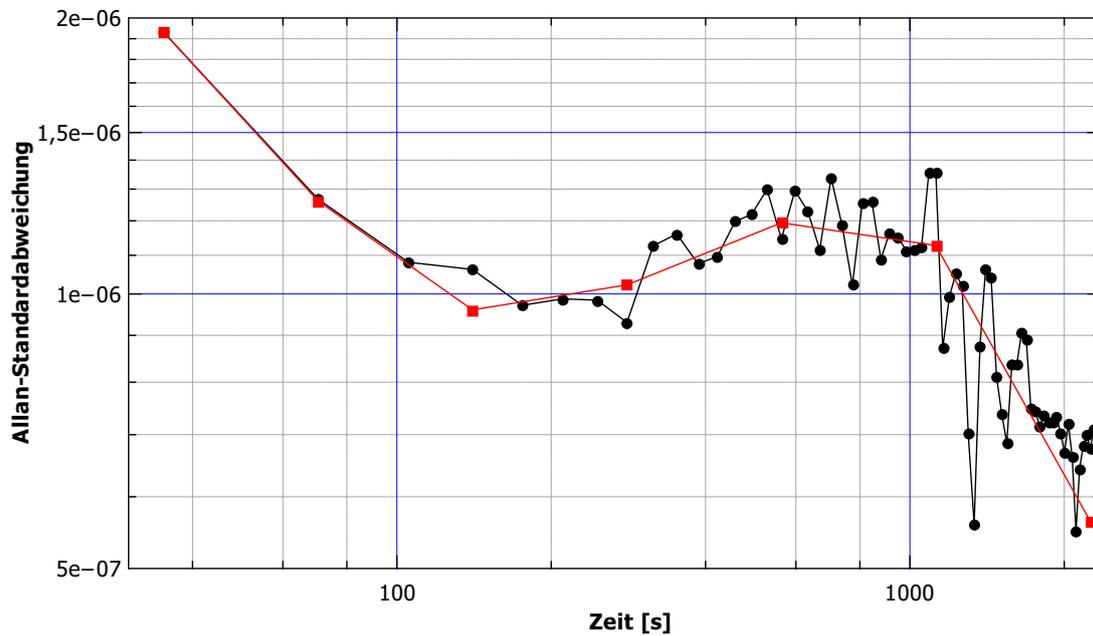


Abbildung B.2: Allan-Standardabweichung für überlappende (rot) und nicht überlappende (schwarz) Datenintervalle.

```

from numpy import *

class allan(object):
    def process(self, data):
        ydata = loadtxt(data)
        leng=len(ydata)

        a = []

        for i in arange(1,leng):
            D = []
            for j in arange(0,leng,i):
                D.append(mean(ydata[j:j+i]))

            a.append(sqrt(mean(0.5*power(diff(D),2))))

        savetxt("allan.dat",a,fmt="%.8e")

av = allan()
av.process("data.dat")

```

Listing B.1: Quellcode zur Berechnung der Allan-Standardabweichung mit nichtüberlappenden Datenintervallen.



# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

2.1	Rabi-Oszillationen für verschiedene Verstimmungen $\Delta$ . . . . .	9
2.2	Energiestruktur der einzelnen Übergänge, die im stimulierten Raman-Übergang involviert sind. . . . .	11
2.3	Impulsübertrag des stimulierten Raman-Überganges für ko- und kontrapropagierende Strahlkonfiguration. . . . .	14
2.4	Qualitativer Vergleich der Geschwindigkeitsklassen für die Temperatur einer optischen Melasse mit der resultierenden Frequenzbreite für typische Interaktionszeiten im Experiment. . . . .	16
2.5	Pulssequenz ohne Einfluss der Gravitation (gestrichelt). Trajektorien für den freien Fall (durchgezogen). Der Zustand $ g, \mathbf{p}\rangle$ ist schwarz markiert, $ e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ in blau. . . . .	18
2.6	Sensitivitätsfunktion für $\pi/2 - \pi - \pi/2$ -Pulsgeometrie. Die Pulse sind in blauen Linien dargestellt, die Interrogationszeiten in schwarzen. . . . .	21
3.1	Computerdarstellung der Vakuumkammer. Die Pfeile zeigen die verschiedenen optischen Zugänge bzw. Teile des Systems: 2D/3D-MOT (rot), Ramanlaser (grün) und Detektion (blau). . . . .	25
3.2	Vereinfachte Darstellung des Interferometeraufbaus. . . . .	26
3.3	Schematische Darstellung der einzelnen MOPA-Module. Das Modul mit dem gestrichelten Rand besteht aus den Komponenten, die zur Erzeugung und Kontrolle der Frequenzen im System notwendig sind (siehe Abschnitt 3.2.2). . . . .	30
3.4	Piezoaktuator- (oben) und Fehlersignal (unten) der optische Phasenregelschleife während der linearen Frequenzrampe. . . . .	33
3.5	Aufbau des Detektionssystems in Draufsicht. . . . .	36
3.6	Typisches Photodiodensignal einer normalisierten Detektionsequenz. . . . .	37
3.7	Aufbau des erweiterten Detektionssystems in Draufsicht. . . . .	40
4.1	Floureszenzsignal der atomaren Wolke mit angepasster Gauß-Verteilung. Der blau schraffierte Bereich stellt den Detektionszeitraum dar. . . . .	42
4.2	Allan-Standardabweichung des detektierten Signale bei $p = 0,45$ . . . . .	45

4.3	Frequenzmessung am $ F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow  F = 2, m_F = 0\rangle$ -Übergang.	47
4.4	Links: Frequenzmessung des magnetisch insensitiven bzw. sensitiven Übergangs für verschiedene Magnetfelder. Jede Farbe entspricht einem anderen Magnetfeld. Es ist deutlich zu erkennen, wie der magnetisch insensitive Übergang vom Magnetfeld unbeeinflusst bleibt. Rechts: Lineare Abhängigkeit der Resonanzfrequenz des $ F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow  F = 2, m_F = -1\rangle$ -Übergangs vom Magnetfeldspulenstrom. . . . .	48
4.5	Rabi-Oszillation der Anregungswahrscheinlichkeit. Die maximale Anregung ist hier durch den Hintergrund der magnetischen sensitiven Übergänge begrenzt. . . . .	49
4.6	Die Zeeman-Unterszustände mit ihren entsprechenden Geschwindigkeitsklassen. Die beiden magnetischen insensitiven Geschwindigkeitsklassen sind in roter Schrift hervor gehoben. Aufgrund des dauerhaft angelegten Quantisierungsfeldes, ergibt sich eine unterschiedliches Besetzung der magnetischen Unterszustände. . . . .	51
4.7	Die Messung der Anregungswahrscheinlichkeit analog zu Abschnitt 4.2.1. Hier ist die maximale Anregung aber nicht durch den Hintergrund anderer Übergänge begrenzt, sondern durch die hohe Sensitivität auf den Dopplereffekt und den daraus folgenden systematischen Effekten. . . . .	52
4.8	Anregungswahrscheinlichkeit mit einer $\pi/2$ - $\pi/2$ -Pulssequenz und variierender Resonanzfrequenz der Pulse. Es ist deutlich das charakteristische Interferenzmuster mit der schnell oszillierenden Anregung um die Resonanz zu erkennen. . . . .	53
4.9	Beschleunigungssensitive Interferometersequenz. Die drei Pulse haben bei dieser Messung einen Abstand von 20 ms. . . . .	55
5.1	Interferenzsignale von drei verschiedenen Pulssequenzen für jeweils verschiedene Pulsabstände. Die durchgezogenen Linien entsprechen nichtlinearen Anpassungen von Gleichung 2.35 an die Daten. Die senkrechte schwarze Linie stellt den Punkt dar, der dem absoluten Wert von $g$ entspricht. . . . .	58
5.2	Allan-Standardabweichung für verschiedene Teile der Daten. Der Unterschied zwischen den Daten ab etwa 20:00 Uhr und dem vollen Datensatz beträgt etwa Faktor 2 im Integrationsverhalten. . . . .	59
A.1	Links: Interferenzmuster mit und ohne Vibrationsphase für $T = 40$ ms. Rechts: Die gleiche Simulation nur mit $T = 80$ ms. Der Kontrast ist hier $C = 0,3$ . . . . .	ii
B.1	Intervallaufteilung für die beiden Varianten der Allan-Varianz. Der Abbildung wurde leicht verändert übernommen aus [75]. . . . .	iv

---

B.2 Allan-Standardabweichung für überlappende (rot) und nicht überlappende (schwarz) Datenintervalle. . . . .	v
---	---



# TABELLENVERZEICHNIS

---

5.1	Erreichte Sensitivitäten ( $\Delta\sigma_g(\tau)$ ) und Auflösungen ( $\Delta g/g$ für entsprechende Mittelungszeit $\tau$ ) abhängig von der Tageszeit. . . . .	60
-----	--	----



# DANKSAGUNG

---



# Erklärung der Selbstständigkeit

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate deutlich kenntlich gemacht zu haben.

Hannover, den 18. November 2011.

Daniel Tiarks

