

Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen

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

zur Erlangung des Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

Dr.rer.nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl. Phys. Tobias Müller
geboren am 29.12.1977 in Uelzen

2007

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Korreferent Dissertation: Prof. Dr. Gerhard Birkl, Universität Darmstadt
Korreferent Disputation: Prof. Dr. Luis Santos
Tag der Disputation: 1. Februar 2007

Zusammenfassung

Die Atominterferometrie hat während der letzten Jahre in verschiedenen Experimenten ihre hervorragende Eignung für Präzisionsmessungen unter Beweis gestellt und sich zu einem aktiven Forschungsgebiet entwickelt, bei dem man bestrebt ist, das volle Potential dieser Quantensensoren zu ergründen. Die Anwendungen für diese hochgenauen Messinstrumente reichen von der fundamentalen Physik bis zu interdisziplinären Fragestellungen wie z.B. der Erderkundung.

In dieser Arbeit wird die experimentelle Realisierung eines Atominterferometers beschrieben, das zur hochauflösenden Messung von Inertialkräften, vornehmlich Rotationen, dient. Das Konzept zur experimentellen Umsetzung des Interferometers kombiniert einen kompakten Aufbau, der dessen Transportabilität für Vergleichsmessungen gewährleistet, mit größtmöglicher Stabilität bei gleichzeitiger Flexibilität der wichtigen Parameter des Interferometers.

Die Interferometrie wird an lasergekühlten Rubidiumatomen vorgenommen, wobei als atomoptische Elemente zur Strahlteilung geschwindigkeitsselektive Ramanübergänge verwendet werden. Mit Hilfe dieser wird in einer zeitlich oder räumlich getrennten Anordnung mehrerer Strahlteiler eine so genannte Mach-Zehnder-Konfiguration verwirklicht, die sich aufgrund der vorliegenden Empfindlichkeit besonders zur Messung von Rotationen und Beschleunigungen eignet. Im Interferometer wird durch die gleichzeitige Verwendung von zwei atomaren Ensembles ein differentielles Messprinzip verwirklicht, mit dem sich durch die Unterdrückung von Gleichtaktrauschen die erzielbare Auflösung deutlich steigern lässt.

Diese Arbeit dient der detaillierten Beschreibung des vorgenommenen experimentellen Aufbaus der verschiedenen Komponenten des Interferometers. Dies beinhaltet unter anderem die Darstellung der dafür bereitgestellten Laserfelder, die für unterschiedliche Verfahren wie z.B. zur Kühlung der Atome oder für stimulierte Ramanübergänge benutzt werden.

Weiterhin wurden die verwirklichten atomaren Quellen auf ihre Qualität für den Einsatz zur hochauflösenden Interferometrie untersucht, basierend auf Kriterien, die speziell für ein rotationssensitives Atominterferometer entwickelt wurden. Neben der Bestimmung der atomaren Temperatur auf $8\mu\text{K}$ wurde z.B. gezeigt, dass der Betrag der kontrolliert auf die Atome aufgeprägten Geschwindigkeit bis auf eine relative Standardabweichung von 3×10^{-4} stabil ist.

Hauptgegenstand der Arbeit sind die in verschiedenen Strahlteilerkonfigurationen und -sequenzen vorgenommenen interferometrischen Messungen. Aus den gewonnenen Ergebnissen konnte einerseits bereits für einen Teil der experimentellen Parameter nachgewiesen werden, dass sie mit der für hochauflösende Messungen benötigten Präzision kontrolliert werden. Dies ist beispielsweise die durch Magnetfelder verursachte Verschiebung der im Interferometer verwendeten atomaren Übergangsfrequenz, deren Größe durch die Messergebnisse bis auf 1,4Hz genau vorhersagbar ist. Durch die dargestellten Messungen wird andererseits gezeigt, mit Hilfe welcher Messkonzepte die Genauigkeit der verbleibenden Größen sichergestellt werden kann.

Insbesondere wurde erstmals ein Inertialsensor mit einem Atominterferometer basierend auf ultrakalten Rb-Atomen verwirklicht. Hierbei konnte die Messung von Beschleunigungen demonstriert werden. Aufgrund der durch verschiedene Rauschbeiträge limitierten Auflösung konnte jedoch die gewünschte Messung der Erdrotation noch nicht gesichert erfolgen. Die vorgenommenen Messungen dienen vor allem zur Identifikation der Fehlerquellen des Interferometers und zur Analyse des von Ihnen verursachten Rauschens. Da bei diesen Messungen die größten Rauschbeiträge bestimmt wurden, dienen die gewonnenen Erkenntnisse als Leitfaden für die gegenwärtig vorgenommenen Verbesserungen am Experiment, mit deren Hilfe in Kürze hochauflösende Inertialsensorik betrieben werden kann.

Schlagwörter: Atominterferometer, Laserkühlung, Inertialsensoren

Abstract

During the last years atom interferometry has proven its excellent applicability for precision measurements in several experiments and has evolved to an active field of research, where one strives to explore the full potential of these quantum sensors. The applications for these highly accurate measurement devices range from fundamental physics to interdisciplinary purposes like e.g. geology.

In this thesis the experimental realization of an atom interferometer is described, which serves for high resolution measurements of inertial, mainly rotational, forces. The concept for the experimental implementation of the interferometer combines a compact setup, allowing its transportability, with a high stability, while still retaining at the same time the flexibility of important parameters of the interferometer.

The interferometry is performed with laser-cooled rubidium atoms, whereas as the atom-optical elements for the beam-splitting process velocity-selective Raman-transitions are used. With a temporally or spatially separated arrangement of several of these beam-splitters a so-called Mach-Zehnder-configuration is achieved. This configuration is especially suited for the measurement of rotations and accelerations due to its outstanding sensitivity to these forces. By simultaneously using two atomic ensembles in the interferometer a differential measurement scheme is realized which helps to enhance the achievable resolution noticeably thanks to the suppression of common-mode noise.

In this thesis the experimental setup of the different components of the interferometer that have been realized is described in detail. This includes for example the description of the generation of the laser fields, that are used for different methods for the manipulation of the atoms, like e.g. laser-cooling or stimulated Raman transitions.

Furthermore, the realized atomic sources have been examined regarding their qualification for the use in high resolution interferometry based on criteria developed especially for an interferometer sensitive to rotations. Besides the determination of the atomic temperature to $8\mu\text{K}$, it has for example been shown that the absolute value of the velocity that is imprinted on the atoms in a controlled way, is stable up to a relative standard deviation of 3×10^{-4} .

The main subject of this thesis are the atom-interferometric measurements that have been carried out in different configurations and sequences of the beam-splitting process. From the gained insights it could on one hand be proved that some of the experimental parameters can already be controlled with a precision that is needed for high resolution measurements. For example, the frequency shift of the atomic transition due to magnetic fields, that is used in the interferometer, can be predicted up to an uncertainty of 1.4Hz thanks to the measurement results. On the other hand the measurements show, which concepts are adequate to assure the accuracy of the remaining parameters in future experiments.

In particular, inertial sensing with an atom interferometer based on ultra-cold Rb-atoms was realized for the first time. In this connection, the measurement of accelerations has been demonstrated. Due to the limited resolution which was caused by several noise sources a firm measurement of the earth's rotation rate was not possible yet. In particular, the conducted measurements serve for the identification of these error sources of the interferometer and the analysis of the noise caused by them. Because the main noise contributions were identified during these measurements the gained insights serve as guidelines for the improvements, that are momentarily performed at the experiment, paving the way for the realization of a high resolution inertial sensor in the near future.

Key words: Atom interferometer, laser cooling, inertial sensors

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theoretische Grundlagen zu Atominterferometern basierend auf stimulierten Ramanübergängen	13
2.1	Stimulierte Ramanübergänge als atomoptische Elemente	14
2.1.1	Wechselwirkung eines 2-Niveau Atoms mit Licht	14
2.1.2	Einbeziehung externer Freiheitsgrade	17
2.1.3	Stimulierter Ramanprozess	18
2.2	Interferometer und inertielle Phasenverschiebungen	24
2.2.1	Schematische Darstellung des Interferometers	25
2.2.2	Berechnung inertialer Phasenverschiebungen	29
2.3	Rauschen und die Gewichtung von Rauschen	33
2.4	Abweichungen vom idealisierten Interferometer	37
2.4.1	Verstimmungsrelevante Effekte	37
2.4.2	Reduktion des Kontrastes	39
3	Experimentelle Umsetzung des Interferometers	44
3.1	Vakuumsystem	45
3.2	Vibrationsisolation	47
3.3	Magnetfeldkontrolle	49
3.4	Atomquellen	52
3.4.1	2D-MOT	52
3.4.2	3D-MOT und bewegte Melasse	55
3.5	Zustandspräparation	59
3.6	Detektion	62
3.7	Interferometrie	65
3.7.1	Kopropagierende Ramanstrahlen (Inertial insensitive)	66
3.7.2	Gegenläufige Ramanstrahlen (Inertial sensitive)	67
4	Erzeugung stabiler Laserfelder	71
4.1	Frequenzstabilisierung	72
4.1.1	Sättigungsspektroskopie	72
4.1.2	Stabilisierung über Schwebungsmessung	74

4.2	Phasenstabilisierung	75
4.3	Überblick Laseraufbau	77
4.4	Strahlquellen für die Laserkühlung	79
4.4.1	2D-MOT-Kühlaser	79
4.4.2	3D-MOT-Kühlaser	81
4.4.3	Rückpumperlaser	82
4.5	Lasersystem Detektion und optisches Pumpen	82
4.6	Ramanlasersystem	85
4.6.1	Erste Realisierung des Ramanlasersystems	85
4.6.2	Optimierung des Ramanlasersystems	87
4.6.3	Rauscharmer Referenzoszillator	88
4.6.4	Faseraufteilung Ramanlaser	91
4.7	Experimentsteuerung	91
5	Charakterisierung der Atomquellen	93
5.1	Intensität des atomaren Flusses	93
5.2	Analyse des durch die bewegte Melasse präparierten atomaren Ensembles	95
6	Atominterferometrische Messungen	100
6.1	Doppler und inertial insensitive Messungen	100
6.1.1	Rabioszillationen	101
6.1.2	Messungen in der Ramsey-Konfiguration	104
6.1.3	Mach-Zehnder-Konfiguration	109
6.2	Doppler und inertial sensitive Messungen	112
6.2.1	Rabioszillationen und Einzelpulsanregung	112
6.2.2	Realisierung einer Mach-Zehnder-Pulssequenz zur Ver- wirklichung eines inertial sensitiven Interferometers	116
6.2.3	Diskussion der Messergebnisse	120
7	Ausblick	124
A	Daten von Rubidium 87	129
B		131
B.1	Berechnung des Intensitätsverhältnisses der Ramanlaser zum Ausgleich der differentiellen AC-Stark Verschiebung	131
C		133
C.1	CAD-Zeichnung der Spulen des Offsetmagnetfelds	133
	Literaturverzeichnis	137

EINLEITUNG

Während der vergangenen 20 Jahre hat sich die Atominterferometrie zu einem vielseitigen Forschungsgebiet von wachsender Bedeutung entwickelt. Neben der anfänglichen Untersuchung grundsätzlicher physikalischer Phänomene (z.B. [1], [2], [3], [4]) wurde bald erkannt, dass Atominterferometer ein hervorragendes Instrument für Messungen mit höchsten Präzisionen bieten [5], [6]. Dies wurde befördert durch den immensen Fortschritt in den Techniken zur kontrollierten Manipulation von Atomen mit Laserlicht und profitierte dabei insbesondere von der Erzeugung ultrakalter atomarer Ensemble, was nicht zuletzt von der gleichzeitigen rapiden Entwicklung auf dem Forschungsfeld quantenentarteter Gase [7], sowohl Bosonen [8], als auch Fermionen [9], vorangetrieben wurde.

Auf dem Gebiet der Präzisionsmessungen wurde eine Vielzahl von Experimenten vorgenommen, von denen einige prominente Beispiele im folgenden aufgeführt sind: Einerseits betrafen die Messungen hierbei fundamentale physikalische Fragestellungen, wie z.B. die Bestimmung der Feinstrukturkonstanten α über die Messung des Photonenrückstoßes $\hbar k^2/2m$, die sowohl mittels Atominterferometrie [10], wie auch mit einem eng verwandten Messschema über Blochoszillationen in optischen Gittern [11] durchgeführt wurde. Ebenso wurde ein Demonstrationsexperiment zur Überprüfung des Äquivalenzprinzips realisiert, indem in einem Interferometer gleichzeitig unterschiedliche Isotope des Rubidium Atoms verwendet wurden [12].

Andererseits wurden Atominterferometer in verschiedenen Experimenten mehrfach zur Messung von inertialen Kräften realisiert. Gemeinsam ist bei diesen Experimenten die zugrunde liegende Konfiguration des Interferometers, die sich aufgrund der Topologie besonders für die Messung von Rotationen und Beschleunigungen eignet. Bei dieser Anordnung des Interferometers werden die Atome, jeweils kohärent, aufgeteilt, durch einen Photonenimpuls gezielt umgelenkt und anschließend überlagert. Diese Abfolge der atomoptischen Elemente

aus „Strahlteiler“, „Spiegel“ und abschließendem „Strahlteiler“, der als Rekombinierer fungiert, wird wegen der Analogie zum optischen Pendant üblicherweise als Mach-Zehnder-Konfiguration [13] bezeichnet.

Auf dem Gebiet der Beschleunigungsmessung mittels Atominterferometrie zeichnen sich die Experimente zur Messung der Erdbeschleunigung \vec{g} [14] durch die erreichte Genauigkeit von $\Delta g/g = 1 \times 10^{-10}$ und der Bestimmung des Gradienten der Erdbeschleunigung $\vec{\nabla}\vec{g}$ [15] mit einer Sensitivität von $4 \times 10^{-9} s^{-2} Hz^{-1/2}$ aus. Des Weiteren gibt es Atominterferometer zur Bestimmung der Gravitationskonstanten G basierend auf Beschleunigungsmessungen [16].

Gleichzeitig wurden Atominterferometer zur Messung von Rotationen verwirklicht [17]. Hervorzuheben ist hierbei ein wegweisendes Experiment von M. Kasevich [18], bei dem eine hochauflösende Rotationsmessung durch ein Mach-Zehnder-Interferometer mit thermischen Atomstrahlen vorgenommen wurde. Die Anwendungen der präzisen Rotationsmessung reichen von der Geologie [19] bis zum Nachweis relativistischer Effekte [20], [21], wofür heutzutage als „klassische“ Methoden entweder mechanische Kreisel [20] oder Laserinterferometer [22], die heutzutage die sensitivsten Rotationsmessungen erlauben, verwendet werden.

Die aktuelle Forschung auf dem Gebiet der Atominterferometrie zur Rotationsmessung beschäftigt sich mit der Fragestellung, inwieweit diese genannten „klassischen“ Methoden durch sie verbessert, ersetzt oder mit ihr kombiniert werden können. Die Motivation hierfür kann anhand des zugrunde liegenden Messprinzips erläutert werden: Die Basis zur interferometrischen Rotationsmessung ist der Sagnac-Effekt [23], der sowohl für Photonen, wie auch für Atome auftritt, die aufgrund des Welle-Teilchen-Dualismus beide als Wellen verstanden werden können. Dieser besagt, dass in einem Interferometer, in dem zwei Wellenzüge mit entgegengesetztem Umlaufsinn eine Fläche \vec{A} einschließen, eine Rotation des Interferometers zu einer relativen Phasenverschiebung $\delta\phi_{Sagnac}$ zwischen den beiden Wellen führt. Diese Phasenverschiebung ist neben der Fläche \vec{A} und der Rotationsgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ durch die relativistische Energie E der betrachteten Welle gegeben:

$$\delta\phi_{Sagnac} = \frac{4\pi E}{hc^2} \vec{\Omega} \cdot \vec{A}.$$

Vergleicht man die relativistische Energie von Atomen $E_{Atom} = mc^2$ mit der von Licht $E_{Licht} = hc/\lambda$, so ergibt sich, dass der aufgrund des Sagnac-Effektes verursachte Phasenhub für die hier verwendeten Rb-Atome, den für Licht aus dem optischen Spektralbereich um einen Faktor $5 \cdot 10^{10}$ übertrifft. Dieser enorme intrinsische Vorteil der Materiewellen ist die Motivation für die Verwirklichung von Rotationsensoren basierend auf Atominterferometern.

Dieses viel versprechende Potential eines solchen atomaren Sensors wird in einem Forschungsprojekt am Institut für Quantenoptik der Leibniz-Universität

Hannover untersucht. Im Gegensatz zu dem zuvor genannten, bisher empfindlichsten Atomgyroskop aus [18] werden hierbei kalte Atome verwendet. Die Gründe hierfür liegen in den geplanten Experimentstrategien, die in einer vorherigen Arbeit [24] entwickelt wurden.

Wichtige Kriterien für die Konzeption des vorliegenden Experimentes waren:

- Transportabilität. Dies gewährleistet geplante Vergleichsmessungen mit anderen hochauflösenden Rotationssensoren. Diese sind einerseits andere Atominterferometer [25] oder auch aktive Ringlasergyroskope [22], die heutzutage aufgrund der hierbei enormen eingeschlossenen Fläche (bis zu 200m^2), die sensitivsten Sensoren darstellen. Für diese Messapparaturen ist jedoch eine absolute Eichung mit einem anderen, komplementären Verfahren wünschenswert.

Voraussetzung für die Transportabilität ist ein im Vergleich zu früheren Experimenten deutlich kompakterer Aufbau. Um gleichzeitig nicht durch die hierbei im Interferometer realisierbare eingeschlossene Fläche limitiert zu sein, werden langsame, kalte Atome verwendet, da die Fläche im vorliegenden Mach-Zehnder-Interferometer umgekehrt proportional zur Driftgeschwindigkeit der Atome ist [24].

- Stabilität. Sie erlaubt, über die Signalintegration die Auflösung noch weiter zu steigern. Die Stabilität wird durch die Übernahme der für Atomuhren weit entwickelten Techniken zur Manipulation der Atome, z.B. für die Laserkühlung oder die Detektionsverfahren, sichergestellt. Sie wird zusätzlich durch den kompakten Aufbau begünstigt.
- Flexibilität. Die Apparatur sollte es ermöglichen, unterschiedliche Messmethoden ausprobieren zu können, und dies optimalerweise gleichzeitig, bzw. in konsekutiven Messreihen. So sollen beispielsweise jeweils die Vor- und Nachteile einer gepulsten, bzw. einer kontinuierlichen Interferometermessung untersucht werden. Ein anderes geplantes Messverfahren betrifft die Untersuchung der Möglichkeiten zur Unterschreitung quantenmechanischer Limitierungen.

Zur bestmöglichen Umsetzung der dargelegten Gesichtspunkte wurde das in Abb. 1.1 illustrierte Experimentkonzept in [24] entwickelt.

Als atomare Quelle wurde ein zweistufiges System gewählt. Dies besteht aus einer 2-dimensionalen magneto-optischen Falle (2D-MOT) zur Erzeugung eines kalten intensiven Atomflusses, die eine nachfolgende dreidimensionale Kühlstufe belädt. Diese zweite Stufe kann sowohl als Falle, wie auch reine Nachkühlstufe verwendet werden, wodurch zwischen gepulstem und kontinuierlichem Betrieb gewechselt werden kann. Durch sie wird auf die Atome mittels einer wohldefi-

nierten Dopplerverstimmung eine kontrollierte Geschwindigkeit aufgeprägt.

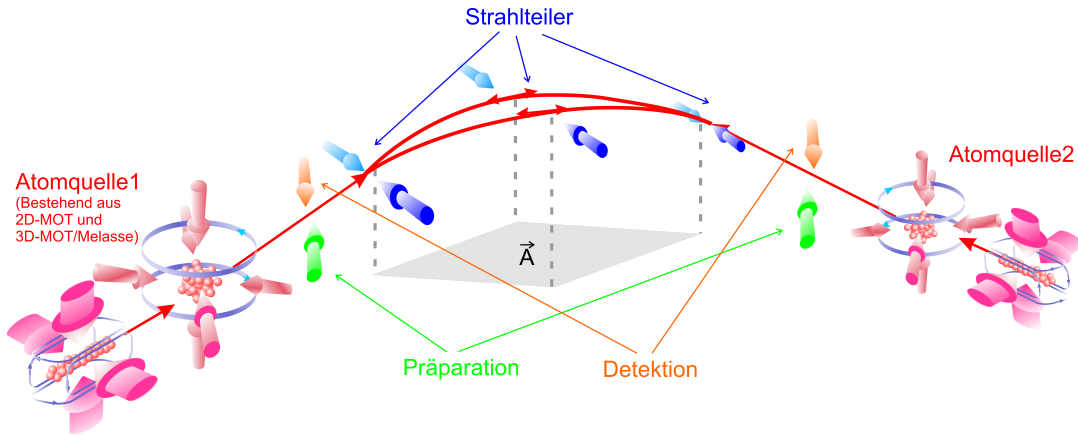


Abbildung 1.1: Konzept des in dieser Arbeit beschriebenen Experimentes, aus [24]. Dieses wird im beistehenden Text erläutert.

Nach Verlassen der Quelleneinheit driften die Atome auf flachen Parabelbahnen zur Interferometriezone, nachdem sie in einer Präparationsstufe in den für die Interferometrie gewünschten Eingangszustand gebracht wurden. Anschließend wird das Mach-Zehnder-Interferometer in drei räumlich getrennten Wechselwirkungszone verwirklicht. Als atomoptische Elemente, d.h. „Strahlteiler“ und „Spiegel“ für die Atome, werden geschwindigkeitsselektive Ramanübergänge verwendet. Bei diesem stimulierten 2-Photonen Prozess werden Übergänge zwischen den Hyperfeingrundzuständen der ^{87}Rb Atome induziert. Durch den hierbei gleichzeitig erfolgenden Übertrag des Photonenimpulses wird der externe atomare Freiheitsgrad mit dem internen Zustand verknüpft. Da dieser Übergang im Mikrowellenbereich liegt, können für die hier angewandten Verfahren die in ähnlicher Form für Atomuhren hoch entwickelten Technologien verwendet werden. Hierbei ist anzumerken, dass bei der notwendigen Stabilisierung der Strahlteiler die optischen Felder nicht absolut geregelt werden müssen, sondern nur ihre Differenzfrequenz, die im elektronisch zugänglichen Bereich liegt. Hinter dem Interferometer werden die beiden Ausgänge über die Detektion der Besetzungszahlen der internen Zustände mittels eines Abfragelasers ermittelt. Aus der Differenz der Besetzungszahlen wird dann die von den inertialen Kräften verursachte Phasenverschiebung errechnet.

Neben der bereits diskutierten Sensitivität auf Rotationen ist das Interferometer in der Mach-Zehnder-Anordnung auch auf Beschleunigungen empfindlich. Somit wird ein Sensor verwirklicht, der beide inertialen Kräfte gleichzeitig messen kann. Problematisch ist jedoch, dass man im Signal des Interferometers die Phasenverschiebung, die von einer Rotation verursacht wurde, nicht von der

Phasenverschiebung $\delta\phi_{Beschl} = 1/2\vec{a} \cdot \vec{k}T^2$, die durch eine Beschleunigung induziert wird, unmittelbar unterscheiden kann. Hierbei gibt der Wellenvektor \vec{k} den Impulsübertrag durch die Strahlteiler und T die Zeit freier Entwicklung zwischen den Strahlteilern an. Um dieses Problem zu umgehen, wird eine differentielle Messmethode angewendet, die bereits im Atominterferometer aus [18] erfolgreich demonstriert wurde. Hierfür wird das Interferometer mit zwei identischen Atomquellen betrieben, die die Atome von zwei Seiten in exakt entgegengesetzter Richtung ins Interferometer emittieren, siehe Abb. 1.1. Bei dem mit der zweiten Atomquelle gewonnenen Interferometersignal erhält man dann eine Rotationsphasenverschiebung gleicher Größe, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen, da durch Umkehrung der atomaren Driftgeschwindigkeit auch die eingeschlossene Fläche das Vorzeichen wechselt [24]. Da die Beschleunigungsphase nicht von der atomaren Geschwindigkeit abhängt, können diese beiden Effekte durch Kombination der von den beiden atomaren Ensembles erzeugten Messsignale unterschieden werden. So führt unter Verwendung identischer Strahlteiler die Differenz der Signale auf eine alleinige Rotations-, bzw. die Summe auf die Beschleunigungsphase.

Kern dieser Arbeit war die erstmalige Realisierung eines Atominterferometers mit kalten Rubidiumatomen zur Messung von Rotationen und Beschleunigungen. Während dieser Arbeit wurde ein Großteil des Aufbaus des vorgestellten Experimentes verwirklicht, der im Folgenden detailliert erläutert wird. Insbesondere werden die während der vorgenommenen Messungen gewonnenen Ergebnisse vorgestellt, wobei das Hauptaugenmerk auf Messreihen liegt, die in verschiedenen Konfigurationen mit dem Atominterferometer unternommen wurden.

Für diese Beschreibung ist diese Arbeit folgendermaßen gegliedert:

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der Atominterferometrie in allgemeiner Form hergeleitet. Zusätzlich werden Effekte diskutiert, die in einem realen Experiment auftreten, wobei die hierbei abgeleiteten Erkenntnisse als Grundlage zur Abschätzung möglicher Fehlerquellen und zur Diskussion der vorgenommenen Messungen verwendet wird. Kapitel 3 dient der Beschreibung des experimentellen Aufbaus, bei dem detailliert die für das Interferometer verwirklichten Komponenten dargestellt werden. Für die verschiedenen Abschnitte des Experiments werden jeweils Laserfelder zur Manipulation der Atome verwendet, an deren Präzision, z.B. Frequenz oder Phase, hohe Anforderungen gestellt werden. Der Darstellung der Erzeugung dieser Laserfelder ist Kapitel 4 gewidmet. In Kapitel 5 werden die Messungen vorgestellt, die an den Atomquellen unter den in Kapitel 2 hergeleiteten, für die Interferometrie wichtigen Gesichtspunkten vorgenommen wurden. Die durch die Kombination aller zuvor erläuterten Experimenteile verwirklichten atominterferometrischen Messungen sind der Inhalt von Kapitel 6. Abschließend werden im Ausblick die zukünftigen geplanten Arbeiten zur Verbesserung des Interferometers sowie mögliche

Optionen zur Erweiterung des Experiments erörtert.

THEORETISCHE GRUNDLAGEN ZU ATOMINTERFEROMETERN BASIEREND AUF STIMULIERTEN RAMANÜBERGÄNGEN

Dieses Kapitel dient dazu, ein grundlegendes theoretisches Verständnis der physikalischen Prozesse zu schaffen, auf denen das Konzept von Atominterferometern basierend auf Ramanübergängen fußt. Dazu wird zuerst die Wechselwirkung eines idealisierten 2-Niveau Atoms mit Licht beschrieben, woraus die zeitliche Entwicklung dieses Systems abgeleitet wird. Nach der Einbeziehung externer atomarer Freiheitsgrade wird gezeigt, dass ein Ramanprozess, an dem mindestens drei Niveaus beteiligt sind, unter gewissen, realistischen Vereinfachungen effektiv auf ein 2-Niveau-System reduziert werden kann. Die zuvor abgeleiteten Beziehungen können somit auf den im Experiment verwirklichten Fall übertragen werden. Hierzu werden die diese Ramanprozesse beschreibenden Größen eingeführt, und ihre jeweiligen Zusammenhänge diskutiert.

Mit Hilfe der so entwickelten Gleichungen wird anschließend der kompliziertere Fall des Interferometers, der eine zeitlich oder räumliche Abfolge mehrerer Strahlteiler ist, beschrieben. Es wird anschließend mittels einer von Ch. Bordé (siehe z.B. [26]) entwickelten Methode dargestellt, wie Phasenverschiebungen im Interferometer aufgrund inertialer Kräfte, wie z.B. die Sagnac-Phase, berechnet werden können.

Es folgt eine kurze Abhandlung über Rauschen und dessen Einfluss auf die angestrebt hochauflösende Messung im Atominterferometer. Schließlich werden vom zuvor idealisiert dargestellten Interferometer abweichende Effekte diskutiert und ihr Einfluss berechnet.

2.1 Stimulierte Ramanübergänge als atomoptische Elemente

Da die im Folgenden hergeleiteten Beziehungen zu stimulierten Ramanprozessen in der Literatur bereits ausgiebig behandelt werden, ist die hier unternommene Betrachtung oftmals verkürzt und soll lediglich dem Verständnis der Zusammenhänge dienen. Ausführliche Beschreibungen zu diesem Thema finden sich z.B. in ([27],[28],[29]), ähnlich zusammenfassende Beschreibungen liefern ([30],[31]).

2.1.1 Wechselwirkung eines 2-Niveau Atoms mit Licht

Wie bereits erwähnt, basiert die einfachste Beschreibung der Zustandsentwicklung im Interferometer auf dem 2-Niveau Atom. Diese Vereinfachung auf lediglich zwei Zustände ist korrekt, solange die Lebensdauer der beiden Niveaus groß gegenüber spontanen Prozessen und die Kopplung durch das Lichtfeld an eventuell andere vorhandene Niveaus vernachlässigbar klein ist. Bei der Beschreibung der Wellenfunktion des 2-Niveau Atoms wird zur weiteren Vereinfachung von ebenen Wellen ausgegangen.

Ausgangspunkt der Berechnung ist die zeitabhängige Schrödingergleichung

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

die ganz allgemein die zeitliche Entwicklung eines beliebigen quantenmechanischen Zustands $|\Psi(t)\rangle$ beschreibt. In unserem Fall ist

$$|\Psi(t)\rangle = a_e(t)|e\rangle + a_g(t)|g\rangle \quad (2.2)$$

wobei die zwei Zustände $|e\rangle$, bzw. $|g\rangle$ des Atoms durch zeitabhängige Koeffizienten $a_i(t)$ ($i \in \{e, g\}$) dargestellt werden. Die Wechselwirkung des Atoms mit einem homogenen elektromagnetischen Wechselfeld

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (2.3)$$

wird mit Hilfe des Dipoloperators \vec{d} zu $H_{WW}(t) = -\vec{d} \cdot \vec{E} = -|e\rangle \vec{r} \cdot \vec{E}$ beschrieben, wobei \vec{r} der Ortsvektor des atomaren Kerns zum Elektron ist. Diese Kopplung kann als Störung zum Hamiltonoperator des Atoms hinzugefügt werden, sodass nun

$$\hat{H} = \hbar\omega_e |e\rangle \langle e| + \hbar\omega_g |g\rangle \langle g| - \vec{d} \cdot \vec{E} \quad (2.4)$$

ist, mit den atomaren Frequenzen ω_g und ω_e , die durch die Übergangsfrequenz $\omega_{eg} = \omega_e - \omega_g$ zwischen den zwei Niveaus gegeben sind. Somit folgt für die Koeffizienten $a_i(t)$:

$$i\hbar \dot{a}_e(t) = \hbar\omega_e a_e(t) + H_{WW,eg} a_g(t), \quad (2.5)$$

$$i\hbar \dot{a}_g(t) = H_{WW,eg}^* a_e(t) + \hbar\omega_g a_g(t), \quad (2.6)$$

wobei die Substitution

$$H_{WW,eg} = \langle e|H_{WW}|g\rangle \quad (2.7)$$

$$= \hbar\Omega_{eg}\left(\frac{e^{i(\omega t+\phi)} + e^{-i(\omega t+\phi)}}{2}\right) \quad (2.8)$$

vorgenommen wurde. Die die Stärke der Kopplung charakterisierende Größe der Rabifrequenz Ω_{eg} wurde somit durch

$$\Omega_{eg} \equiv -\frac{\langle e|\vec{d}\cdot\vec{E}_0|g\rangle}{\hbar} \quad (2.9)$$

eingeführt. Ausfaktorieren der schnell oszillierenden Anteile der Koeffizienten $a_e(t)$ und $a_g(t)$ bei den atomaren Frequenzen ω_i führt zu

$$a_i(t) = c_i(t)e^{-i\omega_i t} \quad (2.10)$$

mit nur noch langsam variierenden Koeffizienten $c_i(t)$. Mit Hilfe dieser Umformungen kann die Zeitentwicklung nun weiter vereinfacht werden. Da i. A. für die Verstimmung des treibenden Feldes von der Resonanz $\delta = (\omega - \omega_{eg}) \ll \omega_{eg}$ gilt, kann die „rotating-wave-approximation“ (RWA) [32],[33] angewendet werden. Durch diese Näherung, bei der zusätzlich schnell oszillierende Terme vernachlässigt werden, ergibt sich nun

$$i\dot{c}_e(t) = \frac{\Omega_{eg}}{2}e^{-i(\delta t+\phi)}c_g(t) \quad (2.11)$$

$$i\dot{c}_g(t) = \frac{\Omega_{eg}^*}{2}e^{i(\delta t+\phi)}c_e(t) \quad (2.12)$$

Der vereinfachte Hamiltonoperator des Systems wird somit

$$\hat{H}_R = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_{eg}e^{-i(\delta t+\phi)} \\ \Omega_{eg}^*e^{i(\delta t+\phi)} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Die verbleibende langsame Zeitabhängigkeit in Gl. 2.13 kann durch eine Transformation in eine rotierende Basis, mit Rotationsfrequenz δ eliminiert werden. Es ergeben sich somit neue Koeffizienten $d_e(t) = c_e(t)e^{-i\delta t/2}$ und $d_g(t) = c_g(t)e^{i\delta t/2}$ wodurch letztendlich der zeitunabhängige Hamiltonoperator

$$\bar{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\delta & \Omega_{eg}e^{-i\phi} \\ \Omega_{eg}^*e^{i\phi} & \delta \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

berechnet wird. Um Effekte der Verstimmung, charakterisiert durch die Größe δ , zu berücksichtigen, wird die nicht resonante Rabifrequenz Ω_r zu

$$\Omega_r = \sqrt{\Omega_{eg}^2 + \delta^2} \quad (2.15)$$

eingeführt. An den Eigenwerten λ_{\pm} des neuen Hamiltonoperators aus Gl. 2.14 sieht man den aus der Atomphysik wohlbekannten Effekt des so genannten „light-shift“, die AC-Stark-Verschiebung: Die Eigenwerte $\lambda_{\pm} = \pm \frac{\hbar\Omega_r}{2}$ sind gegenüber den Eigenwerten des ungestörten Atoms um

$$\Delta E_e = \frac{\hbar}{2}(-\delta + \Omega_r), \quad (2.16)$$

$$\Delta E_g = \frac{\hbar}{2}(\delta - \Omega_r) \quad (2.17)$$

verschoben. Für große Verstimmung $|\delta| \gg \Omega_{eg}$ kann die Energieverschiebung in Termen von Ω_{eg}/δ entwickelt werden, woraus

$$\Delta E_e = -\Delta E_g = \frac{\hbar}{2}(-\delta + \Omega_r) = \frac{\hbar}{2}(-\delta + \delta\sqrt{1 + (\frac{\Omega_{eg}}{\delta})^2}) \approx \frac{\hbar\Omega_{eg}^2}{4\delta} \quad (2.18)$$

folgt. Es gilt also $\Delta E \propto \frac{I_{Laser}}{\delta}$. Wenn das elektrische Feld nicht räumlich homogen ist (z.B. durch Fokussierung) resultiert aus dieser Verschiebung die so genannte Dipolkraft [34].

Die Zeitentwicklung der Koeffizienten und somit die interessierende Entwicklung des Systems erhält man (siehe [27]) durch Errechnen der neuen Eigenzustände des Hamiltonoperators, Transformation von $|\Psi\rangle$ ins rotierende Bezugssystem und Berechnung der Zeitentwicklung. Nach der anschließenden Rücktransformation erhält man als allgemeine Lösungen

$$c_e(t_0 + \tau) = e^{-i\delta\tau/2} \left\{ c_e(t_0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) + i\frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] + c_g(t_0) e^{-i(\delta t_0 + \phi)} \left[-i\frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] \right\} \quad (2.19)$$

und

$$c_g(t_0 + \tau) = e^{i\delta\tau/2} \left\{ c_e(t_0) e^{i(\delta t_0 + \phi)} \left[-i\frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] + c_g(t_0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) - i\frac{\delta}{\Omega_r} \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] \right\}. \quad (2.20)$$

Diese Gleichungen beschreiben also die Zeitentwicklung des von uns betrachteten 2-Zustandssystems. Ein interessanter Spezialfall ist zum einen die Situation verschwindender Verstimmung $\delta = 0$, wodurch sich die Lösungen 2.19 und 2.20 zu

$$c_e(t_0 + \tau) = c_g(t_0) e^{-i(\pi/2 + \phi)} \sin\left(\frac{\Omega_{eg}\tau}{2}\right) + c_e(t_0) \cos\left(\frac{\Omega_{eg}\tau}{2}\right) \quad (2.21)$$

und

$$c_g(t_0 + \tau) = c_g(t_0) \cos\left(\frac{\Omega_{eg}\tau}{2}\right) + c_e(t_0) e^{-i(\pi/2 - \phi)} \sin\left(\frac{\Omega_{eg}\tau}{2}\right) \quad (2.22)$$

vereinfachen. Zum anderen ist der in einem Atominterferometer angewandte Fall, bei dem das System vor der Atom-Licht-Wechselwirkung allein in einen der zwei Zustände präpariert ist, ebenfalls sehr bedeutsam. Somit wird z.B. $c_g(0) = 1$ und $c_e(0) = 0$ und es folgt für die Wahrscheinlichkeit $P_i(t)$ das Atom nach einer Zeit t im Zustand $|i\rangle$ zu finden:

$$P_e(t) = |c_e(t)|^2 = \left(\frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) = \left(\frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r}\right)^2 \frac{1 - \cos(\Omega_r \tau)}{2}, \quad (2.23)$$

$$P_g(t) = |c_g(t)|^2 = \left(\frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r}\right)^2 \cos^2\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) = \left(\frac{\Omega_{eg}}{\Omega_r}\right)^2 \frac{1 + \cos(\Omega_r \tau)}{2}. \quad (2.24)$$

An den Gln. 2.24, 2.23 wird die Dynamik des 2-Zustand Systems unter Koppung mit einem Wechselfeld erkennbar: Das Atom oszilliert mit der Frequenz Ω_r zwischen den zwei internen Zuständen hin und her. Durch die Wahl der Pulsflächen lässt sich eine wohlbestimmte und kohärente Superposition der beiden Zustände erzielen. So wird z.B. für $\Omega_r \tau = \pi$ (ein so genannter π -Puls) die Population komplett invertiert und für $\Omega_r \tau = \pi/2$ (ein $\pi/2$ -Puls) eine Gleichverteilung auf die beiden Zustände erreicht. Man erkennt die Analogie dieser Dynamik zu Elementen der Optik, hierbei kann also durch Wahl der Wechselwirkungsparameter z.B. ein „Spiegel“ (π -Puls) für eine Besetzungsinversion oder „Strahlteiler“ ($\pi/2$ -Puls) zum aufteilen, bzw. rekombinieren erzeugt werden.

2.1.2 Einbeziehung externer Freiheitsgrade

Zusätzlich zu der im vorangegangenen Kapitel entwickelten Beschreibung muss der externe Impuls der Atome im Interferometer berücksichtigt werden, da alle inertial sensitiven Effekte als Störungen aufgrund des Dopplereffektes verstanden werden können (siehe [35]) und somit explizit von der Geschwindigkeit der Atome abhängen. Um den quantenmechanischen Impuls der Atome mit in die Theorie einfließen zu lassen, kann man die Beschreibung der Atome als Summe von ebenen Wellen (im Impulsraum) beschränken (siehe [27],[29]). In dieser neuen Basis beruht die Charakterisierung der atomaren Wellenfunktion auf einem Tensorprodukt bestehend aus einem Hilbertraum der den inneren Zustand $|j\rangle$ beschreibt und einem Hilbertraum der den externen Freiheitsgrad $|\vec{p}_j\rangle$ kennzeichnet. Es ist dann

$$|j, p_j\rangle = |j\rangle \otimes |p_j\rangle. \quad (2.25)$$

Der Hamiltonoperator in dieser Basis wird dann

$$\hat{H} = \hbar\omega_e |e\rangle\langle e| + \hbar\omega_g |g\rangle\langle g| + \frac{\vec{p}^2}{2m} - \vec{d} \cdot \vec{E}, \quad (2.26)$$

wobei bei der Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld jetzt auch der ortsabhängige Anteil berücksichtigt werden muss:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t + \phi). \quad (2.27)$$

Um den Einfluss des ortsabhängigen Anteils $e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}}$ zu erfassen, kann man diesen mit Hilfe einer Einheitstransformation und der Vollständigkeitsbeziehung umformen:

$$1 \cdot e^{\pm i\vec{k}\cdot\vec{x}} = \int d^3\vec{p} e^{\pm i\vec{k}\cdot\vec{x}} |\vec{p}\rangle \langle \vec{p}| = \int d^3\vec{p} |\vec{p} \pm \hbar\vec{k}\rangle \langle \vec{p}|. \quad (2.28)$$

Anhand von Gl. 2.28 lässt sich die physikalische Wirkung des Feldes auf die Bewegung des Atoms erkennen: Bei der Absorption, bzw. der Emission eines Photons mit Wellenvektor \vec{k} ändert sich der atomare Impuls um $\pm\hbar\vec{k}$. Der innere und äußere Freiheitsgrad sind also streng miteinander verknüpft. Somit wird die neue Basis der Eigenzustände zu $|g, \vec{p}\rangle$ und $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$. Analog zu der in Abschnitt 2.1.1 abgeleiteten Zeitentwicklung für den „lediglich“ internen Zustand, kann man auch hier mit zeitlich langsam veränderlichen Koeffizienten $c_{g,\vec{p}}$ und $c_{e,\vec{p}+\hbar\vec{k}}$ die Dynamik beschreiben

$$|\Psi(t)\rangle = c_{g,\vec{p}}(t) |g, \vec{p}\rangle e^{-i(\omega_g + \frac{|\vec{p}|^2}{2m\hbar})t} + c_{e,\vec{p}+\hbar\vec{k}}(t) |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle e^{-i(\omega_e + \frac{|\vec{p}+\hbar\vec{k}|^2}{2m\hbar})t}. \quad (2.29)$$

Die zuvor erhaltenen Lösungen sind also auf die neue Basis übertragbar, lediglich die neu einzuführende Verstimmung

$$\delta = \omega - \left(\omega_{eg} + \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}}{m} + \frac{\hbar|\vec{k}|^2}{2m} \right) \quad (2.30)$$

enthält jetzt zusätzliche Terme; dies sind die Dopplerverschiebung $\vec{p} \cdot \vec{k}/m$ und der Photonenrückstoß $\hbar|\vec{k}|^2/2m$.

2.1.3 Stimulierter Ramanprozess

Die Ableitung der in den vorangegangenen Kapiteln entwickelten Theorie der Dynamik eines 2-Zustandssystems beruhte grundlegend auf der Vernachlässigung spontaner Prozesse. Für diese Art von Kopplung muss also der Übergang zwischen zwei Niveaus erfolgen, deren Lebensdauer lang gegenüber der Wechselwirkungszeit ist. In den Alkali-Atomen erfüllen die zwei Hyperfeinzustände des Grundzustands diese Bedingung, was, neben anderen Gründen, als Basis dafür dient, das sie auch als Referenz für das Zeitnormal, definiert durch das Cäsium Atom, dienen ([36]). Die Frequenz dieses sogenannten „Uhrenübergangs“ beträgt hierbei i. A. einige GHz, der zugehörige Betrag des $|\vec{k}|$ -Vektor des e.m. Feldes ist dementsprechend klein. Für die Verwirklichung eines Frequenznormals bietet diese reduzierte Dopplerempfindlichkeit Vorteile, bei einem Inertialsensor hingegen sollte die Geschwindigkeitsselektivität möglichst groß sein. Dieses Kriterium ist eng verknüpft mit der Größe des effektiv durch das Feld übertragenen

Photonenrückstoßes, der im Vergleich zu optischen Übergängen bei Mikrowellenübergängen ca. um den Faktor 10^{-5} kleiner ist. Um die hohe Dopplerempfindlichkeit von optischen Übergängen zu nutzen, bietet sich ein 2-Photonen-Ramanprozess an, bei dem die Differenzfrequenz der beiden treibenden Felder gerade der Übergangsfrequenz zwischen den beiden benutzten Zuständen entspricht. Durch Verwendung gegenläufiger Ramanstrahlen wird der effektiv erzielte \vec{k} -Vektor zu $\vec{k}_{eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \approx \vec{k}_1 - (-\vec{k}_1) = 2\vec{k}_1$ und man erreicht so den doppelten optischen Impulsübertrag.

Bei Verwendung eines Ramanübergangs erfolgt die Kopplung über ein Zwischenniveau $|i\rangle$, das jedoch bei geeigneter Parameterwahl (über die Verstimmung) nicht signifikant bevölkert wird, wodurch keine merklichen spontanen Prozesse stattfinden. Somit ist die Grundvoraussetzung für eine kohärente Manipulation erfüllt.

Zusätzlich bietet der Ramanprozess weitere Vorteile bezüglich der technischen Realisierung. So muss z.B. nicht die absolute optische Frequenz der einzelnen Felder mit hoher Genauigkeit stabilisiert werden, sondern lediglich die Differenzfrequenz von einigen GHz, die direkt elektronisch verarbeitet werden kann. Dies kann dabei gleichzeitig mit einer Phasenstabilisierung der zwei Felder verknüpft werden, was für interferometrische Messungen beruhend auf phasensensitiven Prozessen, wie dem Sagnac-Effekt, mit hoher Genauigkeit notwendig ist.

Die hier vorgenommene theoretische Beschreibung ist angelehnt an die aus [27],[29],[30]. Zur Verdeutlichung der beteiligten Niveaus und Felder dient Abb. 2.1. Es wird in der Beschreibung der Atom-Licht-Wechselwirkung beim Ramanprozess neben den vorherigen Zuständen $|g, \vec{p}\rangle$ und $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$ auch das Zwischenniveau $|i\rangle$ berücksichtigt und das elektrische Feld besteht jetzt aus zwei Anteilen

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{1,0} \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_1) \quad (2.31)$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{2,0} \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \phi_2). \quad (2.32)$$

Die jeweiligen Verstimmungen der Laserfelder ω_n bezüglich der Übergangsfrequenz ω_{lm} sind wie in Abb. 2.1 mit Δ_{lmn} bezeichnet. Hierbei gilt (da üblicherweise $\delta_{12} \ll \Delta$) $\Delta_{gi2} \approx \Delta_{ei1} \equiv \Delta$. Die Eigenenergien der Grundzustände sind durch

$$E_{g, \vec{p}} = \hbar\omega_g + \frac{\vec{p}^2}{2m} \equiv \hbar\bar{\omega}_g \quad (2.33)$$

$$E_{e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_1 - \hbar\vec{k}_2} = \hbar\omega_e + \frac{(\vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff})^2}{2m} \equiv \hbar\bar{\omega}_e \quad (2.34)$$

gegeben, wobei der effektive \vec{k} -Vektor \vec{k}_{eff} durch $\vec{k}_{eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ definiert wurde.

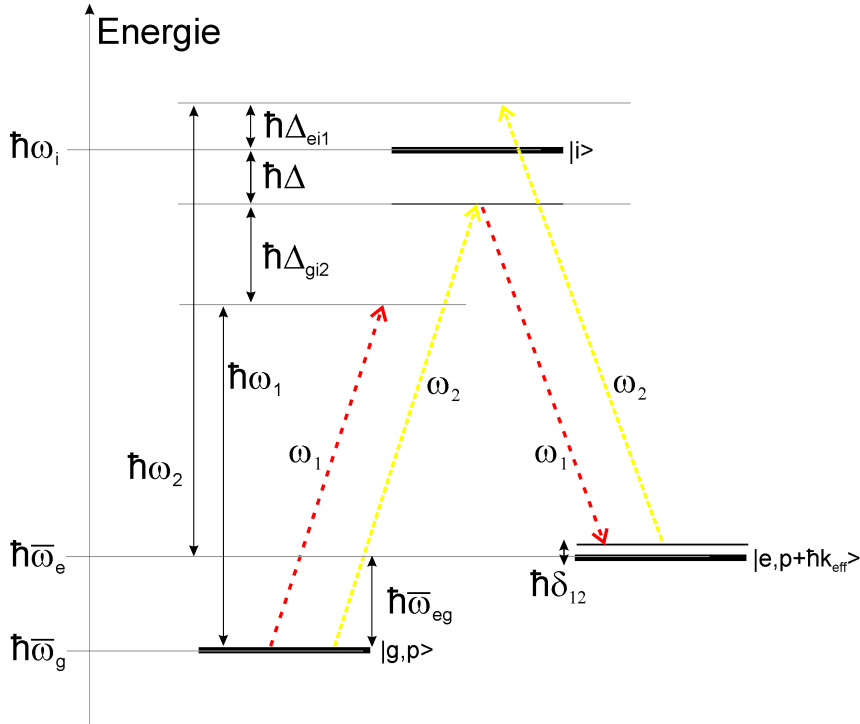


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Ramanprozesses. Gezeigt sind die möglichen Anregungen durch die Laserfelder $\omega_{1,2}$. Bei geeigneter Parameter Wahl (über die Verstimmung Δ), findet lediglich der gewünschte geschlossene Übergang statt.

Die Verstimmung δ_{12} der effektiven Laserfrequenz $\omega_{eff} = \omega_1 - \omega_2$ vom Übergang $\bar{\omega}_{eg}$ wird somit

$$\delta_{12} = \omega_{eff} - \bar{\omega}_{eg} = \omega_{eff} - \left(\omega_{eg} + \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{eff}}{m} + \frac{\hbar |\vec{k}_{eff}|^2}{2m} \right). \quad (2.35)$$

Bei der hier vorgenommenen Betrachtung wird zusätzlich explizit vorausgesetzt, dass die Verstimmung Δ viel größer ist als die natürliche Linienbreite des oberen Niveaus $|i\rangle$. Außerdem werden nur die in Gl. 2.37 angegebenen Zustände in die folgende Rechnung mit einbezogen (vgl. [29]). Prinzipiell sind noch einige weitere Kopplungen und somit anregbare Zustände (und jeweilige Summen eben dieser) möglich, z.B. die Anregung aus $|g, \vec{p}\rangle$ nach $|e, \vec{p} + \hbar(\vec{k}_1 + \vec{k}_{eff})\rangle$ oder nach $|e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}_{eff}\rangle$. Diese weiteren Anregungen sind jedoch im Gegensatz zu den hier betrachteten deutlich weiter verstimmt, eine effiziente Kopplung findet also nicht statt. Daher gibt es auch keine merkliche von diesen Kopplungen verursachte spontane Emission. Außerdem ist die von ihnen verursachte Verschiebung der Energieniveaus (AC-Stark-Verschiebung) somit nicht signifikant. Die

verbleibenden möglichen Kopplungen durch die Laserfelder finden zwischen den beiden Grundzuständen $\bar{\omega}_g$, bzw. $\bar{\omega}_e$ und dem Zustand ω_i statt, welche sowohl jeweils die Kopplung mit einem einzelnen Laserfeld, wie auch einen möglichen 3-Photonenprozess $2\omega_1 - \omega_2$, vgl. dazu [30], beinhalten. Aufgrund dieser Einschränkungen lässt sich das betrachtete System erheblich einfacher darstellen. Der so reduzierte Hamiltonoperator für den Ramanübergang ist

$$\begin{aligned}
\hat{H} &= \hbar\bar{\omega}_g|g, \vec{p}\rangle\langle g, \vec{p}| + \hbar\bar{\omega}_e|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle\langle e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}| \\
&+ \hbar\omega_{i,1}|i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_1\rangle\langle \vec{p} + \hbar\vec{k}_1| + \hbar\omega_{i,2}|i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_2\rangle\langle i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_2| \\
&+ \hbar\omega_{i,3}|i, \vec{p} + \hbar(2\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\rangle\langle i, \vec{p} + \hbar(2\vec{k}_1 - \vec{k}_2)| \\
&- \vec{d} \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2),
\end{aligned} \tag{2.36}$$

wobei für die den atomaren Zustand beschreibende Wellenfunktion Ψ , wie in Abschnitt 2.1.1, eine Superposition der einzelnen Zustände angenommen wurde

$$\begin{aligned}
|\Psi(t)\rangle &= C_g(t)|g, \vec{p}\rangle + C_e(t)|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle \\
&+ C_{i,1}(t)|i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_1\rangle + C_{i,2}(t)|i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_2\rangle \\
&+ C_{i,3}(t)|i, \vec{p} + \hbar(2\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\rangle.
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Die weitere Vorgehensweise zur Bestimmung der Dynamik des Ramanübergangs ist quasi analog zu der des 2-Zustandssystems: Durch Substitution von $C_f(t) = c_f e^{-i\omega_k t}$ und Vernachlässigung schnell oszillierender Terme (RWA), erhält man folgendes System von Ratengleichungen:

$$\begin{aligned}
\dot{c}_g &= -i\frac{\Omega_{g1}^*}{2} e^{i(\Delta t + \phi_1(t))} c_{i,1} - i\frac{\Omega_{g2}^*}{2} e^{i((\Delta + \Delta_{gi2})t + \phi_2(t))} c_{i,2} \\
\dot{c}_e &= -i\frac{\Omega_{e1}^*}{2} e^{i((\Delta_{ei1})t + \phi_1(t))} c_{i,3} - i\frac{\Omega_{e2}^*}{2} e^{i((\Delta - \delta_{12})t + \phi_2(t))} c_{i,1} \\
\dot{c}_{i,1} &= -i\frac{\Omega_{g1}}{2} e^{-i(\Delta t + \phi_1(t))} c_g - i\frac{\Omega_{e2}}{2} e^{-i((\Delta - \delta_{12})t + \phi_2(t))} c_e \\
\dot{c}_{i,2} &= -i\frac{\Omega_{g2}}{2} e^{-i((\Delta + \Delta_{gi2})t + \phi_2(t))} c_g \\
\dot{c}_{i,3} &= -i\frac{\Omega_{e1}}{2} e^{-i(\Delta_{ei1}t + \phi_1(t))} c_e
\end{aligned} \tag{2.38}$$

Hierbei sind die jeweiligen Rabi-Frequenzen der Kopplung zwischen den Zuständen $|i\rangle$ und $|k\rangle$ ($k=e,g$) durch die Laserfelder ω_n definiert zu:

$$\Omega_{kn} = -2 \frac{\langle i | \vec{d} \cdot \vec{E}_{n,0} | k \rangle}{\hbar}. \tag{2.39}$$

In diesem System können, unter der Voraussetzung $\Delta \gg \Omega_{kn}$, die i. A. erfüllt ist, die Koeffizienten c_i adiabatisch eliminiert und so die Ratengleichungen in

ein 2 Zustands-System übergeführt werden. Diese Transformation findet sich z.B. in ([29]). Es folgt somit für die verbleibenden Koeffizienten:

$$\begin{aligned}\dot{c}_g &= -i \left(\frac{|\Omega_{g1}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{g2}|^2}{4(\Delta + \Delta_{gi2})} \right) c_g - i \left(\frac{\Omega_{g1}^* \Omega_{e2}}{4(\Delta - \delta_{12})} e^{i(\delta_{12}t + \phi_1 - \phi_2)} \right) c_e, \\ \dot{c}_e &= -i \left(\frac{|\Omega_{e1}|^2}{4\Delta_{ei1}} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{4(\Delta - \delta_{12})} \right) c_e - i \left(\frac{\Omega_{g1} \Omega_{e2}^*}{4\Delta} e^{-i(\delta_{12}t + \phi_1 - \phi_2)} \right) c_g.\end{aligned}\quad (2.40)$$

Es werden nun die für den Ramanprozess aussagekräftigen Größen eingeführt, die direkt übertragbar zu den vergleichbaren Variablen aus Kapitel 2.1.1 definiert sind. Durch die Definition von

$$\begin{aligned}\Omega_{eff} &= \frac{\Omega_{g1} \Omega_{e2}^*}{2\Delta} \\ \Omega_g^{AC} &= \frac{|\Omega_{g1}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{g2}|^2}{4(\Delta - \bar{\omega}_{eg})} \\ \Omega_e^{AC} &= \frac{|\Omega_{e1}|^2}{4(\Delta + \bar{\omega}_{eg})} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{4\Delta} \\ \phi &= \phi_1(t) - \phi_2(t)\end{aligned}\quad (2.41)$$

kann eine nochmals vereinfachte Darstellung erzielt werden. Die Terme Ω_k^{AC} entsprechen der jeweiligen Energieverschiebung der Niveaus $|k\rangle$ aufgrund des AC-Stark-Effektes. Im Gegensatz zum idealen 2-Zustandssystem ist die Verschiebung beim Ramanübergang nicht mehr symmetrisch, was anhand von Gl. 2.41 erkennbar ist. Deshalb wird mit δ^{AC} und AC zusätzlich die differentielle, bzw. die additive Starkverschiebung eingeführt. Die verstimmungsabhängige Rabi-Frequenz Ω_R wird durch den Anteil der differentiellen Verschiebung ebenfalls modifiziert:

$$\begin{aligned}\delta^{AC} &= \Omega_e^{AC} - \Omega_g^{AC} \\ AC &= \Omega_e^{AC} + \Omega_g^{AC} \\ \Omega_R &= \sqrt{\Omega_{eff}^2 + (\delta_{12} - \delta^{AC})^2}\end{aligned}\quad (2.42)$$

Mit einer letzten Variablentransformation $c_g = a_g e^{-i(\frac{AC - \delta_{12}}{2})t}$ und $c_e = a_e e^{-i(\frac{AC + \delta_{12}}{2})t}$ erhält man ein Ratengleichungssystem mit zeitunabhängigen Koeffizienten

$$\begin{aligned}\dot{a}_g &= -i/2 \left((\delta_{12} - \delta^{AC}) a_g + \Omega_{eff}^* e^{i\phi} a_e \right) \\ \dot{a}_e &= -i/2 \left(-(\delta_{12} - \delta^{AC}) a_e + \Omega_{eff} e^{-i\phi} a_g \right).\end{aligned}\quad (2.43)$$

Ein Vergleich mit Gl. 2.11 zeigt, dass der Ramanprozess also unter den gemachten Voraussetzungen auf das bekannte 2-Zustandsniveau reduziert werden kann.

Somit sind also die Ergebnisse aus Abschnitt 2.1.1 ebenfalls direkt anwendbar. Durch eine Rücktransformation in die ursprüngliche Basis mit Koeffizienten C_f erhält man das endgültige Ergebnis der Dynamik für stimulierte Ramanübergänge

$$\begin{aligned}
C_g(t_0 + \tau) &= \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) - i \frac{\delta_{12} - \delta^{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) e^{-i(AC - \delta_{12} + 2\bar{\omega}_g)\tau/2} C_g(t_0) \\
&\quad - i e^{i((\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi)} \frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i(AC - \delta_{12} + 2\bar{\omega}_g)\tau/2} C_e(t_0) \\
C_e(t_0 + \tau) &= \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) + i \frac{\delta_{12} - \delta^{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) e^{-i(AC + \delta_{12} + 2\bar{\omega}_e)\tau/2} C_e(t_0) \\
&\quad - i e^{-i((\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi)} \frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i(AC + \delta_{12} + 2\bar{\omega}_e)\tau/2} C_g(t_0) \quad (2.44)
\end{aligned}$$

Die Gln. 2.44 beschreiben ebenfalls, analog zu den Gln. 2.19, 2.20, jedoch mit den in den Gln. 2.41, 2.42 neu eingeführten Größen, Rabioszillationen zwischen den beiden Grundzuständen. Bei dem für die Interferometrie bedeutsamen Fall, dass $C_g(t_0) = 1$ und $C_e(t_0) = 0$, also die vorherige Präparation aller Atome in den absoluten Grundzustand, erhält man somit für die Anregungseffizienz des oberen Hyperfeingrundzustands in Abhängigkeit der Pulsdauer

$$P_e(\tau) = |C_e(\tau)|^2 = \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_{eff}^2 + (\delta_{12} - \delta_{AC})^2} \sin^2 \left(\sqrt{\Omega_{eff}^2 + (\delta_{12} - \delta_{AC})^2} \cdot \tau/2 \right). \quad (2.45)$$

Wie in Abschnitt 2.1.1 hergeleitet, kann man außerdem durch Wahl der Pulsflächen entweder „Spiegel“(π)- oder „Strahlteiler“($\pi/2$)-Pulse erzeugen, wobei nun jedoch durch Verwendung von optischen Photonen, eine makroskopische Änderung des Impulszustands erreicht werden kann. Für den Fall resonanter Anregung ($\delta_{12} \approx \delta_{AC} \approx 0$) erhält man für die allgemeine Dynamik

$$\begin{aligned}
C_g(t_0 + \tau) &= C_g(t_0) \cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) - i C_e(t_0) e^{i\phi(t_0)} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \\
C_e(t_0 + \tau) &= C_e(t_0) \cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) - i C_g(t_0) e^{-i\phi(t_0)} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right). \quad (2.46)
\end{aligned}$$

Bei der Analyse von Gl. 2.44 ergibt sich, dass bei Atom-Licht-Wechselwirkung auf den jeweiligen atomaren Zustand durch das Licht zusätzliche Phasenterme aufgeprägt werden. Diese sind insbesondere für die interferometrische Anwendung sehr bedeutsam. In Tabelle 2.1 sind diese Phasenterme für die Fälle eines $\pi/2$ und eines π -Pulses aufgelistet, gegliedert nach den möglichen Übergängen $|k\rangle \rightarrow |k'\rangle$. Die Vielzahl der in Tab. 2.1 angegebenen Phasenterme kann sich bei Verwendung von Pulssequenzen reduzieren, wenn ein symmetrisches Interferometer verwendet wird, vgl. Kapitel 2.2.1. So heben sich die Beiträge

Übergang	Phasenterme $\pi/2$ -Puls	Phasenterme π -Puls
$ g\rangle \rightarrow g\rangle$	$-\kappa + (-AC + \delta_{12} - 2\bar{\omega}_g)\tau/2$	-
$ g\rangle \rightarrow e\rangle$	$-(\omega_1 - \omega_2)t_0 - \phi(\vec{r}, t) - \pi/2 + (-AC - \delta_{12} - 2\bar{\omega}_e)\tau/2$	$-(\omega_1 - \omega_2)t_0 - \phi(\vec{r}, t) - \pi/2 + (-AC - \delta_{12} - 2\bar{\omega}_e)\tau/2$
$ e\rangle \rightarrow e\rangle$	$\kappa + (-AC - \delta_{12} - 2\bar{\omega}_e)\tau/2$	-
$ e\rangle \rightarrow g\rangle$	$(\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi(\vec{r}, t) - \pi/2 + (-AC + \delta_{12} - 2\bar{\omega}_g)\tau/2$	$(\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi(\vec{r}, t) - \pi/2 + (-AC + \delta_{12} - 2\bar{\omega}_g)\tau/2$

Tabelle 2.1: Aufgeprägte Phasen während eines Ramanübergangs für die bei π - und $\pi/2$ -Pulsen möglichen Übergänge. Zur Vereinfachung wurde die Größe $\kappa = \cos(|\Omega_{eff}| \tau/2) - i(\delta_{12} - \delta_{AC})/\Omega_R \sin(|\Omega_{eff}| \tau/2)$ eingeführt.

der gemeinsamen Stark-Verschiebung (AC) oder konstante Terme mit „ π “ am Ausgang des Interferometers für die beiden Zustände gerade auf, wie in dieser Arbeit noch gezeigt wird. Andere Terme, die die Verstimmung berücksichtigen, können entweder technisch sehr genau kontrolliert, oder, wie im Fall der differentiellen AC-Stark-Verschiebung, durch Wahl der Puls-Parameter kompensiert werden (siehe Kap. 2.4.1). Im Gegensatz dazu ist die explizite Abhängigkeit von der punktuellen Laserphase $\phi(\vec{r}, t)$ nicht vernachlässigbar. Diese Sensitivität zur Differenzphase der beiden Laser ist die grundlegende physikalische Voraussetzung für die Messung phasensensitiver Effekte, wie in den folgenden Kapiteln bei der exakten Betrachtung der Phasenverschiebungen die von Inertialkräften induziert werden, gezeigt wird.

2.2 Interferometer und inertielle Phasenverschiebungen

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie die zeitliche Entwicklung eines atomaren Zustands in einem Interferometer mit Hilfe der in Kap. 2.1.3 abgeleiteten Dynamik für die Wechselwirkung mit e.m. Feldern beschrieben werden kann. So kann die Wahrscheinlichkeit berechnet werden, das Atom am Ausgang eines beliebigen Interferometers entweder im angeregten oder im Grundzustand zu finden, was explizit für den hier angewendeten Fall einer symmetrischen Mach-Zehnder-Konfiguration unternommen wird. Es wird dann kurz eine alternative Betrachtungsweise des Interferometers beruhend auf einem System der Spin-Dynamik mittels Blochvektoren aufgezeigt. Nach der Betrachtung des ungestörten Interferometers wird der Einfluss externer Kräfte auf das Atominterferometer diskutiert. Dazu wird das Interferometer mit Hilfe einer exakten Beschreibung beruhend auf einem von Ch. Bordé entwickelten Formalismus berechnet. Dieser Formalismus wird in seinen Grundideen verdeutlicht und die Ergebnisse dargelegt.

2.2.1 Schematische Darstellung des Interferometers

Wie bereits erwähnt, können die in Kap. 2.1 gewonnenen Erkenntnisse benutzt werden, um ein Atominterferometer zu modellieren. Die Basis der Beschreibung ist, dass ein Interferometer aus jeweils aufeinander folgenden Zonen von Strahlteilern, bzw. Zonen freier Entwicklung besteht. Die verschiedenen Abschnitte können dazu entweder zeitlich oder räumlich voneinander getrennt sein. Die Gesamtentwicklung des atomaren Zustands wird als Verkettung der jeweils einzelnen Abschnitte aufgefasst. Voraussetzung dazu ist, dass die Entwicklung in den jeweiligen Zonen berechnet werden kann. Die Beschreibung der Dynamik an den Strahlteilern wurde bereits in Kap. 2.1 hergeleitet, diejenige in den Zonen freier Entwicklung kann ebenfalls errechnet werden. Der Ausgangszustand einer Zone dient dann als Eingangszustand der nachfolgenden Zone. Dieses Konzept lässt sich in Matrizenschreibweise mathematisch folgendermaßen darstellen

$$\begin{pmatrix} C_g(aus) \\ C_e(aus) \end{pmatrix} = \prod_j M_j(T; t_0, \tau, \Omega_{eff}, \phi) \begin{pmatrix} C_g(ein) \\ C_e(ein) \end{pmatrix}, \quad (2.47)$$

wobei die Transformationsmatrizen M_j für einen jeweiligen Abschnitt stehen und man die zwei Fälle

$$M(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\bar{\omega}_g T} & 0 \\ 0 & e^{-i\bar{\omega}_e T} \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

für die freie Entwicklung während der Zeit T und

$$M(t_0, \tau, \Omega_{eff}, \phi) = \begin{pmatrix} \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) - i \frac{\delta_{12} - \delta^{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) e^{-i(AC - \delta_{12} + 2\bar{\omega}_g)\tau/2} & -ie^{-i(\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi} \frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i(AC + \delta_{12} + 2\bar{\omega}_e)\tau/2} \\ -ie^{i(\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi} \frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i(AC - \delta_{12} + 2\bar{\omega}_g)\tau/2} & \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) + i \frac{\delta_{12} - \delta^{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) e^{-i(AC + \delta_{12} + 2\bar{\omega}_e)\tau/2} \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

für die Entwicklung während der Strahlteiler unterscheidet. Gl. 2.49 folgt dabei direkt aus Gln. 2.44. Gl. 2.48 kann ebenfalls direkt mit der Bedingung $\Omega_{eff} = 0$ für eine freie Entwicklung aus Gl. 2.49 abgeleitet werden.

Prinzipiell erlaubt die durch Gl. 2.47 dargestellte Vorgehensweise die Beschreibung einer beliebigen Strahlteilerkombination, also auch verschiedenste Interferometerkonfigurationen. Im Folgenden wird die Diskussion allerdings auf die für die Messung von Inertialkräften sehr geeignete Geometrie des Mach-Zehnder-Interferometers beschränkt. Diese Konfiguration ist schematisch in Abb. 2.2 dargestellt: Der Eingangszustand des Interferometers ist üblicherweise so gewählt, dass $C_g(t_0) = 1$ und $C_e(t_0) = 0$. Die erste Wechselwirkungszone von der Zeit t_0 bis $t_0 + \tau$ ist so gewählt, dass der atomare Zustand kohärent aufgeteilt wird, also durch $\Omega_R \tau = \pi/2$ ein $\pi/2$ -Puls vorliegt. Es entstehen so zwei kohärente Wellenzüge, die auf unterschiedlichen Pfaden im Interferometer propagieren. Nach

einer freien Entwicklungszeit T invertiert ein π -Puls der Länge 2τ die Zustandsbesetzung, er wirkt gleichzeitig als „Spiegel“ auf die externen Freiheitsgrade, da er auch auf die atomaren Impulse in den beiden Pfaden wirkt. Nach einer zweiten freien Entwicklungszeit T überlagert ein zweiter $\pi/2$ -Puls die beiden Pfade kohärent und es entsteht eine geschlossene Interferometerkonfiguration. Das „Schließen“ der Pfade, also die kohärente Überlagerung der Ausgänge, ist Voraussetzung für das Auftreten der Interferenz.

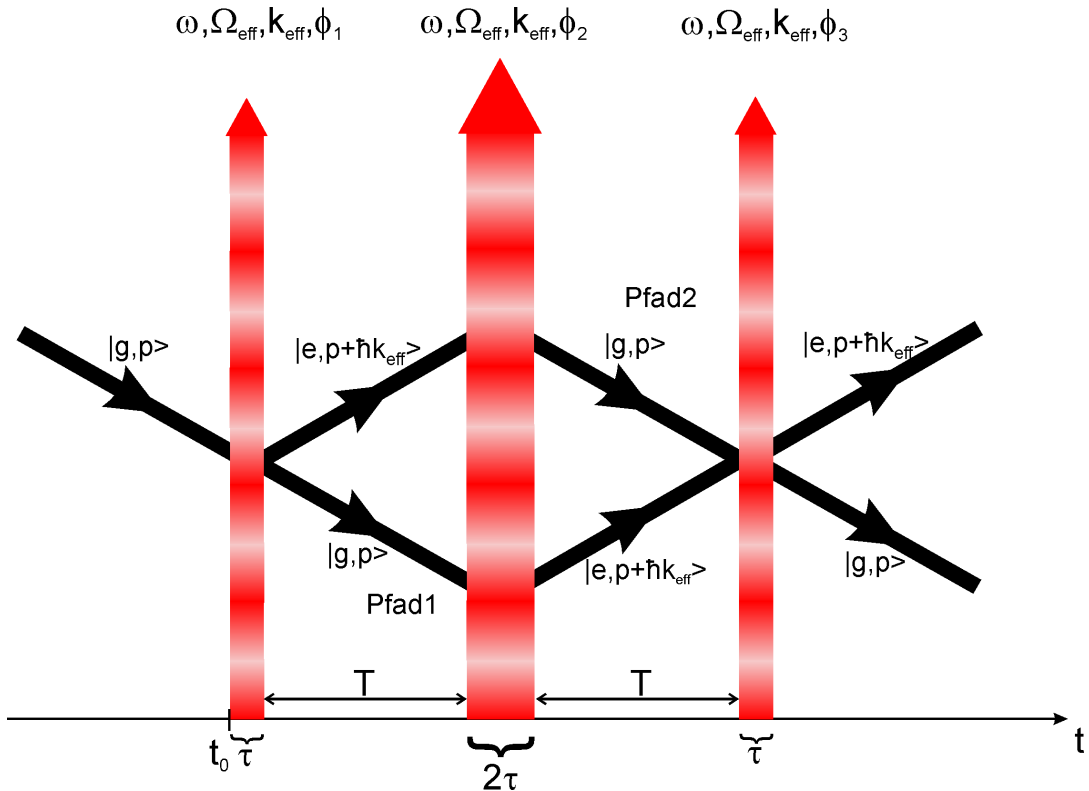


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Mach-Zehnder-Interferometers. Durch eine zeitliche (oder zusätzlich auch räumliche) Sequenz von $\pi/2$ -, π -, $\pi/2$ -Pulsen durch Ramanstrahlteiler mit $\omega, \Omega_{eff}, k_{eff}, \phi_i$ wird eine geschlossene Mach-Zehnder-Konfiguration verwirklicht. Sind die Strahlteiler räumlich getrennt, kann so von den beiden Pfaden eine geometrische Fläche eingeschlossen werden, was Voraussetzung zur Messung des Sagnac-Effektes ist.

Anwenden von Gl. 2.47 auf diese Konfiguration ergibt für die Besetzungen der beiden „Ausgänge“ des Interferometers, d.h. die beiden atomaren Zustände (un-

ter der Bedingung $\delta_{12} \ll \Delta, \Omega_R$ und $\delta_{AC} = 0$, siehe Kap. 2.4.1):

$$\begin{aligned}
& P_{e,Mach-Zehnder}(t_0 + 2T + 4\tau) \\
&= \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\phi(t_0) - 2\phi(t_0 + T + \tau) + \phi(t_0 + 2T + 3\tau) - \frac{\delta_{12}\pi}{2\Omega_{eff}} \right) \right] \\
\delta_{12} \rightarrow 0 & \approx \frac{1}{2} [1 - \cos(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3)] \tag{2.50}
\end{aligned}$$

bzw.

$$\begin{aligned}
& P_{g,Mach-Zehnder}(t_0 + 2T + 4\tau) \\
&= \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\phi(t_0) - 2\phi(t_0 + T + \tau) + \phi(t_0 + 2T + 3\tau) - \frac{\delta_{12}\pi}{2\Omega_{eff}} \right) \right] \\
\delta_{12} \rightarrow 0 & \approx \frac{1}{2} [1 + \cos(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3)] \tag{2.51}
\end{aligned}$$

Hierbei wurde die Laserphase während der kurzen Pulsdauer τ , bzw. 2τ als konstant angenommen und die Umbenennungen $\phi(t_0) = \phi_1$, $\phi(t_0 + T + \tau) = \phi_2$ und $\phi(t_0 + 2T + 3\tau) = \phi_3$ vorgenommen. An den Gln. 2.50, 2.51 lässt sich die besondere Eignung der Mach-Zehnder-Geometrie für die Messung von Inertialkräften aufzeigen: In dieser Konfiguration ist man nicht sensitiv auf verstimmungsrelevante Effekte (da δ_{12} nicht mit T skaliert wird) und die Ausgangsbesetzung des Interferometers ist insbesondere für den Fall der Resonanz ($\delta_{12} = 0$) nur von Phasen abhängig, die von den Laserpulsen zur Strahlteilung aufgeprägt wurden. Die Gln. 2.50, 2.51 gelten in dieser Form explizit nur für den Fall des ungestörten Interferometers, d.h. kein Auftreten externer Kräfte. Inertialkräfte verursachen noch zusätzliche Phasenverschiebungen ϕ_{ext} , deren Herleitung in Kapitel 2.2.2 erfolgt. Bei Berücksichtigung dieser Kräfte folgt

$$\begin{aligned}
P_{g,Mach-Zehnder} & \approx \frac{1}{2} [1 - \cos(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 + \phi_{ext})] \\
P_{e,Mach-Zehnder} & \approx \frac{1}{2} [1 + \cos(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 + \phi_{ext})]. \tag{2.52}
\end{aligned}$$

Hierbei ist die durch Inertialkräfte verursachte Phase üblicherweise eine Summe von mehreren verschiedenen Kräften und insbesondere gilt $\phi_{ext} \propto T$, bzw. $\phi_{ext} \propto T^2$, wie im Folgenden noch gezeigt wird. Somit lassen sich diese Kräfte im Mach-Zehnder-Interferometer sehr sensitiv messen. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, die Differenzphase der Laser gezielt zu manipulieren und dadurch z.B. das Messsignal so zu regeln, dass das Interferometer am sensitivsten auf Phasenänderungen reagiert. Dies wird erreicht wenn $\cos(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 + \phi_{ext}) = 0$ ist, vgl. Gl. 2.52.

Alternative Darstellung des Interferometers

Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung des Interferometers bietet das Modell der Blochkugel, das ursprünglich zur Beschreibung von Atomkern-Magnetresonanzen entwickelt wurde ([37],[38],[39]). Da dieses Modell sehr anschaulich ist und ein intuitives Verständnis von Problemlösungen erleichtern kann, soll es hier kurz vorgestellt werden. Ausführlichere Erläuterungen dazu finden sich in ([24],[40]).

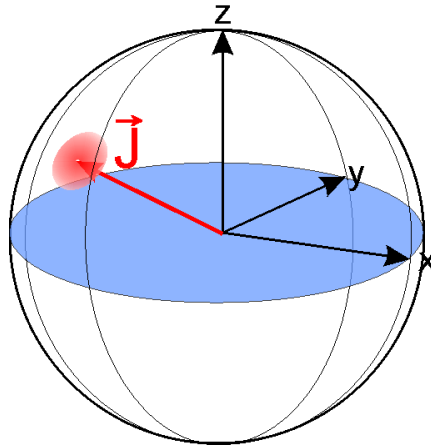


Abbildung 2.3: Modell der Blochkugel: Die atomare Besetzungswahrscheinlichkeit wird durch den Pseudospin \vec{J} dargestellt, die Wechselwirkung mit e.m. Feldern oder freie Entwicklungszeiten entsprechen Drehungen um die Achsen des Koordinatensystems. Durch den Kreis an der Spitze des Spins wird die Unschärfe der Messung angedeutet.

In dieser Beschreibung wird der atomare Zustand als ein Pseudo-Spin $\langle \vec{J} \rangle$ dargestellt, wobei der Erwartungswert der z-Komponente J_z der Besetzungsdifferenz der beiden atomaren Zustände entspricht. Durch die beiden anderen Komponenten J_x und J_y wird die atomare Kohärenz, und somit auch die Phasenentwicklung, beschrieben. Die Modellierung der Strahlteiler, bzw. freier Entwicklungen entsprechen hier dreidimensionalen Drehungen um die x- bzw. y-Achse wobei die Spitze des Spins $\langle \vec{J} \rangle$ hierbei immer auf der Oberfläche der so genannten Blochkugel rotiert, sein Anfang wird in den Ursprung des Koordinatensystems gelegt, siehe Abb. 2.3. Die Modellierung des Interferometers entspricht dann, ähnlich der Beschreibung mittels Gl. 2.47, einer Transformationsmatrix, die hierbei das Produkt aus Drehungen um die verschiedenen Achsen ist. Die verschiedenen Vorgänge im Interferometer, bzw. der Gesamtvorgang lässt sich somit anhand von räumlich nachvollziehbaren Drehungen verstehen. Wird das Modell der Blochkugel auf die Mach-Zehnder-Konfiguration angewendet, ergibt sich das gleiche Ergebnis wie aus Gl. 2.52. Hierbei erfolgt die Berechnung

ebenfalls nur für das ungestörte Interferometer, inertielle Phasenverschiebungen werden so nicht berücksichtigt. Diese werden deshalb im folgenden Abschnitt diskutiert.

2.2.2 Berechnung inertialer Phasenverschiebungen

Grundlage der in diesem Kapitel diskutierten Berechnung ist eine allumfassende und vor allem nahezu exakte Modellierung des Interferometers basierend auf den so genannten $ABCD\xi$ Matrizen, die von Ch. J. Bordé entwickelt wurde. In dieser Theorie werden die atomaren Ensembles mit Hilfe von quantenmechanischen Wellenpaketen beschrieben, die Wechselwirkung mit den Strahlteilern und externen Feldern wird durch relativistische Gleichungen beschrieben. Somit kann jegliches externes Potential bis zu einer beliebigen Ordnung in die Berechnung einfließen. Da diese Theorie jedoch sehr allgemein und somit relativ aufwendig ist, beschränkt sich die folgende Darstellung auf die Erläuterung der physikalischen Grundlagen und Vorstellung der Ergebnisse. Eine komplette Beschreibung der Theorie findet sich in [26], wobei in der angegebenen Referenz zur Vereinfachung von mehreren Theoremen Gebrauch gemacht wurde, die in vorangegangenen Arbeiten entwickelt wurden (in [41],[42],[43]).

Als Ergebnis der Berechnungen lässt sich zusammenfassend die gesamte Phasenverschiebung zwischen den beiden Pfaden am Ausgang eines Interferometers als Summe von drei Anteilen darstellen (vgl.[24]):

- Den Phasen, die an den jeweiligen Strahlteilern auf die Atome übertragen werden
- Die Differenz der klassischen Wirkung zwischen den Teilarmen, die für die *exakte* von externen Felder *beeinflusste* Trajektorie berechnet werden
- Phasendifferenzen aufgrund der nicht perfekten Überlagerung der Teilwellen nach dem letzten Strahlteiler

Im Allgemeinen kann mit Hilfe der erwähnten Theoreme gezeigt werden, dass sich in der Summation die beiden letztgenannten Anteile gerade gegenseitig aufheben. Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu einer oftmals verwendeten Theorie (siehe z.B. [44]), bei der die Phasenverschiebung allein aus der Differenz der klassischen Wirkungen entlang der *ungestörten* Trajektorien ermittelt wird. Diese konträre Theorie liefert zwar meistens das korrekte Ergebnis, allerdings nur solange keine Kreuzterme zwischen verschiedenen Kräften (z.B. Rotationen und Beschleunigungen) auftreten.

Dieses vorweggenommene Ergebnis der vollständigen Darstellung lässt sich physikalisch wie folgt interpretieren: Die Phasenverschiebungen aufgrund von äußeren Feldern resultieren aus der Tatsache, dass die Atome in den beiden

Pfaden gerade aufgrund dieser Felder andere Trajektorien durchlaufen (im stillstehenden Laborsystem) als im idealen, ungestörten Fall. Aufgrund dieser veränderten Bahnkurven ändern sich die jeweiligen Laserphasen ϕ_i während des i -ten Strahlteilers, da i. A. $\phi_i = \phi_i(\vec{r}, t)$. Die postularisch in Kap. 2.2.1 eingeführte zusätzliche Phasenverschiebung ϕ_{ext} ist in dieser Betrachtungsweise eigentlich kein unabhängiger Term, sondern es gilt $\phi_{i,gestoert} = \phi_{i,ungestoert} + \phi_{i,ext}$. Vereinfachend gesagt, beruht das Messprinzip des inertial sensitiven Interferometers also darauf, dass die atomaren Bewegungsänderungen aufgrund der äußeren Felder bezüglich der Strahlteiler vermessen werden.

Nach dieser klassischen Interpretation soll im Folgenden der Formalismus zur expliziten Vorherberechnung dieser Phasenverschiebungen aufgezeigt werden. Die Grundlage zur Beschreibung des Interferometers ist, dass die Zeitentwicklung eines quantenmechanischen atomaren Wellenpaketes $\chi(t)$ analog zur Strahlausbreitung in der klassischen Optik ([13]) mit der Hilfe von Transformationsoperatoren $ABCD\xi$ beschrieben werden kann([45]).

$$\chi(t_0 + t) = \begin{pmatrix} A(t, t_0) & B(t, t_0) \\ C(t, t_0) & D(t, t_0) \end{pmatrix} \cdot \chi(t_0) + \begin{pmatrix} \xi(t, t_0) \\ \varphi(t, t_0) \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

In dieser Darstellung beinhaltet ein Wellenpaket $\chi(t) = \begin{pmatrix} q_i(t) \\ p_i(t)/m \end{pmatrix}$ sowohl die atomaren Ortskoordinaten q_i wie auch die der Impulse p_i ($i=x,y,z$). Der Einfluss äußerer Felder und Kräfte wird durch die Transformationsmatrizen ausgedrückt, die mittels

$$M(t, t_0) := \begin{pmatrix} A(t, t_0) & B(t, t_0) \\ C(t, t_0) & D(t, t_0) \end{pmatrix}, \quad (2.54)$$

$$\begin{pmatrix} \xi(t, t_0) \\ \varphi(t, t_0) \end{pmatrix} = \int_{t_0}^t M(t, t') \Phi(t') dt' \quad (2.55)$$

und

$$M(t, t_0) = T e^{\int_{t_0}^t \Gamma(t') dt} \quad (2.56)$$

aus dem Hamiltonoperator des Systems

$$H = \frac{1}{2} (p_i, -q_i) \cdot \begin{pmatrix} \alpha(t) & \beta(t) \\ \gamma(t) & \delta(t) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_i \\ p_i \end{pmatrix} + (p_i, -q_i) \cdot \begin{pmatrix} f(t) \\ g(t) \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

berechnet werden. Hierbei sind die Koeffizientenmatrizen Γ und Φ durch

$$\Gamma(t) = \begin{pmatrix} \alpha(t) & \beta(t) \\ \gamma(t) & \delta(t) \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

und

$$\Phi(t) = \begin{pmatrix} f(t) \\ g(t) \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

gegeben, durch die der Einfluss externer Kräfte dargestellt wird. Der Hamiltonoperator wurde hierbei aus der relativistischen Klein-Gordon-Gleichung [46] gewonnen, die die Zeitentwicklung eines relativistischen Feldes beschreibt. Externe Felder manifestieren sich in dieser Gleichung durch eine Abweichung $h^{\mu\nu}$ der betrachteten Metrik $g^{\mu\nu}$ von der flachen Minkowski-Metrik $\eta^{\mu\nu}$: $g^{\mu\nu} \approx \eta^{\mu\nu} + h^{\mu\nu}$. Die Störung $h^{\mu\nu}$ beschreibt hier somit die externen Potentiale.

Mit der Kenntnis der atomaren Schwerpunktsentwicklung aus Gl. 2.53, sowohl im Orts- wie auch im Impulsraum, kann nun sukzessive jeweils für den j -ten Strahlteiler die auf die Atome aufgeprägte, vom Ortsvektor q_i und der Zeit abhängige Phase $\phi_j(q_i, t)$ errechnet werden. Wie bereits diskutiert, hängt die Phasenverschiebung am Interferometerausgang nur von den durch die Strahlteiler aufgeprägten Phasen ab, die durch die Berechnung explizit den Einfluss der äusseren Kräfte enthalten, da die aufgeprägten Phasen von den, durch Gl. 2.53 gewonnenen, gestörten Trajektorien abhängen. Für eine symmetrische Mach-Zehnder-Geometrie mit N Strahlteilern ist die Phasenverschiebung zwischen den Ausgängen schließlich durch

$$\delta\phi = \sum_{j=1}^N \left((\vec{k}_{2j} - \vec{k}_{1j}) \frac{\vec{q}_{1j} + \vec{q}_{2j}}{2} - (\omega_{2j} - \omega_{1j})t_j + (\phi_{2j} - \phi_{1j}) \right) \quad (2.60)$$

gegeben. Hierbei stehen die Indizes 1,2 für die beiden Teilpfade, und die Strahlteiler sind durch die Wellenvektoren $k_{1,2;j}$, Frequenzen $\omega_{1,2;j}$ und Phasen $\phi_{1,2;j}$ charakterisiert. Die explizite Anwendung von Gl. 2.60 auf den von uns verwirklichten Fall ($j=1,2,3$), führt zum endgültigen Ergebnis für die durch Inertialkräfte verursachten Phasenverschiebungen (vgl.[24]) unter dem Einfluss einer Rotation $\vec{\Omega}$, einer Beschleunigung \vec{g} (z.B. die Gravitation) und einem Gradienten der Beschleunigung, dargestellt durch die Operatormatrix $\hat{\gamma}$

$$\delta\phi(2T) = 2\vec{\Omega} \cdot (\vec{k} \times \vec{v}_{at})T^2 + (\vec{g} \cdot \vec{k})T^2 + (\vec{q} \cdot \hat{\gamma} \cdot \vec{k})T^2 + (\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3). \quad (2.61)$$

Hierbei ist \vec{v}_{at} die atomare Geschwindigkeit und es muss beachtet werden, dass im Gegensatz zu der vorherigen Beschreibung aus Abschnitt 2.2.1 hier die Zeit zwischen den jeweiligen Pulsmitten der Strahlteiler bezeichnet (siehe Abb. 2.4). Die einzelnen Terme können identifiziert werden als

- Rotationsphase $\delta\phi_{rot} = 2\vec{\Omega} \cdot (\vec{k} \times \vec{v}_{at})T^2$
- Beschleunigungsphase $\delta\phi_{Beschl} = (\vec{g} \cdot \vec{k})T^2$
- Beschleunigungsgradientenphase $(\vec{q} \cdot \hat{\gamma} \cdot \vec{k})T^2$
- Laserphase $(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3)$.

Für den in dieser Arbeit verwirklichten Inertialsensor ist insbesondere die Rotationsphase bedeutsam, weil die Messung von Rotationen das Hauptaugenmerk dieses Experimentes ist. Es lässt sich erkennen, dass die Strahlteiler bei Interferometern zur Rotationsmessung auch räumlich getrennt (Abstand L) sein müssen. Dies ist letztendlich eine Konsequenz aus der Formel zur Berechnung der Rotations-Phase: Da nur $\delta\phi_{rot} \neq 0$ gilt, wenn $\vec{v}_{at} \neq 0$ und gleichzeitig $\vec{k} \times \vec{v}_{at} \neq 0$ gilt, muss die atomare Geschwindigkeit also einen Anteil senkrecht zu den Strahlteilern haben. Die räumliche Trennung kann hierbei auch verwirklicht werden, indem ein geometrisch breites Lichtfeld zeitlich gepulst betrieben wird, und die jeweiligen Strahlteiler so an unterschiedlichen Orten des Lichtfeldes erfolgen.

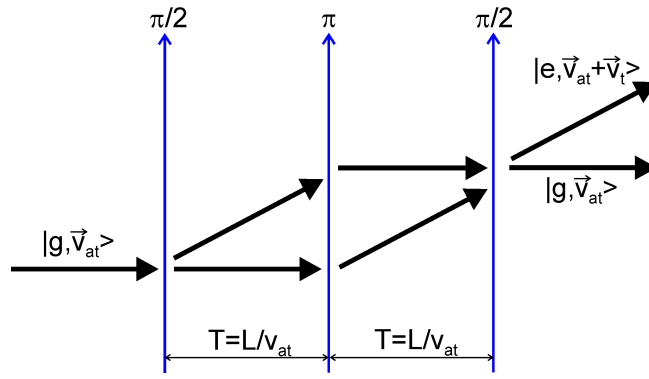


Abbildung 2.4: Durch räumlich getrennte Strahlteiler wird von den zwei Armen des Interferometers eine Fläche A eingeschlossen. Dies ist Voraussetzung für die Sensitivität auf Rotationen.

Wie durch Abb. 2.4 verdeutlicht wird, lässt sich die Rotationsphase (für den Fall das $\vec{k} \perp \vec{v}_{at} \perp \vec{\Omega} \perp \vec{k}$) mit der von den Strahlteilern übertragenen Geschwindigkeit $\vec{v}_t = \hbar \vec{k}_{eff} / m$ und $T = L / v_{at}$ umformen in

$$\delta\phi_{rot} = 2 \frac{m}{\hbar} \Omega \cdot L \cdot v_t \frac{L}{v_{at}} = \frac{4\pi m}{h} \Omega \cdot A = \delta\phi_{Sagnac}. \quad (2.62)$$

Es folgt also aus der zuvor unternommenen Berechnung der inertialen Phasenverschiebungen für den Fall der Rotationen ebenfalls die von Sagnac abgeleitete Beziehung. Es kann insbesondere gezeigt werden (siehe [24]), dass die Sagnac-Formel nicht nur für diesen speziellen Fall abgeleitet werden kann, sondern das Gl. 2.62 für beliebige eingeschlossene Flächen A gilt.

2.3 Rauschen und die Gewichtung von Rauschen

Im vorangegangenen Kapitel wurde berechnet, wie aus der im Interferometer ermittelten Messgröße $\delta\phi$ die eigentlich zu erfassenden Größen der Inertialkräfte gewonnen werden können. So wird z.B. durch $\frac{4\pi m}{h} A$ die Rotation bezüglich der gemessenen Phasenverschiebung skaliert. Da der in dieser Arbeit verwirklichte Inertialsensor die gemessenen Kräfte mit größtmöglicher Auflösung ermitteln soll, ist es wichtig zu diskutieren, welche fundamentalen, bzw. technischen Einflüsse die erreichbare Auflösung limitieren. Diese Begrenzungen werden üblicherweise durch das Rauschen ΔG verschiedener experimenteller Parameter G charakterisiert, wobei zur Umrechnung in Rotationsrauschen eine jeweils entsprechende Umskalierung (wie für die Rotationsphase) vorgenommen werden muss.

Grundsätzlich kann man zwei Klassen von Rauschbeiträgen unterscheiden: Einerseits das Rauschen der im Interferometer gemessenen Größe, diese ist hier $\delta\phi$. Andererseits kann ebenfalls die Skalierungsgröße, hier ein Proportionalitätsfaktor, im Allgemeinen nur begrenzt genau ermittelt werden.

Die für die Messung von Rotationen aus Gl. 2.62 ermittelte Skalierung enthält nur eine nicht durch Konstanten festgelegte Größe, nämlich die eingeschlossene Fläche A . Da die Fläche im Wesentlichen ein Produkt aus der atomaren Geschwindigkeit und dem durch die Strahlteiler übertragenen Impuls ist, lässt sich die Charakterisierung des Skalierungsfaktors also auf das Rauschen dieser beiden Größen zurückführen. Noch genauer betrachtet sind die beiden expliziten Größen zur Beschreibung der Fläche A die absolute atomare Geschwindigkeit $|\vec{v}_{at}|$ und die Orientierung der Geschwindigkeitsrichtung relativ zu den Strahlteilern (unter der Annahme, dass $\vec{k}_{eff} = \text{const.}$). Diese ist für den vereinfachten Fall der Messung von lediglich einer Komponente der Rotation gegeben durch den Winkel ρ zwischen \vec{v}_{at} und \vec{k}_{eff} , wobei normalerweise (siehe Abb. 2.4) $\rho \approx 90^\circ$. Die atomare Geschwindigkeit muss für hochauflösende Messungen also sowohl vom Betrag, als auch von der Richtung genau kontrolliert werden. Auf die experimentelle Charakterisierung von $|\vec{v}_{at}|$ und ρ wird in den Kapiteln 5.2 und 6.2.1 eingegangen.

Im Gegensatz dazu setzt sich der zweite mögliche Rauschbeitrag $\Delta(\delta\phi)$ aus einer Vielzahl von Anteilen zusammen, deren Beschreibung hier im Einzelnen vorgenommen werden soll. Für die Varianz der Messgröße $\delta\phi$ kann man für die wichtigsten Beiträge, analog zu [47], folgende Darstellung angeben:

$$(\Delta(\delta\phi))^2 = \frac{1}{N_{at}} + \frac{1}{N_{at} \cdot n_{Ph}} + \frac{2\sigma_{\partial N}}{N_{at}^2} + \gamma + \beta + \dots \quad (2.63)$$

Die aufgeführten Terme sind im Einzelnen:

- Das Quantenprojektionsrauschen $\frac{1}{N_{at}}$,

das durch die quantenmechanische Unsicherheit für einen Übergang zwischen den Zuständen an den Strahlteilern verursacht wird, und durch die verwendete Atomzahl N_{at} bestimmt wird. Dieser Beitrag beschreibt eine fundamentale Grenze, die prinzipiell eigentlich nicht unterschritten werden kann. Sind die übrigen Anteile aus Gl. 2.63 kleiner als das Quantenprojektionsrauschen so spricht man auch von einer Schrotrausch-begrenzten Messung.

In den letzten Jahren wurde nach neuartigen Messprotokollen geforscht, die es erlauben könnten, das Schrotrauschen zu unterschreiten. Die Ansätze dazu beinhalten die Verwendung anderer Zustände im Interferometer als die bisher betrachteten kohärenten Zustände aus den Kapiteln 2.1,2.2. Somit soll versucht werden, das letztendlich fundamentale, so genannte Heisenberg-Limit [48] zu erreichen, für welches (aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation) gilt: $\Delta(\delta\phi) \approx 1/N_{at}$. Die Auflösung würde sich dadurch also um den Faktor $\sqrt{N_{at}}$ steigern lassen. Für die besagten modifizierten Zustände wurden einerseits andere Eingangszustände vorgeschlagen: Dies sind beispielsweise miteinander verschränkte Teilchen (wie z.B. in [49]), oder die Benutzung von beiden Interferometereingängen [50], z.B. mit korrelierten Bose-Einstein-Kondensaten [51]. Eine alternative Methode beruht darauf, so genannte „gequetschte“ Zustände zu verwenden [52], was erstmals zur Steigerung der Genauigkeit für Atomuhren vorgeschlagen wurde ([53]). Bei diesen Zuständen wird die quantenmechanische Unsicherheit über die nach den Strahlteilern vorliegenden Besetzungen der Interferometerpfade durch einen weiteren Messprozess verringert, wobei diese zusätzliche Messung die vorliegenden Besetzungszahlen idealerweise nicht beeinflusst. Diese so genannte „QND“- (für quantum-non-demolition) Messung [54] vergrößert dabei gleichzeitig die Unsicherheit der der Atomzahl konjugierten Variablen, was jedoch die Gesamtmessung nicht beeinflussen sollte. Im Speziellen wurde während der hier vorliegenden Arbeit in Zusammenarbeit mit der Gruppe um M. Lewenstein eine Methode entwickelt, die angepasst auf die in diesem Experiment unternommene differentielle Messung (siehe Kap. 1), einen zusätzlichen Genauigkeitsgewinn verspricht (siehe [55]). Letztendlich muss man jedoch feststellen, dass alle bislang vorgeschlagenen Ansätze zur Unterschreitung des Schrotrauschens, abgesehen davon, dass ihre experimentelle Umsetzung teilweise prinzipiell bereits demonstriert werden konnte, noch keine nachweisliche Steigerung der Auflösung in Interferometern erzielen konnten.

- Das Photonen-Schrotrauschen der Detektion $\frac{1}{N_{at} \cdot n_{ph}}$,

welches bei der zustandsselektiven Detektion der beiden Interferometerausgänge auftritt, hängt umgekehrt proportional von der Atomzahl und der Zahl der gestreuten Photonen n_{ph} ab. Durch die Wahl der Detektionsparameter kann dieser Term üblicherweise kleiner als das Schrotrauschen der Strahlteiler gehalten werden.

- Das Rauschen der Detektionselektronik $\frac{2\sigma_{\partial N}}{N_{at}^2}$,

tritt ebenfalls bei der Detektion auf. Beschrieben wird hier ein fiktives Teilchenzahlrauschen $\sigma_{\partial N}$ das durch eine Reskalierung des Rauschens der Elektronik zur Detektion gewonnen wird. Bestimmt wird dieser Anteil von den Eigenschaften der verwendeten Fotodiode und nachfolgender Verstärkung, beschrieben durch deren Rauschleistungsdichten und Bandbreiten. Diese Parameter müssen also, angepasst auf den experimentellen Ablauf, optimiert werden, um diesen Term zu minimieren.

- Das Phasenrauschen der Ramanlaser γ

und

- das durch Vibrationen induzierte Phasenrauschen β

lassen sich beide als Phasenrauschen der Strahlteiler interpretieren, vgl. Kap. 3.2. Das Phasenrauschen der Strahlteiler wird direkt in fiktives Signalphasenrauschen umgewandelt, wie aus Gl. 2.52 ersichtlich ist. Bei der hier angewandten differentiellen Messung (Kap. 1) kann der Einfluss dieses Rauschterms jedoch stark unterdrückt werden: Bei der gleichzeitigen Verwendung zweier Interferometer wirken Phasensprünge an den Strahlteilern für beide mit dem gleichen Vorzeichen (vgl. Gl. 2.52), sodass durch die Signalsubtraktion zur Deduktion des differentiellen Signals dieser Term idealerweise komplett zu Null reduziert wird.

Für diese beiden Terme ist die Berechnung des jeweiligen Anteils an $\Delta(\delta\phi)$ komplizierter, da es hierbei darauf ankommt, zu welchem Zeitpunkt des experimentellen Ablaufs, z.B. Phasensprünge zwischen den Ramanlasern, auftreten. Dies ist intuitiv durch die Überlegung nachvollziehbar, dass ein Phasensprung der Strahlteiler z.B. während der Präparation der Atome oder während der Detektion keinen Einfluss haben kann. Man benötigt also eine frequenzabhängige Gewichtungsfunktion für die jeweiligen Rauschprozesse, um diese, ebenfalls frequenzabhängig unterschiedlich stark auftretenden Effekte entsprechend in der Rauschberechnung berücksichtigen zu können. Der Ausgangspunkt zur Berechnung dieser Gewichtungsfunktion ist die Sensitivitätsfunktion $g(t)$ ([56]) definiert durch

$$g(t) = 2 \lim_{\Delta\varphi \rightarrow 0} \frac{\delta P(t, \Delta\varphi)}{\Delta\varphi}. \quad (2.64)$$

Durch diese Funktion wird ausgedrückt, wie sich die Wahrscheinlichkeit P ändert, einen der beiden Zustände am Ausgang des Interferometers zu detektieren, wenn zur Zeit t ein beliebig kleiner Phasensprung der Größe $\Delta\varphi$ auftritt (vgl. [57]). Für den hier experimentell verwirklichten Fall ergibt sich die beispielhaft in Abb. 2.5 dargestellte Funktion (aus [24]). Man erkennt, dass es 6 zeitlich voneinander getrennte Bereiche gibt, in denen sich die Sensitivitätsfunktion jeweils einzeln beschreiben lässt. So ist $g(t)$ für Phasensprünge, die vor oder nach dem Interferometer auftreten, identisch null. Auf Phasensprünge, die zwischen

den Strahlteilern erfolgen, ist man am sensitivsten, daher ist $g(t) = 1$, bzw. $g(t) = -1$. Für Phasensprünge während der Strahlteiler gilt $g(t) = \sin(\Omega_R \cdot t)$. Durch die so ermittelte Sensitivitätsfunktion kann durch Fouriertransformation nun die Gewichtungsfunktion $H(f)$ ermittelt werden. Hierfür wird die Transformation mittels einer periodischen Fourierreihe, nach den Frequenzen $f_m = m/T_c$ (T_c :Zykluszeit), aus den Fourierkoeffizienten g_m^c und g_m^s und einer Normierung durchgeführt (aus [24]):

$$|H(f)|^2 \rightarrow |H(mf_c)|^2 = \frac{1}{g_{norm}^2} ((g_m^c)^2 + (g_m^s)^2), m \in N \quad (2.65)$$

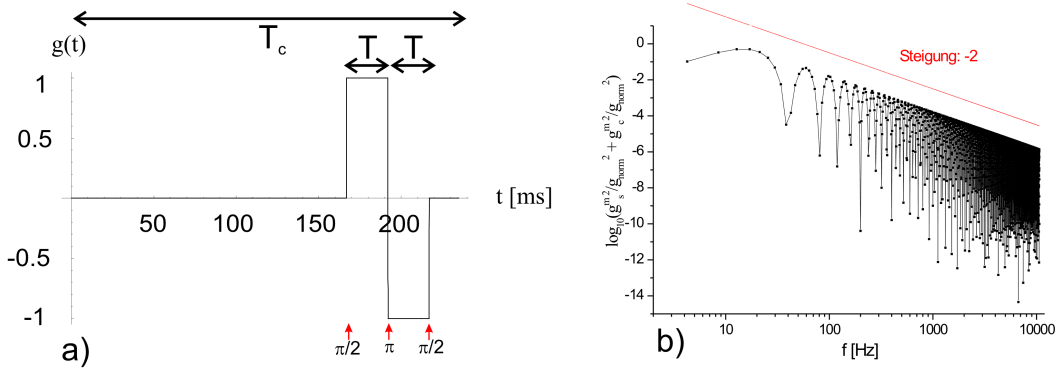


Abbildung 2.5: Aus [24] entnommen: a) Zeitabhängige Sensitivitätsfunktion auf Phasenrauschen der Ramanlaser mit typischen experimentellen Zeitdauern (für z.B. T , τ). b) Aus der Sensitivitätsfunktion ermittelte frequenzabhängige Gewichtungsfunktion. Auf Rauschbeiträge bei Frequenzen, die einem Vielfachen der freien Entwicklungszeit T entsprechen, ist das Interferometer nicht sensitiv.

Eine beispielhafte Gewichtung ist ebenfalls in Abb. 2.5 zu finden. Man erkennt, dass das Interferometer mit einer Tiefpasscharakteristik auf Rauschen reagiert, da Beiträge bei höheren Frequenzen durch die mit $1/f^2$ abfallende Funktion nicht so stark gewichtet werden. Zu beachten ist allerdings, dass ein zusätzlicher Rauschterm im Atominterferometer durch das Phasenrauschen verursacht wird, siehe [24] und [58]: Hochfrequentes Rauschen wird durch die gepulste Abfragesequenz in den niederfrequenten Bereich transferiert und somit auch gewichtet. Dies ist der von Atomuhren bekannte Dick-Effekt [59],[60]. Mit Kenntnis der spektralen Leistungsverteilung $S_x(f)$ der jeweils betrachteten Rauschgröße (also z.B. Phasenrauschen oder Vibrationen) kann nun die von dem jeweiligen Rauscheffekt verursachte Phasenvarianz $\sigma_\varphi^2 = (\Delta(\delta\varphi))^2$ durch

$$\sigma_\varphi^2 = \int_0^\infty |H(f)|^2 S_x(f) df \quad (2.66)$$

berechnet und somit der Einfluss auf die Auflösung des Interferometers ermittelt werden.

Die Messungen der in diesem Abschnitt dargestellten Rauschbeiträge und die jeweiligen Maßnahmen zu ihrer Reduktion werden in späteren Kapiteln beschrieben.

2.4 Abweichungen vom idealisierten Interferometer

Bei der vorangegangenen Herleitung zur theoretischen Beschreibung des Interferometers wurden verschiedene Größen idealisiert betrachtet, um gewisse Vereinfachungen in den Berechnungen anwenden zu können. Zur Erzielung höchster Auflösungen im Atominterferometer ist jedoch eine genaue Kenntnis aller auftretenden Effekte notwendig. In diesem Kapitel werden die bisher vernachlässigten Effekte diskutiert, wobei zwischen frequenzselektiven Prozessen und Effekten, die den Kontrast reduzieren, unterschieden wird. Es wird dargestellt, wie die beschriebenen Effekte die Auflösung des Atominterferometers beeinflussen. An dieser Stelle wird jedoch nicht diskutiert, inwieweit sich die beschriebenen Größen experimentell kontrollieren lassen. Diese Darstellung findet sich in den Kapiteln zur experimentellen Umsetzung des Atominterferometers und bei den vorgenommenen Messungen.

2.4.1 Verstimmungsrelevante Effekte

Bei der Herleitung zur Besetzung der beiden Ausgänge eines Mach-Zehnder-Atominterferometers ergab sich, siehe Kap. 2.2.1

$$P_{g,Mach-Zehnder}(t_0 + 2T + 4\tau) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 - \frac{\pi\delta_{gesamt}}{2\Omega_{eff}}) \right]. \quad (2.67)$$

Hierbei bezeichnet die Verstimmung δ_{gesamt} die Differenzen in der Verstimmung des Ramanübergangs zwischen den drei Strahlteilerpulsen, die sich idealerweise im Interferometersignal aufheben [27]. Die Verstimmungen setzen sich hierbei jeweils aus den Anteilen $\delta_{12} + \delta^{AC}$ zusammen. Dies ist der Anteil der Verstimmung aus Gl. 2.35 δ_{12} und die differentielle AC-Stark-Verschiebung δ^{AC} aus Gl. 2.42. Aus Gl. 2.67 ist ersichtlich, dass Variationen der Verstimmung δ_{gesamt} zwischen den drei Strahlteilern während eines Interferometerzyklus also, für konstante Pulslänge τ konstante, nicht von der freien Entwicklungszeit T abhängige Phasenverschiebungen bewirken. Für hochauflösende Messung ist also eine präzise Kontrolle der verstimmungsrelevanten Parameter notwendig. Genauer gesagt ist es erstrebenswert, dass die Verstimmung an jedem der drei

Ramanstrahlteiler minimiert wird, da so die Empfindlichkeit für mögliche Variationen am geringsten ist.

Die Kontrolle der effektiven Laserfrequenz ω_{eff} ist technisch zu einem hohen Grad möglich. Es gibt jedoch zwei systematische Effekte, die die atomare Übergangsfrequenz $\bar{\omega}_{eg}$ verschieben können: Die differentielle AC-Stark-Verschiebung und die Zeeman-Verschiebung. Im folgenden wird gezeigt, wie der Einfluss beider Effekte experimentell reduziert wird.

AC-Stark-Verschiebung

Die differentielle AC-Stark-Verschiebung ist festgelegt (Gl. 2.42) zu $\delta^{AC} = \Omega_e^{AC} - \Omega_g^{AC}$. Somit ergibt sich also eine verschwindende differentielle AC-Stark-Verschiebung für den Fall, dass $\Omega_e^{AC} = \Omega_g^{AC}$ ist. Dies lässt sich experimentell verwirklichen, da sowohl Ω_e^{AC} als auch Ω_g^{AC} beide von den jeweiligen Rabi-frequenzen $|\Omega_{g1}|^2 \approx |\Omega_{e1}|^2$ und $|\Omega_{g2}|^2 \approx |\Omega_{e2}|^2$ abhängen (vgl. Gl. 2.41) und sich somit für die jeweils vorliegende Verstimmung Δ zum oberen Niveau ein Verhältnis der Intensitäten der beiden Ramanlaser $I_{Laser1}/I_{Laser2} \propto |\Omega_{g1}|^2/|\Omega_{e2}|^2$ finden lässt, für das $\Omega_e^{AC} = \Omega_g^{AC}$ gilt. Bei der Berechnung der jeweiligen Rabi-frequenzen muss beachtet werden, dass das obere Niveau aus einer Vielfalt innerer atomarer Zustände bestehen kann, die in die Rechnung als Mittelung über ihre jeweilige genaue Verstimmung und durch ihre Kopplungsstärke gewichtet einfließen müssen. Für den expliziten Fall von ^{87}Rb ist die Berechnung in Abhängigkeit von Δ in Anhang B aufgeführt. Somit lässt sich über die Leistungskontrolle der Ramanlaser effektiv erreichen, dass keine differentielle AC-Stark-Verschiebung auftritt. Die im Experiment erreichte Kontrolle über die AC-Stark-Verschiebung wird in Abschnitt 6.1.2 diskutiert.

Zeeman-Verschiebung

Die Zeeman-Verschiebung ergibt sich aufgrund der Tatsache, dass die atomaren Zustände aufgrund der Ausrichtung m_F ihres magnetischen Momentes bezüglich eines externen magnetischen Feldes \vec{B} eine differentielle Verschiebung ihrer jeweiligen Energieniveaus erfahren [61]. Um diesen Einfluss auf die Übergangsfrequenz $\bar{\omega}_{eg}$ zu minimieren, werden für die interferometrische Messung lediglich die $|m_F = 0\rangle$ Unterzustände benutzt. Diese erfahren lediglich einen quadratischen Zeeman-Effekt. Die vom quadratischen Zeeman-Effekt verursachte Energieverschiebung ist für kleine Felder (einige Gauss) bedeutend geringer als die des linearen Zeeman-Effekts, auf den die übrigen magnetischen Unterzustände mit $m_F \neq 0$ sensitiv sind. Gleichzeitig findet eine genaue experimentelle Kontrolle des im Interferometer vorliegenden Magnetfeldes statt. Einerseits werden externe Streufelder abgeschirmt. Andererseits wird ein kontrolliertes, homogenes Magnetfeld (Offsetfeld) angelegt, das zur Aufhebung der Entartung der $|m_F\rangle$ -Unterzustände dient, und man somit, durch zusätzliche Auswahl der Übergän-

ge über optische Auswahlregeln, selektiv nur Übergänge zwischen den beiden $|m_F = 0\rangle$ Zuständen treibt. Dies ist in Abb. 2.6 dargestellt. Für den Fall von ^{87}Rb beträgt die differentielle Verschiebung der beiden beteiligten Niveaus (der „Uhrenübergang“) lediglich $2\pi \cdot 575,15\text{Hz}/\text{G}^2$. Bei einem erzeugten Offsetfeld von ca. 0,1-0,5G entspricht das einer Frequenzverschiebung von ca. 5-150 Hz. Diese Verschiebung kann, bis auf sub-Hz Genauigkeit, durch die Kontrolle der Differenzfrequenz der Ramanlaser ω_{eff} ausgeglichen werden. Die experimentell vorgenommene Analyse des Einflusses des Zeeman-Effektes im Atominterferometer wird in Abschnitt 6.1.2 dargestellt.

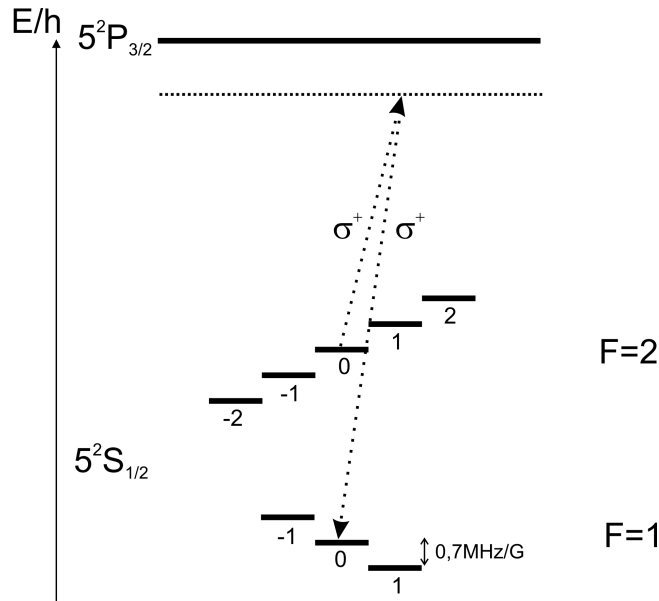


Abbildung 2.6: Aufspaltung der verschiedenen m_F -Unterzustände der im Interferometer benutzten Hyperfeinzustände von ^{87}Rb aufgrund des linearen Zeeman-Effektes. Durch die großen Energiedifferenzen ($0,7\text{MHz}/\text{G}$) und Wahl einer entsprechenden Polarisationskonfiguration (hier $\sigma^+ - \sigma^+$) können selektiv nur die $m_F = 0$ -Zustände benutzt werden.

2.4.2 Reduktion des Kontrastes

Durch bisher nicht berücksichtigte Effekte tritt neben den zuvor erläuterten eine weitere Minderung der Genauigkeit in der Messung auf, dies ist die Reduktion des Kontrastes. In einer vereinfachten Darstellung lässt sich die Kontrastreduktion durch einen einzigen Parameter C beschreiben, wobei C zwischen 0 und 1 liegt und der eingesetzt in Gl. 2.52 zeigt

$$P_{e,Mach-Zehnder} = \frac{1}{2}(1 + C \cdot \cos(\delta\phi)) \quad (2.68)$$

wie die Kontrastreduktion auf die erzielbare Genauigkeit im Interferometer wirkt.

Durch die verschiedenen Effekte, die eine Kontrastreduktion verursachen, bewirken nicht mehr alle Atome in gleicher Weise eine Phasenverschiebung $\delta\phi$ im Interferometer, bzw. es gibt Atome, die von den Strahlteilern aufgrund ihres internen oder externen Zustands vermindert oder überhaupt nicht beeinflusst werden. Nach Abschluss des Interferometerzyklusses werden jedoch alle Atome in der Detektion nachgewiesen, auch solche, die nicht zum Interferometersignal beitragen. Somit wird die Amplitude der Schwankungen der Besetzungszahlen der Interferometerausgänge, die von den Phasenverschiebungen induziert werden, reduziert. Die von den Phasenverschiebungen verursachten Änderungen der Besetzungszahlen variieren somit nur noch zwischen $\frac{1-C}{2}$ und $\frac{1+C}{2}$, und nicht wie im idealen Fall zwischen 0 und 1. Durch diesen Effekt wird die Auflösung der Phasenverschiebungen reduziert, da diese, wie in Kap. 3.6 beschrieben wird, anhand der Besetzungszahlen abgeleitet werden.

Gründe für die Reduktion des Kontrastes sind zum einen die spontane Emission, die die Kohärenz des betrachteten 2-Zustands-Systems reduzieren kann. Andererseits wurde bei der theoretischen Betrachtung des Interferometers bisher nur von einem Atom ausgegangen, das mit den Lichtfeldern wechselwirkt. Im konkreten experimentellen Fall hat man es jedoch mit einem Ensemble von Atomen zu tun, wobei alle Atome dieses Ensembles gleich zur Messung beitragen. Die in der Diskussion betrachteten Variablen bei der Wechselwirkung mit den Strahlteilern sind somit zum Teil keine diskreten Werte mehr, sondern sind für jedes Atom individuell und unterliegen i. A. einer Verteilung um einen Mittelwert (z.B. die atomare Geschwindigkeit \vec{v}_{at}). Diese generell auftretenden Effekte sollen im folgenden näher erläutert werden.

Spontane Emission

Spontane Prozesse wurden aufgrund der üblicherweise erfüllten Bedingung $\Delta \gg \Omega_{eff}, \delta_{12}$ in der theoretischen Beschreibung komplett vernachlässigt. Es gibt jedoch letztlich trotz der großen Verstimmung eine endliche Wahrscheinlichkeit für spontane Prozesse, was zur Kontrastreduktion führt. Erklärt wird diese Reduktion dadurch, dass, wenn ein Photon spontan gestreut wird, das Zwischenniveau $|i\rangle$ des Ramanprozesses bevölkert wird. Von dort zerfällt das Atom spontan nach der mittleren Zeitdauer $1/\Gamma$ sehr schnell wieder in einen der unteren Hyperfeinzustände, wobei Γ die natürliche Lebensdauer des Niveaus $|i\rangle$ ist. Der Zerfall kann dabei in alle möglichen Zustände $|F\rangle$ und deren magnetischen m_F -Untersubzustände erfolgen. Somit geht einerseits die Kohärenz für Atome verloren, die spontan in einen $m_F = 0$ -Untersubzustand zerfallen. Andererseits werden die in die $m_F \neq 0$ -Untersubzustände zerfallenen Atome nicht mehr von den Ramanstrahlteilern angesprochen, jedoch bei der Detektion nach dem

Interferometerzyklus erfasst, siehe Abschnitt 3.6. Beide Effekte reduzieren den Kontrast.

Um den Einfluss von spontaner Streuung zu minimieren, müsste man die Verstimmung zum Zwischenniveau Δ beliebig groß wählen. Diese Möglichkeit verbietet sich im Experiment jedoch aus zwei Gründen: Einerseits muss Δ zwischen 0 und $\bar{\omega}_{eg}$ liegen, um durch die Einstellung des Leistungsverhältnisses der Ramanlaser die AC-Stark-Verschiebung auszugleichen. Andererseits sollte Δ nicht zu groß gewählt werden, damit bei experimentell begrenzter Laserleistung die Pulsdauern für π - und $\pi/2$ -Pulse kurz gewählt werden können. Dies ist notwendig, um bei endlicher Temperatur des atomaren Ensemble effektiv den Übergang zu treiben, was im Folgenden noch erläutert wird. Qualitativ betrachtet, sollte Δ daher ca. mittig zwischen 0 und $\bar{\omega}_{eg}$ liegen. Ist die Verstimmung Δ von der Größe der atomaren Übergangsfrequenz $\bar{\omega}_{eg}$ gerät nämlich das Laserfeld, das eigentlich mit dem unteren Niveau koppelt (in Abb. 2.1 ist dies ω_2) in (spontane) Resonanz mit dem oberen Niveau.

Bei der quantitativen Berechnung der Wahrscheinlichkeit eines spontanen Prozesses, beschränkt man sich auf π - und $\pi/2$ -Pulse. Somit sind die jeweiligen Rabi-Frequenzen z.B. durch $\Omega_{eff}\tau = \pi$ gegeben. Es müssen für die Berechnung 4 Anteile betrachtet werden (siehe [30]), wobei die jeweilige Wahrscheinlichkeit für einen spontanen Übergang und anschließenden Zerfall aus einem der zwei Zustände $|F = 1\rangle$, bzw. $|F = 2\rangle$ in den gleichen, bzw. den respektive anderen Zustand berechnet wird. Die spontane Streuraten müssen dabei aus der Summation über alle möglichen Hyperfeinzustände des Zwischenniveaus $|i\rangle$ gewonnen werden, wobei diese jeweils über die vorhandenen m_F -Untersubzustände summiert werden. Dazu sind die einzelnen Beiträge (F, m_F) mit der jeweiligen Übergangsstärke zu gewichten. Diese Berechnung ist explizit für ^{87}Rb in [30] gegeben. Es ergibt sich, wie bei der qualitativen Betrachtung, ein Minimum der spontanen Emission bei ca. 3GHz.

Ortsverteilung der Atome

Ein Effekt, in dem Ensembleeigenschaften in der Messung zu tragen kommen, ist die Ortsverteilung der Atome. Hier wird explizit der Fall einer gepulsten Messung betrachtet. Für ein kontinuierlich betriebenes Interferometer mit einem Atomstrahl lässt sich eine äquivalente Diskussion führen. Ausgangspunkt der Betrachtung ist die isotrope Verteilung des atomaren Ortsvektors um einen Mittelwert. Die Atome durchlaufen das Interferometer in Form einer Wolke, die normalerweise eine Gauss-verteilte Ausdehnung hat¹. Der Einfluss der Ortsverteilung tritt bei der Wechselwirkung mit den Strahlteilern auf. Das Lichtfeld der Strahlteiler besitzt keine räumlich homogene Intensitätsverteilung, wie in

¹Diese Gauss-Verteilung kann jedoch unter Umständen, z.B. durch etwaige Präparationschritte, modifiziert werden.

der theoretischen Beschreibung bisher angenommen, sondern die Lichtintensität folgt üblicherweise ebenfalls einem Gauss-Profil. Da die Rabifrequenz von der Intensität der Ramanlaser abhängt ($\Omega_R \propto I$), erhält man also für die während eines Strahlteilerpulses über den Querschnitt des Strahlteilers verteilten Atome unterschiedliche Rabifrequenzen. Die Pulsdauer τ der Strahlteiler ist im gepulsten Interferometerbetrieb für alle Atome gleich, womit sich die Abhängigkeit $\Omega_R \tau = \Omega_R(\vec{r})\tau$ ergibt und es somit also nicht mehr möglich ist, perfekte π , bzw. $\pi/2$ -Pulse für alle Atome gleichzeitig zu erzeugen. Daraus folgt eine Reduktion der maximalen, gemittelten Anregungswahrscheinlichkeit, die sich für einen π -Puls durch

$$P_\pi(\Omega_R(\sigma_{Wolke})) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Wolke}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{Wolke}^2}} e^{-\frac{4x^2}{\sigma_{Laser}^2}} dx \quad (2.69)$$

errechnen lässt. Hierbei ist σ_{Wolke} der $1/\sqrt{e}$ -Durchmesser der atomaren Wolke und σ_{Laser} der $1/e^2$ -Durchmesser des Strahlteilerlichtfeldes. Somit lässt sich bei bekannter Wolkengröße die maximale Anregungswahrscheinlichkeit bestimmen, bzw. umgekehrt, durch Bestimmung von $P_{\pi,max}$ lässt sich die Wolkengröße ermitteln.

Temperatur der Atome

Durch die Temperatur der atomaren Wolke fließt die zweite Ensembleeigenschaft in die Betrachtung des Interferometers ein. Durch sie wird die atomare Geschwindigkeitsverteilung charakterisiert, wobei im Falle des Sagnac-Interferometers die Atome eine endliche Driftgeschwindigkeit haben, also der Mittelwert dieser Verteilung $\langle |\vec{v}_{at}| \rangle \neq 0$ ist, wie in Abschnitt 2.2.2 hergeleitet wurde. In der effektiven Verstimmung δ_{12} des Ramanprozesses (Gl. 2.35) ist die Dopplerverschiebung $\frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{eff}}{m}$ enthalten, somit hängt die Rabifrequenz Ω_R explizit von der atomaren Geschwindigkeit ab. Da für das Sagnac-Interferometer normalerweise $\langle \vec{v}_{at} \rangle \cdot \vec{k}_{eff} \approx 0$ gewählt wird, bzw. eine verbleibende, mittlere Verstimmung durch Anpassung von ω_{eff} ausgeglichen werden kann, ist der aufgrund der mittleren Geschwindigkeit verursachte Dopplereffekt vernachlässigbar. Die Verteilung der einzelnen Geschwindigkeiten jedoch führt zu einer Reduktion der maximalen (gemittelten) Anregungswahrscheinlichkeit und somit des Kontrastes. Für einen π -Puls lässt sich die Kontrastreduktion durch die Temperatur mit

$$\Omega_R(v) = \sqrt{\Omega_{eff}^2 + (\vec{v} \cdot \vec{k}_{eff})^2} \quad (2.70)$$

zu

$$P_\pi(\sigma_v) = \int_0^\infty \frac{1}{\sigma_v} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}} \left(\frac{\Omega_{eff}}{\Omega_R} \sin\left(\pi/2 \frac{\Omega_R}{\Omega_{eff}}\right) \right)^2 dv \quad (2.71)$$

aus Gl. 2.45 berechnen. Hierzu wurde wieder eine isotrope Gauss-Verteilung, diesmal der Geschwindigkeit, angenommen, wobei die Breite der Verteilung

durch σ_v charakterisiert ist. Die Geschwindigkeitsbreite lässt sich äquivalent auch durch eine Temperatur ausdrücken. Die maximale, gemittelte Anregungswahrscheinlichkeit hängt, wie aus Gl. 2.71 ersichtlich, bei einer gegebenen Temperatur explizit von der effektiven Rabi-Frequenz ab. Somit kann über die Beziehungen $\Omega_{eff}\tau = \pi$, bzw. $\Omega_{eff}\tau = \pi/2$ für die π -, bzw. $\pi/2$ -Pulse gefolgert werden, dass die Anregungseffizienz durch Verwendung kurzer Pulse erhöht werden kann. Diese Tatsache ist letztlich eine Konsequenz aus der Energie-Zeit-Unschärfe.

Die im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Reduktion der Strahlteilereffizienz aufgrund der atomaren Wolkengröße lässt sich ebenfalls teilweise auf die atomare Temperatur zurückführen. So ist die Wolkengröße zum Zeitpunkt t_1 der Ramanstrahlteiler durch die Beziehung $\sigma_{Wolke}(t_1) = \sigma_{Wolke}(t_1 - t_0) + t_1 \cdot \sigma_v$ durch die Temperatur der Atome bestimmt, wobei t_0 den Zeitpunkt nach der Zustandspräparation der Atomwolke bezeichnet. Zu beachten ist, dass für die zwei beschriebenen Effekte der Kontrastreduktion die Geschwindigkeitsverteilungen in verschiedenen Raumrichtungen verantwortlich sind. So ist die von der Geschwindigkeitsverteilung aufgrund der Dopplerempfindlichkeit verursachte Kontrastreduktion nur in der Richtung der Ramanstrahlteiler zu beachten. Die Reduktion der Anregungseffizienz aufgrund der Wolkengröße hängt hingegen von der Geschwindigkeitsverteilung transversal zur Richtung der Strahlteiler ab.

Die hier ermittelten Zusammenhänge werden in den Kapiteln 6.1.1 und 6.2.1 zur Interpretation der vorgenommenen Messungen verwendet.

EXPERIMENTELLE UMSETZUNG DES INTERFEROMETERS

In diesem Kapitel wird der realisierte Aufbau zur Verwirklichung des atomaren Sagnac-Interferometers beschrieben. Es wird an dieser Stelle jedoch nur der Teil des Experimentes dargestellt, der die verschiedenen Stufen des Interferometers wie die Atomquellen oder die Zustandspräparation beinhaltet. Die Erzeugung der für die verschiedenen Abschnitte des Interferometers benötigten Laserfelder wird im nachfolgenden Kapitel diskutiert. In der experimentellen Umsetzung sind diese beiden Hauptkomponenten des Gesamtexperiments räumlich ebenfalls separiert durch den Aufbau auf getrennten optischen Tischen.

Für die experimentelle Realisierung eines Interferometers mit kalten atomaren Gasen ist die Grundlage die Erzeugung eines Ultrahochvakuums, welches im folgenden ersten Abschnitt beschrieben wird. Dieser Vakuumaufbau soll möglichst gut gegen Vibrationen der Laborumgebung isoliert sein (vgl. Kap. 3.2), was durch eine aktive Regelung ermöglicht wird. Die Eigenschaften der hier verwendeten kommerziellen Regelung werden daher im Anschluss dargestellt. Weiterhin wird gezeigt, wie die für verschiedene experimentelle Verfahren nötige Magnetfeldkontrolle durch Abschirmung externer und Erzeugung kontrollierter Felder erreicht wird.

Nach diesen das Gesamtsystem betreffenden Beschreibungen werden detailliert die einzelnen Bausteine des Interferometers dargestellt. Dazu wird zuerst der Aufbau der atomaren Quellen bestehend aus einer zwei- und einer dreidimensionalen Kühlstufe geschildert. Anschließend wird dargelegt, wie die atomare Zustandspräparation und ebenso die Detektion aufgebaut ist. Letztlich wird noch der Aufbau der Strahlteiler des Interferometers inklusive ihrer verschiedenen möglichen Konfigurationen beschrieben.

3.1 Vakuumsystem

Im Laufe dieser Arbeit wurde das für die Manipulation von verdünnten atomaren Gasen benötigte Vakuumsystem in der vorliegenden Form aufgebaut. Dessen Hauptkomponenten sind einerseits die Vakuumkammern der atomaren Quellen und des Interferometers und andererseits das System der Vakuumpumpen zur Erzeugung und Aufrechterhaltung des Ultrahochvakuums (UHV). Während erstere aus speziellen selbst entwickelten Komponenten in kompakter Bauform erstellt wurden, besteht das letztere aus Standardvakuumbauteilen. Der in Eigenbau gefertigte Teil des Vakuumsystems ist in Abb. 3.1 gezeigt.

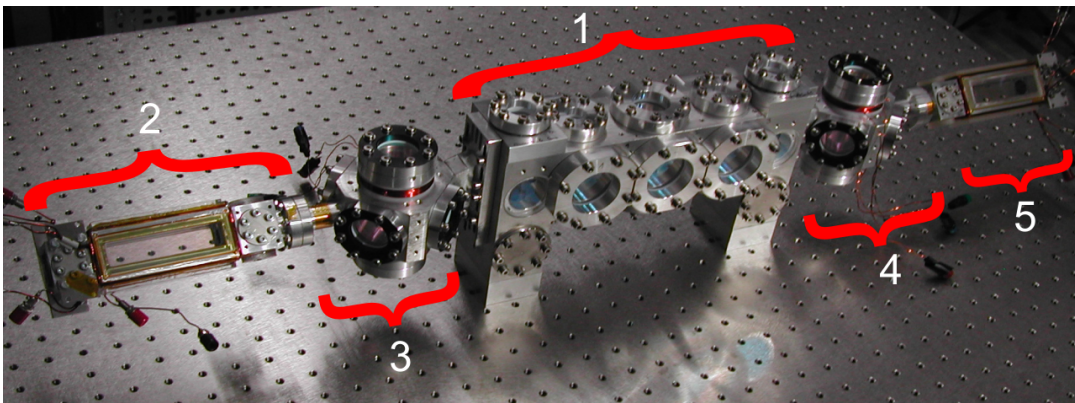


Abbildung 3.1: Bild des komplettierten Teils der selbst konzipierten Vakuumkammer, es fehlen noch die kommerziellen Komponenten zur Bereitstellung des UHV. Die Einzelkomponenten sind: 1) Die Hauptkammer zur Interferometrie, Präparation und Detektion, 2) 2D-MOT-Kammer der Atomquelle 1, 3) 3D-MOT-Kammer der Atomquelle 1, 4) 2D-MOT-Kammer der Atomquelle 2, 5) 3D-MOT-Kammer der Atomquelle 2.

Die Hauptkammer in der Mitte dient zur Interferometrie, zur Zustandspräparation und Detektion. Auf beiden Seiten dieser Kammer befinden sich die zwei Zugänge zu den Atomquellen, die jeweils aus einer 2D-MOT- und einer 3D-MOT-Kammer bestehen. Die einzelnen Kammern sind aus unmagnetischem Aluminium gefertigt und bieten durch große Aussparungen gute optische Zugänge für das Laserlicht zur Beeinflussung der Atome. Diese Zugänge sind mit entspiegelten Glassubstraten aus BK7 abgedichtet, wobei die Dichtung des Glas-Aluminium Übergangs mittels selbst entwickelter Dichtmethoden (Klebung, bzw. Indiumdichtung) erfolgt, siehe [62], [24]. Die einzelnen Kammern werden über Dichtringe aus Blei miteinander verbunden. Die 2D-MOT- und 3D-MOT-Kammern sind über eine differentielle Pumpstufe verbunden, sodass im Idealfall ein ausreichender Rb-Hintergrunddampfdruck in der 2D-MOT-Kammer, jedoch gleichzeitig ein vernachlässigbarer Rb-Druck in der 3D-MOT-Kammer erreicht

wird. Der Adapter von den Atomquellen auf die Hauptkammer ist so konzipiert, dass die Quellen vertikal verschoben werden können, um die atomaren Flugpa-
 rabeln über einen großen Bereich variieren zu können. Die in Abb. 3.1 gezeigte
 90 cm lange Kammer ist auf einem optischen Breadboard der Größe $120 \times 90 \text{ cm}^2$
 befestigt, auf dem der gesamte in diesem Kapitel 3 beschriebene Aufbau Platz
 findet.

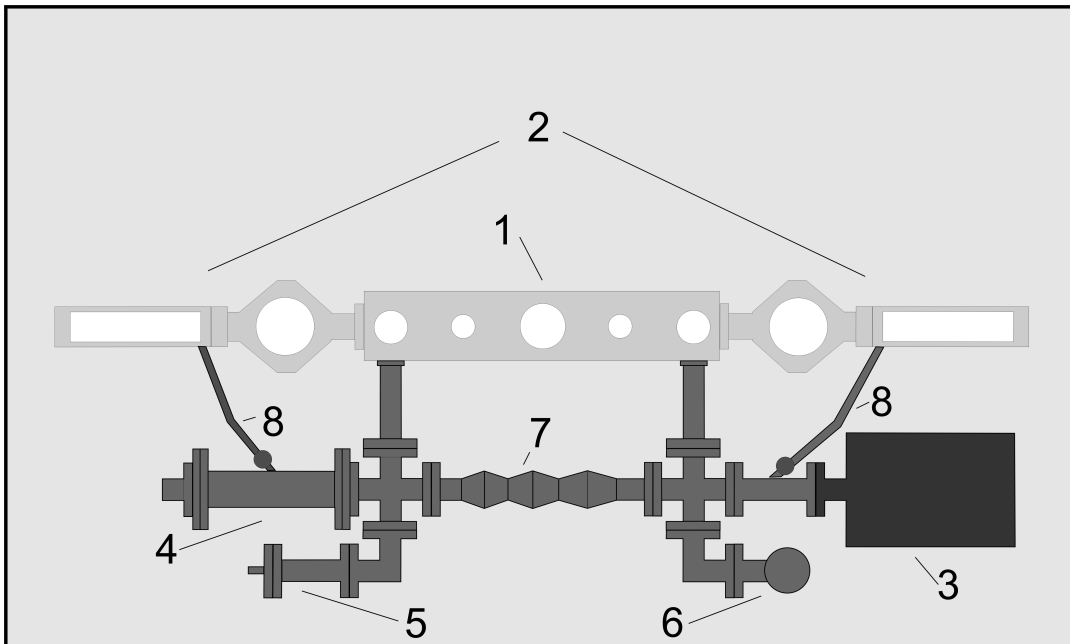


Abbildung 3.2: Schema des kompletten Vakuumaufbaus, Draufsicht. Die kommerziellen Komponenten zur Erzeugung des UHV sind dunkel eingefärbt. Der Aufbau ist auf einem optischen Breadboard gehalten, auf dem der gesamte Interferometeraufbau platziert ist. Die Elemente sind im einzelnen: 1) Hauptkammer des Interferometers, vgl. Abb. 3.1, 2) Kammern der Atomquellen des Interferometers, 3) Ionen-Getterpumpe, 4) Titan-Sublimationspumpe, 5) Vakuumsensor, 6) Ventil (Anschluss für Turbopumpe), 7) UHV-Wellbalg als Verbindung der Pumpen, 8) Flexible und verschließbare Pumpanschlüsse der 2D-MOT-Kammern.

Schematisch ist in Abb. 3.2 der Aufbau des gesamten Vakuumsystems auf dem optischen Breadboard dargestellt. Das UH-Vakuum wird von nicht-mechanischen, vibrationslosen Pumpen erzeugt. Dies ist eine Ionen-Getterpumpe (Typ: **TiTan-IGP**, Fa. **Varian**, Saugleistung: 30l/s) und eine Titan-Sublimationspumpe (Typ: **SB-1020 TSP**, Fa. **Hositrad**), wobei durch die bestehenden Verbindungen der Pumpen untereinander dafür gesorgt wird, dass alle im System verbliebenen Restgase effektiv gepumpt werden können. Die zuvor genannten Pumparten benötigen zum Betrieb ein schon vorliegendes UH-Vakuum im Bereich von 10^{-4} mbar , welches hier zuvor von einer Turbopumpe

(Typ: **TMU 071UP**, Fa. **Pfeiffer**, nicht gezeigt in Abb. 3.2), generiert wurde. Diese Turbopumpe wird nach Erreichen des benötigten Druckbereiches über das Ventil vom System abgetrennt. Das so aufgebaute Vakuumsystem erreicht einen Druck von ca. 3×10^{-8} mbar, gemessen über den eingebauten Sensor (Typ **580**, Fa. **Varian**) oder den Strom der Ionen-Getter-pumpe. Dieser Enddruck reicht für die hier beschriebenen Experimente aus, jedoch gibt es momentane Bestrebungen, z.B. durch Austausch der vorliegenden geklebten Dichtungen durch Indiumdichtungen, den erzielten Druck noch zu verbessern, um nicht bei höchstauflösenden Messungen durch Einschränkungen im Vakuumsystem limitiert zu sein.

3.2 Vibrationsisolation

Wie in Kap. 2.3 gezeigt wurde, wird ein Phasenrauschen an den Strahlteilern direkt in Signalphasenrauschen konvertiert. Die Strahlteilerphase $\phi(r, t)$ ist dabei die Differenzphase $\phi_1(r, t) - \phi_2(r, t)$, der beiden Ramanlaser, siehe Gl. 2.52. Bewegen sich die beiden Lichtfelder relativ zueinander, ändert sich die durch die Lichtwechselwirkung auf die Atome aufgeprägte Phase. Um den Einfluss der Phasenfluktuationen, die von Vibrationen verursacht werden, zu minimieren, werden die Ramanlaser bis zum Experiment auf gemeinsamen optischen Wegen geführt. Dadurch wirken Vibrationen nur noch differentiell auf die effektive Laserphase, was ihren Einfluss um einen Faktor 10^5 unterdrückt, siehe [18]. Für die auf inertielle Kräfte sensitive Ramanlaser-Konfiguration mit gegenläufigen Strahlen müsse beide wieder getrennt werden. Bei den hierzu benutzten optischen Elemente, wie z.B. Spiegel, wird der Einfluss der Vibrationen nicht mehr unterdrückt. Zu beachten ist bei der vorgenommenen Diskussion, dass bei einer differentiellen Messung das Phasenrauschen der Strahlteiler idealerweise unterdrückt wird, vgl. Kap. 2.3.

Aufgrund der beschriebenen Sensitivität wird versucht, Vibrationen des Aufbaus direkt am Interferometer zu unterdrücken, insbesondere bei Frequenzen, bei denen das Interferometer sensitiv auf Rauschen reagiert, siehe Kap. 2.3. Ein möglicher Ansatz ist die Isolation der betroffenen optischen Elemente der Ramanlaserstrahlführung von der Laborumgebung, siehe [14]. Der hier verfolgte Ansatz ist jedoch zunächst die Isolation des gesamten Aufbaus um das Interferometer. Somit können viele optische Elemente durch eine Regelung gleichzeitig isoliert werden, bzw. gestalten sich spätere Erweiterungen des optischen Aufbaus technisch einfacher.

Für das hier verwirklichte Atominterferometer wurde ein kommerzielles, aktives System zur Vibrationsisolation erworben und getestet. Das System besteht aus zwei quaderförmigen Barren, auf die die experimentelle Plattform gestellt und somit vom Labor seismisch isoliert wird. Zur Unterdrückung der Isolation erfolgt über Piezoelemente eine Messung der vorliegenden Vibrationen, die im

Bereich von 1-100Hz aktiv über induktive Aktuatoren ausgeregelt werden. Bei höheren Frequenzen beruht die Isolationsfunktion lediglich auf passiver Stabilität über Federelemente. Die in den folgenden Kapiteln 5 und 6 beschriebenen Messungen wurden jedoch ohne die Vibrationsisolation unternommen.

Um die Eigenschaften der Isolation zu charakterisieren, wurden die Vibrationen auf der experimentellen Plattform (dem optischen Breadboard) vor dem Aufbau des Vakuumsystems mit und ohne aktive Isolation aufgenommen, siehe Abb. 3.3

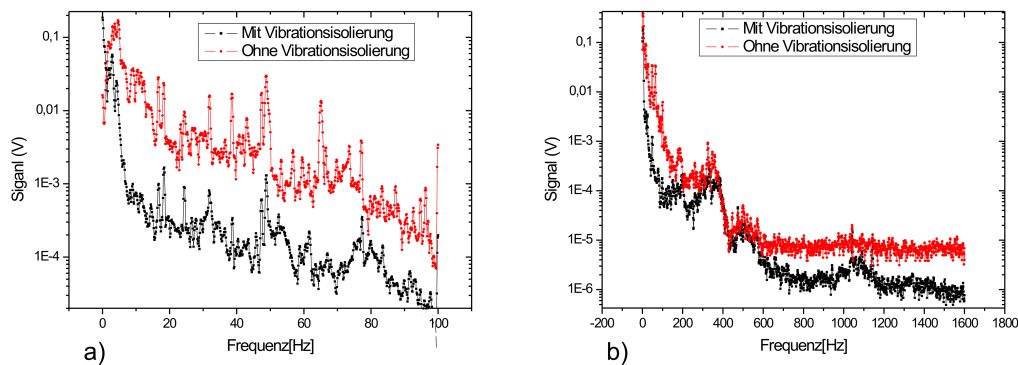


Abbildung 3.3: Aufgenommene Beschleunigungen auf der Experimentplattform und ihre Unterdrückung durch die kommerzielle Vibrationsisolation, in beliebigen Einheiten, zur Erläuterung siehe den Text. Die Messungen zeigen die Beschleunigungen in horizontaler Richtung (entlang der Strahlteilerrichtung). Die Messung der vertikalen Beschleunigungen zeigt eine analoge Isolationsunterdrückung.

Die Messung zeigt die relative frequenzabhängige Unterdrückung der Beschleunigungen, da für die Messung nur ein ungeeichter Beschleunigungsmesskopf (Typ: **Mark Products, L-4**) zur Verfügung stand. Wie aus Abb. 3.3 ersichtlich, erreicht das kommerzielle System in etwa die angegebenen Spezifikationen: Die Unterdrückung beginnt bei ca. 1,5 Hz und erreicht ab 10 Hz einen Wert von ca. (-16) - (-17)dB (spezifiziert: -20dB). Im passiven Bereich ab 100 Hz sind breite Resonanzen bei 350Hz, 500Hz und 1050Hz zu erkennen, in dem die Unterdrückung der Vibrationen nur vermindert bis gar nicht erfolgt. Diese Frequenzbereiche wurden als Resonanzbereiche des verwendeten Breadboards identifiziert, da ein alternativ getestetes kommerzielles Isolationssystem anderen Typs äquivalente Resonanzeigenschaften hervorbrachte. Im passiven Bereich ist die Unterdrückung allgemein vermindert und beträgt nur noch ca. -10dB. Eine absolute Angabe der frequenzabhängigen Schwingungsamplituden ist hier nicht möglich, da die Transferfunktion des Beschleunigungsaufnehmers nicht bekannt war. Somit ist der Vergleich der absolut gemessenen Beschleunigungen

für die verschiedenen Frequenzbereiche schwierig. Durch die Messung wurde jedoch gezeigt, dass die Unterdrückung in dem für das Interferometer sensitiven niederfrequenten Bereich besonders effizient ist.

Um die im Experiment erzielbare Unterdrückung und das absolut vorliegende Rauschniveau zu charakterisieren, wurde ein geeichtes Seismometer (Typ **Güralp CMG 40-T**) erworben, mit dem diese Messungen, mit und ohne Vibrationsisolation, zukünftig durchgeführt werden sollen.

Zur Reduzierung des Einflusses der Vibrationen gibt es neben der kommerziellen aktiven Regelung weitere Lösungsansätze: Einerseits kann dank der Transportabilität des Aufbaus das Experiment in eine seismisch ruhige Umgebung verlagert werden. Andererseits können zusätzlich passive Maßnahmen unternommen werden, die die vorhandene aktive Regelung unterstützen, bzw. ersetzen, wie z.B. die schwingungsfreie Aufhängung der experimentellen Plattform mittels eines Pendels. Zusätzlich können mit dem Seismometer auf der experimentellen Plattform während einer Interferometermessung die vorliegenden, zeitabhängigen Beschleunigungen aufgenommen werden. Diese können bei der anschließenden Datenanalyse berücksichtigt, oder alternativ während der Messung direkt mit Hilfe des Regelkreises der Phasenstabilisation der Ramanlaser kompensiert werden, wie in [63].

Wie im noch folgenden Kapitel 6 gezeigt wird, stellen die Vibrationen momentan nicht die Limitierung der mit dem Atominterferometer erzielbaren Auflösung der Inertialkräfte dar, wobei ihr Einfluss für hochauflösende Messungen bei Verwendung des hier charakterisierten Isolationssystems noch reduziert werden kann.

3.3 Magnetfeldkontrolle

Für den Betrieb des Atominterferometers ist eine genaue Kontrolle der magnetischen Felder in verschiedenen Elementen des Interferometers notwendig. Dies gilt sowohl für das Atominterferometer, wie in Kap. 2.4.1 hergeleitet wurde, als auch für die atomaren Quellen, da zur Erzeugung eines ultrakalten atomaren Ensemble und kontrolliertem Aufprägen einer Geschwindigkeit auf die Atome eine magnetfeldfreie Umgebung notwendig ist [64]. Die hier verwirklichte Kontrolle des Magnetfeldes lässt sich in zwei Teilbereiche gliedern: Das Abschirmen unkontrollierter externer Streufelder und die Generierung kontrollierter Felder für die Interferometrie und die magneto-optischen Fallen.

Externe Streufelder werden mit einem großen geschlossenen Gehäuse aus μ -Metall abgeschirmt. Dieses umschließt die gesamte Vakuumapparatur inklusive der experimentellen Plattform. μ -Metall besitzt eine sehr hohe magnetische Permeabilität μ , sodass die magnetischen Feldlinien eines Störfeldes in das Metall eindringen und in dem Metall geführt werden, bei einer geschlossenen Struktur jedoch nicht ins Innere gelangen können. Die benutzte Abschirmung besteht

aus zwei Teilen: Eine Haube in Kastenform, die passgenau in ein zugehöriges Unterteil gestellt wird, siehe Abb. 3.4. Elektrische Leitungen und optische Fasern für das Laserlicht werden über Aussparungen zwischen den zwei Teilen der Abschirmung ins Gehäuseinnere geführt. Die Maße der Abschirmung sind $120 \times 90 \times 65 \text{cm}^3$ bei 2mm Wandstärke, wobei eine Legierung mit $\mu = 30000$ verwendet wurde. Die einzelnen Wände wurden miteinander verschweißt und der gesamte Aufbau anschließend ausgeglüht, um entstandene Permanentmagnetisierungen wieder zu entfernen.

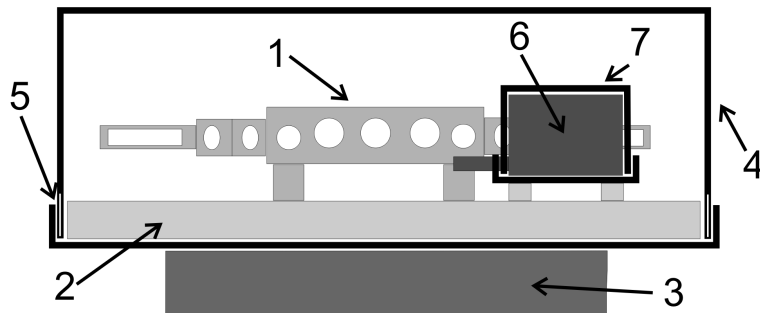


Abbildung 3.4: Schema des gesamten Aufbaus der Experimenteinheit, nur wesentliche Komponenten, seitlicher Querschnitt. 1) Experimentkammer aus Abb. 3.1; 2) Plattform; 3) Vibrationsisolation; 4) μ -Metall Abschirmung der kompletten Einheit; 5) Durchführung für Kabel und optische Fasern; 6) Ionen-Getter-Pumpe; 7) μ -Metall Abschirmung der Ionen-Getter-Pumpe.

Zur Vermeidung von permanenten Streufeldern im Inneren wurde bei der Konstruktion der Interferometrieapparatur darauf geachtet, möglichst nur unmagnetische Teile zu verwenden. Benötigte Felder im Inneren werden elektrisch erzeugt und sind somit schaltbar. Die zur Aufrechterhaltung des UHV eingesetzte Ionen-Getter-Pumpe konnte nicht außerhalb der Magnetfeldabschirmung angebracht werden. Das Feld des in diesem Pumpentyp verwendeten Permanentmagneten wird mit einer zusätzlichen Abschirmung aus μ -Metall, die um die Pumpe angebracht ist, stark reduziert. Nach der Montage und der Entmagnetisierung beider Abschirmungen wurde die Effizienz der Magnetfeldreduktion mit einem Teslameter (Auflösung 2mG) gemessen. Das Erdmagnetfeld wurde hierbei von ca. 450mG auf 12mG reduziert, wobei dieser Wert nahe der Interferometriezone in der Mitte der großen Abschirmung gemessen wurde.

Für die Interferometrie muss zur gezielten Aufhebung der Entartung kontrolliert ein Magnetfeld angelegt werden, siehe Kap. 2.4.1. Eine geeignete Quantisierungsachse für die optischen Übergänge liegt hierbei vor, wenn die Feldrichtung parallel zur Propagationsrichtung der Ramanlaserstrahlen liegt. Da das in der Interferometrie verwendete atomare Ensemble eine gewisse räumliche Ausdehnung hat, muss außerdem das Feld möglichst homogen sein. Um diese

Bedingungen effizient zu erfüllen, wurde eine auf die räumlichen Gegebenheiten (Vakuumkammern, Optik) optimierte Konfiguration von elektrischen Leitern zur Felderzeugung in Simulationsrechnungen ermittelt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 3.5 und die Form der Leiterbahnen ist in Anhang C gezeigt.

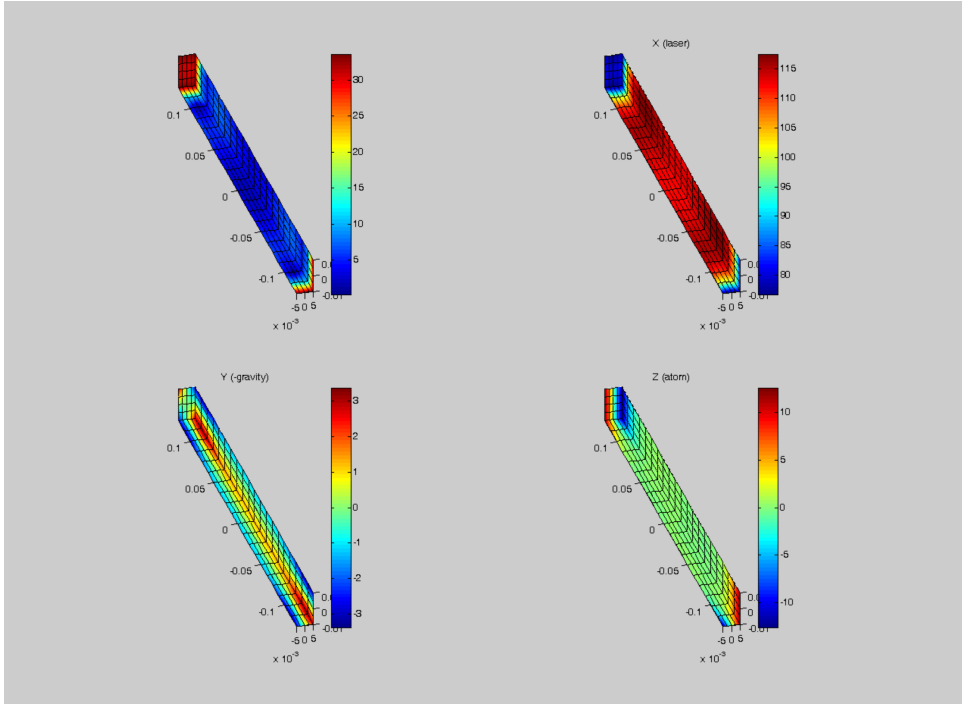


Abbildung 3.5: Numerische Simulation des Magnetfeldes in der Interferometriezone. Dargestellt sind die Variation vom Betrag des Feldes (links oben) und die Werte des Feldes für die verschiedenen Raumrichtungen (x-Achse: Richtung der Strahlteiler; y-Achse: Richtung der Gravitation, z-Achse: (Haupt-)Flugrichtung der Atome). Der Wert der jeweiligen Feldkomponente ist durch die Farbcodierung gegeben in mG/A/Wicklungszahl. Auf den Achsen aufgetragen ist die räumliche Position [m], der Nullpunkt ist die Mitte der Interferometrikammer.

Der Verlauf der Leiterbahnen folgt im Wesentlichen der Quaderform der Interferometerhauptkammer, es mussten lediglich Einbuchtungen für die Vakuumpumpanschlüsse vorgesehen werden. Um die Leiterbahnen möglichst kontrolliert erzeugen und positionieren zu können, wurden diese durch Auftragen auf elektrischen Platinen im Ätzverfahren erzeugt, die direkt an der Vakuumkammer befestigt werden. Wie durch die Simulationen in Abb. 3.5 gezeigt wird, kann durch die verwirklichte Leiterbahngeometrie ein über den Interferometriebereich nahezu homogenes Feld erzeugt werden. In Kapitel 6.1.2 wird zusätzlich anhand von atominterferometrischen Messungen gezeigt, dass eine zufrieden stellende

Kontrolle der Magnetfelder erreicht wurde. Die Erzeugung der weiteren für die atomaren Fallen benötigten Felder wird in den nun folgenden Kapiteln dargestellt.

3.4 Atomquellen

Dieser Abschnitt zur Erläuterung des Aufbaus der atomaren Quellen ist unterteilt in die Beschreibung der 2D-MOT-Kühlstufe, die einen kalten atomaren Strahl generiert und die der 3D-MOT, die von der 2D-MOT beladen wird und zusammen mit ihr eine atomare Quelleneinheit bildet. Wie in Kap. 1 dargelegt, wird das Atominterferometer zur Durchführung der differentiellen Messmethode mit zwei dieser Quelleinheiten in identischer Bauform betrieben. Die den atomaren Fallen zugrunde liegende Theorie der Laserkühlung von atomaren Gasen ist in der Literatur ausführlich behandelt worden (z.B.[65],[66]), weshalb hier auf diese verwiesen wird.

3.4.1 2D-MOT

Für das gebaute Atominterferometer wurde aus den in Kap. 1 genannten Gründen eine zwei-dimensionale magneto-optische Falle als Grundelement der atomaren Quelle gewählt. Die Funktionsweise der 2D-MOT beruht auf der Kühlung und Kompression des atomaren Hintergrundgases transversal zur Propagationsrichtung des hierbei entstehenden Atomstrahls entlang dessen sich die Atome nahezu frei bewegen können. Experimentell werden 2D-MOTs in verschiedenen Konfigurationen bereits eingesetzt ([67],[68]), wobei die Strahlcharakteristika (z.B. die mittlere Vorwärtsgeschwindigkeit der Atome) durch zusätzliche Lasermanipulationen auf der Atomstrahlachse noch positiv beeinflusst werden können ([69]). Die in dieser Arbeit verwirklichte 2D-MOT wurde, zusammen mit einer 3D-MOT, die sehr ähnlich der in Kap. 3.4.2 beschriebenen aufgebaut ist, bereits in einem Testaufbau charakterisiert ([62],[24]). Hier sollen daher nur die wesentlichen Eigenschaften des Aufbaus und dabei insbesondere die im Rahmen dieser Arbeit verwirklichten Neuerungen, z.B. bezüglich der Laserstrahloptik, aufgeführt werden. Eine schematische Darstellung der 2D-MOT ist in Abb. 3.6 gezeigt, die folgende Baugruppen beinhaltet:

2D-MOT Vakuumkammer

Die Erzeugung des kalten Atomstrahls erfolgt in einer lang gestreckten quaderförmigen Vakuumkammer der Größe $172 \times 36 \times 36 \text{mm}^3$. Deren Form ist optimiert auf den optischen Zugang (hier: $80 \times 18 \text{mm}^2$) für die Kühlung in transversaler Richtung, der sich bereits in früheren Arbeiten als vorteilhaft für eine 2D-MOT

erwiesen hat [68]. Zu Diagnosezwecken sind nahe des Übergangs zur 3D-MOT zwei weitere, runde Fenster vorhanden.

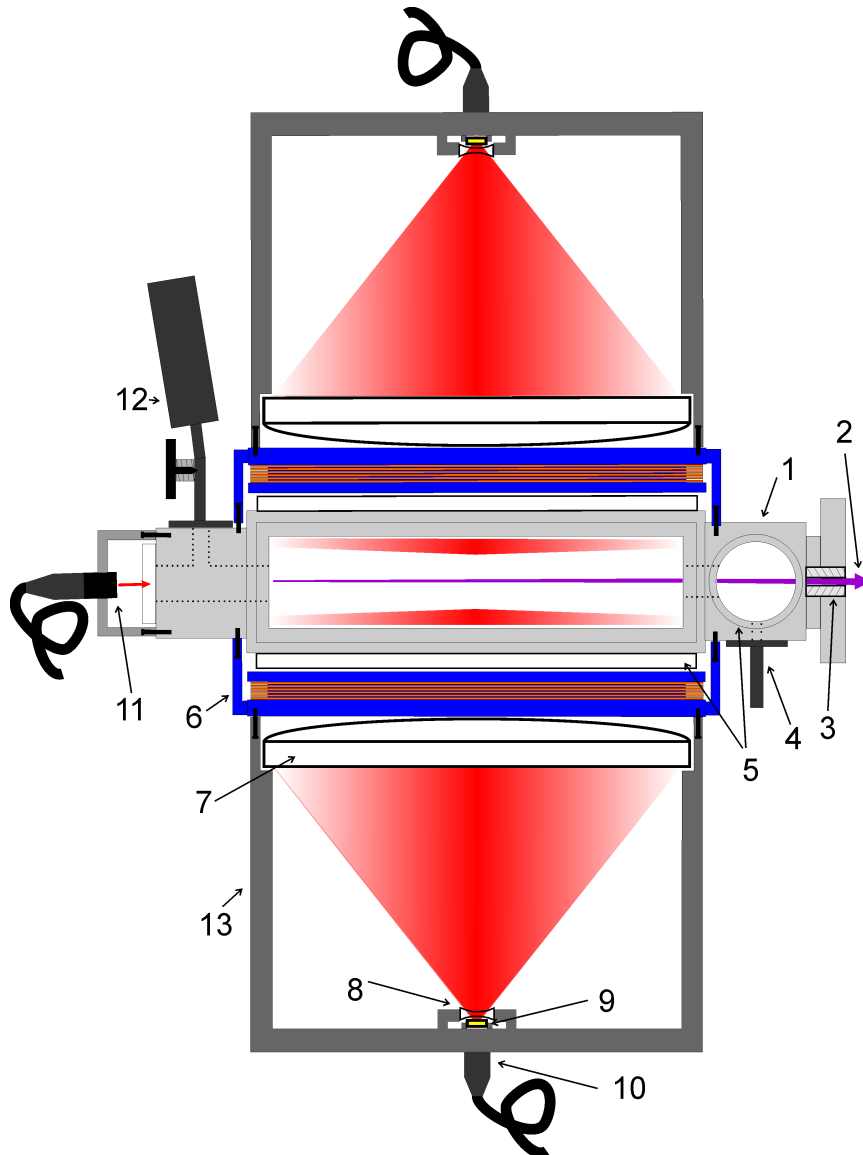


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der wesentlichen Komponenten der 2D-MOT (nur eine Dimension gezeigt): 1) 2D-MOT-Vakuuminchammer, 2) Atomstrahl, 3) Differentielle Pumpstufe, 4) Zusätzlicher Pumpanschluss der 2D-MOT, 5) Glassubstrate der optischen Zugänge, 6) Spulenkörper mit Wicklungen für Magnetfeld der 2D-MOT, 7) Linse $f=92\text{mm}$, 8) Linse $f=-2,4\text{mm}$, 9) $\lambda/4$ -Plättchen, 10) Faseranschluss, 11) Faseranschluss inkl. Kollimator für „pusher“-Strahl, 12) Rb-Reservoir mit Ventil, 13) Gerüst der Kollimatoreinheit.

An der der 3D-MOT abgewandten Seite ist ein weiterer optischer Zugang für einen Laserstrahl vorhanden, wobei dieser so genannte „pusher“-Strahl [24] mittels des Lichtdrucks Atome in Richtung der 3D-MOT umlenkt und so den Atomfluss erhöht. An diesem Kammerende befindet sich auch der Anschluss des Rubidium-Reservoirs, aus dem der für die Falle nötige Hintergrunddampfdruck erzeugt wird. Das Reservoir ist von der Kammer über ein Ventil abtrennbar und kann elektrisch geheizt werden. Der in der 2D-MOT generierte Atomstrahl verlässt die Kammer in Richtung der 3D-MOT über eine differentielle Pumpstufe, die aus einem Graphit-Röhrchen mit kleinen Durchmesser (4mm) besteht.

Magnetfeld

Das zur transversalen Kompression benötigte Gradientenfeld (in 2 Dimensionen) wird von 4 rechtwinklig zueinander stehenden Spulen erzeugt, die die optischen Zugänge umrahmen. Diese Spulen sind jeweils auf eine massive Halterung gewickelt, die miteinander verschraubt werden und mit der Vakuumkammer fest verbunden werden. Diese dienen gleichzeitig als Befestigungen für die Strahlformungskollimatoren der Kühllaserstrahlen. Der durch die Spulen (mit 64 Wicklungen) erzeugte Magnetfeldgradient ist über den Kühlbereich gut linear, nahezu rein zweidimensional und besitzt einen Wert von 1,85G/mm bei 3A.

Strahlformungsoptik

Die Strahlführung von den Laserquellen ans Atominterferometer basiert, wie bereits erwähnt, komplett auf optischen Fasern. Zur Strahlführung werden polarisationserhaltende Fasern des Typs **Schäfter-Kirchhoff, PMC-850-5,2-NA013-3-APC-700-P** eingesetzt. Am Experiment selber verbleibt die Formung des divergent aus der Faser austretenden Lichts. Als platz sparende Lösung zur Generation großer elliptischer Strahldurchmesser für die 2D-MOT wurde hier folgende Lösung gewählt: Nach dem Faserausgang wird das divergente Licht (Öffnungswinkel 12°) durch eine bikonkave Zylinderlinse ($f=-2,4\text{mm}$) in der Dimension der longitudinalen Achse (s.o.) weiter aufgeweitet, die andere Dimension bleibt durch die Linse unbeeinflusst. Die Kollimation beider Dimensionen erfolgt durch dieselbe sphärische Linse ($f=92\text{mm}$), die aus Platzgründen in eine rechteckige Form von $85 \times 22\text{mm}^2$ geschnitten ist. Da durch die kurze Brennweite der ersten Linse die jeweiligen (unterschiedlichen) Kollimationsfoki der beiden Dimensionen sehr nahe beieinander liegen, lässt sich so eine nahezu perfekte Kollimation für beide Dimensionen gleichzeitig erzielen. Ein zwischen der ersten Linse und dem Faserausgang platziertes $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen erzeugt aus dem linear-polarisiert aus der Faser austretenden Licht zirkulare polarisiertes Licht. Dieser beschriebene Optikaufbau wird zu einer festen Kollimationseinheit montiert, siehe Abb. 3.6. Dieser Kollimator wird dann, mit

einer verbleibenden Winkeljustage, an den Halterungen der Magnetfeldspulen befestigt.

Der erwähnte zusätzliche „pusher“-Strahl wird durch eine kommerzielle Einheit (**Schäfter-Kirchhoff, 60FC-4-A4,5-02**) nach der Faser kollimiert und mit einem ebenfalls über Schraubvorrichtungen justierbaren Halterungsarm am hinteren Ende der 2D-MOT Kammer befestigt.

3.4.2 3D-MOT und bewegte Melasse

Das Konzept der drei-dimensionalen Kühlstufe, von der aus die Atome gestartet werden, wurde speziell auf die Kriterien für die Sagnac-Interferometrie, die in Kap. 2.3 und 2.4.2 hergeleitet wurden, abgestimmt. Die Quelle bietet unter anderem durch die verwirklichten Kühlgeometrien und -konzepte die Möglichkeit, das Interferometer sowohl kontinuierlich, wie auch gepulst zu betreiben und beim gepulsten Betrieb sehr flexibel die experimentellen Zeitschritte einstellen zu können. Im Folgenden wird der hierfür verwirklichte experimentelle Aufbau dargestellt. Zusätzlich wird der experimentelle Zeitablauf der bewegten Melasse zum definierten Starten der Atome erläutert.

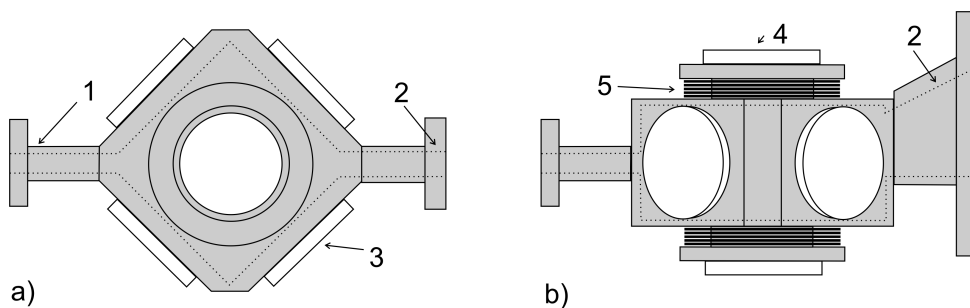


Abbildung 3.7: Schematische Zeichnung der 3D-MOT Vakuumkanmer, a) Draufsicht, b) Seitenansicht: 1) Zuleitung von der 2D-MOT, 2) Zuleitung zur 3D-MOT, stark vertikal elongiert, siehe b), 3) Optische Zugänge der horizontalen MOT-Strahlen (Glassubstrate) unter einem Winkel von 45° zum Atomstrahl, 4) Optischer Zugang vertikaler MOT-Strahl, 5) Spulen für Magnetfelderzeugung.

3D-MOT Vakuumaufbau

Die 3D-MOT Vakuumkanmer, gezeigt in Abb. 3.7, besteht aus einem achteckigen Grundkörper (in der Draufsicht), der die Orientierung der großen (30mm) Kühllaserstrahlen widerspiegelt. Die Verbindungen zur 2D-MOT und zur Interferometerkammer wurden auf die atomaren Trajektorien angepasst. Zur Interferometerkammer wurde eine Zuleitung mit elliptischem, vertikal stark elongiertem Querschnitt gewählt. Dadurch kann die Steilheit der Flugparabeln

der Atome in einem großen Bereich variiert werden. Relativ zum Atomstrahl sind die Zugänge in der horizontalen Ebene unter einem Winkel von 45° orientiert, wodurch eine kompakte Bauweise ermöglicht wird und gleichzeitig die Atomstrahlachse frei von optischen Zugängen gehalten wird.

Magnetfeld

Für die Erzeugung des Gradientenfeldes der MOT ([70]) sorgen zwei kreisförmige Magnetspulen, die auf Einfräsungen auf den Kammerkörper der 3D-MOT (siehe Abb. 3.6) gewickelt sind. Eine thermische Isolation der Vakuumkammer von der durch die Spulen erzeugten Verlustwärme wird durch zwischen den Spulen und der Kammer platzierte Teflonunterlagen erzielt. Die Spulen stehen nicht exakt in anti-Helmholtz Konfiguration (Abstand $D = \sqrt{3}R$, R:Radius)[24] zueinander, es wird jedoch über das gesamte Kühlvolumen ein nahezu linearer Gradient erzeugt. Mit 45 Wicklungen pro Spule beträgt der Wert des Gradienten 1,22G/mm bei 3A (in der Dimension des starken Gradienten).

Optikaufbau

Der für die Realisierung der 3D-MOT vorgenommene Optikaufbau ist ähnlich dem der 2D-MOT: Das nach dem Faserausgang divergente Licht wird mit einer Kombination aus sphärischer Optik aus einer ersten Zerstreuungslinse ($f=6\text{mm}$) zunächst aufgeweitet und anschließend mit einer Sammellinse ($f=50\text{mm}$) möglichst ideal kollimiert. Diese Linsen sind zusammen mit dem ebenfalls benötigten $\lambda/4$ -Plättchen hier auch in einer festen Kollimationseinheit zusammengefasst, siehe Abb. 3.8. Diese Einheiten werden auf gleiche Strahldurchmesser (30mm nach der letzten Linse) und mit Hilfe einer „shear-plate“ auf bestmögliche Kollimation vorjustiert. Anschließend werden die Teile der einzelnen Kollimationseinheiten durch Schraubverbindungen, die zusätzlich verklebt werden, fest verbunden. Aus Platzgründen werden die Kollimationseinheiten jedoch nicht wie bei der 2D-MOT direkt vor den optischen Zugängen gehalten, sondern auf Plattformen über, bzw. unter der MOT-Kammer befestigt, vgl. Abb. 3.8. So kann der Großteil der Strahlen gemeinsam von oben an die MOT geführt werden. Die horizontalen MOT-Strahlen, bzw. der Strahl von unten, werden über auf den Plattformen fest installierte Spiegel noch um jeweils 90° in die richtige Strahlage umgelenkt. Vor der Inbetriebnahme der Quellen wurden die Kollimationseinheiten in ihren Halterungen an den Plattformen penibel auf die Strahlage für die (bewegte) Melasse einjustiert und danach unbeweglich befestigt. Die Kollimationseinheiten sind zur Bestimmung der Laserleistung mit Fotodioden versehen¹. Durch den hier beschriebenen faserbasierten Aufbau wird

¹Diese Fotodioden sind auch in den Faserkollimatoren der übrigen Optikaufbauten am Experiment vorhanden, wie 2D-MOT, Detektion, Ramanlaser, etc.

eine Strahlagestabilität erreicht, die durch Freistrahloptik kaum erzielt werden kann.

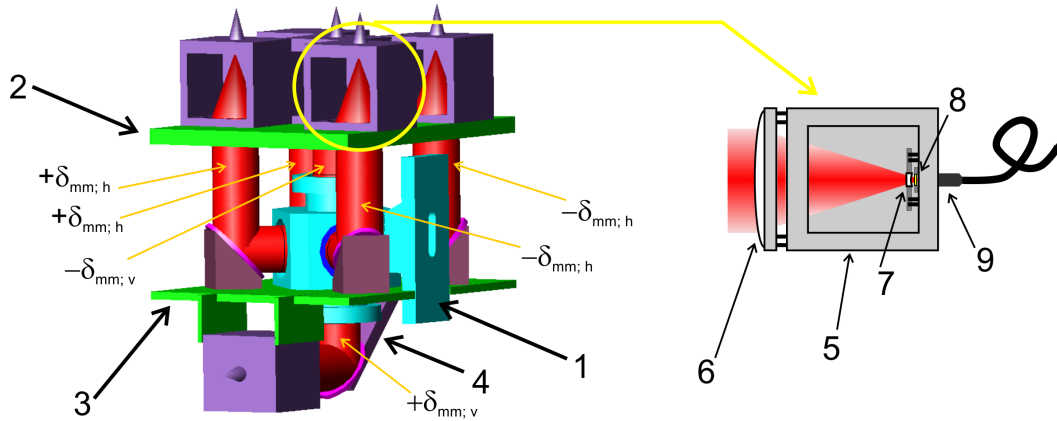


Abbildung 3.8: Optikaufbau der 3D-MOT. Für die einzelnen Laserstrahlen sind die bei der bewegten Melasse angewandten differentiellen Verstimmungen $\delta_{mm,h}$, bzw. $\delta_{mm,v}$ angegeben. Das Inset zeigt detailliert eine Kollimationseinheit für einen Laserstrahl. 1) 3D-MOT-Kammer, hier: Anschluss zur Interferometerkammer, 2) Plattform zur Halterung von 5 Kollimationseinheiten, 3) Plattform zur Halterung von Umlenkspiegeln und der unteren Kollimationseinheit, 4) Umlenkspiegel für vertikalen MOT-Strahl von unten, 5) Gerüst der Kollimationseinheit, 6) Linse $f=50\text{mm}$ in Halterung, 7) Linse $f=6\text{mm}$ in Halterung, 8) $\lambda/4$ -Plättchen, 9) Faseranschluss.

Zeitablauf bewegte Melasse

Zu Beginn der Phase der bewegten Melasse ist in der 3D-MOT ein atomares Ensemble (einige 10^8 Atome) gefangen und die 2D-MOT komplett ausgeschaltet (Laser und Magnetfeld). Der zeitliche Ablauf des im Folgenden erläuterten Startvorgangs der Atome ist in Abb. 3.9 illustriert. Um den räumlichen Einschluss der Atome aufzuheben, wird hierfür zuerst das Magnetfeld der 3D-MOT ausgeschaltet. Es folgt eine Wartezeit von 12ms zum Abklingen auftretender Wirbelströme, bei der die Kühlaser mit unveränderten Parametern wie bei der 3D-MOT weiter betrieben werden. Anschließend wird für die erste Beschleunigungsphase die gemeinsame, globale Verstimmung aller Strahlen zur atomaren Resonanz zur Erhöhung der Streurrate verringert und gleichzeitig die jeweilige differentielle Verstimmung gegenläufiger Melassestrahlen ($\delta_{mm,h}$, bzw. $\delta_{mm,v}$) appliziert. Die Werte der Verstimmung werden hierbei von $-3,5\Gamma$, was der Verstimmung in der 3D-MOT entspricht, zu $-1,5\Gamma \pm \delta_{mm,v,h}$ geändert, wobei der Index v , bzw. h für die differentielle Verstimmung der vertikalen und respektive der horizontalen Strahlen steht.

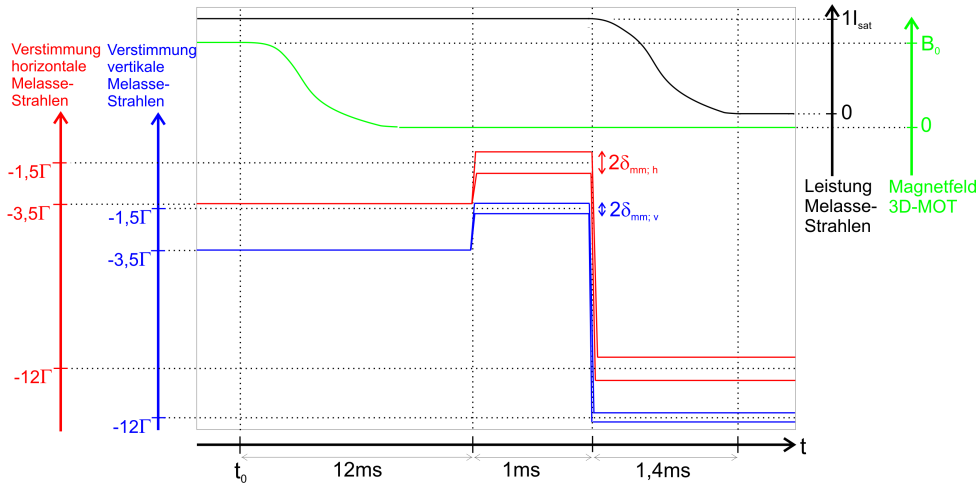


Abbildung 3.9: Zeitablauf der Laser- und Magnetfeldparameter während der bewegten Melasse. Die Achsen sind zur Verdeutlichung gegeneinander verschoben und nicht maßstabstreu. Die Verstimmung ist relativ zum $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ Übergang der D_2 Linie in ^{87}Rb angegeben.

Im Gegensatz zu der erstmalig realisierten „bewegten Melasse“ aus [64], bei der nur die Geschwindigkeit in einer Dimension mit Hilfe eines Strahlenpaares beeinflusst wurde (also exakt wie hier in der Vertikalen verwirklicht), muss bei der Berechnung der verstimmungsabhängigen Geschwindigkeit in der Horizontalen die Strahlgeometrie berücksichtigt werden. Es ergibt sich (vgl.[71]):

$$v_{mm,h}[m/s] = \frac{\sqrt{2}}{1/\lambda} \cdot \delta_{mm,h}[MHz]. \quad (3.1)$$

Hier ist $\delta_{mm,h}$ die Verstimmung eines Laserstrahlpaares (siehe Abb. 3.8) relativ zur globalen Verstimmung, λ die Wellenlänge des benutzten Übergangs (780nm), und $v_{mm,h}$ die aufgeprägte horizontale Geschwindigkeit.

Die Parameter dieser Beschleunigungsphase werden für 1ms beibehalten. Anschließend wird eine Polarisationsgradienten-Kühlung im bewegten Bezugssystem vorgenommen und die Photonenstreureate der Laserkühlung letztendlich adiabatisch verringert, was zur Erzeugung extrem tiefer Temperaturen (bis zu $\sim 1 \mu\text{K}$) der Atome führt [72]. Hierzu wird die Verstimmung schnell auf $-12\Gamma \pm \delta_{mm,v,h}$ geschaltet und die angewandte Laserleistung innerhalb von 1,4ms komplett heruntergefahren.

Die zuvor beschriebene Prozedur wurde im verwirklichten Aufbau auf das Erreichen möglichst niedriger Temperaturen der Atome bezüglich der Parameter und der Dauer der Zeitschritte optimiert, siehe Kap. 5.2 für die zugehörige Messung. Nach dem Abschluss der Phase der bewegten Melasse drifteten die Atome mit den jetzt aufgeprägten Geschwindigkeiten $v_{mm,v,h}$ in die Interferometerkammer.

3.5 Zustandspräparation

Vor der Realisierung des Interferometers werden die Atome in den hierfür benötigten, internen atomaren Zustand präpariert. Wie in Kap. 2.4.1 diskutiert, werden für das Interferometer nur die $m_F = 0$ -Komponenten der Hyperfein- grundzustände $|F = 1\rangle$ und $|F = 2\rangle$ benutzt. Für die hochauflösende Interfe- rometrie müssen alle Atome in den gleichen Hyperfeinzustand präpariert sein, theoretisch ist es dabei gleichwertig, welcher der zwei benutzt wird. Aus exper- imentellen Gründen, die im Folgenden noch erläutert werden, wird hier jedoch der $|F = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustand als Ausgangszustand verwendet. Die Zustand- spräparation erfordert mehrere Schritte, deren zeitliche Abfolge in Abb. 3.10 gezeigt ist.

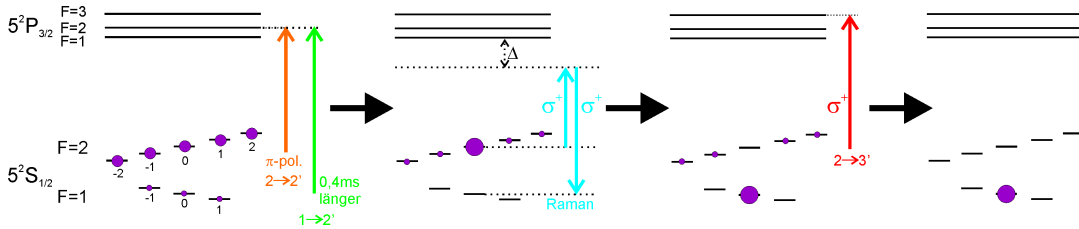


Abbildung 3.10: Schematischer Ablauf der Präparation. Gezeigt sind die beteiligten Niveaus der verschiedenen Präparationsschritte. Für die Hyperfein- grundzustände ist die Zeeman-Aufspaltung aufgrund des angelegten Offsetfeldes aufgelöst. Vor der Prä- paration sind die Atome über die $|F\rangle$ -Zustände, und deren m_F -Komponenten verteilt, sie sind jedoch nach der Melasse hauptsächlich in $|F = 2\rangle$.

Während des Präparationszyklusses ist das in Kap. 3.3 erwähnte homo- gene Interferometrie-Magnetfeld angelegt. Es dient einerseits zur Aufhebung der Entartung, und legt andererseits eine Quantisierungsachse fest. Im ers- ten Schritt der Präparation werden die über die verschiedenen Hyperfein- und Zeeman-Zustände verteilten Atome optisch in den $|F = 2, m_F = 0\rangle$ - Zustand gepumpt. Dafür wird π -polarisiertes Licht benutzt, das resonant mit dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang ist. Bei diesem Übergang ist die Kopp- lung zwischen den $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ -Untersubniveaus aufgrund der Dipol- Auswahlregeln verboten. Somit sammeln sich die spontan aus dem oberen Ni- veau zerfallenden Atome im (dunklen) $|F = 2, m_F = 0\rangle$ -Niveau. Atome, die während des optischen Pumpens in den Zustand $|F = 1\rangle$ zerfallen, werden mit Hilfe eines zweiten Laserstrahls, der resonant den $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang treibt, in den Zustand $|F = 2\rangle$ zurücktransferiert. Um eine vollständige Ent- völkerung des $|F = 1\rangle$ -Zustands sicherzustellen, wird dieser Rückpumpprozess hierbei über die Zeitdauer des optischen Pumpens in den dunklen Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ hinaus aufrecht erhalten. Im folgenden Schritt werden die

Atome aus dem $|F = 2, m_F = 0\rangle$ in den $|F = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustand transferiert. Hierfür wird ein Ramanübergang benutzt, der äquivalent zu dem eines Strahlteilerpuls des Interferometers ist, mit dem selektiv die verschiedenen magnetischen Unterzustände angesprochen werden können. In der momentan verwirklichten Version wird hierbei ein Doppler insensitiver π -Puls benutzt, bei dem nur die internen Freiheitsgrade adressiert werden. Zukünftig kann der Ramanübergang in die Doppler sensitive Konfiguration geändert werden, womit zusätzlich selektiv eine Geschwindigkeits- und Temperaturklasse der Atome ausgewählt werden kann.

Im letzten Präparationsschritt werden in den $|F = 2, m_F \neq 0\rangle$ -Zuständen verbleibende Atome durch Strahlungsdruck soweit abgelenkt, dass sie nicht in die Interferometrie, bzw. Detektionszone gelangen. Der hierfür verwendete Ablenkstrahl ist nahresonant mit dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ und σ^+ -polarisiert. Diese Wechselwirkungskonfiguration gewährleistet, dass nach wenigen optischen Pumpzyklen alle Atome, die in den magnetischen Unterzuständen des $|F = 2\rangle$ -Zustands verblieben sind, an einem geschlossenen Wechselwirkungszyklus von Absorption und Emission teilnehmen und nicht mehr spontan in den $|F = 1\rangle$ -Zustand zerfallen. Aufgrund dieses geschlossenen Übergangs wird letztendlich, wie erwähnt, der $|F = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustand als Ausgangszustand im Interferometer benutzt. Mit Hilfe dieser spezifischen Abfolge von Laserpulsen, die jeweils unterschiedliche Übergänge adressieren, kann ein nahezu perfekt polarisiertes atomares Ensemble erzeugt werden.

Die experimentelle Realisierung des zuvor erläuterten Schemas ist in Abb. 3.11 dargestellt. Die Abbildung zeigt ebenfalls die experimentelle Umsetzung der atomaren Detektion, die nach dem Interferometer vorgenommen wird. Diese befindet sich in unmittelbarer Nähe zum Aufbau der Präparation des entgegengesetzt propagierenden atomaren Ensembles. Für die zwei kombinierten Atominterferometer ist die Präparation und die Detektion symmetrisch auf beiden Seiten der Ramanstrahlteiler aufgebaut.

Wie im Falle der atomaren Quellen werden die Laserstrahlen mit Fasern an die Vakuumkammer herangeführt und mit fest installierten Kollimatoren aufgeweitet. Der Kollimator für das Licht zum optischen Pumpen ist, wie aus Abb. 3.11b) ersichtlich, vertikal orientiert. Dies ist nötig, um bei der vorliegenden Orientierung des Magnetfeldes (der Quantisierungsachse) einen π -polarisierten Übergang zu realisieren. Das mit einer $f=100\text{mm}$ Linse auf einen $1/e^2$ -Durchmesser von 20mm kollimierte Licht wird von einem in der Vakuumkammer eingebauten Spiegel zurückreflektiert, um unausgeglichene Strahlungsdruck zu vermeiden. Für das optische Pumpen wird nur eine geringe Leistung von $70\mu\text{W}$ benötigt, die für $0,2\text{ms}$ eingestrahlt wird. In der selben Faser überlagert ist das Rückpumplicht, mit $0,3\text{mW}$ Leistung, das senkrecht zum Licht des Pumpens polarisiert ist. Etwas räumlich versetzt dazu ist der Kollimator für die Präparations-Ramanlaser aufgebaut, siehe Abb. 3.11a). Für den Ramanüber-

gang wurden verschiedene Intensitäten im Bereich von 20 – 40mW Gesamtleistung verwendet, sodass sich für die π -Pulse Längen zwischen 10 – 100 μ s (abhängig von der Verstimmung Δ) ergeben. Zur Erzielung möglichst ebener Phasenfronten wird zur Kollimation ein Achromat ($f=80$ mm) verwendet und es werden große $\lambda/4$ -Plättchen zur homogenen Polarisierungseinstellung benutzt. Der zum Abschluss der Präparation angewandte Ablenkstrahl wird im zweiten Fenster der Interferometrikammer appliziert und ist aus praktischen Gründen aus einem Teil des Strahls generiert, der auch zur Detektion dient. Dazu wird der für die Detektion eigentlich retroreflektierte Strahl nach einmaligem Durchlauf durch die Vakuumkammer am Rand durch eine mechanische Blende absorbiert. Dieser Randteil wird für die Detektion nicht benutzt und sorgt somit durch den unausgeglichene Strahlungsdruck für die Ablenkung der Atome in $|F = 2\rangle$. Die Parameter dieses Detektionsstrahls und das eigentliche Detektionsschema werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

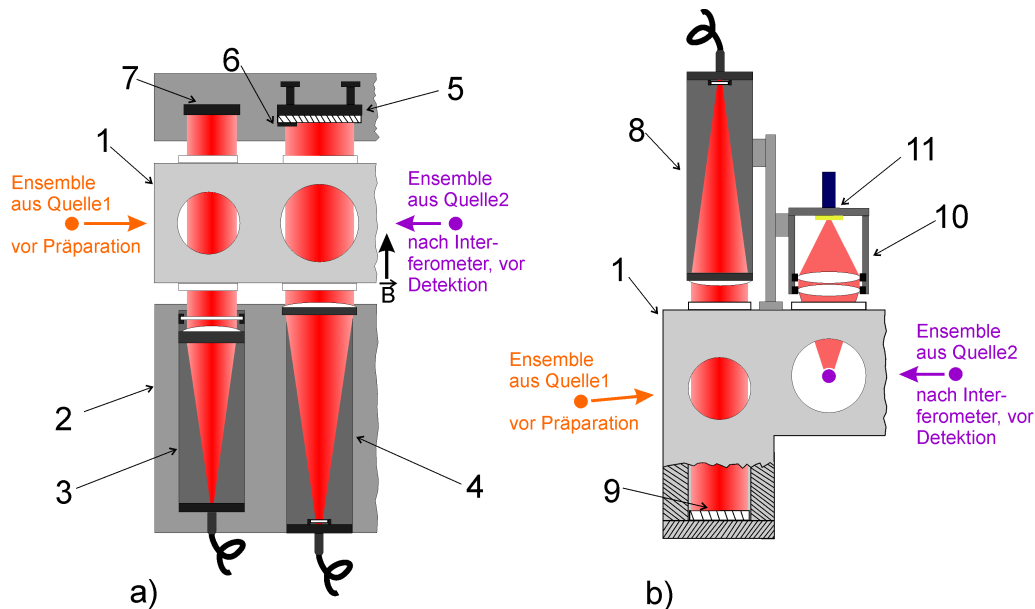


Abbildung 3.11: Optikaufbau der Präparation und Detektion, wobei lediglich ein Aufbau zur Präparation und Detektion gezeigt ist. Zwei dieser Aufbauten sind symmetrisch um das mittlere Fenster der Hauptkammer, das zur Interferometrie dient, aufgebaut. Dargestellt ist die Draufsicht in a) und die Seitenansicht in b). Zur Vereinfachung sind die gezeigten Details nur jeweils in einer der beiden Ansichten dargestellt. In einzelnen sind dies: 1) Hauptkammer, 2) Plattform zur Optikhalterung, 3) Kollimator Präparations-Ramanlaser, 4) Kollimator Detektionslaser, 5) Spiegel zur Retroreflexion, 6) Blende zum Blockieren des Rückreflexes für den Ablenkstrahl, 7) Strahlblocker Präparations-Ramanlaser, 8) Kollimator optisches Pumpens, 9) Spiegel für Retroreflexion des optischen Pumpens, 10) Kollektoreinheit für Fluoreszenzdetektionslicht, 11) Fotodiode der Kollektoreinheit mit elektronischer Verstärkung.

3.6 Detektion

Nach der Interferometriesequenz (vgl. Kap. 3.7) werden die Besetzungszahlen N_e und N_g der Interferometerausgänge bestimmt. Somit lässt sich die Wahrscheinlichkeit P_e ermitteln, ein Atom nach dem Interferometer im angeregten Zustand zu finden:

$$P_e = \frac{N_e}{N_e + N_g} \quad (3.2)$$

Mit dem Kenntnis der Anregungswahrscheinlichkeit kann nach Gl. 2.52 auf die Phasenverschiebung zwischen den Teilwellen des Interferometers und somit auf die inertialen Kräfte geschlossen werden.

Ein besonderer Vorteil des Atominterferometers basierend auf Ramanübergängen ist, dass die betroffenen Besetzungszahlen anhand der internen Zustände $|F = 1\rangle$ und $|F = 2\rangle$ der Atome unterschieden werden können. Bewährt hat sich dazu das Verfahren der laserinduzierten Fluoreszenzdetektion ([73]), bei dem selektiv einer der beiden internen Zustände angesprochen wird. Bei dieser Methode werden die Atome indirekt über die Fluoreszenzphotonen mit Hilfe der atomaren Anregung über Laserlicht detektiert. Bei den üblichen Atom-Licht-Wechselwirkungsdauern dieser Methode (\sim ms) können entsprechend des von der Detektion erfassten Raumwinkels genug Photonen, erfasst werden², dass das Photonenschrotauschen der Detektion bedeutend kleiner als das atomare Schrotauschen aufgrund der Strahlteilung ist, vgl. Gl. 2.63.

Ähnlich wie bei der Präparation muss bei der Detektion eine entsprechende Sequenz geschlossener optischer Übergänge angewandt werden, um die Bestimmung der Besetzungszahlen mittels der internen Zustände nicht durch spontane Prozesse zu stören. Bewährt hat sich hierzu das nachstehend erläuterte sukzessive Verfahren: Zunächst werden hierbei die Atome im Zustand $|F = 2\rangle$ durch die Anregung auf dem geschlossenen, ebenfalls in der Präparation verwendeten Übergang von $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ mittels σ^+ -polarisiertem Licht nachgewiesen. Im Anschluss werden die sich im Zustand $|F = 1\rangle$ befindenden Atome mit Hilfe resonanten Rückpumplichts auf dem $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang in den $|F = 2\rangle$ -Zustand transferiert, womit sie dann ebenfalls mittels des geschlossenen $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergangs nachgewiesen werden können.

Zum sukzessiven Nachweis der beiden Zustände gibt es 2 Möglichkeiten: Wie in vergleichbaren Atominterferometern ([71],[31]) oder atomaren Fontänenuhren [73] angewandt, kann die Detektion durch räumlich getrennte Laserfelder erfolgen, die vom atomaren Ensemble durchflogen werden. Hierbei wird der $|F = 2\rangle$ -Zustand nach dem erfolgten Nachweis durch Strahlungsdruck aus der Detektionszone entfernt und somit die Besetzungszahlen N_e und N_g getrennt gemessen. In dieser Arbeit wurde eine zweite Variante in Anlehnung an die Detektion aus [74] verwirklicht, bei der der Nachweis durch zeitlich getrennt-

²Übliche Werte sind je nach Parameterwahl einige 10 bis zu einige 100 Photonen

te Laserpulse zur Detektion erfolgt. Hierbei wird der $|F = 2\rangle$ -Zustand nach dem ersten Detektionspuls mit $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Detektionslicht nicht entfernt, wodurch aufgrund des anschließend vorgenommenen Rückpumpens des $|F = 1\rangle$ -Zustands alle Atome im $|F = 2\rangle$ -Zustand vorliegen. Diese Besetzung wird nachfolgend detektiert und man erhält somit die Besetzungszahlen N_e und $(N_e + N_g)$.

Die dargestellte Detektion ist nicht selektiv auf die magnetischen Unterzustände, was idealerweise auch nicht nötig ist, da bei perfekter Präparation im Interferometer nur $m_F = 0$ -Unterzustände vorliegen. Die Unempfindlichkeit auf den magnetischen Unterzustand der Detektion führt jedoch bei nicht perfekter Präparation oder durch spontane Prozesse im Interferometer (vgl. Kap. 2.4.2) zu einer Kontrastreduktion, bzw. vermehrtem Rauschen.

Die experimentelle Umsetzung der Detektion ist in Abb. 3.11 zu finden. Analog zur Strahlformung- und justage der Präparation wird das Licht zur Detektion auch mit Kollimatoren einjustiert, wobei hier durch eine Kollimationslinse mit $f=175\text{mm}$ Strahlen mit großem Durchmesser ($1/e^2 = 35\text{mm}$) erzeugt werden. Die Strahlen sind parallel zum homogenen Offset-Magnetfeld \vec{B} ausgerichtet, um eine reine zirkulare Polarisation der Strahlen zu erhalten und den Übergang somit perfekt geschlossen zu betreiben. Ein Spiegel retroreflektiert das Licht, um während des Nachweiszyklusses keine Atome durch Strahlungsdruck aus der Detektionszone zu verlieren. In der Faser sind sowohl das Licht zur eigentlichen Detektion, wie auch das Rückpumplicht überlagert, die beide unabhängig voneinander geschaltet werden können. Die Fluoreszenz wird über eine fest installierte Abbildungsoptik mit 2 bikonvexen Linsen ($f=30\text{mm}$) auf eine Fotodiode (**Hamamatsu S5107**) zur Detektion fokussiert. Diese Bauteile sind in einer festen Kollektoreinheit zusammengefasst, die durch die Halterung in räumlicher Nähe zur Fluoreszenzzone einen großen Raumwinkel ($0,23\text{srad}$) des isotrop abgestrahlten Lichts erfasst. Das von den Fotodioden aufgenommene zeitabhängige Signal eines Detektionszyklusses ist für beide atomare Ensemble gemeinsam in Abb. 3.12 dargestellt. Beginnend bei $t=0$ wird der erste Detektionspuls der Länge $0,8\text{ms}$ eingestrahlt, gefolgt von $0,4\text{ms}$ Rückpumplicht und dem zweiten Detektionspuls von $0,8\text{ms}$ Dauer. Zu erkennen ist ebenfalls die Messung des Streulichts, das nach weiteren 12ms , wenn alle Atome die Detektionszone verlassen haben, aufgezeichnet wird. Das Streulicht wird bei der Datenauswertung von den Signalen, die allein durch die Atome induziert werden, abgezogen, wodurch ansonsten auftretende systematische Messfehler minimiert werden.

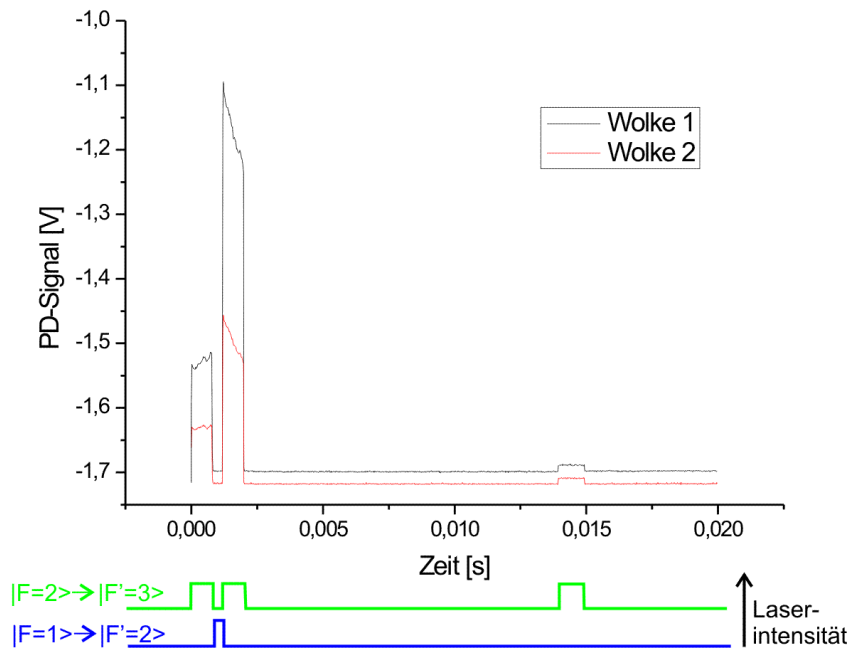


Abbildung 3.12: Zeitlicher Verlauf des Detektionssignals. Aufgetragen sind die Spannungen der zwei Fotodioden in den beiden Detektionszonen während eines Detektionszyklusses. Das Messsignal wird aus den Mittelwerten der zwei Zeiträume gebildet, bei denen das Detektionslicht ($|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$) angeschaltet ist. Zusätzlich wird, wenn die Atome die Detektionszone verlassen haben, das Streulicht detektiert.

Anhand von Abb. 3.12 erkennt man, dass sich die Amplitude des Fluoreszenzsignals während eines Detektionspulses verändert. Diese Signalvariation wird dadurch verursacht, dass sich die atomare Wolke während eines Detektionspulses durch einen Laserstrahl mit räumlich Gauss-förmiger Intensitätsverteilung bewegt, was zu einer sich zeitlich ändernden Photonenstreurate für die Atome führt. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, erfolgt die Detektion zeitlich (und somit räumlich) symmetrisch um das Signal-Maximum, das vorliegt, wenn die zwei Maxima der beiden Verteilungen überlappen. Außerdem wird bei der Datenanalyse für die zwei Detektionszeiträume der Mittelwert aus den gemessenen Einzelwerten gebildet. Die Symmetrie der Detektion kann experimentell dadurch überprüft werden, dass eine atomare Wolke ohne zwischen liegendes Rückpumplicht detektiert wird. Das sich ergebende Signal muss dann bei perfekter Symmetrie identisch 1 sein. Bei der Detektion sind die Zeitdauern so gewählt, dass sich die Atome immer in einem Teil des Detektionslichts mit Retroreflektion, und nicht im ausgeblendeten Teil (vgl. Kap. 3.5), befinden.

Das mit der beschriebenen Detektion erzielte Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/N ist 30/1. Die Limitierung hierfür ist Frequenzrauschen des Detektionsla-

sers bei Frequenzen nahe oder über der Regelbandbreite der Frequenzstabilisierung des Lasers (siehe Kap. 4.5). Dieser Hauptbeitrag des Detektionsrauschens konnte anhand der zeitgleich für beide Ensemble auftretenden Schwankungen des Detektionssignals (vgl. Abb. 3.12) eindeutig identifiziert werden.

3.7 Interferometrie

Im Rahmen dieser Arbeit wurden unterschiedliche Interferometerkonfigurationen verwirklicht. In allen Fällen wurde die kohärente Manipulation der Atome (d.h. Strahlteilung, Umlenkung und Rekombination) mit einer zeitlichen Sequenz aus Laserpulsen verwirklicht, während denen die atomaren Ensembles durch das Lichtfeld eines einzelnen Laserstrahls propagieren. In dieser Konfiguration ist die maximale freie Entwicklungszeit T im Interferometer durch die Propagationsdauer des Ensembles im Laserstrahl begrenzt und beträgt ca. 2ms. Somit ist die erzielbare Auflösung der Inertialkräfte im Interferometer zwar eingeschränkt, in der hier vorgenommenen erstmaligen Realisierung des Interferometers lassen sich jedoch durch eben diese verminderte Sensitivität auf die inertialen Kräfte andere systematische Effekte, die nicht so stark von der freien Entwicklungszeit T abhängen (vgl. z.B. Abschnitt 6.1), besser studieren. In einer späteren Erweiterung des Interferometers sollen die einzelnen Pulse dann in drei räumlich getrennten Zonen erfolgen.

Die Ramanlaser werden vom optischen Tisch zur Reduzierung des Phasenrauschens in einer gemeinsamen Faser geführt (vgl. Abschnitt 3.2). Zur Erzeugung möglichst ebener Wellenfronten wird das Licht mit einem Achromat großer Brennweite $f=150\text{mm}$ kollimiert, sodass Strahlen großen Durchmessers von 32mm entstehen. Die Qualität der Kollimation wurde mit einem „shear-plate“-Sensor qualitativ überprüft, wobei Linsen verschiedener Hersteller auf ihre Eignung getestet wurden. Als gut geeignet stellte sich hierbei die Linse **PAC 075** der Firma **Newport** heraus. Das so erzeugte Lichtfeld wird mit einer Blende auf die nutzbare Größe von 28mm Durchmesser, die durch die Größe nachfolgender Optik vorgegeben ist, verkleinert. Im Gegensatz zum übrigen Optikaufbau am Interferometer gibt es für den Ramanlaserstrahl justierbare Spiegel zur genauen Einstellung der Strahlage. Die Freiheit der Justage ist für den Strahlteilerlaser erforderlich, da dies z.B. zur Verwirklichung verschiedener Anordnungen des Interferometers nötig ist. Zusätzlich muss der Strahl, in der inertial sensitiven Konfiguration, auf wenige μrad justierbar sein, was nur durch hochwertige, stabile Spiegelhalter effizient möglich ist. In diesem Aufbau werden dazu Halter des Typs **Newport U50-A** verwendet. Dieser beschriebene Optikaufbau findet sich in Abb. 3.13.

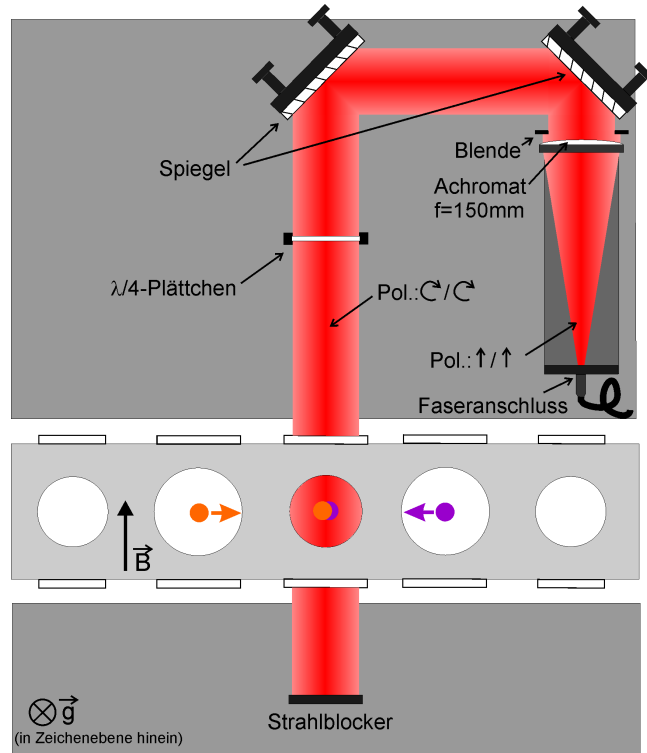


Abbildung 3.13: Optikaufbau für die Ramanlaser zur Strahlteilung im Interferometer, Draufsicht. Gezeigt ist der Fall kopropagierender Ramanlaserstrahlen, bei dem keine signifikante Empfindlichkeit auf inertielle Kräfte vorliegt.

Für die Verwirklichung des Ramanübergangs zwischen den im Interferometer benutzten $m_F = 0$ -Zuständen gibt es gemäß den optischen Auswahlregeln drei Möglichkeiten der Polarisierungseinstellung der zwei Einzelstrahlen. Dies sind σ^+/σ^+ , σ^-/σ^- und $\text{lin}\perp\text{lin}$. Diese Rahmenbedingung muss in der Verwirklichung der Strahlteiler beachtet werden, was in der inertial sensitiven Konfiguration des Interferometers zur Unterdrückung Doppler insensitiver Übergänge verwendet wird.

3.7.1 Kopropagierende Ramanstrahlen (Inertial insensitiv)

Zur Untersuchung nicht inertialer Rauschbeiträge wurden laufende Lichtwellen kopropagierender Ramanlaserstrahlen für die Atominterferometrie verwendet. In dieser Anordnung wird nur der differentielle Photonenimpuls $\hbar|\vec{k}_{eff}| = \hbar(|\vec{k}_1| - |\vec{k}_2|)$, d.h. der eines Lichtquants im Mikrowellenbereich, auf die Atome übertragen. Dieses Interferometer besitzt daher eine um 10^{-5} reduzierte Sensitivität auf inertielle Effekte im Vergleich zu gegenläufigen Ramanstrahlen.

Der hier beschriebene Aufbau für inertial insensitive Ramanübergänge ist in Abb. 3.13 dargestellt. Die Ramanlaser werden von den Spiegeln so umgelenkt, dass sie rechtwinklig zum Atomstrahl justiert sind (in der in Abb. 3.13 dargestellten horizontalen Ebene, vgl. die eingezeichnete Richtung der Gravitation). Die beiden Einzelstrahlen werden auf dem Lasertisch so überlagert (siehe Abschnitt 4.6.4), dass sie in der polarisationserhaltenden Faser mit gleicher linearer Polarisation geführt werden. Vor dem Interferometer durchlaufen die Strahlen ein $\lambda/4$ -Plättchen, sodass beide anschließend die gleiche zirkuläre Polarisation (σ^+ , vgl. Abschnitt 2.4.1) besitzen. Nach Durchlaufen der Interferometriezone werden die Strahlen von einem Strahlblocker absorbiert.

3.7.2 Gegenläufige Ramanstrahlen (Inertial sensitiv)

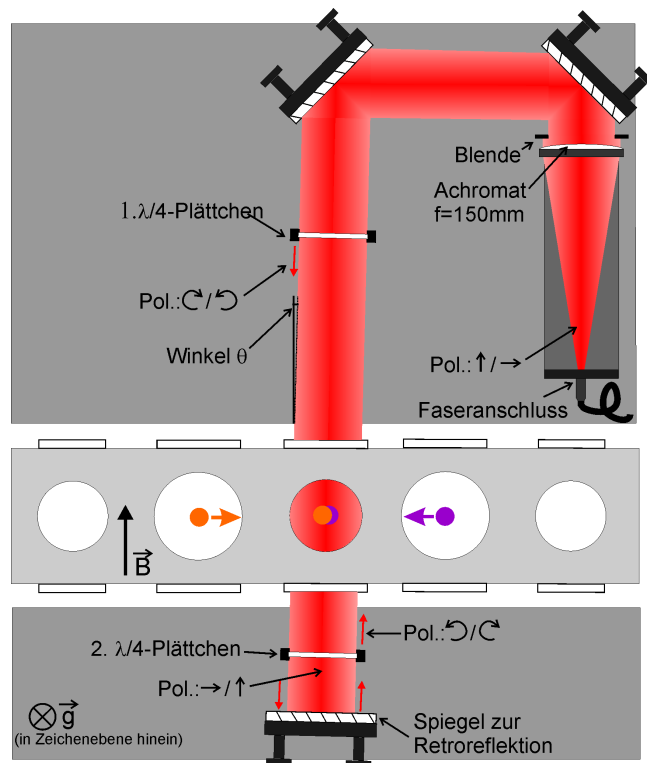


Abbildung 3.14: Optikaufbau der Ramanlaserstrahlen für die Konfiguration mit gegenläufigen Strahlen, Draufsicht. Beide Einzelstrahlen der Ramanlaser sind überlagert und werden beide durch den Spiegel retroreflektiert. Durch den angelegten Winkel θ zur rechtwinkligen Justage wird über die Verstimmung zwischen den Einzelstrahlen eine eindeutige Wahl der resonanten Ramanstrahlenpaare festgelegt, vgl. Abb. 3.15.

Die inertial sensitiven Messungen werden mit beim Ramanprozess gegenläufigen Laserstrahlen vorgenommen. Hierfür werden die Ramanlaserstrahlen gemeinsam in der polarisationserhaltenden Faser zum Atominterferometer geführt, jedoch mit gekreuzten linearen Polarisationen. Zur Erzielung gegenläufiger Strahlen ist ein möglicher Ansatz, wie er beispielsweise in [71] dargestellt ist, die einzelnen Strahlen direkt am Faserausgang wieder zu trennen. Da dieser Aufbau besonders empfindlich auf die Qualität der Strahlführungsoptik am Interferometer (aufgrund von Aberrationen, siehe [71]) und Vibrationen ist, wurde hier eine andere Lösung gewählt. Dazu werden die beiden Laser nach dem Faserausgang nicht getrennt, sondern überlagert ins Atominterferometer geführt, siehe Abb. 3.14. Nach Durchlaufen des $\lambda/4$ -Plättchens vor dem Interferometer haben die zwei Ramanlaserstrahlen unterschiedliche zirkuläre Polarisationen σ^+/σ^- . Ein Doppler insensitiver Übergang ist somit nicht mehr möglich. Die beiden Strahlen werden von einem Spiegel in sich zurückreflektiert, sodass sie die Interferometriezone zweimal durchlaufen, siehe Abb. 3.14. Zwischen der Interferometriezone und dem Spiegel zur Retroreflektion ist ein weiteres $\lambda/4$ -Plättchen platziert, wodurch aufgrund des zweimaligen Durchlaufs die Polarisationen der zwei Ramanstrahlen gerade vertauscht werden (σ^-/σ^+). Somit wird erreicht, dass in der Interferometriezone die Ramanlaserstrahlen die aufgrund der Auswahlregeln benötigten, gleichsinnig zirkulären Polarisationen haben, wobei die Kombination von σ^+/σ^- , bzw. σ^-/σ^+ -Licht, nur für gegenläufige Ramanstrahlenpaare möglich ist. Um den Ramanprozess gezielt nur mit einem der beiden möglichen Strahlenpaare vorzunehmen, wird die hohe Dopplerempfindlichkeit des Übergangs ausgenutzt³. Hierfür werden die Ramanlaserstrahlen in der horizontalen Ebene nicht exakt rechtwinklig zum Atomstrahl justiert, sondern mit einer kleinen Winkelabweichung θ , siehe Abb. 3.14. Wie aus Gl. 2.35 ersichtlich, enthält die Verstimmung des Ramanübergangs δ_{12} zwei Terme, die aufgrund des hier vorliegenden großen Betrags des \vec{k}_{eff} -Vektors zu berücksichtigen sind:

$$\delta_{12} = \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{eff}}{m} + \frac{\hbar |\vec{k}_{eff}|^2}{2m} + \dots \quad (3.3)$$

Aufgrund der vorhandenen Winkeljustage gibt die Projektion des \vec{k} -Vektors auf die atomare Geschwindigkeit \vec{v}_{at} einen makroskopischen Beitrag zur Verstimmung, der aufgrund der vergleichsweise schmalen Breite des Ramanübergangs bereits für kleine Winkel effizient aufgelöst werden kann. Somit wird erreicht, dass ein Übergang durch eines der beiden Ramanstrahlenpaare nur bei Berücksichtigung der Dopplerverstimmung $\delta_{Doppler} = |\vec{v}_{at}| \cdot |\vec{k}_{eff}| \sin\theta$ erfolgen kann. Da sich für die beiden Paare der Ramanlaser aufgrund der Richtungsänderung

³Alternativ kann einer der beiden Ramanstrahlen nach dem ersten Durchlauf durch die Interferometriezone unter Ausnutzung der Polarisation abgelenkt und nicht ins Interferometer zurückgeführt werden. Dieser Ansatz ist bei der Realisierung des Interferometers mit drei räumlich getrennten Ramanstrahlteilern eingeplant.

des Impulsübertrags für diesen Beitrag ein unterschiedliches Vorzeichen ergibt (vgl. die \vec{k}_{eff} -Vektoren in Abb. 3.15), wird über die Wahl der Verstimmung der Ramanlaser erreicht, dass die Atome nur mit einem Strahlenpaar wechselwirken.

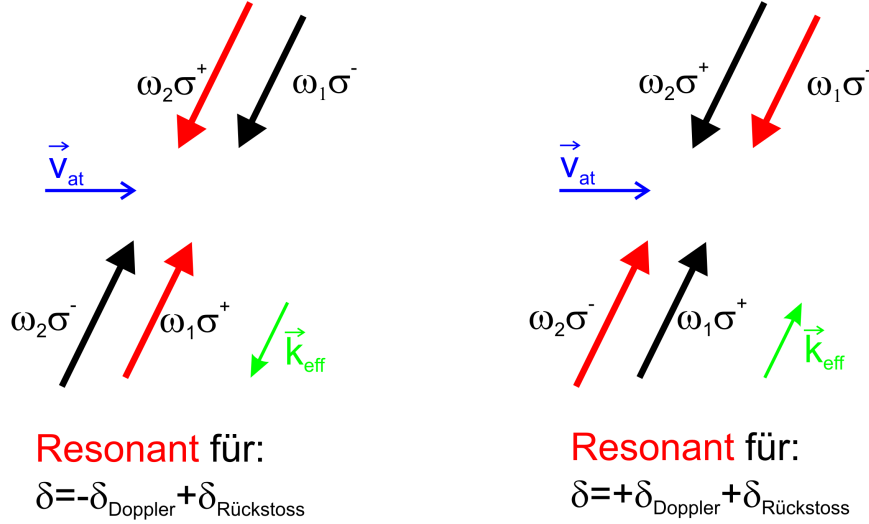


Abbildung 3.15: Resonanzbedingungen für gegenläufige Ramanstrahlenpaare. Durch die Wahl der Verstimmung zwischen den zwei Ramanlaserstrahlen ω_1 und ω_2 wird festgelegt, mit welchem der zwei möglichen Paare ein einlaufendes atomares Ensemble in Resonanz ist (rot eingefärbt). Doppler insensitive Übergänge durch die beiden kopropagierenden Paare sind durch die vorliegende Polarisationskonfiguration aufgrund der Auswahlregeln unterdrückt.

Als Resonanzbedingungen (siehe Abb. 3.15) ergeben sich mit dem zusätzlichen Photonenrückstoßterm $\delta_{\text{Rueckstoss}} = \frac{\hbar |\vec{k}_{eff}|^2}{2m}$:

$$\begin{aligned} \delta_{\text{Paar1}} &= +\delta_{\text{Doppler}} + \delta_{\text{Rueckstoss}} \\ \delta_{\text{Paar2}} &= -\delta_{\text{Doppler}} + \delta_{\text{Rueckstoss}}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Experimentell wurde die Winkeljustage so vorgenommen, dass der Winkel θ grob auf ca. 1° einjustiert wurde, um die zwei Resonanzen der Ramanübergänge bei der hier im Atominterferometer verwirklichteten spektralen Breite des Ramanprozesses von ca. 200kHz getrennt anregen zu können. Der genaue Wert des Winkels wird mit einem geschwindigkeitsselektiven Ramanübergang gemessen, siehe Abschnitt 6.2.1. Diese Vorgehensweise wurde gewählt, weil sich der Winkel mit Hilfe des Dopplereffektes viel genauer messen lässt, als man ihn ohne aufwändigere Techniken vorhersagbar einstellen könnte.

Im Gegensatz dazu wurde die Justage der Strahlage der Ramanlaser bezüglich der vertikalen Orientierung möglichst präzise vorgenommen. Der Winkel

zwischen den Strahlteilern und der Richtung der Erdbeschleunigung sollte exakt 90° betragen, weil im Atominterferometer ansonsten eine von der Gravitation verursachte konstante Beschleunigungs-Phasenverschiebung $\delta\phi_{Beschl}$ vorliegt. Außerdem sind die Strahlteiler bei perfekter vertikaler Justage nicht auf die vorhandene (kleinere) vertikale atomare Geschwindigkeitskomponente empfindlich. Der Aufbau der unternommenen Justage ist in Abb. 3.16 gezeigt. Der Ramanlaserstrahl wird mittels eines Penta-Prismas rechtwinklig abgelenkt und trifft auf eine Wasseroberfläche, die ihn teilweise reflektiert. Da ein Penta-Prisma den Strahl intrinsisch vorgegeben immer exakt rechtwinklig ablenkt, kann über die Überlagerung von hinlaufendem und zurückreflektiertem Strahl der rechtwinklige Einfall auf die Wasseroberfläche, und somit die rechtwinklige Justage der Ramanlaserstrahlen zur Erdanziehung, sichergestellt werden.

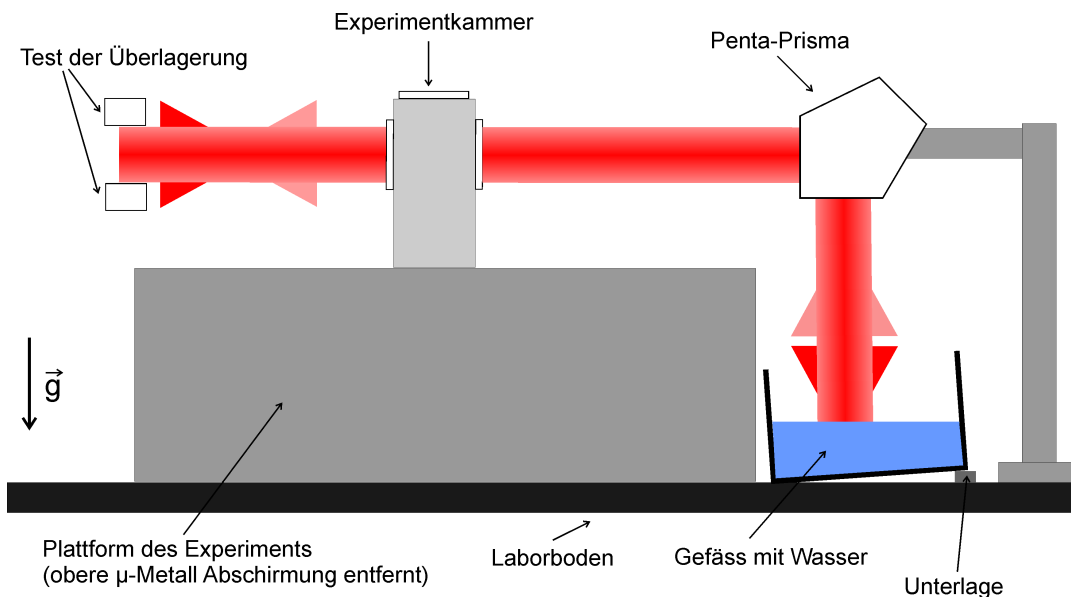


Abbildung 3.16: Justage der Ramanlaserstrahlen in der vertikalen Dimension. Der von der Wasseroberfläche zurückreflektierte Teil des Lichts muss bei exakter senkrechter Ausrichtung der Ramanstrahlen zur Gravitation mit dem einlaufenden Strahl überlagert sein, da das Penta-Prisma immer eine exakt rechtwinklige Strahlumlenkung erzeugt. Der Spiegel zur Retroreflektion der inertial sensitiven Konfiguration wird für diese Justage aus dem Strahlengang entfernt. Zur Vermeidung von Reflexen vom Boden des Gefäßes wird dieses leicht verkippt aufgestellt.

Die mit den verschiedenen in diesem Abschnitt 3.7 beschriebenen Konfigurationen unternommenen Messungen werden in Kap. 6 vorgestellt.

ERZEUGUNG STABILER LASERFELDER

Das Thema dieses Kapitels ist die Beschreibung der Erzeugung der für die verschiedenen Abschnitte des Interferometers verwendeten Laserfelder. Hierzu wird ihre Stabilisierung in der Frequenz (und teilweise in der Phase) sowie der Intensität, und ihre Aufteilung für die verschiedenen Experimentabschnitte zur faserbasierten Führung ans Interferometer dargestellt. Es werden dazu verschiedene Methoden zur Frequenz- und Phasenstabilisierung von Lasern schematisch vorgestellt. Dies beinhaltet zum einen Methoden, bei denen die Laserfrequenz absolut bezüglich einer atomaren Resonanz stabilisiert wird und Methoden, bei denen die Frequenzregelung eines Lasers basierend auf einer Schwebungsmessung mit einem anderen, stabilisierten Laser relativ zu atomaren Übergängen erfolgt. Eine Schwebungsmessung ist ebenfalls Grundlage der im Anschluss diskutierten Phasenstabilisierung zweier Laser.

Anschließend werden im Einzelnen die aufgebauten Lasersysteme beschrieben, wobei jeweils die vorgenommene Frequenzstabilisierung und der optische Aufbau inklusive Faseraufteilungen dargestellt wird. Besonders detailliert wird hierbei das Ramanlasersystem dargestellt, da eine hohe Phasenstabilität der mit dem System verwirklichten Strahlteiler essentiell wichtig für die erzielbare Auflösung im Interferometer ist. Abschließend wird die rechnergestützte Steuerung der verschiedenen Experimentabschnitte erläutert. Diese besteht hauptsächlich aus Intensitäts- und Frequenzsteuerungen der in diesem Kapitel beschriebenen Laser. Sie beinhaltet aber auch die Ansteuerung der im vorangegangenen Kapitel diskutierten Magnetfelder für die Atomquellen und die Interferometrie.

4.1 Frequenzstabilisierung

Für die Manipulation von Atomen mit Laserlicht müssen die optischen Felder bei den zuvor beschriebenen Maßnahmen wie Laserkühlung, Detektion, etc. eine wohldefinierte Verstimmung bezüglich der betrachteten atomaren Übergänge haben, und gleichzeitig sollte ihre spektrale Breite deutlich kleiner als die der Übergänge sein [65]. Die zu diesem Zweck in dieser Arbeit vorgenommene Regelung basierend auf der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie wird im folgenden ersten Abschnitt erläutert. Bei der üblichen Verwendung von mehreren, getrennten Lasersystemen braucht nicht jedes einzelne System mittels einer Spektroskopie geregelt werden, sondern die Frequenzstabilisierung kann auch durch eine Messung der Schwebung mit einem vorhandenen, stabilen Laserfeld erfolgen. Diese Signalgenerierung und -verarbeitung ist rein elektronisch, was zu einer erhöhten Stabilität der Frequenzregelung führt und zudem meistens experimentell praktikabler ist. Diese Form der Regelung wird im zweiten Abschnitt dieses Kapitels erläutert.

4.1.1 Sättigungsspektroskopie

Bei der Sättigungsspektroskopie (siehe [75]) können über einen Aufbau mit einem intensiven Pumpstrahl und einem gegenläufigen Probestrahl (siehe Abb. 4.1) im frequenzabhängigen Absorptionssignal an einer Gaszelle im Doppler verbreiterten Profil schmale Resonanzen, die so genannten „Lamp-Dips“ aufgelöst werden. Diese Resonanzen sind i. A. nur etwas verbreitert verglichen mit der natürlichen Linienbreite Γ des vorliegenden Übergangs (einige MHz) und dopplerfrei, weshalb sie für eine Regelung adäquater Auflösung benutzt werden können. Das Prinzip der Regelung basierend auf dieser Spektroskopie ist in Abb. 4.1 dargestellt.

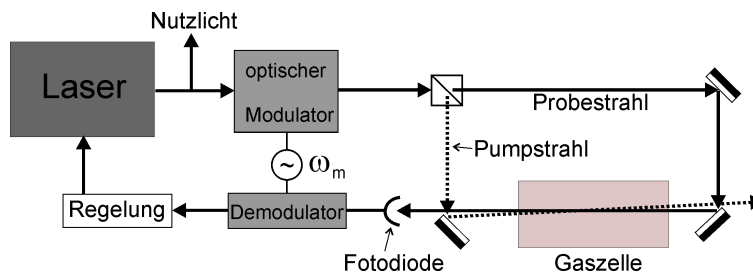


Abbildung 4.1: Sättigungsspektroskopie mit moduliertem Eingangsstrahl. Durch Demodulation des durch Wechselwirkung mit dem atomaren Gas gewonnenen Signals wird ein Regelsignal generiert, siehe Text.

Der Teil des Laserstrahls zur Stabilisierung wird hierbei vor dem Durchgang

durch die Gaszelle mit einem optischen Bauelement frequenzmoduliert. Das von der Fotodiode aufgenommene atomare Signal wird dann vor der Weiterverarbeitung in der elektronischen Regelung mit der Frequenz aus demselben Oszillator demoduliert, der den optischen Frequenzmodulator treibt. Man generiert sich somit ein Fehlersignal mit scharfem Nulldurchgang bei der exakten Übergangsfrequenz, welcher als Regelpunkt für die folgende elektronische Stabilisierung dient.

Eine genaue Herleitung dieser Frequenzmodulationstechnik findet sich in ([76], [77]). In dieser Arbeit werden nur die wichtigsten Ergebnisse wiedergegeben. Ausgangspunkt der Betrachtung ist ein optisches Feld, welches mit einer Frequenz ω_m moduliert wird. Die Modulation kann dabei sowohl auf die Frequenz, als auch auf die Phase wirken, was, durch die enge intrinsische Verknüpfung dieser beiden Größen, letztendlich für beide Modulationsarten zu einem rein frequenzmodulierten Spektrum nach dem Modulator führt [76]. Bei einer anschließenden Wechselwirkung mit einem atomaren Medium ergeben sich für die von einer Fotodiode nach Durchlaufen des Mediums aufgenommene Intensität zwei mit ω_m oszillierende Anteile am detektierten Signal. Hierbei kann ein Anteil mit der atomaren Absorption, der andere durch die von den Atomen verursachte Dispersion identifiziert werden. Bei der Spektroskopie sind im Signal normalerweise beide Anteile vorhanden, wobei jedoch durch eine entsprechende Phasenverzögerung vor der folgenden Demodulation des Signals selektiv einer der zwei Anteile herausgefiltert werden kann. Unter Vernachlässigung des Bereichs hoher Modulationsfrequenz $\omega_m \gg \Gamma$, lässt sich die vorgenommene Modulationstechnik grob in zwei Bereiche einteilen:

Für $\omega_m < 0.1\Gamma$ gibt es ein starkes absorptives Signal, wobei dieser Bereich oftmals mit *Lock-In*-Technik bezeichnet wird. Im Gegensatz dazu erzeugt man ein großes dispersives Signal, wenn ω_m von gleicher Größe wie die atomare Linienbreite Γ ist (Bereich: *FM*-Methode).

Zur absoluten Frequenzstabilisierung wurde im vorliegenden Experiment der in Abb. 4.2 a) gezeigte Aufbau basierend auf der *Lock-In*-Methode benutzt. Die Frequenzmodulation erfolgt mit einem akusto-optischen Modulator (AOM), der den Laserstrahl zusätzlich zu seiner festen Verschiebung (wählbar zwischen 80 bis 120MHz) mit $\omega_m = 90\text{kHz}$ frequenzmoduliert. Das von der Fotodiode aufgenommene Signal wird mit einem kommerziellen Lock-In Baustein **AD 630** demoduliert und das so erzeugte Signal anschließend von einem PI-Regler weiterverarbeitet, dessen Ausgangssignal letztlich über verschiedene Frequenzstufenelemente des Lasers für dessen Stabilisierung benutzt wird.

Momentan wird die geplante Umstellung der Modulationsmethode auf die in Abb. 4.2b) gezeigte *FM*-basierte Technik in einem Testaufbau durchgeführt. Bei dem gezeigten Aufbau wird die Modulation von 7MHz auf das Pumplicht mit einem elektro-optischen Modulator aufgeprägt, wobei der Probestrahl der Spektroskopie mit einem fest-frequenten AOM zusätzlich gegenüber dem Pump-

Strahl um 80MHz verschoben wird. Die Modulation ω_m wird hierbei auf das Probelicht über das atomare Medium mit einem der 4-Wellen-Mischung ähnlichen Prozess übertragen [78]. Die gezeigte Methode hat den Vorteil einer schnelleren Regelung aufgrund der höheren Modulationsfrequenz, ist unempfindlich auf Schwankungen der absoluten Lichtintensität und vermeidet ansonsten auftretende störende Stehwellen im optischen Aufbau.

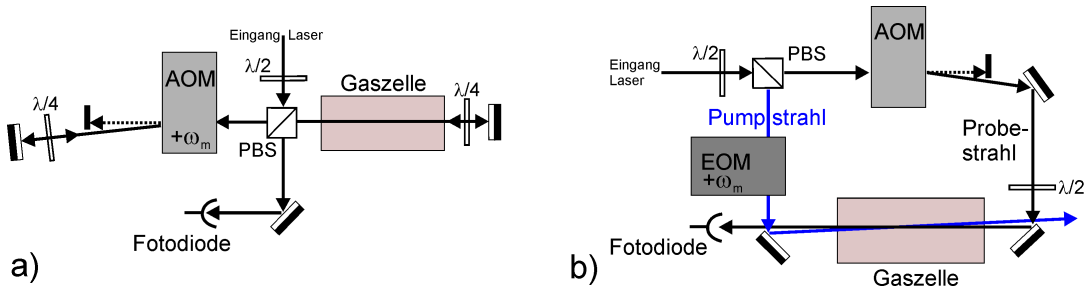


Abbildung 4.2: Optischer Aufbau der im Text beschriebenen Modulationsverfahren. a) Zur Zeit verwendete Lock-In-Technik mit Modulation durch einen AOM. Pump- und Probestrahls sind durch Retroreflektion aus demselben Strahl generiert. b) Zukünftig geplante FM-Technik mit EOM zur Modulation des Pumpstrahls und zusätzlichem AOM im Probestrahls zur Vermeidung von Stehwellen.

4.1.2 Stabilisierung über Schwebungsmessung

Die Frequenzregelung basierend auf einer Schwebungsmessung mit einem vorhandenen, frequenzstabilen optischen Feld ist eine alternative Möglichkeit, bei der lediglich ein reduzierter optischer Aufbau benötigt wird, verglichen mit der in Abschnitt 4.1.1 erläuterten Methode. Bei dieser Regelung wird der zu stabilisierende Laser so angesteuert, dass die Differenzfrequenz $\omega_1 - \omega_2$ der beiden Laser einen festen Wert annimmt. Hierzu wird das zu stabilisierende Feld der Frequenz ω_1 mit dem stabilen Feld der Frequenz ω_2 optisch auf einer schnellen Fotodiode überlagert, siehe Abb. 4.3.

Die Bandbreite dieser Fotodiode ist so groß, dass sie die bei der Mischung der optischen Felder entstehende Differenzfrequenz $\omega_{RF} = \omega_1 - \omega_2$ detektieren kann. Die optischen Frequenzen ω_1 , ω_2 und deren Summe können jedoch nicht mehr von ihr erfasst werden. Das elektronische Signal bei der Frequenz ω_{RF} wird anschließend weiterverarbeitet (Filter, Verstärker) und schließlich an einen Frequenz-zu-Spannungs Konvertierer (f-zu-V-Konvertierer) geleitet. Dieser wandelt das vorliegende AC-Signal, welches typischerweise im MHz-Bereich liegt, in ein DC-Signal, das für die folgende Regelung der Laserfrequenz nach einer weiteren Filterung benutzt werden kann.

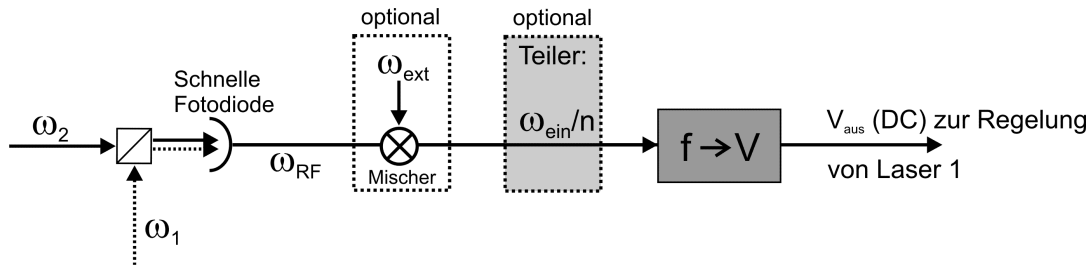


Abbildung 4.3: Frequenz-Stabilisierung durch Schwebungsmessung. Ein Frequenz-zu-Spannungs-Konvertierer wandelt die erzeugte Schwebungsfrequenz ω_{RF} in eine Regelspannung V_{aus} . Optional wird die Frequenz zuvor noch durch weitere Mischung, bzw. Teilung für die Verarbeitung im Konvertierer aufbereitet.

Der f-zu-V-Konvertierer kann in verschiedenen Formen realisiert werden. Die erste Möglichkeit ist, dass dieser Baustein eine der Frequenz proportionale Spannung ausgibt, indem er sie mit einer intern erzeugten Frequenz vergleicht. Dazu kann es optional nötig sein, die Frequenz ω_{RF} durch Frequenzteilung in den Arbeitsbereich des Konvertierers zu transferieren. Eine weitere Möglichkeit ist, das AC-Signal nach der Fotodiode mit einer extern erzeugten Referenzfrequenz ω_{ext} zu mischen. Somit erhält man über die entstehende Mischfrequenz $\omega_{RF} - \omega_{ext}$ ein Signal, das ebenfalls in den Arbeitsbereich des Konvertierers gebracht werden kann.

4.2 Phasenstabilisierung

Die hier gewählte Methode zur Erzeugung zweier phasenstabiler Laserfelder beruht auf der Technik des Phase-Lock-Loop (PLL)[79]. In Abb. 4.4 ist ein grundlegendes Schema dieses Regelkreises gezeigt, wobei in dieser Darstellung zur Vereinfachung ein rein elektronischer Regelkreis dargestellt ist. Das Prinzip der Stabilisierung beruht hierbei darauf, dass die Phasen ϕ_{RF} und ϕ_{LO} zweier Oszillatoren, die mit den Frequenzen ω_{RF} , bzw. ω_{LO} oszillieren, auf einem Phasendetektor PD verglichen werden. Das vom Phasendetektor erzeugte Signal $V_{PD}(\phi_{RF} - \phi_{LO})$ wird nach der Aufbereitung im Loopfilter LF wieder so auf den Oszillator, der mit ω_{RF} oszilliert, zurückgeführt, dass $\phi_{LO} - \phi_{RF} = 0$ ist. Durch diese phasenstarre Kopplung der beiden Oszillatoren wird intrinsisch gleichzeitig eine Angleichung der Frequenzen $\omega_{RF} = \omega_{LO}$ erreicht. Die Eigenschaften des so verwirklichten Regelkreises werden durch die Verstärkungsfunktion $K_{PD}(\phi)$ des Phasendetektors und den Loopfilter, der z.B. zur Filterung und Integration dient, bestimmt.

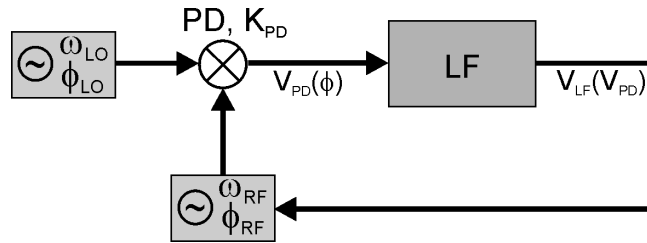


Abbildung 4.4: Schema der Grundelemente eines PLL. Durch den Regelkreis wird der Oszillator RF phasenstarr an den anderen Oszillator LO gekoppelt.

Die Verwirklichung eines Phasendetektors lässt sich technisch auf verschiedene Weise erreichen. Zum Einen kann ein analoger Mischer benutzt werden, auf dem die beiden Oszillationen ω_{RF}, ϕ_{RF} und ω_{LO}, ϕ_{LO} überlagert werden und der das Schwebungssignal der beiden Felder generiert. Sind beide Frequenzen gleich, ergibt sich das in Abb. 4.5 gezeigte Signal $V_{Mischer}$, wobei hier $V_{Mischer} \propto \sin(\phi_{RF} - \phi_{LO})$. Somit erhält man direkt ein Regelsignal mit Nulldurchgang, das um den Regelpunkt eine lineare Funktion der Fehlergröße ist. In einer alternativen Methode wird als Phasendetektor ein digitaler Baustein (DPFD, Digital Phase Frequency Detector) benutzt, der die Zeitpunkte steigender (oder fallender) Flanken der zuvor digitalisierten Signale vergleicht. Er besitzt zwei Ausgänge; je nachdem welche Schwingung der anderen vorausgeht, wird an einem der Ausgänge ein Strompuls induziert, womit man in Kombination mit einem schnellen Operationsverstärker in einer Differenzschaltung ein Regelsignal erzielt. Die Vorteile des analogen Mixers gegenüber dem DPFD liegen in der kurzen Reaktionszeit und geringerem Rauschen. Mit dem DPFD hingegen kann eine sehr stabile Regelung mit großem Einfangbereich verwirklicht werden.

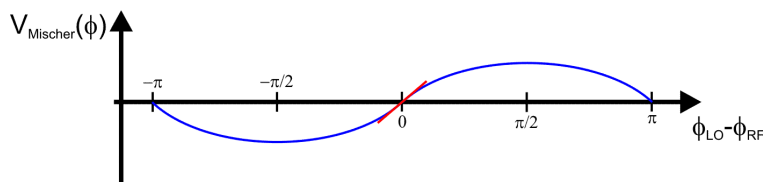


Abbildung 4.5: Ausgangssignal eines analogen Mixers, abhängig von der Phasendifferenz der gemischten Schwingungen. Bei Phasengleichheit resultiert am Mischer ein lineares Regelsignal mit Nulldurchgang.

Zur Realisierung der Phasenstabilisierung von zwei Lasern wird der erläuterte elektronische Phasenlock in einen so genannten optischen PLL ([80],[81]) integriert, der in Abb. 4.6 dargestellt ist. Hierbei wird der vorstabilisierte Laser 1

als Master und der auf diesen zu stabilisierende Laser 2 als Slave bezeichnet. Teilstrahlen der beiden Laser werden überlagert, und ähnlich zu der Beschreibung aus Abschnitt 4.1.2 erzeugt man durch Detektion mit einer schnellen Fotodiode das Schwebungssignal der beiden Felder mit ω_{RF}, ϕ_{RF} . Dieses Signal wird als ein Eingangssignal des zuvor erläuterten elektronischen PLL-Kreises benutzt. Die Rückkopplung der Regelung wirkt hierbei lediglich auf Laser 2. Diese Regelung erzielt also eine relative Phasenstabilisierung von Laser 2 zu Laser 1, wobei der möglichst stabile Lokaloszillator LO als Referenz für diese Stabilisierung dient. Diese Art der Stabilisierung ist genau auf die Anwendung für einen Ramanprozess angepasst, da somit die hierbei wichtigen Größen $\omega_{Master} - \omega_{Slave} = \omega_{eff}$ und $\phi_{Master} - \phi_{Slave} = \phi_{eff}$ geregelt werden. Zusätzlich kann eine kontrollierte Steuerung der Differenzfrequenz ω_{eff} und der Differenzphase ϕ_{eff} der Ramanlaser über die Steuerung von ω_{LO} und ϕ_{LO} des Referenzoszillators vorgenommen werden, der ein elektronisches, vergleichsweise leicht regelbares Bauteil ist. Die experimentelle Umsetzung dieses optischen PLL für das hier aufgebaute Ramanlaser-System findet sich in Kap. 4.6.

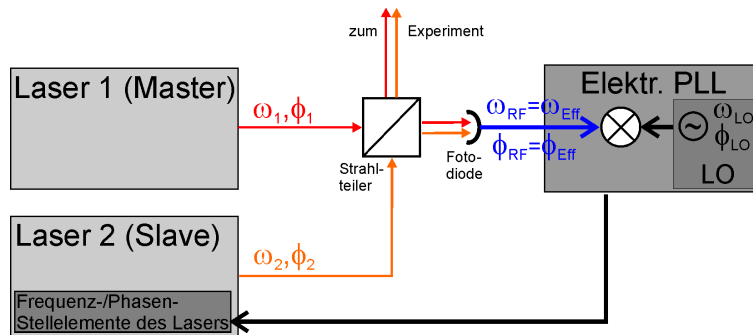


Abbildung 4.6: Optischer PLL. Phase und Frequenz von Laser 2 werden durch einen Lokaloszillator LO, der als Referenz dient, relativ zur Phase und Frequenz von Laser 1 stabilisiert.

4.3 Überblick Laseraufbau

Die in diesem Kapitel dargestellte Übersicht über das verwirklichte gesamte Lasersystem soll zur Einordnung der in den folgenden Kapiteln detailliert dargestellten einzelnen optischen Strahlquellen dienen. Dazu sind in Abb. 4.7 alle optischen Frequenzen, die für die in Kapitel 3 diskutierten Experimentabschnitte benötigt werden, noch einmal zusammen mit dem Termschema von ^{87}Rb angegeben.

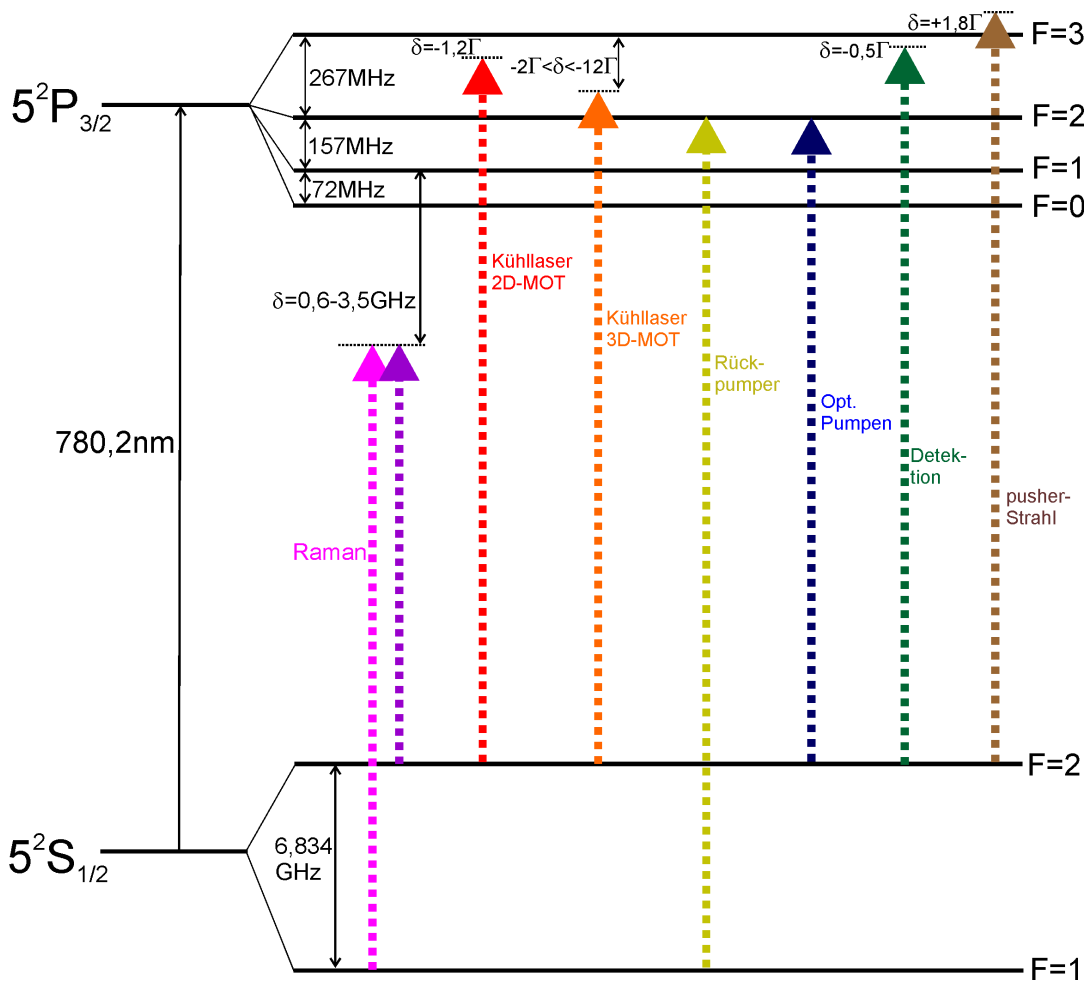


Abbildung 4.7: Für das Gesamtexperiment benötigte optische Frequenzen, verdeutlicht am Termschema des verwendeten ^{87}Rb -Atoms.

Das zur experimentellen Realisierung dieser optischen Felder aufgebaute Lasersystem ist auf zwei transportablen optischen Breadboards platziert, wobei hier die Aufbauten von Strahlquellen für die Laserkühlung und denjenigen für die Interferometrie und weiteren Atommanipulationen wie Detektion getrennt wurden. Die schematische Übersicht über das verwirklichte System inklusive der benötigten Strahlüberlagerungen und Aufteilungen ist in Abb. 4.8 gezeigt. In den folgenden Abschnitten erfolgt nun die detaillierte Beschreibung dieser Systeme, beginnend mit dem Aufbau der Kühllaser.

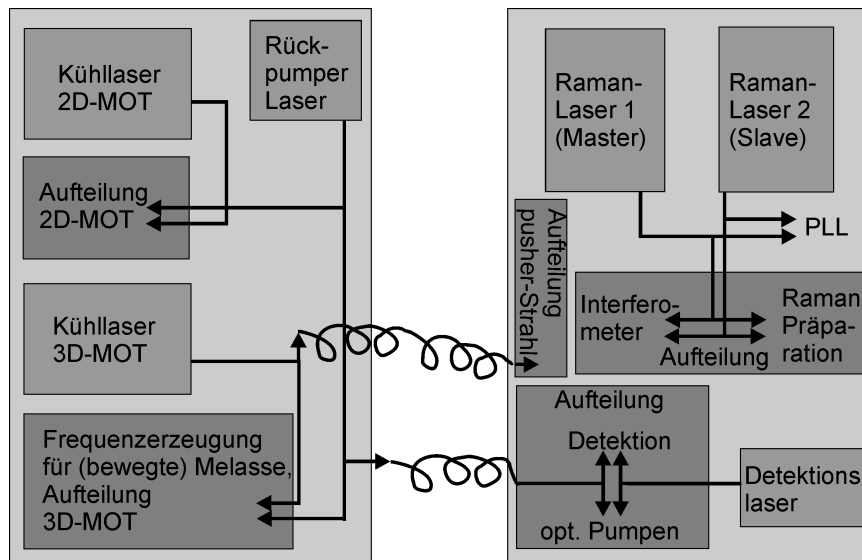


Abbildung 4.8: Schematische Übersicht des Laseraufbaus. Dargestellt sind die auf zwei getrennten optischen Breadboards realisierten Laserquellen und ihre Überlagerung und Aufteilung für die in Kap. 3 beschriebenen Experimentabschnitte.

4.4 Strahlquellen für die Laserkühlung

Der Aufbau der drei Lasersysteme zur Generierung der optischen Felder ist inklusive des Optikaufbaus zur Faseraufteilung auf einem Breadboard der Größe $120 \times 60 \text{ cm}^2$ montiert, gezeigt in Abb. 4.9. Diese Lasersysteme sind der 2D-MOT-Kühllaser, der Kühllaser für die 3D-MOT/bewegte Melasse und der Rückpumper, deren Beschreibung nun im Einzelnen folgt.

4.4.1 2D-MOT-Kühllaser

Für die Erzeugung der Laserstrahlung zur Atomkühlung in der 2D-MOT wird ein kommerzielles System des Typs **TA100**, **TOPTICA** benutzt. Dies ist ein so genanntes MOPA-System [82], in dem das Ausgangsfeld eines gitterstabilisierten Diodenlasers mit externem Resonator (ECDL, External Cavity Diode Laser) in einer Leistungslaserdiode nachverstärkt wird. Dieses Lasersystem liefert 700mW Ausgangsleistung. Die Frequenzstabilisierung erfolgt über eine Sättigungsspektroskopie (*Lock-In-Technik*), wobei ein Piezo zur Justage der Gitterposition als Steuerungselement des Lasers dient. Für die 2D-MOT wird der Laser 8MHz rot-verstimmt zum $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 3'\rangle$ -Übergang betrieben.

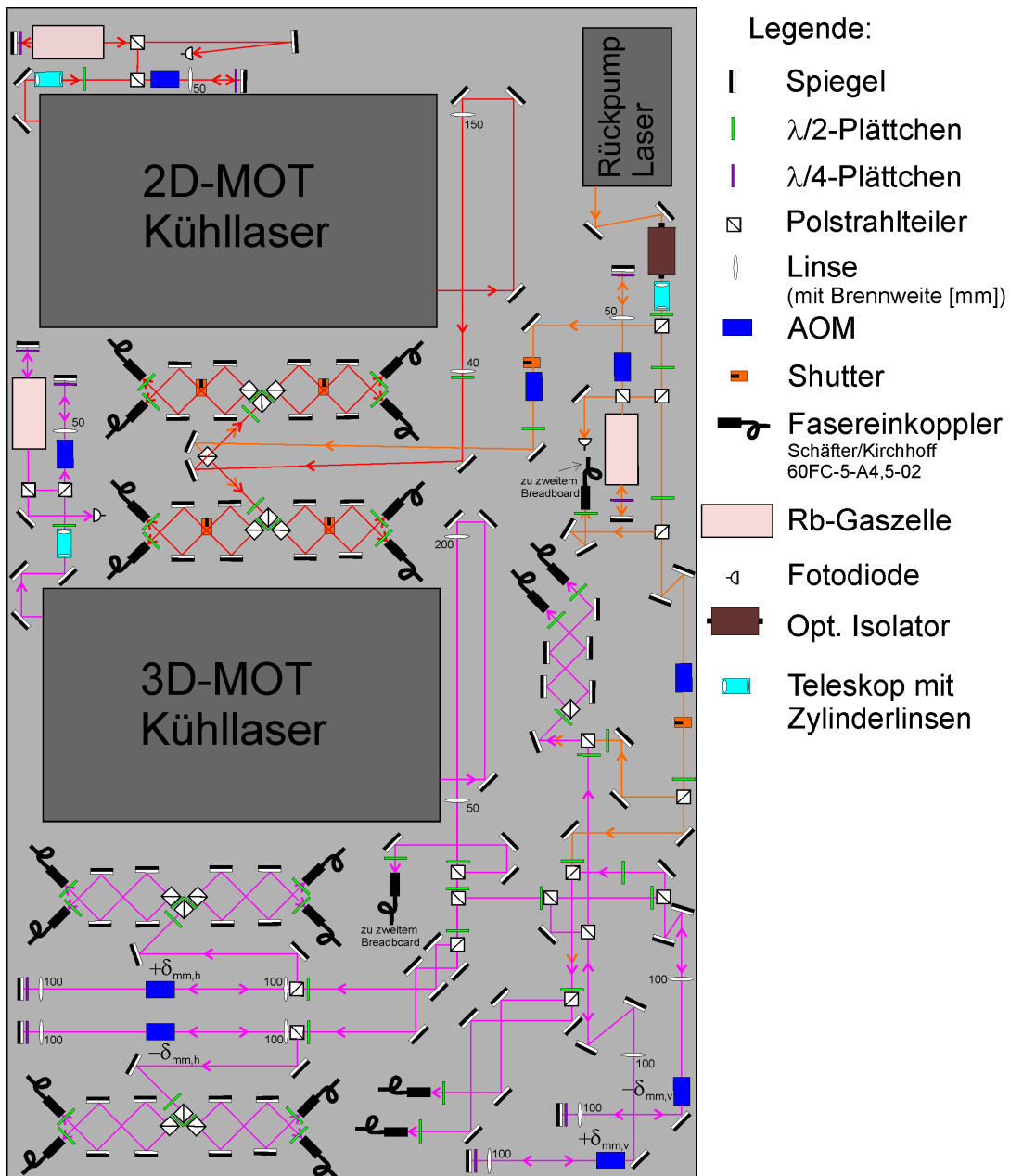


Abbildung 4.9: Aufbau des optischen Breadboards der Kühllaser. Die einzelnen Komponenten sind in der Legende erklärt. Die AOMs zur Steuerung der 3D-Melasse sind durch die jeweilige applizierte differentielle Verstimmung zum Starten der Atome gekennzeichnet.

Die Strahlaufteilung erfolgt zunächst in zwei Teilarme, wobei hier ebenfalls das zur Laserkühlung der Atome benötigte Rückpumplicht überlagert wird. Es folgt jeweils eine 1-zu-4-Aufteilung für die Faserkopplung der einzelnen Strah-

len, wobei die Leistungseinstellung über justierbare Polarisationskomponenten erzielt wird. Vor den einzelnen Fasereingängen sind $\lambda/2$ -Platten platziert, um das linear polarisierte Licht auf die Polarisations erhaltende Achse der Fasern zu drehen. Bei gleichverteilter Gesamtleistung wird pro Faserausgang an den 2D-MOTs eine Leistung von 35mW erzielt. Die Intensitätskontrolle erfolgt passiv über die in den Ausgangskollimatoren eingebauten Fotodioden. Mit dem verwirklichten Aufbau bleibt die Leistung innerhalb weniger Tage im Bereich von 1-2% stabil (Ähnliche Werte ergeben sich für die passive Stabilität der übrigen Fasereinkopplungen). Geschaltet wird das Licht (Schaltzeit $\approx 2\text{ms}$) über mechanische Blenden („Shutter“), die mittels eines Elektromagneten in oder aus dem Laserstrahl bewegt werden.

4.4.2 3D-MOT-Kühlaser

Für die 3D-MOT wird ebenfalls ein MOPA-System **TA100** benutzt, das jedoch ein Modell einer älteren Generation mit 500mW Ausgangsleistung ist. Die Frequenzstabilisierung ist äquivalent zu der des 2D-MOT-Lasers mit einer Sättigungsspektroskopie und Frequenzsteuerung über den Gitterpiezo aufgebaut. Hierbei wird der Laser -451MHz weit rot-verstimmt zum $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang betrieben. In der Aufteilung der Leistung wird zuerst ein kleiner Teil für den Betrieb des „pusher“-Strahls abgezweigt und die Leistung anschließend auf vier Teilarme verteilt, die entsprechend den vier in der bewegten Melasse benutzten Frequenzen (Kap. 3.4.2) ausgelegt sind. Die einzelnen Teilstrahlen werden dann jeweils über einen AOM im Doppelpass weiter manipuliert, der vielfältige Funktionen gleichzeitig erfüllt. Einerseits dienen die AOMs dazu, die für die bewegte Melassephase unterschiedlichen Frequenzen auf die Teilstrahlen aufzuprägen und die für die verschiedenen Kühlphasen benutzten globalen Verstimmungen zur atomaren Resonanz zu generieren, vgl. Abb. 3.9. Die AOM-Frequenz beträgt z.B. für die MOT-Phase 215MHz, sodass hier die Verstimmung $\delta = (-451 + (2 \times 215))\text{MHz} = -21\text{MHz}$ ist. Andererseits werden sie zum schnellen Schalten der Strahlen ($\approx 5\mu\text{s}$) und für die aktive Intensitätskontrolle während der Melasse benutzt. Nach dem AOM Durchlauf werden die Laserstrahlen weiter aufgeteilt. Nach jedem AOM besteht die verfeinerte Aufteilung aus zwei identischen Pfaden für die beiden 3D-MOTs, die noch aus jeweils zwei Armen für die horizontalen, bzw. einem für die vertikalen Strahlen bestehen. Bestandteil dieser Aufteilung ist die Überlagerung mit dem Rückpumplicht, die jedoch nur für die vertikalen Strahlen vorgenommen wurde. Pro MOT-Strahl wird in diesem Aufteilungssystem eine maximale Ausgangsleistung von ca. 11mW erzielt.

Die Ansteuerung der AOMs muss zur Verwirklichung wohldefinierter atomarer Geschwindigkeiten sehr präzise erfolgen. Zu diesem Zweck wurden auf die vorgesehene Anwendung optimierte Frequenzgeneratoren konzipiert. Diese basieren auf einem DDS-Baustein (Direct Digital Synthesis) vom Typ **AD9956**,

wobei die für die vier Frequenzen benötigten Generatoren über die Anbindung an denselben Referenzoszillator untereinander phasengelockt werden. Dies ist nötig zur Erzielung möglichst tiefer Temperaturen beim Polarisationsgradientenkühlen in der Melasse [83]. Die Intensitätssteuerung durch die AOMs wird über eine spannungskontrollierte Abschwächung der an ihnen angelegten RF-Leistung vorgenommen, was ebenso zum Schalten des Lichts benutzt wird. Die adiabatische Intensitätsabsenkung am Ende der Melassephase (siehe Abb. 3.9) wird hierbei dadurch erzielt, dass die eigentlich schnell geschaltete Steuerspannung der Abschwächer durch Tiefpässe (Zeitkonstante 1kHz) verzögert wird.

Aus Platzgründen wird der Teil des Lichts für den „pusher“-Strahl über eine Faser auf das zweite Breadboard geführt (Abb. 4.10). Hier wird er mit einem schaltbaren AOM um $2 \times 231\text{MHz}$ blau-verschoben, sodass für die Anwendung eine Verstimmung von $+1,8\Gamma$ zum $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang mit $0,6\text{mW}$ Leistung pro Strahl erzielt wird.

4.4.3 Rückpumpelaser

Der Laser zur Erzeugung des Rückpumplichts ist ein ECDL-Laser in Littrow-Konfiguration, der basierend auf dem Design aus Ref. [84] in Eigenarbeit entworfen und hergestellt wurde, siehe [62],[85] für eine detaillierte Beschreibung. Dieser liefert bis zu 50 mW Ausgangsleistung, wobei seine Frequenz ebenfalls über eine Sättigungsspektroskopie stabilisiert wird. Diese wird hier relativ zum unteren Hyperfeingrundzustand nahe des $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergangs betrieben. Das Ausgangslaserlicht hat eine Verstimmung von -79MHz zu dem betrachteten Übergang. Vor den jeweiligen Überlagerungen mit den KühlLasern durchlaufen die Rückpumperstrahlen AOMs ($+79\text{MHz}$ Verschiebung) zum schnellen Schalten des Lichts. Hinter den AOMs werden zusätzlich auch hier „Shutter“ eingesetzt, um das Licht an den Faserausgängen durch Ausblendung perfekt auszuschalten. Neben den Überlagerungen mit den beiden KühlLasern wird ein Teil des Lichts über eine Faser auf das andere optische Breadboard transferiert, wo es mit dem Detektionslicht, bzw. Licht zum optischen Pumpen zusammengeführt wird.

4.5 Lasersystem Detektion und optisches Pumpen

Das Licht, das für die Detektion der Atome und somit auch als Ablenkstrahl der Präparation verwendet wird und das Licht zum optischen Pumpen in der Präparationsphase werden aus demselben Laser in ECDL-Konfiguration generiert. Dieser ist ein dem Rückpumpelaser baugleicher, ebenfalls in Eigenarbeit hergestellter Laser in Littrow-Konfiguration.

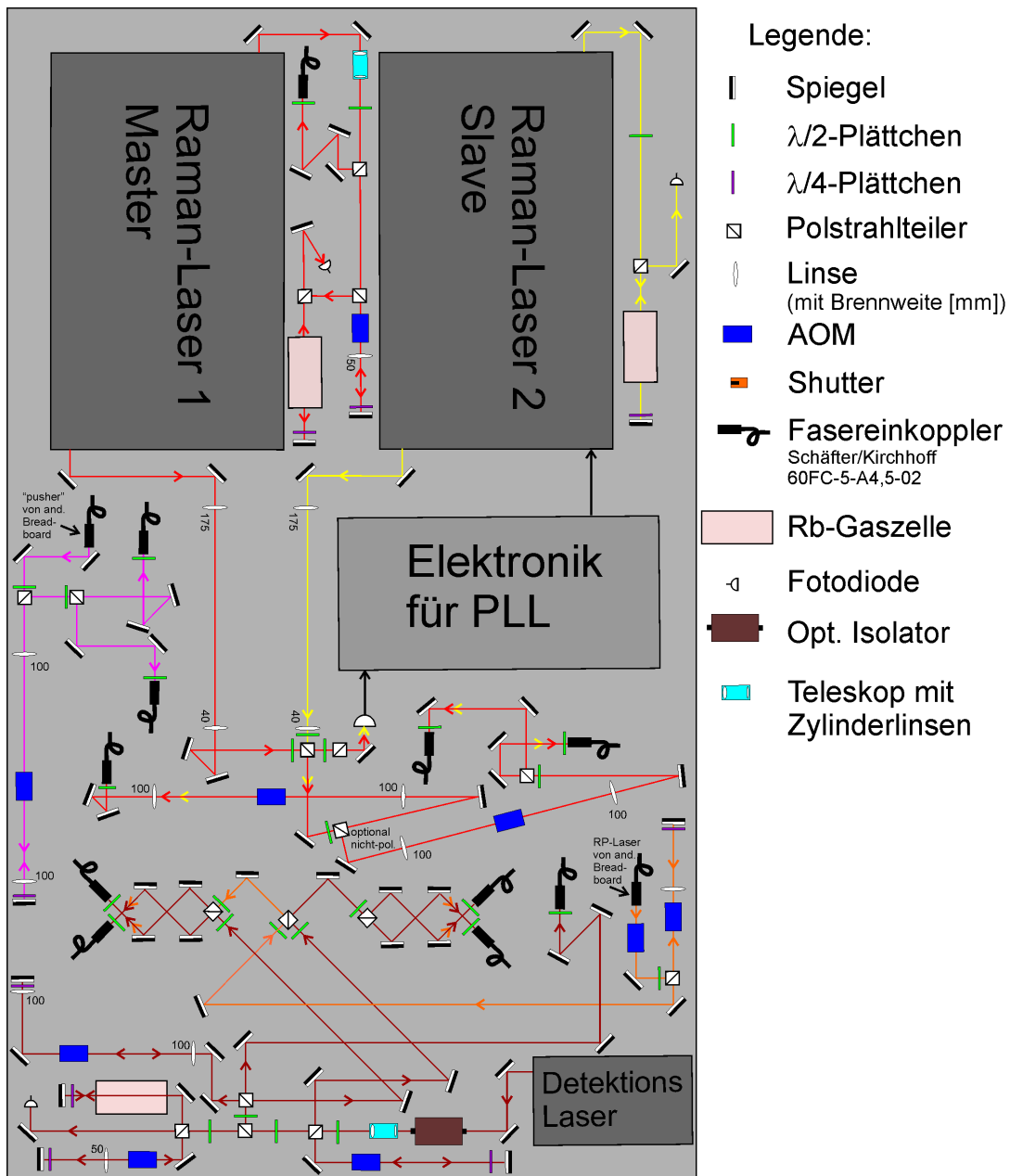


Abbildung 4.10: Schematischer Aufbau des Lasertisches für die Ramanlaser, die Detektion und zum optischen Pumpen. Erläuterung der Komponenten in der Legende.

Die Frequenzstabilisierung dieser Strahlquelle wird momentan ebenfalls mittels einer Sättigungsspektroskopie in Lock-In-Technik vorgenommen, wobei als Stellelemente der Laserfrequenz hier neben dem Gitterpiezo auch der Diodenstrom benutzt wird. Die Ausgangsfrequenz des Lasers ist auf -414MHz zum $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang stabilisiert. Zur Reduzierung des bei der De-

tektion induzierten Rauschens wurde eine bestmögliche Optimierung der Bandbreite der Frequenzregelung vorgenommen. Diese beträgt ca. 9kHz, die letztendlich durch die hier angewendete Modulationsfrequenz der *Lock-In*-Methode von 90kHz und für die weitere Signalverarbeitung notwendige Tiefpassfilterung limitiert ist. Der Laser hat dann eine spektrale Breite (FWHM) von ca. 700kHz. Da, wie in Abschnitt 3.6 gezeigt, das bei der Detektion erzielbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis momentan durch die Frequenzstabilität des Detektionslasers begrenzt ist, ist die Umstellung der Spektroskopie auf die in Abschnitt 4.1.1 beschriebene FM-Technik geplant. Durch die hierbei verwendete deutlich höhere Modulationsfrequenz sollte eine ebenfalls merklich vergrößerte Regelbandbreite erzielt werden können, vgl. [30].

Die unterschiedlichen Frequenzen für die erwähnten Anwendungen werden nach einer Aufteilung in zwei Teilstrahlen durch individuelle AOMs erzeugt, die zusätzlich zum schnellen Schalten der Strahlen benutzt werden, siehe Abb. 4.10. Die zwei AOMs verschieben hierbei die Frequenzen um $+2 \times 204,5$ MHz für die Detektion (Verstimmung: $-0,9\Gamma$), bzw. $+2 \times 74$ MHz für das optische Pumpen (resonant). Der Optikaufbau der zwei Pfade ist so angelegt, dass in beiden Teilarmen gleichzeitig Rückpumplicht überlagert werden kann, jeweils nachdem der AOM durchlaufen wurde. Das Rückpumplicht wird aus einer Faser, die vom optischen Breadboard der Kühllaser geführt wird, ausgekoppelt. Um das Rückpumplicht ebenfalls schnell schalten zu können, werden auch hier AOMs benutzt. Um eine komplette Ausschaltung des Lichts zu garantieren, läuft der Rückpumpstrahl nach dem Faserausgang durch zwei separate AOMs, einen davon im Doppeldurchgang. Die Detektions-, bzw. Pumpstrahlen mit dem für beide überlagertem Rückpumplicht werden auf jeweils zwei Fasern aufgeteilt, wobei an den Faserausgängen 6mW Laserleistung für die Detektion, $70\mu\text{W}$ zum optischen Pumpen, 0,4mW Detektionsrückpumplicht und 0,3mW Rückpumplicht für die Präparation eingestellt sind. Zusätzlich wird ein kleiner Teil der Laserleistung (1mW) optional in eine Faser geführt, die das Licht in einen separierten Aufbau für eine Schwebungsmessung mit einem der Ramanlaser führt, siehe Abschnitt 4.6.2.

Neues Diodenlaserdesign

Um die intrinsische Frequenzstabilität des Detektionslasers zu erhöhen, soll zukünftig ein in dieser Hinsicht verbessertes Laserdesign eingeführt werden, das sich momentan im Aufbau befindet. Dieser Laser beruht auf dem in [86] vorgestellten Schema (siehe Abb. 4.11): Als frequenzselektives Element wird das Gitter der Littrow-Konfiguration durch einen spektral schmalbandigen (FWHM=0,3nm), gleichzeitig hochtransmittierenden (>95%) Interferenzfilter ersetzt. Die Zentralwellenlänge des Lasers wird hierbei über den Einfallswinkel auf den Interferenzfilter grob durchgestimmt. Der externe Resonator außerhalb der Laserdiode wird durch einen teildurchlässigen Spiegel realisiert, der gleichzeitig als Auskoppler dient. In diesem linearen Resonator wird die Sensitivität

der Rückkopplung auf die Ausgangsstrahlage aus der Diode durch die Verwendung einer „Katzenaugenanordnung“, bei der der Auskoppelspiegel im Fokus eines Teleskops zweier Linsen steht, stark reduziert. Für den experimentellen Aufbau des Lasers wird der Grundkörper in einem Stück durch Ausfräsung aus einem Block realisiert, was somit zu einer thermisch und mechanisch erhöhten Stabilität führt.

In ersten Messungen wurden die spektralen Eigenschaften eines nach dem vorgestellten Konzept testweise aufgebauten Lasersystems analysiert. Es wurde hierbei eine Linienbreite von $\text{FWHM} < 300 \text{ kHz}$ festgestellt. Dieser Wert ist als vorläufiges Ergebnis zu betrachten, da eine Optimierung und anschließende vollständige Charakterisierung des Lasersystems noch aussteht.



Abbildung 4.11: Schema des Diodenlaser stabilisiert mit Interferenzfilter. LD: Laserdiode, KL: Kollimationslinse, IF: Interferenzfilter, TL1: Linse 1 Katzenaugenteleskop, TL2: Linse 2 Katzenaugenteleskop, AK: Auskoppler mit teildurchlässigem Spiegel auf Piezohalterung.

4.6 Ramanlasersystem

Die Beschreibung des Ramanlasersystems ist unterteilt in eine knappe Darstellung der ersten verwirklichten Realisierung und deren Charakterisierung, die bereits ausführlich in [85] diskutiert ist. Weiterhin werden die nachfolgend vorgenommenen experimentellen Optimierungen erläutert. Es folgt eine Beschreibung und Charakterisierung eines neu entwickelten rauscharmen Referenzoszillators für den PLL. Abschließend wird der Aufbau der Ramanlaseroptik zur Aufteilung in Teilstrahlen für die Interferometrie und die Präparation dargestellt.

4.6.1 Erste Realisierung des Ramanlasersystems

Für das Ramanlasersystem wurden in Eigenbau zwei Lasersysteme in MOPA-Konfiguration entwickelt, deren Aufbau an das der kommerziellen **TA100**-Systeme angelehnt ist. Es konnte jeweils eine hohe Ausgangsleistung von über 500mW generiert werden, was zur Erzielung kurzer Strahlteilerpulse erforderlich ist. Der so genannte Master-Laser, auf den der Slave phasenstabilisiert wird, ist über eine Sättigungsspektroskopie mit der *Lock-In*-Methode frequenzstabilisiert um eine konstante Verstimmung Δ zum $5^2P_{3/2}$ -Niveau zu realisieren,

was für einen wohlbestimmten Ramanprozess benötigt wird. Hierbei wird der $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2/3\rangle$ -Übergang von ^{85}Rb in der Spektroskopie verwendet, womit eine Verstimmung von $\Delta \approx 2,8\text{GHz}$ erzielt wird.

Für den optischen PLL werden die beiden Laserstrahlen des Master- und des Slavelasers unter Benutzung möglichst kurzer optischer Weglängen, was für eine hohe Regelbandbreite erforderlich ist, zur Schwebungsmessung auf einer schnellen Photodiode überlagert, siehe Abb. 4.12. Die Differenzfrequenz der beiden Laser von ca. 6,83 GHz wird nach einer Signalverstärkung zur Phasenstabilisierung in einem mehrstufigen Prozess auf die Frequenzen zweier Lokaloszillatoren abgestimmt: Dazu wird das Signal zuerst auf einem Mischer durch Schwebung mit einem ersten Referenzoszillator bei 6,93 GHz in den MHz-Bereich transferiert und das nach weiterer Verstärkung und Filterung verbleibende Signal von ca. 95,5 MHz mit einem frequenzgleichen Lokaloszillator auf einem zweiten analogen Mischer, der als Phasendetektor fungiert, phasensensitiv verglichen. Als Lokaloszillatoren dienen zwei kommerzielle Synthesizer (**Rohde+Schwarz, Typ SML01** und **Fluke 6080A/AN**), wobei das Signal von ca. 95,5 MHz direkt von diesen Geräten erzeugt werden kann, das Signal bei 6,93 GHz jedoch über Erzeugung von Harmonischen einer Grundwelle bei 990 MHz mittels eines nichtlinearen Prozesses in einer Step-Recovery-Diode (SRD) generiert wird.

Das erzeugte Fehlersignal wird über drei Regelpfade für die Stabilisierung der Differenzphase der zwei Laserfelder benutzt. Hierbei dient ein schneller Pfad, dessen Regelsignal direkt auf den Strom der Laserdiode moduliert wird, als unmittelbares Stellelement für den Einfangprozess beim Einschalten der Stabilisierung und zur Erzielung einer großen Regelbandbreite. Ein mittelschneller Pfad über den Diodenstromtreiber und ein langsamer über den Gitterpiezo sorgen über ihre Integrationswirkung für eine Verbesserung der Regeleigenschaften im niederfrequenten Bereich.

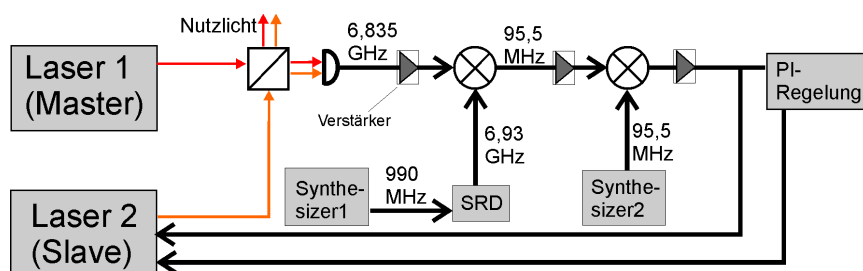


Abbildung 4.12: Schematischer Aufbau der ersten Realisierung des PLL der Ramanlaser. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [85].

Da die Phasenstabilität zwischen den Ramanlasern essentielle Grundvoraussetzung für eine rauscharme Interferometermessung ist, war diese das Hauptkriterium zur Charakterisierung des realisierten Systems. Über die Analyse des

Schwebungssignals und die Messung des Phasenrauschens in verschiedenen, auf die jeweilige Messgröße angepassten Anordnungen wurden folgende Ergebnisse abgeleitet [85]:

- Die mittlere Phasenabweichung zwischen den beiden Ramanlasern beträgt 40mrad.
- Bei einer Messung, die den Einfluss des Rauschens der Referenzoszillatoren unterdrückt, wurde das allein von der restlichen Regelung verursachte Rauschen zu 0,39mrad bestimmt.
- Die erzielte Bandbreite der Phasenregelung ist 4,6MHz.

Mit dem hier beschriebenen System wurde im November 2005 das erste Doppler und inertial insensitive Atominterferometer verwirklicht.

4.6.2 Optimierung des Ramanlasersystems

Das Ramanlasersystem wurde im Laufe dieser Arbeit mit Hilfe der im Messbetrieb gesammelten Erfahrungen sukzessive und komponentenweise verbessert. Die erste Maßnahme war die Umstellung der Frequenzstabilisierung des Master-Ramanlasers, bei der nun die Stabilisierung über die Schwebungsmessung mit einem anderen Laser erfolgt. Ein Teil des Lichts zur Spektroskopie wird hierzu in eine Faser geführt, und in einen separaten, in den Abb. 4.9, 4.10 nicht dargestellten, Optikaufbau zur Überlagerung mit Licht des Detektionslasers geführt. Das resultierende Schwebungssignal ist frei wählbar im Bereich von 0,1-1GHz und wird nach einer Frequenzteilung (Teiler **U891**) von einem f-zu-V-Konvertierer **VFC110AD** in ein DC-Signal für die PI-Regelung des Lasers umgewandelt. Durch diese Umstellung ist die Verstimmung Δ sehr variabel wählbar, sodass z.B. kürzere Pulslängen der Strahlteiler ermöglicht werden. Dadurch kann eine erhöhte Anregungswahrscheinlichkeit der Atome in der Doppler sensitiven Konfiguration erzielt werden, siehe Abschnitt 6.2.

Weiterhin wurde der analoge Mischer durch einen DPDFD (**MCH12140**) zur Phasendetektion ersetzt. Mit diesem wird eine um ein Vielfaches gesteigerte Stabilität des Phasenlocks erreicht, womit auch größere (~ 10 MHz), durch gezielte Ansteuerung der Lokaloszillatoren aufmodulierte Sprünge der Differenzfrequenz bei angeschalteter Regelung ermöglicht werden. Diese Frequenzagilität wird z.B. zur Durchführung von Messungen in einer Ramsey-Anordnung (vgl. Abschnitt 6.1.2) benötigt. Negative Auswirkungen der digitalisierten Phasendetektion sind zwar ein marginal erhöhtes Phasenrauschen der Regelung und die Reduktion der Regelbandbreite auf ca. 3MHz, was in der vorliegenden Realisierung des Ramanlasersystems jedoch keinen limitierenden Einfluss auf die Phasenstabilität der Laser hat.

Zur Reduzierung des Phasenrauschens, das von den Elementen zur Verarbeitung des Schwebungssignals verursacht wird, wurden die bisher verwendeten Standardbauteile (der Firma **MiniCircuits**) wie Verstärker, Mischer und Richtkoppler durch spezifiziert rauschärmere Komponenten ersetzt. So wird zur Verstärkung des Signals bei 6,8GHz ein Gerät des Typ **AMF-3B-067069-30-19P-LPN** und für denselben Zweck im MHz-Bereich ein **AU-2A-0150** Verstärker eingesetzt, beides Produkte der Firma **Miteq**. Als Mischer im hochfrequenten GHz-Bereich wird ein Gerät **DM0408LW2** derselben Firma verwendet.

4.6.3 Rauscharmer Referenzoszillator

Wie an den Ergebnissen aus Abschnitt 4.6.1 ersichtlich ist, wird die residuelle Phasenabweichung der beiden Laser hauptsächlich von der Rauschqualität der benutzten Lokaloszillatoren bestimmt. Deshalb wurde zur Verwirklichung von phasenrauscharmen Referenzoszillatoren in Zusammenarbeit mit dem BNM-SYRTE (Paris) ein auf die Verwendung in einem Ramanlasersystem optimiertes Oszillatorkonzept entwickelt. Hierbei basieren alle Oszillatoren auf einer kundenspezifisch hergestellten, extrem rauscharmen 100MHz-Quelle von **SPECTRADYNAMICS**. Diese beinhaltet sowohl einen 5MHz Quarz-Oszillator (**Wenzel Bluetop**) wie auch einen 100MHz Quarz-Oszillator (**Wenzel SC Premium**), der das für die weiteren Anwendungen verwendete Signal liefert.

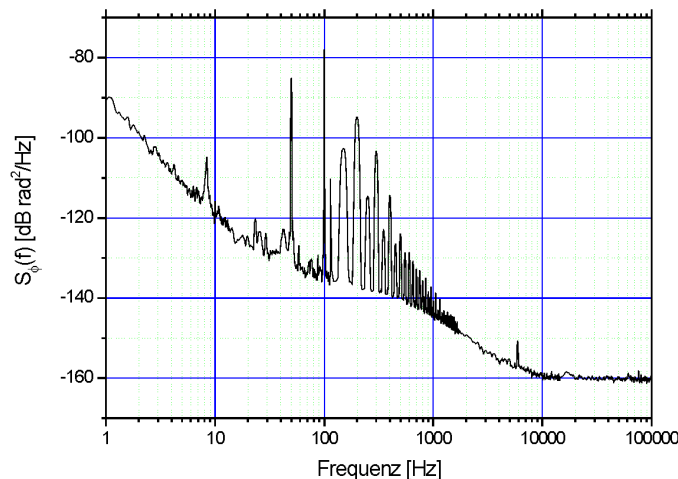


Abbildung 4.13: Phasenrauschen der 100MHz Referenzquelle. Gezeigt ist die spektrale Rauschleistungsdichte aufgenommen über die Schwebung zweier baugleicher Systeme. Das Rauschen eines Systems allein ist -3dB geringer.

Der 100MHz Quarz wird zur bestangepassten Rauschminimierung auf den im niederfrequenten Bereich rauschärmeren 5MHz-Quarz phasenstabilisiert. Die Bandbreite der Regelung ist so gewählt, dass das erzeugte Ausgangssignal jeweils die frequenzabhängig optimale Rauschcharakteristik eines der beiden Quarze übernimmt. Das Phasenrauschen dieses Systems, dargestellt in Abb. 4.13, wurde durch die Schwebung von zwei baugleichen Geräten ermittelt: Bei 1Hz beträgt die spektrale Leistung des Phasenrauschens lediglich $-93\text{dB rad}^2/\text{Hz}$. Das Rauschen ist bis 10kHz vom $1/f$ -Rauschen der beiden Quarze bestimmt, erkennbar ist zusätzlich von der intrinsischen Phasenstabilisierung verursachtes Rauschen bei der Regelbandbreite von 200Hz. Ab 10kHz liegt weißes Rauschen bei einem Untergrund von $-163\text{dB rad}^2/\text{Hz}$ vor.

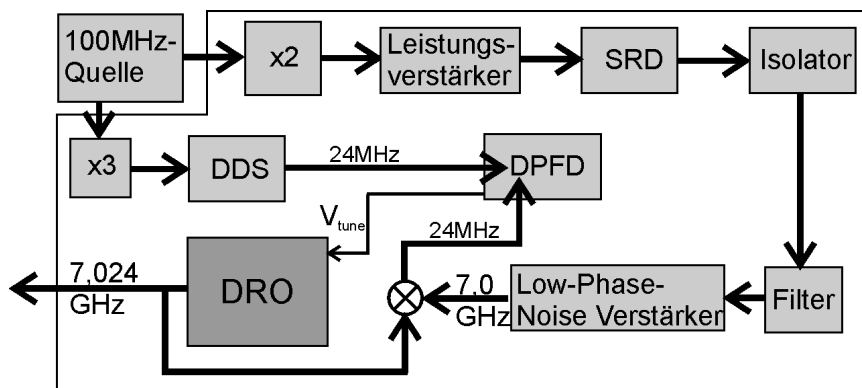


Abbildung 4.14: Frequenzkette zur Synthese des Mikrowellensignals bei 7GHz. Alternativ kann zum einen das Signal bei 7GHz nach dem Low-Phase-Noise-Verstärker direkt an den Ausgang angelegt werden. Es besteht des Weiteren die Möglichkeit, den DPF für den Phasenlock des DRO durch einen analogen Mischer zu ersetzen.

Bei der Realisierung des ersten Lokalszillators im GHz-Bereich sollte die hervorragende Phasenstabilität der 100MHz-Quelle bestmöglich erhalten bleiben. Die Erzeugung dieser Mikrowellenfrequenz ist in Abb. 4.14 dargestellt. Die am Eingang angelegte Frequenz von 100MHz wird verdoppelt und passiert anschließend zum Sättigungsbetrieb einer SRD zuvor einen rauscharmen Verstärker. Aus den von der SRD erzeugten Harmonischen wird die Komponente bei 7GHz herausgefiltert und anschließend nochmals nachverstärkt. Diese 7GHz können entweder direkt als erstes Lokalszillatorsignal benutzt oder alternativ zur Phasenstabilisierung eines DRO (Dielectric Resonator Oscillator) bei 7,024GHz verwendet werden. Die zweite Variante hat den Vorteil, dass bei der Phasenstabilisierung des DRO ein DDS bei 24MHz, der ebenfalls von der 100MHz-Quelle phasenstabilisiert wird, mitbenutzt wird. Somit wird ein frequenz- und phasenmodulierbares Element in den ansonsten starren Frequenzsynthesekreis integriert. Diese Möglichkeit der Frequenzsynthese besitzt jedoch

ein marginal erhöhtes Phasenrauschen, wie durch Vergleichsmessungen ermittelt wurde. Bei diesen Messungen wurden zwei baugleiche Frequenzketten, in Abb. 4.15 bei 7,024GHz, zur Ermittlung des Phasenrauschens miteinander verglichen. Wie die Messung zeigt, konnte die Rauschqualität der kommerziellen Quelle beinahe ideal in den Mikrowellenbereich bei ca. 7GHz transferiert werden.

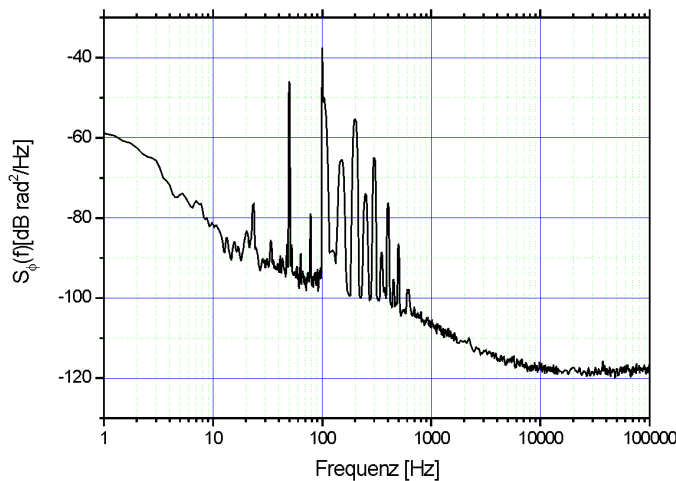


Abbildung 4.15: Phasentrauschen der Synthesekette bei 7,024GHz. Dargestellt ist die spektrale Rauschleistungsdichte zweier baugleicher Systeme, deren 100MHz Eingangssignale für die Messung schwach (Bandbreite <10Hz) phasengelockt wurden. Zum Vergleich der 7,024GHz mit dem Signal bei 100MHz müssen noch -37dB subtrahiert werden (und -3dB zur Umrechnung auf ein System)[87].

Aktuelle Realisierung der Referenzoszillatoren

Die zuvor erläuterte Mikrowellen-Synthesekette wird zur Zeit mit 7,0GHz betrieben und das nach der ersten Mischerstufe verbleibende Signal von ca. 165MHz vor dem DPFD nochmals durch einen Teiler in der Frequenz halbiert. Als zweiter Lokaloszillator für den optischen PLL werden momentan die zwei in Abschnitt 4.6.1 erwähnten kommerziellen Synthesizer benutzt. Durch einen RF-Schalter vor dem Eingang in den DPFD kann als Lokaloszillator schnell zwischen den beiden Synthesizern gewechselt werden. Dies ist nötig, um gleichzeitig Frequenz- und Phasenmodulationen für verschiedene Abschnitte während eines Interferometerzyklusses durchzuführen, vgl. z.B. Abschnitt 6.2.2, da dies nicht gleichzeitig von einem Synthesizer allein vorgenommen werden kann.

Baldmöglichst sollen die kommerziellen Synthesizer jedoch durch einen DDS

Typ **AD9852** ersetzt werden, der ebenfalls auf die 100MHz-Quelle phasenstabilisiert wird, siehe Abb. 4.16. Somit werden dann die Rauscheigenschaften beider Lokaloszillatoren auf diesen rauscharmen Referenzoszillator zurückgeführt. Sobald dieser Umbau erfolgt ist, soll das Ramanlasersystem bezüglich der Phasenstabilität abschließend optimiert und charakterisiert werden.

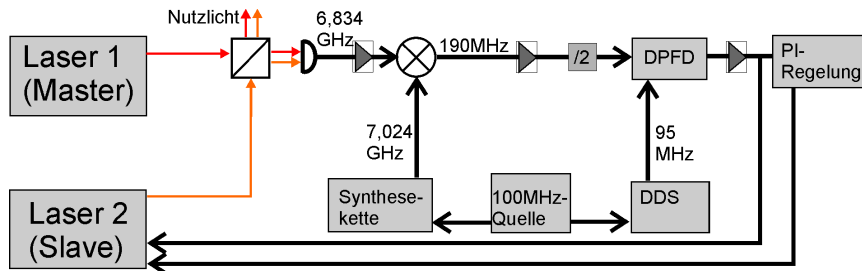


Abbildung 4.16: Schematischer Aufbau des PLL der Ramanlaser in der optimierten Version. Momentan wird die Synthesekette bei 7,0GHz betrieben und anstelle des DDS werden kommerzielle Synthesizer verwendet, siehe die Erläuterung in Abschnitt 4.6.3.

4.6.4 Faseraufteilung Ramanlaser

Nach der Überlagerung der beiden Ramanlaser auf einem Polstrahlteiler durchlaufen die Strahlen gemeinsam die folgende Aufteilung in die zwei Pfade für einerseits die Interferometrie und andererseits die Präparation, siehe Abb. 4.10. Diese Aufteilung wird an einem Strahlteiler vorgenommen, der wahlweise polarisierend sein kann. Durch den Typ des Strahlteilers kann bestimmt werden, ob die jeweils linearen Polarisationen der beiden Ramanstrahlen zueinander senkrecht oder parallel zueinander stehen. Dies ist nötig für den Wechsel zwischen der Doppler sensitiven und der insensitiven Konfiguration des Interferometers, siehe Kap. 3.7. Die Strahlen für die beiden Anwendungen der Ramanlaser werden über AOMs geschaltet und anschließend in Fasern eingekoppelt, wobei der Strahlpfad für die Präparation zuvor nochmals in zwei Arme aufgeteilt wird. In diesem Aufbau werden die AOMs mit einem RF-Bauteil **ZYSWA-2-50DR** mit kurzer Verzögerung geschaltet, um die für die Interferometrie angestrebten Puls-längen von wenigen μs definiert zu realisieren. Es konnten so Schaltzeiten von 50ns realisiert werden, wobei zusätzlich eine Verzögerung zwischen elektrischem Impuls und Lichtmodulation von 500ns ermittelt wurde.

4.7 Experimentsteuerung

Das System zur präzisen Steuerung des experimentellen Ablaufs basiert auf der graphisch programmierbaren Software **Labview**, das hier in einem Standard-

PC, der als Messrechner fungiert, unter dem Betriebssystem Windows betrieben wird. Zur Zeitsteuerung dient eine Timer-Karte **PCI-6601** von **National Instruments** auf deren Taktrate alle von der Steuerung kontrollierten Prozesse synchronisiert werden. Die Ausgabe an die experimentelle Hardware erfolgt größtenteils über digitale, bzw. analoge Karten, ebenfalls von **National Instruments**. Durch die Ausgänge dieser Karten, die TTL-Pulse, bzw. analoge Spannungen (von $\pm 10V$) ausgeben, werden z.B. die verschiedenen AOMs geschaltet oder die Magnetfelder spannungsgesteuert kontrolliert. Besondere Kontrolle benötigen die AOMs der Ramanlaser: Zum schnellen Schalten in präzisen Zeitabfolgen für die Interferometersequenz werden diese von der Timerkarte und einer Logikschaltung direkt angesteuert. Die in Abschnitt 4.4.2 erwähnten DDS-Synthesizer zur AOM-Steuerung der 3D-Melasselaser sind in einem Industrie-PC untergebracht, der über ein **Labview Realtime** Computersystem angesteuert wird. Die Triggerpulse zur Zeitsteuerung dieses Systems werden wiederum vom eigentlichen Messrechner ausgegeben. Zur Ansteuerung der kommerziellen Synthesizer, die am PLL-Regelkreis der Ramanlaser benutzt werden, dienen **PCI-GPIB**-Karten. Der schematische Aufbau dieser Experimentsteuerung ist in Abb. 4.17 gezeigt.

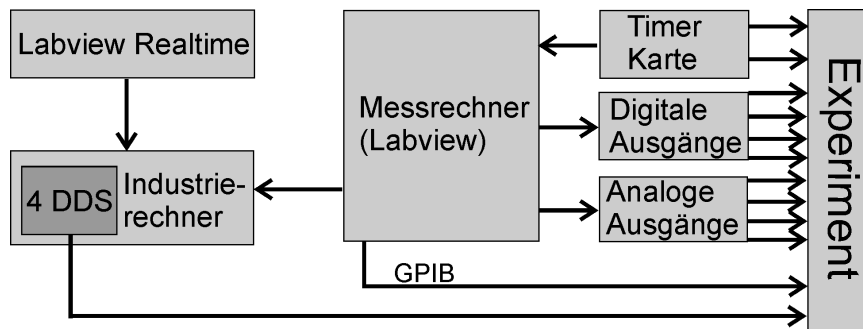


Abbildung 4.17: Schema der computergestützten Experimentsteuerung.

CHARAKTERISIERUNG DER ATOMQUELLEN

Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle wesentlichen Eigenschaften der Atomquellen erstmalig am komplettierten Aufbau gemessen. Gegenstand der Untersuchungen war der atomare Fluss, die Temperatur des atomaren Ensembles und die Genauigkeit der atomaren Startparameter, insbesondere die Driftgeschwindigkeit der Atome \vec{v}_{at} . Diese Eigenschaften sind, wie in den Kapiteln 3.4.1 und 3.4.2 hergeleitet, maßgeblich für die erzielbare Auflösung in einem atomaren Sagnac-Interferometer.

5.1 Intensität des atomaren Flusses

Voraussetzung zur Messung mit höchsten Auflösungen ist ein hoher atomarer Fluss, um das atomare Schrotrauschen zu minimieren, siehe Kap. 2.3. Die im Interferometer eingesetzten Atomquellen beruhen auf Konzepten vorangegangener Arbeiten [88],[62],[24], in denen 2D-MOT-, bzw. kombinierte 2D-MOT/3D-MOT-Aufbauten realisiert wurden. Bei der Charakterisierung der in diesen Arbeiten verwirklichteten Atomquellen bezüglich des atomaren Flusses wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- Der von der 2D-MOT generierte Fluss betrug maximal $1,1 \times 10^{10}$ At/s bei einer mittleren Geschwindigkeit unter 20m/s.
- Im Doppel-MOT Betrieb konnte die Hälfte des von der 2D-MOT erzeugten atomaren Flusses in die 3D-MOT geladen werden.

Im Unterschied zu den früheren Testaufbauten werden die Laserstrahlen für die Kühlung der Atome im jetzigen Aufbau mit Fasern an die Apparatur geführt

und ein geänderter Vakuumaufbau genutzt. Des Weiteren wurde der hohe Atomfluss in den Testaufbauten mit Laserleistungen in der 2D-MOT erzielt, die durch die Leistungsaufteilung beim synchronen Betrieb von zwei atomaren Quelleinheiten nicht mehr zur Verfügung stehen. Es konnte aber durch Vergleichsmessungen bei angepassten Laserleistungen belegt werden, dass die neu entwickelte faserbasierte Version der Doppel-MOT mindestens gleich hohe Flüsse wie der zuvor getestete Aufbau generiert. Beispielhaft ist in Abb. 5.1 eine Messung der Laderate der 3D-MOT gezeigt, bei der der Dampfdruck des Rubidium-Hintergrundgases in der 2D-MOT-Kammer durch Erhöhung der Temperatur des Rb-Reservoirs variiert wurde. Typische Werte für die in der 2D- und 3D-MOT verwendete Laserleistung sind 130mW, bzw. 60mW, die sich auf vier, bzw. sechs Strahlen aufteilen. Im Dauerbetrieb wird in der Quelle ein niedriger Rb-Gasdruck benutzt (Reservoir-Temperatur zwischen 70-90°C), um eine ansonsten von der Abwärme des Reservoirs induzierte Erhöhung der Vakuum-Leckrate, wie in [24] beschrieben, zu vermeiden.

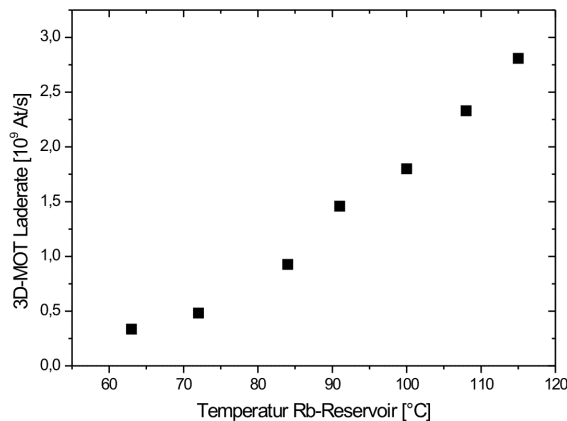


Abbildung 5.1: Laderate der 3D-MOT in Abhängigkeit vom Rb-Hintergrunddampfdruck in der 2D-MOT, hier qualitativ dargestellt durch die Temperatur des Rb-Reservoirs.

Erstmals wurde im Betrieb der Doppel-MOT auch ein „pusher“-Strahl eingesetzt, mit dem man zuvor schon den Atomfluss aus der allein stehend betriebenen 2D-MOT um einen Faktor 4 steigern konnte [62]. Die optimale Laderate der 3D-MOT konnte hierbei mit einem um ca. 3° zum Atomstrahl der 2D-MOT verkippten „pusher“-Laserstrahl erreicht werden. Diese Strahlage vermeidet, dass der Laserstrahl das Zentrum der 3D-MOT durchkreuzt und Atome aus der Falle drückt. Wie in Abb. 5.2 gezeigt, wird die 3D-MOT-Laderate durch Einsatz des „pusher“-Strahls um bis zu einen Faktor 3,5 gesteigert. Mit typischen Laderaten

von $1 - 5 \times 10^9 \text{ At/s}$ in die 3D-MOT konnten in der aktuellen Apparatur bis zu 2×10^9 Atome in der 3D-MOT gespeichert werden.

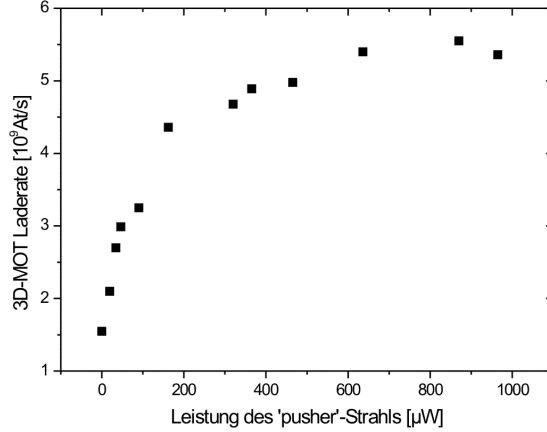


Abbildung 5.2: Laderate der 3D-MOT in Abhängigkeit von der Leistung des „pusher“-Strahls.

5.2 Analyse des durch die bewegte Melasse präparierten atomaren Ensembles

In diesem Abschnitt wird die Charakterisierung der Startparameter des mittels der bewegten Melasse generierten frei fliegenden atomaren Ensembles beschrieben. Der erste Punkt der Untersuchung war die Reproduzierbarkeit der Anfangsbedingungen für den Startvorgang der bewegten Melasse. Hierzu wurde die Stabilität der räumlichen Position einer der zwei 3D-MOTs unmittelbar vor dem Abschalten des MOT-Gradientenfeldes aufgenommen. Die Folgen für die interferometrische Messung aufgrund von Veränderungen in der Ausgangsposition des atomaren Ensembles liegen hauptsächlich darin, dass während der Strahlteilung eine im Mittel veränderte Laserphase $\phi_i(\vec{r})$ auf die Atome wirkt. Änderungen in der atomaren Geschwindigkeit \vec{v}_{at} werden von Variationen in der Ausgangsposition jedoch nicht zwangsläufig verursacht.

Die Messung erfolgte mit Hilfe einer CCD-Kamera, mit der die Position der atomaren Wolke in vertikaler Richtung von der Unterseite der Apparatur aufgenommen wurde. Die in Abb. 5.3 dargestellten Messpunkte zeigen die Abweichungen Δx , bzw. Δy der Position in zwei Raumrichtungen vom errechneten Mittelwert der Raumposition der aufgenommenen Messreihe, die ca. 800 Messzyklen beinhaltet, welche innerhalb von 30 Minuten aufgenommen wurden. Die

mit „x“ bezeichnete Raumrichtung liegt parallel zur horizontalen Flugrichtung der Atome und die mit „y“ bezeichnete Raumrichtung ist parallel zu den Strahlteilern des Interferometers. Es wurden als Standardabweichungen für die Positionen in den beiden Raumrichtungen $\sigma_x = 23\mu\text{m}$, bzw. $\sigma_y = 8,5\mu\text{m}$ ermittelt. Um die ermittelten Werte des Positionsrauschens in ein fiktives Rotationsrauschen umzurechnen, müssten die an den Strahlteilern vorliegenden optischen Abberationen der Ramanlaser in die Rechnung mit einbezogen werden [89]. Diese konnten im vorliegenden Aufbau jedoch noch nicht ermittelt werden, was allerdings mittels eines Shack-Hartmann Sensors in Kürze erfolgen soll.

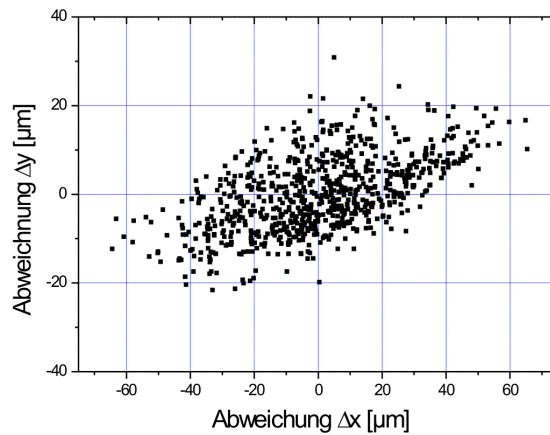


Abbildung 5.3: Histogramm der MOT-Position unmittelbar vor der Melassephase. Angegeben ist die relative Abweichung zum Mittelwert der MOT-Position der Messung, die Bezeichnung der Dimensionen sind im Text erläutert.

Im nächsten Schritt wurde die Reproduzierbarkeit des Starts des atomaren Ensembles aus der bewegten Melasse, insbesondere die atomare Geschwindigkeit \vec{v}_{at} , mit Hilfe einer Flugzeit-Analyse charakterisiert. Die Geschwindigkeit wird hierbei aus den Flugdauern nach der Phase der bewegten Melasse bis zu den Ankunftszeiten der Atome in den beiden in Kap. 3.6 beschriebenen Detektionszonen bestimmt. Die hier verwendeten Lichtfelder wurden durch Masken zur Erhöhung der Zeitauflösung auf enge Lichtspalte (0,5mm), senkrecht zur Flugrichtung der Atome, reduziert, siehe Abb. 5.4. Das von den Atomen, die die engen Lichtspalte durchfliegen, mittels resonantem Detektionslicht induzierte Fluoreszenzlicht wird auf einer kalibrierten Fotodiode aufgenommen. Eine beispielhafte Messung ist in Abb. 5.5 gezeigt.

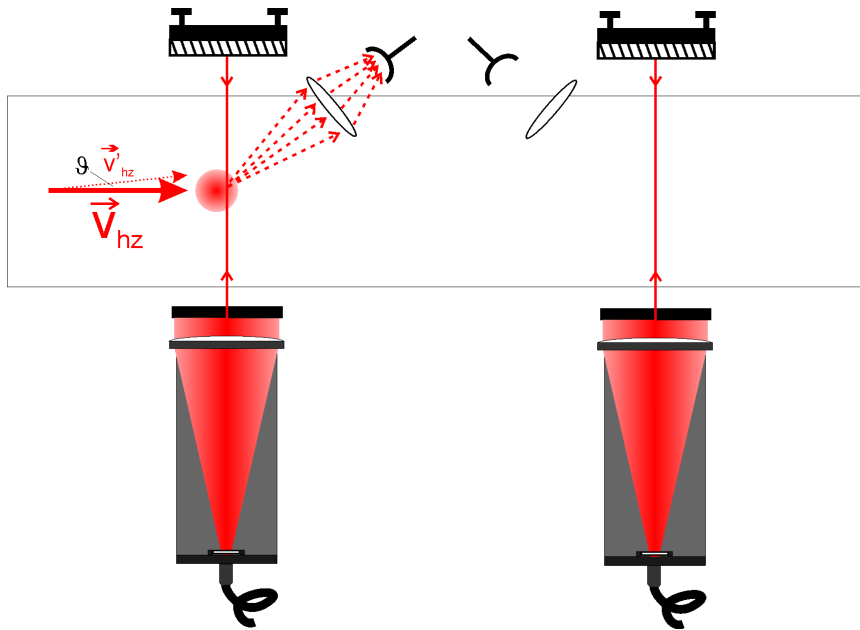


Abbildung 5.4: Optikaufbau zur Flugzeit-Messung, Draufsicht. Dieser wird sowohl für die Messung des Betrags der horizontalen Geschwindigkeit \vec{v}_{hz} , wie auch der atomaren Temperatur benutzt.

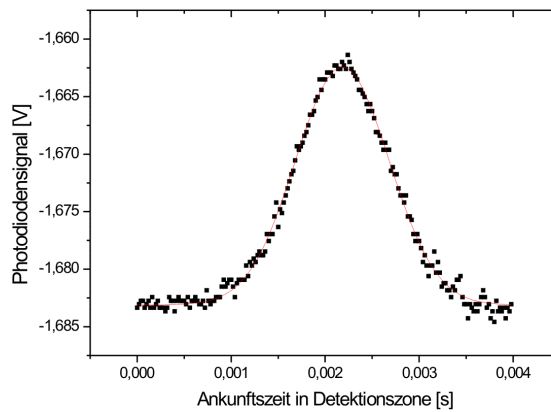


Abbildung 5.5: Zeitabhängiges Signal der Flugzeit-Messung, deren Aufbau in Abb. 5.4 dargestellt ist. Die Ankunftszeit in der Detektionszone ist abzüglich einer vorherigen Periode freier Flugzeit (hier ≈ 30 ms) angegeben.

Die Form des zeitabhängigen Signals entspricht einer Gauss-Verteilung, aus dessen Schwerpunkt die mittlere Ankunftszeit der atomaren Wolke in den De-

tektionszonen ermittelt wird. Da das atomare Ensemble durch nicht perfekt ausgeglichenen Strahlungsdruck des Detektionslichts beeinflusst wird, wird pro gestartetem Ensemble lediglich das Detektionslicht in einer der beiden Zonen angeschaltet und die Ankunftszeiten in den zwei Zonen abwechselnd für aufeinander folgend gestartete Ensemble ermittelt. Der Abstand zwischen den Detektionszonen ($\approx 130\text{mm}$) wurde mittels einer Schieblehre auf $0,25\text{mm}$ genau gemessen. In diesem Messaufbau wird der Betrag der horizontalen Geschwindigkeitskomponente $|\vec{v}_{hz}|$ ¹ ermittelt, da man durch die räumliche Anordnung der Detektionszonen senkrecht zur horizontalen Flugrichtung unempfindlich auf kleine Richtungsabweichungen (dargestellt durch den Winkel ϑ in Abb. 5.4) von der idealen Flugbahn ist. Die mit diesem Aufbau gemessenen Geschwindigkeiten stimmen bis zur Unsicherheit der Abstandsmessung ($0,2\%$) mit den theoretisch vorherberechneten überein.

Zu beachten ist, dass bei der vorgenommenen Methode der Flugzeit-Analyse Schwankungen der Ankunftszeit als Fluktuationen der Geschwindigkeit interpretiert werden: Durch Variationen in der Verstimmung des Kühllasers relativ zur atomaren Resonanz kann es während der Beschleunigungsphase der Atome zu einer Änderung der Photonenstreurrate kommen, wie in unabhängigen Messungen festgestellt wurde. Dadurch ändert sich die Zeitspanne, bzw. somit die Wegstrecke nach der die Atome ihre Endgeschwindigkeit erreichen, was zu Variationen der Ankunftszeit in den Detektionszonen führt (bis zu $100\mu\text{s}$). Dieser Effekt muss bei der Geschwindigkeitsbestimmung berücksichtigt werden, da die Endgeschwindigkeit hiervon nicht beeinflusst, sondern allein durch die differentiellen Melasseverstimmungen bestimmt wird.

Um die Stabilität des Betrags der horizontalen Geschwindigkeit zu ermitteln, wurde dieser über einen längeren Zeitraum aufgenommen. Die in Abb. 5.6 dargestellten Messpunkte sind aus einer Mittelung über 5 Minuten gewonnen worden, während denen die Atome zyklisch gestartet und abwechselnd die Ankunftszeit in den beiden Detektionszonen gemessen wurde. Angegeben ist die Geschwindigkeit hierbei relativ zum Mittelwert $|\vec{v}_{hz}|$ der 50-minütigen Geschwindigkeitsmessreihe. Die ermittelte relative Standardabweichung zur mittleren Geschwindigkeit $\sigma((|\vec{v}_{hz}| - \overline{|\vec{v}_{hz}|}) / \overline{|\vec{v}_{hz}|})$ beträgt 3×10^{-4} , wobei die größten auftretenden Variationen $1,1 \times 10^{-3}$ waren.

In einer zweiten Messreihe wurde verglichen, wie präzise der horizontale Geschwindigkeitsbetrag der aus den beiden Quellen gestarteten Atome übereinstimmt. Hier wurde eine relative Abweichung von 3×10^{-4} zwischen den zwei Ensembles gemessen. Die Unsicherheit der bei beiden Messungen verwendeten

¹Da in der Diskussion der horizontalen Geschwindigkeit eine Richtungsabweichung von der idealen Flugrichtung in Betracht gezogen wird (vgl. Kap. 6.2.1), wird diese als Vektor angegeben. Dieser ist dann als 2-dimensionaler Vektor in der horizontalen Ebene zu verstehen. Ansonsten wird die (ideale) horizontale Geschwindigkeitskomponente rein eindimensional betrachtet.

Methode ist jedoch, verursacht durch die beschriebenen Zeitvariationen und Unsicherheiten im Anfitzen der Messkurven, von gleicher Größe.

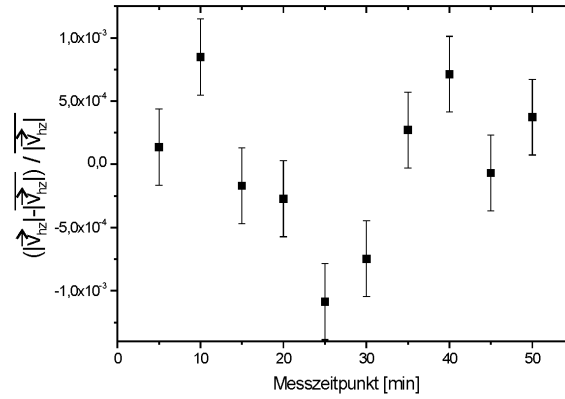


Abbildung 5.6: Stabilität des Betrags der horizontalen Geschwindigkeit \vec{v}_{hz} . Ein Messpunkt wird aus einer Mittelung über 5 Minuten gewonnen, siehe Text. Angegeben ist die relative Abweichung zum Mittelwert der gesamten Messperiode $(|\vec{v}_{hz}| - |\vec{v}_{hz}|) / |\vec{v}_{hz}|$. Die Fehlerbalken wurden aufgrund der bekannten Variationen der Ankunftszeiten in den Detektionszonen abgeschätzt.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Temperatur des atomaren Ensembles. Sie wird aus der Breite der räumlichen Gauss-Verteilung der atomaren Wolke bestimmt. Dazu wird mit Hilfe der zuvor bestimmten Geschwindigkeit das zeitabhängige Fotodiodensignal in eine räumliche Breite der atomaren Wolke umgerechnet. Die Breite des Lichtspalts ist bei dieser Berechnung vernachlässigbar gegenüber der Wolkengröße. Durch Vergleich der Breiten zu verschiedenen Zeiten nach dem Abschalten der Melasselaser, dem Zeitpunkt der Herstellung des thermischen Gleichgewichts, kann die Temperatur errechnet werden. Diese Methode wurde auch zur Optimierung der Melasseparameter, vgl. Abschnitt 3.4.2, bezüglich möglichst tiefer Temperaturen verwendet, wobei Werte von bis zu $8\mu\text{K}$ erzielt werden.

Weitere Eigenschaften des frei fliegenden atomaren Ensembles können aus den Messungen unter Verwendung geschwindigkeitsselektiver Ramanübergänge gewonnen werden, was in Abschnitt 6.2.1 diskutiert wird.

ATOMINTERFEROMETRISCHE MESSUNGEN

Dieses Kapitel widmet sich den atominterferometrischen Untersuchungen des Rotationssensors, die unter anderem zur Analyse der wichtigsten Rauschbeiträge vorgenommen wurden. Hierfür wurden sowohl Messungen mit inertial insensitive als auch inertial sensitive Konfigurationen unternommen. Mit ihrer Hilfe lassen sich individuelle Rauschquellen besser identifizieren, bzw. wichtige Parameter gezielt optimieren. Die inertial insensitive Anordnung dient beispielsweise zur Realisierung von frequenzsensitiven Messungen oder zur experimentellen Bestimmung der Sensitivitätsfunktion des Interferometers. In der Doppler sensitive Anordnung können zum einen weitere Rückschlüsse über die Eigenschaften des atomaren Ensembles gewonnen werden. Das Hauptaugenmerk liegt jedoch auf dem Nachweis inertialer Kräfte. Anhand der gewonnenen Messergebnisse wird diskutiert, welche Maßnahmen ergriffen werden müssen, um das Auflösungsziel von $1 \times 10^{-9} \text{ rad/s/Hz}^{-1/2}$ für Rotationen und $2 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$ für Beschleunigungen zu erreichen.

6.1 Doppler und inertial insensitive Messungen

Aufgrund des stark reduzierten Impulsübertrags ist die Doppler insensitive Konfiguration besonders geeignet, um alle systematischen Effekte zu messen, die nicht inertial oder geschwindigkeitsabhängig sind. Unter Verwendung verschiedener Pulssequenzen wurden der kohärente Strahlteilungsprozess (so genannte Rabioszillationen, und hiermit verknüpft die Rabifrequenz), frequenzabhängige Phasenbeiträge in der Ramsey-Anordnung und mit dem Mach-Zehnder-Interferometer gemessen. Durch die wiederholte Iteration all dieser Sequenzen wurden wichtige Parameter des Interferometers optimiert, da beispielsweise die

in Rabioszillationen gemessene Rabifrequenz Ω_R explizit von der Verstimmung δ abhängt, die wiederum durch Messungen in einer Ramsey-Anordnung bestimmt wird.

6.1.1 Rabioszillationen

Zur Bestimmung der Pulslängen der π - bzw. $\pi/2$ -Pulse für einen Ramanübergang, die experimentell durch die Wahl der Verstimmung Δ und die vorliegende Leistung der Ramanlaser von der erzielten Rabifrequenz abhängen, werden die durch Gl. 2.45 beschriebenen Rabioszillationen zwischen den zwei atomaren Zuständen erzeugt. Die experimentelle Bestimmung der Pulslängen ist notwendig, da die auf die Atome wirkende Laserleistung (in der Vakuumkammer) nicht genau genug ermittelt werden kann. Der Ramanprozess erfolgt hier resonant zwischen den beiden Hyperfeingrundzuständen, wobei in der Differenzfrequenz der Ramanlaser von ca. 6,834GHz die Verschiebung aufgrund des quadratischen Zeeman-Effekts berücksichtigt und das Intensitätsverhältnis der Ramanlaser so eingestellt ist, dass die differentielle AC-Stark-Verschiebung minimiert wird, vgl. Kap. 6.1.2. Die Variation der Pulslänge führt bei konstanter Rabifrequenz zu den in Abb. 6.1 dargestellten Oszillationen der Besetzungszahl des oberen Hyperfeinzustands, aus denen mittels eines Fits die Pulslängen für die Strahlteiler ermittelt werden.

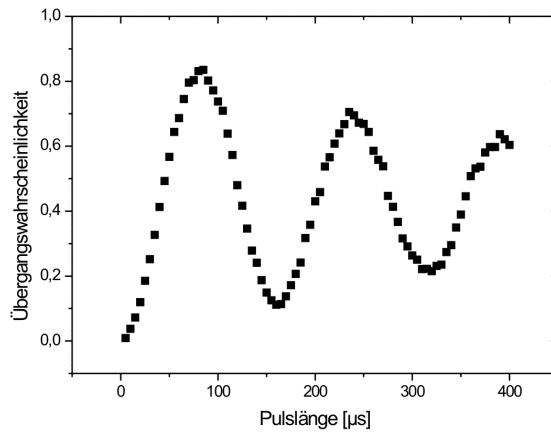


Abbildung 6.1: Rabioszillationen durch Variation der Pulslänge. Gezeigt ist lediglich die Messung eines der beiden verwendeten Ensembles. Für das andere ergeben sich äquivalente Ergebnisse.

Neben den erwarteten Oszillationen zeigt der Messverlauf der Besetzungszahlen bei längeren Pulsdauern eine exponentielle Abnahme der Oszillations-

amplitude. Ebenso kann bei einem π -Puls keine perfekte Besetzungsinversion erreicht werden. Die Ursache für beide Effekte liegen in den Eigenschaften des hier in der Messung verwendeten atomaren Ensembles, was im Folgenden diskutiert wird: Wie in Kap. 2.4.2 hergeleitet, führt die räumliche Verteilung der Atome zu einer verminderten maximalen Anregungswahrscheinlichkeit aufgrund des räumlich nicht homogenen Intensitätsprofils der Ramanlaser. In Abb. 6.2 ist die mittels Gl. 2.69 errechnete Abnahme der Anregung während eines π -Pulses für den hier verwendeten Strahldurchmesser von 32mm dargestellt. Da der $1/\sqrt{e}$ -Durchmesser der atomaren Wolke an den Strahlteilern mit Hilfe der vorangegangenen Flugzeit-Messungen (Kap. 5.2) bereits zu 4,2(3) mm ermittelt werden konnte, lässt sich die erwartete maximale Anregung zu 0,93 berechnen, vgl. Abb. 6.2. Die experimentell ermittelte maximale Anregung für einen π -Puls ist 0,84, siehe Abb. 6.1. Für den Unterschied zwischen dem experimentell ermittelten und dem theoretisch erwarteten Wert gibt es mehrere Gründe: Zum einen ist die von den Atomen erfasste Intensitätsverteilung der Ramanlaser nicht nur räumlich inhomogen, sondern dieser Einfluss wird noch dadurch verstärkt, dass die Atome während der endlich langen Strahlteilung das Strahlprofil der Ramanlaser durchfliegen. Somit ist jedes Atom auch sich zeitlich verändernden Rabifrequenzen ausgesetzt. Die zeitliche Änderung der Rabifrequenz führt ebenfalls zu der exponentiellen Abnahme der Oszillationsamplitude.

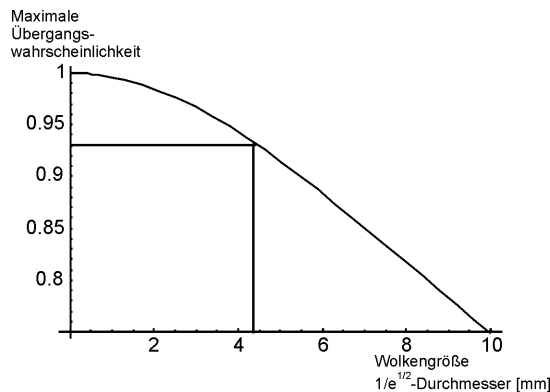


Abbildung 6.2: Simulation der Reduktion der maximalen Anregung bezüglich der Ausdehnung des atomaren Ensembles, nach Gl. 2.69. Der verwendete Durchmesser der Ramanstrahlteiler war 32mm.

Weitere Effekte, die zur Verringerung der Anregungsamplitude beitragen, sind weiterhin die spontane Emission, die zu einer von der Pulsdauer abhängigen exponentiellen Abnahme der Amplitude der Rabioszillationen führt. Bei einer konservativen Abschätzung beträgt die Amplitudenabnahme eines π -Pulses durch spontane Emission bei den üblicherweise vorliegenden Pulsparametern 0,5 – 2% je nach Wahl der Verstimmung Δ . Ebenso wurde festgestellt, dass die

Präparation in den $|F = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustand nicht perfekt erfolgt. Gegenwärtig können etwa 99% der Atome in den gewünschten Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ präpariert werden. Dieser Effekt führt zu einem konstanten Untergrund im detektierten Signal, bzw. einer konstant verminderten Anregungsamplitude, jedoch nicht zu einer exponentiellen Abnahme.

Die Messung der Rabioszillationen können des Weiteren für die Maximierung der Rabifrequenz eingesetzt werden. Hiermit wird der Zeitpunkt der Pulsmitte mit dem Eintreffen der Atome in der Wechselwirkungszone in optimalen Überlapp gebracht. Da im vorliegenden Aufbau alle Konfigurationen des Interferometers letztlich auf einer zeitlich geschalteten Pulssequenz basieren, sollte die Mitte der Einzelpulse, bzw. die Mitte einer Sequenz auch in der Mitte des räumlichen Strahlprofils der Ramanlaser liegen, um unsymmetrische Anregungen zu vermeiden. Die Zeitpunkte der Strahlteilung lassen sich prinzipiell aufgrund der Geometrie errechnen. Eine weitaus höhere Genauigkeit dieser Bestimmung wird dadurch erreicht, wenn bei der Variation des Zeitpunktes der Strahlteilung die Rabifrequenz über die auf die Atome wirkende Laserleistung maximiert wird. Dieses Kriterium wird durch die experimentelle Minimierung der Pulslänge für einen π -Puls durch Variation des Strahlteilungszeitpunktes bei ansonsten identischen Parameter erreicht, gezeigt in Abb. 6.3. Mit Hilfe dieser Messung wird zusätzlich sichergestellt, dass die Strahlteilung für beide gegenläufige Atomwolken symmetrisch erfolgt, d.h. die räumliche Position des Strahlteilers exakt mittig zwischen den beiden Atomquellen liegt.

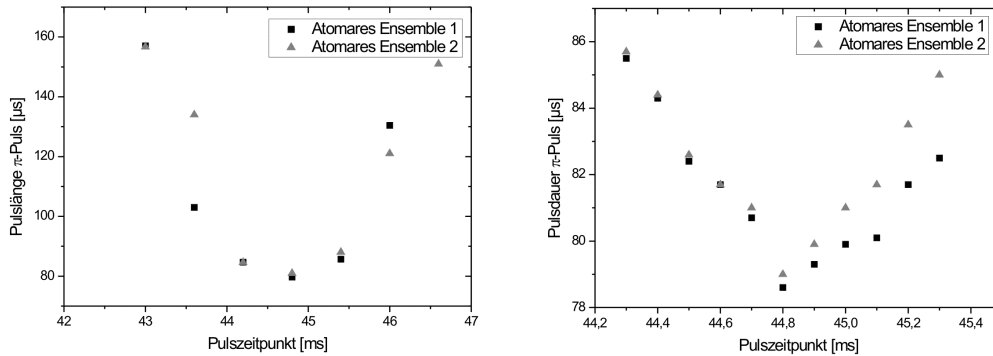


Abbildung 6.3: Messung zur Bestimmung des Strahlteilungszeitpunktes. Dieser wird durch die Minimierung der Pulsdauer ermittelt. Der Zeitpunkt zur Strahlteilung ist relativ zum Startzeitpunkt aus der bewegten Melasse angegeben. Gezeigt sind zwei identische Messreihen mit unterschiedlich großen Messbereichen. Die Einhüllende der Messungen folgt in etwa dem Gauss-Profil der Strahlteilerintensität.

6.1.2 Messungen in der Ramsey-Konfiguration

Zur systematischen Untersuchung von Effekten, die eine Verschiebung der atomaren Resonanz verursachen, wurde eine Ramsey-artige Pulssequenz benutzt. Verschiebungen der atomaren Hyperfeinübergangsfrequenz können zu einer Verstimmung δ_{12} an jedem der drei Strahlteiler des Ramaninterferometers führen, wodurch nach Gl. 2.67 bei Variationen der Verstimmung zwischen den Strahlteilern konstante Phasenverschiebungen der Größe $\frac{\delta_{gesamt}\pi}{2\Omega_{eff}}$ im Interferometer induziert werden.

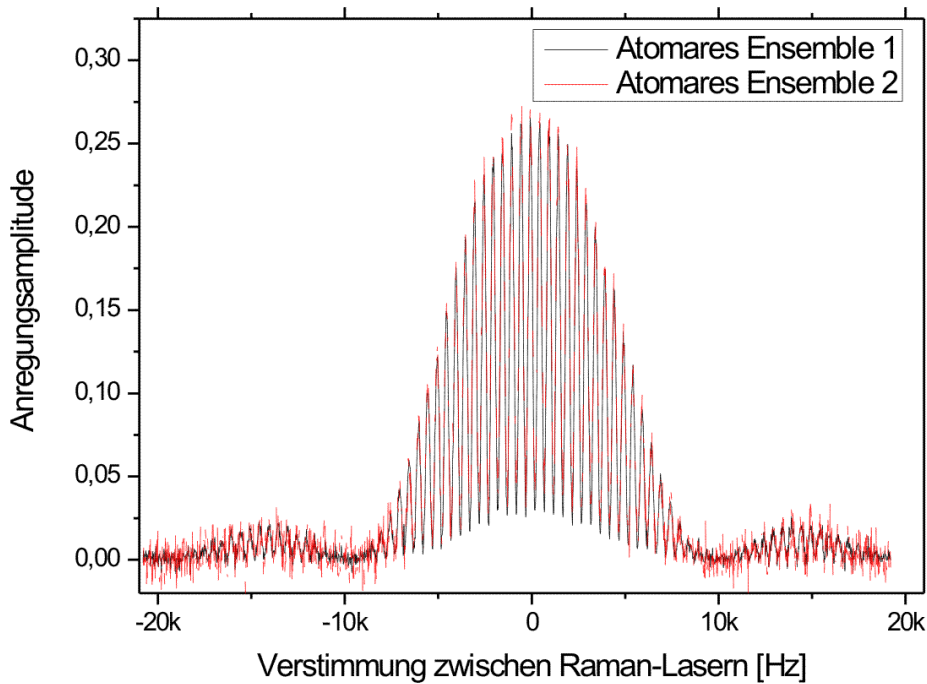


Abbildung 6.4: Frequenzabhängiges Anregungsprofil aufgenommen in der Ramsey-Konfiguration. Die Verstimmung der Ramanlaser ist abzüglich der atomaren Übergangsfrequenz von 6,834GHz angegeben. Die Variation der Anregungsfrequenz ω_{eff} von der atomaren Übergangsfrequenz ω_{eg} führt zu den von Atomuhren bekannten Ramsey-Interferenzen. Zu beachten ist, dass bei der gezeigten Messung eine vereinfachte Präparation für das Interferometer verwendet wurde, wodurch der Ausgangszustand der Atome über alle m_F -Zustände des $|F = 1\rangle$ -Grundzustands verteilt war.

Die Ramsey-Konfiguration basiert auf der Idee der gepulsten Atomanregung mit getrennten elektromagnetischen Feldern, wie sie von Ramsey zur Steigerung

der Genauigkeit von Atomuhren vorgeschlagen [90] und heutzutage Standard bei der Verwirklichung von Frequenznormalen im Mikrowellenbereich ist. Hierbei erfolgt die Anregung der Atome durch zwei zeitlich, und wahlweise auch räumlich, getrennte $\pi/2$ -Pulse, zwischen denen eine Zeit T freier Entwicklung liegt. Die Auflösung der frequenzabhängigen Anregungsamplitude ist in der Ramsey-Messung nicht durch die Länge τ der einzelnen $\pi/2$ -Pulse, sondern durch das inverse der freien Entwicklungszeit T bestimmt. Da die freie Entwicklungszeit üblicherweise länger als die Dauer der Einzelpulse, deren Länge zumeist technisch limitiert ist, gewählt werden kann, lässt sich eine weitaus höhere Frequenzauflösung und dadurch auch Genauigkeit bei Frequenzmessungen basierend auf Atomen erzielen.

Zur experimentellen Evaluierung von frequenzändernden Effekten wird bei dieser Messmethode die Verstimmung von der atomaren Resonanz variiert und die resultierende Anregungsamplitude aufgetragen. Eine dieser Messungen ist beispielhaft in Abb. 6.4 gezeigt. Es ergibt sich ein Interferenzprofil in der Nähe der atomaren Resonanz, wie es von den Atomuhren bekannt ist. Diese Ramsey-Interferenzen lassen sich nach [36] durch

$$P_e(\tau, \omega_{eff}) = \frac{1}{2} \sin(b\tau)^2 (1 + \cos((\omega_{eff} - \bar{\omega}_{eg})T)) \quad (6.1)$$

beschreiben. Hierbei ist b ein Amplitudenfaktor, der die Rabifrequenz enthält. Ändert sich die atomare Übergangsfrequenz ω_{eg} durch äußere Felder, verschiebt sich die Einhüllende des Ramsey-Profiles relativ zur ungestörten, genau bekannten Übergangsfrequenz, was sehr genau an der Lage des zentralen Interferenzstreifens ermittelt werden kann. Dieses Messschema wird zur Analyse des Einflusses der äußeren Felder benutzt, die im Folgenden beschrieben wird.

Messungen zur Zeeman-Verschiebung

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen werden zur experimentellen Eichung des für die Interferometrie applizierten Offset-Magnetfeldes benutzt und dienen dazu, den Beitrag des quadratischen Zeeman-Effekts an der atomaren Frequenzverschiebung zu bestimmen. Diese Messung dient daher ebenfalls zur präzisen Eichung des in Kap. 3.3 vorgestellten homogenen Magnetfeldes, das zur kontrollierten Aufhebung der Entartung dient. Zur Messung werden anstelle der $m_F = 0$ -Zustände Übergänge zwischen den auf den linearen Zeeman-Effekt sensitiven $m_F = +1 \rightarrow m_F = +1$ -Unterszuständen verwendet, wodurch die Genauigkeit der Messung gesteigert wird. Dazu wird durch Verwendung einer abgeänderten Zustandspräparation (vgl. Bildunterschrift von Abb. 6.4) zur Messung ein atomares Ensemble im $|F = 1\rangle$ -Zustand erzeugt, das über die magnetischen Unterszustände unpolarisiert ist.

Zur genauen Bestimmung des Magnetfeldes wurde der Strom in den Magnetfeldspulen zwischen -1 und 1,1 Ampere variiert und die resultierende Verschie-

bung der atomaren Übergangsfrequenz ω_{eg} ermittelt, dargestellt in Abb. 6.5. Durch die präzise bekannte lineare Zeeman-Verschiebung (0,7G/A) konnte ein Eichfaktor von $445,7(\pm 3)\text{mG/A}$ für das realisierte homogene Magnetfeld ermittelt werden. Dieser Wert hat eine gute Übereinstimmung mit dem aufgrund der Simulation erwarteten Wert von 450mG/A . Aus den Abweichungen der Messkurve in Abb. 6.5 vom theoretisch erwarteten Verlauf kann die Unsicherheit für die vom quadratischen Zeeman-Effekt verursachte Frequenzverschiebung der atomaren Übergangsfrequenz ω_{eg} der $m_F = 0$ -Unterszustände ermittelt werden. Bei dem üblicherweise zur Interferometrie verwendeten Feld von 400mG ergibt sich hierfür eine Unsicherheit von $\pm 1,4\text{Hz}$.

Durch die Umpolung des Feldes während der Messung konnte durch Extrapolation auf $I=0\text{A}$ zusätzlich ein Restfeld von 10mG ermittelt werden, welches dem nicht von der μ -Metall Abschirmung unterdrückten Anteil des Erdmagnetfeldes entspricht. Der hier ermittelte Wert des Restfeldes stimmt im Rahmen der Messunsicherheit mit dem in Kap. 3.3 beschriebenen überein.

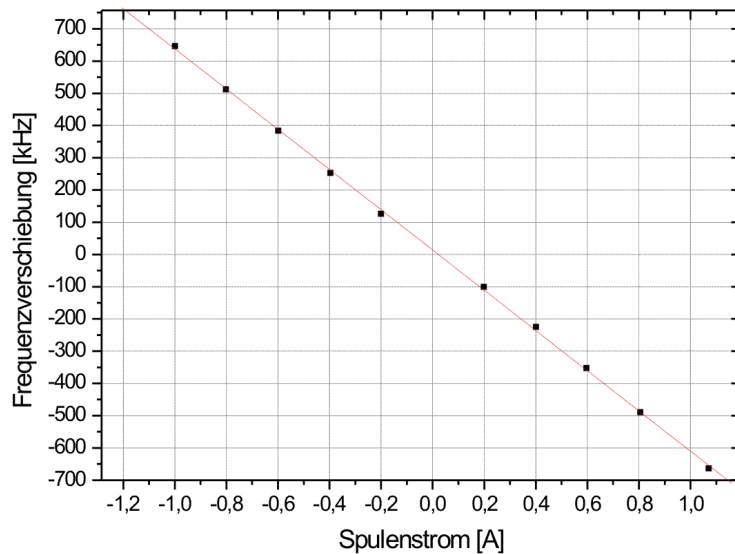


Abbildung 6.5: Eichung des Offsetmagnetfeldes mit Hilfe des linearen Zeeman-Effekts der $m_F = 1$ -Subkomponenten. Aus der Messung lassen sich zusätzliche Informationen z.B. über die Qualität der Magnetfeldabschirmung gewinnen, siehe Text.

Des Weiteren erkennt man eine systematische Abweichung der Verschiebung der Ramsey-Resonanzen vom aufgrund des Zeeman-Effekts erwarteten Verlauf

in Abb. 6.5¹: Dies wird dadurch erklärt, dass für geringen Spulenstrom und somit kleinem erzeugten homogenen Magnetfeld die Quantisierungsachse nicht mehr eindeutig in Richtung der Ramanlaser festgelegt ist, da der Restbetrag des Erdfeldes hauptsächlich in die vertikale Richtung zeigt. Somit sind auch Übergänge mit $\Delta m_F \neq 0$ wahrscheinlich, wodurch auch andere als die $m_F = +1$ -Unterstufen im Interferometer angesprochen werden. Dieser Effekt ähnelt dem von Atomuhren als das so genannte „Ramsey-Pulling“ [36] bekannten Effekt, welcher sich durch Verwendung hinreichend großer homogener Magnetfelder nahezu unterdrücken lässt.

Analyse der AC-Stark-Verschiebung

Die Ramsey-Konfiguration wird weiterhin dazu verwendet, das Leistungsverhältnis der zwei Ramanlaser experimentell so anzupassen, dass die differentielle AC-Stark-Verschiebung minimiert wird. Hierfür wird das Leistungsverhältnis I_{Master}/I_{Slave} bei konstanter Gesamtleistung verändert und die resultierende Veränderung der atomaren Übergangsfrequenz ω_{eg} gemessen². Nach den Gln. 2.41 und 2.42 ist die differentielle AC-Stark-Verschiebung δ^{AC} eine lineare Funktion des Intensitätsverhältnisses $\frac{I_{Slave}}{I_{Master}+I_{Slave}}$ des Slave-Ramanlasers an der Ramanlasergesamtleistung. Durch einen linearen Fit dieser in Abb. 6.6 gezeigten Messreihe lässt sich durch Ermittlung des Nulldurchgangs bereits relativ genau das gewünschte Intensitätsverhältnis ermitteln. Zur Analyse systematischer Messfehler wird die Genauigkeit durch die Durchführung einer identischen Messreihe bei veränderter Gesamtintensität noch weiter gesteigert. Da die differentielle AC-Stark-Verschiebung linear vom absoluten Wert der Gesamtintensität abhängt, erwartet man bei dieser Messung eine veränderte Geradensteigung der linearen Abhängigkeit von δ^{AC} zu $\frac{I_{Slave}}{I_{Master}+I_{Slave}}$. Insbesondere sollte das ermittelte Intensitätsverhältnis, für das $\delta^{AC} = 0$ gilt, unabhängig von der verwendeten Gesamtleistung sein. Zu beachten ist, dass die die AC-Stark-Verschiebung bestimmenden Größen Ω_e^{AC} , bzw. Ω_g^{AC} (siehe Gln. 2.41 und 2.42) unterschiedlich von der Verstimmung Δ abhängen und somit bei Variation der Verstimmung Δ zum Zwischenniveau $|i\rangle$ das optimale Leistungsverhältnis der Ramanlaser neu angepasst werden muss.

Aus der Auswertung der gewonnenen Messdaten lassen sich folgende Rückschlüsse über die vorgenommene Methode zur Minimierung von δ^{AC} gewinnen: Aufgrund der geringen Varianz der einzelnen Datenpunkte vom erwarteten linearen Verlauf sind verbleibende Restunsicherheiten hauptsächlich systematischer Natur. Zum einen weicht hierbei der in beiden Messreihen ermittelte Wert

¹Diese systematische Abweichung kann aufgrund der Richtungsänderung bei der Umpolung des Stroms nicht vom quadratischen Zeeman-Effekt verursacht worden sein.

²Die Festlegung der Bezeichnungen der Ramanlaser von „Master“ und „Slave“ findet sich in Kap. 4.6

für das Leistungsverhältnis signifikant vom theoretisch ermittelten Wert, indiziert durch den Pfeil in Abb. 6.6, ab, was in einer vergleichbaren Messung im atomaren Gravimeter aus [30] ebenfalls gemessen wurde. Dies zeigt die Notwendigkeit der experimentellen Ermittlung des Intensitätsverhältnisses. Des Weiteren gibt es eine Abweichung im Optimum $(\frac{I_{Slave}}{I_{Master}})_{\delta^{AC}=0}$ zwischen den beiden Messreihen unterschiedlicher Gesamtintensität. Als Hauptunsicherheit wurde ein systematischer Messfehler bei der Ermittlung der einzelnen Laserintensitäten identifiziert: Diese werden jeweils durch Ausblenden des respektive anderen Strahls vor der Überlagerung der beiden gewonnen. Somit sind beide Laser während dieser Leistungsmessung nicht phasenstabilisiert. Nach der Intensitätsmessung kommt es durch Wiederinbetriebnahme der Phasenstabilisierung, die auch den Strom des Slavelasers regelt, zu einer Änderung der Laserintensität. Dieser Effekt wird zukünftig durch Verwendung einer Leistungstabilisierung der Einzelstrahlen vor der Überlagerung minimiert. Die momentan verbleibende Unsicherheit der durch die AC-Stark-Verschiebung verursachten Veränderung von ω_{eg} beträgt ca. 150Hz, abhängig von der verwendeten Gesamtintensität.

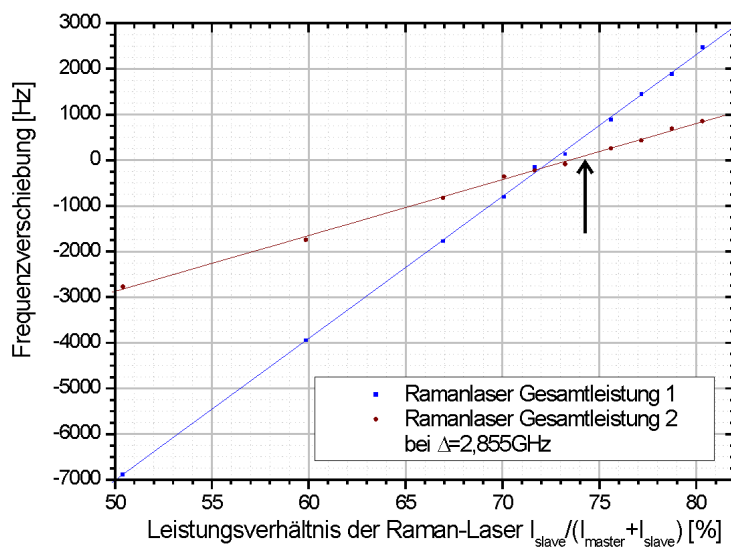


Abbildung 6.6: Bestimmung des optimalen Leistungsverhältnisses zwischen den Ramanlasern zum Ausgleich der differentiellen AC-Stark-Verschiebung. Lasergesamtleistung 1 ist in etwa doppelt so groß wie Gesamtleistung 2. Der Pfeil zeigt das für die vorliegende Verstimmung von $\Delta = -2,855\text{GHz}$ theoretisch errechnete optimale Verhältnis.

6.1.3 Mach-Zehnder-Konfiguration

Das Phasenrauschen der Ramanlaser und das Rauschen der Detektion kann mit einer Mach-Zehnder-artigen Pulssequenz aus drei Pulsen ($\pi/2 - \pi - \pi/2$), die jeweils durch eine Zeit T freier Entwicklung getrennt sind, ermittelt werden, in der im Doppler sensitiven Fall die Messung der Inertialkräfte erfolgen soll. In der hier vorliegenden Doppler insensitiven Anordnung ist die Empfindlichkeit auf Rotationen und Beschleunigungen durch den kleinen effektiven Impulsübertrag der Strahlteiler ($k_{eff} \approx 10^{-5}k_1$) stark reduziert, weshalb sie besonders zur Analyse nicht inertialer Rauschquellen geeignet ist.

In den unternommenen Messreihen war der Ausgangspunkt die Generierung des charakteristischen sinusförmigen Signals des Interferometers auf Phasenänderungen nach Gl. 2.50. Dazu wurde die auf die Atome wirkende effektive Laserphase ϕ_{eff} sprunghaft zwischen dem zweiten und dritten Strahlteilerpuls geändert. Experimentell verwirklicht wird dies durch einen definierten Phasensprung des Referenzoszillators im Regelkreis der Phasenstabilisierung der Ramanlaser. Bei Variation der Größe des angelegten Phasensprungs $\Delta\phi_{Ref}$ ergibt sich das in Abb. 6.7 dargestellte Interferenzmuster, das sich nach Gl. 2.50 durch $P_e = \frac{1}{2}[1 + \cos(\Delta\phi_{Ref})]$ beschreiben lässt.

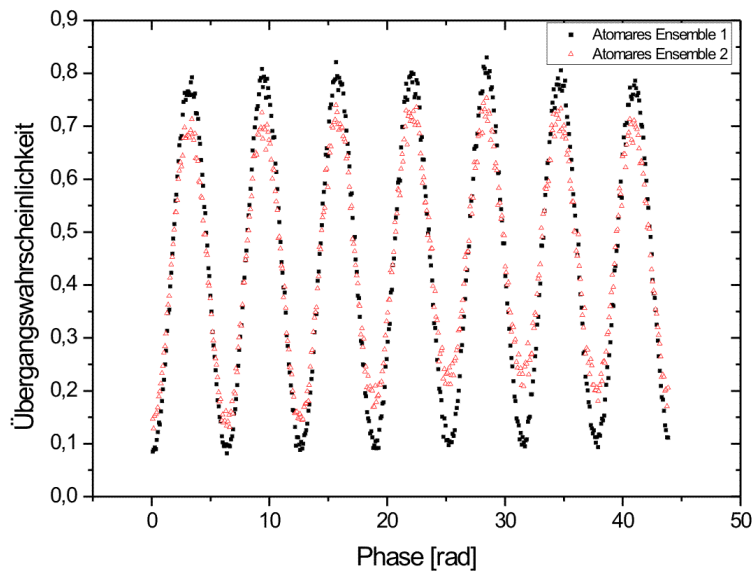


Abbildung 6.7: Interferometersignal in der inertial insensitiven Mach-Zehnder-Konfiguration bei Variation der Laserphase ϕ_{eff} zwischen π - und letztem $\pi/2$ -Puls.

Die Analyse des Interferenzbildes ergibt einen erzielten Kontrast von 72% für das atomare Ensemble 1 und 58% für Ensemble 2. Die Kontrastreduktion resultiert vornehmlich aus der bereits in Kap. 6.1.1 diskutierten räumlichen Ausdehnung der atomaren Wolke, die bei jedem der Pulse berücksichtigt werden muss. Die zusätzliche Kontrastreduktion bei Ensemble 2 ist hingegen durch eine nicht perfekte Präparation bedingt, bei der nicht alle Atome in $F = 2$ vor dem Interferometer entfernt wurden³.

Die Mach-Zehnder-Konfiguration wird in weiterführenden Messungen dazu benutzt, die Sensitivitätsfunktion des Interferometers auf Phasensprünge der Ramanlaser experimentell zu untersuchen. Dazu wird der Phasensprung zwischen dem zweiten und dritten Strahlteilerpuls konstant auf $\pi/2$ eingestellt, sodass das Interferometersignal ($P_e = \frac{1}{2}$) auf der Phasenposition größter Sensitivität in der Mitte des Interferenzstreifens steht. Des Weiteren wird ein zusätzlicher kleiner Phasensprung mit Hilfe des Referenzoszillators im Interferometerzyklus eingeführt. Die zeitliche Position dieses Sprunges wird in kleinen ($5\mu\text{s}$) Schritten über die Sequenz des Interferometers hinweg variiert, äquivalent dem in [58] vorgestellten Messprotokoll. Aus der Analyse der Änderung von P_e bezüglich der zeitabhängigen Position des Phasensprungs ergibt sich die Sensitivitätsfunktion, vgl. Gl. 2.64. Dazu wird die absolut gemessene Signaländerung δP_e noch auf die nach Gl. 2.50 errechenbare, vom definierten Phasensprung zu erwartende Signaländerung normiert, d.h. dass $g(t)=1$ ist, wenn der Phasensprung zwischen dem zweiten und dritten Strahlteiler erfolgt. Die so gewonnene Messkurve ist in Abb. 6.8 dargestellt.

Durch Fourieranalyse der gewonnenen Kurve erhält man die in Abb. 6.9 gezeigte Gewichtungsfunktion für das Phasenrauschen der Ramanlaser, vgl. Kap. 2.3. Es zeigt sich eine gute qualitative Übereinstimmung mit der theoretisch simulierten Gewichtungsfunktion, die für die in der Messung verwendeten Pulssequenzparameter ermittelt wurde. Diese kann, limitiert durch das vorliegende Detektionsrauschen, zwar noch nicht direkt zur experimentellen Optimierung der Pulssequenz benutzt werden. Die Messung zeigt jedoch die gute Eignung der vorgestellten Methode direkt während des vorgenommenen Interferometers Phasenrauschen der Strahlteiler zu analysieren und teilweise zu unterdrücken. So kann z.B. der Einfluss des 50Hz-Rauschens stark unterdrückt werden, wenn der zeitliche Abstand T zwischen den Strahlteilerpulsen ein Vielfaches der hierzu inversen Frequenz, also 20ms, ist (vgl. die Position der Nullstellen in Abb. 6.9 für $T=1\text{ms}$). Ebenso könnte die vorgestellte Messmethode, z.B. über eine Piezoansteuerung der Spiegel in der Ramanstrahlteileroptik, zur Untersuchung des Einflusses von Vibrationen benutzt werden.

³Durch die Analyse der nicht perfekten Zustandspräparation in dieser Messung konnte diese für die folgenden Messungen optimiert werden.

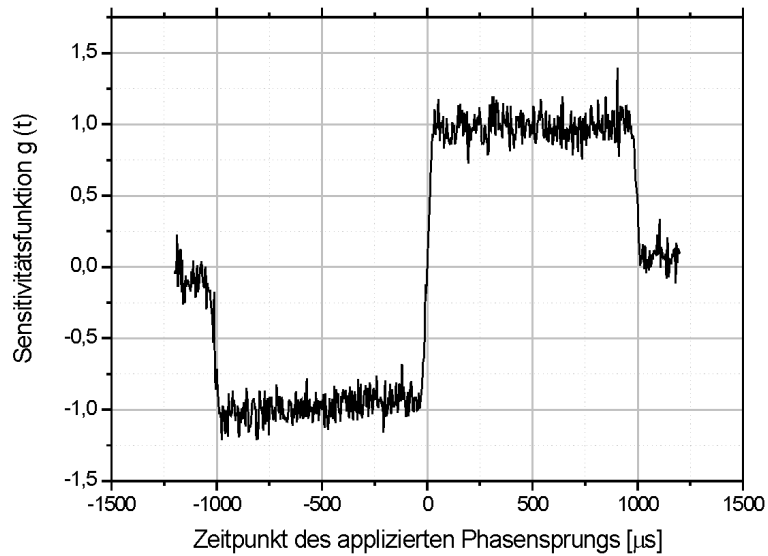


Abbildung 6.8: Experimentell bestimmte Sensitivitätsfunktion $g(t)$ auf zeitabhängige Phasensprünge der Ramanlaser. Der Zeitpunkt des für diese Messung zusätzlich angewandten Phasensprungs der Ramanlaser ist relativ zur Mitte der Mach-Zehnder-Pulssequenz angegeben.

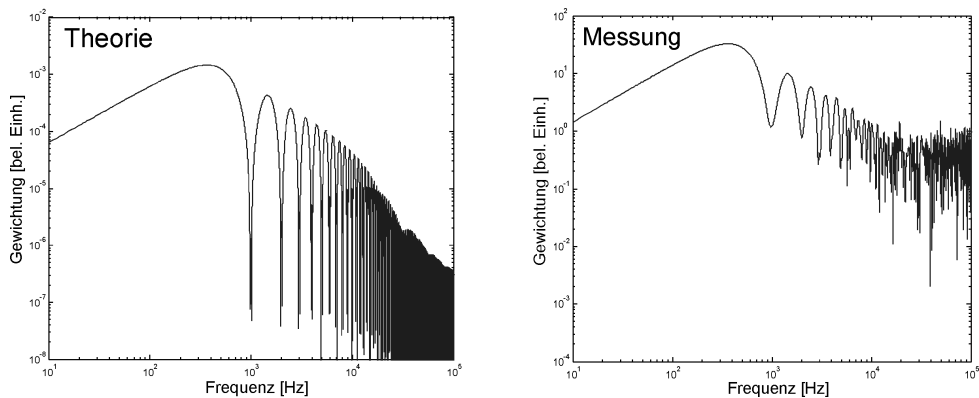


Abbildung 6.9: Durch Fouriertransformation aus der Sensitivitätsfunktion entwickelte Gewichtungsfunktion $H(f)$. Gezeigt ist $H(f)$ sowohl für die aus der experimentell gemessenen (Abb. 6.8), wie auch der nach Gl. 2.64 mit den zugehörigen Parametern theoretisch simulierten Sensitivitätsfunktion.

6.2 Doppler und inertial sensitive Messungen

In der inertial sensitiven Anordnung des Interferometers wurde mittels der Ramananregung mit gegenläufigen Laserstrahlen einerseits durch Einzelpulsanregung die Effizienz der Strahlteilung untersucht. Neben der Bestimmung der Pulslänge durch Rabioszillationen können hiermit aufgrund der hohen Dopplerempfindlichkeit des Übergangs weitere Eigenschaften der atomaren Ensembles wie die Temperatur und die Richtung der atomaren Driftgeschwindigkeiten gewonnen werden. Zum anderen wurde eine Mach-Zehnder-Konfiguration benutzt, um erste inertial sensitive Messungen vorzunehmen, wodurch unter anderem eine Analyse des Interferometerkontrastes und der erzielten Auflösung der Inertialkräfte möglich ist.

6.2.1 Rabioszillationen und Einzelpulsanregung

Nach der Optimierung aller Lichtparameter mit kopropagierenden Laserstrahlen können die Strahlteilerpulse in der gegenläufigen Anordnung der Strahlen unternommen werden. Die in diesem Abschnitt analysierte Effizienz der Anregung ist, wie in Kap. 2.4.2 diskutiert wurde, von der atomaren Temperatur beeinflusst.

Bei den im Folgenden beschriebenen Messungen sind jeweils, wie in Kap. 6.1, diskutiert, voneinander abhängige Parameter wie z.B. die Pulslänge und die Verstimmung in zyklischen Messreihen zuvor optimiert worden. Hierbei enthält die Verstimmung aufgrund der in Kap. 3.7.1 dargestellten Winkeljustage der Strahlteiler zur atomaren Driftgeschwindigkeit eine merkliche mittlere Dopplerverstimmung, die im späteren Verlauf dieses Abschnitts noch diskutiert wird. Diese mittlere Dopplerverstimmung wird durch die Anpassung der Verstimmung zwischen den Ramanlasern ausgeglichen.

Die erste Messung unter Benutzung von Einzelpulsen diente der Bestimmung der Pulslängen von π - bzw. $\pi/2$ -Pulsen, analog zu der in Abschnitt 6.1.1 dargestellten Messung. Für die in Abb. 6.10 dargestellte Messung war die Verstimmung Δ der Ramanlaser zum oberen Niveau auf 600MHz reduziert, wodurch deutlich verkürzte Pulslängen ermöglicht werden. Über die Verkürzung der Pulsdauer wird versucht, durch die spektrale Verbreiterung der Anregungseffizienz einen größeren Anteil der atomaren Geschwindigkeitsverteilung zu erfassen. Dies ist nötig, da wie an der Messung aus Abb. 6.10 erkennbar ist, selbst mit kurzen Pulslängen von ca. $10\mu s$ aufgrund der Temperatur der Atome eine maximale Anregungseffizienz von 0,33 erreicht werden kann. Dieser Wert wird mit einer nach Gl. 2.71 vorgenommenen Simulation verglichen, bei der der Einfluss der Temperatur auf die Reduktion der Anregungseffizienz eines π -Pulses für die hier vorliegende Rabifrequenz ermittelt wird. Hierbei ist die bereits in Kap. 6.1.1 gemessene Abnahme der Effizienz aufgrund Doppler insensitiver Prozesse in die

Rechnung mit einbezogen worden.

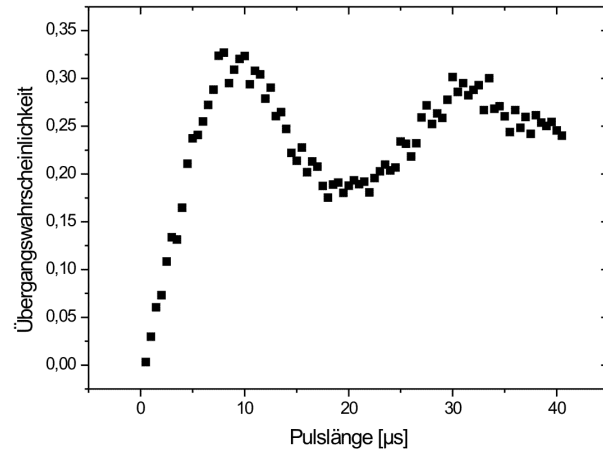


Abbildung 6.10: Rabioszillationen in der Doppler sensitiven Konfiguration. Gezeigt ist nur die Messung eines der beiden atomaren Ensembles. Die Messung des anderen ergibt einen vergleichbaren Verlauf.

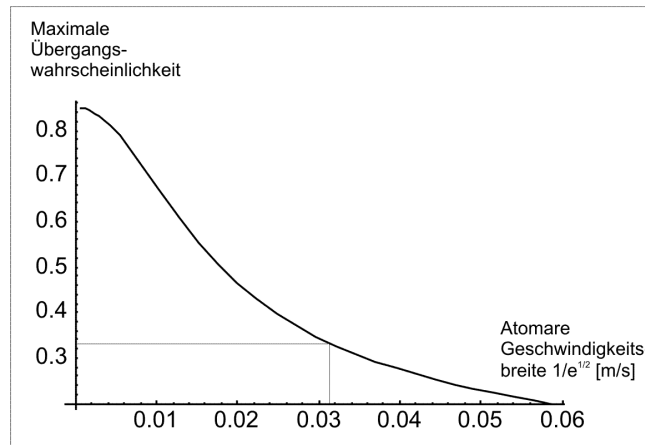


Abbildung 6.11: Simulation der Übergangswahrscheinlichkeit für einen π -Puls in Abhängigkeit von der Temperatur der Atome, hier quantifiziert durch die $1/\sqrt{e}$ -Breite der Geschwindigkeitsverteilung des Ensembles. Die Reduktion der Übergangswahrscheinlichkeit, die bereits aufgrund von nicht geschwindigkeitsabhängigen Effekten verursacht wird, vgl. Abb. 6.2, wird berücksichtigt.

In Abb. 6.11 ist die Reduktion der Anregungseffizienz für einen π -Puls in

Abhängigkeit von der Geschwindigkeitsbreite der atomaren Verteilung angegeben, die sich wiederum in eine Temperatur umrechnen lässt. Für den ermittelten Wert von 0,33 ergibt sich eine zugrunde liegende Temperatur von $10\mu\text{K}$. Dieser Wert ist vergleichbar mit der durch die Flugzeit-Methode unabhängig ermittelten Temperatur von $8\mu\text{K}$. Der verbleibende Unterschied erklärt sich dadurch, dass die Atome für die Messmethode beruhend auf geschwindigkeitsselektiven Ramanübergängen zuvor die Zustandspräparation durchlaufen haben. Hierbei werden sie durch den Prozess des optischen Pumpens leicht aufgeheizt.

Wie zuvor erwähnt, erfahren die Atome in der vorliegenden Konfiguration der Ramanstrahlen eine merkliche mittlere Dopplerverstimmung $\delta_{Doppler}$, die sich aus der winkelbedingten Projektion der mittleren atomaren Driftgeschwindigkeit auf die Richtung der Strahlteiler ergibt, vgl. Kap. 3.7.2. Wie in diesem Abschnitt erläutert, gibt es aufgrund der retroreflektierten Anordnung der Ramanstrahlen sowohl für negative wie auch für positive Verstimmung zum dopplerfreien atomaren Übergang ein resonantes Strahlteilerpaar, das den Übergang treiben kann. Um dies zu analysieren, wurde mit der im vorherigen Teilabschnitt ermittelten optimalen π -Pulslänge eine frequenzabhängige Messreihe mit Einzelpulsen durchgeführt. Dazu wurde bei der Anregung mit einzelnen π -Pulsen die Differenzfrequenz der Ramanlaser über einen großen Bereich um die ungestörte atomare Übergangsfrequenz von $6,834\text{GHz}$ variiert. Das bei der Aufnahme der Übergangswahrscheinlichkeit resultierende Doppelresonanzmuster ist in Abb. 6.12 dargestellt. Aus dessen Analyse lassen sich zusätzlich Informationen über den Überlapp der Trajektorien der von den beiden Quellen emittierten Atome gewinnen.

Wie erwartet, treten zwei Resonanzen in der Übergangswahrscheinlichkeit aufgrund des in der Justage der Ramanstrahlteiler angelegten Winkels θ auf. Zusätzlich muss in der Verstimmung die Verschiebung aufgrund des Photonenrückstoßes $\delta_{Rueckstoss}$ berücksichtigt werden, vgl. Gl. 3.4. Dieser bewirkt, dass die winkelbedingten Resonanzmaxima bei negativer, bzw. positiver Verstimmung nicht symmetrisch um die dopplerfreie atomare Resonanz auftreten. Der für die Rückstoßverschiebung aus der in Abb. 6.12 gezeigten Messung ermittelte Wert von $16,3\text{kHz}$ stimmt in den Grenzen der Messunsicherheit ($\pm 2\text{kHz}$) mit dem aus Präzisionsmessungen bekannten Wert von $15,1\text{kHz}$ gut überein. Abzüglich des Beitrags der Rückstoßverschiebung ist die Lage der Maxima der beiden atomaren Ensembles im Mittel um 130kHz verschoben. Der angelegte Winkel θ konnte aufgrund der genau bekannten Dopplerabhängigkeit somit zu ca. 12mrad bestimmt werden.

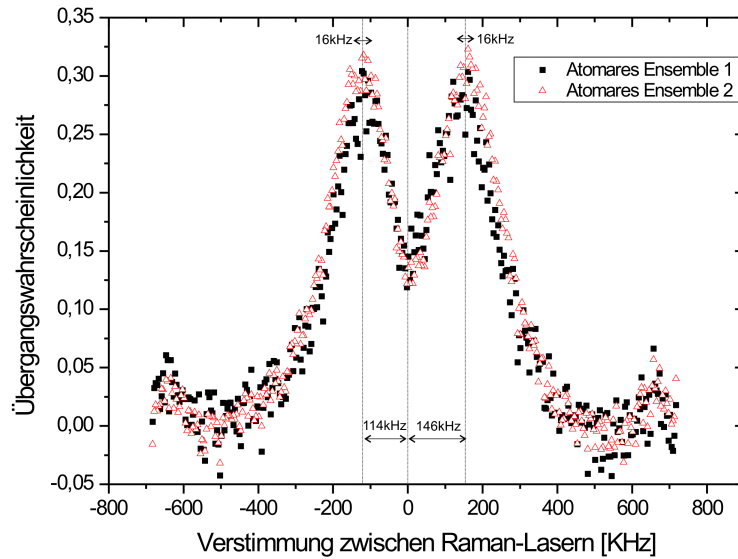


Abbildung 6.12: Frequenzabhängige Übergangswahrscheinlichkeit für einen Einzel- (π) -Puls. Es ergibt sich das im Text diskutierte Doppelresonanzprofil. Die Verstimmung der Ramanlaser ist abzüglich der atomaren Übergangsfrequenz von 6,834GHz angegeben. An den Randbereichen sind Nebenmaxima im Anregungsprofil zu erkennen.

In Abb. 6.12 ist erkennbar, dass die jeweiligen Anregungsmaxima für die beiden atomaren Ensembles nicht perfekt überlappen. Dies ist auf eine Winkelabweichung ϑ (wie in Abb. 5.4 dargestellt) der horizontalen Geschwindigkeitskomponente von den idealerweise überlagerten Flugtrajektorien zurückzuführen. Aus dem Unterschied von 15,7kHz zwischen den Maxima der Anregungswahrscheinlichkeit der zwei atomaren Ensembles kann abgeleitet werden, dass die Flugbahnen der zwei atomaren Ensembles in der horizontalen Ebene bis auf 1,34mrad parallel sind.

Hervorgerufen wird diese Abweichung nicht allein von Fehljustagen der bewegten Melasse. Als Hauptursache wurde eine Verkippung der experimentellen Plattform zur horizontalen Ebene identifiziert (Abb. 6.13). Diese wurde unabhängig durch geometrische Messungen zu $\alpha = 5,2\text{mrad}$ bestimmt. Durch diese Verkippung wird die zusätzlich zur horizontalen Geschwindigkeitskomponente angelegte vertikale Geschwindigkeit v_{vt} ebenfalls teilweise in eine störende horizontale Geschwindigkeitskomponente umgewandelt (siehe Abb. 6.13), da die Strahlagen der Melasselaser bezüglich der Plattform justiert sind⁴. Aufgrund

⁴Im Gegensatz dazu ist die Richtung der Strahlteiler rechtwinklig zur Erdbeschleunigung justiert, siehe Abschnitt 3.7.1

der Größe der gemessenen Verkipfung lässt sich ein der durch sie verursachter Anteil am Winkelfehler ϑ zu ca. 1,1 mrad bestimmen. Dies erfordert zukünftig die Verwendung einer Lagestabilisierung des Sensors, die entweder auf passiver Stabilität oder aktiver Regelung beruhen kann.

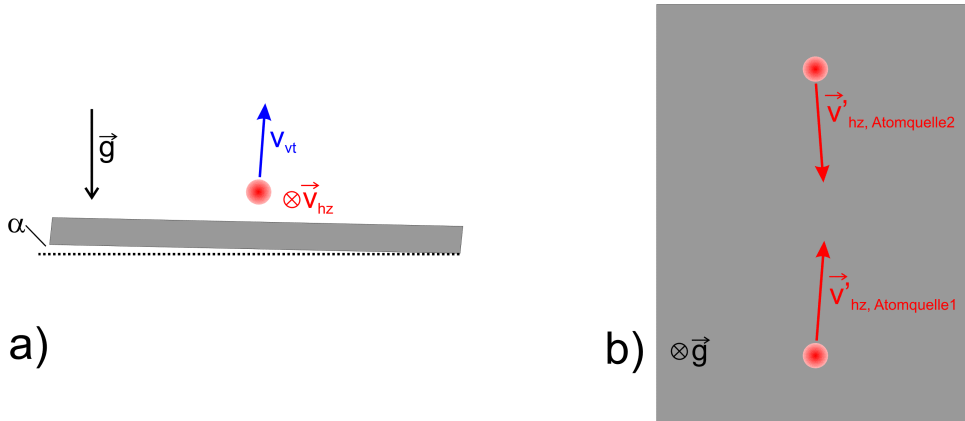


Abbildung 6.13: Einfluss der Verkipfung der experimentellen Plattform auf die horizontale Geschwindigkeit der Atome. Durch die in der Seitenansicht a) (Bildansicht: Achse der idealen horizontalen Geschwindigkeit \vec{v}_{hz}) dargestellte Verkipfung der Plattform wird die idealerweise vertikale Geschwindigkeitskomponente v_{vt} in eine horizontale Geschwindigkeit umgewandelt, was in der Draufsicht in b) verdeutlicht wird.

Unter Vernachlässigung der diskutierten Verkipfung verbleibt eine restliche Differenz der maximalen Anregung zwischen den beiden atomaren Ensemble von 1,5kHz. Da die Dopplerverstimmung nicht für beide Ensembles gleichzeitig optimal angepasst werden kann, wird es somit erschwert sicherzustellen, welche Geschwindigkeitsklassen der Atome abhängig von ihrer Flugrichtung von den Ramanstrahlteilern erfasst werden. Da die eingeschlossene Fläche von der Projektion der atomaren Geschwindigkeit auf die Ramanstrahlteiler abhängt, kann dieser Effekt zu Unterschieden zwischen den erzeugten Flächen der zwei gegenläufigen Ensembles führen. Für die im folgenden Abschnitt beschriebenen Messungen von Inertialkräften in einer Mach-Zehnder-Konfiguration wurde der zwischen den beiden atomaren Ensembles gemittelte Wert der Differenzfrequenz der Ramanlaser der maximalen Anregung verwendet.

6.2.2 Realisierung einer Mach-Zehnder-Pulssequenz zur Verwirklichung eines inertial sensitiven Interferometers

Mit Hilfe der vorgenommenen Optimierungsschritte der kohärenten Strahlteilung mit gegenläufigen Ramanstrahlen ist es möglich, die inertial sensitive

Mach-Zehnder-Konfiguration zu verwirklichen. Aufgrund der in Kap. 3.7 beschriebenen Generierung der Strahlteiler aus einem einzelnen, zeitlich gepulsten Laserfeld wird hierbei noch nicht die volle Sensitivität des Aufbaus erreicht. Dies ist zur Gewinnung erster Erkenntnisse und somit auch der nötigen Optimierungen des Aufbaus auch nicht notwendig. Das Prinzip der ersten vorgenommenen Messungen folgt der in Kap. 6.1.3 für die inertial insensitive Anordnung dargestellten Vorgehensweise, bei der die Laserphase zwischen dem zweiten und dritten Laserpuls kontrolliert variiert und die resultierende Übergangswahrscheinlichkeit aufgenommen wird.

Wie aus der in Abb. 6.14 für eine Zeit freier Entwicklung von $T=1\text{ms}$ exemplarisch gezeigten Messung ersichtlich, ist der Interferometerkontrast mit 13% für das atomare Ensemble 1 und 11% für Ensemble 2 verglichen mit der Doppler unempfindlichen Messung (Abb. 6.7) merklich reduziert. Dies erklärt sich zum einen aus der aufgrund der atomaren Temperatur verminderten Anregungseffizienz, die im vorangegangenen Abschnitt 6.2.1 diskutiert wurde.

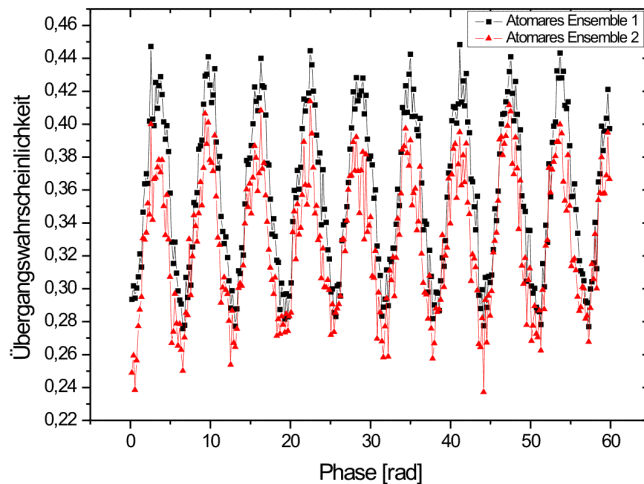


Abbildung 6.14: Übergangswahrscheinlichkeit bei Variation der Laserphase in der inertial sensitiven Mach-Zehnder-Konfiguration, äquivalent zu Abb. 6.7 für die inertial insensitive Konfiguration, hier gezeigt für $T=1\text{ms}$. Aus dem Signalverlauf wird die von (konstanten) inertialen Kräften verursachte Phasenverschiebung gewonnen.

Um noch weitere Erkenntnisse über die Ursachen der Kontrastreduktion zu gewinnen, wurde diese für unterschiedliche Zeiten T freier Entwicklung zwischen den Pulsen untersucht. Es ergibt sich ein in etwa linearer Zusammenhang zwischen der Reduktion des Kontrasts und der Entwicklungszeit T , siehe

Abb. 6.15. Dies lässt vermuten, dass die Kontrastreduktion nicht allein von der verminderten Anregungseffizienz verursacht wird, sondern noch andere Gründe hierfür vorliegen. Zum Einen ist die mit längerer freier Entwicklungszeit T erhöhte Empfindlichkeit auf Phasenrauschen verursacht durch Vibrationen eine mögliche Ursache der Kontrastreduktion. Andererseits wird bei vergrößertem T auch ein größerer Anteil vom räumlichen Profil der Ramanlaserstrahlen genutzt. Störungen der idealerweise ebenen Wellenfronten der Laserstrahlen, die durch nicht perfekte Optik induziert werden, werden somit verstärkt erfasst. Die genauen Anteile der Effekte an der Kontrastreduktion müssen noch ermittelt werden. Zur Reduktion des Einflusses der Temperatur auf den Kontrast soll hierzu mit einem atomaren Ensemble mit schmaler Geschwindigkeitsverteilung gearbeitet werden, das durch geschwindigkeitsselektive Präparation erzeugt wird.

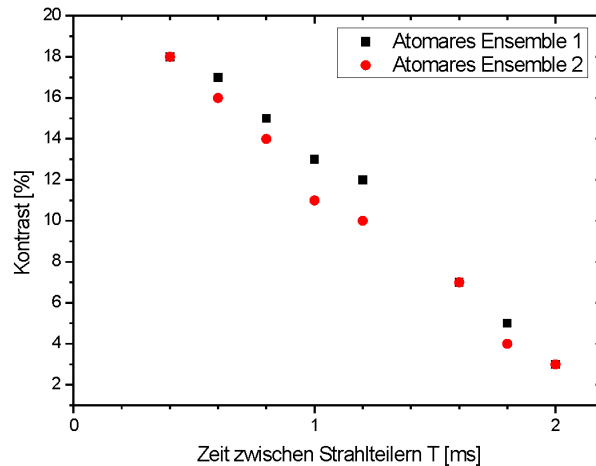


Abbildung 6.15: Kontrastreduktion bei Steigerung der freien Entwicklungszeit T im inertial sensitiven Mach-Zehnder-Interferometer.

Mit Hilfe des zuvor erläuterten Messprinzips zur Erzeugung der Mach-Zehnder-Interferenzen erfolgte der erste Nachweis der Empfindlichkeit auf inertielle Kräfte. Da durch vorherige Messungen des Detektionsrauschens und der Kontrastreduktion die zu erwartende Limitierung der erreichbaren Auflösungen abschätzbar war, wurde auf eine dynamische Messung der Inertialkräfte, d.h. eine Messung der genauen Rotations- und Beschleunigungswerte in jedem Interferometerzyklus, verzichtet. Stattdessen wurde bei den im folgenden beschriebenen Messungen versucht, bekannte konstante Inertialkräfte, wie die Erdrotation, durch Auswertung einer Reihe von Einzelmessungen

nachzuweisen. Hierzu dient das Skalierungsverhalten der von den Inertialkräften induzierten Phasenverschiebung bei Variation der Entwicklungszeit T : $\delta\phi_{Sagnac}, \delta\phi_{Beschl} \propto T^2$. Somit lassen sich bei der Auswertung der Phasenverschiebungen $\delta\phi_{Sagnac}(T), \delta\phi_{Beschl}(T)$ die Inertialkräfte durch einen parabelförmigen Fit ermitteln.

Zur Rauschunterdrückung wird gleichzeitig die differentielle Messmethode benutzt. Hierbei muss beachtet werden, dass in der vorliegenden Realisierung des Aufbaus aufgrund des angelegten Winkels θ der auf die beiden atomaren Ensemble wirkende Impulsübertrag $\hbar\vec{k}_{eff}$ entgegengesetzt gerichtet ist, vgl. Kap. 3.7.2 und insbesondere Abb. 3.15. Somit geht in der gegenwärtig verwendeten Anordnung der Ramanstrahlteiler die Rotation in die Summe $(\delta\phi_{Quelle1} + \delta\phi_{Quelle})/2$ und die Beschleunigung in der Differenz $(\delta\phi_{Quelle1} - \delta\phi_{Quelle})/2$ der beiden Interferometersignale ein, im Gegensatz zu der in Kap. 1 erläuterten, zukünftig geplanten Konfiguration des Interferometers. Die auf die beschriebene Weise ermittelten Ergebnisse der Phasensumme und -differenz sind in Abb. 6.16 gezeigt.

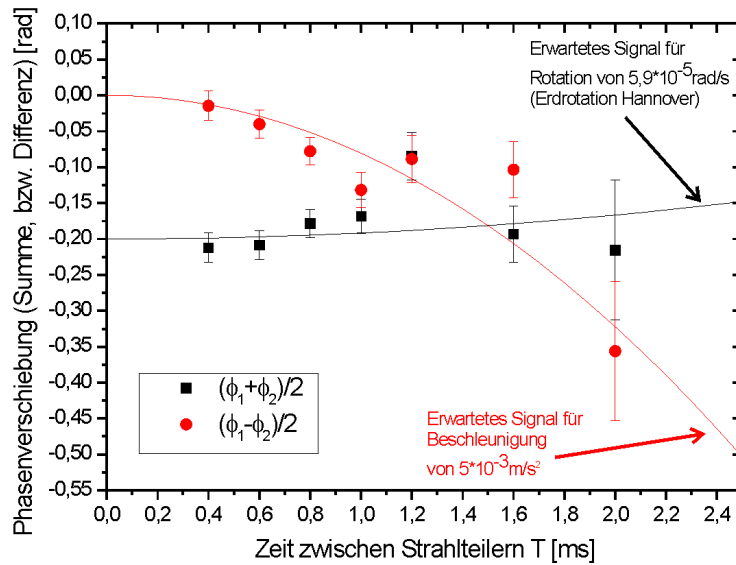


Abbildung 6.16: Nachweis von inertialen Kräften mit Hilfe des differentiellen Messprinzips aus der Summe, bzw. der Differenz der zwei Interferometersignale der beiden atomaren Ensemble. Gezeigt sind diese für verschiedene Zeiten T . Eine Einzelmessung besteht aus einer Messreihe wie in Abb. 6.14 dargestellt. Außerdem sind der aufgrund der Erdrotation in der Summe, bzw. der aufgrund einer Beschleunigung von $5 \times 10^{-3} m/s^2$ in der Differenz der Phasenverschiebungen erwartete Signalverlauf angegeben. Die eingezeichneten Fehlerbalken sind aus dem Fit zur Ermittlung der Phasenverschiebung gewonnen.

Bei der Analyse des Signals der Differenz der Phasenverschiebungen lässt sich eine klar ersichtliche Abhängigkeit von der freien Entwicklungszeit T feststellen. Unter der Annahme einer konstanten Beschleunigung entspricht das durch die Messung ermittelte Signal einer Beschleunigung von ca. $5 \times 10^{-3} \text{m/s}^2$. Der Hauptanteil am gemessenen Beschleunigungssignal entspricht vermutlich einer Projektion der Erdbeschleunigung auf die Richtung der Strahlteilung, gegeben durch \vec{k}_{eff} , die von einer nicht perfekten Justage der Ramanlaser in vertikaler Richtung verursacht wird. Wird die ermittelte Beschleunigung, die $5 \times 10^{-4} |\vec{g}|$ entspricht, komplett auf diesen Effekt zurückgeführt, so würde diesem eine Fehljustage von 0,5mrad in der Ausrichtung der Ramanlaser in der vertikalen Dimension zugrunde liegen. Durch die vorgenommene Messung und ihre Analyse wird gezeigt, dass die sehr präzise einzustellenden Strahljustagen also sehr genau durch das vorgestellte Messprinzip mit dem Interferometer selbst durchgeführt werden können.

Bei der Analyse der Summe der Phasenverschiebungen war keine eindeutige Identifikation der Erdrotation möglich. Der antizipierte Verlauf des Messsignals, das von der Erdrotation hier in Hannover verursacht wird, ist dazu ebenfalls in Abb. 6.16 gezeigt. Wie die Messung zeigt, sind die zugrunde liegenden Rauschtermine zu groß, um die Erdrotation eindeutig zu identifizieren, insbesondere da für lange Entwicklungszeiten T der Kontrast abnimmt. Jedoch liegen die ermittelten Messwerte innerhalb ihrer Fehlergrenzen, bis auf einen abweichenden Wert bei $T=1,2\text{ms}$, innerhalb des erwarteten Verlaufs, wenn noch eine zusätzliche konstante Phasenverschiebung von 200mrad angenommen wird. Die genauen Ursachen dieser ermittelten konstanten Phasenverschiebung bedürfen noch weiterer Analyse.

6.2.3 Diskussion der Messergebnisse

Die gewonnenen Ergebnissen dienen vor allem dazu, Folgerungen zu treffen, welche Maßnahmen erforderlich sind, um die Messung der Inertialkräfte mit höchsten Auflösungen zu betreiben. Die nachgewiesenen Effekte, die die Auflösung des Interferometers maßgeblich beeinflussen sind:

- **Detektionsrauschen**

Das in der Detektion erzielte Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist 30/1. Limitiert wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Detektion momentan von Variationen in der Streurate der Fluoreszenzphotonen, die hauptsächlich auf Frequenzrauschen des Detektionslasers zurückzuführen ist. Als Maßnahme zur Minimierung des Detektionsrauschens wird ein Diodenlaser mit deutlich verkleinerter Linienbreite entwickelt. Zusätzlich soll die Empfindlichkeit der Fluoreszenzdetektion auf Frequenz- und Leistungsvariationen

des Detektionslasers verringert werden. Hierzu wird der optische Übergang durch Verwendung einer großen Lichtleistung $I > 40 \cdot I_{sat}$ in der Detektion in Sättigung betrieben.

- **Reduktion des Kontrastes**

Der im inertial sensitiven Interferometer erreichte Kontrast ist momentan auf unter 18% limitiert. Es wurden drei Ursachen für die Reduktion des Kontrastes identifiziert: Einerseits ist die Anregungseffizienz aufgrund der Temperatur der atomaren Ensemble für die erreichten Rabi-Frequenzen der Ramananregung auf 33% begrenzt. Die notwendige weitere Reduzierung der Temperatur kann durch die Verwendung von großen Verstimmungen $> 20\Gamma$ in der Phase des Polarisationsgradientenkühlens in der bewegten Melasse erreicht werden. Größere Verstimmungen als die momentan verwendeten sollen durch eine optimierte Erzeugung der Frequenzen der Kühllaser erzielt werden. Die tiefste in einer Melasse erreichte Temperatur für ^{87}Rb ist ca. $1,5\mu\text{K}$ [91]. Für diese Temperatur erwartet man eine Reduktion der Anregungseffizienz bei den in dieser Arbeit verwendeten Rabi-Frequenzen auf ca. 70%. Eine weitere Steigerung der Anregungseffizienz kann durch Auswahl einer schmalen Geschwindigkeitsverteilung in der Zustandspräparation erzielt werden. Dies wird durch die Verwendung geschwindigkeitsselektiver Ramanübergänge ermöglicht.

Die zweite Ursache der Kontrastreduktion ist von Vibrationen induziertes Phasenrauschen. Als dritte Ursache wurden Phasenvariationen identifiziert, die von Abberationen der Ramanstrahlen verursacht werden. Die zwei genannten Effekte verringern den Kontrast bei Steigerung der freien Entwicklungszeit T im Interferometer von 0,4 ms auf 2 ms um etwa eine Größenordnung. Hierbei ist abschätzbar, dass der Hauptanteil der Kontrastreduktion von den Vibrationen verursacht wird. Der genaue Zusammenhang beider Ursachen bedarf noch weiterer Analyse. Als Maßnahme zur Reduzierung der Vibrationen wird zukünftig eine kommerzielle Isolation eingesetzt, die frequenzabhängiges Beschleunigungsrauschen um 10-20dB unterdrückt. Die von den optischen Abberationen verursachten Phasenfehler werden in der Konfiguration der Ramanstrahlteiler mit drei räumlich getrennten Zonen reduziert, da die Strahlteilerpulse so vorgenommen werden können, dass nur der mittlere Teil des Lichtfelds der Ramanlaserstrahlen genutzt wird, in dem die Ebene der Wellenfronten wohldefiniert ist.

- **Raumlage des Inertialsensors**

Die Genauigkeit der Raumlage des Sensors ist aus zwei Gründen wichtig für das Atominterferometer. Zum einen sollte die von den Ramanstrahlteilern aufgespannte Fläche des Interferometers senkrecht zur Erdbeschleunigung liegen. Werden vom Interferometer nur kleine Projektionen der

Erdbeschleunigung, wie etwa eines Anteils von 10^{-4} von $|\vec{g}|$, erfasst, sind die verursachten störenden Phasenverschiebungen im Interferometersignal bereits von selber Größenordnung wie das von der Erdrotation induzierte Signal. Die Minimierung der gemessenen Komponente der Erdbeschleunigung gewährleistet gleichzeitig die Erfassung einer wohldefinierten Projektion der Erdrotation mit dem Inertialsensor. Die beiden genannten Kriterien können mit dem in dieser Arbeit gezeigten Messprinzip über die Minimierung des erfassten Anteils der Erdbeschleunigung mit dem Atominterferometer sichergestellt werden.

Zum anderen bewirkt eine Verkipfung der Plattform aus der Vertikalen eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente der atomaren Bewegung entlang der Ramanlaserstrahlen. Dieser Effekt wirkt für die beiden im Interferometer verwendeten Ensembles entgegengerichtet. Somit entsteht aufgrund des Dopplereffektes ein Unterschied in der Verstimmung des Ramanübergangs für die zwei Ensemble. Für eine Winkelabweichung der Flugbahnen der beiden Ensemble von $100 \mu\text{rad}$ wird eine Dopplerverstimmung von $\sim 1\text{kHz}$ induziert, abhängig von der atomaren Geschwindigkeit. Eine optimale Verstimmungsanpassung ist somit nicht für beide Ensembles gleichzeitig möglich. Dieser Effekt kann zu Variationen zwischen den im Interferometer eingeschlossenen Flächen für die beiden Ensembles führen.

Abweichungen in der Parallelität der Flugbahnen der Atome werden auch durch Fehljustagen in den Melasselaserstrahlen verursacht. Als Maßnahme zur Sicherstellung des Überlapps der atomaren Trajektorien auf wenige $10\mu\text{rad}$ kann die geschwindigkeitsselektive Präparation verwendet werden. Diese wird hierzu mit einer Winkeljustage der Präparationsramanlaser erweitert, um die Richtung der ausgewählten Geschwindigkeitsklasse bestimmen zu können.

- **Verschiebungen der atomaren Übergangsfrequenz**

Konstante Phasenverschiebungen im Interferometersignal werden durch Änderungen der Verstimmung des Ramanprozesses an den drei Strahlteilern verursacht. Um diese konstanten Phasenverschiebungen auf $0,1\text{mrad}$ zu kontrollieren, dürfen die Variationen der atomaren Übergangsfrequenz nicht größer als einige 10Hz sein, abhängig von der verwendeten Rabi-frequenz des Ramanübergangs. Die Verschiebung der atomaren Resonanz aufgrund des quadratischen Zeeman-Effekts wird bereits bis auf $\pm 1,4\text{Hz}$ genau kontrolliert. Die differentielle AC-Stark-Verschiebung lässt sich momentan bis auf eine Restunsicherheit von $\pm 150\text{Hz}$ minimieren. Dies wird gegenwärtig limitiert durch die Kontrolle der Leistung der Ramanlaser. Die Reduzierung der konstanten Phasenverschiebung, die von der AC-Stark-Verschiebung verursacht wird, unter $0,1\text{mrad}$ lässt sich durch eine

Leistungskontrolle mit einer Genauigkeit von 10^{-3} erreichen.

Neben den aufgeführten Maßnahmen zur Erhöhung der Phasenauflösung des Interferometers soll bei zukünftigen Messungen durch räumlich getrennte Strahlteiler die volle Empfindlichkeit des Interferometers ausgenutzt werden. Hierbei wird durch die verwendete Strahlteilerkonfiguration die Gleichaktrauschunterdrückung für die Rotationen angewendet werden. Eine weitere Betrachtung der zukünftigen Verbesserungen des gegenwärtigen Atominterferometers wird im folgenden Ausblick unternommen.

AUSBLICK

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals ein Atominterferometer basierend auf ultrakalten Rubidium-Atomen zur gleichzeitigen Messung von Rotationen und Beschleunigungen realisiert. Während der Messungen konnte die Sensitivität auf inertielle Kräfte demonstriert werden. Die vorgenommenen Messungen dienen vor allem zur Bestimmung der im Interferometer auftretenden Rauschquellen und ihres Einflusses auf die Auflösung der Inertialkräfte. Des Weiteren konnte mit Hilfe des Interferometers gezeigt werden, dass wichtige experimentelle Parameter mit hoher Genauigkeit kontrolliert werden können. Diese sind beispielsweise magnetische Felder, die Stabilität der Ramanlaser zur Strahlteilung im Interferometer oder die Genauigkeit der auf die Atome aufgeprägten Driftgeschwindigkeit. Die gewonnenen Erkenntnisse sind ein wichtiger Schritt zu hochauflösenden Messungen. Die Analyse der größten Fehlerquellen dient als Grundlage für die derzeit vorgenommenen Optimierungen des Aufbaus.

Des Weiteren wird in aktuellen Arbeiten die experimentelle Realisierung von Maßnahmen geplant, um die Zielsetzung der hochauflösenden Messung der Inertialkräfte von 10^{-9} rad/s/ \sqrt{Hz} für Rotationen und 10^{-8} m/s² für Beschleunigungen sicherzustellen. Dafür soll einerseits das Rauschen der Phasenmessung im Interferometer verbessert und andererseits die eingeschlossene Fläche im Interferometer erhöht werden. Als Grundlage der Planung dienen dabei ebenfalls die während dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse. Zur Rauschreduktion soll unter anderem der Interferometerkontrast gesteigert werden, was dadurch erreicht werden kann, dass in der Messung atomare Ensemble verwendet werden, deren Geschwindigkeitsbreite deutlich kleiner als der Photonenrückstoß ist. Am verwirklichten Aufbau besteht dafür die Möglichkeit, durch eine einfach zu bewerkstellende Erweiterung der Präparationsstufe auf eine Geschwindigkeitsselektivität diese sub-Rückstoß-Klassen durch entsprechende Wahl der Pulslängen direkt herzustellen. Bei diesem Schema wird nur ein geringer Anteil der Atome aus der Geschwindigkeitsverteilung ausgewählt. Durch den im vorliegenden

Aufbau realisierten hohen atomaren Fluss der zweistufigen Quellsysteme kann jedoch sichergestellt werden, dass das atomare Schrotrauschen keine Limitierung in der Auflösung verursacht.

Die Steigerung der eingeschlossenen Fläche durch Verwendung von drei räumlich getrennten Laserfeldern anstelle eines gepulsten einzelnen Laserstrahls für die atomare Strahlteilung im Interferometer wird ebenfalls momentan vorbereitet. Die Konfiguration der Strahlteiler wird dabei so realisiert, dass die vorteilhafte Gleichtaktunterdrückung für Rauschen in der neu entwickelten Version für die Rotationen wirkt.

Die angestrebten hochauflösenden Messungen stellen neue experimentelle Herausforderungen an die Messapparatur. Beispiele sind die Stabilität der Orientierung des Sensors und die Unterdrückung von Vibrationen bei tiefen Frequenzen. Die in dieser Arbeit aufgezeigten Messverfahren zeigen die vielfältigen Möglichkeiten, die verschiedenen Effekte, z.B. mit dem Interferometer selbst, zu bestimmen und können somit als Anleitung für die weitergehenden Charakterisierungsschritte verwendet werden.

Neben diesen mittelfristigen Zielsetzungen dient das Experiment zur Untersuchung, welche Effekte ultimativ die mit der Messapparatur erreichbare Auflösung, bzw. ihre Stabilität, limitieren. Auch aufgrund der in vergleichbaren Experimenten gemachten Erfahrungen, z.B. bezüglich des Detektionsrauschens in Atomuhren basierend auf Fontänen [47] oder der Vibrationsunterdrückung in Gyroskopen [71], lässt sich feststellen, dass es noch detaillierter Untersuchungen und der Realisierung neuer Konzepte bedarf, um eine Auflösung zu erreichen, bei der noch Phasenverschiebungen stabil gemessen werden können, die deutlich kleiner als das langfristig geplante Ziel einer Auflösung des Interferometersignals von 0,1mrad sind. Daher soll in zukünftigen Erweiterungen des Experimentes zuerst die eingeschlossene Fläche erhöht werden, da dieser Ansatz, insbesondere unter Berücksichtigung des experimentellen Aufwands, ein viel versprechendes Potential bietet. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass auch dieser Ansatz Einschränkungen unterworfen ist: Werden die atomaren Teilwellen in einem Interferometer zur Erzielung einer großen eingeschlossenen Fläche räumlich weit voneinander getrennt, so führt die Lokalisierung der Atome im Lichtfeld der Strahlteiler zu störenden Phasenverschiebungen [92].

Eine Methode zur Erhöhung der eingeschlossenen Fläche ist die größere Aufspaltung der atomaren Wellenpakete durch Übertragung einer Vielzahl von Photonenimpulsen. Dieses Verfahren wurde z.B. in [93] für ein Gravimeter verwendet, indem zwischen die übliche $\pi/2 - \pi - \pi/2$ -Sequenz des Mach-Zehnder-Interferometers weitere π -Pulse eingefügt wurden. Dieses Konzept bietet eine große Sensitivitätssteigerung, ist jedoch experimentell durch eine gleichzeitig auftretende zusätzliche Kontrastreduktion limitiert. Dieser Effekt lässt sich durch die Verwendung von Bragg-Pulsen, die anstelle der Ramanübergänge als zwischenliegende π -Pulse benutzt werden, verringern, was z.B. für die optimier-

te Version des Experimentes zur \hbar/m -Bestimmung geplant ist [94]. Hierfür ist es notwendig, im Interferometer atomare Ensemble zu verwenden, die Geschwindigkeitsbreiten unterhalb der Photonenrückstoßgeschwindigkeit haben. Durch die genannten Verfahren ist die hochauflösende Messung der inertialen Kräfte in jeweils einer Raumrichtung sichergestellt. Zukünftig soll eine vollständige Erfassung der Inertialkräfte in allen drei Raumrichtungen erfolgen. Dafür gibt es zwei unterschiedliche Ansätze, bei denen im gepulsten Interferometerbetrieb abwechselnd jeweils eine von zwei möglichen Rotations- bzw. Beschleunigungskomponenten gemessen werden. Ein Ansatz hierfür ist einerseits, wie er am Inertialsensor aus [25] experimentell demonstriert wurde, die Einführung einer neuen Pulssequenz, der so genannten "Schmetterlingskonfiguration", dargestellt in Abb. 7.1. Dadurch kann, ohne zusätzliche Laserfelder aus anderen Raumrichtungen, noch eine weitere Rotationskomponente erfasst werden. Eine andere Option ist die Verwendung von weiteren Strahlteilerlaserfeldern, die zusätzlich zu den in dieser Arbeit dargestellten in vertikaler Richtung eingestrahlt werden, wofür am verwirklichten Aufbau bereits optische Zugänge eingerichtet sind.

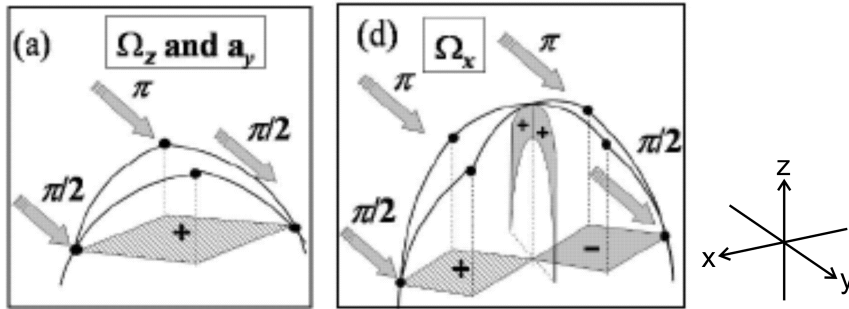


Abbildung 7.1: Schmetterlingskonfiguration des Interferometers, aus [25]. Durch diese in d) dargestellte 4-Puls-Sequenz kann eine weitere Komponente der Rotation (hier Ω_x) erfasst werden. In a) ist die übliche Mach-Zehnder-Konfiguration zum Vergleich dargestellt. Es sind jeweils die eingeschlossenen Flächen mit ihrem Vorzeichen bezüglich der betrachteten Raumrichtungen angegeben.

Die dargestellten Methoden zeigen die vielfältigen Möglichkeiten, das Potential der Atominterferometrie am in dieser Arbeit verwirklichten Aufbau zu erforschen. Für zukünftige Experimente sind für Inertialsensoren, die auf vergleichbaren Prinzipien beruhen, noch weitere Verfahren und daraus folgende Anwendungen denkbar. Als neuartiges Messkonzept bietet sich beispielsweise die Erweiterung der fest eingeplanten Vergleichsmessung mit einem optischen Gyroskop zu einem echten "Hybrid-Sensor" an. So könnten hierfür die Spiegel der Strahlteiler des Atominterferometers gleichzeitig als Spiegel für ein optisches Laserinterferometer verwendet werden. Hierbei könnte untersucht werden,

ob mit diesem Verfahren durch die Übertragung der Langzeitstabilität des atomaren Gyroskops auf einen Laserkreisel eine weitere Steigerung der Auflösung, verglichen mit den einzelnen optischen, bzw. atomaren Interferometern, möglich ist.

Auf einer ähnlichen Anordnung, d.h. der gemeinsamen Nutzung der Interferometerspiegel, fußt die Möglichkeit, das Atominterferometer als "inertiale Referenz" für ein optisches Interferometer zu verwenden, ähnlich der Funktion von Atomuhren als Frequenzreferenz. Somit ließe sich eine hochgenaue Raumlagestabilisierung verwirklichen. Solch eine Stabilisierung wird beispielsweise für die Weltraummission LISA benötigt [95], die dem Nachweis von Gravitationswellen dient. Es bleibt jedoch nachzuweisen, ob Atominterferometer die gestellten Anforderungen für diese sensitiven Verfahren erfüllen können.

Des Weiteren gibt es neben den zuvor beschriebenen neuartigen Messkonzepten weitere komplementäre Ansätze zur Realisierung der Atominterferometer. Bei diesen ist jedoch zu beachten, dass ihre Eignung für hochauflösende Messungen, bzw. die Verwirklichung des Interferometers selbst, erst noch gezeigt werden muss.

Als Ansatzpunkt bezüglich der Erzeugung und Verwendung ultrakalter Atome im Interferometer bieten quantenentartete Gase eine interessante Alternative, da durch sie neben den erreichbaren tiefen Temperaturen im nano-Kelvin Bereich aufgrund ihrer makroskopischen Kohärenzeigenschaften neuartige Eingangszustände im Interferometer verwirklicht werden können. So wurde beispielsweise experimentell gezeigt, dass sich bei der Strahlteilung eines Bose-Einstein-Kondensates (BEC), die in diesem Fall durch ein magnetisches Doppelmuldenpotential verwirklicht wurde, eine Verringerung der nach dem Schrotrauschen zu erwartenden Atomzahlschwankungen verwirklichen lässt [96]. Neben diesem "Squeezing" kann durch Verwendung von BEC auch die makroskopische Phasenkohärenz ausgenutzt werden und die Inertialkräfte über die Informationen aus der Entwicklung des Kontrastes ausgelesen werden, was in [97] für eine \hbar/m -Messung verwendet wurde.

Es gibt jedoch auch nachgewiesene Limitierungen bei Verwendung von quantenentarteten Gasen, die Gegenstand aktueller Forschung sind: Dies ist einerseits die in Bose-Einstein-Kondensaten vorliegende Wechselwirkung zwischen den Atomen, die zu störenden Beiträgen führen kann [98], was durch Verwendung quantenentarteter Fermionen, die nicht miteinander wechselwirken, reduziert wird [99]. Andererseits liegen beide Sorten quantenentarteter Gase aufgrund der Präparationsverfahren üblicherweise in einer großen atomaren Dichte vor, verglichen mit thermischen ultrakalten Atomen, die in einer Melasse oder einem vergleichbaren Verfahren präpariert wurden. Die hohe Dichte kann durch die Beeinflussung des Brechungsindex ebenfalls zu Abweichungen bei Präzisionsmessungen führen, wie experimentell an einem BEC nachgewiesen wurde [100]. So bleibt zu zeigen, dass die diskutierten

Einschränkungen der quantenentarteten Gase mit der für die hochauflösenden Messungen nötigen Präzision kontrolliert werden können. Die Beantwortung der dargestellten Fragestellungen ist ebenfalls Teil der Forschung am Institut für Quantenoptik (IQ) der Leibniz-Universität Hannover, bei der im Rahmen einer europäischen Kollaboration eine kohärente bosonische Quelle verwirklicht wird, die in zukünftigen Experimenten auf ihre Eignung für die hochauflösende Inertialsensorik, in Kombination mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment, untersucht werden soll [101].

Als weiteres komplementäres Konzept gibt es, neben den bisher beschriebenen Messmethoden, die auf frei fallenden Atomen basieren, seit mehreren Jahren Bestrebungen, geführte Atominterferometer zu verwirklichen. Diese versprechen sowohl eine Steigerung der eingeschlossenen Fläche für Sagnac-Interferometer, als auch lange Beobachtungszeiten. Für die Führung der Atome, in einer oder mehreren Raumrichtungen, können dabei sowohl magnetische Felder [102], als auch optische Dipolpotentiale [103] verwendet werden. Für die genannten Typen von geführten Interferometer wurde die grundsätzlich benötigte Erhaltung der Kohärenz während der Führung, bzw. den Strahlteilern, in einigen Verfahren teilweise schon demonstriert, sowohl theoretisch [104], wie auch experimentell [105]. Langfristig bieten geführte Strukturen daher einen interessanten Ansatz, der in den in dieser Arbeit dargestellten Aufbau integriert, bzw. für Vergleichsmessungen benutzt werden könnte. Es bedarf bei der Realisierung geführter Atominterferometer jedoch noch einer detaillierten Forschungsarbeit, um ihre Eignung für hochauflösende Messungen zu demonstrieren. Dazu muss experimentell gezeigt werden, dass durch die Führung kohärente Interferometer mit eingeschlossenen Flächen makroskopischer Größe realisiert werden können. Interessant ist ebenfalls, inwieweit durch die Führung störende Phasenverschiebungen zwischen den Interferometerarmen induziert werden. Anhand der Vielzahl der genannten Möglichkeiten, das vorliegende Experiment zu optimieren, umzugestalten oder zu erweitern, kann man erkennen, dass das Gebiet der Inertialsensorik basierend auf der Atominterferometrie hochaktuelles Thema der Forschung ist und auch für zukünftige Arbeiten faszinierende und interessante Optionen bietet.

DATEN VON RUBIDIUM 87

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten von ^{87}Rb , insbesondere der Werte des verwendeten D_2 -Übergangs ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$), aus [106].

Atomare Masse	$m_{^{87}\text{Rb}} = 1,443\,160\,60(11) \times 10^{-25} \text{kg}$
Wellenlänge im Vakuum	$\lambda_{vac} = 780,241\,209\,686(13) \text{nm}$
Übergangsfrequenz	$\omega_{D_2} = 2\pi \cdot 384,230\,484\,468\,5(62) \text{THz}$
Wellenvektor	$ \vec{k} /2\pi = 12\,816,549\,389\,93(21) \text{cm}^{-1}$
Natürliche Linienbreite	$\Gamma = 2\pi \cdot 6,065(9) \text{MHz} = 38,11 \times 10^6 \text{s}^{-1}$
Übergangs-Dipol-Matrixelement	$ \vec{d} = 3,584(4) \times 10^{-29} \text{C}\cdot\text{m}$
Rückstoßgeschwindigkeit	$v_{Rueckstoss} = 5,8845 \text{mm/s}$
Sättigungsintensität, σ^\pm -polarisiert	$I_{sat} = 1,669(2) \text{mW/cm}^2$
Dopplerverschiebung	$1/\lambda = 1,281\,654\,938\,99 \text{MHz/(m/s)}$
$5^2S_{1/2}$ -Hyperfeinübergangsfrequenz	$\omega_{eg} = 6,834\,682\,610\,904\,29(9) \text{GHz}$
Lineare Zeeman-Verschiebung $ 5^2S_{1/2}, F=1\rangle$	$\delta\omega = m_F \cdot -2\pi \times 0,70 \text{MHz/G}$
Lineare Zeeman-Verschiebung $ 5^2S_{1/2}, F=2\rangle$	$\delta\omega = m_F \cdot +2\pi \times 0,70 \text{MHz/G}$
Quadratische Zeeman-Verschiebung $5^2S_{1/2}$ $ F=1, m_F=0\rangle \rightarrow F=2, m_F=0\rangle$	$2\pi \times 575,15 \text{Hz/G}^2$
Effektiver Wellenvektor Ramanübergang für $\Delta=1\text{GHz}$	$ \vec{k}_{eff} /2\pi = 25\,633,073\,727\,6(14) \text{cm}^{-1}$
Frequenzverschiebung Photonen- Rückstoß Ramanübergang	$\delta_{Rueckstoss} = \hbar \vec{k}_{eff}^2 / 2m = 15,084 \text{kHz}$

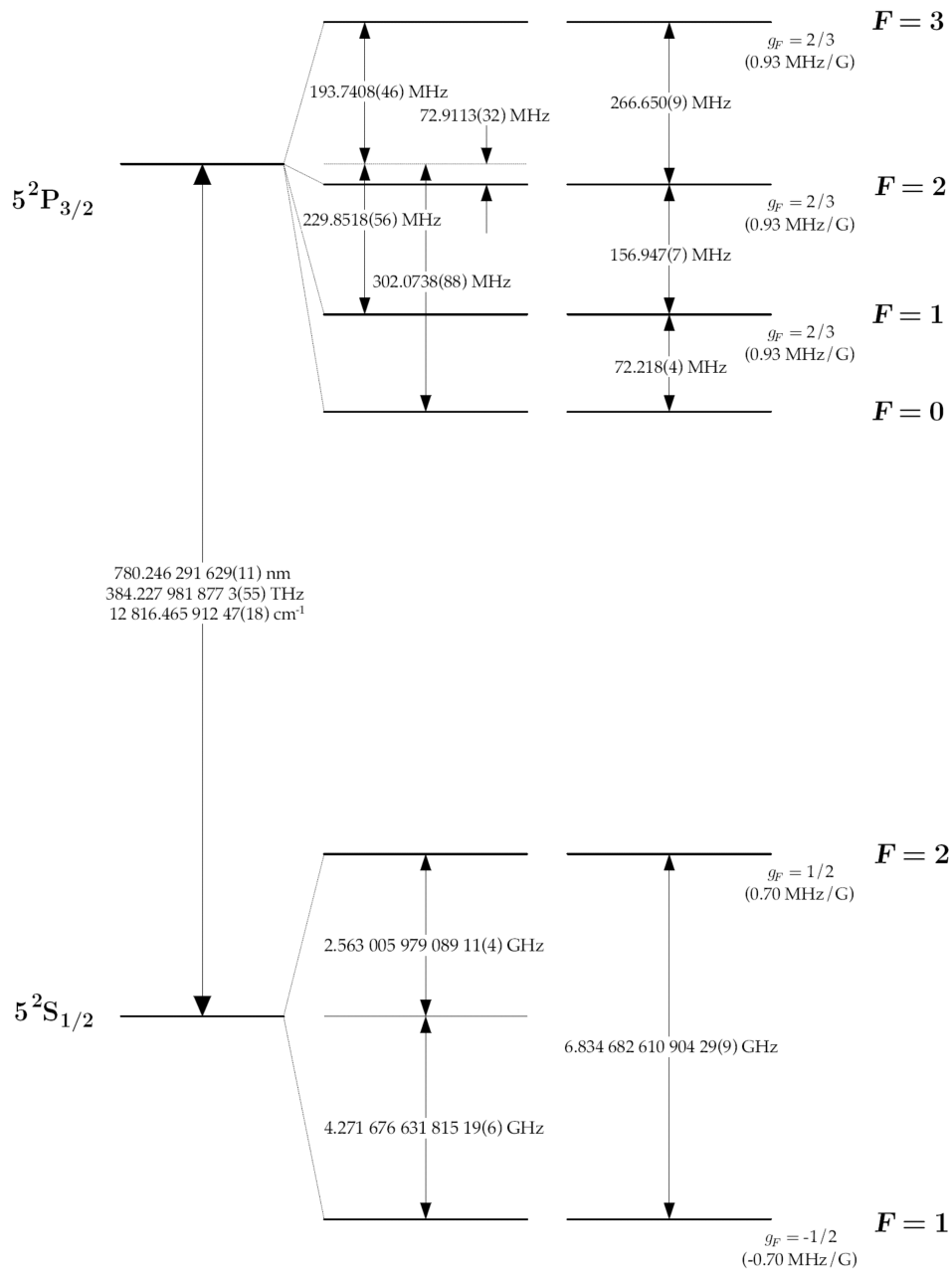


Abbildung A.1: Termschema der D_2 -Linie von ^{87}Rb .

B.1 Berechnung des Intensitätsverhältnisses der Ramanlaser zum Ausgleich der differentiellen AC-Stark Verschiebung

Bei der exakten Berechnung des Intensitätsverhältnisses der Ramanlaser zum Ausgleich der differentiellen AC-Stark-Verschiebung muss die Kopplung an alle am Ramanübergang beteiligten Hyperfeinniveaus des $5^2P_{3/2}$ -Zustands in die Rechnung mit einbezogen werden. Dabei dient die genaue Verstimmung zu den einzelnen Hyperfeinzuständen als Grundlage der Berechnung und die verschiedenen Übergänge werden mittels ihrer Clebsch-Gordon-Koeffizienten gewichtet [30]. Somit folgt für die exakte Darstellung der Größen aus Gl. 2.41:

$$\begin{aligned}\Omega_g^{AC} &= \sum_h \frac{|\Omega_{g1,h}|^2}{4(\Delta + \Delta_h)} + \frac{|\Omega_{g2,h}|^2}{4(\Delta + \Delta_h - \bar{\omega}_{eg})} \\ \Omega_e^{AC} &= \sum_h \frac{|\Omega_{e1,h}|^2}{4(\Delta + \Delta_h + \bar{\omega}_{eg})} + \frac{|\Omega_{e2,h}|^2}{4(\Delta + \Delta_h)}.\end{aligned}\tag{B.1}$$

Hierbei bezeichnet der neu eingeführte Index h den Hyperfeinzustand des oberen Niveaus. Für die explizite Berechnung wird festgelegt, dass die Verstimmung Δ relativ zum $|F' = 1\rangle$ -Zustand betrachtet wird und die Verstimmungen der übrigen Niveaus durch den zusätzlichen Term Δ_h berücksichtigt werden. Durch Einsetzen der Kopplungsstärken (aus [106]) zwischen den Niveaus $|g\rangle$ bzw. $|e\rangle$

des $5^2S_{1/2}$ Zustands und den Niveaus $|h\rangle$ des $5^2P_{3/2}$ -Zustands folgt:

$$\begin{aligned}\Omega_g^{AC} &= \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{5}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right) + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{5}{24(\Delta - \bar{\omega}_{eg})} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 - \bar{\omega}_{eg})} \right) \\ \Omega_e^{AC} &= \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{1}{120(\Delta + \bar{\omega}_{eg})} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 + \bar{\omega}_{eg})} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3 + \bar{\omega}_{eg})} \right) \\ &\quad + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{1}{120(\Delta)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3)} \right).\end{aligned}\tag{B.2}$$

Hierfür wurden die vereinfachten Rabifrequenzen $\Omega_1 = \frac{2d\bar{E}_1}{\hbar}$ und $\Omega_2 = \frac{2d\bar{E}_2}{\hbar}$ eingeführt, vgl. dazu die zuvor definierte Rabifrequenz aus Gl. 2.39.

Aus den zwei Gleichungen B.2 lässt sich nun in Abhängigkeit von der Verstimmung Δ durch Einsetzen das Verhältnis der Leistungen $I_2/I_1 = \Omega_2^2/\Omega_1^2$ der beiden Ramanlaser bestimmen, für das $\Omega_g^{AC} = \Omega_e^{AC}$ gilt [30]:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\left(\frac{1}{60(\Delta + \bar{\omega}_{eg})} + \frac{1}{4(\Delta - \Delta_2 + \bar{\omega}_{eg})} + \frac{2}{5(\Delta - \Delta_3 + \bar{\omega}_{eg})} \right) - \left(\frac{5}{12\Delta} + \frac{1}{4(\Delta - \Delta_2)} \right)}{\left(\frac{5}{12(\Delta - \bar{\omega}_{eg})} + \frac{1}{4(\Delta - \Delta_2 - \bar{\omega}_{eg})} \right) - \left(\frac{1}{60\Delta} + \frac{1}{4(\Delta - \Delta_2)} + \frac{2}{5(\Delta - \Delta_3)} \right)}.\tag{B.3}$$

Mittels dieser Gleichung wird die in Abb. B.1 dargestellte Funktion des optimalen Leistungsverhältnisses in Abhängigkeit von der Verstimmung Δ errechnet.

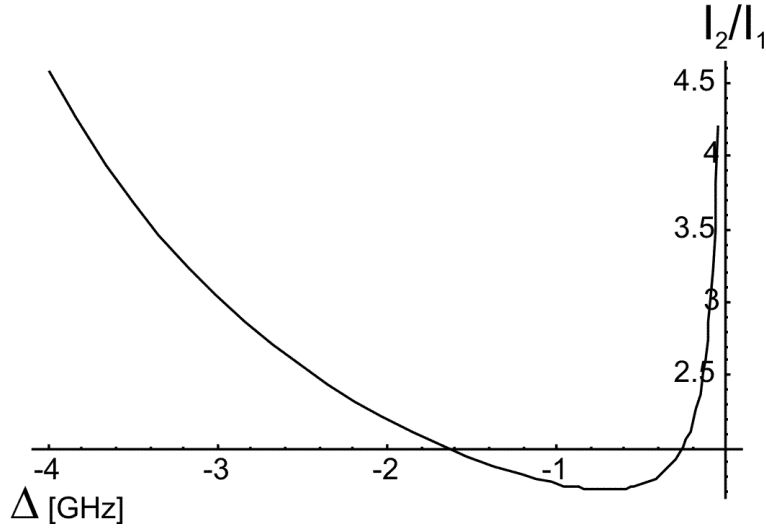


Abbildung B.1: Intensitätsverhältnis I_2/I_1 der zwei Ramanlaser zum Ausgleich der differentiellen AC-Stark-Verschiebung in Abhängigkeit von der Verstimmung Δ .

C.1 CAD-Zeichnung der Spulen des Offsetmagnetfelds

CAD-Zeichnung der Platine zur Erzeugung des homogenen Offsetmagnetfelds, beschrieben in Abschnitt 3.3. Das Feld wird von den äußeren Leiterbahnen generiert. Die inneren Kreise dienen als Aussparungen für den optischen Zugang, bzw. als Bohrungen für die Halterung.

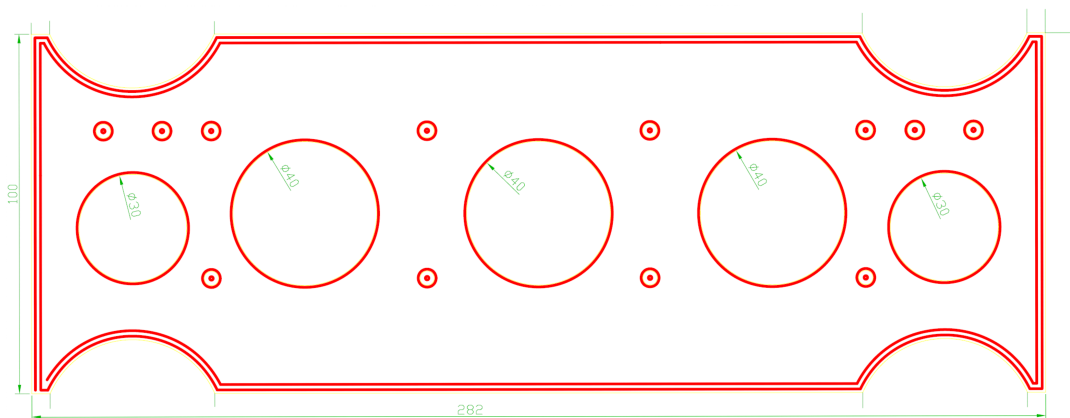


Abbildung C.1: CAD-Zeichnung der Platine zur Erzeugung des homogenen Offsetmagnetfeldes, Maße in mm. Ein Paar der gezeigten Leiterbahnen erzeugt das homogene Feld.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Experimentkonzept	10
2.1	Schematische Darstellung des Ramanprozesses	20
2.2	Schematische Darstellung des Mach-Zehnder-Interferometers . .	26
2.3	Blochkugel	28
2.4	Eingeschlossene Fläche für Sagnaceffekt	32
2.5	Gewichtungsfunktion	36
2.6	Zeeman-Effekt	39
3.1	Bild der Vakuumkammer	45
3.2	Schema des kompletten Vakuumaufbaus	46
3.3	Aufgenommene Beschleunigungen auf der Experimentplattform und ihre Unterdrückung durch die kommerzielle Vibrationisolation	48
3.4	Schema des Gesamtaufbaus	50
3.5	Simulation des Magnetfeldes	51
3.6	Schematische Darstellung der 2D-MOT	53
3.7	3D-MOT Vakuumkammer	55
3.8	Optikaufbau der 3D-MOT	57
3.9	Zeitablauf bewegte Melasse	58
3.10	Schematischer Ablauf der Präparation	59
3.11	Optikaufbau Präparation und Detektion	61
3.12	Detektionssignal	64
3.13	Optik der Strahlteiler	66
3.14	Optik der Strahlteiler, gegenläufige Anordnung	67
3.15	Resonanzbedingungen für gegenläufige Ramanstrahlenpaare . .	69
3.16	Justage der Ramanlaserstrahlen in der vertikalen Dimension . .	70
4.1	Sättigungsspektroskopie	72
4.2	Modulationsverfahren	74
4.3	Frequenz-Stabilisierung durch Schwebungsmessung	75
4.4	Phase-Lock-Loop	76
4.5	Signal von analogem Mischer	76
4.6	Optischer PLL	77
4.7	Benötigte Optische Frequenzen	78

4.8	Übersicht Laseraufbau	79
4.9	Aufbau des Lasertisches der Kühllaser	80
4.10	Aufbau Optiktisch der Ramanlaser und der Detektion	83
4.11	Interferenzfilter-stabilisierter Diodenlaser	85
4.12	Schematischer Aufbau der ersten Realisierung des Ramanlaser-PLL	86
4.13	Phasenrauschen der 100MHz Referenzquelle	88
4.14	Frequenzkette zur Synthese des Mikrowellensignals bei 7GHz . .	89
4.15	Phasenrauschen der Synthesekette bei 7,024GHz	90
4.16	Schematischer Aufbau der optimierten Realisierung des Ramanlaser-PLL	91
4.17	Schema der computergestützten Experimentsteuerung	92
5.1	Laderate der 3D-MOT in Abhängigkeit vom Rb- Hintergrunddampfdruck in der 2D-MOT	94
5.2	Laderate der 3D-MOT in Abhängigkeit von der Leistung des „pusher“-Strahls.	95
5.3	Histogramm der MOT-Position unmittelbar vor der Melassephase	96
5.4	Optikaufbau zur Flugzeit-Messung	97
5.5	Zeitabhängiges Messsignal der Flugzeit-Messung.	97
5.6	Stabilität des Betrags der horizontalen Geschwindigkeit \vec{v}_{hz} . . .	99
6.1	Rabioszillationen durch Variation der Pulslänge, in der Doppler insensitiven Anordnung	101
6.2	Simulation der Reduktion der maximalen Anregung bezüglich der Ausdehnung des atomaren Ensembles	102
6.3	Messung zur Bestimmung des Strahlteilungszeitpunktes	103
6.4	Frequenzabhängiges Anregungsprofil aufgenommen in der Ramsey-Konfiguration	104
6.5	Eichung des Offsetmagnetfeldes mit Hilfe des linearen Zeeman- Effekts der $m_F = 1$ -Subkomponenten.	106
6.6	Bestimmung des optimalen Leistungsverhältnisses zwischen den Ramanlasern zum Ausgleich der differentiellen AC-Stark- Verschiebung	108
6.7	Interferometersignal in der inertial insensitive Mach-Zehnder- Konfiguration	109
6.8	Experimentell bestimmte Sensitivitätsfunktion $g(t)$	111
6.9	Vergleich der Gewichtungsfunktionen: Experimentell ermittelt und simuliert	111
6.10	Rabioszillationen in der Doppler sensitive Konfiguration	113
6.11	Simulation der Übergangswahrscheinlichkeit für einen π -Puls in Abhängigkeit von der Temperatur der Atome	113
6.12	Frequenzabhängige Übergangswahrscheinlichkeit für einen Einzel- (π) -Puls	115

6.13	Einfluss der Verkippung der experimentellen Plattform auf die horizontale Geschwindigkeit der Atome	116
6.14	Interferometersignal in der inertial sensitiven Mach-Zehnder Konfiguration	117
6.15	Kontrastreduktion bei Steigerung der freien Entwicklungszeit T im inertial sensitiven Mach-Zehnder-Interferometer	118
6.16	Nachweis von inertialen Kräften mit Hilfe des differentiellen Messprinzips aus der Summe, bzw. der Differenz der zwei Interferometersignale der beiden atomaren Ensemble	119
7.1	Schmetterlingskonfiguration	126
A.1	Termschema der D ₂ -Linie von ⁸⁷ Rb	130
B.1	Intensitätsverhältnis der Ramanlaser zum Ausgleich der AC-Stark Verschiebung	132
C.1	CAD-Zeichnung der Platine zur Erzeugung des homogenen Offsetmagnetfeldes	133

Literaturverzeichnis

- [1] M.Reich, U.Sterr, and W.Ertmer. Scheme for measuring a Berry phase in an atom interferometer. *Phys. Rev. A*, 47:2518, 1993.
- [2] E.M.Rasel, M.K.Oberthaler, H.Batelaan, J.Schmiedmayer, and A.Zeilinger. Atom Wave Interferometry with Diffraction Gratings of Light. *Phys. Rev. Lett.*, 75:2633, 1995.
- [3] O.Carnal and J.Mlynek. Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2689, 1991.
- [4] J.F.Clauser and F.Li. "Heisenberg microscope" decoherence atom interferometry. *Phys. Rev. A*, 50:2430, 1994.
- [5] M.A.Kasevich and S.Chu. Measurement of the Gravitational Acceleration of an Atom with a Light-Pulse Atom Interferometer. *Appl. Phys. B*, 54:321, 1992.
- [6] D.W.Keith, C.R.Ekstrom, Q.A.Turchette, and D.E.Pritchard. An Interferometer for Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2693, 1991.
- [7] L.Pitaevskii and S.Stringari. *Bose-Einstein Condensation*. Clarendon Press Oxford, 2003.
- [8] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269(0):198, July 1995.
- [9] B. DeMarco and D.S. Jin. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas. *Science*, 285(5434):1703, September 1999.
- [10] A.Wicht, J.M.Hensley, E.Sarajlic, and S.Chu. A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry. *Physica Scripta*, T 102:82, 2002.
- [11] P.Cláde, E.de Mirandes, M.Cadoret, S.Guellati-Khélifa, C.Schwob, F.Nez, L.Julien, and F.Biraben. Determination of the Fine Structure Constant

- Based on Bloch Oscillations of Ultracold Atoms in a Vertical Optical Lattice. *Phys. Rev. Lett.*, 96:033001–1, 2006.
- [12] S.Fray, C.A.Diez, T.W.Hänsch, and M.Weitz. Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle. *Phys. Rev. Lett.*, 93:240404–1, 2004.
- [13] Bergmann und Schäfer. *Experimentalphysik Band 3 Optik, 9. Auflage.* de Gruyter, 1993.
- [14] A.Peters, K.Y.Chung, and S.Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38:25, 2001.
- [15] J.M.McGuirk, G.T.Foster, J.B.Fixler, M.J.Snadden, and M.A.Kasevich. Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry. *Phys. Rev. A*, 65:033608–1, 2002.
- [16] A.Bertoldi, G.Lamporesi, L.Cacciapouti, M.de Angelis, M.Fattori, T.Petelski, A.Peters, M.Prevedelli, J.Stuhler, and G.M.Tino. Atom interferometry gravity-gradiometry for the determination of the Newtonian gravitational constant G . *Euro. Phys. Journal D*, 40:271, 2006.
- [17] F.Riehle, T.Kisters, A.Witte, J.Helmcke, and Ch.J.Bordé. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 67:177, 1991.
- [18] T.L.Gustavson, A.Landragin, and M.A.Kasevich. Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope. *Classical and Quantum Gravity*, 17:2385, 2000.
- [19] K.U.Schreiber, T.Klügel, and G.E.Stedman. Earth tide and tilt detection by a ring laser gyroscope. *J. Geophys. Res. solid earth*, 108:2132, 2003.
- [20] J.C.Mester, C.W.F.Everitt, B.W.Parkinson, and J.P.Turneure. Gravity Probe B:Status and Flight Plans. *Proc. Symp. on the Early Universe Madras India*, 1994.
- [21] C.Jentsch, T.Müller, E.M.Rasel, and W.Ertmer. HYPER: A Satellite Mission in Fundamental Physics Based on High Precision Atom Interferometry. *Gen. Rel. Grav.*, 36:2197, 2004.
- [22] G.E.Stedman, K.U.Schreiber, and H.R.Bilger. On the detectability of the Lense-Thirring field from rotating laboratory masses using ring laser gyroscope interferometers. *Clas. Quantum Grav.*, 20:2527, 2003.

- [23] M.G. Sagnac. L 'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme. *Compt. Rend. des Sc. d. l'Acad. d. Sc.*, 157:1410, 1913.
- [24] C.Jentsch. *Konzeption und Aufbau eines Experimentes zur quantenlimitierten Inertialsensorik mit lasergekühlten Rubidiumatomen*. Doktorarbeit, Universität Hannover, 2004.
- [25] B.Canuel, F.Leduc, D.Holleville, A.Gauguet, J.Fils, A.Virdis, A.Clairon, N.Dimarcq, Ch.J.Bordé, A.Landragin, and P.Bouyer. Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 97:010402–1, 2006.
- [26] Ch. J. Bordé. Quantum Theory of Atom-Wave Beam-Splitters and Applications to Multidimensional Atomic Gravito-Inertial Sensors. *Gen. Rel. Grav.*, 36:475, 2004.
- [27] B. Young, M. Kasevich, and S. Chu. Precision Atom Interferometry with Light Pulses. In P. R. Berman, editor, *Atom Interferometry*, page 363. Academic Press, 1997.
- [28] M.Kasevich, D.S. Weis, E.Riis, K.Moler, S.Kasapi, and S.Chu. Atomic Velocity Selection Using Stimulated Raman Transitions. *Phys. Rev. Lett*, 66:2297, 1991.
- [29] K.Moler, D.S. Weiss, M.Kasevich, and S.Chu. Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions. *Phys. Rev. A*, 45:342, 1992.
- [30] P.Cheinet. *Conception et Réalisation d'un Gravimètre á Atomes Froids*. Doktorarbeit, Université Paris VI, 2006.
- [31] T.Petelski. *Atom Interferometers for Precision Gravity Measurements*. Doktorarbeit, Universita Degli Studi di Firenze und Université Paris VI, 2005.
- [32] F. Bloch und A.J.F. Siegert. *Phys. Rev.*, 57:522, 1940.
- [33] F. Bloch. *Phys. Rev.*, 70:460, 1946.
- [34] R. Grimm, M. Weidemüller, and Yu. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 42:95, 2000.
- [35] Ch.J. Bordé. Theoretical Tools for atom optics and interferometry. *C.R. Acad. Sci.*, 2:509, 2001.
- [36] C.Audoin and B.Guinot. *The Measurement of Time*. Cambridge University Press, 2001.

- [37] G.E.Pake. Fundamentals of Nuclear Magnetic Resonance Absorption 1. *Am. J. Phys.*, 18:438, 1950.
- [38] G.E.Pake. Fundamentals of Nuclear Magnetic Resonance Absorption 2. *Am. J. Phys.*, 18:473, 1950.
- [39] I.I.Rabi, N.F.Ramsey, and J.Schwinger. Use of Rotating Coordinates in Magnetic Resonance Problems. *Rev. Mod. Pys.*, 26:167, 1954.
- [40] J.Vanier and B.Guinot. *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*. Adam Hilger, 1989.
- [41] Ch. J. Bordé. Atomic clocks and inertial sensors. *Metrologia*, 39:435, 2002.
- [42] Ch. Antoine and Ch. J. Bordé. Exact phase shifts for atom interferometry. *Phys. Let. A*, 306:277, 2003.
- [43] Ch. Antoine and Ch. J. Bordé. Quantum theory of atomic clocks and gravito-inertial sensors: an update. *J. Opt. B*, 5:S199, 2003.
- [44] M.A. Kasevich and S.Chu. Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions. *Phys. Rev. Let.*, 67:181, 1991.
- [45] Ch.J. Bordé. Propagation of Laser Beams and of Atomic Systems. In Elsevier Science Publishers B, editor, *Les Houches, Session LIII*, page 287, 1990.
- [46] L.D.Landau and E.M.Lifschitz. *Lehrbuch der theoretischen Physik Band 4, Quantenelektrodynamik, 7. Auflage*. Akademie Verlag, 1991.
- [47] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A.G. Mann, S. Chang, A.N. Luiten, and C. Salomon. Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain: A High Stability Cesium Frequency Standard. *Phys. Rev. Let.*, 82:4619, 1999.
- [48] B. Yurke, S.L. McCall, and J.R. Klauder. SU(2) and SU(1,1) interferometers. *Phys. Rev. A*, 33:4033, 1986.
- [49] P. Kok, S.L. Braunstein, and J.P. Dowling. Quantum lithography, entanglement and Heisenberg-limited parameter estimation. *J. Opt. B*, 6:811, 2004.
- [50] J.P. Dowling. Correlated input-port, matter-wave interferometer: Quantum-noise limits to the atom-laser gyroscope. *Phys. Rev. A*, 57:4736, 1998.

- [51] P. Bouyer and M.A. Kasevich. Heisenberg-limited spectroscopy with degenerate Bose-Einstein gases. *Phys. Rev. A*, 56(2):R1083, August 1997.
- [52] D. Oblak, P.G. Petrov, C.L.G. Alzar, W. Tittel, A.K. Vershovski, J.K. Mikkelsen, J.L. Sørensen, and E.S. Polzik. Quantum-noise-limited measurement of atomic noise: Towards spin squeezing on the Cs clock transition. *Phys. Rev. A*, 71:043807, 2005.
- [53] A. Kuzmich, K. Mølmer, and E.S. Polzik. Spin Squeezing in an Ensemble of Atoms Illuminated with Squeezed Light. *Phys. Rev. Lett.*, 79:4782, 1997.
- [54] A. Kuzmich, N.P. Bigelow, and L. Mandel. Atomic quantum non-demolition measurements and squeezing. *Europhys. Lett.*, 42:481, 1998.
- [55] K. Eckert, P. Hyllus, D.Bruss, U.V. Poulsen, M. Lewenstein, C.Jentsch, T.Müller, E.M. Rasel, and W.Ertmer. Differential atom interferometry beyond the standard quantum limit. *Phys. Rev. A*, 73:013814, 2006.
- [56] G.Santarelli, C.Audoin, A.Makdissi, P.Laurent, G.J.Dick, and A.Clairon. Frequency Stability Degradation of an Oscillator Slaved to a Periodically Interrogated Atomic Resonator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 45:887, 1998.
- [57] G. Santarelli, Ph. Laurent, A. Clairon, G.J. Dick, C.A. Greenhall, and C. Audoin. Theoretical Description and Experimental Evaluation of the Effect of the Interrogation Oscillator Frequency Noise on the Stability of a Pulsed Atomic Frequency Standard. *Proc. of the 10th Europ. Freq. and Time forum*, page 66, 1996.
- [58] P.Cheinet, B.Canuel, F.Pereira Dos Santos, A.Gauguet, F.Leduc, and A.Landragin. Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer. *subm. to IEEE Trans. Instr. Meas.*, ArXiv:0510197, 2005.
- [59] G.J.Dick. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. *Proc. of Precise Time and Time Interval, Redondo Beach*, 133:147, 1987.
- [60] C. Audoin, G. Santarelli, A. Makdissi, and A. Clairon. Properties of an Oscillator Slaved to a Periodically Interrogated Atomic Resonator. In *IEEE Trans. Ultras. Ferroel. Freq. Contr.*, page 877, 1998.
- [61] C.Cohen-Tannoudji. *Quantenmechanik*. Gruyter, 1999.
- [62] T. Müller. Realisierung einer kalten Quelle für die Atominterferometrie. Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Hannover, 2003.

- [63] F.Yver-Leduc, P.Cheinet, J.Fils, A.Clairon, N.Dimarcq, D.Holleville, P.Bouyer, and A.Landragin. Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor. *J. Opt. B*, 5:S136, 2003.
- [64] C. Salomon, J. Dalibard, W. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati. Laser Cooling of cesium atoms below 3 microkelvins. In R. Lewis and J.C. Zorn, editors, *Atomic Physics 12*, page 73. Academic International Press, 1991.
- [65] H. J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, 1999.
- [66] P.Meystre. *Atom Optics*. Springer, 2001.
- [67] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58(5):3891, November 1998.
- [68] J.Schoser, A.Batär, R.Löw, V.Schweikhard, A.Grabowski, Y.Ovchinnikov, and T.Pfau. An Intense Source of Cold Rb Atoms from a Pure 2D-MOT. *Phys Rev A*, 66:023410, 2002.
- [69] Y.B. Ovchinnikov. Compact magneto-optical sources of slow atoms. *Opt. Com.*, 249:473, 2005.
- [70] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59(23):2631, 1987.
- [71] F.Yver-Leduc. *Characterisation d'un Capteur Inertiel á Atomes Froids*. Doktorarbeit, Université Paris XI, 2004.
- [72] S.Bize, Y.Sortais, C.Mandache, A.Clairon, and C.Salomon. High-accuracy measurement of the ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain. *Europhysics Let.*, 45:558, 1999.
- [73] Y.Sortais, S.Bize, C.Nicloas, G.Santarelli, C.Salomon, and A.Clairon. ^{87}Rb Versus ^{133}Cs in Cold Atom Fountains: A Comparison. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 47:1093, 2000.
- [74] C.Fertig. *A Laser Cooled ^{87}Rb Clock*. Doktorarbeit, Yale University, 2002.
- [75] W.Demtroeder. *Laserspektroskopie Grundlagen und Techniken*. Springer, 1999.
- [76] G.C.Bjorklund. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Opt. Let.*, 5:15, 1979.

- [77] J.L.Hall, L.Hollberg, T.Baer, and H.G.Robinson. Optical heterodyne saturation spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 39:680, 1981.
- [78] J.J.Snyder, R.K.Raj, D.Bloch, and M.Ducloy. High-sensitivity nonlinear spectroscopy using a frequency-offset pump. *Opt. Lett.*, 5:163, 2005.
- [79] W.F.Egan. *Phase-Lock Basics*. Wiley Interscience, 1998.
- [80] G.Santarelli, A.Clarion, S.N.Lea, and G.M.Tino. Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 ghz. *Optics communications*, 104:339, 1994.
- [81] M.Prevedelli, T.Freearde, and T.W. Haensch. Phase locking of grating-tuned diode lasers. *Appl.Phys. B*, 60:241, 1995.
- [82] A.C.Wilson, J.C.Sharpe, C.R.McKenzie, P.J.Manson, and D.M. Warrington. Narrow-linewidth master-oscillator power amplifier based on a semiconductor tapered amplifier. *Appl. Optics*, 37:4871, 1998.
- [83] Ph.Laurent. Private Mitteilung.
- [84] L.Ricci, M.Weidmueller, T.Esslinger, A.Hemmerich, C.Zimmermann, V.Vuletic, W.Koenig, and T.W. Haensch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Opt. Commun.*, 117:541, 1995.
- [85] M. Gilowski. Aufbau und Charakterisierung eines Raman-Lasersystems zur Sagnac-Interferometrie mit kalten Atomen. Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Hannover, 2005.
- [86] X.Baillard, A.Gauguet, S.Bize, P.Lemonde, Ph.Laurent, A.Clairon, and P.Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Com.*, 266:609, 2006.
- [87] A.L.Lance, W.D.Seal, and F.Labaar. Phase Noise and AM Noise Measurements in the Frequency Domain. In *Infrared and millimeter waves*, page 239. Redondo Beach, 1984.
- [88] S.Chelkowski. Aufbau eines atomaren Sagnac-Interferometers zur hochauflösenden Rotationsmessung. Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Hannover, 2002.
- [89] J.Fils, F.Leduc, P.Bouyer, D.Holleville, N.Dimarcq, A.Clairon, and A.Landragin. Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope. *Euro. Phys. J. D*, 36:257, 2005.
- [90] N.F.Ramsey. A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields. *Phys. Rev.*, 78:695, 1950.

- [91] C.Fertig and K.Gibble. Laser-Cooled ^{87}Rb Clock. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 48:520, 1999.
- [92] A.Wicht, E.Sarajlic, J.M.Hensley, and S.Chu. Phase shifts in precision atom interferometry due to the localization of atoms and optical fields. *Phys. Rev. A*, 72:023602–1, 2005.
- [93] J.M.McGuirk, M.J.Snadden, and M.A.Kasevich. Large Area Light-Pulse Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 85:4498, 2000.
- [94] H.Müller, S.W.Chiow, Q.Long, C.Vo, and S.Chu. A new photon-recoil experiment: towards a determination of the fine structure constant. *Appl. Phys. B*, 84:633, 2006.
- [95] P.L.Bender. Cancellation of differential accelerations for the LISA spacecraft. *Class. Quantum Grav.*, 23:6149, 2006.
- [96] G.-B.Jo, Y.Shin, S.Will, T.A.Pasquini, M.Saba, W.Ketterle, D.E.Pritchard, M.Vengalattore, and M.Prentiss. Long Phase Coherence Time and Atom Number Squeezing of two Bose-Einstein Condensates on an Atom Chip. *ArXiv*, page 0608585, 2006.
- [97] S. Gupta, K. Dieckmann, Z. Hadzibabic, and D. E. Pritchard. Contrast interferometry using Bose-Einstein condensates to measure h/m and α . *Phys. Rev. Lett.*, 89:140401, 2002.
- [98] Y.Le Coq, J.A.Retter, S.Richard, A.Aspect, and P.Bouyer. Coherent matter wave inertial sensors for precision measurements in space. *Appl. Phys. B*, 84:627, 2006.
- [99] G.Roati, E.De Mirandes, F.Ferlaino, H.Ott, G.Modugno, and M.Inguscio. Atom Interferometry with Trapped Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 92:230402–1, 2004.
- [100] G.K.Campbell, A.E.Leonhardt, J.Mun, M.Boyd, E.W.Streed, W.Ketterle, and D.E.Pritchard. Photon Recoil Momentum in Dispersive Media. *Phys. Rev. Lett.*, 94:170403–1, 2005.
- [101] The FINAQS cooperation. Future Inertial Atomic Quantum Sensors. <http://www.finaqs.uni-hannover.de>, 2006.
- [102] J.Denschlag, D.Cassettari, and J.Schmiedmayer. Guiding Neutral Atoms with a Wire. *Phys. Rev. Lett.*, 82:2014, 1999.
- [103] R.Dumke, T.Müther, M.Volk, W.Ertmer, and G.Birkl. Interferometer-Type Structures for Guided Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 89:220402–1, 2002.

- [104] H.Kreutzmann, U.V.Poulsen, M.Lewenstein, R.Dumke, W.Ertmer, G.Birkel, and A.Sanpera. Coherence Properties of Guided-Atom Interferometers. *Phys. Rev. Lett.*, 92:163201–1, 2004.
- [105] T.Schumm, S.Hofferberth, L.M.Andersson, S.Wildermuth, S.Groth, I.Bar-Joseph, J.Schmiedmayer, and P.Krüger. Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip. *Nature Physics*, 1:57, 2005.
- [106] D. A. Steck. Rubidium 87 D line data, revision 1.6. <http://steck.us/alkalidata>, 2001.

Lebenslauf

Perönliche Daten:

Tobias Müller, geboren am 29.12.1977 in Uelzen
als Sohn von Wilfried und Erika Müller, geb. Grunwald

Schul Ausbildung:

1984-1988 Grundschule Suderburg
1988-1990 Orientierungsstufe Suderburg
1990-1997 Herzog-Ernst-Gymnasium Uelzen
Abschluss: Abitur

Wehrdienst:

1997-1998 Grundwehrdienst 1.PzArtl.95 in Munster

Studium:

10/1998 Beginn des Studiums der Physik an der
 Universität Hannover

10/2000 Vordiplom in Physik

09/2002-
12/2002 Forschungsaufenthalt an der Ecole Normale
 Supérieure in der Arbeitsgruppe von
 C. Cohen-Tannoudji

18.12.2003 Diplom in Physik
 Diplomarbeit am Institut für Quantenoptik
 der Universität Hannover
 Thema der Arbeit: „Realisierung einer kalten
 Quelle für die Atominterferometrie“

Promotion:

Seit 01/2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
 Institut für Quantenoptik der Universität Hannover
 in der Arbeitsgruppe von Prof. W. Ertmer zur
 Erlangung des Dokortitels
 Thema der Arbeit: „Realisierung eines Atominter-
 ferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik
 mit kalten Rubidiumatomen“

Publikationsliste

- „*I.C.E.: a transportable atomic sensor for test in microgravity*”
R.A. Nymann, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussem, J.-F. Clément, T. Müller, G. Santarelli, F. Pereira dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin and P. Bouyer, *Appl. Phys. B.* **84**, 673 (2006)
- „*Differential atom interferometry beyond the standard quantum limit*”
K. Eckert, P. Hyllus, D. Bruß, U.V. Poulsen, M. Lewenstein, C. Jentsch, T. Müller, E.M. Rasel and W. Ertmer, *Phys. Rev. A.* **73**, 013814 (2006)
- „*HYPHER: A Satellite Mission in Fundamental Physics Based on High Precision Atom Interferometry*”
C. Jentsch, T. Müller, E.M. Rasel and W. Ertmer, *Gen. Rel. Grav.* **36**, 2197 (2004)
- „*Giant Helium Dimers Produced by Photoassociation of Ultracold Metastable Atoms*”
J. Léonard, M. Walhout, A.P. Mosk, T. Müller, M. Leduc and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **91**,073203(2003)

Danksagung

Die Entstehung dieser Arbeit war nur durch die Hilfe und Unterstützung einer Vielzahl von Personen möglich, denen ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

Zuerst danke ich Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer für die Betreuung dieser Doktorarbeit und seine vielseitige Unterstützung des CASI-Projektes. Ihm ist es durch seinen unermüdlichen Einsatz gelungen, die hervorragenden Arbeitsbedingungen am Institut für Quantenoptik zu schaffen, die Voraussetzung zum Gelingen dieser Arbeit waren.

Ebenso möchte ich Herrn Prof. Dr. Gerhard Birkl für die Übernahme des Korreferates und die Unterstützung, die ich durch ihn und seine Arbeitsgruppe während ihrer Zeit am Institut für Quantenoptik erfahren habe, danken.

Insbesondere möchte ich mich bei dem gesamten Team des CASI-Projektes bedanken. Die in dieser Arbeit entstandenen Ergebnisse konnten nur durch die hervorragende Zusammenarbeit mit dieser Gruppe von höchst motivierten Mitarbeitern gelingen, die mich während der Zeit meiner Doktorarbeit in einer Vielzahl von Problemstellungen unterstützt haben. Als erstes möchte ich mich dazu herzlich bei Herrn PD Dr. Ernst Rasel für die vielseitige Hilfestellung während dieser Arbeit bedanken. Trotz seines vollen Terminkalenders hat er immer die Zeit gefunden, mir bei theoretischen oder experimentellen Fragen während dieser Arbeit weiterzuhelfen. Durch ihn bin ich in den Genuss gekommen, eine Vielzahl von Kontakten mit befreundeten Arbeitsgruppen zu knüpfen, was sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Dann möchte ich mich bei Herrn Dr. Christian Jentsch bedanken, der mich zu Beginn dieser Arbeit und auch schon während meiner Diplomarbeit unterstützt hat. Die von ihm in seiner Doktorarbeit gewonnenen Erkenntnisse waren die Grundlage für die von mir durchgeführten Experimente. Des Weiteren möchte ich mich bei Thijs Wendrich bedanken, der mich über einen Großteil dieser Doktorarbeit begleitet hat und dem das Entstehen einer Vielzahl von in dieser Arbeit beschriebenen Aspekten zu verdanken ist. Ebenso möchte ich mich bei Michael Gilowski bedanken, der mich bereits in seiner Diplomarbeit unterstützt und mir seit einigen Monaten als Doktorand bei dieser Arbeit geholfen hat.

Des Weiteren möchte ich mich bei allen anderen Mitgliedern der „Sub-Gruppe Ernst Rasel“ bedanken, die mich auf die eine oder andere Weise während dieser Arbeit unterstützt haben. Durch die gute Zusammenarbeit mit dem Fallturm-

Projekt, FINAQS und dem Magnesium-Experiment ist eine produktive und angenehme Arbeitsatmosphäre entstanden, die ich sehr genossen habe.

Diese Aussage trifft auch für die Zusammenarbeit mit allen anderen Mitarbeitern am IQ zu, die mich oftmals bei experimentellen und theoretischen Fragestellungen unterstützt haben. Dafür möchte ich auch all diesen beteiligten Personen meinen Dank aussprechen.

Insbesondere danke ich all Denen, die die Qualität der vorliegenden Arbeit durch ihr Korrekturlesen verbessert haben.

Ich möchte mich herzlich bei dem Team des Sekretariats bedanken, die mir einen Großteil der verwaltungstechnischen Arbeiten abgenommen und somit zum Gelingen meiner Doktorarbeit beigetragen haben.

Gleicher Dank gilt den Mitarbeiter der Werkstatt, die durch ihre Arbeit für das unternommene CASI-Projekt einen großen Teil des experimentellen Aufbaus ermöglicht haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei der Arbeitsgruppe am LNE-SYRTE, die mich während meines dortigen Aufenthalts in bestmöglicher Weise unterstützt hat und mit deren Hilfe ich mein Wissen vergrößern konnte.

Meinen Eltern möchte ich ganz besonders herzlich danken. Durch ihre Unterstützung haben sie mir mein Studium ermöglicht und standen mir auch ansonsten immer mit Rat und Tat zur Seite.