
QUANTITATIVE ANALYSE
DER AUFLÖSUNGSBEGRENZUNG
EINES ATOMAREN GYROSKOPS

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

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Michael Gilowski,
geboren am 06.09.1979 in Pitschen

2010

Referent: Prof. Dr. Ernst Maria Rasel
Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Tag der Promotion: 12. Juli 2010

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Dissertation beschreibt die quantitative Analyse der Auflösung eines atomaren Gyroskops, das am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover realisiert wurde. Dieser Inertialsensor dient in erster Linie der präzisen Vermessung von Rotationen und darüber hinaus von Beschleunigungen und basiert auf der Technologie der Atominterferometrie.

In dem untersuchten atomaren Gyroskop werden lasergekühlte Rubidium-87-Atome in einer bewegten Melasse auf wohldefinierte Trajektorien gestartet und mittels eines lichtinduzierten Raman-Prozesses kohärent geteilt, umgelenkt und überlagert. Die atomaren Trajektorien schließen hierbei eine Fläche von $8,6 \text{ mm}^2$ ein. Aus der anschließenden Detektion kann die Phasenverschiebung des Interferometersignals ausgelesen werden, die die inertielle Phase beinhaltet. Zur Separation der Rotations- und der Beschleunigungsphase wird ein differentieller Aufbau aus zwei gleichzeitig betriebenen Atominterferometern eingesetzt. Deren atomare Trajektorien laufen in entgegengesetzter Richtung in den Bereich der Interferometrie und nutzen die gleichen Strahlteilerlichtfelder. Das so verwirklichte atomare Gyroskop hat zum Ziel, eine Auflösung von einigen 10^{-9} rad/s zu erreichen.

Zur Realisierung einer solchen Auflösung ist die genaue Kenntnis der limitierenden Rauschprozesse erforderlich. Die für die Erfassung dieser Prozesse notwendigen Formalismen werden in dieser Arbeit vorgestellt und finden bei der Analyse der mannigfaltigen Beiträge zum Phasenrauschen des Interferometers ihre Anwendung. Es wird gezeigt, dass Vibrationen den größten Rauschbeitrag ergeben und die aktuelle Empfindlichkeit limitieren. Weitere Rauschbeiträge, die insbesondere durch den Detektionsprozess, durch Wellenfrontfehler sowie durch weitere Beiträge der Strahlteilerlichtfelder verursacht werden, werden quantitativ bestimmt. In diesem Zusammenhang werden auch systematische Phasenverschiebungen untersucht, deren zeitliche Änderung die Langzeitstabilität des Sensors beeinträchtigen und somit die Integrationsfähigkeit begrenzen. Hier stellt sich vor allem die durch eine Verkippung der Interferometerspiegel resultierende Verschiebung der Phase als besonders kritisch dar.

In differentiellen Messungen wird eine inertielle Auflösung des Sensors für Rotationen von $5,9 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$ bzw. von $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}^2\sqrt{\text{Hz}}$ für Beschleunigungen demonstriert. Mit einer Integration des Signals wird eine Steigerung der Auflösung auf einen Wert von $1,1 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}$ bzw. $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}^2$ nach jeweils 30 s Mittelungszeit erzielt. Mittels weiterführender Messungen wird darüber hinaus das Potential zur Steigerung der Auflösung studiert. Hierbei wird die Vergrößerung der eingeschlossenen Fläche durch die Modifikation des Strahlteilungsprozesses sowie die Erzeugung von Multiinterferometerstrukturen untersucht. Schließlich werden Optimierungsmöglichkeiten diskutiert, die zum Erreichen der angestrebten Auflösung führen sollen.

Schlagwörter: Differentielle Atominterferometrie, Inertialsensorik, Bestimmung von Phasenrauschen und Auflösung

ABSTRACT

The present dissertation describes the quantitative analysis of the limitations and the achieved resolution of an atomic gyroscope which was realized in the Institute for Quantum Optics at the Leibniz University Hanover. This inertial sensor is primarily used to precisely measure rotations as well as accelerations and is based on the atom interferometry technique.

In the investigated atomic gyroscope, laser-cooled Rubidium-87 atoms are launched in a moving molasses onto well defined trajectories. On these, the atoms are coherently split, redirected and superimposed via a light induced beam-splitting process based on a Raman transition. The atomic trajectories enclose an area of 8.6 mm^2 . With the subsequent detection process, the phase shift of the interferometer including phase shifts caused by inertial forces is determined. For the discrimination of the rotation and the acceleration phase shift a differential setup of two simultaneously operating atom interferometers is implemented. Propagating from opposite directions into the interferometry zone, the atoms of both interferometers are using the same beam-splitter light fields. In this configuration the atomic gyroscope aims for a resolution of a few 10^{-9} rad/s .

In order to reach such a resolution, the exact knowledge of the limiting noise processes is mandatory. In this work, the essential formalism to describe these processes is presented and applied for the analysis of the various contributions to the phase noise of the interferometer. It was shown, that vibrations are the most dominant noise contribution and limit the present sensitivity. Further noise contributions which are in particular caused by the detection process, wave front distortions and further contributions of the beam-splitting light fields, are quantitatively analyzed. In this context, systematic phase shifts and their temporal variations which may affect on the long term stability of the sensor and limit the capability for the integration of the interferometer signal are also studied. Here, the tilt of the interferometry mirror has a dominant impact on the interferometer's phase shift.

In differential measurements, an inertial resolution of the sensors for rotations of $5.9 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$ and of $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}^2\sqrt{\text{Hz}}$ for accelerations is demonstrated. With an integration of the signal over 30 s the resolution is increase to $1.1 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}$ and $2.8 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}^2$. With continuative measurements, the potential of increasing the resolution was studied. Here, the enlargement of the enclosed area by modifying the beam-splitting process as well as the generation of multi-interferometer structures have been investigated. Finally, the possible optimizations are discussed for achieving the aimed resolution.

Keywords: differential atom interferometry, inertial sensing, determination of phase noise and sensitivity

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
1.1	Die Entwicklung der Atominterferometrie	2
1.2	Die Methodik der interferometrischen Rotationsmessung	3
1.3	Gegenstand dieser Arbeit	4
2	Das theoretische Rüstzeug	7
2.1	Die Kohärente Strahlteilung	7
2.1.1	Der Raman-Prozess zur kohärenten Strahlteilung	8
2.1.2	Der reale Strahlteilungsprozess	13
2.2	Die Beschreibung des Interferometers	18
2.2.1	Die Zustandsentwicklung im Interferometer	18
2.2.2	Das reale Interferometersignal	23
2.2.3	Die Phasenverschiebung des Interferometersignals	25
2.3	Rauschen und Auflösung	34
2.3.1	Die Sensitivitätsfunktion	34
2.3.2	Das Phasenrauschen	37
2.3.3	Aliasing am Atominterferometer	39
2.3.4	Auflösung und Messbandbreite	42
3	Das Werkzeug	45
3.1	Die Laser	45
3.1.1	Das interferenzfilterstabilisierte Diodenlasersystem	46
3.1.2	Das MOPA-System	47
3.1.3	Der Trapezlaser	48
3.2	Die Verfeinerung des Werkzeugs – Die Kontrolle der Lichtfelder	50
3.2.1	Die Organisation der Lichtfelder des Experiments – Ein Überblick	51
3.2.2	Das Referenzlasermodul	52
3.2.3	Das Referenzlaserlicht - Die Aufteilung	54
3.2.4	Das Kühllicht	55

3.3	Lasert zur kohärenten Strahlteilung	60
3.3.1	Der Aufbau des Raman-Lasersystems	60
3.3.2	Der digitale Phasen-Lock der Raman-Laser	63
3.4	Der Beitrag der Raman-Laser zur Phasenunsicherheit	66
3.4.1	Die Fluktuationen des Phasenlocks der Raman-Laser	67
3.4.2	Die Leistungsabhängige Effekte	68
3.4.3	Der Effekt der separierten Strahlführung	72
3.5	Die Ansteuerung des Experiments	74
4	Das Experiment	77
4.1	Das Vakuum	77
4.2	Die atomare Quelle	78
4.2.1	Der Ladevorgang	79
4.2.2	Der Startvorgang	81
4.2.3	Die Präparation	83
4.2.4	Die Flächenvariation bedingt durch Unsicherheiten der atomaren Quelle	86
4.3	Die Detektion	87
4.3.1	Die normierte zustandsselektive Detektion	87
4.3.2	Die Charakterisierung der Detektion	89
4.4	Die Interferometrie	91
4.4.1	Die Strahlteilerkonfiguration	91
4.4.2	Der Beitrag der Lichtwegverzögerung zum Phasenrauschen des Interferometers	96
4.4.3	Der Einfluss veränderlicher Magnetfelder auf die Phasenverschiebung des Interferometersignals	98
4.4.4	Die Wellenfrontfehler	101
4.5	Die Isolation	114
4.5.1	Die externe Magnetfeldisolierung	114
4.5.2	Die Vibrationsisolierung	114
4.6	Das Phasenfehlerbudget des Interferometers	118
5	Die interferometrischen Messungen	123
5.1	Die inertielle Auflösung	123
5.2	Die Untersuchung zur Flächenabhängigkeit	129
5.2.1	Die Abhängigkeit des Phasenrauschens von der Fläche	129
5.3	Die Kohärenzmessungen	133
5.3.1	Die räumliche Kohärenz	134
5.3.2	Multiinterferometerstrukturen	135
6	Fazit und Ausblick	139
A	Relevante Daten	145

EINLEITUNG

Die Erfassung ultralangsamere Rotationen ist vor allem auf dem Gebiet der Geologie und der fundamentalen Physik von großem Interesse. Die Gezeitenkräfte, die durch den Umlauf des Mondes sowie den der Erde um die Sonne hervorgerufen werden, resultieren in einer komplexen Dynamik aus Verformung und Massenverteilung der Atmosphäre, der Ozeane sowie der einzelnen Erdkomponenten. Wegen der Drehimpulserhaltung der Erde folgt hieraus eine Variation der Rotationsgeschwindigkeit der Erde $\Omega_E = 7,27 \cdot 10^{-5}$ rad/s in der Größenordnung von $10^{-8} \cdot \Omega_E$, was einer Variation der Tageslänge um einige ms entspricht [1]. Die Abweichungen treten dabei auf unterschiedlichsten Zeitskalen auf und der Ursprung und die Natur einiger Fluktuationen gerade auf kurzen Zeitskalen ist ungewiss [2].

Auf dem Gebiet der fundamentalen Physik handelt es sich um experimentelle Untersuchungen einiger Aspekte der allgemeinen Relativitätstheorie. Ein prominentes Beispiel ist der Lense-Thirring-Effekt [3], der besagt, dass eine rotierende Masse ein gravitomagnetisches Feld erzeugt. Dies wiederum führt zur Rotation eines sich in der Nähe befindlichen lokalen Inertialsystems, dessen Raum-Zeit durch die rotierende Masse „verdrillt“ wird. Der durch die Erdrotation verursachte Effekt liegt dabei in der Größenordnung von 10^{-14} rad/s.

Das präzise Vermessen derartiger Rotationen bedarf eines Instruments, das mit höchster Auflösung die Drehung des Bezugssystems des Instruments selbst bezüglich eines Inertialsystems erfassen kann. Die Realisierung von hochpräzisen Rotationssensoren beruht auf den unterschiedlichsten Konzepten und Messmethoden. So wird die präzise Beobachtung von extragalaktischen Radioquellen mit Radiointerferometern des VLBI (Very Long Baseline Interferometry) zur Vermessung der Erdrotation auf langen Zeitskalen [4] genutzt. In der einzigartigen Satellitenmission Gravity-Probe B wurde die Herausforderung, den Lense-Thirring-Effekt mit mechanischen Kreiseln nachzuweisen, angenommen [5]. Die Auswertung der Daten ist noch nicht abgeschlossen und entscheidet über den Erfolg der Mission. Stationäre Lichtgyroskope dringen derweil in einen Auflösungsbereich von wenigen

10^{-10} rad/s $\sqrt{\text{Hz}}$ vor [6]. Seit einigen Jahren ist eine weitere Technologie auf dem Vormarsch, mit der inertielle Kräfte mit hoher Präzision vermessen werden können: die Atominterferometrie. Diese Arbeit ist der Erforschung und der Anwendung eines auf dieser Technologie basierenden atomaren Gyroskops gewidmet.

1.1 Die Entwicklung der Atominterferometrie

Nachdem die 1924 aufgestellte Hypothese von L. de Broglie über die Welleneigenschaft von Materie [7] durch C. Davisson und L. Gremer 1927 experimentell bestätigt wurde [8], gelang L. Marton 1954 die erste Realisierung eines Materiewellen-Interferometers [9]. Bis in die 90er Jahre des vorherigen Jahrhunderts folgten zahlreiche Demonstrationsexperimente zur Interferometrie mit Materiewellen, in denen nach der geeigneten Wahl der Materie und nach dem geeigneten Strahlteilungsprozess gesucht wurde. Prominente Beispiele sind die Experimente mit Neutronen von H. Rauch [10] und S. Werner [11] oder Experimente, die Lichtgitter zur Strahlteilung nutzen, wie erstmals durch E. Rasel 1995 demonstriert wurde [12]. Dieser Prozess mündete in einer sehr effizienten Realisierung der Materiewellen-Interferometrie, die 1989 von Ch. Bordé vorgeschlagen wurde [13] und heutzutage weitverbreitet seine Anwendung findet [14]. Es handelt sich dabei um Interferometrie mit neutralen Atomen, die zur kohärenten Strahlteilung eine Sequenz aus Lichtpulsen nutzt. Diese auf dem Raman-Prozess basierende effektive Technik der Manipulation von Atomen markiert einen Meilenstein der Materiewellen-Interferometrie und eröffnete die Möglichkeit präziser interferometrischer Messungen.

Eine erste Realisierung gelang S. Chu und M. Kasevich 1991 mit dem Aufbau eines Gravimeters zur genauen Messung von Beschleunigungen [15]. Bereits im Jahr 2001 wurde von A. Peters eine Beschleunigungsauflösung von $2 \cdot 10^{-9}$ m/s $^2\sqrt{\text{Hz}}$ demonstriert [16]. Die Untersuchung grundsätzlicher physikalischer Phänomene mit hoher Genauigkeit war nun möglich geworden. Zu diesen Experimenten zählt die Bestimmung der Gravitationskonstante G , beschrieben in den Arbeiten [17] und [18] oder die Vermessung der Feinstrukturkonstante [19]. Ebenfalls befinden sich so konträre Experimente wie die Vermessung von Nahfeldkräften [20] und die Detektion von Gravitationswellen [21–23] im Aufbau bzw. wurden vorgeschlagen. Selbst die Faktorisierung von Zahlen wurde demonstriert [24] und verdeutlicht die Vielseitigkeit der Anwendung von Atominterferometern.

Parallel zur Entwicklung immer leistungsfähigerer Gravimeter verlief die Entwicklung von atomaren Gyroskopen zur präzisen Messung von Rotationen. Bereits 1991 gelang F. Riehle die Demonstration eines rotationssensitiven Atominterferometers [25]. Ein hochauflösendes atomares Gyroskop wurde schließlich in der Gruppe von M. Kasevich im Jahre 1999 realisiert, wobei thermische Caesium-Atome benutzt worden sind [26]. Da im Vergleich dazu kalte Atome intrinsisch eine höhere Stabilität und Genauigkeit besitzen, wird eine Quelle kalter Atome

bevorzugt und steht seit der Entwicklung der magnetooptischen Falle (MOT) [27] auch der Atominterferometrie zur Verfügung.

Basierend auf diesem Fortschritt werden in unterschiedlichen Interferometer-Geometrien atomare Gyroskope an der Universität in Stanford (USA) [28], am Observatoire de Paris (Frankreich) [29], in Wuhan (China) [30] sowie das in dieser Arbeit vorgestellte Interferometer am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover (Deutschland) [31] realisiert und untersucht. Das Messprinzip der atomaren Gyroskope basiert dabei stets auf dem Sagnac-Effekt, der im Folgenden beschrieben wird.

1.2 Die Methodik der interferometrischen Rotationsmessung

Der im Jahre 1913 von G. Sagnac entdeckte und nach ihm benannte Effekt bildet die Grundlage des interferometrischen Messprinzips von Rotationen und lässt sich auf folgende Weise beschreiben [32]: Umlaufen zwei Teilwellen desselben Ursprungs und beliebiger Natur, also Licht bzw. Materie, eine Fläche, beschrieben durch den Flächenvektor \vec{A} , in entgegengesetztem Umlaufsinn, so führt eine Rotation mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ des Aufbaus bezüglich der Trajektorien der Teilwellen zu einer Modifikation der Symmetrie der Trajektorien, was wiederum zu einer Phasenverschiebung

$$\Delta\Phi_{Sagnac} = \frac{4\pi}{hc^2} E \vec{\Omega} \vec{A} \quad (1.1)$$

nach einer Überlagerung der Teilwellen am Ausgang des so realisierten Interferometers führt. Hierbei bezeichnet E die relativistische Energie der Welle, c die Lichtgeschwindigkeit und h das Planck'sche Wirkungsquantum.

Werden in einem Vergleich die entsprechenden Energien für eine Lichtwelle $E = hc/\lambda$ mit der Wellenlänge λ sowie für eine Materiewelle $E = mc^2$ mit der Masse m des Atoms verwendet und eine gleiche eingeschlossene Fläche sowie eine identische Rotation angenommen, so ergibt sich nach Gleichung 1.1 das Verhältnis

$$\frac{\Delta\Phi_{Sagnac,Materie}}{\Delta\Phi_{Sagnac,Licht}} = \frac{m\lambda c}{h} \approx 5 \cdot 10^{10} \quad (1.2)$$

für ein λ von 633 nm und für ein m , das der Masse eines Rubidiumatoms entspricht. Diese um mehr als zehn Größenordnungen höhere Phasenverschiebung in Atominterferometern im Vergleich zu Lichtinterferometern veranschaulicht das hohe Potential dieser Technologie.

Jedoch werden mit Atominterferometern deutlich geringere eingeschlossene Flächen realisiert, was den Vorteil gegenüber Lichtinterferometern mindert. In Tabelle 1.1 sind die derzeit höchsten erzielten Auflösungen unterschiedlicher Atom- und

Tabelle 1.1: Zusammenstellung der derzeit präzisesten Rotationssensoren. Die jeweiligen Referenzen sind der Reihenfolge nach [6, 28, 29, 33].

Typ – Anmerkung	Fläche [mm ²]	Auflösung $\left[\frac{\text{rad}}{\text{s}\sqrt{\text{Hz}}} \right]$
Atome – thermisch (Kasevich)	32	$4,2 \cdot 10^{-8}$
Atome – kalt (SYRTE)	3,8	$2,4 \cdot 10^{-7}$
Licht – Faser	–	$3 \cdot 10^{-7}$
Licht – Großring G	$16 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^{-10}$

Lichtinterferometer und die damit erreichten eingeschlossenen Flächen zusammengestellt.¹ Noch hält das aktive Ringlaser-Gyroskop in Wettzell den Rekord in der erreichten Auflösung. Doch wird aus der Tabelle der Vorteil der Atom- gegenüber der Lichtinterferometrie deutlich: Es sind weitaus geringere eingeschlossene Flächen notwendig, um eine vergleichsweise hohe Auflösung zu erzielen. Somit können mit Atominterferometern weitaus kleinere Sensoren gebaut werden, was die Realisierung von transportablen hochauflösenden Gyroskopen motiviert und den Anwendungsbereich gegenüber den auf Licht basierten Gyroskopen erweitert.

1.3 Gegenstand dieser Arbeit

Das in dieser Arbeit vorgestellte atomare Gyroskop basiert auf der kohärenten Strahlteilung mit Lichtpulsen, welche einen Raman-Übergang treiben. Der Aufbau des atomaren Gyroskops ist schematisch in Abbildung 1.1 dargestellt. Das Atominterferometer kann unterteilt werden in die Bereiche atomare Quelle, Interferometrie und Detektion.

In zwei gegenüberliegenden Quelleneinheiten werden Ensembles von lasergekühlten Rubidium-87-Atomen (⁸⁷Rb) bereitgestellt. Diese bestehen jeweils aus einem System aus einer zweidimensionalen magnetooptischen Falle (2D-MOT) und einer anschließenden 3D-MOT, in der mittels Magnetfeldern und kohärenter Lichtstrahlung neutrale Atome gefangen und gekühlt werden.² Von den beiden 3D-MOTs aus werden sequenziell die atomaren Ensembles mittels der Technik der bewegten Melasse [35] auf wohldefinierte Parabeltrajektorien in Richtung der Interferometerkammer gestartet. Die Präparation eines von zwei definierten Interferometerzuständen vervollständigt die Bereitstellung der Atome für die Interferometrie.

In der Interferometrie werden die beiden Atomwolken mit einer Sequenz aus

¹Die in Referenz [28] angegebene Auflösung liegt bei $67 \mu\text{rad}/\text{h}$ für eine Integrationszeit von $1,7 \cdot 10^4 \text{ s}$ und wurde an dieser Stelle zum besseren Vergleich umgerechnet.

²Das Prinzip der Laserkühlung in einer MOT kann detailliert in den Referenzen [34] nachgeschlagen werden. Im Folgenden wird die Funktionsweise einer MOT vorausgesetzt.

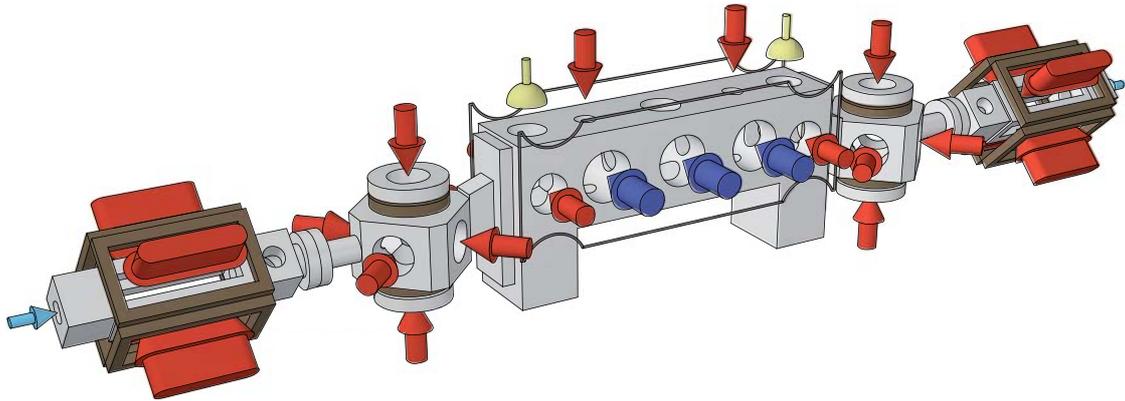


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des atomaren Gyroskops [36]. In einem symmetrischen Aufbau werden zwei atomare Interferometer realisiert. Illustriert ist der modulare Aufbau, der die Bereiche atomare Quelle, Interferometrie und Detektion beinhaltet. Diese werden im Verlauf der Arbeit im Einzelnen vorgestellt.

Lichtpulsen kohärent geteilt, umgelenkt und überlagert. Hierdurch wird durch jeweils zwei atomare Pfade eine Fläche eingeschlossen und eine notwendige Bedingung für eine Sensitivität der Interferometer auf Rotationen erfüllt. Dabei stehen zur Realisierung unterschiedlicher Interferometertopologien drei räumlich separate Wechselwirkungszonen für die Strahlteilerpulse zur Verfügung. Die durch die Propagation der Teilmateriewellen in den Pfaden aufgesammelte Phase ist in der Besetzung der beiden Zustände der Atome am Ausgang des Interferometers kodiert. Neben Rotationen erzeugen auch Beschleunigungen oder externe elektrische oder magnetische Felder einen Phasenversatz.

In der Detektion wird schließlich diese Phaseninformation der beiden Interferometer durch eine zustandselektive Fluoreszenzdetektion der beiden Atomwolken ausgelesen. Durch den Vergleich der Phasensignale der beiden Atominterferometer kann zwischen einer Rotations- und einer Beschleunigungsphase unterschieden werden. Zudem werden zahlreiche Rauschquellen in einer solchen differentiellen Messmethode unterdrückt.

Das hier beschriebene Experiment baut auf den in den Referenzen [37–39] vorgestellten Arbeiten auf. Kern dieser Arbeit ist die detaillierte Untersuchung von Rauschprozessen, die bedingt durch diverse Komponenten des Sensors zum Phasenrauschen des Interferometers beitragen und so die Auflösung des atomaren Gyroskops limitieren. Darüber hinaus wird die erreichte Auflösung des inertialen Sensors anhand von interferometrischen Messungen studiert. Hieraus resultiert die folgende Gliederung der Arbeit:

In Kapitel 2 werden die notwendigen theoretischen Formalismen eingeführt, die zur Beschreibung des erwarteten realen Interferometersignals notwendig sind. Ein wichtiger Aspekt ist hierbei die Methodik der Rauschanalyse dieses Signals,

die zur Darstellung der Auflösungslimitierung des atomaren Gyroskops führt. Die Kapitel 3 und 4 dienen der Beschreibung der experimentellen Realisierung des atomaren Gyroskops. Dazu wird zunächst die Generierung und die Kontrolle der für die Manipulation der Atome notwendigen Lichtfelder vorgestellt. Anschließend werden die drei Schlüsselkomponenten des atomaren Gyroskops, atomare Quelle, Interferometrie und Detektion, detailliert beschrieben. In diesen beiden Kapiteln werden die Rauschbeiträge der einzelnen vorgestellten Elemente studiert. Hierfür wird gegebenenfalls die Modellierung der Rauschprozesse an entsprechender Stelle erweitert. Die aus diesen Beiträgen resultierende erwartete Auflösung wird in einer Zusammenfassung am Ende der beiden Kapitel diskutiert. In Kapitel 5 wird die am atomaren Gyroskop experimentell ermittelte inertielle Auflösung und dessen Integrationsfähigkeit für differentielle Messungen bestimmt. In weiterführenden Messungen wird zudem die potentielle Steigerung der Auflösung des Interferometers untersucht. Abschließend werden im Ausblick die für die Zukunft geplanten Arbeiten zur Optimierung des Interferometers hinsichtlich der Erhöhung der Auflösung erörtert.

DAS THEORETISCHE RÜSTZEUG

„Das Prophezeien, das Vorhersagen von Beobachtungen ist uns bloß das Mittel zu prüfen, ob das Bild, das wir uns machen, auch stimmt.“ [40] Dem Bereitstellen dieses Mittels im Hinblick auf die Atominterferometrie dient dieses Kapitel. Dazu wird zunächst der Prozess der kohärenten Strahlteilung mittels des Raman-Prozesses als essentielles Element der Interferometrie theoretisch beschrieben. Dieses dient als Grundlage für die Betrachtung von Interferometerstrukturen, welche aus einer Anordnung mehrerer solcher Strahlteiler bestehen. Von zentraler Bedeutung ist hierbei die Messgröße der Atominterferometrie, die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$. Es wird gezeigt, auf welche Weise der Strahlteilungsprozess diese Phasenverschiebung beeinflusst. Vor allem wird bei der Betrachtung von $\Delta\Phi$ geklärt, wie inertielle Potentiale eine Änderung der Phasenverschiebung bewirken und mit einem Atominterferometer detektiert werden können. Schließlich widmet sich dieses Kapitel den Methoden, die zur Charakterisierung eines Atominterferometers notwendig sind. Um dabei die Auflösung als den zentralen Schlüsselparameter des Interferometers zu beschreiben, wird das Rauschen des Interferometers modelliert. Hierbei wird eine Gewichtung des Phasenrauschens, bedingt durch den sequenziellen Betriebsmodus sowie durch die Messzeit hergeleitet. Die hier beschriebenen Formalismen werden an zahlreichen Stellen dieser Arbeit aufgegriffen und gegebenenfalls weiter verfeinert.

2.1 Die Kohärente Strahlteilung

Zahlreiche Strahlteilungsprozesse wurden in der Atominterferometrie verwirklicht. Hierzu gehören mechanische Gitter [14] oder Lichtgitter [12], bestehend aus einer stehenden Lichtwelle. Derzeit werden in zahlreichen atominterferometrischen Anwendungen Strahlteiler erfolgreich eingesetzt, die auf dem Raman-Prozess basieren [28–30, 41, 42]. Dieser Strahlteilungsprozess wird auch an dem hier vorgestellten

Interferometer verwendet und daher an dieser Stelle diskutiert. Nach der Einführung aller notwendigen Details zur Beschreibung dieses idealen Prozesses für ein einzelnes Atom wird der reale Prozess für ein atomares Ensemble angegeben, aus dem eine Reduktion der Strahlteilungseffizienz folgt.

2.1.1 Der Raman-Prozess zur kohärenten Strahlteilung

Beim Raman-Prozess werden zwei atomare Niveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ als die inneren Freiheitsgrade des Atoms über ein drittes Niveau $|i\rangle$ durch einen Zwei-Photonen-Übergang miteinander gekoppelt. Dieser Prozess ist in Abbildung 2.1 illustriert. Zur Veranschaulichung stellt Abbildung 2.1 (links) den Prozess zunächst zweigeteilt dar. Dabei absorbiert in einem ersten Schritt ein Atom im Grundzustand $|1\rangle$ durch ein Lichtfeld resonant zum Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |i\rangle$ ein Photon und erhält dessen Impuls $\hbar\vec{k}_1$. Im zweiten Schritt emittiert das Atom, stimuliert durch ein zweites Lichtfeld aus einer gegenüberliegenden Richtung, resonant zum Übergang $|2\rangle \leftrightarrow |i\rangle$ ein Photon, wodurch sich erneut der Impuls des Atoms, dieses Mal um $\hbar\vec{k}_2$, ändert. Somit ergibt sich also der durch diesen Prozess verursachte Impulsübertrag auf das Atom von

$$\vec{p}_{eff} = \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) = \hbar\vec{k}_{eff} \approx 2\hbar\vec{k}_1, \quad (2.1)$$

wobei in der Näherung von dicht beieinander liegenden Wellenlängen der beiden Lichtfelder ausgegangen wird und damit $\vec{k}_1 \approx \vec{k}_2$ ist. Durch diesen Prozess wird also ein für eine räumliche Ablenkung eines Atoms erforderlicher Impuls übertragen

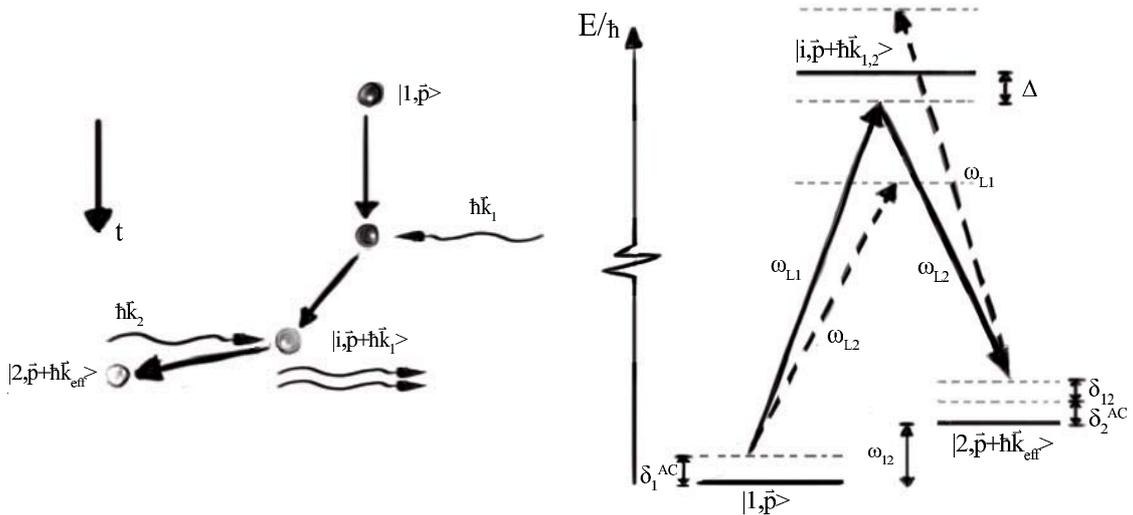


Abbildung 2.1: (links) Vereinfachte Darstellung des Raman-Prozesses als Absorption und stimulierte Emission eines Photons. (rechts) Termschema des betrachteten Raman-Übergangs mit den im Text beschriebenen relevanten Bezeichnungen.

und so eine Notwendigkeit zur Realisierung eines inertialsensitiven Interferometers, wie es in Kapitel 1.3 beschrieben wurde, erfüllt. Aus Gleichung 2.1 wird gleichzeitig deutlich, dass nur bei einer gegenläufigen Anordnung der Lichtfelder ein großer Impuls übertragen wird. Für kopropagierende Strahlen ist mit $\vec{k}_1 \approx \vec{k}_2$ der Impulsübertrag mehrere Größenordnungen kleiner und eignet sich also nicht für eine effiziente Ablenkung der Atome.

Eine weitere Grundvoraussetzung zur Realisierung eines Interferometers ist die Kohärenz des Strahlteilungsprozesses. Um diese mit dem Raman-Prozess sicherzustellen, werden die beiden Lichtfelder zum Niveau $|i\rangle$ in ihrer Frequenz um Δ verstimmt (vgl. Abbildung 2.1 (rechts)). Hierdurch wird ein Bevölkern des intermediären Niveaus vermieden, was andernfalls zu spontaner Emission aus diesem Übergang führen und dadurch die Kohärenz des atomaren Zustandes in einem Interferometer zerstören würde. Aus dem gleichen Grund müssen die beiden Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ langlebig im Vergleich zur Interferometerzeit sein. Dieses wird durch die Verwendung der beiden Hyperfein-Niveaus $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle$ und $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle$ realisiert, welche den Interferometerzuständen $|1\rangle$ bzw. $|2\rangle$ entsprechen. Trotz der Einführung der Verstimmung und des damit verbundenen Wechsels von zwei Ein-Photonen-Übergängen zu einem Zwei-Photonen-Übergang bleibt Relation 2.1 gültig.

Es bleibt zu klären, mittels welcher Parameter ein Atom während des Strahlteilungsprozesses präzise manipuliert werden kann. Hierzu betrachten wir in einem quantenmechanischen Modell die Änderung des Zustandes $|\psi(t)\rangle$ unter dem Einfluss zweier Lichtfelder. Wegen einer bereits mehrfach erfolgten detaillierten Behandlung der Herleitung in der Literatur [43–45] wird diese hier nur kurz skizziert:

Ein quantenmechanischer Zustand $|\psi(t)\rangle$ ist in seiner zeitlichen Entwicklung durch die Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle \quad (2.2)$$

gegeben. Werden die beiden Lichtfelder, die im Raman-Prozess mit dem Drei-Niveau-Atom wechselwirken, beschrieben durch

$$\vec{E}_j(t, \vec{r}) = \vec{E}_{j,0} \cos(\phi_j(\vec{r}, t, \varphi_j)) = \vec{E}_{j,0} \cos(\vec{k}_j \vec{r} - \omega_{Lj} t + \varphi_j) \quad (2.3)$$

mit $j \in \{1, 2\}$, so lässt sich der zugehörige Hamilton-Operator in folgender Form darstellen:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \hbar\omega_2 |2, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle \langle 2, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}| + \hbar\omega_1 |1, \vec{p}\rangle \langle 1, \vec{p}| \\ & + \hbar\omega_{i,1} |i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_1\rangle \langle i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_1| + \hbar\omega_{i,2} |i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_2\rangle \langle i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_2| \\ & + \hbar\omega_{i,3} |i, \vec{p} + \hbar(2\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\rangle \langle i, \vec{p} + \hbar(2\vec{k}_1 - \vec{k}_2)| \\ & - \hat{d}(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) . \end{aligned} \quad (2.4)$$

Hierbei wurde der Impulszustand als der externe Freiheitsgrad des Atoms in die entsprechenden Grundzustände einbezogen. Dabei gilt unter der Verwendung der Einheitsmatrix $\hat{1}$ und der Vollständigkeitsrelation

$$\hat{1}e^{\pm i\vec{k}_n\vec{r}} = \int d^3p e^{\pm i\vec{k}_n\vec{r}}|l, \vec{p}\rangle\langle l, \vec{p}| = \int d^3p |l, \vec{p} \pm \hbar\vec{k}_n\rangle\langle l, \vec{p}| \quad (2.5)$$

für einen beliebigen internen Zustand $|l\rangle$ und einen beliebigen Wellenvektor \vec{k}_n . Der erste Beitrag des Hamilton-Operators ergibt sich aus der Kopplung der Grundzustände $|1, \vec{p}\rangle$ und $|2, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ mit den zugehörigen Frequenzen ω_j über das intermediäre Niveau $|i\rangle$. Darüber hinaus enthält \hat{H} Ein-Photonen-Übergänge für jeden der beiden Grundzustände, getrieben durch das jeweils andere Lichtfeld in Zustände mit den Eigenfrequenzen $\omega_{i,j}$ sowie einen Drei-Photonen-Übergang mit der Frequenz $\omega_{i,3}$. Die Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen kommt im letzten Term zum Ausdruck, wobei $\hat{d} = -|e|\vec{r}$ mit der elektrischen Elementarladung e den Dipoloperator darstellt. Für die räumliche Ausdehnung des Atoms können die elektrischen Felder \vec{E}_j in der damit durchgeführten Dipolnäherung als homogen angesehen werden. Weitere Beiträge, die Zustände wie z.B. $|2, \vec{p} + \hbar(\vec{k}_1 + \vec{k}_{eff})\rangle$ oder $|2, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ beinhalten, werden aufgrund der großen Verstimmung der Lichtfelder bezüglich dieser Zustände vernachlässigt. Darauf aufbauend kann als Ansatz für den Zustand $|\psi(t)\rangle$ die Superposition aller in \hat{H} vorkommenden Zustände mit

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= c_1(t)|1, \vec{p}\rangle + c_2(t)|2, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle \\ &\quad + c_{i,1}(t)|i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_1\rangle + c_{i,2}(t)|i, \vec{p} + \hbar\vec{k}_2\rangle \\ &\quad + c_{i,3}(t)|i, \vec{p} + \hbar(2\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\rangle \end{aligned} \quad (2.6)$$

gewählt werden. Um den atomaren Zustand vollständig zu bestimmen, müssen die Koeffizienten $c_j(t)$ ermittelt werden. Hierzu werden der Ansatz für den Zustand $|\psi(t)\rangle$ sowie der Hamilton-Operator \hat{H} in die Schrödinger-Gleichung eingesetzt. Es ergibt sich ein System aus gekoppelten Differentialgleichungen, das durch die Annahme einer großen Verstimmung Δ gegenüber den Kopplungsfrequenzen Ω_j der einzelnen Zustände, auf die sogleich eingegangen wird, weiter genähert werden kann. Die Reduktion führt auf ein System aus optischen Blochgleichungen eines Zwei-Niveau-Atoms, wie es beispielsweise in Referenz [46] beschrieben wird. Speziell für den stimulierten Raman-Übergang ergeben sich die Lösungen für die Koeffizienten in Abhängigkeit von der Wechselwirkungszeit τ zwischen den Lichtfeldern und dem Atom

$$\begin{aligned} c_1(t_0 + \tau) &= e^{-i(\Sigma^{AC} - \delta_{12} + 2\omega_{L1})\tau/2} \left\{ c_2(t_0)e^{i\phi} \left[-i\frac{\Omega_0}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right] \right. \\ &\quad \left. + c_1(t_0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) - i\frac{\delta_{12} - \Delta^{AC}}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.7)$$

sowie

$$c_2(t_0 + \tau) = e^{-i(\Sigma^{AC} + \delta_{12} + 2\omega_{L2})\tau/2} \left\{ c_1(t_0) e^{-i\phi} \left[-i \frac{\Omega_0}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right] + c_2(t_0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) + i \frac{\delta_{12} - \Delta^{AC}}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right] \right\} \quad (2.8)$$

für eine beliebige Startzeit t_0 . Die zahlreichen Größen in den beiden Gleichungen sind auf folgende Weise definiert:

(i) Die Verstimmung der Lichtfelder $\omega_L = \omega_{L1} - \omega_{L2}$ gegenüber der Übergangsfrequenz ω_{12} der beiden Hyperfein-Niveaus sowie bezüglich der Dopplerverschiebung $\vec{p} \vec{k}_{eff}/m$ des Atoms und dessen Photonentrückstoßes $\hbar |\vec{k}_{eff}|^2/(2m)$ ist definiert als

$$\delta_{12} = \omega_L - \left(\omega_{12} + \frac{\vec{p} \vec{k}_{eff}}{m} + \frac{\hbar |\vec{k}_{eff}|^2}{2m} \right). \quad (2.9)$$

Nur in dem Fall gegenläufiger Lichtfelder ist hier der Beitrag der Dopplerverschiebung signifikant.

(ii) Die durch den AC-Stark-Effekt verursachten Verstimmungen als Differenz Δ^{AC} bzw. als Summe Σ^{AC} der einzelnen AC-Stark-Verschiebungen δ_j^{AC} für die Übergänge $|1\rangle \rightarrow |i\rangle$ und $|i\rangle \rightarrow |2\rangle$ sind gegeben durch

$$\Delta^{AC} = \delta_2^{AC} - \delta_1^{AC} \text{ bzw.} \quad (2.10)$$

$$\Sigma^{AC} = \delta_2^{AC} + \delta_1^{AC}. \quad (2.11)$$

Geht man von einer Kopplung zum $|5^2P_{3/2}, F=1\rangle$ -Niveau als intermediäres Niveau aus und vernachlässigt die Kopplung an die übrigen Hyperfein-Niveaus von $|5^2P_{3/2}\rangle$, so ergeben sich die einzelnen Verstimmungen δ_j^{AC} zu

$$\begin{aligned} \delta_1^{AC} &= \frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_2|^2}{4(\Delta - \omega_{12})}, \\ \delta_2^{AC} &= \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_1|^2}{4(\Delta + \omega_{12})}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

(iii) Die Kopplungsfrequenzen oder auch Rabi-Frequenzen werden beschrieben durch:

$$\Omega_j = -\frac{\langle i | \hat{d} \vec{E}_{j,0} | j \rangle}{\hbar}. \quad (2.13)$$

Die Rabi-Frequenzen lassen sich in einer praktischen Form in Abhängigkeit von der benutzten Lichtfeldintensität als

$$\Omega_j = \Gamma \sqrt{\frac{I_j}{2I_{sat}}} \quad (2.14)$$

genähert darstellen. Für ^{87}Rb entspricht dabei $\Gamma = 2\pi \cdot 6,066$ MHz der Linienbreite des $5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{3/2}$ -Übergangs und $I_{sat} = 1,669$ mW/cm² [47] der Sättigungintensität. Hieraus ergeben sich auch die verbleibenden Rabi-Frequenzen, zu denen die resonante Rabi-Frequenz des Raman-Übergangs

$$\Omega_0 = \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{2\Delta} \quad (2.15)$$

und die effektive Rabi-Frequenz

$$\Omega_{eff} = \sqrt{\Omega_0^2 + (\delta_{12} - \Delta^{AC})^2} \quad (2.16)$$

gehören.

(iv) Die effektive Phase des Lichtfeldes zu dem Atom wird beschrieben durch

$$\phi = \phi_1(\vec{r}, t_0, \varphi_1) - \phi_2(\vec{r}, t_0, \varphi_2) = \vec{k}_{eff}\vec{r} - \omega_L t_0 + \phi_0 \quad (2.17)$$

mit $\phi_0 = \varphi_1 - \varphi_2$.

Nun kann über das Bestimmen der Anregungswahrscheinlichkeit der beiden Grundzustände, die als Betragsquadrat des jeweiligen Koeffizienten $c_j(\tau)$ gegeben sind, eine Aussage darüber gemacht werden, in welcher Form der atomare Zustand vorliegt. Da im Interferometer typischerweise einer der Zustände vor der Interferometrie präpariert ist, betrachten wir den Fall einer Präparation des Atoms im Grundzustand $|1, \vec{p}\rangle$ zum Zeitpunkt t_0 , also $c_1(t_0) = 1$ und $c_2(t_0) = 0$, und interessieren uns für die Anregungswahrscheinlichkeit $P_2(\tau)$, wobei $1 = P_1(\tau) + P_2(\tau)$ gilt. $P_2(\tau)$ errechnet sich zu

$$\boxed{P_2(\tau) = |c_2(t_0 + \tau)|^2 = \left[\frac{\Omega_0}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right]^2} \quad (2.18)$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeit oszilliert während des Raman-Prozesses mit der effektiven Rabi-Frequenz zwischen den beiden Grundzuständen. Hieraus ist ersichtlich, dass über die Änderung der Wechselwirkungszeit τ jede beliebige Superposition beider Zustände realisiert werden kann. Mit einem sogenannten „ $\pi/2$ “-Puls, für den $\tau_{\pi/2} = \pi/(2\Omega_{eff})$ gilt, kann also für die Interferometrie ein „Strahlteiler“ verwirklicht werden, bei dem eine Superposition mit $c_1(\tau) = c_2(\tau)$ kreiert wird und der atomare Zustand somit von zwei Impulszuständen geprägt ist. Durch einen „ π “-Puls, für den $\tau_\pi = \pi/(\Omega_{eff})$ gilt, wird ein Spiegel für den atomaren Zustand generiert, bei dem sowohl der interne als auch der externe Freiheitsgrad durch die Wechselwirkung vertauscht werden. Im Folgenden werden diese beiden Pulsarten als $\pi/2$ - bzw. π -(Strahlteiler)-Puls zusammengefasst.

Neben der Wechselwirkungszeit wird $P_2(\tau)$, wie aus Gleichung 2.18 ersichtlich, auch durch andere Parameter beeinflusst. So sind die Amplitude und die Frequenz

von $P_2(\tau)$ von der Verstimmung $\delta_{12} - \Delta^{AC}$ und somit auch von der Intensität der Lichtfelder und deren Frequenzdifferenz im Vergleich zur Resonanz, der Verstimmung Δ sowie von der atomaren Geschwindigkeit \vec{v} abhängig. Stellt man die Anregungswahrscheinlichkeit im Frequenzraum dar, so wird $P_2(\omega_L - \omega_{12})$ für ein gegebenes τ durch eine sinc-Funktion beschrieben mit

$$P_{2,\tau}(\delta_{12} - \Delta^{AC}) \propto \frac{\sin\left(\frac{(\delta_{12} - \Delta^{AC})\tau}{2}\right)}{\delta_{12} - \Delta^{AC}}. \quad (2.19)$$

Der $1/\sqrt{e}$ -Radius dieser Funktion ist dabei durch die Wechselwirkungszeit mit $\sigma_\omega = 2\pi/\tau$ determiniert. Da nach Gleichung 2.9 das Argument $\delta_{12} - \Delta^{AC}$ der sinc-Funktion von der Geschwindigkeit des Atoms in Richtung der Lichtfelder abhängt, ist die Übergangswahrscheinlichkeit als Funktion der Geschwindigkeit $P_{2,\tau}(\vec{v})$ ebenfalls eine sinc-Funktion. Die Bedeutung dieser Zusammenhänge im Experiment wird aus der folgenden Betrachtung des realen Strahlteilungsprozesses klar.

2.1.2 Der reale Strahlteilungsprozess

Die bisherige Betrachtung des Strahlteilungsprozesses basierte auf der Wechselwirkung zwischen einem einzigen Atom mit wohl definierter Geschwindigkeit und einem räumlich homogenen Strahlteilerlichtfeld. Dieses ideale System ist in einem realen Strahlteilerprozess in der Atominterferometrie nicht mehr gegeben. Vielmehr wird der Prozess beschrieben durch ein atomares Ensemble mit einer bestimmten Temperatur und einer bestimmten Wolkengröße, das in Wechselwirkung mit einem Lichtfeld steht, welches ein Gauß-förmiges Intensitätsprofil aufweist. Die dadurch entstehenden Auswirkungen auf die Übergangswahrscheinlichkeit $P_2(\tau)$ sollen an dieser Stelle diskutiert werden.

Geschwindigkeitsverteilung des Ensembles

Die mit der endlichen Temperatur T_{at} des atomaren Ensembles verbundene Geschwindigkeitsverteilung des atomaren Ensembles im Inertialsystem der Atome kann durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sigma_v^3} e^{-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}} \quad (2.20)$$

in drei Dimensionen beschrieben werden. Hierbei beinhaltet der Geschwindigkeitsradius

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T_{at}}{m}} \quad (2.21)$$

die Temperaturabhängigkeit und k_B ist die Boltzmann-Konstante. Die Geschwindigkeitsverteilung $f(\vec{v})$ kann als eine Wahrscheinlichkeitsdichte interpretiert werden,

ein Atom mit der Geschwindigkeit \vec{v} in einem Volumenelement $d^3\vec{v}$ vorzufinden. Für ein solches Atom modifiziert sich die Übergangswahrscheinlichkeit aus Gleichung 2.18 zu

$$P_{2,\sigma_v}(\vec{v}, \tau) = f(\vec{v}) \cdot P_2(\vec{v}, \tau) d^3\vec{v}. \quad (2.22)$$

Um die Übergangswahrscheinlichkeit für das gesamte atomare Ensemble zu berechnen, welches mit all seinen Geschwindigkeitsklassen mit den Strahlteilerlichtfeldern wechselwirkt, muss über die einzelnen $P_{2,\sigma_v}(\vec{v}, \tau)$ -Beiträge summiert werden. Da nur Geschwindigkeitsklassen in Richtung der Lichtfelder, die von nun an als „y“-Richtung definiert wird, relevant sind, folgt für die Übergangswahrscheinlichkeit

$$\begin{aligned} P_2^{total}(\tau) &= \iiint_{v_x, v_y, v_z} d^3\vec{v} f(\vec{v}) P_2(\vec{v}, \tau) \\ &= \int_{v_y} dv_y f_{1D}(v_y) P_2(v_y, \tau), \end{aligned} \quad (2.23)$$

wobei die eindimensionale Geschwindigkeitsverteilung gegeben ist durch

$$f_{1D}(v_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} e^{-\frac{v_y^2}{2\sigma_v^2}}. \quad (2.24)$$

Damit eine möglichst große Anzahl an Atomen an dem Übergang beteiligt ist, muss der Überlapp zwischen $f_{1D}(v_y)$ und $P_2(v_y, \tau)$ groß sein. Erfüllt wird dies zum einen durch die Realisierung möglichst kurzer Strahlteilerpulse, da hierdurch nach Gleichung 2.19 Atome immer höherer Geschwindigkeitsklassen adressiert werden können und am Übergang teilnehmen. Dafür wird eine hohe Leistung für das Lichtfeld benötigt, um nach Gleichung 2.14 hohe Rabi-Frequenzen zu realisieren und auf diese Weise kurze Strahlteilerpulse zu erzeugen. Zum anderen sollte das atomare Ensemble eine möglichst tiefe Temperatur aufweisen.

Da im Umkehrschluss mit größer werdender Pulslänge Atome in einer immer schmaleren Geschwindigkeitsverteilung angeregt werden, bietet der Raman-Prozess die Möglichkeit einer Geschwindigkeitsselektion. So kann die Forderung nach einer tiefen Temperatur des Ensembles vor der eigentlichen Interferometersequenz durch eine Präparation der Geschwindigkeit entlang der Richtung der Lichtfelder bis zu einem gewissen Grad erfüllt werden. Dabei muss ein Kompromiss zwischen Teilchenzahl und erreichter Temperatur gemacht werden. Eine solche Präparation wird an dem hier vorgestellten Interferometer verwendet und wird detailliert in Kapitel 4.2.3 vorgestellt. Darüber hinaus bietet sich die Möglichkeit, über die Vermessung der Übergangswahrscheinlichkeit als Funktion der Frequenz die Temperatur der Atome zu bestimmen.

Räumliche Verteilung des atomaren Ensembles und Intensitätsprofil der Lichtfelder

Neben der beschriebenen Geschwindigkeitsverteilung des atomaren Ensembles besitzt die Wolke eine endliche Ausdehnung, die in Kombination mit der räumlich abhängigen Intensitätsverteilung der Strahlteilerlichtfelder zu einer weiteren Modifikation der Übergangswahrscheinlichkeit $P_2(\tau)$ führt. Die räumliche Verteilung der Atome in der Wolke kann als eine Gauß-Verteilung in drei Dimensionen, beschrieben durch

$$s(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sigma_r^3} e^{-\frac{\vec{r}^2}{2\sigma_r^2}}, \quad (2.25)$$

angenommen werden. Analog zur Geschwindigkeitsverteilung stellt σ_r den $1/\sqrt{e}$ -Radius der Wolke dar. Das tatsächliche Intensitätsprofil der Strahlteilerlichtfelder ist Gauß-förmig und da nach Gleichung 2.15 die resonante Rabi-Frequenz von der Intensität abhängt, kann diese in Abhängigkeit des Ortes durch

$$\Omega_0(\vec{r}) = \Omega_0 e^{-2\frac{x^2+z^2}{\sigma_L^2}} \quad (2.26)$$

modifiziert werden. Die Ortskoordinaten eines Atoms x und z haben ihren Ursprung im Zentrum des Lichtfeldes. Der $1/e^2$ -Radius des Lichtfeldes wird durch σ_L beschrieben. Analog zur Einbeziehung der Geschwindigkeitsverteilung der Atome kann die Übergangswahrscheinlichkeit modifiziert werden zu

$$\begin{aligned} P_2^{total}(\tau) &= \iiint_{x,y,z} \int_{v_y} d^3r dv_y s(\vec{r}) f_{1D}(v_y) P_2(\vec{r}, v_y, \tau) \\ &= \iint_{x,z} \int_{v_y} dx dy dv_y s_{2D}(x, z) f_{1D}(v_y) P_2(x, z, v_y, \tau) \end{aligned} \quad (2.27)$$

mit der zweidimensionalen Ortsverteilung der Atome

$$s_{2D}(x, z) = \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} e^{-\frac{x^2+z^2}{2\sigma_r^2}}. \quad (2.28)$$

Aus dieser Betrachtung wird die Anforderung an möglichst große Strahlradien im Vergleich zum Radius der Wolke deutlich. Dies führt erneut zu der Forderung einer hohen Leistung des Strahlteilerlichtfeldes, was durch die Realisierung einer homogenen Intensitätsverteilung durch die Aufweitung in einem Teleskop begünstigt wird (vgl. Kapitel 4.4.1). Die Ausmaße der Wolke sind durch den Startvorgang der Atome gegeben, welcher in Kapitel 4.2.2 detailliert beschrieben wird.

Charakteristik des realen Strahlteilerprozesses

Um lediglich den Effekt der Wolkengröße zu veranschaulichen, kann von einer geschwindigkeitsinsensitiven Lichtfeldkonfiguration, bei der beide Lichtfelder für den

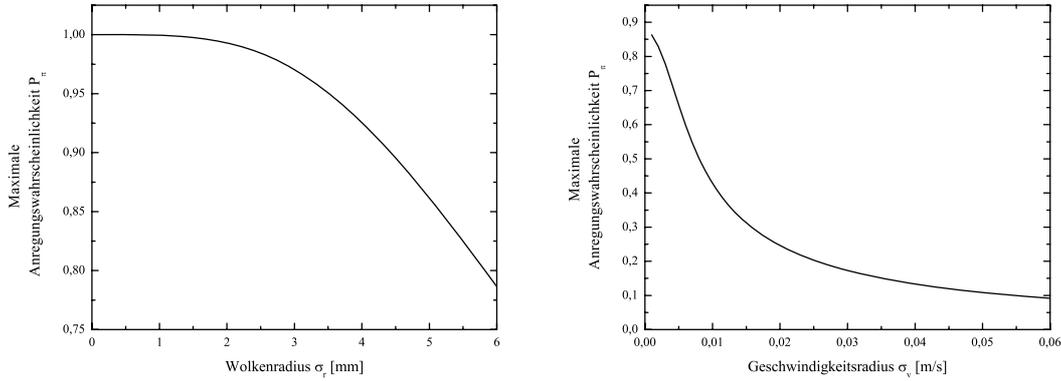


Abbildung 2.2: (links) Simulation der Anregungswahrscheinlichkeit für einen π -Puls für einen Strahlradius des Lichtfeldes von 20 mm für den geschwindigkeitsinsensitiven Fall in Abhängigkeit des Wolkenradius, mit $\tau_\pi = 24 \mu\text{s}$. (rechts) Simulation der Anregungswahrscheinlichkeit für einen π -Puls in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsradius für einen Wolkenradius von 4,8 mm. Lichtfeldradius und π -Pulsdauer entsprechen den obigen Angaben.

Raman-Prozesses aus einer Richtung kommen, ausgegangen werden. Hierbei reduziert sich die Übergangswahrscheinlichkeit aus Gleichung 2.27 näherungsweise auf eine Integration des Ortes allein und es ergibt sich der in Abbildung 2.2 (links) dargestellte Zusammenhang aus maximaler Übergangswahrscheinlichkeit für einen π -Puls als Funktion des Wolkenradius. Für einen Wolkenradius, welcher aus dem Experiment entnommen ist,¹ von $\sigma_r = 4,8$ mm ergibt sich ein Wert für $P_{2,\tau_\pi}(\sigma_r)$ von 0,88.

Einen weitaus dominanteren Effekt bewirkt die Temperaturabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit im Fall gegenläufiger Lichtfelder. In Abbildung 2.2 (rechts) ist nach Gleichung 2.27 für eine geschwindigkeitssensitive Konfiguration der Strahlteilerlichtfelder die maximale Übergangswahrscheinlichkeit als Funktion der Geschwindigkeitsbreite des atomaren Ensembles $P_{2,\sigma_r,\tau_\pi}(\sigma_v)$ dargestellt. Hierzu wurden die bereits bekannten Parameter für σ_L und σ_r verwendet. Für eine atomare Temperatur von $1 \mu\text{K}$ ergibt sich bereits eine Reduktion von $P_{2,\sigma_r,\tau_\pi}(\sigma_v)$ auf einen Wert von 0,49.

Schließlich kann der Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit als Funktion der Wechselwirkungszeit τ mit Gleichung 2.27 errechnet werden, wobei erneut der gleiche Parametersatz benutzt wird. Deutlich ist aufgrund der vorgestellten Effekte eine Dämpfung der in Abbildung 2.3 gezeigten Rabi-Oszillation zu beobachten. So kann es zu einer beträchtlichen Reduktion der Effizienz des Strahlteilungsprozesses kommen. Die Folge davon sind eine Reduktion des Interferometerkontrastes und

¹Hierbei handelt es sich um den Wolkenradius in der ersten Applikationszone nach dem Start der Atome, also nach etwa 50 ms Flugzeit.

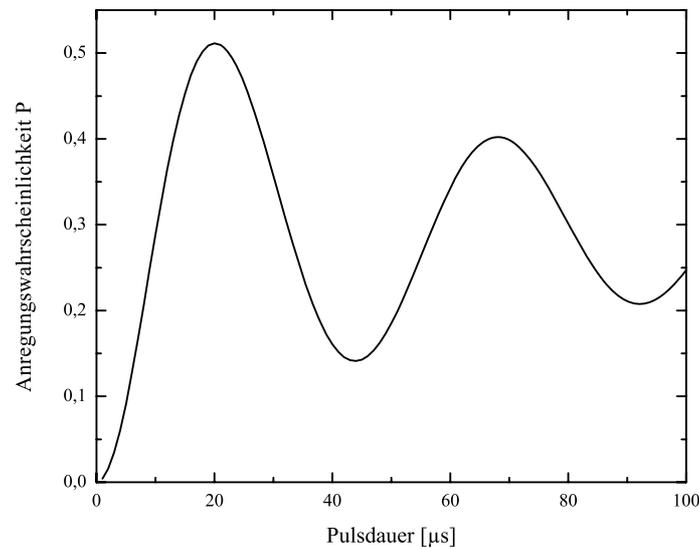


Abbildung 2.3: Simulation der Anregungswahrscheinlichkeit als Funktion der Wechselwirkungsdauer. Die Parameter dieser Rabi-Oszillationen sind eine Ensembletemperatur von $1 \mu\text{K}$, ein Wolkenradius von $4,8 \text{ mm}$ und ein Strahlradius von 20 mm .

schließlich die Reduktion der Auflösung des Interferometers. Beides wird in den folgenden Abschnitten diskutiert.

Die an die Lichtfelder sowie an die verwendeten Atome aufgestellten Anforderungen zur Verwirklichung eines kohärenten Strahlteilungsprozesses hoher Effizienz sind in den folgenden Punkten zusammengefasst:

- Lasersystem:
 - Phasenstabilität ($\phi_0 = \text{konst.}$) als Kriterium für einen kohärenten Prozess
 - Frequenzstabilität (δ und Δ) sowie eine Intensitätsstabilität als Festlegung der Rabi-Frequenz und der Amplitude der Übergangswahrscheinlichkeit
 - Hohe Intensität der Strahlteilerlichtfelder
 - Großer Strahlradius relativ zum Radius der Atomwolke
- Atome:
 - Tiefe Ensembletemperatur
 - Kleiner Wolkenradius relativ zum Radius des Strahlteilerlichtfeldes

Auf welche Weise diesen Anforderungen in dem hier beschriebenen Interferometer Genüge getan wird, wird vor allem in den Kapiteln 3 und 4 beschrieben. Die bedeutende Forderung nach der Phasenstabilität der Strahlteilerlichtfelder für die Atominterferometrie wird im folgenden Unterkapitel klar.

2.2 Die Beschreibung des Interferometers

Nachdem die Beschreibung eines kohärenten Strahlteilers für ein atomares Ensemble erfolgt ist, widmet sich dieser Abschnitt zunächst der zeitlichen Zustandsentwicklung des Atoms in einer Interferometerstruktur bestehend aus mehreren zeitlich und räumlich aufeinanderfolgenden Strahlteilern. Die Beschreibung wird dabei in Matrixform gegeben. Hieraus lässt sich die Abhängigkeit des Interferometersignals von einer Phasenverschiebung herleiten. Als nächstes erfolgt die Betrachtung eines atomaren Ensembles im Interferometer und des daraus resultierenden realen Signals. Schließlich wird ein Formalismus präsentiert, mit dessen Hilfe Phasenverschiebungen berechnet werden können, die durch externe Potentiale induziert werden.

2.2.1 Die Zustandsentwicklung im Interferometer

Um das resultierende Signal eines Interferometers beschreiben zu können, benötigen wir die Entwicklung des Zustandes nach einer erfolgten Sequenz aus mehreren Strahlteilerpulsen. In dem vorgestellten idealen Strahlteilungsprozess kann der atomare Zustand als

$$|\psi(t)\rangle = \begin{pmatrix} c_1(t) \\ c_2(t) \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

dargestellt werden.

Die Basiselemente ergeben sich hierbei aus den beiden Interferometerzuständen mit

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = |1, \vec{p}\rangle \text{ und } \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |2, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle . \quad (2.30)$$

Unter Verwendung von Gleichung 2.7 und 2.8 kann die zeitliche Entwicklung eines Zustandes $|\psi(t_0)\rangle$ nach einem Strahlteilungsprozess der Dauer τ dargestellt werden als

$$|\psi(t_0 + \tau)\rangle = M(t_0, \tau, \Omega_{eff}, \phi)|\psi(t_0)\rangle . \quad (2.31)$$

Die Komponenten der Zeitenwicklungsmatrix $M(t_0, \tau, \Omega_{eff}, \phi)$ ergeben sich dabei

zu:

$$\begin{aligned}
M_{11} &= e^{-i(\Sigma^{AC} - \delta_{12} + 2\omega_{L1})\tau/2} \left[\cos\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) - i\frac{\delta_{12} - \Delta^{AC}}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right], \\
M_{12} &= e^{-i(\Sigma^{AC} - \delta_{12} + 2\omega_{L1})\tau/2} e^{i\phi} \left[-i\frac{\Omega_0}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right], \\
M_{21} &= e^{-i(\Sigma^{AC} + \delta_{12} + 2\omega_{L2})\tau/2} e^{-i\phi} \left[-i\frac{\Omega_0}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right], \\
M_{22} &= e^{-i(\Sigma^{AC} + \delta_{12} + 2\omega_{L2})\tau/2} \left[\cos\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) + i\frac{\delta_{12} - \Delta^{AC}}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right].
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Eine freie Evolution zwischen zwei Strahlteilerpulsen ergibt sich aus Gleichung 2.32 mit $\Omega_{eff} = 0$ sowie $\Sigma^{AC} = 0$.

Durch sukzessives Anwenden dieser Matrizen kann die Zeitentwicklung des atomaren Zustandes für beliebige Interferometerstrukturen errechnet werden. Diese Interferometerstrukturen können in symmetrische und asymmetrische Ramsey-Bordé-Konfigurationen unterteilt werden. Während die asymmetrische Ramsey-Bordé-Konfiguration in frequenzsensitiven Messungen verwendet wird und so eine dominante Rolle auf dem Gebiet optischer Atomuhren einnimmt [48], werden im Rahmen dieser Arbeit symmetrische Ramsey-Bordé-Interferometer untersucht. Dazu gehören die in Abbildung 2.4 dargestellten Geometrien.

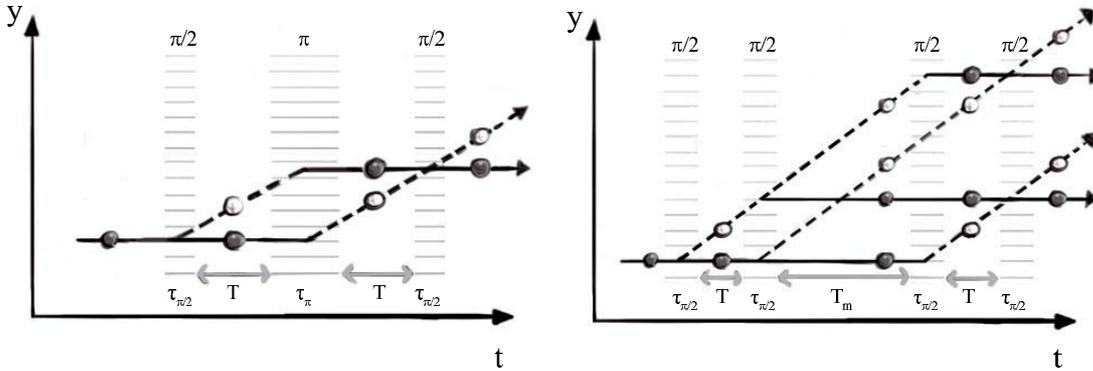


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Mach-Zehnder-Geometrie (links) sowie der symmetrischen Ramsey-Bordé-Geometrie (rechts) mit den atomaren Trajektorien und den Strahlteilerlichtfeldern. In der SRB-Konfiguration werden zwei symmetrische Interferometer aufgespannt.

Jetzt wird auch der Begriff „symmetrisch“ deutlich, der sich auf die identischen Pfade des Interferometers hinsichtlich des symmetrischen zeitlichen Verlaufs bezieht. In Analogie zur Optik wird im Folgenden aus der $\pi/2 - \pi - \pi/2$ -Pulssequenz bestehende Konfiguration als Mach-Zehnder- (MZ-) und die aus der

$\pi/2 - \pi/2 - \pi/2 - \pi/2$ -Pulssequenz bestehende Konfiguration allgemein als symmetrische Ramsey-Bordé-Konfiguration (SRB-Konfiguration) bezeichnet. Die SRB-Konfiguration unterscheidet sich von der MZ-Konfiguration weiterhin durch das gleichzeitige Realisieren von zwei Interferometern. Sowohl die MZ- als auch die SRB-Konfiguration besitzen zwei bzw. vier Ausgänge, bei denen entweder Zustand $|1\rangle$ oder Zustand $|2\rangle$ vorliegt. Während die MZ-Konfiguration im Idealfall keinerlei Verlustkanäle besitzt, entstehen in der SRB-Konfiguration zahlreiche Verlustkanäle, da nach jedem Strahlteilerpuls stets zwei neue Teilpfade entstehen.

Für die MZ-Interferometergeometrie ergibt sich mit Hilfe des Matrixformalismus die Zustandsentwicklung des Atoms zu

$$\begin{aligned} |\psi_{MZ}(t_0 + \tau_{MZ}^{total})\rangle &= M(t_0 + \tau_{\pi/2} + \tau_{\pi} + 2T, \tau_{\pi/2}, \Omega_{eff}, \phi_{III}) \\ &\quad \cdot M(t_0 + \tau_{\pi/2} + T + \tau_{\pi}, T, \phi_{II}) \\ &\quad \cdot M(t_0 + \tau_{\pi/2} + T, \tau_{\pi}, \Omega_{eff}, \phi_{II}) \cdot M(t_0 + \tau_{\pi/2}, T, \phi_I) \\ &\quad \cdot M(t_0, \tau_{\pi/2}, \Omega_{eff}, \phi_I) |\psi(t_0)\rangle \end{aligned} \quad (2.33)$$

mit der totalen Interferometriezeit $\tau_{MZ}^{total} = 2\tau_{\pi/2} + \tau_{\pi} + 2T$. Die Darstellung der Zustandsentwicklung mittels Matrixformalismus ist für eine SRB-Konfiguration deutlich umfangreicher und wird an dieser Stelle daher nicht angegeben. In einer solchen Konfiguration muss das simultane Aufspannen von zwei Interferometern sowie das Auftreten von Trajektorien berücksichtigt werden, die zu einem Hintergrund des Interferometersignals beitragen.

Die Phasen ϕ_i in der obigen Darstellung sind die entsprechenden Lichtfeldphasen, die durch die Atom-Licht-Wechselwirkung während der entsprechenden Pulse auf die atomare Phase aufgeprägt werden. Da der Anfangszeitpunkt bei der Rechnung herausfällt, kann dieser zu $t_0 = 0$ gesetzt werden. Die in den Matrizen vorkommenden Phasen der Strahlteilerlichtfelder liegen jeweils zu Beginn eines Pulses vor und werden während der freien Evolution durch das Atom mitgeführt.

Nun, da der Zustand nach der Interferometersequenz vollständig gegeben ist, kann die Anregungswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Wie bei dem Strahlteilungsprozess zuvor errechnet sich $P_2(t_0 + \tau^{total})$ aus dem Betragsquadrat des Koeffizienten $c_2(t)$ des atomaren Zustandes. Es ergibt sich daher mit der Näherung $\delta := (\delta_{12} + \Delta^{AC}) \ll \Omega_{eff}$ für die MZ-Konfiguration die Anregungswahrscheinlichkeit

$$P_2(t_0 + \tau_{MZ}^{total}) = \frac{1}{2}[1 - \cos(\Delta\Phi)] \quad (2.34)$$

$$= \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\phi_I - 2\phi_{II} + \phi_{III} - \frac{\delta\pi}{2\Omega_0} \right) \right] \quad (2.35)$$

$$\approx \frac{1}{2}[1 - \cos(\Delta\Phi_L^{MZ})] \quad (2.36)$$

mit der totalen Phase der Lichtfelder $\Delta\Phi_L^{MZ} = \phi_I - 2\phi_{II} + \phi_{III}$. Entsprechend

ergibt sich für die SRB-Konfiguration

$$P_2(t_0 + \tau_{SRB}^{total}) \approx \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{2} \cos(\Delta\Phi_L^{SRB}) \right] \quad (2.37)$$

mit $\Delta\Phi_L^{SRB} = \phi_I - \phi_{II} - \phi_{III} + \phi_{IV}$. Auf diese Weise kann durch das Ermitteln der Anregungswahrscheinlichkeit die Phasenverschiebung des Interferometersignals $\Delta\Phi$ bestimmt werden. Die Anregungswahrscheinlichkeit wird dabei im Experiment über die zustandselektive Detektion bestimmt, die bereits in Kapitel 1.3 erwähnt wurde und detailliert in Kapitel 4.3 untersucht wird. Das detektierte Signal Ξ entspricht in dieser Detektion der Anregungswahrscheinlichkeit

$$\Xi(\Delta\Phi) := P_2(\Delta\Phi) . \quad (2.38)$$

Ohne weitere Potentiale ist die Phasenverschiebung des Interferometersignals Ξ somit allein von der Phase der Strahlteilerlichtfelder abhängig. Phasenunsicherheiten der Strahlteilerlichtfelder führen daher direkt zu einer Unsicherheit des Interferometersignals und somit zur Limitierung der Auflösung.

Hieraus ergeben sich weitere bzw. stringendere Anforderungen an das Lasersystem, das das Strahlteilerlichtfeld generiert: Neben der bereits erwähnten hohen Phasenstabilität ist auch eine Phasenkontrolle notwendig, wodurch der Arbeitspunkt bzw. die Ausgangsphasenlage des Interferometers eingestellt werden kann. Diese entspricht der Lage der steilsten Flanke im Signalverlauf und liegt unter Vernachlässigung anderer Phasenverschiebungen bei $\Delta\Phi_L = \pi/2$. Weiterhin folgt eine verschärfte Anforderung an verstimmungsändernde Eigenschaften des Lasersystems. Frequenzschwankungen und Leistungsschwankungen bewirken eine Änderung von δ , von der direkt das Interferometersignal abhängt. Um ein besseres Verständnis gerade für den störenden Einfluss von Leistungsschwankungen zu geben, werden im folgenden die resultierenden Anforderung an das Lasersystem erläutert.

Leistungsabhängige Effekte

Beschrieben durch den dynamischen AC-Stark-Effekt beeinflusst die Intensität der Strahlteilerlichtfelder die Energieniveaus der Atome. Dabei kommt es durch eine Änderung der Intensität zu einer Verschiebung der Niveaus, die in einem 3-Niveau System i.A. nicht symmetrisch ist. Daraus resultiert eine Änderung der Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs. Nach Referenz [43] ist diese Ankopplung an die Phasenverschiebung des Interferometersignals beschrieben durch $\delta(\Delta^{AC})$ deutlich signifikanter als die gleichzeitige Variation der Amplitude und der Frequenz von $P_2(\tau)$ nach Gleichung 2.18, welche einen Effekt zweiter Ordnung in $\Delta\Phi$ darstellt. Intensitätsfluktuationen, die beide Laser gemeinsam erfahren, verursachen also von Strahlteilungsprozess zum nächsten eine zusätzlichen Phasenbeitrag, woraus schließlich eine Phasenunsicherheit resultiert.

Es besteht jedoch die Möglichkeit die Verstimmung für gemeinsame Intensitätsfluktuation unempfindlich zu machen, indem ein bestimmtes Intensitätsverhältnis der beiden Laser eingestellt wird. Nach Referenz [41] folgt unter Berücksichtigung der Kopplungen des Lichtfeldes an alle F' -Niveaus des $5^2P_{3/2}$ -Niveaus aus der geforderten Bedingung $\Delta^{AC} = 0$ das Verhältnis

$$q_0 = \frac{I_2}{I_1} = \frac{\left(\frac{1}{60(\Delta+\omega_{12})} + \frac{1}{4(\Delta-\Delta_2+\omega_{12})} + \frac{2}{5(\Delta-\Delta_3+\omega_{12})}\right) - \left(\frac{5}{12\Delta} + \frac{1}{4(\Delta-\Delta_2)}\right)}{\left(\frac{5}{12(\Delta-\omega_{12})} + \frac{1}{4(\Delta-\Delta_2-\omega_{12})}\right) - \left(\frac{1}{60\Delta} + \frac{1}{4(\Delta-\Delta_2)} + \frac{2}{5(\Delta-\Delta_3)}\right)}, \quad (2.39)$$

wobei $\Delta_2 = 2\pi \cdot 157$ MHz und $\Delta_3 = 2\pi \cdot 425$ MHz die Übergangsfrequenzen von $F' = 1$ zu den Zuständen $F' = 2$ und $F' = 3$ bezeichnen, deren Kopplungen hier durch die Gewichtung mit den entsprechenden Clebsch-Gordon-Koeffizienten berechnet wurden [47]. In Abbildung 2.5 ist dieses Verhältnis als Funktion der Verstimmung $\Delta/2\pi$ aufgetragen.

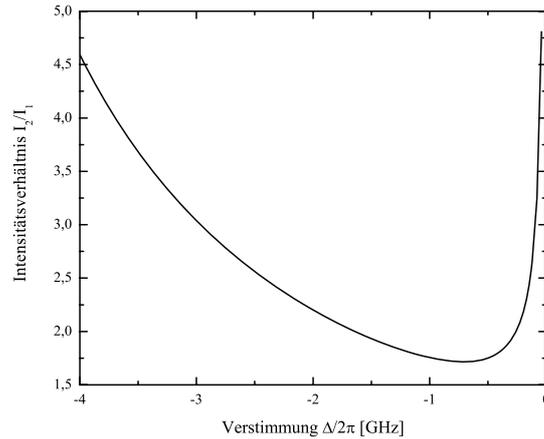


Abbildung 2.5: Für eine Kompensation der AC-Stark-Verschiebung notwendiges Intensitätsverhältnis der beiden Lichtfelder zur Strahlteilung als Funktion der Verstimmung $\Delta/2\pi$.

Um den Einfluss von Fluktuationen der Gesamtleistung zu minimieren scheint es sinnvoll einen Arbeitspunkt mit $\Delta \rightarrow 0$ zu bevorzugen. Allerdings steigt dort die spontane Emission stark an, wodurch der Raman-Prozess für die Strahlteilung unbrauchbar wird. Für ein großes Δ hingegen wird die Effizienz des Strahlteilungsprozesses nach Gleichung 2.18 reduziert. Wird als Arbeitspunkt das Minimum der Funktion gewählt, so begünstigt dieses zwar eine Empfindlichkeit gegenüber Intensitätsfluktuationen, allerdings ist der Anspruch an die Stabilisierung der Verstimmung Δ unkritisch. Dieser Punkt befindet sich bei einem Leistungsverhältnis von $I_2/I_1 \approx 1,7$ und bei einer Verstimmung von $\Delta \approx 2\pi \cdot 708$ MHz.

So kann der störende AC-Stark-Effekt zwar kompensiert werden, es bleibt dennoch die Anforderung nach einer stabilen Leistung der einzelnen Lichtfelder zur Strahlteilung bestehen. Sind die erwähnten Anforderungen erfüllt und damit das Interferometersignal nicht durch das Rauschen der Strahlteilerlichtfelder limitiert,

können Phasenverschiebungen beobachtet werden, die durch externe Potentiale hervorgerufen werden. Bevor die Herleitung dieser Phasenverschiebungen erfolgt, wird im folgenden Abschnitt die Reduzierung des Signals in einem realen Interferometer diskutiert.

2.2.2 Das reale Interferometersignal

In Abschnitt 2.1.2 wurde gezeigt, dass ein realer Strahlteilungsprozess eine reduzierte Effizienz aufweist. Ursachen sind die Temperatur der Atome in Ausbreitungsrichtung der Lichtfelder sowie die räumlichen Ausmaße der Wolke gekoppelt mit dem Leistungsprofil der Lichtfelder. Folglich führt ein in seiner Effizienz reduzierter Strahlteilungsprozess zu einem reduzierten Interferometersignal.

Um dieses darstellen zu können, wird zunächst Gleichung 2.27 mit den Anregungswahrscheinlichkeiten $P_2(t_0 + \tau^{total}, \Delta\Phi_L)$, die durch den Matrixformalismus festgelegt sind, erweitert. Hieraus folgt die Anregungswahrscheinlichkeit

$$P_2^{total}(t_0 + \tau^{total}, \Delta\Phi_L) = \iiint_{x,z,v_y} dx dz dv_y s_{2D}(x, z) f_{1D}(v_y) P_2(x, z, v_y, t_0 + \tau^{total}, \Delta\Phi_L) . \quad (2.40)$$

eines realen Interferometers mit dem Ursprung des Koordinatensystems in der atomaren Quelle.

Ein Maß für die Qualität des Interferometersignals und gleichzeitig für die erreichte Kohärenz des Interferometers ist der Kontrast

$$K = \frac{\hat{\Xi}}{\Xi_0} . \quad (2.41)$$

Hierbei entspricht $\hat{\Xi}$ der Signalamplitude und Ξ_0 dem Signalmittelwert. Für ein ideales Interferometer ergibt sich aus den Gleichungen 2.36 und 2.37 $K_{MZ} = 100\%$ bzw. $K_{SRB} = 50\%$ für den Kontrast in Prozent.

Der Kontrast des realen Interferometers ergibt sich aus Gleichung 2.40. Hierfür muss die Lichtfeldphase $\Delta\Phi_L$ sukzessive variiert werden, wodurch ein sinusförmiger Verlauf von $P_2^{total}(t_0 + \tau^{total}, \Delta\Phi_L)$ entsteht, aus dem der Kontrast ermittelt werden kann, wie in Abbildung 2.6 exemplarisch für eine SRB-Interferometerkonfiguration gezeigt ist.

Für den oben genannten experimentellen Parametersatz aus $\sigma_r = 4,8$ mm und $\sigma_L = 20$ mm sowie den Interferometerzeiten $T = 6$ ms, $T_m = 37,85$ ms und $\tau_{\pi/2} = 12$ μ s ergibt sich abhängig von dem möglichen realisierten Temperaturäquivalent der Atome in Ausbreitungsrichtung der Strahlteilerlichtfelder ein zu erwartender Kontrast von $K < 20\%$. Die hier angegebenen Parameter werden

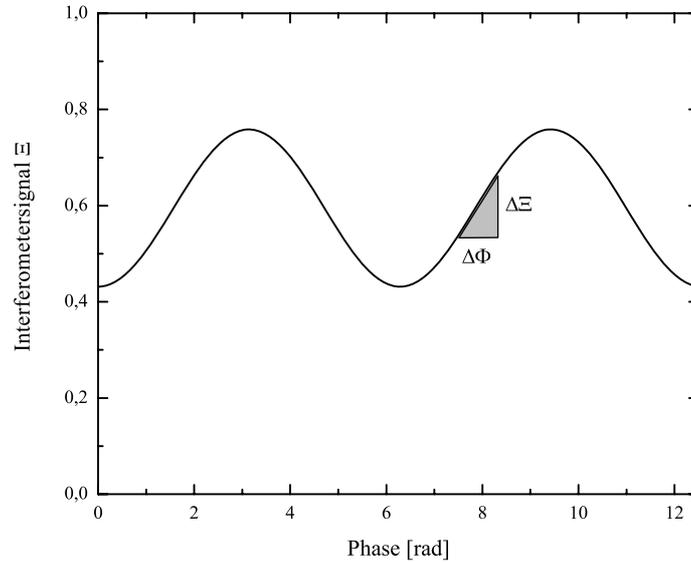


Abbildung 2.6: Simuliertes reales Interferometersignal als Funktion der Phasenverschiebung für ein SRB-Interferometer.

im Folgenden als Standardparametersatz der untersuchten SRB-Konfiguration bezeichnet, da mit einer solchen Konfiguration die höchste Auflösung in dieser Arbeit erreicht worden ist.

Wie in Abbildung 2.6 veranschaulicht wird, ergibt sich aus dem gewonnenen Interferometersignal der Signal-Phase-Umrechnungsfaktor κ am Arbeitspunkt des Interferometers. Aus der Steigung

$$\kappa = \frac{\Delta \Xi}{\Delta \Phi} \quad (2.42)$$

folgt der Umrechnungsfaktor κ mit der Einheit $1/\text{rad}$. Durch die verminderte Strahlteilereffizienz wird der ideale Wert von $\kappa^{SRB} = 0,25 \text{ rad}^{-1}$ nicht erreicht. Für die betrachtete SRB-Konfiguration ergibt sich der Umrechnungsfaktor $\kappa = 0,049 \text{ rad}^{-1}$ (vgl. Kapitel 5.1), welcher somit deutlich vom idealen Wert abweicht, was wiederum an der verminderten Effizienz des realen Strahlteilungsprozesses liegt.

Bisher außer Acht gelassen wurde der Einfluss der räumlich abhängigen Wellenfronten auf den Strahlteilungsprozess. Der Begriff der Kohärenz der Strahlteilerlichtfelder kann hierdurch in eine bisher betrachtete zeitliche Kohärenz sowie in die wellenfrontabhängige räumliche Kohärenz unterteilt werden. Abhängig von der Realisierung der Interferometerstruktur kann es ebenfalls zu einer weiteren Reduktion des Kontrastes kommen. Dieser Aspekt wird allerdings gesondert in Kapitel 4.4.4 vorgestellt und untersucht.

2.2.3 Die Phasenverschiebung des Interferometersignals

In diesem Abschnitt soll schließlich die wichtige Frage geklärt werden, wieso man mit einem Atominterferometer überhaupt Inertialkräfte messen kann. Oder etwas genauer, nachdem wir gesehen haben, dass das Interferometer auf Phasenänderungen sensitiv ist: Welche Phasenverschiebungen werden durch externe Potentiale verursacht? Eine Antwort wird durch den von Christian Bordé entwickelten Formalismus zur Beschreibung aller für die Atominterferometrie relevanten Phasenverschiebungen gegeben [49–52] und hier in einer kurzen Form skizziert. In dem Modell wird die Propagation der Atome im Interferometer durch die Evolution eines Wellenpaketes beschrieben. Diese Evolution in der Anwesenheit eines quadratischen Hamilton-Operators² führt zur Modifikation der Phase der Teilwellenpakete der beiden Interferometerpfade. Die hieraus resultierenden Differenzen der Phasenverschiebungen in einer gegebenen Interferometerstruktur können mit Hilfe dieses Formalismus ermittelt werden.

Der hier vorgestellte Formalismus wird in drei Unterabschnitte gegliedert: (i) zeitliche und räumliche Entwicklung des Wellenpaketes sowie die resultierenden Phasenverschiebungen; (ii) der ABCD-Matrix-Formalismus zur Ermittlung der klassischen Trajektorie des Wellenpaketes und die resultierende Modifikation der Phasenverschiebung des Interferometersignals; (iii) Beschreibung der Phasenverschiebungen eines atomaren Gyroskops auf der Erde.

(i) Die Herleitung der Phasenverschiebungen

Die Evolution eines Wellenpaketes $\Psi(\vec{r}, t)$ von der Position und dem Zeitpunkt (\vec{r}_a, t_a) aus nach (\vec{r}_b, t_b) wird durch den quantenmechanischen Entwicklungsoperator $K(\vec{r}_b, t_b, \vec{r}_a, t_a)$ über das Integral über alle Anfangspositionen

$$\Psi(\vec{r}_b, t_b) = \int d\vec{r}_a K(\vec{r}_b, t_b, \vec{r}_a, t_a) \Psi(\vec{r}_a, t_a) \quad (2.43)$$

beschrieben. Der Entwicklungsoperator ist dabei in Abhängigkeit von der klassischen Wirkung S_{kl} , durch die Van-Vleck-Gleichung

$$K(\vec{r}_b, t_b, \vec{r}_a, t_a) = \frac{1}{C} e^{i S_{kl}(\vec{r}_b, t_b, \vec{r}_a, t_a)} \quad (2.44)$$

gegeben. Die klassische Wirkung wird durch das zeitliche Integral über die Lagrange-Funktion entlang der klassischen Trajektorie $\vec{r}(t)$ zwischen Anfangs- und Endpunkt

$$S_{kl}(t_b, t_a) = \int_{t_a}^{t_b} dt L(\vec{r}(t), \vec{v}(t)) \quad \text{und} \quad L(\vec{r}(t), \vec{v}(t)) = \frac{\vec{p}^2}{2m} - V \quad (2.45)$$

²Quadratisch, bezieht sich auf den Ortsvektor \vec{r} sowie den Impulsvektor \vec{p} .

beschrieben, mit dem Potential V . Als Ansatz für das die Atome beschreibende Wellenpaket kann

$$\Psi(\vec{r}, t_a) = \frac{1}{\sqrt{\det X_a}} e^{i \frac{m}{2\hbar} Y_a X_a^{-1} (\vec{r} - \vec{r}_{z,a})} e^{i \frac{\vec{p}_{z,a}}{\hbar} (\vec{r} - \vec{r}_{z,a})} = \Psi_a(\vec{r}, t_a) \quad (2.46)$$

zentriert um $\vec{r}_{z,a}$ und mit einem mittleren Impuls der Atome von $\vec{p}_{z,a}$ gewählt werden. X_a sowie Y_a entsprechen der Positions- bzw. der Geschwindigkeitsbreite des Paketes. Mit dem Einsetzen dieses Ansatzes in Gleichung 2.43 und unter Verwendung von Gleichung 2.44 erhalten wir die Entwicklung des Wellenpaketes

$$\Psi(\vec{r}, t_b) = \Psi_a(\vec{r}, t_a) e^{\frac{i}{\hbar} S_{kl}(t_b, t_a)} . \quad (2.47)$$

Das bedeutet also, dass die durch die Propagation zwischen t_a und t_b resultierende Phase gegeben ist als

$$\Phi_{Prop} = \frac{1}{\hbar} S_{kl}(t_b, t_a) . \quad (2.48)$$

Hierbei werden Phasenbeiträge, die durch die Breite des Wellenpaketes hervorgerufen werden, vernachlässigt. Für eine Interferometerstruktur mit N Strahlteilerpulsen ergibt sich hieraus eine Phasenverschiebung des Interferometersignals, verursacht durch die Propagation des Wellenpaketes, von

$$\Delta\Phi_{Prop} = \Phi_{Prop}^{II} - \Phi_{Prop}^I = \sum_{j=1}^N \frac{1}{\hbar} (S_{kl}^{II}(t_{j+1}, t_j) - S_{kl}^I(t_{j+1}, t_j)) . \quad (2.49)$$

Dies ist jedoch nicht der einzige Beitrag der Phasenverschiebung $\Delta\Phi$. Dem Modell von Bordé folgend setzt sich $\Delta\Phi$ aus drei Beiträgen zusammen. Diese sind zum Ersten der bereits beschriebene Beitrag der Propagation $\Delta\Phi_{Prop}$, zum Zweiten die Phasenverschiebung bedingt durch die Strahlteilerlichtfeder $\Delta\Phi_L$ und zum Dritten die Phasenverschiebung $\Delta\Phi_{Sep}$, die sich dadurch ergibt, dass die beiden Teilwellenpakete während des letzten Strahlteilerpulses räumlich separiert sind. Die Phasenverschiebung des Interferometersignals kann folglich als Summe der Beiträge geschrieben werden:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{Prop} + \Delta\Phi_L + \Delta\Phi_{Sep} . \quad (2.50)$$

Abbildung 2.7 zeigt exemplarisch eine MZ-Interferometerstruktur, die räumlich in der horizontalen Ebene im Bezug zum Inertialsystem der Erde aufgespannt wird. Die Illustration beinhaltet die relevanten Größen, die zur Beschreibung der beiden übrigen Terme $\Delta\Phi_L$ und $\Delta\Phi_{Sep}$ notwendig sind.

In Abschnitt 2.1.1 wurde diskutiert, auf welche Weise das Strahlteilerlichtfeld den Zustand eines Atoms beeinflusst. Aus einer allgemeinen Beschreibung basierend auf der vorgestellten Entwicklung eines Wellenpaketes und zusammengefasst

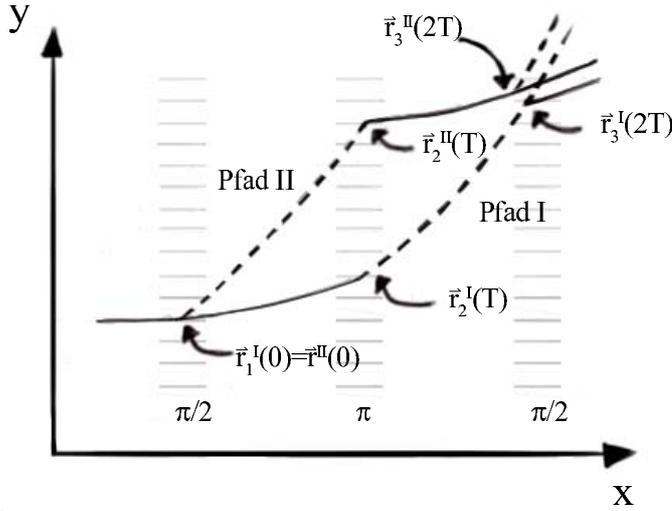


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der durch eine Rotation abgelenkten Trajektorien eines MZ-Interferometers. Notiert sind die für die Modellierung notwendigen Positionen der beiden Teilpfade des Interferometers.

in Bordés sogenanntem ttt-Theorem [53], ergibt sich eine Phasendifferenz, verursacht durch die Wechselwirkung von N Strahlteilerlichtfeldern mit den Wellenpaketen der beiden Interferometerpfade, zu

$$\Delta\Phi_L = \sum_{j=1}^N \left[(\vec{k}_j^{II} \vec{r}_j^{II} - \vec{k}_j^I \vec{r}_j^I) - (\omega_j^{II} - \omega_j^I)t_j - (\phi_{0,j}^{II} - \phi_{0,j}^I) \right]. \quad (2.51)$$

Die Phasendifferenz, die sich aus dem räumlichen Versatz der Wellenpakete der beiden Interferometerpfade bei dem abschließenden Strahlteilerpuls ergibt, errechnet sich nach [50] zu

$$\Delta\Phi_{Sep} = -\frac{1}{2\hbar} (\vec{p}_j^{II} + \vec{p}_j^I) (\vec{r}_j^{II} - \vec{r}_j^I). \quad (2.52)$$

Diese Phasenverschiebung gleicht der Phase, die eine ebene Welle durch den Versatz zwischen der zentralen Position der beiden Endpunkte zur verschobenen Position aufsummieren würde (vgl. Abbildung 2.7).

Die totale Phasenverschiebung als Summe der drei Beiträge lautet somit:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \sum_{j=1}^N \frac{1}{\hbar} (S_{kl}^{II}(t_{j+1}, t_j) - S_{kl}^I(t_{j+1}, t_j)) \\ &+ \sum_{j=1}^N \left[(\vec{k}_j^{II} \vec{r}_j^{II} - \vec{k}_j^I \vec{r}_j^I) - (\omega_j^{II} - \omega_j^I)t_j - (\phi_{0,j}^{II} - \phi_{0,j}^I) \right] \\ &- \frac{1}{2\hbar} (\vec{p}_j^{II} + \vec{p}_j^I) (\vec{r}_j^{II} - \vec{r}_j^I). \end{aligned} \quad (2.53)$$

Veränderliche Magnetfelder sowie Leistungsvariationen der Lichtfelder sind verstimmungsabhängige Effekte, die zu unterschiedlichen Frequenzen von ω_j von Strahl-

teiler zu Strahlteiler führen und nach Gleichung 2.53 eine konstante Phasenverschiebung oder eine Phasenunsicherheit verursachen können. Auch wird aus Gleichung 2.53 deutlich, dass Fluktuationen der Laserphase im Phasenhub φ_j direkt zu einer Fluktuation der Phasenverschiebung des Interferometersignals führen.

Die ermittelte Phasendifferenz kann mit Hilfe des Vier-Punkte-Theorems [51] weiter vereinfacht werden. Dieses Theorem stellt eine Verbindung zwischen der Differenz der klassischen Wirkung zwischen zwei Pfaden und den vier Endpunkten dieser Pfade her:

$$S_{kl}(t_j, t_1, \vec{r}^{II}, \vec{p}^{II}) - S_{kl}(t_j, t_1, \vec{r}^I, \vec{p}^I) = \frac{1}{2}(\vec{p}_j^{II} + \vec{p}_j^I)(\vec{r}_j^{II} - \vec{r}_j^I) + \frac{1}{2}(\vec{p}_1^{II} + \vec{p}_1^I)(\vec{r}_1^{II} - \vec{r}_1^I). \quad (2.54)$$

Für den Fall einer identischen Position der Wellenpakete bei dem ersten Strahlteilungsprozess, also $\vec{r}_1^I = \vec{r}_1^{II} = \vec{r}_1$, sowie für eine identische Übergangsfrequenz $\omega_j^I = \omega_j^{II} = \omega_L$ und einen identischen Phasenhub $\phi_{0,j}^I = \phi_{0,j}^{II} = \phi_0$ folgt unter Verwendung des Vier-Punkte-Theorems eine deutliche Vereinfachung der Phasenverschiebung:

$$\Delta\Phi = \sum_{j=1}^N (\vec{k}_j^{II} - \vec{k}_j^I) \frac{(\vec{r}_j^{II} + \vec{r}_j^I)}{2}. \quad (2.55)$$

Eine wichtige Aussage ist dabei, dass sich der Beitrag der freien Propagation und der Beitrag der Separation gegenseitig aufheben. Es bleibt lediglich der Beitrag der Strahlteilerlichtfelder übrig. Die Phasendifferenzen in einer MZ- bzw. in einer SRB-Konfiguration ergeben sich folglich in Analogie zu den Phasenverschiebungen nach Gleichungen 2.36 und 2.37 zu

$$\Delta\Phi_{MZ} = \vec{k}_{eff}(\vec{r}_1 - 2\frac{(\vec{r}_2^{II} + \vec{r}_2^I)}{2} + \frac{(\vec{r}_3^{II} + \vec{r}_3^I)}{2}) \quad (2.56)$$

bzw. zu

$$\Delta\Phi_{SRB} = \vec{k}_{eff}(\vec{r}_1 - \frac{(\vec{r}_2^{II} + \vec{r}_2^I)}{2} - \frac{(\vec{r}_3^{II} + \vec{r}_3^I)}{2} + \frac{(\vec{r}_4^{II} + \vec{r}_4^I)}{2}). \quad (2.57)$$

Die resultierende Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ ist also abhängig von den Positionen der Teilwellenpakete während der Wechselwirkung. Diese wiederum werden durch externe Potentiale bestimmt. Daher ist es notwendig, die klassischen Trajektorien zu ermitteln. Hierfür gibt es zwei Möglichkeiten: Zum einen kann man diese durch das Lösen der Euler-Lagrange-Gleichungen [54] und zum anderen durch den sogenannten ABCD-Matrix-Formalismus, der im folgenden Abschnitt vorgestellt wird, erhalten.

(ii) Der ABCD-Matrix-Formalismus

In Anlehnung an die Beschreibung eines Lichtfeldes in einem doppelbrechenden Medium mit Hilfe des ABCD-Matrix-Formalismus der Gauß-Optik [55] entwickelte

Ch. Bordé ein Analogon für die Atomoptik. Ziel ist es, durch diesen Formalismus die Lösung für die klassischen Trajektorien der Wellenpakete, beschrieben durch die Position und Geschwindigkeit des Zentrums der Pakete $\vec{r}(t)$ bzw. $\vec{p}(t)/m$, zu ermitteln und so die Phasenverschiebung des Interferometersignals zu bestimmen.

Für einen klassischen Hamilton-Operator \hat{H} lassen sich die klassischen Trajektorien aus den Hamilton-Gleichungen

$$\frac{r_i(t)}{dt} = \frac{\partial \hat{H}(r_i(t), p_i(t))}{\partial p_i(t)} \quad \text{und} \quad \frac{dp_i(t)}{dt} = -\frac{\partial \hat{H}(r_i(t), p_i(t))}{\partial r_i(t)} \quad (2.58)$$

komponentenweise ermitteln. Nach [56] ist es möglich, die Lösungen eines solchen Gleichungssystems in linearer Form in dem sogenannten ABCD-Gesetz mit

$$\begin{pmatrix} \vec{r}(t) \\ \vec{p}(t)/m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{A} & \hat{B} \\ \hat{C} & \hat{D} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{r}(t_0) \\ \vec{p}(t_0)/m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \vec{\xi} \\ \vec{\phi}/m \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

niederzuschreiben. Hiernach kann die mittlere Position der Zentren der Wellenpakete für den Zeitpunkt t_j beschrieben werden durch:

$$\frac{\vec{r}_j^{II} + \vec{r}_j^I}{2} = \vec{\xi}_j + \hat{A} \vec{r}_1 + \frac{\hat{B}}{m} \left(\vec{p}_1 + \frac{\hbar \vec{k}_{eff}}{2} \right). \quad (2.60)$$

Die Vektoren \vec{r}_1 und \vec{p}_1 entsprechen dem Positionsvektor sowie dem Impulsvektor im Augenblick des ersten Strahlteilungspulses. Die Phasenverschiebung aus Gleichung 2.55 kann folglich hierdurch modifiziert werden und es ergibt sich

$$\Delta\Phi = \sum_{j=1}^N (\vec{k}_j^{II} - \vec{k}_j^I) \left[\hat{A}_j \vec{r}_1 + \frac{\hat{B}_j}{m} \left(\vec{p}_1 + \frac{\hbar \vec{k}_{eff}}{2} \right) + \vec{\xi}_j \right]. \quad (2.61)$$

Um die Phasendifferenz nun vollständig bestimmen zu können, müssen abhängig von der Interferometergeometrie die Matrizen \hat{A} und \hat{B} sowie der Vektor $\vec{\xi}$ bestimmt werden.

Bevor im nachfolgenden Abschnitt für ein Gyroskop die Phasenverschiebung vollständig berechnet wird, sollen noch einige Anmerkungen zu dem ABCD-Formalismus gemacht werden, um an den vorherigen Abschnitt anzuknüpfen. Der Formalismus erlaubt die Berechnung der klassischen Wirkung S_{kl} , wodurch die Bestimmung des Evolutionsoperators möglich ist. Auch die Entwicklung der Positions- und Impulsbreite X bzw. Y sind durch das ABCD-Gesetz gegeben. So kann also der Formalismus zur vollständigen Beschreibung der Evolution des Wellenpaketes benutzt werden [56]. Darüber hinaus kann der Formalismus deutlich erweitert werden. Vor allem ist hiermit die Betrachtung relativistischer Teilchen möglich. Dadurch wird Atomoptik in vier Raumdimensionen analog zur Photonoptik in drei + einer Raumzeitdimensionen beschrieben. Weitere Phasenverschiebungen, die durch relativistische Effekte wie Gravitationswellen verursacht werden, können so beschrieben werden. Gerade diese Erweiterungen des Formalismus sind in den Arbeiten von Bordé eindrucksvoll beschrieben.

(iii) Die Phasenverschiebungen am atomaren Gyroskop

Im Speziellen betrachten wir das in dieser Arbeit vorgestellte Atominterferometer: ein Gyroskop, das sich auf der Erde befindet und wie in Abbildung 2.8 gezeigt, ausgerichtet ist. Das betrachtete Inertialsystem sei im Folgenden durch die Strahlteilerlichtfelder festgelegt. Diese werden durch \vec{k}_{eff} beschrieben und sind in der Nord-Süd-Richtung (y -Achse) ausgerichtet. Das bedeutet, dass die Atome in Ost-West-Richtung (x -Achse) propagieren. Wie in Kapitel 1.3 erwähnt, besteht das hier betrachtete Gyroskop aus zwei Interferometern zur Realisierung einer differentiellen Messung. Es wird also die Situation des in dieser Arbeit vorgestellten Atominterferometers beschrieben.

Der die Evolution der Atome mit Masse m beschreibende klassische Hamilton-Operator kann in einer solchen Umgebung wie folgt geschrieben werden:

$$\hat{H} = \frac{\vec{p}^2}{2m} - m\vec{g}\vec{r} - \frac{m}{2}\vec{r}\hat{\Gamma}\vec{r} - (\vec{r} + \vec{R})\hat{\Omega}\vec{p}. \quad (2.62)$$

Neben dem kinetischen Term beinhaltet \hat{H} einen Beitrag mit homogener Gravitation, einem Gravitationsgradienten und einem Rotationsterm. Im Einzelnen sind die Komponenten auf folgende Weise definiert: Der die lokale Beschleunigung beschreibende Vektor in Abhängigkeit der geographischen Breite, die festgelegt ist durch den Polarwinkel ϑ , ist gegeben durch

$$\vec{g} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\Omega^2 R \sin(\vartheta)\cos(\vartheta) \\ g_0 + \Omega^2 R \cos^2(\vartheta) \end{pmatrix}, \quad (2.63)$$

wobei Ω und R die Winkelgeschwindigkeit bzw. der Radius einer ideal sphärischen Erde sind (vgl. Anhang A). Die reine Beschleunigung wird durch den Beitrag

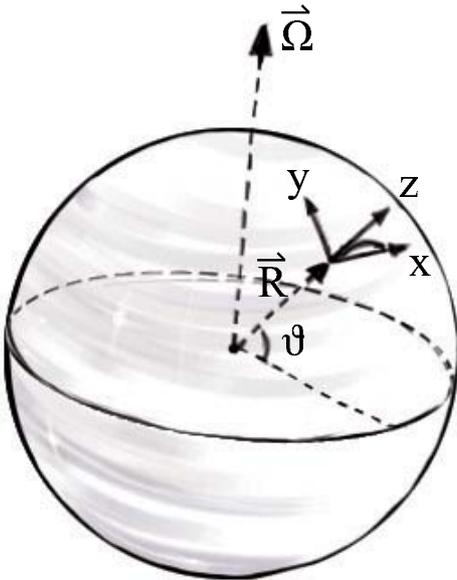


Abbildung 2.8: Das Gyroskop auf der Nordhalbkugel der Erde. Die beiden Atominterferometer sind entlang der x -Achse ausgerichtet, was durch die Parabeltrajektorie veranschaulicht wird.

$g_0 = -9,81 \text{ m/s}^2$ beschrieben. In erster Ordnung wird der Gradient der Gravitation beschrieben durch

$$\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} \frac{g_0}{R} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{g_0}{R} & 0 \\ 0 & 0 & -2\frac{g_0}{R} \end{pmatrix}. \quad (2.64)$$

Schließlich beinhaltet die Rotation der Erde, in Matrixdarstellung beschrieben durch $-\vec{\Omega}[(\vec{r} + \vec{R}) \times \vec{p}] = (\vec{r} + \vec{R})\hat{\Omega}\vec{p}$, die Rotationsmatrix

$$\hat{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_z & -\Omega_y \\ -\Omega_z & 0 & \Omega_x \\ \Omega_y & -\Omega_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.65)$$

Dabei ist die Winkelgeschwindigkeit und der Radius \vec{R} im Bezugssystem der Strahlteiler gegeben durch $\vec{\Omega} = \Omega(0, \cos\vartheta, \sin\vartheta)$ bzw. $\vec{R} = (0, 0, R)$. Mit dem so definierten Hamilton-Operator können die Gleichungen 2.58 umgeschrieben werden zu

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \vec{r}(t) \\ \vec{p}(t)/m \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} \vec{r}(t) \\ \vec{p}(t)/m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \hat{\Omega}\vec{R} \\ \vec{g} \end{pmatrix}, \quad (2.66)$$

wobei die Matrix \hat{M} gegeben ist durch

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} \hat{\Omega} & \hat{1} \\ \hat{\Gamma} & \hat{\Omega} \end{pmatrix}. \quad (2.67)$$

Weil die Lösung des Gleichungssystems 2.66 durch das Gleichungssystem 2.59 gegeben ist, folgt aus einem Vergleich

$$\begin{pmatrix} \hat{A} & \hat{B} \\ \hat{C} & \hat{D} \end{pmatrix} = e^{\hat{M}t} = \hat{1} + \hat{M}t + \frac{1}{2!}\hat{M}^2t^2 + \dots \quad (2.68)$$

und

$$\begin{pmatrix} \vec{\xi} \\ \vec{\phi}/m \end{pmatrix} = \hat{M}^{-1}(e^{\hat{M}t} - \hat{1}) \begin{pmatrix} \hat{\Omega}\vec{R} \\ \vec{g} \end{pmatrix} = \left(\hat{1}t + \frac{1}{2!}\hat{M}t^2 + \frac{1}{3!}\hat{M}^2t^3 + \dots \right) \begin{pmatrix} \hat{\Omega}\vec{R} \\ \vec{g} \end{pmatrix}. \quad (2.69)$$

Die Taylor-Entwicklung in t macht es nun leicht, die notwendigen Beiträge, die von der Phasenverschiebung nach Gleichung 2.61 gefordert sind, zu extrahieren. Es ergeben sich die für die Phasendifferenz folgenden relevanten Beiträge bis zur dritten Ordnung in t :

$$\begin{aligned} \hat{A} &\approx \hat{1} + \hat{\Omega}t + \frac{1}{2!}(\hat{\Omega}^2 + \hat{\Gamma})t^2 + \frac{1}{3!}(\hat{\Omega}^3 + \hat{\Gamma}\hat{\Omega} + 2\hat{\Omega}\hat{\Gamma})t^3 \\ \hat{B} &\approx \hat{1}t + \frac{2}{2!}\hat{\Omega}t^2 + \frac{1}{3!}(\hat{\Gamma} + 3\hat{\Omega}^2)t^3 \\ \vec{\xi} &\approx \hat{\Omega}\vec{R}t + \frac{1}{2!}(\hat{\Omega}^2\vec{R} + \vec{g})t^2 + \frac{1}{3!}(\hat{\Omega}^3\vec{R} + \hat{\Gamma}\hat{\Omega}\vec{R} + 2\hat{\Omega}\vec{g})t^3. \end{aligned} \quad (2.70)$$

In einem letzten Schritt werden die Anfangsbedingungen zur Realisierung der Trajektorien von zunächst nur einem Interferometer des Gyroskops festgelegt. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird hierzu der Ursprung des beschriebenen Bezugssystems in die Position \vec{r}_1 gesetzt. Der Wellenvektor ist dabei gegeben durch $\vec{k}_{eff} = (0, k_{eff}, 0)$ und der Anfangsimpuls \vec{p}_1 ergibt sich zu $\vec{p}_1 = m(v_x, 0, v_z)$ mit einer vertikalen Geschwindigkeit beim ersten Puls von etwa $v_z = 0,26$ m/s.

In Tabelle 2.1 sind die relevanten Phasenverschiebungen dieses Interferometers, ermittelt mit Hilfe des hier vorgestellten Formalismus, für die beiden Interferometerkonfigurationen zusammengestellt. Einen deutlichen Abstand vor den übrigen Phasenverschiebungen hat der dominante Beitrag der durch die Erdrotation ver-

Tabelle 2.1: Die errechneten Phasenverschiebungen für die MZ- und die SRB-Konfiguration ergeben sich aus der Multiplikation der ersten Spalte mit der entsprechenden Interferometerzeit (zweite und dritte Spalte). Für die SRB-Konfiguration wurden die Zeiten $T = 6$ ms und $T_m = 37,85$ ms verwendet, was einer Phasenverschiebung des ersten Beitrags von 1,37 rad entspricht. Zum besseren Vergleich wurde für die MZ-Konfiguration eine Zeit von $T = 16,2$ ms gewählt, um eine identische Phasenverschiebung des ersten Beitrags zu generieren. Die nachfolgenden Beiträge sind relativ zu dieser Phasenverschiebung angegeben.

Beitrag (ohne Zeit)	MZ- Zeit	SRB-Zeit	Betrag der rel.Phase MZ	Betrag der rel.Phase SRB
$-2\Omega_z v_x k_{eff}$	T^2	$(T^2 + TT_m)$	1	1
$\frac{\hbar g_0}{2m R} k_{eff}^2$	T^3	$(T^3 + \frac{3}{2}T^2T_m + \frac{1}{2}T_m^2T)$	$4,53 \cdot 10^{-7}$	$7,03 \cdot 10^{-7}$
$3\Omega_z \Omega_y v_z k_{eff}$	T^3	$(T^3 + \frac{3}{2}T^2T_m + \frac{1}{2}T_m^2T)$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,56 \cdot 10^{-7}$
$-\frac{3\Omega_z^2 \hbar}{2m} k_{eff}^2$	T^3	$(T^3 + \frac{3}{2}T^2T_m + \frac{1}{2}T_m^2T)$	$2,95 \cdot 10^{-9}$	$4,57 \cdot 10^{-9}$

ursachten Phasenverschiebung. Dieser entspricht der von Georges Sagnac beschriebenen Phasenverschiebung [32] für den hier gegebenen Sensor:

$$\Delta\Phi_\Omega = -2\Omega_z v_x k_{eff} \varsigma(T, T_m) = -\frac{4\pi m}{h} \Omega_z A = \Delta\Phi_{Sagnac} . \quad (2.71)$$

Hierbei ist $\varsigma_{MZ}(T) = T^2$ und $\varsigma_{SRB}(T, T_m) = T^2 + TT_m$ für die beiden Interferometerkonfigurationen. Die eingeschlossene Fläche entspricht $A = v_{2,r} v_x \varsigma(T, T_m)$, mit der Rückstoßgeschwindigkeit $v_{2,r} = \hbar k_{eff} / 2m$.

Die Notwendigkeit einer differentiellen Messung von Rotationen ist hier noch nicht zu erkennen, wird allerdings schnell klar, wenn von der bisher betrachteten idealen Ausrichtung abgesehen wird und Vibrationen des Interferometers berücksichtigt werden. Dies bedeutet zum einen, dass der Vektor \vec{k}_{eff} Komponenten in x - und z -Richtung aufweisen kann und zum anderen, dass der Vektor \vec{g} ebenfalls

weitere durch Vibrationen verursachte Beschleunigungsbeiträge beinhalten kann. Werden die daraus resultierenden Phasenverschiebungen ermittelt, so ist der dominante Beitrag gegeben durch

$$\Delta\Phi_a^{MZ} = \vec{a}\vec{k}T^2 \text{ bzw. } \Delta\Phi_a^{SRB} = \vec{a}\vec{k}(T^2 + TT_m). \quad (2.72)$$

In Worten bedeutet dies, dass eine Beschleunigung \vec{a} entlang der Strahlteilerlichtfelder eine zusätzliche Phasenverschiebung verursacht und das Konzept der Gravimetrie und Gradiometrie mit Atominterferometern ermöglicht. Um im Fall eines Gyroskops zwischen Phasenverschiebungen, verursacht durch Rotation und Beschleunigung, diskriminieren zu können, bedient man sich des bereits erwähnten differentiellen Messkonzeptes, welches erstmalig in der Gruppe von M. Kasevich realisiert wurde [57]. Dabei wird ein zweites Interferometer mit $v'_x = -v_x$ realisiert, in dem die Atome also in entgegengesetzter Richtung gestartet werden. Sind zusätzlich die Trajektorien der beiden Interferometer überlagert, was bedeutet, dass die Position des ersten $\pi/2$ -Pulses der Position des letzten $\pi/2$ -Pulses des jeweils anderen Interferometers gleicht, so ist eine Diskriminierung möglich. Hier werden zwei mögliche Realisierungen unterschieden:

Ist in dem ersten Fall der Wellenvektor in den beiden Interferometern in seiner Richtung entgegengesetzt gerichtet, also $\vec{k}_{eff} = (0, k_{eff}, 0) = -\vec{k}'_{eff}$, so ändert die Phasenverschiebung der Rotation wegen der Geschwindigkeitsabhängigkeit ihr Vorzeichen nicht und es ist $\Delta\Phi_\Omega = \Delta\Phi'_\Omega$.

Ein Beschleunigungsbeitrag hingegen besitzt in den beiden Interferometern ein unterschiedliches Vorzeichen mit $\Delta\Phi_a = -\Delta\Phi'_a$. So kann aus dem Summensignal der beiden Interferometer die Rotationsphase

$$\Delta\Phi_\Omega^\Sigma = \frac{1}{2}(\Delta\Phi_{\Omega,a} + \Delta\Phi'_{\Omega,a}) \quad (2.73)$$

extrahiert werden. Die Beschleunigungsphase ergibt sich entsprechend aus dem Differenzsignal mit

$$\Delta\Phi_a^\Delta = \frac{1}{2}(\Delta\Phi_{\Omega,a} - \Delta\Phi'_{\Omega,a}). \quad (2.74)$$

In einem zweiten Fall zeigt der Wellenvektor für beide Interferometer in die gleiche Richtung, wobei $\vec{k}_{eff} = \vec{k}'_{eff}$ gilt. Folglich ergibt sich $\Delta\Phi_\Omega = -\Delta\Phi'_\Omega$ sowie $\Delta\Phi_a = \Delta\Phi'_a$. In diesem Fall kann die Rotationsphase aus dem Differenzsignal und die Beschleunigungsphase aus dem Summensignal extrahiert werden.

Wegen der Unterdrückung von Gleichtaktrauschen in einer Differenzmessung ist diese Methode, also die Realisierung eines identischen \vec{k}_{eff} in beiden Interferometern, für die Rotationsmessung zu bevorzugen [29]. Wie in Kapitel 4.4 beschrieben wird, benutzt das hier vorgestellte Interferometer eine Strahlteileranordnung, die aus dem Summensignal die Rotationsphase extrahiert. Eine mögliche Realisierung,

bei der die Rotationsphase aus dem Differenzsignal extrahiert werden kann, wird im Ausblick vorgestellt.

Abschließend kann man zusammenfassend sagen, dass mit dem hier präsentierten ABCD-Matrixformalismus die Evolution eines Wellenpaketes in Anwesenheit eines quadratischen Hamilton-Operators errechnet werden kann und dadurch relevante Phasenverschiebungen für eine gegebene Interferometerstruktur extrahiert werden können. Der obigen Beschreibung folgend können auf einfache Weise Phasenverschiebungen anderer Interferometerkonfigurationen errechnet oder weitere externe Potentiale einbezogen werden. Eine Zusammenfassung zahlreicher Phasenverschiebungen für diverse Interferometerkonfigurationen findet sich beispielsweise in der Referenz [58].

Inwieweit das Interferometer die hergeleiteten Phasenverschiebungen auflösen kann, hängt stark von dem Rauschen ab, das dem Interferometersignal überlagert ist und zahlreiche Ursachen besitzt. Dessen Quantifizierung ist daher von essentieller Bedeutung und damit ein Unterkapitel für sich.

2.3 Rauschen und Auflösung

Rauschen limitiert die Auflösung eines Sensors. Die Realisierung eines Interferometers zur hochpräzisen Inertialsensorik erfordert daher eine genaue Kenntnis der Rauschbeiträge. In diesem Sinne dient dieses Unterkapitel der ausführlichen Beschreibung eines Modells zur Quantifizierung des Rauschens von oben beschriebenen Atominterferometerstrukturen. Hierbei ist es gerade der Prozess der Strahlteilung, über den Rauschen unterschiedlichen Ursprungs als Phasenrauschen des atomaren Zustandes einkoppeln kann und sich damit als Phasenrauschen des Interferometersignals manifestiert. Wegen der zeitlichen Abhängigkeit der Applikation der Strahlteilerlichtfelder in einer Interferometersequenz kann das Interferometersignal dabei nur auf Rauschen bestimmter Frequenzen sensitiv sein. Es muss also eine Gewichtung des Rauschprozesses stattfinden. Zudem verändert sich der Charakter des Rauschens durch eine Integration des Signals mittels einer langen Messzeit. All diese Aspekte sollen im Hinblick auf die Auflösung des Atominterferometers im Folgenden diskutiert werden.

2.3.1 Die Sensitivitätsfunktion

Die Zeitabhängigkeit einer Interferometersequenz motiviert eine Sensitivitätsfunktion $g(t)$, welche die Empfindlichkeit auf kleinste Störungen der Phasenverschiebung des Interferometersignals in einer vollständigen Sequenz als Funktion der Zeit beschreibt. Der Verlauf einer solchen Funktion sollte wie folgt zu erwarten sein: Vor dem ersten Strahlteilerpuls sind Phasensprünge des Lasers irrelevant und beeinträchtigen den präparierten Eingangszustand nicht. Es sollte $g(t) = 0$ sein. Erst eine Wechselwirkung mit dem Strahlteilerlichtfeld sorgt für eine Änderung von $g(t)$,

bei der ein zeitlicher Zusammenhang mit der Übergangswahrscheinlichkeit, die mit der Rabi-Frequenz oszilliert, zu erwarten ist. Befindet sich der atomare Zustand nach dem Strahlteilerpuls in einer Superposition aus beiden Interferometerzuständen, so wird während der freien Evolution bis zum nächsten Strahlteilerpuls ein Maximalwert für $g(t)$ erwartet. Das liegt daran, dass die durch die Wechselwirkung aufgeprägte Phase in dem Superpositionszustand mitgeführt wird, wie in Abschnitt 2.2.1 gezeigt wurde, und beim nächsten Strahlteilerpuls auf die Besetzungsdifferenz der Atome übertragen werden.

Um $g(t)$ eine Form zu geben, wird die durch eine minimale Phasenstörung $\delta\Phi$ verursachte Änderung des Interferometersignals $P_2(\Phi)$ betrachtet. Wie oben erwähnt liegt die maximale Sensitivität für Phasenänderungen auf der maximalen Steigung von $P_2(\Phi)$, also für eine Phasenverschiebung von $\Delta\Phi = \pi/2$. Im Falle einer infinitesimalen Phasenstörung folgt daher eine Änderung des Interferometersignals

$$\begin{aligned}\delta P_2 &= \left. \frac{\partial P_2}{\partial \Phi} \right|_{\pi/2} \delta\Phi \\ &= \left. \frac{\partial}{\partial \Phi} \frac{1}{2} [1 - \xi \cos(\Phi)] \right|_{\pi/2} \delta\Phi = \frac{1}{2} \delta\Phi,\end{aligned}\quad (2.75)$$

wobei $\xi = 1$ für eine MZ- und $\xi = 1/2$ für eine SRB-Konfiguration gilt. So ergibt sich unter Berücksichtigung der zeitlichen Sensitivität auf Störungen der Phase des Strahlteilerlichtfeldes $\phi(t)$ über die ganze Interferometersequenz betrachtet die daraus folgende Fluktuation der Übergangswahrscheinlichkeit

$$\delta P_2 = \frac{1}{2} \int_{\phi(t_0)}^{\phi(t_0 + \tau_{Int})} d\phi(t) g(t) = \frac{1}{2} \int_{t_0}^{t_0 + \tau_{Int}} dt g(t) \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (2.76)$$

Ebenso kann eine Störung der Phasenverschiebung als Folge einer Phasen- bzw. einer Frequenzstörung der Strahlteilerlichtfelder als

$$\delta\Phi = \int_{t_0}^{t_0 + \tau_{Int}} dt g(t) \frac{d\phi(t)}{dt} = \int_{t_0}^{t_0 + \tau_{Int}} dt g(t) 2\pi\nu(t) \quad (2.77)$$

interpretiert werden. Umgekehrt folgt aus Gleichung 2.76 die Definition der Sensitivitätsfunktion $g(t)$, gegeben durch

$$g(t) := 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P_2(t, \delta\phi)}{\delta\phi}. \quad (2.78)$$

Hierbei entspricht t dem Zeitpunkt, an dem ein Phasensprung $\delta\phi$ auftritt. Nun kann $g(t)$ abhängig von der Interferometerkonfiguration vollständig bestimmt werden. Details zur Berechnung können in [45, 59] nachgelesen werden. Es ergibt sich für

die MZ-Konfiguration die Sensitivitätsfunktion

$$g_{MZ}(t) = \begin{cases} 0 & t < -(T + 2\tau_{\pi/2}) \\ \sin(\Omega_{eff}(t + T)) & -(T + 2\tau_{\pi/2}) < t < -(T + \tau_{\pi/2}) \\ -1 & -(T + \tau_{\pi/2}) < t < -\tau_{\pi/2} \\ \sin(\Omega_{eff}t) & -\tau_{\pi/2} < t < \tau_{\pi/2} \\ 1 & \tau_{\pi/2} < t < T + \tau_{\pi/2} \\ \sin(\Omega_{eff}(t - T)) & T + \tau_{\pi/2} < t < T + 2\tau_{\pi/2} \\ 0 & t > T + 2\tau_{\pi/2} \end{cases} \quad (2.79)$$

sowie

$$g_{SRB}(t) = \begin{cases} 0 & t < -(T + 2\tau_{\pi/2} + T_m/2) \\ \sin(\Omega_{eff}(t + T + T_m/2)) & -(T_m/2 + T + 2\tau_{\pi/2}) < t < -(T + \tau_{\pi/2} + T_m/2) \\ -1 & -(T_m/2 + T + \tau_{\pi/2}) < t < -(\tau_{\pi/2} + T_m/2) \\ \sin(\Omega_{eff}(t + T_m/2)) & -(T_m/2 + \tau_{\pi/2}) < t < -T_m/2 \\ 0 & -T_m/2 < t < T_m/2 \\ \sin(\Omega_{eff}(t - T_m/2)) & T_m/2 < t < T_m/2 + \tau_{\pi/2} \\ 1 & T_m/2 + \tau_{\pi/2} < t < T_m/2 + T + \tau_{\pi/2} \\ \sin(\Omega_{eff}(t - T - T_m/2)) & T_m/2 + T + \tau_{\pi/2} < t < T_m/2 + T + 2\tau_{\pi/2} \\ 0 & t > T_m/2 + T + 2\tau_{\pi/2} \end{cases} \quad (2.80)$$

für die SRB-Konfiguration. Eine Invertierung der Besetzung bedeutet einen Vorzeichenwechsel von $g(t)$, wie in den beiden Verläufen von $g(t)$ in Abbildung 2.9 dargestellt ist.

Die Sensitivitätsfunktion ist also ein Mittel zur zeitabhängigen Beschreibung von Störungen der Phasenverschiebung des Interferometersignals nach Gleichung 2.77. Im nachfolgenden Abschnitt wird dieses Modell erweitert und eine Darstellung des

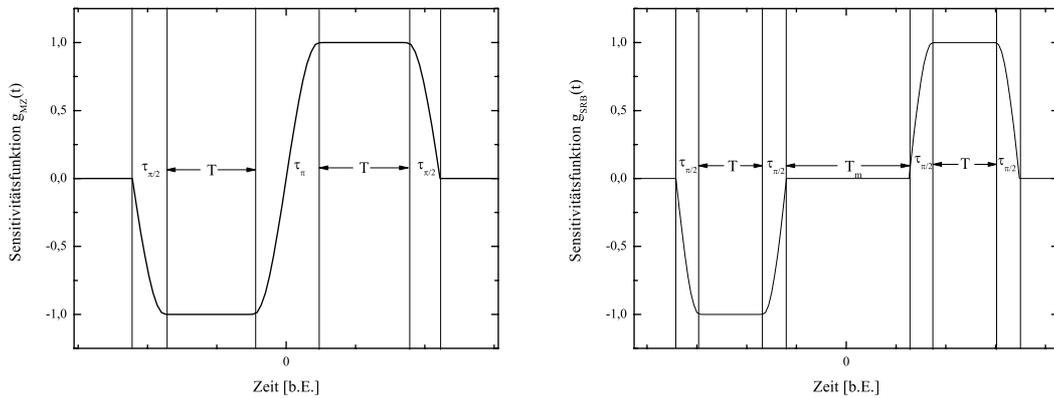


Abbildung 2.9: Sensitivitätsfunktion als Funktion der Interferometerzeit für die MZ-Konfiguration (links) und die SRB-Konfiguration (rechts).

Interferometerphasenrauschens beschrieben, die experimentell und mathematisch leicht zugänglich ist. Doch können bereits mit dem hier beschriebenen Formalismus konstante Phasenverschiebungen $\Delta\Phi_{konst} := \delta\Phi$ aufgrund von verstimmungsabhängigen Effekten wie dem AC-Stark- oder dem Zeeman-Effekt errechnet werden, wie dieses in den Kapiteln 3 und 4 durchgeführt wird.

2.3.2 Das Phasenrauschen

Hier soll nun die Beschreibung des Phasenrauschens am Interferometer vervollständigt werden, wodurch diverse Rauschquellen eines Interferometers experimentell quantifiziert werden können. Dazu wird die Verbindung zwischen der oben diskutierten Sensitivitätsfunktion des Interferometers und der spektralen Phasenrauschdichte der Strahlteilerlichtfelder $S_\phi(\omega)$ hergestellt. Dabei entspricht $S_\phi(\omega)$ einem Fingerabdruck des Phasenrauschens im Frequenzraum.

Als erster Schritt der Herleitung wird die Antwort der Phasenverschiebung des Interferometersignals auf eine sinusförmige Modulation der Phase der Strahlteilerlichtfelder, gegeben durch

$$\phi(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \psi) , \quad (2.81)$$

bestimmt. Nach Einsetzen von $\phi(t)$ in Gleichung 2.77 ergibt sich

$$\delta\Phi = A_0 \omega_0 \Im\{G_\phi(\omega_0)\} \sin(\psi) , \quad (2.82)$$

wobei die Funktion $G(\omega)$ die Fourier-transformierte Funktion von $g(t)$ darstellt mit

$$G_\phi(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} g(t) \quad (2.83)$$

und der Imaginärteil von $G_\phi(\omega_0)$ durch $\Im\{G_\phi(\omega_0)\}$ beschrieben wird. Da die Phasenmodulation aus Gleichung 2.81 für beliebige ψ auftreten kann, wird, um $\delta\Phi(\psi)$ korrekt zu charakterisieren, der rms-Wert³ der Phasenverschiebung ermittelt:

$$\delta\Phi^{rms} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\psi |\delta\Phi|^2} = \delta\phi^{rms} |\omega_0 G_\phi(\omega_0)| \quad (2.84)$$

Hierbei wurde der zeitliche rms-Wert der Phase der Strahlteilerlichtfelder

$$\delta\phi^{rms} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi/\omega_0}^{\pi/\omega_0} dt \phi^2(t)} = \frac{A_0}{\sqrt{2}} \quad (2.85)$$

verwendet. Mit Gleichung 2.84 ist also das Phasenrauschen des Interferometers als Folge des Phasenrauschens der Strahlteilerlichtfelder gegeben. Folglich kann die sich daraus ergebene Transferfunktion definiert werden als

$$H_\phi(\omega) = \omega G_\phi(\omega) . \quad (2.86)$$

³Die Bezeichnung rms-Wert steht für „root mean square“-Wert.

Nun ist es in einem nächsten Schritt notwendig, das Phasenrauschen des Strahlteilerlichtfeldes ebenfalls in Abhängigkeit von der Frequenz darzustellen. Dies geschieht mit Hilfe der einseitigen spektralen Leistungsdichte des Phasenrauschens, definiert durch

$$S_\phi(\omega) = \lim_{T_\phi \rightarrow \infty} \frac{1}{T_\phi} FT\{\phi(t)\} FT^*\{\phi(t)\} . \quad (2.87)$$

In dieser Phasenrauschdichte entspricht T_ϕ dem Zeitintervall, in dem die Lichtfeldphase $\phi(t)$ definiert ist und $FT\{\phi(t)\}$ ist die Fourier-transformierte Funktion der Lichtfeldphase. Das Rauschen dieser Phase kann dann als Standardabweichung

$$\sigma_\phi^2 = \int_0^\infty d\omega S_\phi(\omega) \quad (2.88)$$

angegeben werden. Schließlich ergibt sich analog dazu unter Verwendung von Gleichung 2.86 und 2.85 die Standardabweichung der Phasenverschiebung pro Interferometerzyklus und in Abhängigkeit von der Phasenrauschdichte des Strahlteilerlichtfeldes unter Verwendung der Transferfunktion zu

$$\boxed{\sigma_\Phi^2 = \int_0^\infty d\omega |H_\phi(\omega)|^2 S_\phi(\omega) .} \quad (2.89)$$

Anhand dieser Formel kann ein experimentell bestimmtes Rauschspektrum des Strahlteilerlichtfeldes mit Hilfe der Transferfunktion in einen Phasenrauschbeitrag des Interferometers umgerechnet werden.

Zur vollständigen Beschreibung dieses Formalismus muss lediglich die Funktion $G(\omega)$ für die beiden Interferometerkonfigurationen angegeben werden. Aus der Fourier-Transformation der einzelnen Komponenten von $g(t)$ folgt

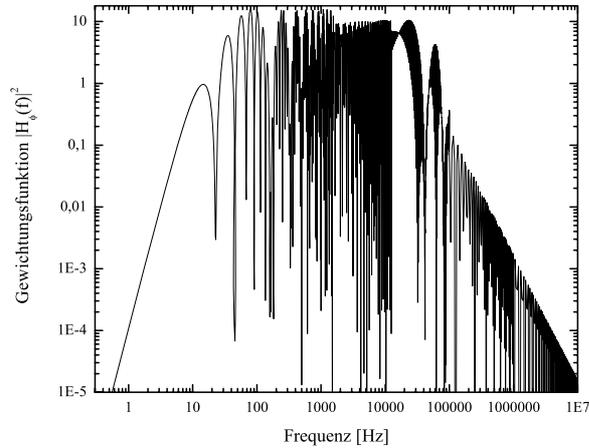
$$G_\phi^{MZ}(\omega) = \frac{-4i\Omega_{eff}}{\omega^2 - \Omega_{eff}^2} \sin \left[\frac{\omega(T + 2\tau_{\pi/2})}{2} \right] \cdot \left\{ \cos \left[\frac{\omega(T + 2\tau_{\pi/2})}{2} \right] + \frac{\Omega_{eff}}{\omega} \sin \left(\frac{\omega T}{2} \right) \right\} . \quad (2.90)$$

Analog zu der demonstrierten Herleitung ergibt sich für die Fourier-Transformation von $g_{SRB}(t)$ die Funktion

$$G_\phi^{SRB}(\omega) = \frac{-4i\Omega_{eff}}{\omega^2 - 2\Omega_{eff}^2} \sin \left[\frac{\omega(T + T_m + 2\tau_{\pi/2})}{2} \right] \cdot \left\{ \cos \left[\frac{\omega(T + 2\tau_{\pi/2})}{2} \right] + \frac{\Omega_{eff}}{\omega} \sin \left(\frac{\omega T}{2} \right) \right\} . \quad (2.91)$$

In Abbildung 2.10 ist exemplarisch für eine SRB-Konfiguration die Gewichtungsfunktion $|H_\phi(\omega)|^2$ abgebildet. Die Nullstellen der Gewichtungsfunktion liegen bei Vielfachen von $1/(T + T_m + \tau_{\pi/2})$. Zu höheren Frequenzen hin fällt die

Abbildung 2.10: Dargestellt ist die Gewichtungsfunktion $|H_\phi(\omega)|^2$ als Funktion der Frequenz für die SRB-Konfiguration. Die für die Berechnung notwendigen Zeiten der Interferometersequenz betragen $T = 6$ ms, $T_m = 37,85$ ms und $\tau_{\pi/2} = 12$ μ s.



$|H_\phi(\omega)|^2$ -Funktion stark ab, was darin begründet ist, dass die Ansprechzeit der Atome auf eine Störung durch die Rabi-Frequenz limitiert ist. So fungiert das Interferometer als eine Art Tiefpass für Rauschen mit einer 3 dB-Frequenz von $f_0 = \sqrt{3}\Omega_{eff}/6\pi = \sqrt{3}/12\tau_{\pi/2}$. Durch geschickte Wahl der zeitlichen Parameter T , T_m und $\tau_{\pi/2}$ kann das Rauschen des Interferometersignals reduziert werden. Zwar wäre nach dieser Betrachtung eine kleine Zeit T bzw. T_m und eine große Zeit $\tau_{\pi/2}$ im Sinne einer effizienten Rauschunterdrückung günstig. Dies führt jedoch zwangsläufig zu einer Reduktion der Auflösung. Darüberhinaus nehmen weniger Atome an der Interferometrie teil, was wiederum, wie in Kapitel 4.3.2 untersucht wird, zu einer Verringerung der Auflösung führt. Ein Kompromiss unter der Berücksichtigung der gegebenen Phasenrauschdichte kann daher zu einer Optimierung führen.

Das mittels der hier beschriebenen Vorschrift ermittelte Phasenrauschen eines Interferometers kann durch eine Integration des Signals mittels langer Messzeit reduziert werden. Dieser Aspekt wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

2.3.3 Aliasing am Atominterferometer

Die bisherige Betrachtung bezog sich auf einen einzelnen Interferometerablauf. Die tatsächliche Messung eines Interferometers besteht jedoch aus einer langen Folge aus vielen Interferometerzyklen mit der Zeit t_z zwischen den jeweiligen Zyklen. Hierdurch kommt es zu einem Aliasing-Effekt, der in Atomuhren als Dick-Effekt bezeichnet wird [60].

Im Folgenden wird zur Beschreibung des Rauschens in Abhängigkeit von der

Messzeit τ die Allan-Varianz [61]

$$\begin{aligned}\sigma_{\Phi}^2(\tau) &= \frac{1}{2} \langle (\delta\bar{\Phi}_{k+1} - \delta\bar{\Phi}_k)^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\delta\bar{\Phi}_{k+1} - \delta\bar{\Phi}_k)^2 \right]\end{aligned}\quad (2.92)$$

so modifiziert, dass hierdurch in einfacher Weise das Phasenrauschen des Interferometers erfasst werden kann.⁴ Hierbei wird der Beschreibung aus [59] bzw. [63] gefolgt.

In Gleichung 2.92 ist die mittlere Phasenverschiebung des Interferometersignals in einem zeitlichen Intervall $[t_k, t_{k+1}]$ mit $k \in \mathbb{N}$ gegeben durch

$$\delta\bar{\Phi}_k = \frac{1}{t_{k+1} - t_k} \int_{t_k}^{t_{k+1}} dt \delta\Phi_k(t) . \quad (2.93)$$

Weil das Interferometer zyklisch betrieben wird, ist die Messzeit ein Vielfaches der Zykluszeit mit $\tau = mt_z$ und $m \in \mathbb{N}$. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann $t_k = -t_z/2 + kmt_z$ gewählt werden, um für die nachfolgende Betrachtung den Startzeitpunkt der Sensitivitätsfunktion $g(t)$ zu verschieben und somit bei $t=0$ zu beginnen. Der Mittelwert $\delta\bar{\Phi}_k$ kann nun in Anlehnung an Gleichung 2.77 geschrieben werden als

$$\begin{aligned}\delta\bar{\Phi}_k &= \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \delta\Phi_i \\ &= \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \int_{t_k+(i-1)t_z}^{t_k+it_z} dt g(t - t_k - (i-1)t_z - t_z/2) \frac{d\phi(t)}{dt} \\ &= \frac{1}{m} \int_{t_k}^{t_{k+1}} dt g_k(t) \frac{d\phi(t)}{dt}\end{aligned}\quad (2.94)$$

mit

$$g_k(t) = \sum_{i=1}^m g(t - kmt_z - (i-1)t_z) . \quad (2.95)$$

Die Differenz der fortlaufenden Mittelwerte ergibt sich hieraus zu

$$\delta\bar{\Phi}_{k+1} - \delta\bar{\Phi}_k = \frac{1}{m} \int_{-\infty}^{\infty} dt (g_{k+1}(t) - g_k(t)) \frac{d\phi(t)}{dt} . \quad (2.96)$$

⁴Da bei der interferometrischen Messung eine Totzeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messwerten existiert, muss abhängig von dieser eine Gewichtung der Allan-Varianz erfolgen [62]. Da diese Gewichtung in einer solchen Anwendung üblicherweise einen geringen Einfluss zeigt, wie in [41] beschrieben wurde, wird sie im Folgenden vernachlässigt.

Für lange Messzeiten sind die Fluktuationen der fortlaufenden Differenzen der Mittelwerte nicht mehr korreliert und die Allan-Varianz kann geschrieben werden als

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau) = \frac{1}{2m^2} \int_0^{\infty} d\omega |G_{\phi,m}(\omega)|^2 \omega^2 S_{\phi}(\omega) . \quad (2.97)$$

Die Funktion $G_{\phi,m}(\omega)$ ist dabei die Fourier-Transformierte von $g_{k+1}(t) - g_k(t)$. Nach einigen Umformungen kann $G_{\phi,m}(\omega)$ errechnet werden und es folgt:

$$|G_{\phi,m}(\omega)|^2 = 4 \frac{\sin^4(\omega m t_z / 2)}{\sin^2(\omega t_z / 2)} |G(\omega)|^2 . \quad (2.98)$$

Lange Messzeiten $\tau \rightarrow \infty$ führen zur Näherung

$$|G_{\phi}(\omega)|^2 \sim \frac{2m}{t_z} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - j2\pi/t_z) |G(\omega)|^2 , \quad (2.99)$$

wodurch sich schließlich die Allan-Varianz des Interferometerphasenrauschens darstellen lässt als

$$\sigma_{\Phi}^2 = \frac{1}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} \left| H_{\phi} \left(\frac{2\pi n}{t_z} \right) \right|^2 S_{\phi} \left(\frac{2\pi n}{t_z} \right) . \quad (2.100)$$

Der Nutzen langer Messzeiten wird hieraus ersichtlich, da das Phasenrauschen mit der Wurzel der Messzeit $\sigma_{\Phi} \propto 1/\sqrt{\tau}$ abnimmt. Schließlich führen Rauschprozesse mit einer Frequenz von $f_z = 1/t_z$ zu einer Limitierung des Phasenrauschens. Im Folgenden wird die aus dem Experiment verwendete Zykluszeit von 3,26 s in den Standardparametersatz aufgenommen.

Zahlreiche Rauschbeiträge können mit dem hier beschriebenen Modell quantifiziert werden. Nachfolgend sind die mit diesem Formalismus in den Kapiteln 3 und 4 analysierten Beiträge bzw. Ursprünge des Phasenrauschens am Interferometer, welche durch den Strahlteilungsprozess einkoppeln, zusammengefasst:

- Zeitliche Fluktuationen der Phasenstabilisierung des Strahlteilerlichtfeldes [Kapitel 3.4.1]
- Leistungsschwankungen des Strahlteilerlichtfeldes [Kapitel 3.4.2]
- Separierte Führung der Strahlteilerlichtfeld [Kapitel 3.4.3]
- Effekte der Lichtfeldlaufzeit [Kapitel 4.4.2]
- Veränderliche Magnetfelder [Kapitel 4.4.3]
- Vibrationen des Referenzinertialsystems [Kapitel 4.5.2]

Die Untersuchungen der Rauschbeiträge benötigen teilweise eine weitere Modifikation des beschriebenen Formalismus. Dieser wird an der jeweils entsprechenden Stelle erweitert. Weitere Rauschprozesse, die nicht über diesen Formalismus erfasst werden können, tragen ebenfalls zum Gesamtuschen der Phasenverschiebung des Interferometersignals σ_Φ bei. Zu diesen gehören die Unsicherheiten der Startgeschwindigkeit und Position in der atomaren Quelle sowie das Detektionsrauschen, in welchem auch eine fundamentale Limitierung, das Quantenprojektionsrauschen der Atome, inbegriffen ist, wie in den Kapiteln 4.2.4 bzw. 4.3.2 diskutiert wird. Auch Rauschen, das durch räumliche Phasenunsicherheiten in Form von Wellenfrontfehlern zum Phasenrauschen des Interferometers beiträgt, wird gesondert in Kapitel 4.4.4 quantifiziert. Sind die einzelnen Rauschbeiträge σ_i unkorreliert, können sie quadratisch aufsummiert werden:

$$\sigma_\Phi^2 = \sum_i \sigma_i^2. \quad (2.101)$$

Aus diesem totalen Phasenrauschen bestimmt sich schließlich die Auflösung des Interferometers.

2.3.4 Auflösung und Messbandbreite

Eine oszillierende Quantität Q , die mit einem Sensor vermessen wird, kann im Allgemeinen als $Q(t) = Q_0 \sin(2\pi f_Q t)$ dargestellt werden. Die Auflösung eines Sensors besagt, ob die Amplitude Q_0 der Quantität detektierbar ist, während die Messbandbreite eines Sensors angibt, bei welchen Frequenzen f_Q die Quantität erfasst werden kann. Die Auflösung kann dabei als der Schlüsselparameter zur Beschreibung eines Atominterferometers betrachtet werden. Handelt es sich, wie in unserem Fall, bei dem Sensor um ein Gyroskop auf der Erde und bei der zu vermessenden Quantität um die Erdrotation, so ist $Q(t) = \Omega_E(\vartheta)$ konstant⁵ und die Angabe der Messbandbreite ist diesbezüglich irrelevant. Betrachtet man lokale seismische Effekte oder Variationen von Ω_E , so ist auch die Kenntnis von der Messbandbreite äußerst wichtig. Beide Begriffe werden an dieser Stelle erläutert.

Die Auflösung

Für ein atomares Gyroskop ist insbesondere die Angabe der Rotationsauflösung von Bedeutung. Da ein solcher Sensor ebenfalls sensitiv auf Beschleunigungen ist, wird an einigen Stellen dieser Arbeit auch die Auflösung für Beschleunigungen angegeben. Aus den Gleichungen 2.71 und 2.72 folgen direkt die Auflösung

$$\Delta\Omega = \frac{h\sigma_\Phi}{4\pi m|\vec{A}|} \quad (2.102)$$

⁵Wie in Abschnitt 2.2.3 erläutert bezieht sich der Winkel ϑ auf den Polarwinkel, der den Sensor auf einen bestimmten Breitengrad festlegt.

für eine Rotation in Richtung von \vec{A} sowie

$$\boxed{\Delta a_{MZ} = \frac{\sigma_{\Phi}}{k_{eff} T^2}} \quad \text{bzw.} \quad \boxed{\Delta a_{SRB} = \frac{\sigma_{\Phi}}{k_{eff}(T^2 + TT_m)}} \quad (2.103)$$

für eine Beschleunigung entlang der Richtung des Strahlteilerlichtfeldes \vec{k}_{eff} . Zweierlei wird hieraus ersichtlich. Zum einen ist es, wie oben bereits beschrieben, notwendig, ein möglichst niedriges Rauschen am Atominterferometer zu realisieren, was, wie wir sehen werden, große technische Anforderungen mit sich bringt. Zum anderen muss von vornherein eine Interferometerkonfiguration realisiert werden, die im Falle eines Rotationssensors eine möglichst große eingeschlossene Fläche beinhaltet.

Wie das Interferometerphasenrauschen σ_{Φ} experimentell ermittelt wird, wird in Kapitel 5 gezeigt. Im Vorfeld können die einzelnen zu σ_{Φ} beitragenden Größen ermittelt werden. Potentielle Limitierungen der Auflösung können somit im Einzelnen erfasst werden, was in den folgenden beiden Kapiteln der Fall ist.

Die Messbandbreite

Die Messbandbreite (MBW) ist nach der obigen Betrachtung durch die Antwortzeit der Atome auf eine induzierte Phasenänderung limitiert (vgl. Abschnitt 2.3.2). Hieraus folgt eine fundamentale Begrenzung von:

$$f_{MBW} < f_{3dB} = \frac{\sqrt{3}}{12\tau_{\pi/2}} . \quad (2.104)$$

Unter der Annahme einer $\pi/2$ -Pulslänge von $12 \mu\text{s}$ ergibt sich also eine obere Grenze von $\sim 12 \text{ kHz}$. Wegen der zyklischen Natur des Messvorgangs am Interferometer wird ein Signal mit der Abtastfrequenz, die der Zyklusfrequenz f_z entspricht, ausgelesen. Hierdurch erfolgt eine weitere Einschränkung der oberen Grenze. Das hierfür anwendbare Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [64] besagt, dass ein kontinuierliches, bandbegrenzttes Signal, mit einer Minimalfrequenz von 0 Hz und einer Maximalfrequenz f_{max} , mit einer Frequenz größer als $2 \cdot f_{max}$ abgetastet werden muss, damit man aus dem so erhaltenen zeitdiskreten Signal das Ursprungssignal ohne Informationsverlust exakt rekonstruieren kann. Es folgt also daraus:

$$f_{MBW} < 2f_z . \quad (2.105)$$

Unter der Annahme einer Zykluszeit von $3,26 \text{ s}$ kann die zu vermessende Quantität noch bis zu einer Frequenz von $f_{MBW}=0,6 \text{ Hz}$ korrekt erfasst werden. Die untere Grenze der Messbandbreite wird durch die Messzeit des Sensors mit

$$f_{MBW} > 1/\tau \quad (2.106)$$

bestimmt. Daher ist auch in diesem Zusammenhang neben der beschriebenen Rauschunterdrückung eine lange Messzeit erstrebenswert, um ein möglichst großes Frequenzband abzudecken. Dies setzt einen möglichst stabilen Aufbau des Sensors und seiner Schlüsselkomponenten voraus.

In den nachfolgenden Kapiteln wird die Charakterisierung eines hochauflösenden Rotationssensors vorgestellt. Die in diesem Kapitel beschriebenen Formalismen zur Charakterisierung des Sensors, insbesondere des Rauschverhaltens und der erreichten Auflösung, werden hier ihre Anwendung finden.

DAS WERKZEUG

„*Ein Werkzeug ist ein Hilfsmittel, um auf Gegenstände mechanisch einzuwirken*“ [65]. Ein Laser ist ein Hilfsmittel, um auf Atome quantenmechanisch einzuwirken. In diesem Kapitel werden die für die Atominterferometrie relevanten Werkzeuge vorgestellt. Dabei handelt es sich um die verwendeten Lasersysteme und die dazugehörige Kontrolle und Verteilung der generierten Lichtfelder. Ein wichtiger Aspekt dabei ist die Stabilisierung der Frequenz der einzelnen Lasersysteme. Neben den Lasersystemen, die für den Einsatz in der atomaren Quelle sowie in der Detektion verwendet werden, wird insbesondere das Lasersystem für die Interferometrie selbst diskutiert. Die Realisierung und vor allem die Charakterisierung dieses sogenannten Raman-Lasersystem bildet den Schwerpunkt dieses Kapitels. Hierbei werden die ersten Effekte analysiert, die vermittelt durch das Strahlteilerlichtfeld zum Phasenrauschen oder zu einer konstanten Phasenverschiebung des Interferometers beitragen. Schließlich wird die Ansteuerung vorgestellt, die das Zusammenspiel der unterschiedlichen Komponenten dirigiert und so den korrekten Messablauf des Interferometers sicherstellt.

3.1 Die Laser

Für eine Wellenlänge von 780 nm, mit der Rubidiumatome manipuliert werden können, bieten sich vor allem Diodenlasersysteme an. Diese zeichnen sich für den Einsatz in der Atominterferometrie durch ihre optischen und spektralen Eigenschaften aus. In dem hier vorgestellten Interferometer werden ausschließlich Diodenlasersysteme verwendet. Diese lassen sich in drei Lasertypen einteilen, die im Folgenden beschrieben werden. Es handelt sich dabei zum Ersten um das interferenzfilterstabilisierte Diodenlasersystem, zum Zweiten um den soeben genannten Laser mit anschließender Verstärkung in sogenannter MOPA-Konfiguration und zum Dritten

um das sogenannte Trapezlasersystem. Weiterführende Informationen insbesondere die Angabe der verwendeten Stromtreiber und der Temperaturregelung aller Lasersysteme befindet sich in Referenz [39].

3.1.1 Das interferenzfilterstabilisierte Diodenlasersystem

Während die hier durchgeführte Beschreibung sich auf die wesentlichen Aspekte dieses Lasertyps beschränkt, befindet sich eine umfassendere Vorstellung und Analyse in den Referenzen [45,66–68].

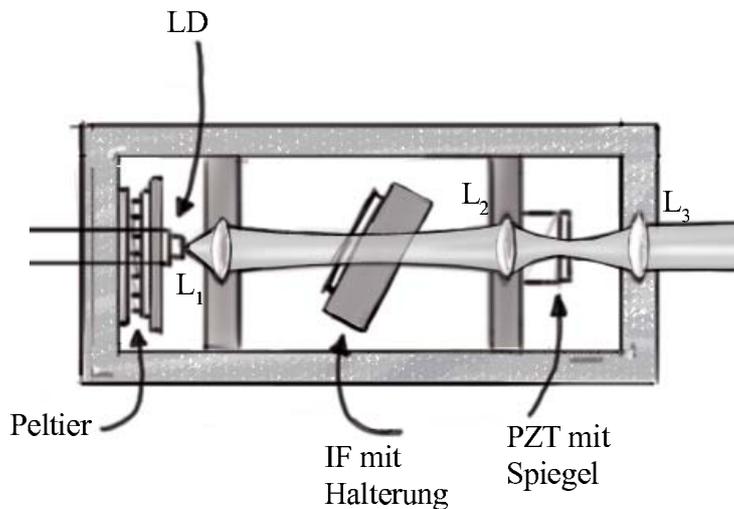


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des interferenzfilterstabilisierten Diodenlasers. Die Linsen besitzen die folgenden Brennweiten: $f = 3,1$ mm für L_1 und $f = 18,4$ mm für $L_{2,3}$. Ein zweites Peltierelement, nicht in der Abbildung zu sehen, befindet sich unterhalb des Aufbaus zur Temperaturstabilisierung des Gehäuses.

Abbildung 3.1 stellt schematisch den Aufbau eines interferenzfilterstabilisierten Lasers dar. Das nach einer Linse (L_1) kollimierte Licht einer Laserdiode [69] (LD) wird mit einer weiteren Linse (L_2) auf einen Spiegel fokussiert. Dabei dient die Fokussierung der Stabilität der Strahlage hinsichtlich der Spiegelposition. Die an diesem Experiment verwendeten Laserspiegel weisen eine Teilreflektivität zwischen 20-30% auf. Das reflektierte Licht wird somit teilweise in die Laserdiode zurückgekoppelt. Rückfacette der LD und der Spiegel, der auf einem Piezokristall (PZT) angebracht ist, bilden den Resonator des Lasers mit einer abhängig vom Aufbau realisierten Länge von 49-70 mm. Das transmittierte Licht wird erneut mit einer dritten Linse (L_3) kollimiert. Ein schmalbandiger Interferenzfilter (IF), der sich im kollimierten Strahl des Resonators befindet, dient zur Selektion der Wellenlänge. Der Filter weist 0,3 nm schmale (FWHM) Peaks mit einer Transmission von $>95\%$ in einem Abstand von 33 nm auf, die sich in einem Bereich hoher Reflexion zwischen 700 und 900 nm befinden [67]. Abhängig von der Diode und der verwendeten

Optik kann in einem solchen Wellenlängenband ein stabiler Laserbetrieb prinzipiell realisiert werden.

Mit einer Verkipfung des Filters zur Strahlachse kann eine grobe Vorjustage der Wellenlänge vorgenommen werden. Eine feine Einstellbarkeit der Wellenlänge ist zum einen über die Änderung der Resonatorlänge mittels des spannungsgesteuerten PZTs möglich. Zum anderen führt eine Änderung des Stroms der Laserdiode zu einer Änderung der Ladungsträgerdichte im aktiven Medium der Diode. Dieses wiederum resultiert in einer Modifikation des Brechungsindex und damit in einer Variation der Frequenz.

In einer solchen Laserkonfiguration werden Kurzzeitlinienbreiten von 8 kHz und Langzeitlinienbreiten von 130 kHz erreicht, die mittels Schwebungsmessungen bestimmt worden sind [67]. Die Ausgangsleistung eines solchen Lasersystems liegt bei einem Strom von 100 mA bei >30 mW. Als letzte Spezifikation sei noch die Einkoppeleffizienz in eine Single-Mode-Faser (SM-Faser) angegeben. Sie kann als ein Maß für die Reinheit des räumlichen Modenprofils angesehen werden, da eine solche Faser lediglich die Gauß-Grundmode des Lichtfeldes transportiert und somit auch als Modenfilter dient. Hier werden Werte von bis zu 72 % erreicht.

Der Vorteil dieser interferenzfilterstabilisierten Konfiguration ist, dass die Wellenlängenselektion und die Justage der optischen Rückkopplung von zwei unabhängigen Elementen realisiert werden, dem Interferenzfilter sowie dem Spiegel. Darüber hinaus ist bei einer solchen linearen Konfiguration der wellenlängenabhängige räumliche Versatz des ausgekoppelten Lichts gegenüber dem weit verbreiteten Littrow-Design [70], stark reduziert.

Eine hohe Stabilität gegen mechanische, akustische und thermische Einflüsse wird durch die Verwendung eines aus einem Ceralblock gefertigten Gehäuses mit interner Befestigungsmöglichkeit für die einzelnen Bauteile erreicht. Hinzu kommt eine separierte Temperaturregelung für Gehäuse und Laserdiode. Gerade im Hinblick auf lange Messzeiten des Atominterferometers, ist ein solcher Laser ein sehr zuverlässiges und stabiles Werkzeug und bildet die Grundlage für die im Folgenden vorgestellten Lasersysteme.

3.1.2 Das MOPA-System

Das Akronym MOPA steht für *master-oscillator-power-amplifier*. In Abbildung 3.2 ist der Aufbau eines solchen MOPAs skizziert. Der *master-oscillator* ist hierbei der oben beschriebene interferenzfilterstabilisierte Diodenlaser, im Folgenden Masterlaser genannt. Hinter dem Masterlaser folgt ein optischer Isolator, der die Diode des Masterlasers vor Rückreflexionen des nachfolgenden Aufbaus schützt und eine Abschwächung von typischerweise 60 dB bewirkt. Anschließend lenkt ein Spiegelpaar das Licht des Masterlasers in eine Tapered Amplifier (TA) Laserdiode [69]. Da die TA-Diode eine lineare Polarisation mit einer bestimmten Orientierung benötigt, wird das linear polarisierte Licht des Masterlasers in seiner Orientierung

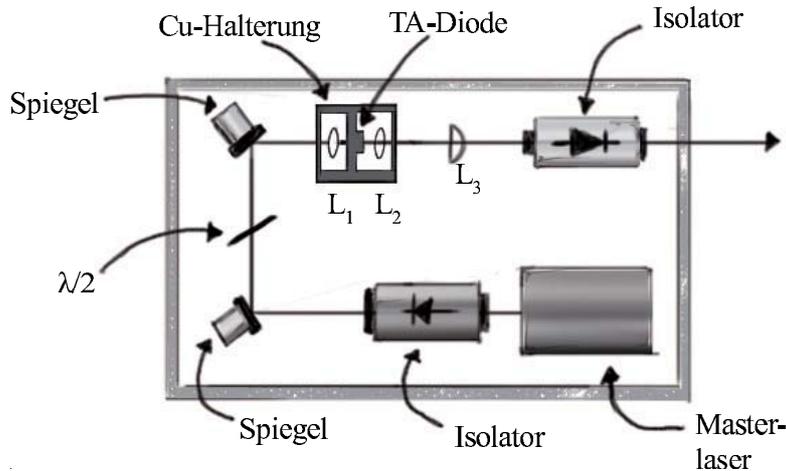


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines MOPA-Systems. Für die Ein- und Auskoppellinsen des TAs werden Linsen der Brennweite $f = 3,1$ mm bzw. $f = 4,5$ mm gewählt. Die Brennweiten der Zylinderlinsen betragen abhängig von der Realisierung 40-60 mm.

mit Hilfe eines $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchens angepasst. Nach einer Linse wird das Licht in den TA eingekoppelt. Bei dem TA handelt es sich schließlich um den *power-amplifier* des MOPA-Systems. Er verstärkt nicht nur die Eingangsleistung des Masterlasers, sondern behält darüber hinaus Eigenschaften wie Wellenlänge und Linienbreite des eingespeisten Lichtfeldes bei. Der TA ist auf einem temperaturstabilisierten Kupferblock angebracht.

Abhängig von der seed-Leistung und der benutzten TA-Diode können Ausgangsleistung von bis zu 2 W erzielt werden. Eine Kombination aus aspherischer und zylindrischer Linse sorgen für die Kollimation des aus der TA-Diode emittierten Lichtes. Schließlich vervollständigt ein weiterer optischer Isolator mit einer Abschwächung von 45 dB zum Schutz der TA-Diode den MOPA-Aufbau.

Die am Experiment eingesetzten MOPA-Systeme werden zur Laserkühlung von Atomen, zur Manipulation der Atome während der Präparation und Detektion sowie zur Erzeugung der Strahlteilerlichtfelder eingesetzt, wie in den Unterkapiteln 3.2 und 3.3 im Einzelnen beschrieben wird.

3.1.3 Der Trapezlaser

Der Trapezlaser (TL) ist eine hausinterne Entwicklung eines Hochleistungsdiodelasers [67]. Abbildung 3.3 illustriert den Aufbau des Trapezlasers. Das Konzept des TLs basiert darauf, dass eine Tapered Amplifier Diode nicht das Licht eines Masterlasers verstärkt, sondern ihr eigenes Licht. Das aus der AR-beschichteten

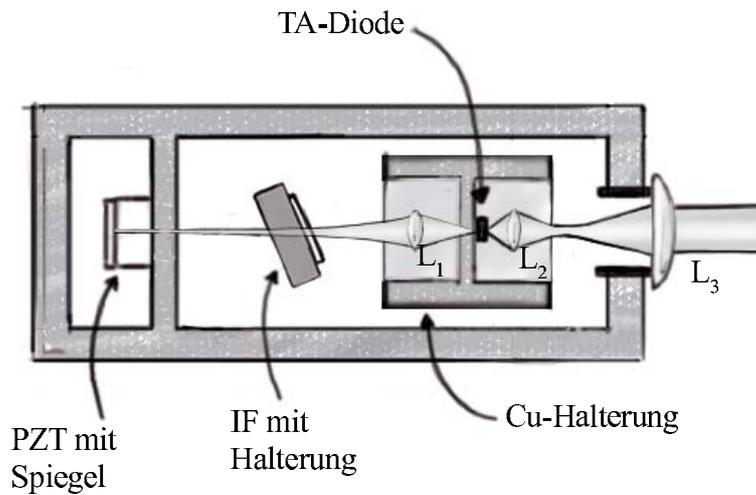


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Trapezlasers. Das Linsensystem entspricht dem des TAs im MOPA-System. Sowohl die TA-Dioden Halterung als auch das Gehäuse werden separat in ihrer Temperatur stabilisiert.

Rückseite des TA-Chips¹ emittierte Licht wird mit Hilfe einer Linse auf einen hochreflektierenden und an einem PZT befestigten Spiegel fokussiert. Auf diese Weise wird das Licht in den TA-Chip zurückgelenkt. Die Neuheit dieser Entwicklung besteht in der Verwendung eines Interferenzfilters zur Wellenlängenselektion in einer solchen Konfiguration. Anders als die in MOPA-Systemen verwendeten TA-Dioden besitzt die TA-Diode des TLs eine geringere Reflektivität² an der Frontfacette. Diese bildet zusammen mit dem Spiegel den Resonator des Lasers mit einer Länge von 77 mm. Die Kollimation des verstärkten Ausgangslichts verläuft analog zu denen der oben beschriebenen TA-Diode im MOPA-Aufbau.

Der TL besitzt eine schmale Kurzzeitlinienbreite von 85 kHz und eine Langzeitlinienbreite von 187 kHz. Seine Ausgangsleistung beläuft sich auf bis zu 1 W. Allerdings geht der Single-Mode-Betrieb bei hohen Ausgangsleistungen in einen instabilen Multi-Mode-Betrieb über. Grund dafür ist die Bildung eines Brechungsindexgradienten im Verstärkermedium des TA-Chips. Die Untersuchungen und Lösungen dieses Problems sind Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten [71]. Eine Möglichkeit zur Reduzierung dieser Störung bietet dabei der Einsatz von Absorberplättchen, die neben dem aktiven Medium platziert werden und dort überschüssige Ladungen absaugen.

Mit den erreichten Spezifikationen eignet sich der TL für den Einsatz zur Laserkühlung von Atomen. Es wurde darüber hinaus ein Phasenlock zwischen zwei TL-Systemen demonstriert und der Einsatz der Laser zur Strahlteilung in Atomin-

¹Der TA-Chip wurde von der Firma *eagleyard Photonics* bezogen und hat die Bezeichnung: EYP-TPR-0780-01000-3006-CMT03-0000.

²Eagleyard Photonics behält sich vor, die genaue Reflektivität auf Anfrage zu nennen.

terferometern getestet, wie in [72] beschrieben wird.

3.2 Die Verfeinerung des Werkzeugs – Die Kontrolle der Lichtfelder

Eine besondere Anwendung verlangt nach einer Verfeinerung des Werkzeugs. Die Verfeinerung bedeutet in diesem Fall, die räumliche und zeitliche Verteilung des Lichts gemäß den Aufgaben in einem zeitlich gepulsten Interferometer sowie insbesondere die präzise Frequenzkontrolle der Lichtfelder. Hierbei wird der atomare Übergang der D₂-Linie des ⁸⁷Rb verwendet. Die für das vorgestellte Interferometer benötigten Frequenzen der Lichtfelder sind in Abbildung 3.4 zusammengestellt.

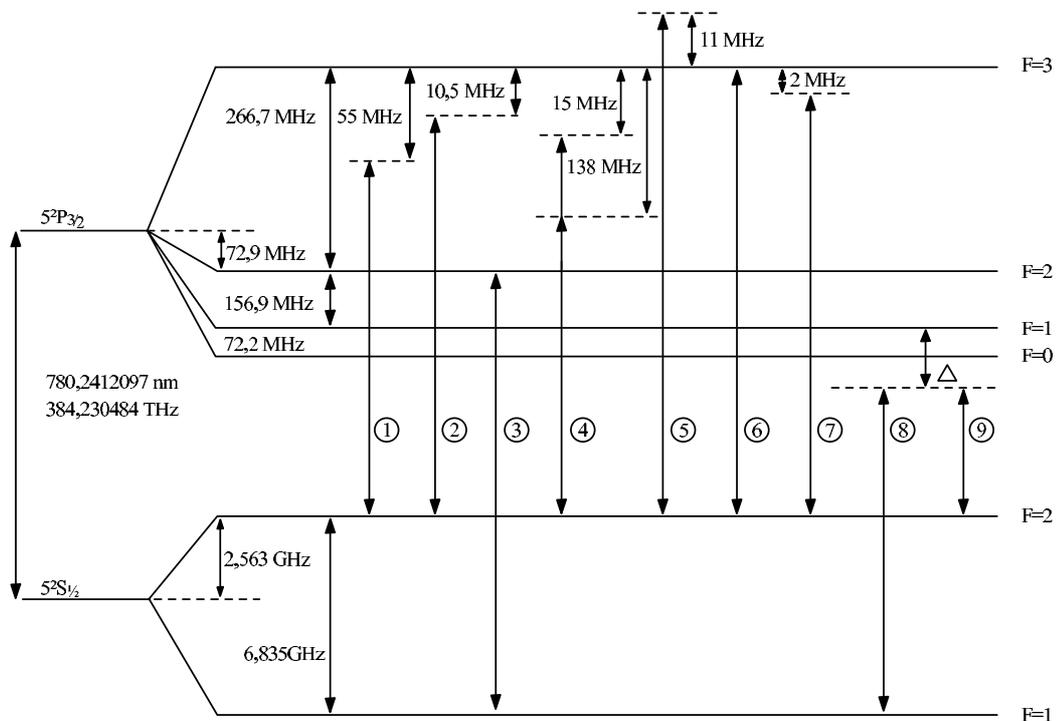


Abbildung 3.4: Thermeschema von ⁸⁷Rb mit für das Interferometer verwendeten Frequenzen der Lichtfelder. Die Zugehörigkeit ist wie folgt gegeben: 1. Referenzlaserlichtfeld, 2. 2D-MOT-Lichtfeld, 3. Rückpumplichtfeld, 4. 3D-MOT-Lichtfeld, 5. Pusher-Lichtfeld, 6. Blow-away-Lichtfeld, 7. Detektionslichtfeld, 8. Raman-Slavelaserlichtfeld, 9. Raman-Masterlaserlichtfeld. Auf die einzelnen Frequenzen wird in den nachfolgenden Abschnitten näher eingegangen. Die Werte des Übergangs der D₂-Linie sind für das Vakuum angegeben [47].

Um diese zu generieren, werden zahlreiche optische Aufbauten und frequenzstabilisierende Elemente benötigt, wie sie im Folgenden beschrieben werden. Wegen der Komplexität der Frequenz- und Phasenkontrolle des zur Strahlteilung benutzten Lasersystems, wird dieses gesondert in Unterkapitel 3.3 beschrieben.

3.2.1 Die Organisation der Lichtfelder des Experiments – Ein Überblick

Alle Lichtfelder, die zur Realisierung des Atominterferometers notwendig sind, werden auf zwei Tischen mit einer Grundfläche von $120 \times 60 \text{ cm}^2$ und drei kleineren, kompakten Verteilermodule generiert, kontrolliert und anschließend entsprechend ihrer Aufgabe verteilt. Mit Single-Mode-Fasern werden die einzelnen Lichtfelder zur Experimentplattform geführt, auf welcher sich das Atominterferometer befindet (vgl. Kapitel 4). Aus Stabilitätsgründen sind die Fasern in Bündeln zusammengefasst und von einer Schaumstoffisolation ummantelt. Ein Überblick der optischen Module zeigt Abbildung 3.5.

Auf Tisch I befindet sich das sogenannte Referenzlasermodul. Bei diesem wird ein Interferenzfilter-stabilisierter Laser auf einen atomaren Rubidium-87-Übergang stabilisiert. Mit Ausnahme eines der Strahlteilerlichtfeldlaser (vgl. Kapitel 3.3),

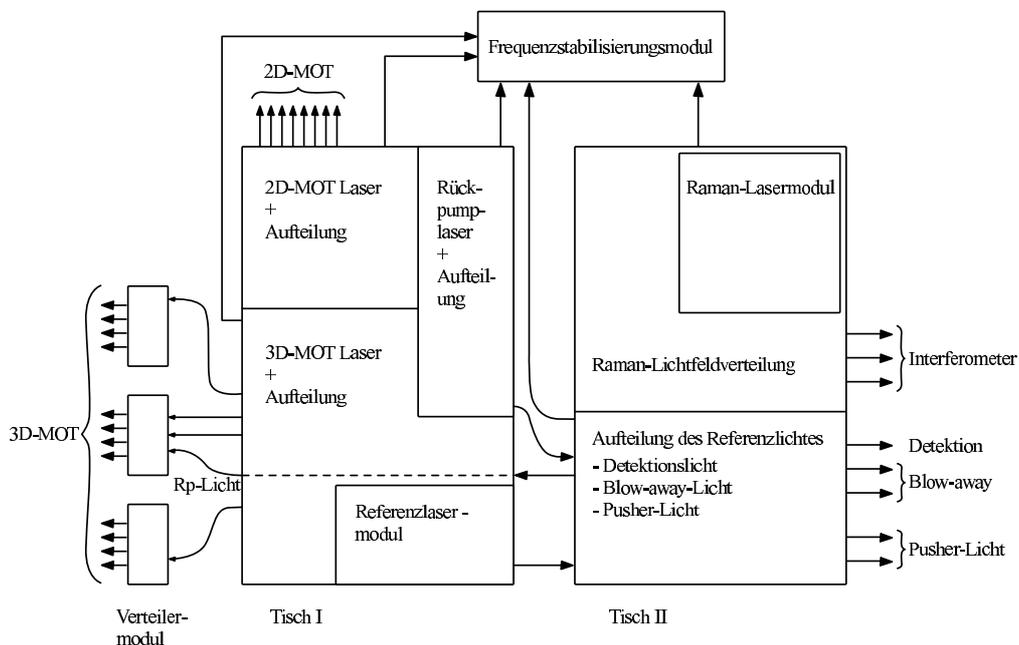


Abbildung 3.5: Übersicht des optischen Aufbaus. Dargestellt sind die beiden optischen Tische mit den einzelnen Komponenten, sowie die drei Verteilermodule. Die Pfeile veranschaulichen die Faserverbindungen zwischen den einzelnen Komponenten.

werden alle anderen Laser mittels elektronischer Regelung auf diese Referenz stabilisiert. Zu diesem Zweck wird das Licht des Referenzlasers über eine SM-Faser an Tisch II geführt und von dort aus zu einem, für die Frequenzstabilisierung der übrigen Laser vorgesehenen Modul, dem Frequenzstabilisierungsmodul, mittels einer weiteren SM-Faser geleitet. Ein Teil des Referenzlichts wird darüber hinaus an Tisch II weiter verteilt und für den Einsatz als Detektionslicht sowie Licht für einige Anwendungen der atomaren Quelle aufbereitet. Neben dem Referenzlasermodul haben auf Tisch I die zur Kühlung der Atome notwendigen Laser Platz. Hierzu zählen zwei MOPA-Systeme zur Erzeugung des Kühllichts für die 2D- und 3D-MOT sowie ein Trapezlaser zur Generierung des Rückpumplichts. Hier findet zudem die Kontrolle und Verteilung der Lichtfelder statt, wobei die Verteilung des 3D-MOT-Lichts zusätzlich auf die drei Verteilermodule ausgelagert ist.

An Tisch II befinden sich neben der Referenzlichtaufteilung die für die kohärente Strahlteilung der Atome notwendigen Laser. Das Strahlteilerlichtfeld wird mittels zweier MOPA-Systeme generiert, welche in dem Raman-Lasermodul zusammengefasst ist. Anschließend folgt eine Verteilung des Strahlteilerlichtfeldes mittels weiterer optischer Elemente. Eine Beschreibung der hier zusammengefassten Komponenten wird in den folgenden Kapiteln gegeben³.

3.2.2 Das Referenzlasermodul

Mittels einer Modulationstransfer-Spektroskopie (MTS) [73] wird die Frequenz des interferenzfilterstabilisierten Diodenlasers im Referenzlasermodul (R-Modul) stabilisiert. Der schematische Aufbau des R-Moduls ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt. Nach einem optischen Isolator wird ein Teil des Lichtes mit einer Leistung von etwa 20 mW in die SM-Faser eingekoppelt, die zu Tisch II führt. Ein weiterer Teil des Lichtes mit einer Leistung von etwa 3 mW verbleibt in dem Modul und wird für die MTS verwendet. Das Lichtfeld wird zunächst weiter an einem Strahlteiler im Verhältnis 2:1 in einen Pump- und einen Probestrahl geteilt. Der Pumpstrahl durchläuft einen elektrooptischen Modulator⁴ (EOM), bevor der Strahl eine mit Rubidium gefüllte Gaszelle durchquert. Der EOM moduliert das Lichtfeld bei einer Festfrequenz von 7 MHz. Dabei befinden sich 10% der Gesamtleistung in den Seitenbändern. Die Modulation des Pumpstrahls wird über die Atome auf den Probestrahl übertragen. Dieser durchquert die Zelle in entgegengesetzter Richtung zum Pumpstrahl, bevor er auf eine Photodiode trifft. Zur Optimierung des Signals werden Pump- und Probestrahl mittels eines Teleskops für das Durchqueren der Gaszelle aufgeweitet. Eine weitere Optimierung stellt der

³Allerdings werden dabei diverse optische Elemente, wie Spiegel, Verzögerungsplättchen oder Strahlteiler, die lediglich zur Aufteilung oder zum Umlenken der Lichtfelder dienen, teilweise nicht beschrieben. Aus Gründen der Übersicht wird daher der entsprechende Strahlengang schematisch dargestellt.

⁴Modell 4001 der Firma **New Focus**. Der EOM-Treiber wird in Referenz [39] ausgiebig beschrieben.

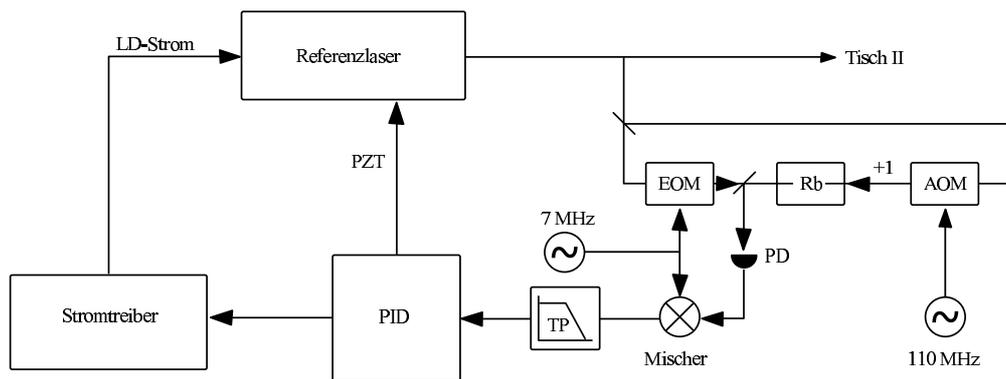


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des R-Moduls. Das Referenzmodul besitzt ein separates Aluminiumgehäuse, um thermische Drifts sowie akustische Störungen der Umgebung zu minimieren. Weitere Details befinden sich im Text und in [68].

Einsatz eines 110 MHz AOMs⁵ dar, der den Probestrahl in seiner Frequenz verschiebt. Hierdurch wird die Ausbildung von Stehwellen vermieden, die andernfalls zu Mittelwertschwankungen des Photodiodensignals führen würden [73].

Weitere Details zum Aufbau können in der Arbeit [68] nachgelesen werden. Der weitere Verlauf der Frequenzkontrolle sowie die erreichten Spezifikationen sind im nachfolgenden Kapitel zusammengefasst.

Stabilisierung – Referenzlaser

Durch eine aktive elektronische Schaltung nach der Photodiode wird aus dem detektierten Probestrahl ein verstärktes AC-Spannungssignal generiert [68]. Dieses wird mit demselben phasen- und leistungsangepassten Signal bei 7 MHz, mit dem der EOM angesteuert wird, in einen Mischer geführt, wie ebenfalls in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Mit der Demodulation des Signals am Mischer entsteht ein Fehler-signal, das an der Position atomarer Übergänge eine dispersive Form aufweist [74]. Dieses wird wiederum über einen 1 MHz Tiefpass, der alle weiteren Mischprodukte und hochfrequentes Rauschen herausfiltert, an einen PI-Regler weitergegeben.

Der PI-Regler generiert ein Regelsignal, das zum einen den Strom des Stromtreibers der Laserdiode in dem sogenannten schnellen Pfad kontrolliert. Zum anderen erzeugt in einem langsamen Regelpfad ein mit dem PI-Regler des schnellen Pfades in Serie geschalteter PI-Regler ein weiteres Regelsignal. Dieses steuert die am PZT des Laserresonators angelegte Spannung und somit die Resonatorlänge.

Die erreichte Bandbreite der Regelung liegt bei etwa 100 kHz, wobei die langsame Regelung Störungen bei Frequenzen bis 3 kHz unterdrückt. Die Langzeitlinienbreite des Lasers wurde durch die Regelung auf einen Wert von 92 kHz reduziert.

⁵Modell 3110-120 der Firma *Crystal Technologies Inc.*. Alle weiteren in dieser Arbeit vorgestellten AOMs wurden von der gleichen Firma bezogen. Der AOM-Treiber wird in Referenz [39] ausgiebig beschrieben.

Eine Messung der Frequenzstabilität im Vergleich zu einem Frequenzkamm, der auf das GPS-Signal stabilisiert ist, ergab ein Frequenzrauschen von etwa $520 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ und einen maximalen Rauschwert von etwa 150 kHz [39]. Der Referenzlaser wird durch die so beschriebene Regelung auf den $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F = 3$ - Übergang stabilisiert. Durch die Frequenzverschiebung des AOMs ist die Frequenz des Referenzlichtes dabei um -55 MHz zu diesem Übergang verschoben. Zur Klärung weiterer Details der Regelung sei hier auf die Arbeit [68] verwiesen.

3.2.3 Das Referenzlaserlicht - Die Aufteilung

Licht des Referenzlasers mit einer Leistung von etwa 14 mW gelangt an den Ausgang der Faser, die vom Referenzmodul zu Tisch II führt. Der nachfolgende optische Aufbau ist in Abbildung 3.7 illustriert. Um das Licht für weitere Aufgaben am Interferometer nutzbar zu machen, verstärkt zunächst eine TA-Diode das Lichtfeld des Referenzlasers. Nach dem Durchqueren eines optischen Isolators wird der Strahldurchmesser für die darauf folgende Fasereinkopplung mit einem Teleskop angepasst. Am Ausgang der SM-Faser wird eine Leistung des Lichtfeldes von 200 mW erreicht. Dieser Faserdurchgang hat neben dem Vorteil einer räumlichen Modenfilterung den weiteren Vorteil, dass auf Zeitskalen von mehrere Monaten für die nachfolgende Optik kaum ein Strahlversatz auftritt.

Ein Teil des Lichts wird erneut in eine SM-Faser eingekoppelt und führt zum Frequenzstabilisierungsmodul (FS-Modul). Dieses Modul ist der erste Teil der Stabilisierung der Frequenz weiterer Laser und wird im folgenden Unterkapitel beschrieben.

Der Hauptteil des verstärkten Referenzlichts gelangt zu zwei in Serie aufgebauten AOMs, welche zum Generieren von drei unterschiedlichen Frequenzkombinationen benutzt werden. Zwischen diesen kann abhängig von der Aufgabe und der Interferometersequenz geschaltet werden. Mit Hilfe der AOM-Treiber [39] wird die

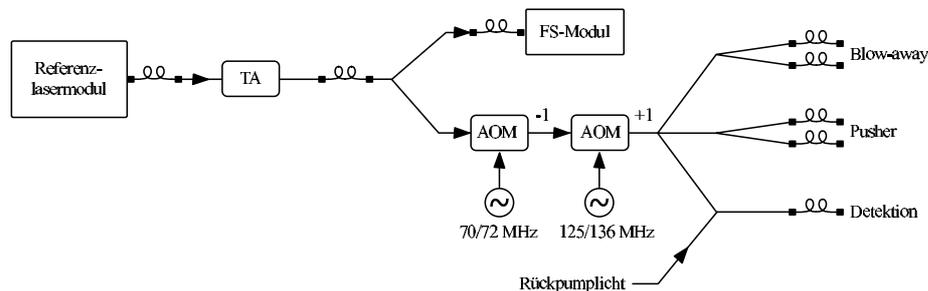


Abbildung 3.7: Übersicht der Aufteilung des Referenzlichts für die entsprechenden Aufgaben am Interferometer.

Frequenz des Referenzlichts um $-72\text{ MHz} + 125\text{ MHz}$, $-70\text{ MHz} + 136\text{ MHz}$ sowie um $-70\text{ MHz} + 125\text{ MHz}$ verschoben.

Die erste Kombination erzeugt eine Verstimmung des Lichtfeldes von -2 MHz zum $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F = 3$ -Übergang. Überlagert mit dem Licht des Rückpumpasers, welches im nachfolgenden Unterkapitel beschrieben wird, wird dieses Lichtfeld zur Detektion eingesetzt (vgl. Kapitel 4.3). Durch die geringe Verstimmung soll der Heizprozess während der Detektion minimiert werden. Mit einer SM-Faser gelangt das Detektionslichtfeld schließlich zum Atominterferometer, wo eine Leistung des Detektionslichts von 20 mW verfügbar ist.

Die zweite Kombination führt zu einer Verstimmung von $+11\text{ MHz}$ zum oben genannten Übergang. Dieses blauverstimmte Lichtfeld wird jeweils entlang des Atomstrahls der 2D-MOT Einheiten eingestrahlt und erhöht so den Teilchenfluss in Richtung der 3D-MOT (vgl. Kapitel 4.2.1). Das Lichtfeld wird daher auch im Folgenden als Pusher-Strahl bezeichnet. Zwei Fasern transportieren das Lichtfeld zu den beiden Quelleneinheiten des Sensors, wobei eine Ausgangsleistung pro Faser von 2 mW erreicht wird.

Die dritte Kombination führt das Lichtfeld in seiner Frequenz genau auf den oben genannten Übergang zurück. Dieses resonante Lichtfeld ist Teil der Präparationssequenz und dient zum säubern des Niveaus $5^2S_{1/2}$ durch Strahlungsdruck (vgl. Kapitel 4.2.3). Daher wird dieses Lichtfeld im Folgenden als Blow-away-Strahl bezeichnet. Zwei Fasern führen das Blow-away-Lichtfeld zum Atominterferometer. Es wird eine Ausgangsleistung pro Faser von 4 mW verwendet.

3.2.4 Das Kühllicht

Die Aufteilung der Lichtfelder der beiden MOPA-Systeme sowie des Trapezlasers sind in Abbildung 3.8 dargestellt. Der Strahldurchmesser der Lichtfelder dieser Kühllaser wird zunächst jeweils auf eine optimale Größe zur Einkopplung in die Faser angepasst. Im Fall des 2D-MOT- Kühllichts folgt hiernach die Aufteilung auf acht SM-Fasern für die zwei 2D-MOT-Kühlstufen der atomaren Quelle. Vor der Einkopplung erfolgt eine Überlagerung des 2D-MOT-Kühllichts an einem Polarisationsstrahlteiler mit dem Licht des Rückpumpers. Mechanische Schalter, mit einer Schaltzeit von etwa $2,7\text{ ms}$, sind zum vollständigen Blocken des Lichts in der 2D-MOT vor der Fasereinkopplung plaziert. Angefangen mit einer Ausgangsleistung von ca. 800 mW für den 2D-MOT-Kühllaser wird schließlich an den Ausgängen der Fasern eine Leistung von durchschnittlich 24 mW erreicht.

Der Rückpumpaser wird bei einer Ausgangsleistung von 250 mW betrieben. Das Licht durchläuft nach der Anpassung des Strahldurchmessers einen AOM- (205 MHz)-Doppelpass, der zum Schalten des Lichtfelds genutzt wird. Anschließend erfolgt die genannte Überlagerung eines Teils des Rückpumplichts mit dem 2D-MOT-Kühllicht. Nach dem Ausgang der 2D-MOT-Fasern wird pro Faser eine Rückpumperleistung von etwa $0,4\text{ mW}$ erreicht. Ein anderer Teil des Rückpum-

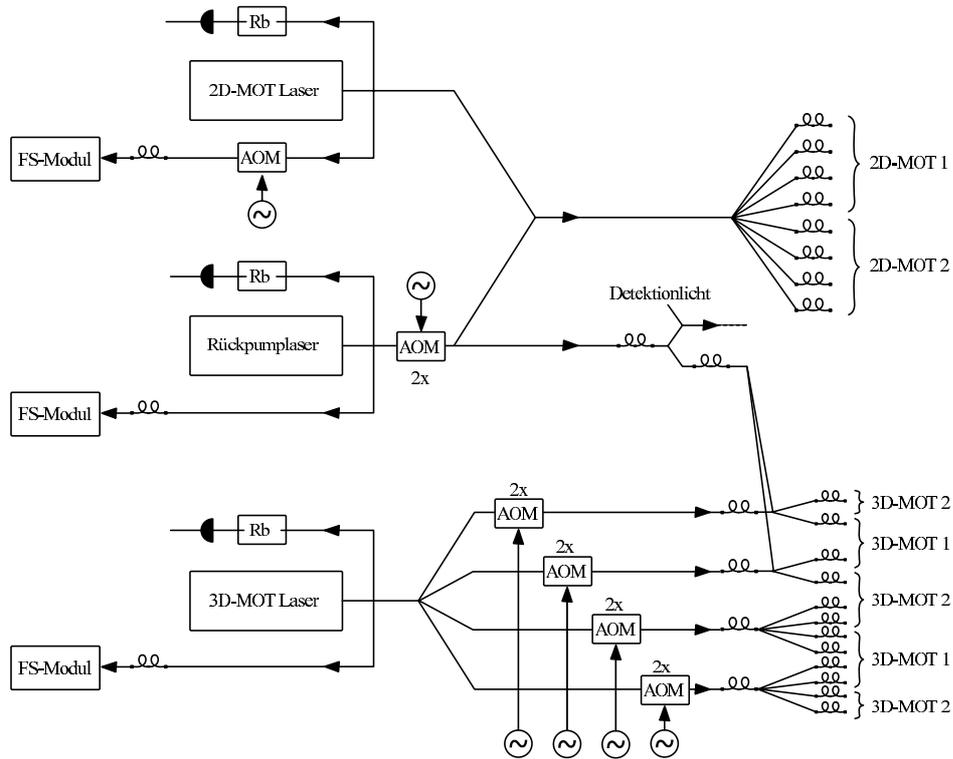


Abbildung 3.8: Übersicht der Aufteilung der Kühlaserlichtfelder. Die Notwendigkeit des AOMs vor der Fasereinkopplung des 2D-MOT Lichts zur Frequenzstabilisierung wird im nachfolgenden Abschnitt erläutert.

lights wird in eine SM-Faser eingekoppelt, die zu Tisch II führt. Ebenfalls wurde die dortige Überlagerung mit dem Detektionslicht, welches aus dem Referenzlicht generiert wird, bereits erwähnt. Am Ausgang der Detektionsfaser liegen 3 mW an Leistung vor. Darüber hinaus wird vor der Überlagerung mit dem Detektionslicht ein Teil des Rückpumplichts erneut in eine SM-Faser eingekoppelt. Diese führt zu einem der drei Verteilermodule des 3D-MOT-Lichtfeldes, um eine Überlagerung mit einem Teil des 3D-MOT-Kühllichts zu gewährleisten. Hierbei wird am Ausgang der entsprechenden 3D-MOT Fasern eine Rückpumperleistung von 0,7 mW erreicht.

Das 3D-MOT-Lichtfeld wird nach der Anpassung des Strahldurchmessers auf vier AOM-(200 MHz)-Doppelpassdurchgänge aufgeteilt. Über die Möglichkeit des Schaltens hinaus werden auf diese Weise die für den Startvorgang und die Kühlung in einem bewegten Bezugssystem notwendigen Frequenzen generiert (vgl. Kapitel 4.2.2). Die Frequenzen werden dabei durch auf DDS⁶-Technik basierte Treiber

⁶DDS ist ein Akronym für direct digital synthesis.

generiert [39]. Ein Linsensystem im Doppelpass, wobei der AOM im Fokus beider Linsen steht, sorgt für die räumliche Stabilität des Durchgangs und die Anpassung des Strahldurchmessers für den AOM. Eine Einkopplung in jeweils eine SM-Faser folgt.

Aus Gründen der Stabilität ist die weitere Aufteilung des 3D-Kühllichts auf drei Verteilungsmodule ausgelagert. Diese haben die Aufgabe, das 3D-MOT-Kühllicht auf insgesamt zwölf SM-Fasern, die zu den beiden 3D-MOTs am Experiment führen, mit Hilfe von Spiegeln und Polarisationsoptik zu verteilen. Zudem findet in dem Verteilermodul für die vertikalen Kühlstrahlen der beiden 3D-MOTs die Überlagerung mit dem Rückpumplicht statt. Am Ausgang der zur 3D-MOT-führenden Fasern wird eine Leistung des 3D-MOT-Kühllichts von 6 mW erzielt.

Die Ausgangswellenlänge aller Kühllaser kann jeweils über eine aufgebaute Spektroskopie beobachtet werden. Um die Kühllaser in ihrer Frequenz zu stabilisieren besitzt jeder Kühllaser, wie in Abbildung 3.8 zu erkennen ist, eine zusätzliche Fasereinkopplung, die das Licht zum Frequenzstabilisierungsmodul führt. Dieses stellt den Anfang der Frequenzstabilisierung dar, welche im Folgenden beschrieben wird.

Frequenzstabilisierung der Kühllaser

Als Eingangssignal des FS-Moduls kann das Lichtfeld des Referenzlasers sowie das der zu stabilisierenden Laser betrachtet werden. Das Ausgangssignal ist jeweils ein elektronisches Schwebungssignal der zu regelnden Laser mit dem Licht des Referenzlasers. Um die Schwebungssignale detektieren zu können, werden die Lichtfelder an unpolarisierten Strahlteilern überlagert. Zuvor wird über $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen die lineare Polarisation der jeweiligen Lichtfelder angepasst, sodass diese eine gleichgerichtete Orientierung besitzen und dadurch einen größtmöglichen Überlapp der Lichtfelder für die nachfolgende Photodiode gewährleisten.

Abhängig von der jeweiligen Schwebungsfrequenz werden in dem Modul zwei Arten von Photodioden verwendet. Dies ist zum einen eine Hamamatsu S5107 Photodiode für Schwebungsfrequenzen unterhalb von 1 GHz und zum anderen die Hamamatsu G4176 Photodiode für Frequenzen oberhalb von 1 GHz. Anschließend kommt es, abhängig von den erhaltenen Leistungspegeln der Schwebungen, zur Verstärkung⁷ der jeweiligen Signale, bevor diese das FS-Modul verlassen. Abbildung 3.9 zeigt schematisch das Konzept des Moduls und die anschließende Kette zur Frequenzstabilisierung, die im Folgenden für die einzelnen Kühllaser vorgestellt wird.

⁷Hierbei werden in Serie geschaltete Verstärker vom Typ ZJL-7G der Firma MiniCircuits nach der Hamamatsu G4176 Photodiode benutzt. Für die andere Photodiode werden herkömmliche Operationsverstärker verwendet.

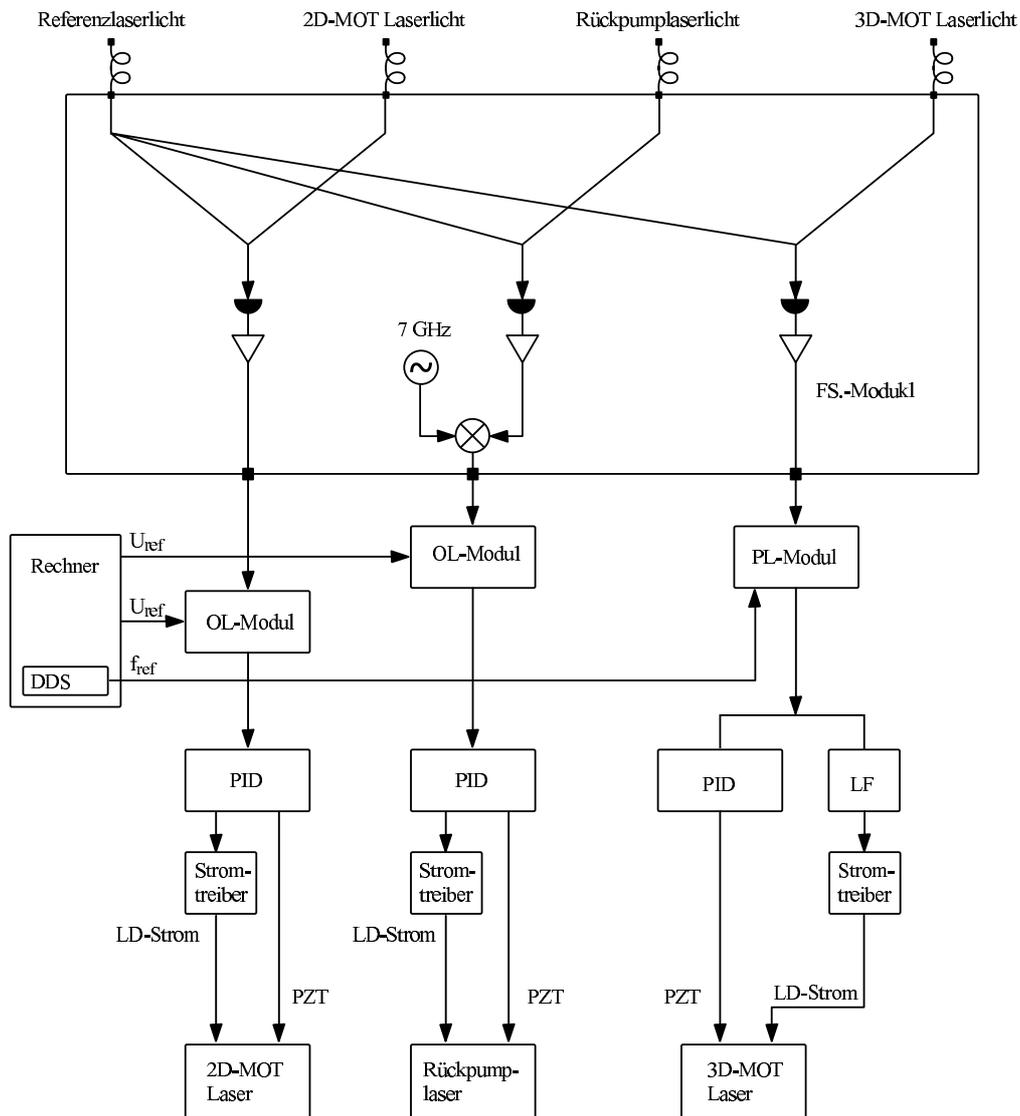


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Frequenzstabilisierungen der einzelnen Kühllaser.

Stabilisierung – 2D-MOT-Kühllaser

Liegt zum Zweck der Frequenzstabilisierung ein Schwebungssignal bei einer Frequenz <100 MHz, so wird dieses Signal oft von Störungen, die in diesem Bereich wegen der elektronischen Laborumgebung sehr zahlreich vorhanden sind, überlagert. Da die Frequenzen des Kühlübergangs sowie die der Referenz dicht beieinander liegen (vgl. Abbildung 3.4), wird zur Generierung des Fehlersignals das Lichtfeld des 2D-MOT-Kühllasers noch vor der Einkoppelung in die Faser, die zum FS-Modul führt, mit einem AOM um 200 MHz verschoben (vgl. Abbildung 3.8). Das somit bei einer Frequenz von 244 MHz liegende Schwebungssignal gelangt nach einer Si-

gnalverstärkung zum Offset-Lock Modul (OL-Modul)⁸. Im OL-Modul konvertiert ein Frequenz-zu-Spannungs-Wandler das Schwebungssignal abhängig von dessen Frequenz in ein Spannungssignal zwischen 0 und 10 V. Weiterhin wird in dem OL-Modul von diesem Spannungssignal eine konstante Referenzspannung abgezogen. Abhängig von der Wahl der durch den Computer gesteuerten Referenzspannung (vgl. Unterkapitel 3.5) wird der Nulldurchgang des so generierten Fehlersignals kontrolliert. Analog zur Stabilisierung des Referenzlasers gelangt das Fehlersignal schließlich an einen PI-Regler, der ein Regelsignal erzeugt, welches den PZT sowie den Stromtreiber des Masterlasers des 2D-MOT-MOPAs ansteuert. Auf diese Weise wird eine Regelbandbreite von 9 kHz erreicht.

Stabilisierung – Rückpumplaser

Die Frequenzstabilisierung des Trapezlasers, der das Rückpumplicht generiert, ist der Stabilisierung des 2D-MOT-Kühllicht-MOPAs sehr ähnlich. Da die Schwebungsfrequenz in diesem Fall bei einigen GHz liegt und das OL-Modul nur Signale mit Frequenzen von bis zu 1 GHz verarbeiten kann, wird noch innerhalb des FS-Moduls das Schwebungssignal mit einem 7 GHz Signal heruntergemischt. Das Signal bei 7 GHz wird insbesondere für die Stabilisierung der Raman-Laser verwendet und daher erst in Unterkapitel 3.3.2 näher beschrieben. Aus dem konvertierten Schwebungssignal bei 788 MHz wird auf die gleiche Weise, wie bei dem 2D-MOT-Kühlaser, ein Regelsignal generiert, das den Piezo sowie den Stromtreiber des Trapezlasers ansteuert. Die erreichte Regelbandbreite liegt bei 46 kHz.

Stabilisierung – 3D-MOT-Kühlaser

Für den Prozess des Melassekühlens der Atome in der 3D-MOT (vgl. Kapitel 4.2.2) bedarf die Frequenzkontrolle des 3D-MOT-Kühlasers einer höheren Stabilität und Flexibilität als dies die OL-Technik bieten kann. Eine hohe Stabilität der Frequenz ist notwendig, da Frequenzfluktuationen während der Melassekühlung zu einer Erhöhung der atomaren Temperatur führen. Eine hohe Flexibilität ist zudem notwendig, da während des Melassekühlens die Frequenz des Kühllichts innerhalb kürzester Zeit einen großen Sprung erfährt.

Der 3D-MOT-Kühlaser verwendet daher zur Frequenzstabilisierung einen Phasen-Lock-Regelkreis. Hierzu wird das im FS-Modul generierte Schwebungssignal in ein Phasen-Lock-Modul (PL-Modul) geleitet⁹. Da das 3D-MOT-Kühllicht auf Tisch I eine Frequenzverschiebung durch die AOM-Doppelpässe erhält, liegt die Frequenz des Schwebungssignals für den MOT-Betrieb bei 370,2 MHz. Im PL-Modul wird das Schwebungssignal mit dem externen Signal eines stabilen Oszillators nach einer erfolgten Frequenzteilung heruntergemischt. Das Referenzsignal

⁸Eine detaillierte Beschreibung des OL-Moduls befindet sich in Referenz [39].

⁹Eine ausführliche Beschreibung des PL-Moduls befindet sich in Referenz [39].

wird hierbei durch eine DDS-Karte generiert und über einen Computer angesteuert (vgl. Kapitel 3.5). Hier entspricht also ein Signal mit einer bestimmten Frequenz dem Referenzsignal, welches eine deutlich höhere Stabilität als eine Referenzspannung bietet, die bei der OL-Technik verwendet wird. Das heruntergemischte Signal verlässt nach einer Verstärker- und einer Integrationsstufe sowie einer Frequenzfilterung als Regelsignal das PL-Modul. Dieses wird in einem schnellen Pfad direkt an den Strom des Masterlasers des 3D-MOT-MOPAs im Stromtreiber aufgeprägt. In einem langsamen Pfad wird das Regelsignal zunächst in einen PI-Regler geführt, über den es anschließend den PZT des Masterlasers ansteuert.

Abhängig von dem Referenzsignal können große Frequenzsprünge realisiert werden. So wird in dem hier verwendeten Melassekühlvorgang ein Sprung von 123 MHz in einer Zeit von unter 1,5 ms realisiert. Mit dieser Phasen-Lock-Technik wird eine Regelbandbreite von 83 kHz erzielt. Für eine weiterführende Beschreibung dieses Stabilisierungsverfahrens sei auf die Arbeit [39] verwiesen.

3.3 Laser zur kohärenten Strahlteilung

Dieses Unterkapitel behandelt die Realisierung und Charakterisierung des zur kohärenten Strahlteilung notwendigen Lasersystems. Im Prinzip wird das Lichtfeld zweier MOPA-Systeme, eines Raman-Masterlasers und eines Raman-Slavelasers mit Hilfe eines digitalen Phasen-Locks (PLL)¹⁰ in eine feste Phasenbeziehung zueinander gesetzt [75]. Dafür wird die Differenzphase beider Laser $\phi_0 = \varphi_1 - \varphi_2$ mit der Phase eines stabilen Mikrowellen-Referenzoszillators φ_R verglichen und mit einem daraus resultierenden Regelsignal die Phase des Raman-Slavelasers φ_2 geregelt, sodass die Differenz $\phi_0 - \varphi_R$ konstant bleibt. Auf diese Weise wird gleichzeitig auch die Frequenzdifferenz der beiden Laser, die der Frequenz des atomaren Hyperfeinübergangs von 6,834 GHz entspricht, konstant gehalten. Zusätzlich wird der Masterlaser über einen Offset-Lock auf den Referenzlaser hinsichtlich seiner Frequenz stabilisiert, um eine zeitlich konstante Verstimmung Δ beider Laser zum intermediären Niveau zu garantieren (vgl. Kapitel 2.1).

3.3.1 Der Aufbau des Raman-Lasersystems

Abbildung 3.10 illustriert den Aufbau der zwei Raman-MOPA-Systeme innerhalb des Raman-Lasermoduls (RL-Modul) und der nachfolgenden Verteilung der Lichtfelder. Das RL-Modul besitzt eine Grundfläche von $32 \times 45 \text{ cm}^2$. Hier befinden sich neben den beiden MOPA-Systemen auch Teleskope zur Anpassung des Strahldurchmessers sowie jeweils eine Spektroskopie zur Beobachtung der Wellenlänge. Weiterhin hat dort die Optik für die Überlagerung der beiden Lichtfelder sowie

¹⁰Die Abkürzung PLL erschließt sich aus der englischen Bezeichnung phase-locked loop.

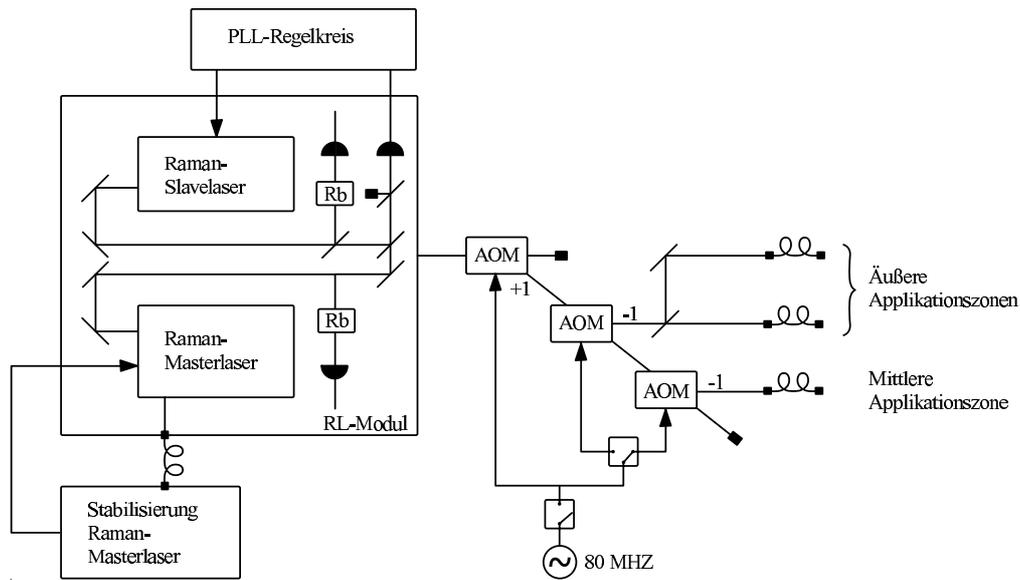


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Realisierung des Raman-Lasersystems und der anschließenden Lichtfeldverteilung.

eine Photodiode zur Detektion des Schwebungssignals der beiden Lichtfelder der Raman-Laser Platz.

Die beiden Lichtfelder werden an einem Polarisationsstrahlteiler überlagert und sind damit senkrecht zueinander linear polarisiert. Während ein Teil des Lichtfeldes mit geringer Leistung zur Photodiode geführt wird, wird der Hauptteil mit einer Leistung von etwa 1,4 W für den Raman-Masterlaser und 1,3 W für den Raman-Slavelaser außerhalb des RL-Moduls für eine Einkopplung in drei Fasern aufgeteilt. Diese führen zu den bereits in Kapitel 1.3 beschriebenen drei Applikationszonen des atomaren Gyroskops. Wie in Abbildung 3.10 dargestellt ist, wird die Aufteilung mit Hilfe von drei AOMs durchgeführt. Um ein schnelles Schalten der AOMs zu gewährleisten, wird das jeweilige RF-Signal nach dem AOM-Treiber mit RF-Schaltern¹¹, die eine Schaltzeit von 100 ns sicherstellen, gesteuert. Es können dabei drei Schaltzustände realisiert werden: Das Lichtfeld wird zum Ersten zugleich in den äußeren Applikationszonen, zum Zweiten in der mittleren Applikationszone und zum Dritten in keiner der Zonen eingestrahlt. Da durch die jeweilige Kombination der AOMs stets die +1. sowie die -1. Ordnung von zwei AOMs gleichzeitig genutzt werden und die AOMs einen einzigen Treiber besitzen, verschwindet effektiv der Frequenzübertrag auf das Lichtfeld durch die AOMs.

Schließlich wird jeweils hinter der Faser eine Gesamtleistung des Strahlteilerlichtfeldes für die äußeren Applikationszonen von etwa 210 mW bei einem Leistungsverhältnis I_2/I_1 von 1,7, welches in Kapitel 2.2.1 gefordert wurde, erreicht. Für dieses Leistungsverhältnis beträgt die Gesamtleistung für die mittlere Appli-

¹¹Modell ZYSW-2-50DR und ZYSWA-2-50DR der Firma MiniCircuits.

kationszone nach der Faser 340 mW.

Stabilisierung – Raman-Maserlaser

Die Frequenz des Raman-Maserlasers wird auf die Frequenz des Referenzlasers stabilisiert, wobei ebenfalls die OL-Technik verwendet wird. Dazu wird zunächst mit einer Faser ein Teil geringer Leistung des Raman-Masterlichts aus dem RL-Modul ausgekoppelt und zum FS-Modul geführt. Das dort generierte Schwebungssignal zwischen dem Licht des Raman-Masterlasers und dem Referenzlicht ist abhängig von der gewählten Verstimmung Δ zum intermediären Niveau. Um hier ein flexibles Verfahren zur Frequenzstabilisierung zu realisieren und Δ gegebenenfalls zu variieren, wird der in Abbildung 3.11 dargestellte Regelkreis verwendet.

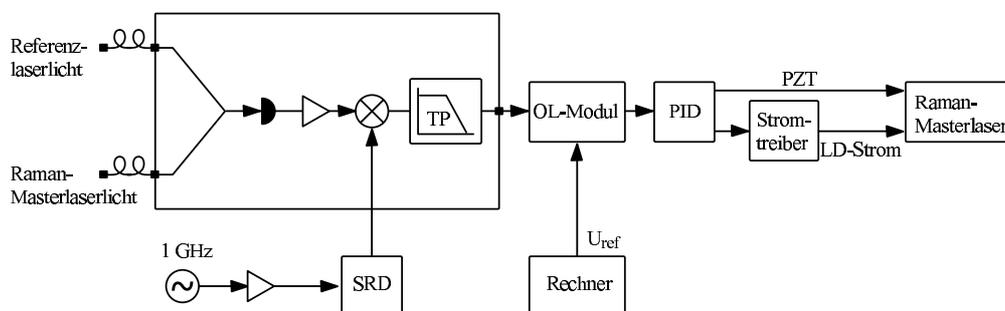


Abbildung 3.11: Regelkreis zur Stabilisierung des Raman-Masterlasers.

Das Schwebungssignal wird mit einem Referenzsignal an einem Mischer in einen für das nachfolgende OL-Modul brauchbaren Frequenzbereich von < 1 GHz konvertiert. Das Referenzsignal wird wie folgt generiert: Ein Synthesizer¹² liefert ein Signal mit einer Frequenz von 1 GHz. Dieses wird verstärkt, um einen notwendigen Eingangspegel für die nachfolgende Step-Recovery-Diode (SRD) zu gewährleisten. Diese ist ein nichtlineares Element und erzeugt ein Signal mit Harmonischen der Eingangsfrequenz. Nachdem dieses Frequenzkammsignal mit dem Schwebungssignal gemischt wird, werden durch einen Tiefpassfilter höhere Harmonische unterdrückt, die andernfalls den Betrieb des nachfolgenden OL-Moduls stören würden.

Der weitere Ablauf der Stabilisierung gleicht dem des 2D-MOT-Kühl lasers und dem des Rückpump lasers. Mit einer Referenzspannung, die vom Computer gesteuert wird, kann mit Hilfe des OL-Moduls ein Fehlersignal generiert werden. Dieses regelt nach einem PI-Regler den Stromtreiber sowie den PZT des Raman-Masterlasers. Hierbei wird eine Regelbandbreite von 22 kHz erreicht.

Durch die Änderung der Synthesizerfrequenz und der Referenzspannung für das OL-Modul kann prinzipiell eine Frequenzstabilisierung bei einer Schwebungsfrequenz von bis zu 10 GHz realisiert werden. Da Δ bezüglich des $5^2S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow$

¹²Modell SML01 der Firma Rohde+Schwarz.

$5^2P_{3/2}, F = 1$ -Übergangs angegeben wird, ergibt sich diese aus der Schwebungsfrequenz f_S durch

$$\Delta = 2\pi[f_S - (f_{Ref} - f_{F=2 \rightarrow F'=1})] = 2\pi(f_S - 369 \text{ MHz}), \quad (3.1)$$

mit der oben angegebenen Frequenz des Referenzlichtfeldes f_{Ref} . Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wird eine Verstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 728 \text{ MHz}$ verwendet, welche somit dem in der Theorie nach Kapitel 2.2.1 geforderten Wert nahe kommt.

3.3.2 Der digitale Phasen-Lock der Raman-Laser

Die anspruchsvollste Stabilisierung dieses Experiments ist der Phasen-Lock des Raman-Slavelasers. Hierdurch soll ein phasenstarrs Raman-Lasersystem realisiert werden, das die Voraussetzung zur kohärenten Strahlteilung erfüllt. Dieser Abschnitt stellt den Aufbau des digitalen Phasen-Locks vor und dient der Charakterisierung der Qualität der Phasenstabilität.

Aufbau des PLL-Kreises

Der Aufbau des PLL-Regelkreises ist in Abbildung 3.12 schematisch dargestellt. Die überlagerten Lichtfelder der Raman-Laser werden mit einer **Hamamatsu G-4176** Photodiode im RL-Modul detektiert. Zuvor werden die senkrecht zueinander linear polarisierten Lichtfelder über eine Kombination aus $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen und Polarisationsstrahlteiler in eine lineare Polarisation gleicher Orientierung überführt.

Außerhalb des RL-Moduls wird das Schwebungssignal der beiden Laser mit einem rauscharmen Verstärker¹³ verstärkt und anschließend zu einem Mischer¹⁴ geführt. An diesem wird das Schwebungssignal mit dem einer hochstabilen Mikrowellenreferenz bei 7 GHz auf eine Frequenz von etwa 166 MHz konvertiert. Die Mikrowellenreferenz basiert auf einem 5 MHz-Quarzoszillator und einem weiteren dazu phasenstabilisierten 100 MHz-Quarzoszillator. Das Ausgangssignal der Referenz bei 100 MHz wird über eine Kette zur Frequenzvervielfachung auf 7 GHz überführt. Weitere Informationen zur Generierung der stabilen Mikrowelle sind umfangreich in den Referenzen [39] zusammengestellt. Nach dem Mischer durchläuft das Signal einen Tiefpassfilter und einen Frequenzhalbierer, bevor es zu einem digitalen Phasen- und Frequenzdetektor (DPFD) gelangt. An dessen zweitem Eingang ein weiteres Referenzsignal von etwa 83 MHz anliegt. Der Ursprung dieses Referenzsignals ist ebenfalls ein vom Rechner aus gesteuerter DDS (vgl. Kapitel 3.5). Mit diesem kann sowohl die Phase als auch die Frequenz dieses Referenzsignals kontrolliert werden. Beide Referenzoszillatoren sind aufeinander in ihrer Phase stabilisiert.

¹³Modell AMF-3B-067069-30 der Firma MITEQ.

¹⁴Modell DMO408LW2 der Firma MITEQ.

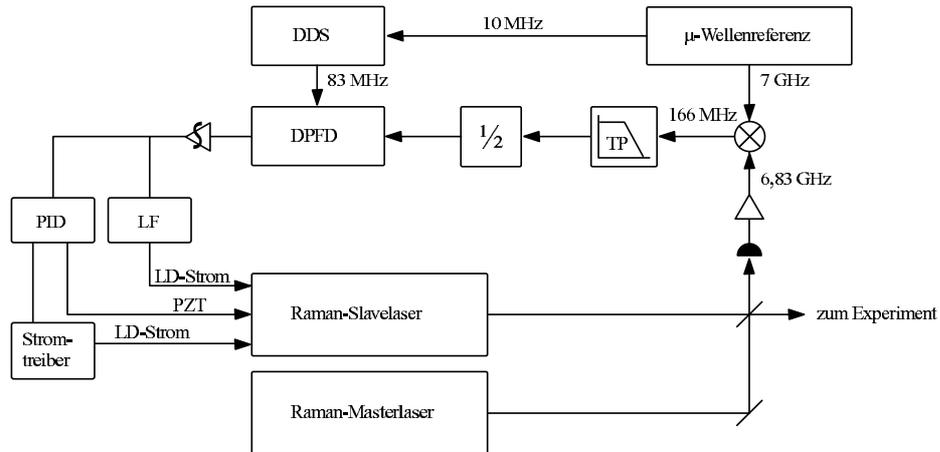


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung des Phasen-Lock-Regelkreises der Raman-Laser.

Der DPFD erzeugt aus beiden Eingangssignalen schließlich ein Fehlersignal. Dafür bestimmt der DPFD zunächst die Anzahl der Spannungsausläge für jeden seiner beiden Eingänge gesondert und vergleicht diese anschließend. Übersteigt die Pulsanzahl des Schwebungssignals diejenige der Referenz, so wird beispielsweise eine positive Spannung proportional zur Pulsanzahldifferenz als Fehlersignal erzeugt, im umgekehrten Fall ist sie negativ. Das so generierte Fehlersignal wird daraufhin verstärkt und integriert, um anschließend auf drei Regelpfade aufgeteilt zu werden. Weiterführende Details zur Elektronik befinden sich in den Referenzen [39, 45].

In einem schnellen Regelpfad wird das Fehlersignal zunächst durch einen sogenannten Loop-Filter (LF) in seinem Phasengang angepasst, wobei die durch die vorherigen elektronischen Komponenten erzeugte Phasenverschiebung teilweise kompensiert wird. Anschließend wird über einen Einkoppelkreis, der sich direkt hinter der Diode des Masterlasers des Raman-Slavelasers befindet, das Regelsignal dem Diodenstrom aufgeprägt. Durch diese direkte Einkopplung können hohe Regelbandbreiten von mehreren MHz erzielt werden. In den beiden anderen Regelpfaden wird nach einem PI-Regler analog zur Regelung der übrigen Laser der Steuerstrom des Stromtreibers in einem mittleren Regelpfad sowie der PZT des Masterlasers des Raman-Slavelasers in einem langsamen Regelpfad gesteuert. Der Vorteil des Zusammenspiels der unterschiedlichen Regelpfade ist eine Entlastung der jeweils andere Pfade und damit eine effektive Unterdrückung von Störeinflüssen über die gesamte Regelbandbreite hinweg.

Charakterisierung des Phasenlocks

Der Phasenlock wird hinsichtlich der erreichten Regelbandbreite sowie der Rauschunterdrückung charakterisiert. Darüber hinaus wird als Maß für die Qualität des Phasen-Locks die Standardabweichung σ_φ^{PLL} der in Kapitel 2.3.2 eingeführten spektralen Phasenrauschdichte bestimmt.

Abbildung 3.13 (links) zeigt das Schwebungssignal der beiden Raman-Laser. Ein Teil des Schwebungssignals wurde hierfür mittels eines Auskopplers, der sich hinter dem rauscharmen Verstärker der PLL-Kette befindet, ausgekoppelt und mit einem Spektrumanalysator vom Typ **Agilent E4405B** vermessen. Die für eine Regelung charakteristischen Regelseitenbänder zu beiden Seiten der Trägerfrequenz liegen bei einer Frequenz von $\pm 6,2$ MHz. Dies entspricht der Regelbandbreite, die durch den schnellen Regelpfad bestimmt wird. Die Unterdrückung des Rauschens bezüglich der Trägeramplitude beträgt -60 dB für Rauschen bei Frequenzen bis 500 kHz von der Trägerfrequenz entfernt, vermessen mit einer Auflösung von 1 kHz.

Zur weiteren Untersuchung wurde die spektrale Phasenrauschdichte $S_\phi(\omega)$ bestimmt. In einer Out-of-loop-Messung wurde hinter einer der Fasern, die das Raman-Lichtfeld zum Experiment führen, das Schwebungssignal der beiden Lichtfelder vermessen. Dazu wurde parallel zu den Elementen des PLL-Regelkreises eine ähnliche Kette aufgebaut. Das Schwebungssignal wurde zunächst mit einer Photodiode detektiert und durch Verstärker und Mischer, deren Referenzsignale identisch zu denen des Phasenlocks sind, zu einem linearen Fehlersignal verarbeitet. Bis zu einer Frequenz von 100 kHz wurde die spektrale Leistungsdichte mit einem FFT-

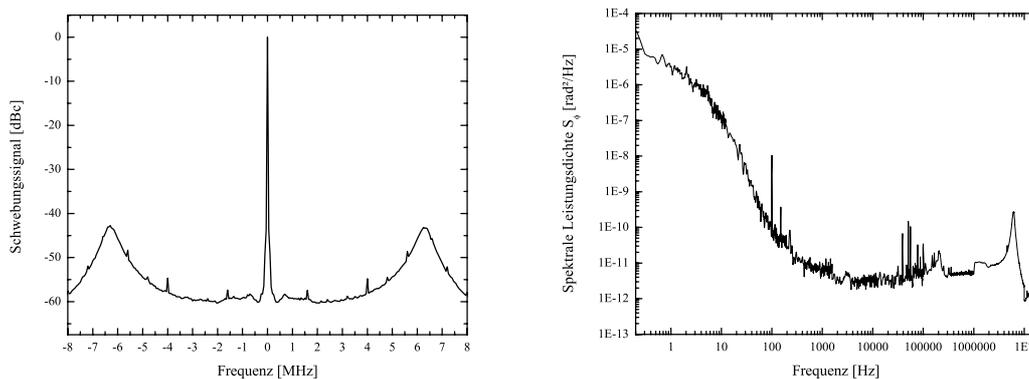


Abbildung 3.13: (links) Das Schwebungssignal wurde auf die Amplitude des Trägersignals normiert und um die Zentralfrequenz bei 6,834 GHz verschoben. Die Darstellung ist eine Mittelung aus zehn Aufnahmen mit jeweils einer Auflösung von 1 kHz. (rechts) Spektrale Leistungsdichte des Phasenrauschens erhalten aus einer Out-of-Loop-Messung. Das Schwebungssignal wurde nach einer Faser detektiert.

Analysator vom Typ **Stanford Research Systems SR770** aufgenommen, oberhalb dieser Frequenz wurde die Messung mit Hilfe des oben bezeichneten Spektrumanalysators durchgeführt. Durch die Verwendung identischer Referenzoszillatoren wird das Rauschen der Referenzen eliminiert. Diese besitzt einen Phasenrauschbeitrag von $<0,1$ mrad, wie aus Messungen in [39] hervorgeht.

Die auf diese Weise aufgenommenen spektrale Leistungsdichte des Spannungsrauschens $S_U(\omega)$ muss anschließend in eine Phasenrauschdichte umgerechnet werden: Das generierte Spannungssignal $U_{PD}(t)$ am Ausgang des Phasendetektors, welcher in diesem Fall dem letzten Mischer entspricht, ist proportional zu der Phasendifferenz der beiden Eingangssignale:

$$U_{PD}(t) = K_{PD} \cdot \varphi(t) . \quad (3.2)$$

Hieraus folgt nach Gleichung 2.87 der Zusammenhang

$$S_\phi(f) [\text{rad}^2/\text{Hz}] = \frac{S_U(f) [\text{V}^2/\text{Hz}]}{K_{PD}^2 [\text{V}^2/\text{rad}^2]} . \quad (3.3)$$

Die Bestimmung des Faktors K_{PD} wird durch Einstellen einer bekannten Phasendifferenz am Eingang des Phasendetektors und Messung der daraus resultierenden Spannung am Ausgang durchgeführt, indem die Steigung im linearen Bereich des so erzeugten Fehlersignals abgelesen wird. Die hierfür benutzten Eingangssignale gleichen in ihrer Frequenz und Amplitude den tatsächlichen Eingangssignalen am Phasendetektor.

In Abbildung 3.13 (rechts) ist die resultierende spektrale Phasenrauschdichte aufgetragen. Deutlich ist eine Erhöhung der Phasenrauschdichte für kleiner werdende Frequenzen zu beobachten. Dies wird vor allem auf thermische und akustische Effekte zurückgeführt, die in die Faser einkoppeln und so ein zusätzliches Phasenrauschen erzeugen. Die Rauschunterdrückung in einem Frequenzbereich zwischen 2 kHz und einigen 100 kHz führt zu einem Wert für die Rauschdichte von lediglich $3 \cdot 10^{-12} \text{rad}^2/\text{Hz}$.

Die Standardabweichung des Phasenrauschens der Raman-Laser ergibt sich nach Gleichung 2.88 als Quadratwurzel aus dem Integral über die spektrale Phasenrauschdichte zu $\sigma_\varphi^{PLL} = 20$ mrad. Welche Bedeutung das erzielte Rauschen für das Atominterferometer hat, wird im Folgenden Unterkapitel erläutert.

3.4 Der Beitrag der Raman-Laser zur Phasenunsicherheit

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben wurde, können mittels der Atom-Licht-Wechselwirkung während des Strahlteilungsprozesses zahlreiche Störungen auf die Atome übertragen werden und dadurch das Phasenrauschen des Interferometers erhöhen.

Der Ursprung solcher Störungen ist manigfaltig, wodurch die Analyse dieser Phasenrauschenbeiträge an zahlreichen Stellen dieser Arbeit, angefangen mit diesem Unterkapitel, durchgeführt wird. Die Analyse basiert dabei auf den in Kapitel 2.3 vorgestellten Formalismen, die dem zyklischen Interferometerbetrieb Rechnung tragen. Zur Berechnung wird dabei stets der in Kapitel 2.2.2 eingeführte Standardparametersatz der betrachteten SRB-Konfiguration verwendet. In diesem wurden die Interferometerzeiten zu $T = 6$ ms, $T_m = 37,85$ ms und $\tau_{\pi/2} = 12$ μ s gewählt.

Zu den hier untersuchten Störungen gehört zunächst die oben ermittelte Phasenunsicherheit der Regelung der Raman-Laser. Eine weitere Störung ist durch Fluktuationen der Leistung des Strahlteilerlichtfeldes gegeben. An dieser Stelle wird ebenfalls eine mögliche konstante Phasenverschiebung, die aus einer permanenten Leistungsungleichheit der beiden Lichtfelder resultiert, beschrieben. Schließlich wird eine Phasenunsicherheit diskutiert, die aus der gleichzeitigen Führung des Strahlteilerlichtfeldes zum Experiment mittels mehrerer Fasern resultiert.

Weitere Störungen, die vermittelt durch die Strahlteilerlichtfelder zur Phasenunsicherheit des Interferometers beitragen, wie der Einfluss von veränderlichen Magnetfeldern, von Laufzeiteffekten bedingt durch die Strahlteilerkonfiguration, von Wellenfrontfehlern und von Vibrationen, werden an entsprechenden Stellen in Kapitel 4 untersucht.

3.4.1 Die Fluktuationen des Phasenlocks der Raman-Laser

Sowohl das Modell als auch die notwendige Messung zur Bestimmung des Rauschbeitrags der Regelung wurden bereits in Kapitel 2.3.2 bzw. in Kapitel 3.3.2 vorgestellt. Um den Beitrag am Interferometer zu berechnen, wird die nach Gleichung 2.86 und dem Standardparametersatz für die betrachtete SRB-Konfiguration gegebene Gewichtungsfunktion $|H_\phi(\omega)|^2$ ermittelt und mit der vermessenen spektralen Phasenrauschdichte $S_\phi(\omega)$ kombiniert.

Die mit $|H_\phi(\omega)|$ gewichtete spektrale Phasenrauschdichte ist zur Veranschauli-

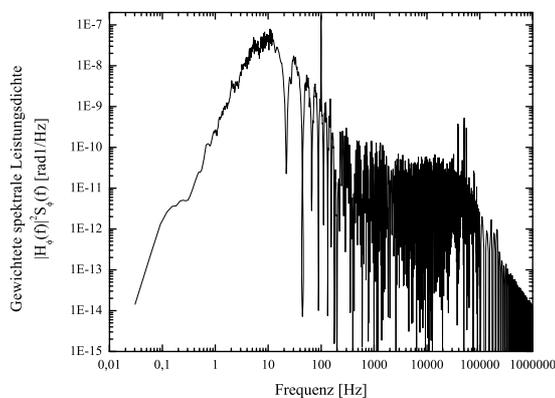


Abbildung 3.14: Gewichtete spektrale Leistungsdichte des Phasenrauschens zur Berechnung der Phasenunsicherheit am Interferometer.

chung in Abbildung 3.14 dargestellt. Nach Gleichung 2.89 kann hieraus die Standardabweichung bestimmt werden, die das durch den Interferometerbetrieb gewichtete Phasenrauschen des Phasenlocks der Raman-Laser angibt. Hieraus folgt ein Beitrag von

$$\sigma_\phi = 2,2 \text{ mrad} , \quad (3.4)$$

der die Rotationsauflösung eines SRB-Interferometers erst bei $9,3 \cdot 10^{-8} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$ limitieren würde.

3.4.2 Die Leistungsabhängige Effekte

Eine Abweichung vom idealen Leistungsverhältnis zur Kompensation der AC-Stark-Verschiebung, wie diese in Kapitel 2.2.1 beschrieben wurde, führt zu einer zusätzlichen Phasenverschiebung des Interferometers. Diese wird hier unter zwei Gesichtspunkten untersucht: (i) Ein Phasenrauschen, welches aus einer Variation der Abweichung des Verhältnisses resultiert, die ihrerseits durch Intensitätsfluktuationen hervorgerufen wird. (ii) Eine konstante Phasenverschiebung, die sich aus einer mittleren Abweichung des Leistungsverhältnisses ergibt.

(i) Zeitliche Fluktuationen der Raman-Laserintensität

Die Analyse dieses Rauschbeitrags erfolgt ebenfalls mit Hilfe des Formalismus der Sensitivitätsfunktion. Hierfür wird zunächst eine Gewichtungsfunktion $|H_I(\omega)|^2$ für ein gegebenes Intensitätsrauschen $S_I(\omega)$ ermittelt. Die Bestimmung von $S_I(\omega)$ und das resultierende Phasenrauschen am Interferometer werden im Anschluss vorgestellt.

Das Modell

Die Modellierung der Gewichtungsfunktion folgt der Beschreibung in [41,45]. Hiernach kann Gleichung 2.10 durch eine lineare Abhängigkeit von der Intensität der beiden Laser durch

$$\Delta^{AC}(t) = \beta_1 I_1(t) + \beta_2 I_2(t) \quad (3.5)$$

angenähert werden, mit

$$\beta_i = \frac{2}{2\pi} \frac{\partial \Delta^{AC}(I_i(t))}{\partial I_i(t)} \text{ für } i \in \{1, 2\} . \quad (3.6)$$

Der Faktor 2 über dem Nenner 2π ergibt sich durch die Berücksichtigung des zweifachen Durchlaufs der Strahlteilerlichtfelder durch die Interferometrikammer, welcher wegen der Realisierung der inertialsensitiven Konfiguration gegeben ist 4.4. Setzt man nun die Frequenzverschiebung des atomaren Übergangs Δ^{AC} gleich der

Frequenzverschiebung der Laser, so kann diese in Gleichung 2.77 eingesetzt werden, um die resultierende Phasenverschiebung des Interferometers durch

$$\delta\Phi = \int_{t_0}^{t_0+\tau_{Int}} dt g(t)\varrho(t)2\pi\Delta^{AC}(t) \quad (3.7)$$

zu beschreiben. Hier wurde zusätzlich die Funktion $\varrho(t)$ eingefügt. Für diese gilt $\varrho(t) = 1$ während des Strahlteilungsprozesses und $\varrho(t) = 0$ für die übrige Zeit, da nur während der Wechselwirkung der Einfluss von Leistungsschwankungen der Laser auf die AC-Stark-Verschiebung der Atome ins Gewicht fällt.

Ausgehend von der in Kapitel 2.2.1 geforderten Kompensation der AC-Stark-Verschiebung, also $\Delta^{AC} = \beta_1 I_{1,0} + \beta_2 I_{2,0} = 0$, kann der Beitrag zum Phasenrauschen des Interferometers analog zur Gleichung 2.89 in Abhängigkeit von der spektralen Rauschdichte der relativen Intensitätsschwankung $S_{RIN,i}(\omega)$ beschrieben werden mit

$$\sigma_I^2 = \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} |H_I(\omega)|^2 (S_{RIN,1}(\omega) + S_{RIN,2}(\omega)) . \quad (3.8)$$

Dabei ergibt sich die spektrale Rauschdichte der relativen Gesamtintensitätsschwankung als Summe der einzelnen Beiträge der beiden Laser mit $S_{RIN}(\omega) = S_{RIN,1}(\omega) + S_{RIN,2}(\omega)$.

Als Ansatz zur Herleitung der Gewichtungsfunktion setzt man o.B.d.A. $I_1(t) = I_{1,0} + A_0 I_{1,0} \cos(\omega t)$ mit $A_0 \in [0, 1]$ und $I_2(t) = I_{2,0} = konst.$, da eine Intensitätsschwankung des einen Lasers in eine Leistungsfuktuation des anderen Lasers umgerechnet werden kann. Hieraus ergibt sich

$$|H_I(\omega)|^2 = |2\pi\beta_1 I_{1,0} G_I(\omega)|^2 \quad (3.9)$$

für die Gewichtungsfunktion, mit

$$G_I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt g(t)\varrho(t)e^{-i\omega t} . \quad (3.10)$$

Wird die Kopplungen des Lichtfeldes an das $F' = 2$ und $F' = 3$ -Niveau von $5^2P_{3/2}$ vernachlässigt, so ergibt sich mit Gleichung 2.10 und 2.12

$$\beta_1 = \frac{\Gamma^2}{8\pi I_{sat}} \left(\frac{-\omega_{12}}{\Delta^2 + \Delta\omega_{12}} \right) . \quad (3.11)$$

Mit dem Ausführen der Fourier-Transformation aus Gleichung 3.10 ergibt sich schließlich für eine MZ-Konfiguration

$$G_I^{MZ}(\omega) = \frac{2i\omega}{\omega^2 - \Omega_{eff}^2} \left\{ \cos(\omega\tau_{\pi/2}) - \cos[\omega(T + \tau_{\pi/2})] + \frac{\Omega_{eff}}{\omega} \sin(\omega(T + 2\tau_{\pi/2})) \right\} \quad (3.12)$$

und für eine SRB-Konfiguration

$$G_I^{SRB}(\omega) = \frac{-4i\omega}{\omega^2 - \Omega_{eff}^2} \sin \left[\frac{\omega(T + T_m + 2\tau_{\pi/2})}{2} \right] \cdot \left\{ \sin \left(\frac{\omega T}{2} \right) + \frac{\Omega_{eff}}{\omega} \cos \left[\frac{\omega(T + 2\tau_{\pi/2})}{2} \right] \right\}. \quad (3.13)$$

Die Messung

Zur Bestimmung von $S_{RIN}(\omega)$ wurde die Gesamtintensität der beiden Laser mit einer Photodiode¹⁵ exemplarisch hinter einer der drei strahlteilerlichtfeldführenden Fasern detektiert. Hier wurde das spektrale Spannungsrauschen $S_U(\omega)$ bis zu einer Frequenz von 100 kHz mit dem oben erwähnten FFT-Analysator vermessen. Parallel dazu wurde der zeitliche Spannungsmittelwert \bar{U} an einem Oszilloskop erfasst. Die Rauschdichte $S_{RIN}(\omega)$ ergibt sich dann aus

$$S_{RIN}(\omega) = \frac{S_U(\omega)}{\bar{U}^2}. \quad (3.14)$$

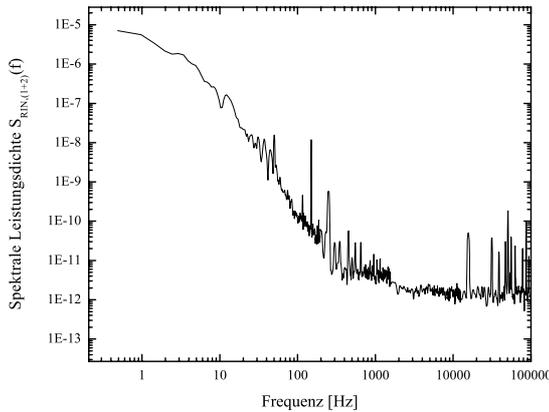


Abbildung 3.15: Dargestellt ist die spektrale Leistungsdichte des relativen Intensitätsrauschens beider Raman-Lichtfelder, welche hinter einer Faser aufgenommen wurde.

In Abbildung 3.15 ist die auf diese Weise aufgenommene spektrale Leistungsdichte des relativen Gesamtintensitätsrauschens dargestellt. Auch hier ist in einem Frequenzbereich unterhalb von 100 Hz, bedingt durch akustische Einkopplung von Störungen in die Faser, die Rauschdichte deutlich höher als in dem Bereich höherer Frequenzen. Aus Messungen des Intensitätsrauschens der einzelnen Raman-Laser folgt weiterhin, dass der dominante Beitrag durch den Raman-Slavelaser verursacht wird. Dieses liegt an der dominanten Phasenlock-Regelung im Vergleich zur Regelung mittels OL-Technik. Fluktuationen der Seedleistung, die sich durch die Regelung ergeben, führen zu Intensitätsschwankungen der TA-Diode [45].

¹⁵Modell DET210 der Firma Thorlabs.

Aus Gleichung 3.8 folgt schließlich der Beitrag des Phasenrauschens am Interferometer, verursacht durch Intensitätsfluktuationen, wobei die Standardparameter der betrachteten SRB-Konfiguration sowie eine Verstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 728$ MHz und eine Gesamtleistung von etwa 132 mW hinter der zum Experiment führenden Faser, verwendet werden. Es ergibt sich somit

$$\sigma_I = 8,6 \text{ mrad} . \quad (3.15)$$

Dieser Beitrag allein führt zu einer Limitierung der Auflösung des Interferometers bei $3,7 \cdot 10^{-7} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$.

(ii) Abweichung vom idealen Leistungsverhältnis

Fluktuiert das Leistungsverhältnis im Mittel um einen vom idealen Verhältnis abweichenden Wert, so führt dies auch im Mittel zu einer permanenten Phasenverschiebung. Im Folgenden wird eine Abschätzung dieser Phasenverschiebung durchgeführt.

Das Modell

Um diese Phasenverschiebung zu beschreiben, werden im Folgenden die Fluktuationen vernachlässigt und eine konstante Abweichung auf Zeitskalen größer als die Dauer der Strahlteilerpulse betrachtet. Diese konstante Abweichung führt dann zu einer konstanten Phasenverschiebung des Interferometersignals, die mit Gleichung 3.7 beschrieben wird durch

$$\Delta\Phi_{AC}^{SRB} = \int_{t_0}^{t_0+\tau_{Int}} dt g_{SRB}(t)\varrho(t)\Delta^{AC}(t) = \frac{\Delta_{(3)}^{AC}}{\Omega_{eff}^{(3)}} + \frac{\Delta_{(4)}^{AC}}{\Omega_{eff}^{(4)}} - \frac{\Delta_{(1)}^{AC}}{\Omega_{eff}^{(1)}} - \frac{\Delta_{(2)}^{AC}}{\Omega_{eff}^{(2)}} \quad (3.16)$$

für die SRB-Konfiguration und

$$\Delta\Phi_{AC}^{MZ} = \int_{t_0}^{t_0+\tau_{Int}} dt g_{MZ}(t)\varrho(t)\Delta^{AC}(t) = \frac{\Delta_{(3)}^{AC}}{\Omega_{eff}^{(3)}} - \frac{\Delta_{(1)}^{AC}}{\Omega_{eff}^{(1)}} \quad (3.17)$$

für die MZ-Konfiguration. Hierbei entspricht die umklammerte Zahl der Nummer des Strahlteilerpulses.

Die Abschätzung

Wie in Kapitel 2.2.1 bereits dargestellt wurde, ist der Beitrag zu einer Phasenverschiebung verursacht durch eine Änderung von Δ^{AC} dominanter als ein Beitrag, der aus einer Änderung von Ω_{eff} resultiert. Für eine Abschätzung wird daher

Ω_{eff} konstant gesetzt. Somit kann eine minimale Phasenverschiebung als Folge einer differentiellen AC-Stark-Verschiebung unter Verwendung von Gleichung 3.16 bzw. 3.17 dargestellt werden, als

$$\delta(\Delta\Phi_{AC}) = \sqrt{\frac{2}{\xi}} \cdot \frac{\delta(\Delta^{AC})}{\Omega_{eff}}. \quad (3.18)$$

Dabei ist $\xi = 1$ für eine MZ- und $\xi = 1/2$ für eine SRB-Konfiguration. Für eine Pulslänge von $\tau_{\pi/2} = 12 \mu s$ ergibt sich hieraus für die MZ- bzw. die SRB-Konfiguration eine Phasenverschiebung pro Frequenzverschiebung $\delta(\Delta\Phi_{AC})/\delta(\Delta^{AC})$ von 11 mrad/kHz bzw. von 15 mrad/kHz.

Unter der Annahme, dass zeitliche Fluktuationen von Δ_{AC} langsam sind im Vergleich zur Repetitionszeit des Interferometers, kann durch direkte Korrektur der Frequenzverschiebung mit dem Raman-Lasersystem für jede Wechselwirkungszone separat und mit einer Genauigkeit von 1 kHz eine Phasenverschiebung kompensiert werden. So kann $\Delta\Phi_{AC}$ auf unter 15 mrad eingegrenzt werden. Dies entspricht einer Verschiebung in der Größe von etwa 1,4% der Phasenverschiebung bedingt durch die Erdrotation für die betrachtete SRB-Konfiguration. Durch die Anwendung einer differentiellen Interferometermessung ist abhängig vom Überlappung der beiden Interferometerstrukturen eine Unterdrückung dieser Verschiebung möglich.

3.4.3 Der Effekt der separierten Strahlführung

Wie in den oberen Abschnitten beschrieben wurde, führt der Transport des Strahlteilerlichtfeldes in der Faser zu einer Zunahme der Phasenunsicherheit des Interferometers. Durch die separate Führung des Lichtes in drei Fasern zu den drei Applikationszonen, können thermische sowie akustische Störungen unterschiedlich stark einkoppeln. Damit diese Einkopplung möglichst gleichwertig ist, wurden die Fasern mit Teflonband zur Erhöhung der Stabilität ummantelt, bevor sie gemeinsam mit den anderen Fasern möglichst starr gelagert zum Experiment geführt werden. Trotz dieser Vorkehrungen, führen zeitlich auftretende Fluktuationen der Lichtfeldphase durch die separate Führung und durch die Aufprägung der zeitlich versetzten Strahlteilerpulse zu einer Phasenunsicherheit am Interferometer.

Das Modell

Der Einfluss der Separation kann über den Vergleich der resultierenden Schwebungssignale der Strahlteilerlichtfelder an den Ausgängen zweier Fasern untersucht werden. Haben die beiden Lichtfelder den gleichen Ursprung, so werden an einem Mischer sämtliche identische Rauschteile eliminiert, sodass lediglich das durch die Separation verursachte zusätzliche Rauschen erfasst wird. Um den Beitrag zum Rauschen der Phasenverschiebung des Interferometersignals abzuschätzen, kann

mit der auf diese Weise ermittelten spektralen Phasenrauschdichte $S_{sep}(\omega)$, der Formalismus der Sensitivitätsfunktion angewendet werden.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann eine identische Verteilung des Rauschbeitrags auf die beiden Separationsstrecken angenommen werden, wodurch sich die Phasenunsicherheit am Interferometer darstellen lassen kann als

$$\sigma_{sep}^2 = \int_0^\infty d\omega |H_\phi(\omega)|^2 \frac{S_{sep}(\omega)}{2} . \quad (3.19)$$

Die Messung

Um diesen Beitrag zu quantifizieren wurde am Ausgang der zwei Fasern für die beiden äußeren Applikationszonen das in seiner Phase stabilisierte Strahlteilerlichtfeld zunächst jeweils mit einer Hamamatsu G-4176 Photodiode detektiert. Die beiden Schwebungssignale wurden anschließend nach einer Reihe von Verstärkern¹⁶ an die Eingänge eines Mischers¹⁷ geleitet. Das heruntergemischte Signal wurde mit dem oben genannten FFT-Analysator spektral vermessen. In Abbildung 3.16 ist die erhaltene spektrale Leistungsdichte, nach der Umrechnung in eine Phasenrauschdichte (vgl. Abschnitt 3.3.2), dargestellt.

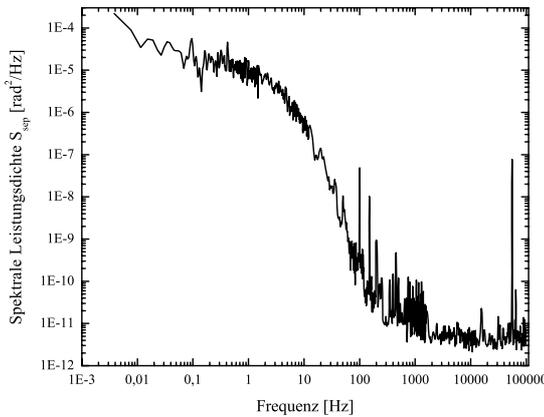


Abbildung 3.16: Die durch den Effekt der Separation resultierende spektrale Phasenrauschdichte.

Hieraus ergibt sich, unter Verwendung von Gleichung 3.19 und für die Standardparameter der betrachteten SRB-Konfiguration, ein Beitrag des Phasenrauschens am Interferometer, verursacht durch eine separate Strahlführung von

$$\sigma_{sep} = 9,3 \text{ mrad} . \quad (3.20)$$

Dieser Beitrag würde zu einer Limitierung der Auflösung des Interferometers pro Schuss in einem Bereich von $3,9 \cdot 10^{-7} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$ führen.

¹⁶Modell ZJL-7G der Firma MiniCircuits.

¹⁷Modell DMX 0618L der Firma MITEQ.

3.5 Die Ansteuerung des Experiments

Die Zentrale, die die vorgestellten Werkzeuge für die Interferometrie dirigiert, wird aus zwei Computern mit entsprechender Steuersoftware- und Steuerhardware gebildet, die über ein Netzwerk miteinander verbunden sind. Ein Überblick über das Konzept der Ansteuerung ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Während eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Elemente in der Arbeit [39] vorgenommen wurde, soll an dieser Stelle lediglich kurz das Schema der Ansteuerung vorgestellt werden.

Der sogenannte „Messrechner“ benutzt die Software *Labview 8.0* und bietet damit ein Interface zur Kontrolle des Interferometers. Der Messrechner beinhaltet zwei Analoge Karten *NI PCI-6733* mit jeweils acht analogen Ausgangskanälen sowie ein USB Eingangsmodul *Meilhaus ME-REDLAB PMD-1608FS*. Über die Ausgangskanäle werden diverse externen Geräte des Interferometers angesteuert, kontrolliert durch die eingegebene experimentelle Sequenz. So werden hierdurch auch die notwendigen Referenzspannungen generiert, die für die Frequenzstabilisierung basierend auf der OL-Technik verwendet werden. Ebenfalls werden hier über das USB-Eingangsmodul die bei der Detektion benutzten Photodioden (vgl. Kapitel 4.3) ausgelesen.

Der zweite Computer, mit der Bezeichnung „CASIRT1“, verwendet die *NI Labview realtime ETS* Software. Dieser besitzt fünf DDS-Karten, eine FPGA-Karte *NI PCI-7811R* und eine analoge Eingangskarte *NI PCI-6040E* mit 16 Kanälen. Die

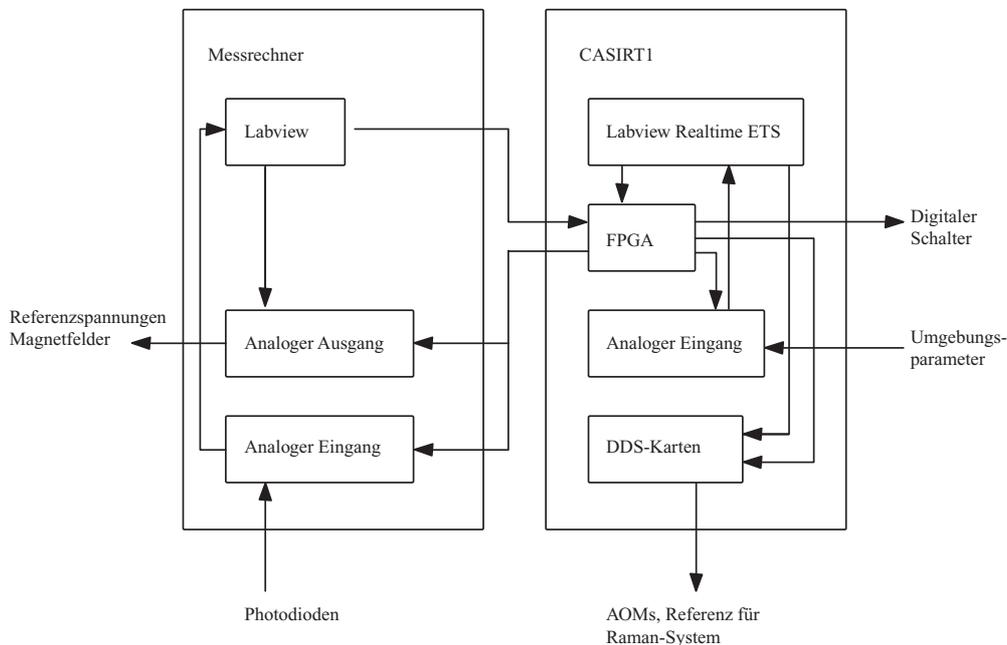


Abbildung 3.17: Übersicht der das Experiment steuernden Computer mit den verwendeten Kontrollkarten.

analogen Eingangskanäle werden dazu benutzt, um Umgebungsparameter, wie die Labortemperatur zu empfangen oder das Signal von Auslesegeräten, beispielsweise einem Seismometer einzulesen. Zusätzlich wird ein Kanal zur Synchronisierung mit dem restlichen Experiment benutzt. Über das Netzwerk transferierte Frequenzinformationen, die zur Realisierung der bewegten Melasse notwendig sind, werden mit der Rechnersoftware auf die DDS-Karten übertragen, die schließlich als Treiber für die entsprechenden AOMs fungieren. Die von den DDS-Karten benötigte Referenzfrequenz stammt aus dem oben erwähnten stabilen Referenzoszillator, der für den Phasen-Lock der Raman-Laser verwendet wird. Aus den über das Netzwerk transportierten Anweisungen für die experimentelle Sequenz werden mit der FPGA-Karte die entsprechenden digitalen Kontrollsignale zum Schalten der mechanischen Schalter, der AOMs und anderer Geräte generiert. Zusätzlich wird hierdurch die DDS-Karte für den Raman-Slavelaser programmiert. Mittels FPGA können Pulse mit einer Länge von 210 ns und einer Auflösung von 10 ns für alle 32 digitalen Ausgangskanäle realisiert werden.

DAS EXPERIMENT

Das eigentliche Atominterferometer gliedert sich in drei Bereiche: Das ist zum Ersten die atomare Quelle, die die Atome für die Interferometrie bereitstellt, zum Zweiten ist es die Interferometrie selbst, in der durch kohärente Manipulation der Atome mit Lichtfeldern eine Interferometerkonfiguration realisiert wird, und zum Dritten ist es die Detektion, die das Interferometersignal ausliest. Die Beschreibung dieser drei Schlüsselemente bildet den zentralen Teil dieses Kapitels und baut auf dem in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten „theoretischen Rüstzeug“ sowie den „Werkzeugen“ für die Atominterferometrie auf. Zusätzlich wird vorweg das Vakuumsystem als eine Grundvoraussetzung eines solchen Experimentes vorgestellt. Nach der Beschreibung der drei Schlüsselemente folgt ein Abschnitt über die Isolation von äußeren störenden Einflüssen wie externen Magnetfeldern und Vibrationen.

Wie im Kapitel zuvor werden zahlreiche Rauschbeiträge sowie konstante Phasenverschiebungen identifiziert und quantifiziert. Diese Betrachtung mündet in dem abschließenden Teil dieses Kapitels, in dem das gesamte Rauschbudget zusammengefasst wird. Das sich aus den einzelnen Beiträgen ergebene totale Phasenrauschen des Interferometers resultiert in einer zu erwartenden inertialen Auflösung des Interferometers. Ein Vergleich mit der tatsächlich am Interferometer erzielten Auflösung findet im nachfolgenden Kapitel statt.

4.1 Das Vakuum

Die Manipulation der Atome mit Licht weist eine starke Abhängigkeit von Stößen mit dem Hintergrundgas auf, wodurch die Forderung an ein möglichst gutes Vakuumsystem gegeben ist.

Das an diesem Experiment realisierte Vakuumsystem (vgl. Abbildung 4.1) kann in zwei Teile gegliedert werden. Der erste Teil ist die sogenannte Pumpensektion,

die aus kommerziellen CF-Komponenten aus nicht magnetischem Stahl zusammengesetzt ist. Hier sorgen vibrationsfreie Pumpen, eine Ionengetter-Pumpe¹ und eine Titan-Sublimationspumpe², für den Erhalt eines Ultrahochvakuums von etwa $6 \cdot 10^{-10}$ mbar. Der zweite Teil ist die sogenannte Experimentsektion, die aus einzelnen Aluminiumkammern besteht. Diese sind untereinander durch Bleidraht gedichtet, wohingegen optische Zugänge eine Indiumdichtung besitzen. Die an der atomaren Quelle befestigten Reservoirs, die das Experiment mit Rubidium beliefern, sind aus kommerziellen Swagelok-Komponenten zusammengesetzt.

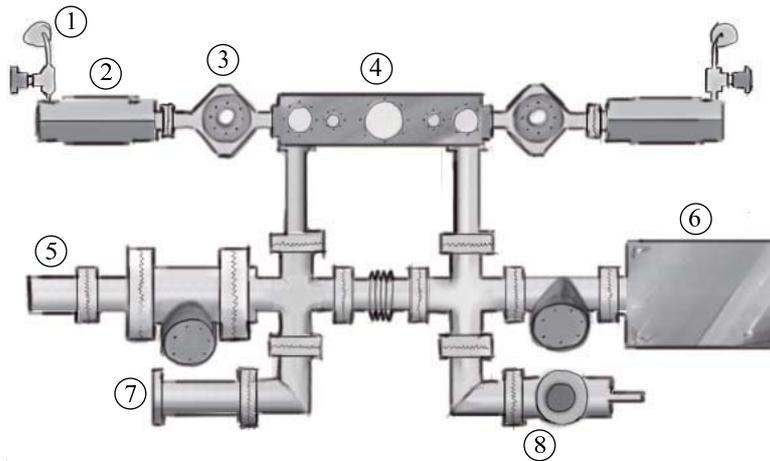


Abbildung 4.1: Aufbau des Vakuumsystems des atomaren Gyroskops: 1. Reservoir mit Rubidium, 2. 2D-MOT-Kammer, 3. 3D-MOT-Kammer, 4. Interferetriekammer, 5. Titan-Sublimationspumpe, 6. Ionengetter-Pumpe, 7. Drucksensor, 8. Vakuumentil.

Die Gesamtlänge des Vakuumsystems beträgt etwa 90 cm. Der Aufbau steht auf einer nicht magnetischen 120×90 cm² großen Plattform. Weitere Details zum Vakuumsystem können in [38] nachgelesen werden.

4.2 Die atomare Quelle

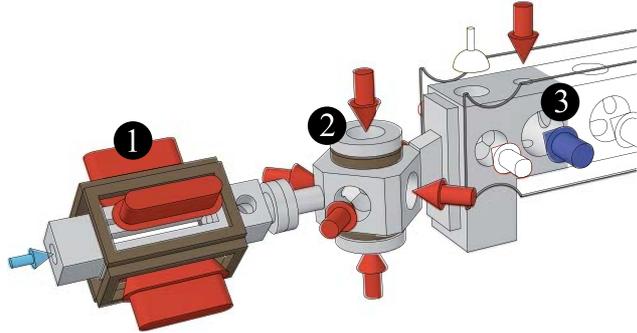
Die Realisierung einer Quelle für die Lichtinterferometrie ist durch die Verwendung von Lasern vergleichsweise einfach. Die Realisierung einer Quelle für die Atominterferometrie hingegen ist deutlich anspruchsvoller. Aus einer Menge von entsprechendem Material, in diesem Fall 2 g Rubidium, soll eine große Menge an Atomen, präpariert in einem bestimmten atomaren Zustand und mit einer geringen Temperatur, auf eine wohldefinierte Trajektorie in die Interferometrieregion beschleunigt werden.

¹Modell 40SDI2HSCNN mit 30 l/s der Firma Vacom.

²Modell SB-1020 TSP der Firma Hositrad.

Die in diesem Unterkapitel beschriebene atomare Quelle kann in drei Themenschwerpunkte gegliedert werden. Diese sind der Ladevorgang, der Startvorgang sowie die Präparation. Die beiden atomaren Quellen dieses Interferometers zur Realisierung eines differentiellen Messschemas sind dabei identisch aufgebaut. Eine der beiden atomaren Quelle, die den Interferometriebereich flankieren, ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der atomaren Quelle mit der 1. 2D-MOT und 2. 3D-MOT, welche im folgenden Abschnitt beschrieben werden sowie 3. einem Teil des Präparationsbereiches (vgl. Abbildung 4.5).



4.2.1 Der Ladevorgang

Der Ladevorgang hat die Aufgabe, einen möglichst großen atomaren Fluss zu realisieren. Nur dann kann eine hohe Repetitionsrate erreicht werden. Je höher die Repetitionsrate eines Atominterferometers, desto schneller findet die Integration der zu vermessenden Größe statt. So können auch schnell fluktuierende Beiträge zur Phasenverschiebung des Interferometersignals gemessen werden.

Ein Konzept zur Realisierung einer hohen Laderate hat sich in der Atominterferometrie mit der Implementierung von Doppel-MOT-Systemen bewährt. In dieser kompakten Bauweise wird mit einer 2D-MOT eine nachfolgende 3D-MOT beladen [76, 77].

Die 2D-MOT

Über ein Rubidiumreservoir, das an der 2D-MOT angebracht ist (vgl. Abbildung 4.2) und auf etwa 50°C erhitzt wird, gelangen Rubidiumatome durch ein Ventil in die 2D-MOT. Dort wird mit Hilfe der in Kapitel 3.2 beschriebenen Lichtfelder und eines magnetischen Quadrupolfelds ein Strahl von kalten Atomen produziert.

Für die vier Teleskope der 2D-MOT bestehen jeweils aus einer Kombination aus zylindrischer Linse mit der Brennweite $f = -2,4$ mm in einer Dimension sowie einer plankonvexen Linse ($f = 92$ mm), die in ihren Ausmaßen dem rechteckigen Zugang der 2D-MOT angepasst wurde. Die auf diese Weise kompakt

aufgebauten Teleskope erzeugen einen Strahl elliptischer Form, der nach einem $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen zirkular polarisiert ist. Dieses befindet sich zwischen Faserkoppler und der ersten Linse.

Das Quadrupolfeld wird durch vier Spulen generiert und hat einen Magnetfeldgradienten in zwei Raumrichtungen von je 13,6 G/cm bei einem Spulenstrom von 2,2 A. Die Spulen werden durch eine analoge Ansteuerung der verwendeten Stromversorgungen geschaltet mit $1/e$ -Ein- bzw. Ausschaltzeiten von 25 bzw. 10 ms.

Ein weiteres Lichtfeld, das blauverstimmte Pusher-Licht (vgl. Kapitel 3.2), wird in Richtung des Atomstrahls eingestrahlt und sorgt für eine zusätzliche Beschleunigung der Atome in Richtung der 3D-MOT. Dabei garantiert ein kleiner Winkel zwischen Atomstrahl und Pusher-Lichtstrahl, dass die Atome in der 3D-MOT nicht durch das Pusher-Licht aus der Falle entfernt werden. Dieses linear polarisierte Lichtfeld benutzt lediglich einen kommerziellen Faserkoppler³ zur Kollimation. Insgesamt sorgt das Pusher-Lichtfeld für eine Verdopplung des atomaren Flusses aus der 2D-MOT in die 3D-MOT.

In einem solchen 2D-MOT-Konzept wird eine Geschwindigkeit der Atome von 20 m/s erreicht und ein atomarer Fluss von 10^{10} at/s erzeugt. Bevor die Atome in die 3D-MOT-Kammer gelangen, durchfliegen sie eine differentielle Pumpstufe, die eine Öffnung mit einem Durchmesser von 4 mm und einer Länge von 20 mm besitzt. Dadurch wird der notwendige hohe Partialdruck des Rubidiums auf der 2D-MOT-Seite garantiert und gleichzeitig der möglichst niedrige Druck auf der 3D-MOT- bzw. der Interferometrieseite sichergestellt.

Die 3D-MOT

Die Lichtfelder der 3D-MOT sind, wie in Abbildung 4.2 dargestellt ist, in der „110“-Konfiguration orientiert. Die strahlformenden Teleskope bestehen aus einer Kombination aus einer Linse der Brennweite $f = -6$ mm und einer Linse mit $f = 50$ mm. Dadurch wird das Lichtfeld auf nur 70 mm kollimiert und erreicht einen $1/e^2$ -Durchmesser von 22 mm. Mit einem $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen, welches vor der ersten Linse angebracht ist, wird hier ebenfalls eine zirkulare Polarisation des Lichtfelds eingestellt.

Mit einem Spulenpaar, das in vertikaler Richtung orientiert ist, wird ein Magnetfeldgradient von 20 G/cm bei einem Spulenstrom von 5 A realisiert. Das Spulenpaar wird durch Solid-State-Relays geschaltet, was zu einer kurzen $1/e$ -Ein- bzw. Ausschaltzeiten von 0,1 bzw. 1 ms führt. Die Abschaltzeit wird dabei durch induzierte Ströme in der Aluminiumkammer der 3D-MOT limitiert.

Mit dem auf diese Weise realisierten Doppel-MOT-Konzept ergibt sich das in Abbildung 4.3 dargestellte Ladeverhalten der 3D-MOT. Das exponentielle Lade-

³Modell 60FC-A4,5-02#45179-14 der Firma Schaffter+Kirchhoff.

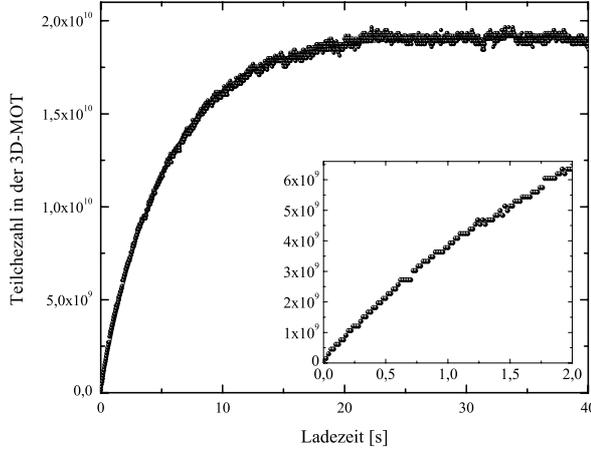


Abbildung 4.3: Ladekurve einer der 3D-MOTs. Für das Inset gilt die gleiche Achsenbeschriftung.

verhalten lässt sich mit der Funktion

$$N_{3D}(t) = \frac{R}{\lambda_{3D}}(1 - e^{-\lambda_{3D}t}) \quad (4.1)$$

beschreiben, wobei R der Laderate in das 3D-MOT-Volumen und λ_{3D} der inversen Zeitkonstante des Ladeprozesses entspricht. Für die dargestellte Messung wird eine Laderate von $R = 3,6 \cdot 10^9$ at/s erreicht.

Im gesättigten Zustand werden $1,9 \cdot 10^{10}$ Atome in der 3D-MOT gefangen. Für die Interferometrie sind allerdings wie oben erwähnt möglichst kurze Ladezeiten wichtig. So werden beispielsweise nach 200 ms bzw. nach 1 s etwa $1 \cdot 10^9$ bzw. $3,8 \cdot 10^9$ Atome gefangen. Die gefangenen Atome werden anschließend mit dem im nachfolgenden Abschnitt beschriebenen Startvorgang in die Interferometrikammer beschleunigt.

4.2.2 Der Startvorgang

Ziel des Startvorgangs ist es, eine große Zahl an Atomen mit einer tiefen Temperatur in einer Wolke geringer Ausdehnung in die Interferometrikammer präzise zu beschleunigen. Hohe Teilchenzahlen verringern das Rauschen während der Detektion, wie in Kapitel 4.3 untersucht wird. Tiefe Temperaturen sind, wie bereits in Kapitel 2.1.2 gefordert wurde, notwendig, um eine möglichst hohe Effizienz des Strahlteilungsprozesses und dadurch einen hohen Signalkontrast zu erhalten. Wellenfronteffekte weisen zudem ebenfalls eine starke Temperaturabhängigkeit auf, wie in Abschnitt 4.4.4 untersucht wird. Eine kleine Wolkengröße ist hinsichtlich des Strahlteilungsprozesses (vgl. Kapitel 2.1.2) sowie bei der Detektion (vgl. Kapitel 4.3) von Vorteil. Die Realisierung von präzisen Trajektorien ist von Bedeutung, da Unsicherheiten des Startvorgangs Fluktuationen der räumlichen Interferometergeometrie zur Folge haben, wie in Abschnitt 4.2.4 beschrieben wird. Die Fluk-

tuationen der Trajektorie führen zudem in Kombination mit weiteren Effekten zu einem Phasenrauschen des Interferometers, wie weiter unten beschrieben wird.

Der zeitliche Ablauf des Startvorgangs der Atome ist in Abbildung 4.4 illustriert. Nach einer ausreichenden Ladezeit, wobei eine Dauer zwischen 50 ms und 2 s verwendet wird, werden die magnetischen Felder sowie die Lichtfelder der 2D-MOT ausgeschaltet. In der nachfolgenden Abklingzeit des 2D-MOT-Magnetfeldes wird die Verstimmung des 3D-MOT-Kühllichts von 15,2 MHz bezüglich des Kühlübergangs in der Ladephase für 11 ms mittels 3D-MOT-Laser selbst (vgl. Kapitel 3.2.4) auf 138,2 MHz vergrößert, um einen stärkeren Kühleffekt zu erreichen.

Für die nachfolgende Beschleunigung wird zunächst die Verstimmung auf einen Wert von 15,2 MHz gestellt, wobei dem 3D-MOT-Kühlaser eine Dauer von 1 ms eingeräumt wird, um die neue Frequenz zu erreichen. Durch diese Verstimmung soll die Streurrate wieder erhöht werden, um eine effiziente Beschleunigung zu gewährleisten. Bei dem Beschleunigungsvorgang, der eine Dauer von 2 ms hat, wird abhängig von der MOT-Strahlposition (j) zusätzlich eine geringe Verstimmung $\delta_{3D}^{D,j}$ über die vier AOMs des 3D-MOT-Lichtfeldes eingestellt, um weiterhin in dem bewegten Bezugssystem kühlen zu können.

Anschließend folgt die Phase der Melasse-Kühlung im bewegten Bezugssystem.

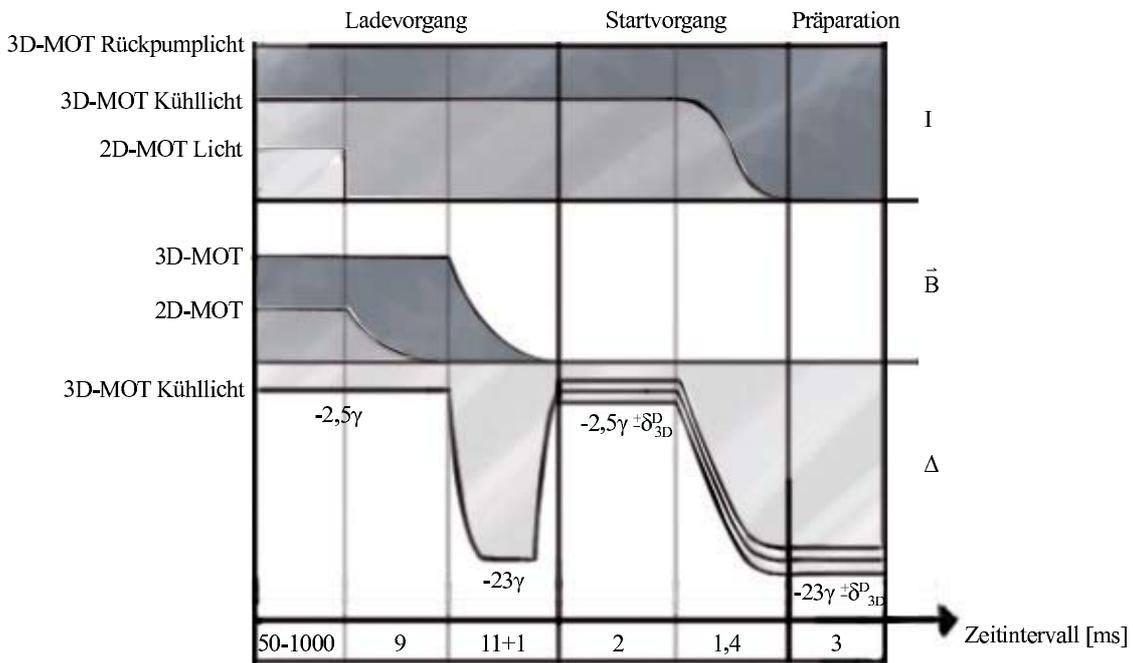


Abbildung 4.4: Schematisch ist der zeitliche Ablauf der Lichtleistung und des Magnetfeldes der einzelnen Komponenten ab dem Ladevorgang dargestellt. Hierbei sind der besseren Darstellung wegen die beiden Achsen nicht skaliert. Weiterhin ist der zeitliche Verlauf der Verstimmung des 3D-MOT-Kühllichtes dargestellt, wobei $\gamma = \Gamma/2\pi$ ist.

Hierfür wird das Magnetfeld der 3D-MOT ausgestellt und die globale Verstimmung mit dem Laser auf einen Wert von 138,2 MHz verfahren. Zeitgleich wird in dieser 1,4 ms andauernden Phase die Leistung der Kühllichtfelder über die entsprechenden AOMs ausgeschaltet. Um einen möglichst adiabatischen Leistungsabfall zu garantieren, der zu einem effizienteren Kühlvorgang führt [78], ist jeweils ein Tiefpass vor den vier AOM-ansteuernden Verstärkern angebracht.

Auf diese Weise werden abhängig von der Laderate einige 10^8 Atome in einer Wolke mit einem Radius von $\sigma_{1/\sqrt{e}} = 3,8$ mm und einer Temperatur von $8 \mu\text{K}$ in die Interferometrikammer geschossen. Um eine Parabel mit Scheitelpunkt in der Mitte beider Interferometer zu realisieren und die Überlagerung der atomaren Trajektorien anpassen zu können, kann gemäß

$$v_{at}^{vert.} = \lambda \cdot (\pm\delta_{3D}^{D,vert.}) \quad \text{bzw.} \quad v_{at}^{hor.} = \sqrt{2}\lambda \cdot (\pm\delta_{3D}^{D,hor.}) \quad (4.2)$$

mit $\lambda=780$ nm eine bestimmte Geschwindigkeit in vertikaler bzw. horizontaler Richtung über die AOMs des 3D-MOT-Kühllichtes eingestellt werden. Dabei wird in vertikaler Richtung mit dem „-“ das von unten kommende Lichtfeld beschrieben und mit dem „+“ entsprechend das von oben kommende Lichtfeld. In horizontaler Richtung werden mit dem „-“ die beiden von der 2D-MOT zugewandten Seite kommenden Lichtfelder beschrieben und mit dem „+“ entsprechend die beiden von der der Interferometrikammer zugewandten Seite kommenden Lichtfelder.

Bei dem vorliegenden Aufbau können Geschwindigkeiten in horizontaler Richtung zwischen 2,5 und 5 m/s eingestellt werden. Derzeit wird mit Geschwindigkeiten in horizontaler und vertikaler Richtung von $v_{at}^{hor.} = 2,79$ m/s und $v_{at}^{vert.} = 0,73$ m/s gearbeitet. Bevor untersucht wird, wie sich die Unsicherheiten dieser Geschwindigkeit sowie der Startposition der atomaren Wolke auf die Auflösung des Interferometers auswirken, wird im folgenden Abschnitt die Präparation beschrieben, die die atomare Quelle vervollständigt.

4.2.3 Die Präparation

Durch eine zustands- und geschwindigkeitsselektive Präparation sollen möglichst viele Atome vor dem Beginn der Interferometrie in einen der beiden Interferometerzustände $|1\rangle$ oder $|2\rangle$ überführt werden. Zudem sollen alle übrigen Zustände der beiden Hyperferin-Niveaus entvölkert werden, da andernfalls der zusätzliche Untergrund an Atomen das Interferometersignal vermindert. Darüber hinaus soll bei der Präparation das atomare Ensemble in seiner Geschwindigkeit entlang der Strahlteilerlichtfelder gefiltert werden, um die Effizienz des Strahlteilungsprozesses weiter zu erhöhen.

Abbildung 4.5 zeigt den an diesem Interferometer verwendeten Präparationsaufbau. Mit diesem wird der magnetisch insensitive Zustand $|5^2S_{1/2}, m_F = 0\rangle$ als unterer Interferometerzustand $|1\rangle$ durch die folgende Sequenz präpariert:

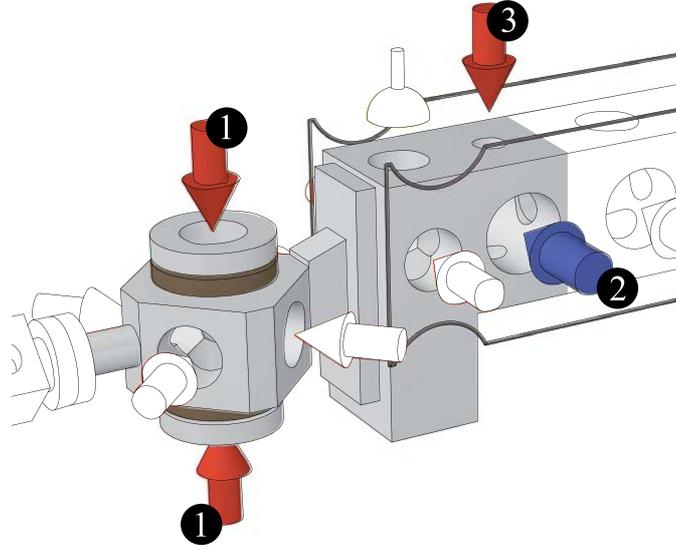


Abbildung 4.5: Dargestellt sind exemplarisch für ein Interferometer die einzelnen zur Präparation beitragenden Komponenten: 1. Rückpumplicht in der 3D-MOT, 2. geschwindigkeitsselektiver π -Puls sowie 3. Blow-away-Lichtfeld in der äußeren Applikationszone.

(i) *Bevölkerung des $F = 2$ -Niveaus/ Entvölkerung des $F = 1$ -Niveaus:* Das Rückpumplichtfeld wird während des Startvorgangs permanent eingestrahlt und darüber hinaus erst 3 ms nach dem Startvorgang abgeschaltet. Das führt zu einer Entvölkerung des $F = 1$ -Niveaus und zu einer Akkumulation der Atome im $F = 2$ -Niveau.

(ii) *Geschwindigkeitsselektion:* Dieser Schritt der Präparation ist bereits in den äußeren Applikationszonen des Interferometers lokalisiert. Hier wird ein π -Puls in Richtung eines homogenen Magnetfelds appliziert. Das Magnetfeld realisiert die für die Zustandselektion notwendige Aufhebung der Entartung und definiert die Quantisierungsachse. Da dieses Feld auch an dem Interferometrieprozess beteiligt ist, wird es erst in Kapitel 4.4.1 näher erläutert. Der π -Puls transferiert Atome vom $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ -Zustand in den $|5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ -Zustand. Darüber hinaus realisiert dieser wegen einer gegenläufigen Konfiguration der beiden Strahlteilerlichtfelder die Geschwindigkeitsselektion der Atome entlang der Strahlteilerichtung. Eine detaillierte Beschreibung der Konfiguration bleibt ebenfalls dem Kapitel 4.4.1 vorbehalten.

(iii) *Entvölkerung des $F = 2$ -Niveaus:* In dem letzten Schritt der Präparation werden durch das Einstrahlen des Blow-away-Lichtfelds die im $F = 2$ -Niveau verbliebenen Atome mittels Strahlungsdruck entfernt. Das Licht ist linear polarisiert und wird in vertikaler Richtung orientiert zu der Interferometrikammer $300 \mu\text{s}$

lang eingestrahlt. Es wird direkt das aus der Faser kommende Licht ohne weitere Optik verwendet.

Charakterisierung der Präparation

Die Charakterisierung erfolgt hinsichtlich der erreichten Temperatur $T_{at,y}$ in Richtung der Strahlteilerlichtfelder bei der Geschwindigkeitsselektion. Darüber hinaus wird die erreichte Effizienz bezüglich der präparierten Teilchenzahl angegeben.

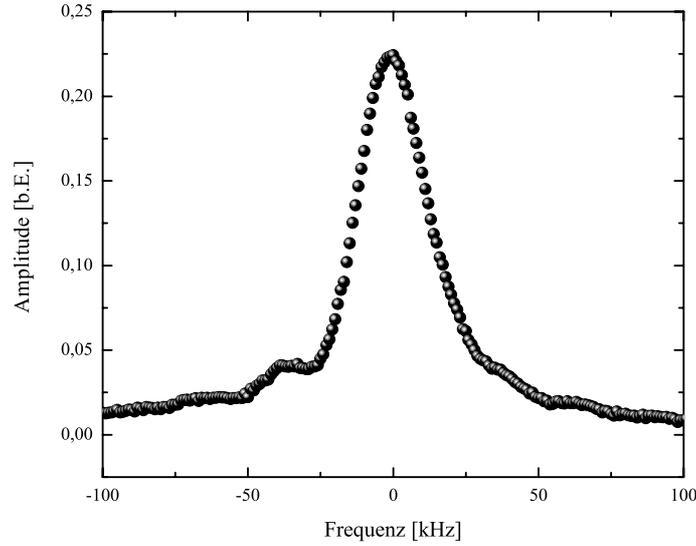


Abbildung 4.6: Interferometerübergang vermessen mittels Ramanspektroskopie. Die Frequenzachse wurde um die Übergangsfrequenz verschoben.

Wie in Kapitel 2.1 erläutert wurde, führt eine Geschwindigkeitsverbreiterung $\sigma_{1/\sqrt{e}}^{v_y}$ der selektierten Atome zu einer Frequenzverbreiterung $\sigma_{1/\sqrt{e}}^{f_y}$ der Resonanz. Hieraus ergibt sich die Beziehung

$$\sigma_{1/\sqrt{e}}^{v_y} = \frac{2\pi\sigma_{1/\sqrt{e}}^{f_y}}{k_{eff}} = \frac{\sigma_{1/\sqrt{e}}^{f_y}}{2/\lambda} \approx \frac{1}{4\sqrt{\ln 4}} \cdot \frac{\lambda}{\tau_\pi}. \quad (4.3)$$

Die Temperatur $T_{at,y}$ wiederum ergibt sich aus

$$T_{at,y} = \frac{m_{Rb}}{k_B} (\sigma_{1/\sqrt{e}}^{v_y})^2 = 0,01044 \text{ kg m} \cdot (\sigma_{1/\sqrt{e}}^{v_y})^2. \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.6 sind die Messwerte einer Raman-Spektroskopie aufgetragen. Hierzu wird nach dem oben vorgestellten Präparationsschema, wobei $\tau_\pi = 37 \mu\text{s}$ beträgt, ein weiterer π -Puls mit den Strahlteilerlichtfeldern appliziert und in seiner

Verstimmung in Schritten von 500 Hz um die Resonanzfrequenz ν_{12} des Interferometerübergangs sukzessive variiert. Um in der Frequenzauflösung nicht Fourierlimitiert zu sein, beträgt die Dauer dieses Spektroskopiepulses $60 \mu\text{s}$. Mit den Gleichungen 4.3 und 4.4 ergibt sich in diesem Fall eine Temperatur $T_{at,y}$ von 220 nK. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden geschwindigkeitsselektive Pulse mit einer Dauer von 15 - 30 μs verwendet, was Temperaturen $T_{at,y}$ von 1,3 bis 0,3 μK entspricht.

Eine solche Geschwindigkeitsselektion führt allerdings zu hohen Verlusten in der Teilchenzahl. Die realisierte Präparation erreicht eine Effizienz in der Teilchenzahl von 5-10% der gestarteten Atome. Es stehen somit bis zu 10^7 Atome für die Interferometrie im Interferometerzustand $|1\rangle$ bereit.

4.2.4 Die Flächenvariation bedingt durch Unsicherheiten der atomaren Quelle

Es sind die Unsicherheiten in der Geschwindigkeit und in der Position bedingt durch den Startvorgang, die das Auflösungsvermögen des Interferometers in vielerlei Hinsicht beeinträchtigen. Geschwindigkeitsfluktuationen des atomaren Ensembles von einem Interferometryklus zum nächsten führen zu einer Unsicherheit der durch die atomaren Trajektorien eingeschlossenen Fläche. Diese Unsicherheit wird beispielsweise durch Fluktuationen der Polarisation in den das Kühllicht leitenden Fasern oder durch Frequenz- und Amplitudenfluktuationen des 3D-MOT-Lasers verursacht. Unsicherheiten in der Geschwindigkeit und in der Position in Kombination mit weiteren Effekten resultieren in einer Zunahme des Phasenrauschens des Interferometers. Diese Effekte sind ein positionsabhängiger Detektionsprozess, Gradienten des Interferometermagnetfeldes und Wellenfrontfehler des Strahlteilerlichtfeldes. Eine Modellierung dieser Beiträge findet an den entsprechenden Stellen dieser Arbeit in den Kapiteln 4.3.2, 4.4.3 und 4.4.4 statt. Im Folgenden werden die dafür notwendigen Unsicherheiten beschrieben und die resultierende Flächenunsicherheit betrachtet.

Die Unsicherheiten in der Startposition wurden durch das Ermitteln des Schwerpunkts der Wolke mit einer CCD-Kamera vor dem Startvorgang bestimmt [38, 77]. Es ergibt sich eine Standardabweichung in der Richtung der Interferometrikammer von $\sigma^x = 23 \mu\text{m}$ und von $\sigma^y = 8,5 \mu\text{m}$ senkrecht dazu sowie zur Erdbeschleunigung. Die Unsicherheit in der Geschwindigkeit wurde durch eine Flugzeitanalyse untersucht. Dazu durchquerte die Atomwolke nach dem Start zwei schmale Detektionslichtflächen, an denen die Fluoreszenz als Funktion der Zeit mit einer Photodiode aufgenommen wurde [38, 77]. Es ergibt sich eine Standardabweichung der Geschwindigkeit von $\sigma^{v_x} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$.

Unter der Verwendung des Standardparametersatzes der betrachteten SRB-Konfiguration (vgl. Kapitel 2.2.2), aus dem sich eine eingeschlossene Fläche von $8,6 \text{ mm}^2$ ergibt und eine durch die Erdrotation verursachte Phasenverschiebung

von 1,37 rad folgt, kann eine Begrenzung der Auflösung bei einer Messung der Erdrotation von

$$\Delta\Omega_E = \left| -\frac{h\Delta\Phi_E}{4\pi mA^2} \right| \sqrt{\tau_z} \cdot \delta A \approx 2,1 \cdot 10^{-8} \frac{\text{rad}}{\text{s}\sqrt{\text{Hz}}} \quad (4.5)$$

angegeben werden. Die Flächenunsicherheit δA für die oben genannte Fläche ergibt sich dabei zu $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^2$. Da die Unsicherheit pro Schuss definiert ist, wurde bei der Auflösung die Zykluszeit des Interferometers von $\tau_z=3,26 \text{ s}$ mit dem Faktor $\sqrt{\tau_z}$ berücksichtigt.

4.3 Die Detektion

Zwar bildet die Detektion das abschließende Element des Interferometrieablaufs, jedoch basieren zahlreiche Betrachtungen im Kapitel „Die Interferometrie“ auf der Detektion, weshalb diese thematisch der Interferometrie vorgezogen wird.

Mit der Detektion sollen die während der Propagation auf ihren Trajektorien aufgesammelte Phase der Atome ausgelesen werden. Wie in Kapitel 2.2 erläutert wurde, ist das Phasensignal in dem hier beschriebenen Interferometer in der Information über die Besetzungszahl der entsprechenden Interferometerzustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ kodiert. Auf welche Weise dieses Signal ausgelesen wird und welchen Beitrag die auftretenden Unsicherheiten bei dem Detektionsprozess zum Phasenschauschen des Interferometers haben, wird in diesem Abschnitt diskutiert.

4.3.1 Die normierte zustandsselektive Detektion

Um nicht anfällig auf Schwankungen der Teilchenzahl zu sein, werden im Detektionsprozess beide Interferometerzustände ausgelesen. Diese normierte zustandsselektive Detektion befindet sich jeweils am Rand der Interferometrikammer, wie in Abbildung 4.7 dargestellt ist. Das in Kapitel 3.2 beschriebene Detektionslicht wird nach der Faser mit einer Linse der Brennweite $f = 80 \text{ mm}$ kollimiert, wobei mit einer Blende ein Strahldurchmesser⁴ von 9 mm eingestellt wird. Mittels nachfolgender Polarisationsoptik wird das Detektionslicht in zwei Strahlen gleicher Leistung aufgeteilt und in Richtung des Interferetriemagnetfeldes eingestrahlt (vgl. Abschnitt 4.4.1). In jedem Strahlengang befindet sich anschließend ein $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen mit dem eine zirkulare Polarisation der beiden Lichtfelder eingestellt wird. Nach dem Durchgang durch die Interferometrikammer wird das Licht jeweils über einen Spiegel in sich zurückreflektiert. In vertikaler Richtung wird schließlich mittels jeweils einer Photodiode⁵ das Fluoreszenzlicht der Atome

⁴Auf den gewählten Durchmesser von 9 mm wird im Abschnitt 4.4.4 „Wellenfrontfehler“ weiter eingegangen.

⁵Modell LCA-S-400-K-Si der Firma Femto.

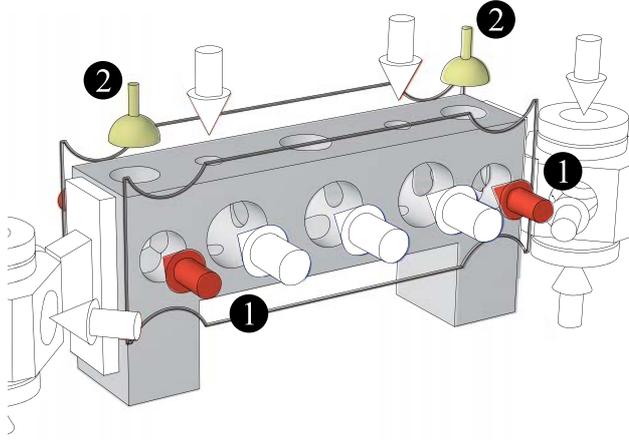


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des Detektionsaufbaus: 1. Detektionslicht mit überlagertem Rückpumplicht und 2. Photodiode zur Detektion der atomaren Fluoreszenz.

in den beiden Detektionsbereichen aufgenommen. Um möglichst viele Photonen zu detektieren sind zwei identische Linsen mit einer Brennweite von $f = 30$ mm direkt vor jeder Photodiode angebracht.

Der zeitliche Ablauf der Detektionssequenz kann in folgende Teilschritte gegliedert werden:

(i) *Detektion aller Atome im $F = 2$ -Niveau:* 800 μs lang werden die Atome mit dem Detektionslicht angeleuchtet. Die Kombination aus der gewählten Lichtpolarisation und dem angesprochenen atomaren Übergang sorgt für einen geschlossenen Übergang, bei dem der Zerfall in das $5^2S_{1/2}$, $F = 1$ -Niveau nicht erlaubt ist. Die auf diese Weise zahlreich gestreuten Photonen werden mit Hilfe der Photodioden und der nachgeschalteten Verstärkerelektronik in das Spannungssignal $U_{F=2}^{PD}$ übersetzt.

(ii) *Detektion aller Atome:* Hierfür wird zunächst während einer Dauer von 400 μs lediglich das Rückpumplicht, das dem Detektionslicht überlagert ist, eingestrahlt. Dieses sorgt dafür, dass die Atome im unteren Interferometerzustand in den oberen bereits ausgelesenen Zustand transferiert werden, wodurch sich nun alle Atome im Niveau $5^2S_{1/2}$, $F = 2$ befinden. Anschließend wird die Prozedur von Punkt (i) wiederholt. Die Photodiode detektiert Fluoreszenzlicht, das einem Signal aus beiden atomaren Zustände entspricht, wobei das Spannungssignal $U_{F=2+F=1}^{PD}$ erzeugt wird.

(iii) *Detektion des Streulichts:* Während Prozedur (i) und (ii) wurde zusätzlich zum Fluoreszenzlicht der Atome das Streulicht des Detektionslichts an der Photodiode registriert. Um diesem Rechnung zu tragen, wird nach einer Wartezeit von 22 ms nach (ii), in der die Atomwolke sich weit genug entfernt hat, ein erneuter Detektionslichtpuls der Länge 800 μs eingestrahlt und somit der Beitrag des Streulichts erfasst, wobei das Spannungssignal U_0^{PD} erzeugt wird.

Der mittels eines solchen Detektionsablaufs erhaltene Verlauf des Photodiodensignals $U^{PD}(t)$ ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Hieraus kann das Interferometer-

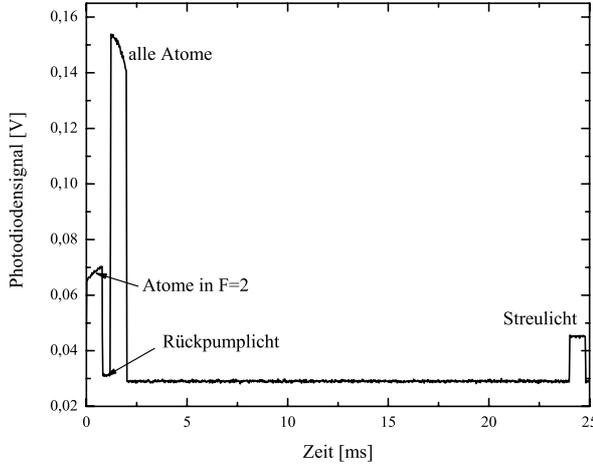


Abbildung 4.8: Typisches Photodiodensignal der hier vorgestellten Detektionssequenz als Funktion der Zeit.

signal rekonstruiert werden, für das gilt:

$$\Xi = \frac{U_{F=2}^{PD} - U_0^{PD}}{U_{F=2+F=1}^{PD} - U_0^{PD}} = P_2 . \quad (4.6)$$

Somit entspricht das ermittelte Interferometersignal der Anregungswahrscheinlichkeit für den oberen Interferometerzustand und kann anschließend in eine Phasenverschiebung umgerechnet werden, wie in Kapitel 2.2.1 bzw. 2.2.2 dargestellt wurde.

4.3.2 Die Charakterisierung der Detektion

Das Modell

Das Rauschen der Detektion lässt sich in drei unabhängige Rauschkomponenten einteilen [29, 79]. Hiernach kann die gesamte Unsicherheit der Detektion σ_D , welche zum Rauschen des Interferometersignals beiträgt, dargestellt werden durch

$$\sigma_D^2 = \sigma_{D,0}^2 + \frac{P_2(1 - P_2)}{N} + \frac{C}{N^2} . \quad (4.7)$$

Die erste Komponente $\sigma_{D,0}$ rührt zum einen von Amplituden- sowie Frequenzfluktuationen des Detektionslichts her. Zum anderen trägt die von der Position der atomaren Wolke abhängige Detektion in Kombination mit der Startunsicherheit der atomaren Quelle zu diesem Rauschen bei. Diese Beiträge sind unabhängig von der detektierten Teilchenzahl. Die zweite Komponente entspricht dem Quantenprojektionsrauschen $\sigma_{D,QPR}$ des Interferometers, welches eine fundamentale Limitierung darstellt [80]. Mit einer Teilchenzahl von bis zu 10^7 ist hier ein Rauschbeitrag von

$$\sigma_{D,QPR} < 1 \text{ mrad} \quad (4.8)$$

gegeben, welcher zu einer Limitierung der Auflösung von $< 4,2 \cdot 10^{-8} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$ führt. Die dritte Komponente kann auf technisches Rauschen $\sigma_{D,T}$ wie Dunkelstrom der Photodiode sowie auf das Rauschen der Verstärker zurückgeführt werden. Diese skaliert bezüglich der detektierten Teilchenzahl mit $1/N$.

Die Messung

Um diesen Zusammenhang zu untersuchen, kann nach der Präparation der Atome in den Grundzustand ein einzelner Raman- π -Puls appliziert werden. In einem solchen Fall ähnelt das Rauschverhalten der Detektion dem Verhalten während der Interferometrie, ohne auf dessen Phasenrauschen sensitiv zu sein. Um darüber hinaus nicht auf mögliche Leistungsfluktuationen der Raman-Laser anfällig zu sein, wurde die Leistung der Strahlteilerlichtfelder reduziert und eine Pulszeit von $\tau_\pi = 30 \mu\text{s}$ benutzt. Unterschiedliche Atomzahlen wurden durch unterschiedlich lange Ladezeiten realisiert. Abbildung 4.9 zeigt den auf diese Weise aufgenommenen Verlauf

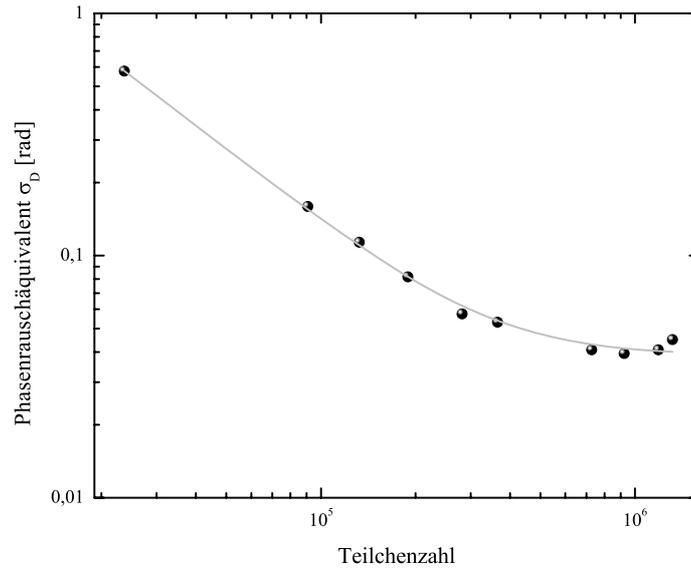


Abbildung 4.9: Detektionsrauschen umgerechnet in Interferometerphasenrauschen als Funktion der Teilchenzahl mit der nach Gleichung 4.7 gegebenen Fit-Funktion.

des Detektionsrauschens jeweils bei 1 s als Funktion der Teilchenzahl. Aufgetragen ist hierbei bereits das resultierende Phasenrauschäquivalent der untersuchten SRB-Interferometerkonfiguration. Hierbei wurde der in Kapitel 2.2.2 eingeführte Signal-Phase-Umrechnungsfaktor von $\kappa = 0,049 \text{ rad}^{-1}$ benutzt.

Der Rauschbeitrag $\sigma_{D,T}$ lässt sich aus den Parametern der an die Messpunkte gelegten Fit-Funktion ermitteln. Dabei ist der Fit durch die Gleichung 4.7 festge-

legt. Hieraus ergibt sich für $C = 0,187 \cdot 10^9 \text{ rad}^2$ und eine Teilchenzahl von bis zu 10^7 ein Rauschbeitrag von

$$\sigma_{D,T} > 1,4 \text{ mrad} . \quad (4.9)$$

Eine Auflösungsbegrenzung liegt hier bei $> 5,9 \cdot 10^{-8} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$ vor.

Wie aus Abbildung 4.9 weiterhin ersichtlich ist, wird für die am Interferometer verwendeten Teilchenzahlen das Interferometerphasenrauschen bedingt durch das gesamte Detektionsrauschen dominiert von dem Rauschbeitrag $\sigma_{D,0}$. Dieser liegt bei einem Wert von

$$\sigma_D \approx \sigma_{D,0} = 39 \text{ mrad} . \quad (4.10)$$

Hieraus resultiert eine Auflösungsbegrenzung des Sensors von $1,7 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$. Dieser Beitrag wird von der Positionunsicherheit der atomaren Wolke während der Detektion dominiert, was durch eine Simulation abgeschätzt worden ist. Diese basiert auf der durch die Unsicherheit des Startvorgangs bedingte Geschwindigkeitsfluktuation, die zu einer Positionsunsicherheit der Wolke in dem Detektionsbereich führt. Dieser ist durch den Blendendurchmesser von 9 mm festgelegt, während ein Wolkenradius von 5,2 mm angenommen wurde. Der Detektionsprozess entspricht der Integration über die räumliche Verteilung der atomaren Wolke. Der Beitrag des Detektionslichts zu $\sigma_{D,0}$ wurde noch nicht experimentell ermittelt.

4.4 Die Interferometrie

Der Vorgang der atomaren Interferometrie selbst ist in den in Abbildung 4.10 dargestellten mittleren drei optischen Zugängen der Interferometrikammer lokalisiert. In diesem Unterkapitel wird zunächst die Realisierung gegenläufiger Strahlteilerlichtfelder und die hieraus möglichen Interferometergeometrien am Experiment vorgestellt. Anschließend werden die in diesem Kontext auftretenden Störungen untersucht, die zum Interferometerphasenrauschen sowie zu einer konstanten Phasenverschiebung führen. Zu diesen gehören der Effekt der Laufzeitverzögerung des Strahlteilerlichtfelds, Magnetfeldgradienten sowie der Effekt von Wellenfrontstörungen.

4.4.1 Die Strahlteilerkonfiguration

Die Interferometrieoptik

In Kapitel 3.3 wurde beschrieben, wie das Lichtfeld für den Strahlteilungsprozess erzeugt und anschließend auf drei Fasern aufgeteilt wird. Das aus diesen Fasern kommende Lichtfeld wird jeweils mit einer einzigen achromatischen Linse⁶ der Brennweite $f = 200 \text{ mm}$ kollimiert, wodurch ein Strahlradius von $\sigma_{1/e^2}^R = 20 \text{ mm}$

⁶Modell PAC087 der Firma Newport.

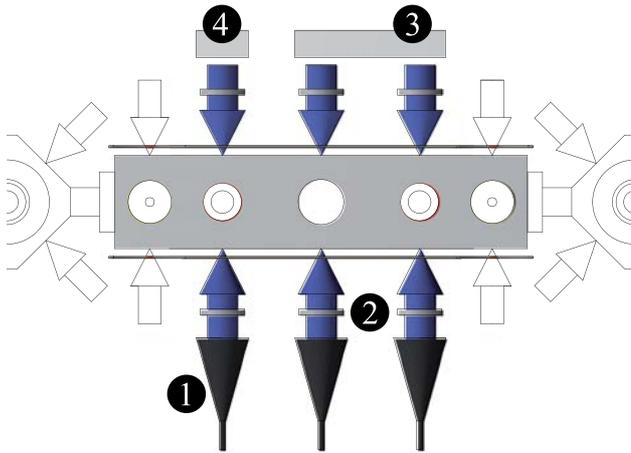


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus der Interferometrie: 1. Teleskope mit Fasereingang (3 Stück), 2. $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen (6 Stück), 3. verstellbarer Spiegel und 4. fester Spiegel.

erzeugt wird. Um eine bezüglich der atomaren Wolke homogene Lichtfeldverteilung zu realisieren, wurde die Justage der Kollimation mit einem Shark-Hartmann-Sensor⁷ (SHS) durchgeführt, wobei ein Wellenfrontkrümmungsradius, beschränkt durch die Auflösung des SHS, von mindestens 400 m erreicht wurde.

Nach dem Faserausgang und dem Teleskop besitzen die überlagerten Raman-Laserlichtfelder des Strahlteilerlichtfeldes eine $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Polarisation. Das aus einer Richtung kommende Lichtfeld kann hierdurch die Atome nicht anregen. Zur Verwirklichung der gegenläufigen Strahlteilerkonfiguration wird das Strahlteilerlichtfeld nach dem Durchgang durch die Interferometrikammer in sich zurückreflektiert und in seiner Polarisation angepasst. Hierzu wird wegen der hohen Anregungseffizienz der σ^\pm - σ^\pm -Übergang ausgewählt. Ein $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen⁸ befindet sich zu diesem Zweck jeweils direkt hinter den drei Teleskopen, um das $\text{lin}\perp\text{lin}$ -polarisierte Lichtfeld in ein σ^+ - σ^- -polarisiertes Lichtfeld zu transferieren. Nach dem Durchgang durch die Interferometrikammer ist jeweils ein weiteres Verzögerungsplättchen platziert, gefolgt von einem Spiegel. Die zirkulare Polarisationsrichtung wird beim doppelten Durchgang des reflektierten Lichtfeldes durch das Plättchen umgekehrt. Hierdurch wird ein σ^\pm - σ^\pm -polarisiertes gegenläufiges Lichtfeld realisiert, wobei der resultierende Wellenvektor des Strahlteilungslichtfeldes \vec{k}_{eff} der beiden möglichen Kombinationen jeweils in die entgegengesetzte Richtung zeigt.

Um eine parallele Ausrichtung der Strahlteilerlichtfelder untereinander zu realisieren, wird nicht ein einzelner Spiegel benutzt. Für die der Ionengetter-Pumpe zugewandten Applikationszone, welche im Folgenden „erste Applikationszone“ ge-

⁷Die Typenbezeichnung des benutzten Shark-Hartmann-Sensors lautet: TM 4200 CL der Firma Optocraft.

⁸Die Verzögerungsplättchen der Interferometrie wurden von der Firma Fichou Optique bezogen. Sie besitzen eine Planität von $\lambda/10$.

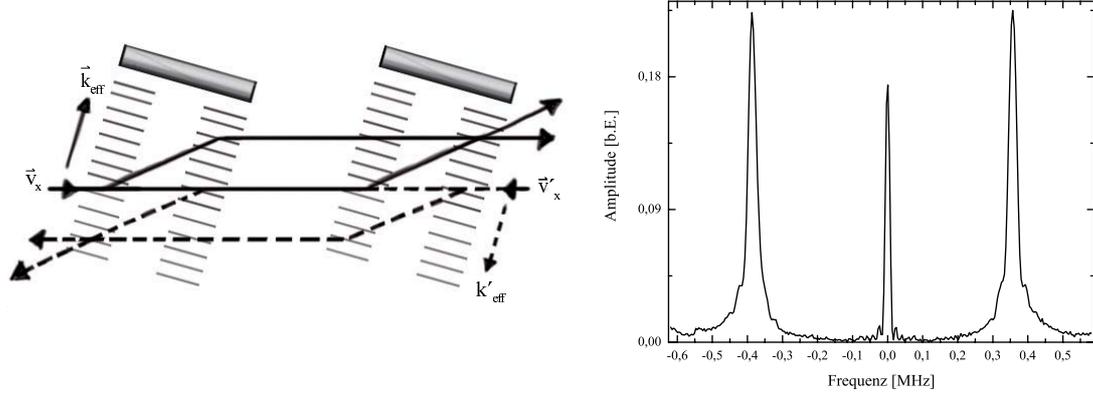


Abbildung 4.11: (links) Darstellung der Methode der „gekippten Spiegel“ zur Realisierung einer gegenläufigen Strahlteilerkonfiguration und die resultierenden Trajektorien der zwei SRB-Interferometer. (rechts) Anregungswahrscheinlichkeit P_2 als Funktion der Lichtfeldfrequenz. Die Frequenzachse wurde um die Resonanzfrequenz verschoben. Die Dopplerverschobenen Resonanzen liegen bei -357 kHz sowie $386,7$ kHz.

nannt wird, wird ein fester Spiegel⁹ eingesetzt. Für die anderen beiden Applikationszonen wird ein ansteuerbarer Spiegel¹⁰ verwendet, welcher in zwei Achsen über Piezo-Schrittmotoren¹¹ mit einer Genauigkeit von $0,027 \mu\text{rad}$ in der Horizontalen sowie von $0,12 \mu\text{rad}$ in der Vertikalen verstellt werden kann.

Damit das so realisierte Lichtfeld nicht zwei identische, aber gespiegelte Interferometer aufspannt, deren inertiales Interferometersignal sich aufheben würde, wird eine geringfügige Verkippung der Spiegel um den Winkel α_D in horizontaler Richtung eingestellt, wie in Abbildung 4.11 (links) dargestellt ist. Die Verkippung führt zur Dopplersensitiven Verschiebung der Resonanzfrequenz um

$$\pm\delta_D = \frac{v_{at} \cdot (\pm k_{eff}) \cdot \sin(\alpha_D)}{2\pi} . \quad (4.11)$$

Die im Experiment realisierte Dopplerverschiebung der Resonanzfrequenz ist in Abbildung 4.11 (rechts) gezeigt. Deutlich ist die Verschiebung der beiden möglichen Übergänge um $\pm\delta_D$ zu erkennen. Zu dieser Verschiebung kommt die Dopplerverschiebung der Resonanz durch den Präparations- π -Puls hinzu. Trotz dieser Strahlteilerkonfiguration wird der geschwindigkeitsinsensitiven Übergang nicht vollständig unterdrückt. Dies liegt an Interferenzeffekten der durch unterschiedliche optische Elemente verursachten Rückreflektionen der einzelnen Strahlteilerlichtfel-

⁹Modell BB2-E03 der Firma Thorlabs mit einer Planität von $\lambda/10$.

¹⁰Der Spiegel ist eine Spezialanfertigung der Firma Fichou. Dieser besitzt eine Planität von $\lambda/20$ auf einer Fläche von $170 \times 40 \text{ cm}^2$ und ist mit Goldbeschichtung versehen.

¹¹Modell PZC200KT der Firma Newport.

der sowie an einer nicht vollständigen Reinheit der Polarisation. Insgesamt ergibt sich eine eingestellte Verkippung des Spiegels bezüglich der atomaren Trajektorie von etwa $\alpha_D = 3^\circ$. Nun kann über die Wahl der Anregungsfrequenz eine bestimmte Kombination des Strahlteilerlichtfeldes gewählt werden, womit das notwendige Lichtfeld für die Interferometrie bereitgestellt ist.

In der auf diese Weise realisierten Strahlteilerkonfiguration können nun diverse Atominterferometer in der MZ- bzw. der SRB-Geometrie umgesetzt werden. Eine MZ-Konfiguration wird durch das zeitliche Pulsen eines der Strahlteilerlichtfelder realisiert. Auf diese Weise kann in jedem der drei Applikationszonen jeweils die MZ-Geometrie umgesetzt werden. Warum eine MZ-Konfiguration, die sich über alle drei Applikationszonen erstreckt, nicht verwirklicht wurde, wird im Abschnitt zur Beschreibung von Wellenfrontstörungen 4.4.4 geklärt. Die SRB-Konfiguration kann mittels gleicher Methode in jeder Applikationszone realisiert werden. Der Standardparametersatz (vgl. Kapitel 2.2.2) der in dieser Arbeit untersuchten SRB-Geometrie wird durch die Applikation von jeweils zwei Pulsen in den beiden äußeren Zonen verwirklicht. Diese Konfiguration stellt die Interferometerkonfiguration mit der maximal realisierten Auflösung dar (vgl. Kapitel 2.2.2).

Für eine differentielle Messung mit zwei gegenläufigen Interferometerkonfigurationen ist in einer solchen Realisierung der Strahlteilerlichtfelder Folgendes zu beachten: Aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeitsrichtungen der Atome $\pm \vec{v}_{at}$ in den beiden Interferometern ändert sich auch das Vorzeichen der Dopplerverschiebung der Resonanz. Das bedeutet, dass beide Interferometer das gleiche Vorzeichen der Rotationsphase besitzen, weil nach Gleichung 2.71 entsprechend $\Phi_\Omega(\vec{v}_{at}, \vec{k}_{eff}) = \Phi_\Omega(-\vec{v}_{at}, -\vec{k}_{eff})$ gilt. Wie in Kapitel 2.2.3 dargestellt wurde, kann die Rotationsphase also aus dem Summensignal der beiden Interferometer extrahiert werden. Da die Beschleunigung hingegen nicht von der atomaren Geschwindigkeitsrichtung abhängt, kann hier die Beschleunigungsphase aus dem Differenzsignal bestimmt werden, da nach Gleichung 2.72 $\Phi_a(\vec{k}_{eff}) = -\Phi_a(-\vec{k}_{eff})$ gilt.

Das Magnetfeld der Interferometrikammer

Damit das Lichtfeld in der so realisierten Strahlteilerkonfiguration gezielt den Übergang zwischen den beiden magnetisch insensitiven Interferometerzuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ treiben kann, wird zur Aufhebung der Entartung der beiden Hyperfein-Niveaus ein homogenes Magnetfeld benötigt. Dieses Feld entspricht dabei dem gleichen Feld, das während der Präparation sowie der Detektion verwendet wird. Das in Richtung der Strahlteilerlichtfelder verlaufende Feld wird mittels eines Spulenpaares generiert, das die gesamte Interferometrikammer flankiert. Mit 1/e-Ein- bzw. Ausschaltzeiten von 1 bzw. 5 ms wird das Feld mit einer Stärke von 400 mG/A bei einem typischen Strom von 1,5 A vor der Präparation eingeschaltet und erst nach der Detektion ausgestellt. Es wird dabei durch ein analoges Schalten der Stormversorgung gesteuert.

Die Homogenität des Magnetfeldes ist von großer Bedeutung für die Interferometrie, da Magnetfeldgradienten zu Phasenverschiebungen des Interferometersignals führen, wie in Abschnitt 4.4.3 untersucht wird. Ein besonderes Design, numerisch optimiert mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode, sorgt für eine möglichst homogene Ausbildung des Feldes. Weitere Details zum Design können in der Arbeit [39] nachgelesen werden.

Charakterisierung des Strahlteilungsprozesses

Experimentell wird die Länge eines Strahlteiler- $\pi/2$ - bzw. $-\pi$ -Pulses über das Aufnehmen von Rabi-Oszillationen bestimmt. Hierzu wird nach der Präparation ein Strahlteilerpuls appliziert und das Signal als Funktion der Dauer dieses Pulses erfasst. Abbildung 4.12 zeigt die so erhaltenen, exemplarisch in der ersten Applikationszone aufgenommenen Rabi-Oszillationen.

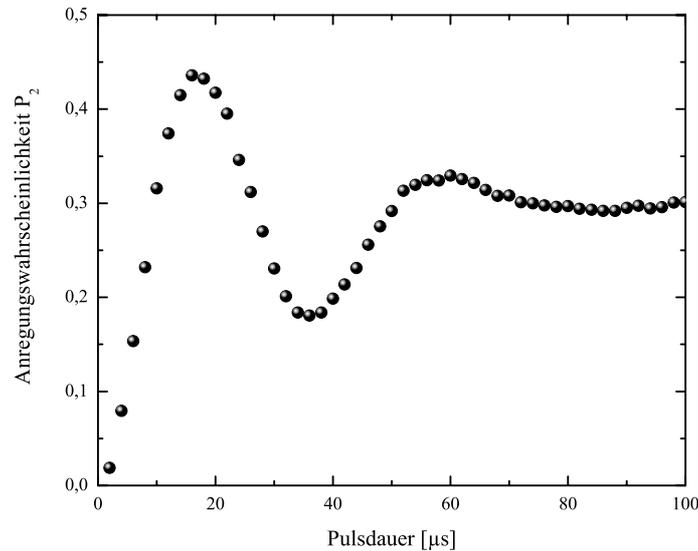


Abbildung 4.12: Experimentell aufgenommene Rabi-Oszillationen. Zum Zeitpunkt der Wechselwirkung befand sich das atomare Ensemble im Zentrum der ersten Applikationszone.

Die Dauer des $\pi/2$ -Pulses liegt in diesem Fall bei $\tau_{\pi/2} = 8 \mu\text{s}$, während die maximale Anregungswahrscheinlichkeit 0,45 entspricht. Abhängig davon, in welche der drei Zonen und an welchem Ort in der entsprechenden Zone der Strahlteilerpuls appliziert wird, ergeben sich $\pi/2$ -Pulsdauern zwischen 5 und 20 μs . Typische Maxima der Anregungswahrscheinlichkeit liegen dabei zwischen 0,3 und 0,55.

Nach der erfolgten Beschreibung des Strahlteilungsprozesses sollen nun die Störungen untersucht werden, die während der Interferometrie durch das Lichtfeld zu

einem Rauschen oder zu einer konstanten Phasenverschiebung des Interferometersignals führen.

4.4.2 Der Beitrag der Lichtwegverzögerung zum Phasenrauschen des Interferometers

Durch den Phasen-Lock-Kreis ist die Phasenbeziehung nur an einem bestimmten Ort, an dem das Schwebungssignal detektiert wird, wohl definiert. Durch eine gemeinsame Führung der beiden Lichtfelder bis hin zur Wechselwirkungszone führen Fluktuationen des Lichtweges lediglich zu einer Phasenfluktuation im Bereich der Wellenlängen der Schwebung. Nach der in Abschnitt 4.4.1 beschriebenen Realisierung der Strahlteilerkonfiguration benötigt das rückreflektierte Lichtfeld des Strahlteilungslichtfeldes zwangsläufig eine längere Zeit t_d , um für den Strahlteilungsprozess an den Ort der Atome zu gelangen. Diese Diskrepanz in den beiden Laufwegen führt zu einer Akkumulation des Phasenrauschens der Laser während der Zeit t_d und ist somit Ursache für eine zusätzliche Phasenunsicherheit des Interferometersignals. In Anlehnung an die Beschreibung in [81] wird dieser Beitrag im Folgenden untersucht.

Das Modell

Die durch die Lichtwegverzögerung resultierende Phasendifferenz der Lichtfelder kann beschrieben werden durch

$$\phi_0(t) = \varphi_{L1}(t) - \varphi_{L2}(t - t_d) = \varphi_{L1}(t) - \varphi_{L1}(t - t_d) + \omega_L(t - t_d) , \quad (4.12)$$

wobei $t_d = 2L/c \approx 1,3$ ns in dem vorgestellten Interferometeraufbau näherungsweise für alle drei Applikationszonen gleich ist und L den Weg zwischen Atomen und Spiegel beschreibt. Der zweite Teil der Gleichung ergibt sich unter der Voraussetzung eines idealen Phasen-Lock-Regelkreises. Weiterhin wird die Frequenzdifferenz der beiden Laser ω_L als ideal stabil angesehen, wodurch dieser Beitrag in der Phasenverschiebung nach Gleichung 2.53 verschwindet.

Mit Gleichung 4.12 kann somit die Phasendifferenz nach Gleichung 2.77 durch

$$\begin{aligned} \delta\Phi_d &= \int_{-\infty}^{\infty} dt g(t) \left[\frac{d\varphi_{L1}(t)}{dt} - \frac{d\varphi_{L1}(t - t_d)}{dt} \right] \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dt [g(t) - g(t + t_d)] \frac{d\varphi_{L1}(t)}{dt} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dt [g(t) - g(t + t_d)] \nu_{L1}(t) \end{aligned} \quad (4.13)$$

umgeschrieben werden. Hierbei wurde die Zeitverschiebung in die Sensitivitätsfunktion ausgelagert. Der Beschreibung in Kapitel 2.3.2 entsprechend kann die aus

Gleichung 4.13 resultierende Transferfunktion beschrieben werden durch

$$H_d(\omega, t_d) = -ie^{-i\omega t_d/2} t_d H_\phi(\omega) \frac{\sin\left(\frac{\omega t_d}{2}\right)}{\frac{\omega t_d}{2}} . \quad (4.14)$$

Wegen des Tiefpassverhaltens von $H_\phi(\omega)$ sind lediglich Frequenzen unterhalb der 3 dB-Frequenz f_0 von Interesse. Da nun $f_0 t_d \ll 1$ ist, kann $H_d(\omega, t_d)$ genähert werden und es folgt

$$|H_d(\omega, t_d)| \approx t_d |H_\phi(\omega)| . \quad (4.15)$$

Schließlich ergibt sich durch das Einsetzen von $H_d(\omega)$ in Gleichung 2.89 die durch den Effekt der Lichtverzögerung resultierende Phasenunsicherheit

$$\begin{aligned} \sigma_d^2 &= \int_0^\infty d\omega |H_d(\omega)|^2 S_{\nu_{L1}}(\omega) \\ &= 4 \int_0^\infty d\omega \sin^2\left(\frac{\omega t_d}{2}\right) \frac{|H_\phi(\omega)|^2}{\omega^2} S_{\nu_{L1}}(\omega) . \end{aligned} \quad (4.16)$$

Hierbei entspricht $S_{\nu_{L1}}(\omega)$ der spektralen Leistungsdichte des Frequenzrauschens des Raman-Masterlasers. Mit der oben gemachten Näherung ergibt sich analog dazu die Phasenunsicherheit

$$\sigma_d^2 \approx t_d^2 \int_0^\infty d\omega |H_\phi(\omega)|^2 S_{\nu_{L1}}(\omega) . \quad (4.17)$$

Dieser Beitrag zum Phasenrauschen skaliert also linear mit der Laufzeit t_d .

Wird das spektrale Frequenzrauschen hauptsächlich durch weißes Frequenzrauschen dominiert, gilt also $S_{\nu_{L1}}(\omega) \approx S_{\nu_{L1}}^0$, so kann die Phasenunsicherheit weiter genähert werden. Gleichung 4.17 vereinfacht sich dadurch unter Berücksichtigung der Standardparameter der untersuchten SRB-Konfiguration zu

$$\sigma_d^2 \approx \frac{\pi^2 t_d^2}{4\tau_{\pi/2}} S_{\nu_{L1}}^0 . \quad (4.18)$$

Die Abschätzung

Nach der in der Arbeit [45] erfolgten Charakterisierung des Raman-Lasersystems ergibt sich eine Linienbreite für den Raman-Masterlaser von $\Delta\nu_{FWHM,L1} = 12,5$ kHz. Unter Verwendung der Relation [48]

$$\Delta\nu_{FWHM,L1} = \pi S_{\nu_{L1}}^0 \quad (4.19)$$

folgt daraus ein weißes Frequenzrauschen von $4 \cdot 10^3$ Hz²/Hz. Nach Gleichung 4.18 errechnet sich hieraus ein durch die Laufzeitverzögerung bedingter Beitrag des

Interferometerphasenrauschens pro Schuss zu $\sigma_d = 42 \mu\text{rad}$. Für die Unsicherheit bei einer Sekunde folgt bei einer Zykluszeit von 3,26 s ein Wert von

$$\sigma_d = 76 \mu\text{rad} . \quad (4.20)$$

Die sich daraus ergebene Limitierung des Interferometers führt zu einer Auflösung von $3,2 \cdot 10^{-9} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$, was einen geringen Rauschbeitrag des Interferometersignals darstellt. Betrachtet man allerdings angehende atominterferometrische Experimente, die zur Untersuchung des Äquivalenzprinzips angedacht sind [21, 22] und bei denen sich die Lichtwegverzögerung aus mehreren Metern oder sogar Kilometern Laufstrecke L ergibt, folgt wegen $\sigma_d \propto L$ eine drastische Erhöhung dieses Rauschbeitrags.

4.4.3 Der Einfluss veränderlicher Magnetfelder auf die Phasenverschiebung des Interferometersignals

Bewusst wurden jeweils die magnetisch insensitiven Hyperfeinzustände mit $m_F = 0$ als Interferometerzustände gewählt, um magnetisch bedingte Verstimmungen der Übergangsfrequenz in den Wechselwirkungszonen, beschrieben durch den Zeeman-Effekt, in erster Ordnung zu vermeiden und damit eine konstante Phasenverschiebung des Interferometersignals zu unterdrücken. Beschrieben durch den quadratischen Zeeman-Effekt, kommt es allerdings dennoch zu einer Verschiebung der $m_F = 0$ - Energieniveaus und damit zur Verschiebung der Übergangsfrequenz. Wegen der symmetrischen Natur des Interferometers würde nach Gleichung 2.53 eine konstante Frequenzverschiebung nicht erfasst werden. Daher kann nur ein veränderliches Magnetfeld, in seiner Position oder in der Zeit, zu einer Störung des Interferometersignals führen. Dabei ist zu erwarten, dass der dominante Beitrag aufgrund der hier betrachteten SRB-Konfiguration durch einen Gradient in der Propagationsrichtung der Atome verursacht wird. Dieser Beitrag wird im Folgenden untersucht, wobei eine hieraus resultierende Phasenunsicherheit abgeschätzt wird. Diese ergibt sich aus der von Magnetfeldgradienten abhängigen Phasenverschiebung in Kombination mit der Startunsicherheit der Quelle.

(i) Phasenverschiebung bedingt durch Magnetfeldgradienten

Das Modell

Eine Frequenzverschiebung des Interferometerübergangs verursacht durch den quadratischen Zeeman-Effekt und in Abhängigkeit von der Propagationsrichtung der Atome lässt sich beschreiben durch [47, 82]

$$\Delta_{qZ}(x) = 2\pi \cdot KB^2(x) \quad (4.21)$$

mit $K = 575 \text{ Hz/G}^2$. Das Magnetfeld $B(x)$ kann genähert werden als ein konstantes Feld B_0 , dem an der Position der beiden Applikationszonen der SRB-Konfiguration zwei lineare Magnetfeldgradienten überlagert sind, so dass

$$B(x) = B_0 + \left[\theta^{(1)} \left(\frac{\partial B(x)}{\partial x} \right)^{(1)} + \theta^{(2)} \left(\frac{\partial B(x)}{\partial x} \right)^{(2)} \right] \cdot x \quad (4.22)$$

gilt. Für den Parameter $\theta^{(i)}$ gilt $\theta^{(i)} = 1$ für x im i -ten Strahlteilerbereich, andernfalls gilt $\theta^{(i)} = 0$. Es sind diese Gradienten, die schließlich zu einer Phasenverschiebung des Interferometersignals führen, die mit diesem Ansatz und der Verwendung von Gleichung 2.77 sich darstellen lässt durch

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{qZ} &= \int dt g(t) \Delta_{qZ}(x) \\ &= 4\pi K v_x B_0 \int dt g(t) t \left[\theta^{(1)} \left(\frac{\partial B(x)}{\partial x} \right)^{(1)} + \theta^{(2)} \left(\frac{\partial B(x)}{\partial x} \right)^{(2)} \right] \\ &= 2\pi K v_x B_0 T^2 \left[\left(\frac{\partial B(x)}{\partial x} \right)^{(1)} + \left(\frac{\partial B(x)}{\partial x} \right)^{(2)} \right]. \end{aligned} \quad (4.23)$$

Zur Berechnung der Phasenverschiebung muss daher der Magnetfeldgradient ermittelt werden, was in der folgenden Messung beschrieben wird.

Die Messung

Um die beiden Magnetfeldgradienten experimentell zu bestimmen, wurde an unterschiedlichen Positionen in den äußeren Applikationszonen die Resonanzfrequenz vermessen. Um eine höhere Empfindlichkeit auf Magnetfelder zu erhalten, wurde hierbei nicht der Interferometerübergang gewählt, sondern der Raman-Übergang zwischen den beiden $m_F = +1$ -Zeeman-Niveaus des $5^2S_{1/2}$ -Hyperfeinniveaus getrieben. Abbildung 4.13 zeigt die erhaltene Verstimmung der Resonanz als Funktion der Position in den beiden Applikationszonen. Aus einem linearen Fit der Datenpunkte ergibt sich ein Frequenzgradient von 456 Hz/mm bzw. -882 Hz/mm . Unter Verwendung der Breit-Rabi-Formel [82] kann aus den Frequenzgradienten ein Magnetfeldgradient von $-0,325 \text{ mG/mm}$ bzw. $0,629 \text{ mG/mm}$ errechnet werden, wobei für das konstante Feld $B_0 = 600 \text{ mG}$ eingesetzt worden ist.

Schließlich folgt mit Gleichung 4.23 und für die betrachtete SRB-Konfiguration eine Phasenverschiebung von

$$\Delta\Phi_{qZ} = 66 \text{ mrad} . \quad (4.24)$$

Eine mögliche Unterdrückung der auf diese Weise entstandenen Phasenverschiebung in einer differentiellen Messung wird in Abschnitt 4.6 diskutiert.

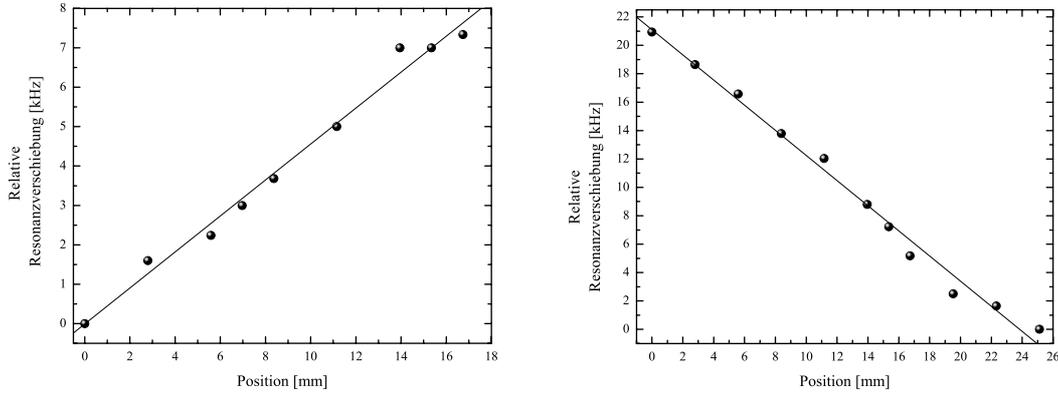


Abbildung 4.13: Verschiebung der Resonanzfrequenz des magnetisch sensitiven m_F -Übergangs als Funktion der Position in den beiden äußeren Applikationszonen mit linearer Fit-Funktion. Hierbei wurde der Verlauf (links) in der der Ionengeräte-Pumpe zugewandten Applikationszone vermessen. Der Verlauf (rechts) entspricht der gegenüberliegenden Zone. Zur Beschreibung des Messablaufs wird auf Abschnitt 4.2.3 verwiesen.

(ii) Magnetfeldgradientbedingte Phasenunsicherheit am Interferometer

Die aus dem Startvorgang resultierende Unsicherheit der atomaren Geschwindigkeit führt zu einer von einem Interferenzyklus zum nächsten variierenden Position der Atome in den beiden Applikationszonen. So sind die Atome bedingt durch den Gradienten stets einem unterschiedlichen Magnetfeld ausgesetzt, wodurch es zu einer Unsicherheit in der Phasenverschiebung nach der obigen Herleitung kommt. Mit einer Unsicherheit der Geschwindigkeit von $\sigma^{v_x} = 8 \cdot 10^{-4}$ m/s in Kombination mit dem existierenden Magnetfeldgradienten wird ein Phasenrauschen von

$$\begin{aligned} \sigma_{qZ} &= \left| 2\pi K B_0 T^2 \left[\left(\frac{\partial B(x)}{\partial x} \right)^{(1)} + \left(\frac{\partial B(x)}{\partial x} \right)^{(2)} \right] \right| \cdot \sigma^{v_x} \\ &= 20 \mu\text{rad} \end{aligned} \quad (4.25)$$

abgeschätzt. Für eine Sekunde ergibt sich hieraus ein Beitrag von $36 \mu\text{rad}$ bei einer Zykluszeit von $3,26$ s. Die hieraus resultierende Limitierung der Auflösung ergibt sich zu $1,5 \cdot 10^{-9}$ rad/s $\sqrt{\text{Hz}}$.

Um ein vollständiges Bild der durch veränderliche Magnetfelder bedingten Phasenunsicherheiten zu erhalten, sollten weiterhin die zeitlichen Fluktuationen des Magnetfeldes analysiert werden. Eine derartige Untersuchung wurde allerdings noch nicht durchgeführt.

4.4.4 Die Wellenfrontfehler

Die Problematik der Wellenfrontfehler für die Atominterferometrie lässt sich in zwei dominante Effekte unterteilen, die anschaulich wie folgt dargestellt werden können:

(i) Die einer endlichen Temperatur entsprechende Geschwindigkeitsverteilung bedingt durch eine mögliche Verkippung des Strahlteilerlichtfeldes von einer Applikationszone zur nächsten eine unterschiedliche Aufprägung der Lichtphase auf die einzelnen Atome, wie in Abbildung 4.14 (links) veranschaulicht wird. Inhomogenitäten des \vec{k}_{eff} -Vektors verstärken diesen Effekt zusätzlich. Die Verkippung sowie die Inhomogenitäten von \vec{k}_{eff} werden durch die optischen Elemente des rückreflektierten Teils des Strahlteilerlichtfeldes, also das Fenster der Vakuumkammer, das $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen, den Spiegel sowie durch imperfekte Justage verursacht. Wie in Unterkapitel 4.3 beschrieben ist, wird bei der Detektion über die Signale der Einzelatom-Atominterferometer gemittelt. Da jedes dieser Einzelatom-Atominterferometer durch die beschriebenen Störungen eine unterschiedliche Phase aufweist, hat dies für das Interferometersignal zwei drastische Auswirkungen: Zum einen wird hierdurch die Kohärenz des gesamten Atominterferometers stark reduziert und kann sogar vollständig verloren gehen. Zum anderen resultiert aus der Mittelung über die unterschiedlichen Phasen eine wellenfrontabhängige Phasenverschiebung des Interferometersignals.

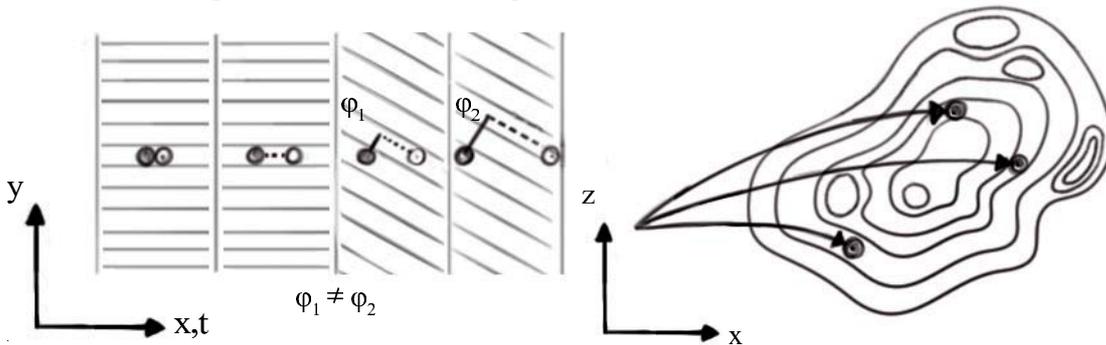


Abbildung 4.14: (links) In der am Experiment verwirklichten SRB-Konfiguration, verteilt auf zwei Applikationszonen, kreiert die erste Atom-Licht-Wechselwirkung die lokale Referenz für die Wellenfronten. Für den zweiten $\pi/2$ -Puls weicht das Strahlteilerlichtfeld durch die identische Applikationszone in seiner Richtung nicht von der Referenz ab. Kommt es jedoch zu einer Verkippung in der zweiten Applikationszone bezüglich der ersten, so werden durch die darauf folgenden Pulse wegen der unterschiedlichen Geschwindigkeit der Atome unterschiedliche Phasen aufgeprägt. (rechts) Räumlich gegebene Inhomogenitäten in k_{eff} bewirken in Kombination mit der Quellenunsicherheit eine von Schuss zu Schuss variierende Aufprägung der Lichtfeldphase.

(ii) Wegen der in Abschnitt 4.2.4 diskutierten Unsicherheit der Quelle beim Startvorgang haben die Atome zum Zeitpunkt der Lichtfeldapplikation von einem

Interferometerzyklus zum nächsten stets eine unterschiedliche Position, wie in Abbildung 4.14 (rechts) illustriert ist. Die bereits erwähnten Inhomogenitäten führen zu einer räumlich abhängigen Modifikation der Phase der Atome durch das Lichtfeld. Die daraus resultierende Variation der Interferometerphase von Schuss zu Schuss entspricht somit einem durch die Wellenfrontfehler verursachten Rauschprozess.

Der störende Einfluss von Wellenfrontfehlern vereinigt also wie kein anderer Effekt in so großem Maße die unterschiedlichsten Unsicherheiten von Schlüsselementen des Sensors. Im Folgenden werden beide Aspekte der Wellenfrontproblematik diskutiert.

(i) Durch Wellenfrontfehler bedingte Dekohärenz und Phasenverschiebung am Interferometer

Exemplarisch wird für die SRB-Konfiguration das Modell zur Beschreibung von Wellenfrontfehlern auf die Interferometerphase vorgestellt, da die nachfolgenden Messungen mit dieser Interferometergeometrie durchgeführt worden sind.

Das Modell

Die durch die vier Strahlteilerlichtfelder aufgeprägte wellenfrontabhängige Phase kann analog zur Betrachtung in Kapitel 2.2.1 durch

$$\Phi_{WF}(\vec{r}) = \phi(\vec{r}_1) - \phi(\vec{r}_2) - \phi(\vec{r}_3) + \phi(\vec{r}_4) \quad (4.26)$$

beschrieben werden. Die Positionsabhängigkeit der vier Phasenbeiträge $\phi^{(i)}(r_i)$ wird durch die atomaren Trajektorien festgelegt.

Um nun die Imperfektionen von optischen Elementen und Justage zu beschreiben, kann $\phi^{(i)}(r_i)$ als eine Summe von Zernike-Polynomen, hier angegeben in Polarkoordinaten, beschrieben werden durch

$$\phi^{(i)}(r_i) = \phi^{(i)}(\rho_i, \theta_i) = k_{eff} \sum_{n=0}^{n_{max}} A_n P_n(\rho_i, \theta_i) \quad (4.27)$$

mit den Zernike-Koeffizienten A_n und den Polynomen $P_n(\rho_i, \theta_i)$. Die Terme der Summe beschreiben, abhängig von ihrer Ordnung, direkt Abberationen des optischen Systems, wie beispielsweise eine Verkippung, einen Defokus oder einen Astigmatismus.

Für die Anwendung als atomares Gyroskop sind räumlich separate Strahlteilerzonen notwendig. Da in dem hier vorgestellten Interferometer die Einstrahlung der Strahlteilerlichtfelder auch in unterschiedlichen optischen Zugängen der Interferometrikammer erfolgt, kann in erster Näherung lediglich von einer Verkippung

der Wellenfronten relativ zu jeweils denen der anderen Strahlteilerlichtfelder ausgegangen werden. Höhere Ordnungen werden dadurch vernachlässigt. Dadurch ergibt sich aus Gleichung 4.27 der Ansatz für den Phasenbeitrag

$$\phi^{(i)}(r_i) = k_{eff}(x\sin(\alpha_x) + z\sin(\alpha_z)) , \quad (4.28)$$

der in kartesischen Koordinaten angegeben ist. Nun kann die Wahrscheinlichkeit, ein Atom im angeregten Zustand zu finden, für die SRB-Konfiguration nach Gleichung 2.37 erweitert werden zu:

$$P_2^{SRB} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2} \cos(\Phi(t) + \Phi_{WF}(\vec{r}) + \epsilon(\vec{r})) \right) . \quad (4.29)$$

In dem Phasenterm $\epsilon(\vec{r})$ sind alle übrigen Phasenbeiträge mit einer räumlichen Abhängigkeit, wie beispielsweise die durch einen Magnetfeldgradienten bedingte Phasenverschiebung, zusammengefasst.

Damit der Geschwindigkeitsverteilung sowie der räumlichen Verteilung der Wolke Rechnung getragen wird, wird die Wahrscheinlichkeit P_2^{SRB} entsprechend der Gleichung 2.27 modifiziert zu

$$P_{2,total}^{SRB} = \iiint_{x,z} \iiint_{v_x,v_y,v_z} dx dy dv_x dv_y dv_z s_{2D}(x,z) f(v_x, v_y, v_z) P_2^{SRB} . \quad (4.30)$$

Analog zu der Beschreibung in Kapitel 2.2.2 kann durch ein kontinuierliches Verfahren eines zusätzlichen Phasenbeitrags, welcher der konstanten zeitlichen Lichtfeldphase entspricht, ein Interferenzsignal modelliert und der Kontrast ermittelt werden. In dieser Darstellung sind sowohl die Wellenfronteffekte als auch der Effekt der reduzierten Strahlteiler-effizienz als dominante, das Interferometersignal beeinflussende Effekte vereinigt. Mit dieser Gleichung kann das reale Interferometersignal theoretisch, wie wir anhand der Messungen sehen werden, gut erfasst werden. Da P_2^{SRB} eine Näherung ist, kann $P_{2,total}^{SRB}$ auch nur als Näherung betrachtet werden. Für die tatsächliche Simulation wurde daher für P_2^{SRB} der sich aus dem Matrixformalismus (vgl. Kapitel 2.2.1) ergebene Ausdruck ermittelt und in Gleichung 4.30 benutzt. Zu erwähnen ist weiterhin, dass der Einfluss der Wellenfrontfehler in Richtung der Strahlteilerlichtfelder in erster Ordnung vernachlässigt werden kann. Dies liegt daran, dass sich ein hieraus resultierender Phasenbeitrag, beschrieben durch $\phi_y^{(i)}(y_i) = k_{eff} y_i \cos(\alpha_{x,z})$, bei einer Verkippung nur wenig ändert im Vergleich zu den Phasenbeiträgen der beiden anderen Richtungskomponenten (vgl. Gleichung 4.28). Zudem ist die Temperatur in dieser Richtung deutlich geringer als in den anderen beiden Richtungen.

Geht man, wie oben erwähnt, lediglich von einer Verkippung aus, lässt sich der Kontrast in der Form

$$K = \chi \cdot K^{WF} = \frac{\chi}{2} \exp \left\{ - \frac{k_B T_{at} k_{eff}^2 T^2 [(\sin(\alpha_x + \alpha_D) - \sin(\alpha_D))^2 + \sin^2(\alpha_z)]}{2m} \right\} \quad (4.31)$$

darstellen. Hierbei entspricht α_D dem Winkel, der durch die zusätzliche Verkipfung des Spiegels zur Realisierung der Strahlteilerkonfiguration eingestellt wird. Somit werden also die Wellenfronteffekte im analytischen Ausdruck für den Kontrast K^{WF} erfasst, während χ den Kontrast wiedergibt, der sich lediglich aus der reduzierten Strahlteilereffizienz ergibt. Sollen Abberationen höherer Ordnung betrachtet werden, muss zunächst Gleichung 4.30 numerisch gelöst werden, um daraus den Kontrast zu erhalten.

Die volle Halbwertsbreite des Kontrastes $\alpha_{x,z}^{FWHM}$ ist ein Maß für die benötigte Qualität und Anforderung an die Justage der benutzten Strahlteileroptik. Aus Gleichung 4.31 folgt

$$\alpha_x^{FWHM} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{2m \ln 2}{k_B T_{at} |\vec{k}_{eff}|^2 T}} + \sin(\alpha_D) \right) - \alpha_D \quad (4.32)$$

für eine horizontale Verkipfung sowie

$$\alpha_z^{FWHM} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{2m \ln 2}{k_B T_{at} |\vec{k}_{eff}|^2 T}} \right) \quad (4.33)$$

für eine vertikale Verkipfung.

Ebenfalls aus Gleichung 4.30 kann die durch Wellenfrontfehler resultierende Phasenverschiebung des Interferometersignals ermittelt werden. Für die lediglich durch eine Verkipfung bedingte Phasenverschiebung ergibt sich der analytische Ausdruck

$$\Delta\Phi_{WF} = -v_{x,0}T [\sin(\alpha_x + \alpha_D) - \sin(\alpha_D)] k_{eff} \quad (4.34)$$

$$- \left[v_{z,0}T + \frac{g_0}{2}(t_3^2 - t_4^2) \right] \sin(\alpha_z) k_{eff} . \quad (4.35)$$

Hierbei entsprechen t_3 und t_4 den Applikationszeitpunkten des dritten und vierten Strahlteilerpulses. Unter Verwendung der Standardparameter der betrachteten SRB-Konfiguration ergibt sich hieraus eine Phasenverschiebung pro Verkipfung von $\Delta\Phi_{WF}/\alpha_x = -270 \text{ mrad}/\mu\text{rad}$ sowie $\Delta\Phi_{WF}/\alpha_z = -146 \text{ mrad}/\mu\text{rad}$. Im Vergleich zur erwarteten Phasenverschiebung von $1,37 \text{ rad}$, welche aus der Erdrotation unter Verwendung der Standardparameter resultiert, wird die drastische Auswirkung einer Verkipfung deutlich. Eine vom Betrag identische Phasenverschiebung wird durch eine Verkipfung von $9 \mu\text{rad}$ in vertikaler oder von $5 \mu\text{rad}$ in horizontaler Richtung erreicht. Abhängig von der Qualität der Überlagerung der atomaren Trajektorien in der differentiellen Messung wird diese Phasenverschiebung unterdrückt [29, 83].

Die Folgerung

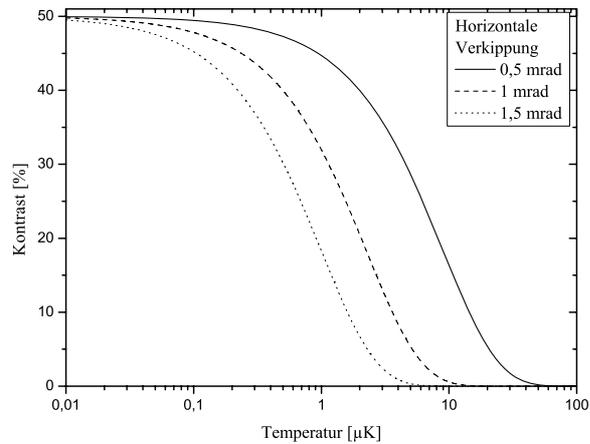
Geht man von der hier vorgestellten Strahlteileranordnung in der SRB-Konfiguration aus, also von zwei $\pi/2$ -Pulsen in der ersten Applikationszone und zwei weiteren

in der dritten Applikationszone, so wird der störende Effekt der Verkippung nach Gleichung 4.26 innerhalb der zwei Applikationszonen jeweils eliminiert. Allerdings bleibt eine Verkippung der ersten beiden Strahlteilerlichtfelder bezüglich der letzten beiden Strahlteilerlichtfelder möglich. Unter Verwendung der Interferometerzeiten $T = 6$ ms sowie für eine atomare Temperatur von $8 \mu\text{K}$ ergibt sich $\alpha_{x,z}^{FWHM} = 0,44$ mrad. Dies kann als Justageanforderung für die relative Ausrichtung der jeweiligen Strahlteilerlichtfelder mittels Teleskopen und Spiegel angesehen werden.

Gravierender wird diese Anforderung in einer MZ-Konfiguration, die sich über alle drei Applikationszonen erstrecken soll. Repräsentiert die Ausrichtung des ersten Lichtfeldes eine Referenz für die Wellenfronten, so muss die relative Verkippung der beiden anderen Lichtfelder bezüglich des ersten in x - und z -Richtung auf $< 10 \mu\text{rad}$ justiert werden. Da es hierbei natürlich um die Wellenfronten der Strahlteilerlichtfelder am Ort der Atome geht, muss die vorhandene Strahlteileroptik, also Fenster, $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen sowie Spiegel, dieser Anforderung genügen. Hinzu kommt eine thermisch bedingte Drift der Strahlteileroptik, die die Stabilität der Ausrichtung bei langen Messzeiten stark beeinträchtigt und die Justage bereits im Vorfeld erschwert. Daher ist es noch nicht gelungen, eine solche MZ-Konfiguration zu verwirklichen. Im Ausblick wird auf eine Möglichkeit verwiesen, diese Anforderung über eine Art adaptiver Optik zu bedienen.

Um den Einfluss der atomaren Temperatur zu veranschaulichen, ist in Abbildung 4.15 der Kontrast der SRB-Konfiguration als Funktion der Temperatur für unterschiedliche Verkippungen α_z in der Vertikalen dargestellt. Zu beachten ist, dass in dieser Darstellung alle anderen Dekohärenzprozesse vernachlässigt werden, also gilt $\chi = 1$. Das atomare Ensemble ist bei tieferen Temperaturen weniger anfällig für Wellenfrontfehler, wodurch sich ein weiterer Vorteil einer möglichst geringen

Abbildung 4.15: Kontrast als Funktion der Temperatur für unterschiedliche horizontale Verkippungen von \vec{k}_{eff} der letzten beiden Strahlteilerlichtfelder bezüglich der ersten beiden in einer SRB-Konfiguration. Weitere Parameter sind die Zeit $T = 6$ ms und der Doppler-Winkel $\alpha_D = 3^\circ$.



Temperatur auszeichnet.

Betrachtet man die starke Abnahme des Kontrastes für höher werdende Temperaturen, so kommt die Frage auf, wie M. Kasevich mit thermischen Caesiumatomen überhaupt ein Interferenzsignal in seinem Gyroskop beobachten konnte [26]. Die Antwort ist, dass das dargestellte Verhalten lediglich in einer Dimension auf seine Art der Strahlteilung anwendbar ist. Während bei kalten Atomen das Ensemble mit dem Strahlteiler „angeblitzt“ wird und dadurch räumlich von diesem Lichtfeld abhängt, wird bei dem Durchqueren eines thermischen Atomstrahls durch ein Strahlteilerlichtfeld über die gesamte Wolke eine gemittelte Phase des Lichtfeldes in x -Richtung aufgeprägt. Hierdurch ist der Effekt der „Auswaschung“ des Kontrastes während des Mittelungsprozesses der Detektion weniger kritisch.

In den nachfolgenden Messungen wird das vorgestellte Modell der von Wellenfrontfehlern abhängigen Kohärenzreduktion und Phasenverschiebung im Interferometer experimentell überprüft.

Die Messungen

Die Auswirkung der Verkippung von zwei Strahlteilerlichtfeldern zueinander sowie die räumliche Abhängigkeit des Wellenfronteffektes von der Atomwolke wurde mit der oben genannten SRB-Konfiguration anhand zweier Experimente untersucht, die schematisch in Abbildung 4.16 illustriert sind. Zum einen wurde die Verkippung der ersten beiden Strahlteilerlichtfelder zu den letzten beiden Strahlteilerlichtfeldern durch das kontrollierte sukzessive Verkappen des Spiegels der dritten Applikationszone hervorgerufen. Pro eingestellter Verkippung wurde ein Interferenzsignal, wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben, aufgenommen und der Kontrast sowie die Phase ermittelt. In einer zweiten Messung wurde ausgehend von einer festen Verkippung des Spiegels der dritten Applikationszone der Durchmesser des Detektionslichtes mittels einer variablen Lochblende variiert und pro Durchmesser ebenfalls ein Interferenzsignal aufgenommen.

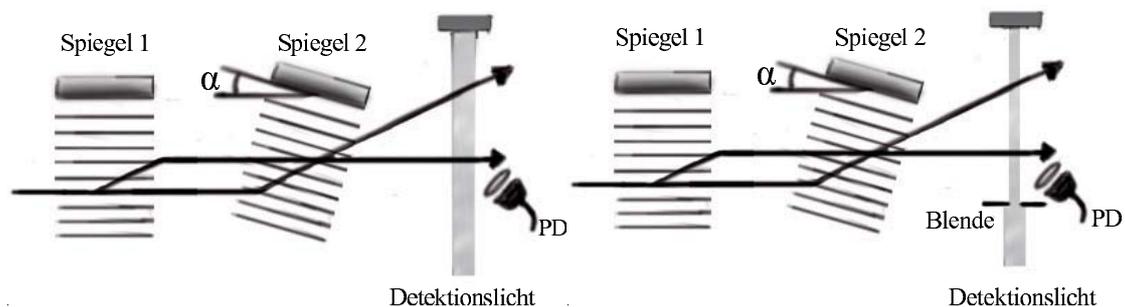


Abbildung 4.16: (links) Messaufbau 1: Verkippung des Spiegels in beide Richtungen. (rechts) Messaufbau 2: Variation des Durchmessers des Detektionslichts bei verkippeter Spiegelposition.

(i.i) Verkippung

Für eine Zeit $T = 2$ ms sind in den Abbildungen 4.17 die Resultate der Messung dargestellt. Zusammen mit den experimentell gewonnenen Kontrastverläufen und Phasenverschiebungen als Funktion des Verkippungswinkels in vertikaler und horizontaler Richtung ist der aus dem Modell stammende Kontrastverlauf aus Gleichung 4.31 und die Phasenverschiebung nach Gleichung 4.34 in den Abbildungen gegeben.

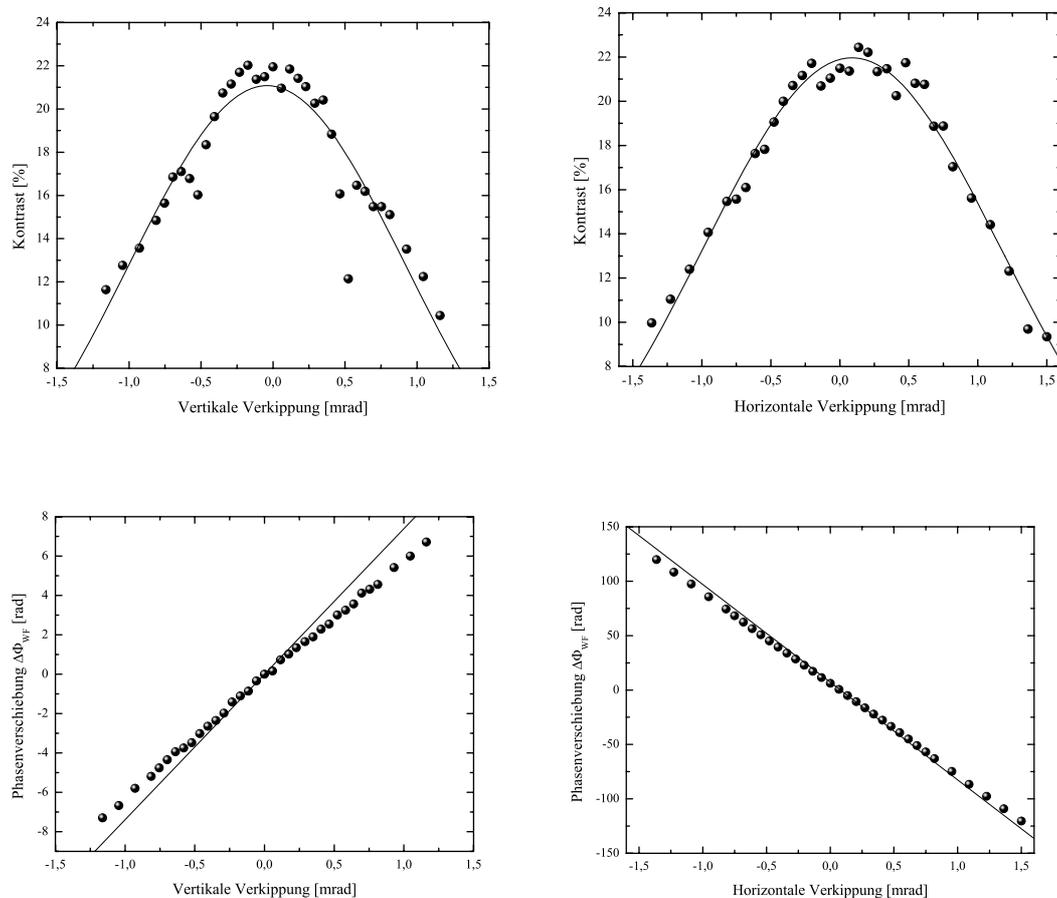


Abbildung 4.17: Gemessene (Messpunkte) sowie simulierte Verläufe (Kurve) des Kontrastes (oben) und der Phasenverschiebung (unten) als Funktion der Verkippung in vertikaler (links) sowie horizontaler Richtung (rechts). Die Interferometerzeiten betragen $T = 2$ ms sowie $T_m = 43,3$ ms.

Es ist eine deutliche Übereinstimmung der aufgenommenen Daten mit dem Modell zu erkennen. Darüber hinaus erkennt man scharfe Einbrüche im experimentell ermittelten Kontrastverlauf. Diese werden auf Interferenzeffekte zurückgeführt, die

durch die Reflexion der Strahlteilerlichtfelder durch das Fenster oder das nachfolgende $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen entstehen. Die zusätzlichen Lichtfelder am Ort der Atome führen, beschrieben über den AC-Stark-Effekt, zu einer Modifikation der Strahlteilerpulsdauer. Dieser Effekt ist nicht in dem hier beschriebenen Modell der Wellenfronten enthalten. Ebenfalls fällt eine geringfügige Abweichung der Steigung des Verlaufs der simulierten Phasenverschiebung von dem experimentell bestimmten Verlauf auf. Grund dafür kann die Vernachlässigung höherer Wellenfrontfehler sowie des Phasenbeitrags in Richtung der Strahlteilerlichtfelder sein. Weiterhin ist die Sensitivität der Phasenverschiebung auf Verkippungen in horizontaler Richtung deutlich höher, was an der höheren Geschwindigkeit in horizontaler Richtung liegt (vgl. Gleichung 4.34).

In Abbildung 4.18 ist zudem die Untersuchung des Interferometersignals abhängig von einer vertikalen Verkippung für drei SRB-Interferometer mit verschiedenen Zeiten T dargestellt. Der Parameter T ist eine Art Hebel für den Effekt der Wellenfronten und führt zu einer Verkleinerung der Halbwertsbreite des Kontrastverlaufs sowie zu einer Zunahme der Steigung der Phasenverschiebung mit größer werdender Zeit T .

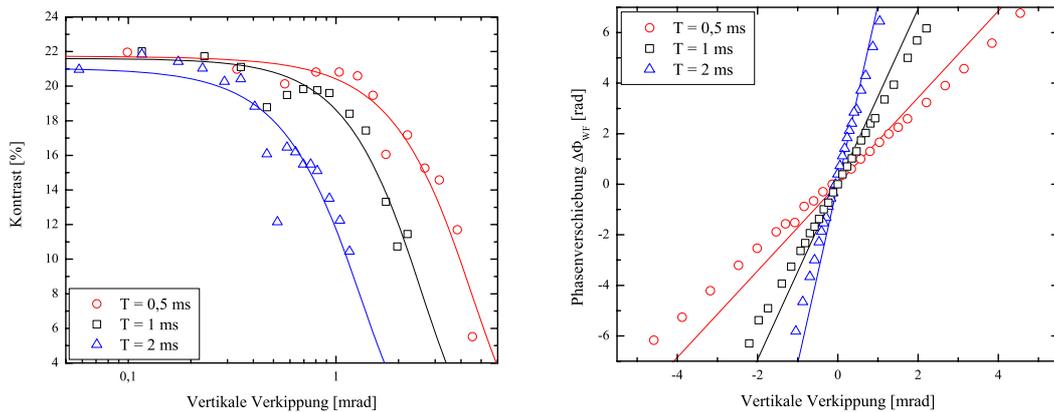


Abbildung 4.18: Gemessener (Messpunkte) Verlauf des Kontrasts sowie der Phasenverschiebung und die entsprechenden simulierten Verläufe (Kurve) als Funktion der Verkippung in vertikaler Richtung für drei unterschiedliche SRB-Konfigurationen. Zur besseren Übersicht werden lediglich die positiven Flanken der Kontrastverläufe in einer logarithmischen Darstellung gezeigt. Die Zeit T_m liegt bei allen Konfigurationen bei etwa 43,3 ms, während die Zeit T in der Legende angegeben ist.

(i.ii) Variabler Detektionslichtdurchmesser

Zunächst wurde eine feste Verkippung des Spiegels der dritten Applikationszone bezüglich der ersten von 1,5 mrad eingestellt. Anschließend wurde der Durchmesser

der Lochblende zwischen 2 und 20 mm verstellt und das Interferometersignal bei jeder Konfiguration gemessen. Für die SRB-Interferometergeometrie wurden die Zeitparameter $T = 2$ ms sowie $T_m = 43,3$ ms benutzt.

Abbildung 4.19 stellt den ermittelten Kontrast als Funktion des Durchmessers dar. Die Verkleinerung der Detektionslichtfläche führt zur räumlichen Selektion von Atomen einer bestimmten Geschwindigkeitsverteilung, was den Einfluss der Temperatur reduziert und so zu einer Erhöhung der effektiven räumlichen Kohärenz führt. Daher wird der Kontrast durch eine Reduktion des Durchmessers erhöht. Der Durchmesser des Detektionslichtes entspricht in dem vorgestellten Modell einer Selektion von Atomen in einem eingeschränkten Integrationsbereich. Hieraus ergibt sich der ebenfalls in der Abbildung dargestellte simulierte Kontrastverlauf. Deutlich ist eine gute Übereinstimmung der aus der Theorie und der aus den Messungen gewonnenen Kontrastverläufe zu erkennen.

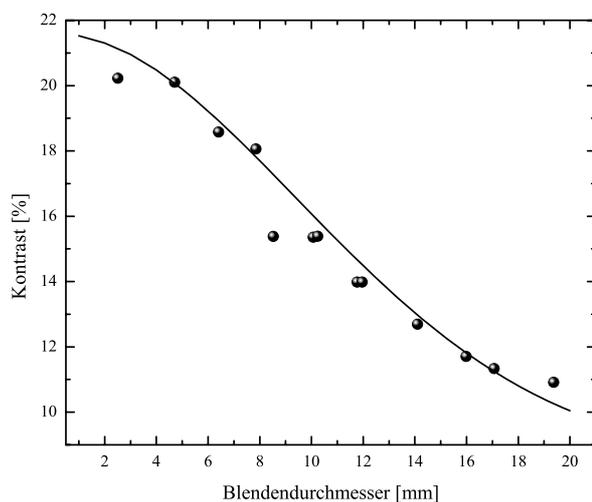


Abbildung 4.19: Gemessener und simulierter Kontrastverlauf als Funktion des Blendendurchmessers.

Da durch die Reduktion des Detektionslichts gleichsam immer weniger Atome detektiert werden, führt dies nach der in Abschnitt 4.3.2 vorgenommenen Untersuchung zum Detektionsrauschen ab einem bestimmten Durchmesser zu einem starken Anstieg des Detektionsrauschens. In der Kombination beider Randbedingungen wurde ein Optimum des Blendendurchmessers bei 9 mm gefunden.

(ii) Durch Wellenfrontfehler bedingtes Phasenrauschen im Interferometer

Startunsicherheiten der atomaren Quelle führen, wie in Abschnitt 4.2.4 geschildert wurde, zu einer Schuss-zu-Schuss-Unsicherheit in der Position der Atomwolke. Wie oben dargestellt hat dies zur Folge, dass durch imperfekte Wellenfronten, die durch

die optischen Elemente des rückreflektierten Teils des Strahlteilerlichtfeldes hervorgerufen werden, von Schuss zu Schuss eine unterschiedliche Phase auf das atomare Ensemble aufgeprägt wird und hierdurch ein weiterer Beitrag σ_{WF} zur Unsicherheit der Phasenverschiebung auftritt. Die Vorstellung des Modells folgt der Beschreibung aus Referenz [84], wobei hier erneut exemplarisch die SRB-Konfiguration untersucht wird.

Das Modell

Anders als im oben vorgestellten Modell betrachten wir bei der Modellierung der Unsicherheit σ_{WF} ein Einzelatom-Atominterferometer und integrieren damit nicht über die räumliche und die Geschwindigkeitsverteilung des Ensembles. Als Ausgangspunkt wird hierfür die Projektion der Trajektorie eines Einzelatom-Atominterferometers auf die x - z -Ebene benötigt. Zudem werden dieser Trajektorie räumliche und Geschwindigkeitsunsicherheiten Δx , Δz , Δv_x bzw. Δv_z in der Form einer Normalverteilung hinzugefügt. Hierbei ergeben sich die Breiten der Verteilungen $\sigma_{r_{x,z}} = 23 \mu\text{m}$, $\sigma_{v_x} = 828 \mu\text{m/s}$ sowie $\sigma_{v_z} = 220 \mu\text{m/s}$ aus den in Kapitel 4.2.4 vorgestellten Unsicherheiten. Somit kann die Trajektorie eines beliebigen Einzelinterferometers, wie sie in Abbildung 4.20 gezeigt ist, als

$$\vec{r}(t) = \begin{pmatrix} (x_0 + \Delta x) + (v_x + \Delta v_x)t \\ (z_0 + \Delta z) + (v_z + \Delta v_z)t - \frac{1}{2}gt^2 \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

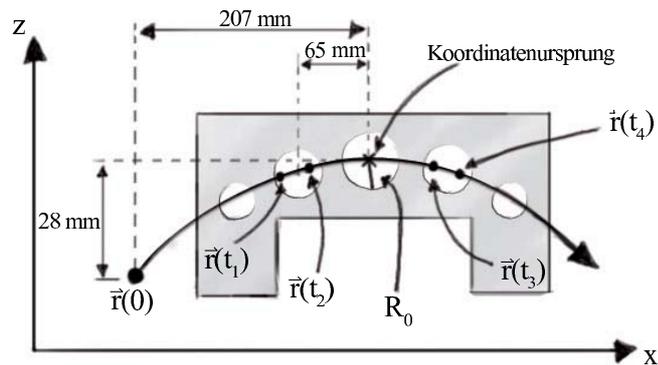
parametrisiert werden. Die Anfangsposition entspricht hierbei $x_0 = -0,207 \text{ m}$ und $z_0 = -0,028 \text{ m}$, während v_x und v_z die bekannten Geschwindigkeiten $2,79 \text{ m/s}$ bzw. $0,73 \text{ m/s}$ sind. Wegen der nachfolgenden Betrachtung ist es bequemer, die Darstellung in Polarkoordinaten zu verwenden, wodurch sich

$$\vec{r}(t) = R_0 \begin{pmatrix} \rho(t)\cos(\theta(t)) \\ \rho(t)\sin(\theta(t)) \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

mit $\rho(t) = \sqrt{x^2(t) + z^2(t)}/R_0$ sowie $\theta(t) = \arctan(z(t)/x(t))$ ergibt. Dabei ist $R_0 = 0,015 \text{ m}$ der betrachtete Radius des Strahlteilerlichtfeldes und entspricht einer somit vorgenommenen Normierung.

Um aus dieser Trajektorie eine lokale Phase zu errechnen, wird erstere zunächst zu den jeweiligen Zeitpunkten der Applikation der Strahlteilerpulse in Gleichung 4.27, die die Wellenfunktion als Summe von Zernike-Polynomen darstellt, eingesetzt. Die Zeitparameter der betrachteten SRB-Konfiguration sind dabei $T = 6 \text{ ms}$ sowie $T_m = 37,85 \text{ ms}$, wobei der erste Puls nach einer Zeit von $47,87 \text{ ms}$ appliziert wird. Durch die optischen Elemente der Strahlteilerlichtfelder ist die Wellenfront räumlich inhomogen. Diese muss also zuvor, wie im folgenden Abschnitt demonstriert wird, für die entsprechenden Objekte ermittelt werden. Ist der Satz der Zernike-Koeffizienten A_n für die entsprechenden Objekte bekannt, ist die Wellenfront näherungsweise definiert. Diese kann anschließend in Kombination

Abbildung 4.20: Die Parametrisierung beschreibt die Position der Schwerpunkte der Atomwolke zu den Zeiten der Strahlteilerpulse und ermöglicht so bei gegebenen Wellenfronten eine Abschätzung des aufgesammelten Phasenfehlers.



mit der gegebenen Trajektorie in Gleichung 4.26 eingesetzt werden, wodurch sich eine Phasenverschiebung ermitteln lässt.

Um eine Unsicherheit dieser Phase zu errechnen, wird dieser Vorgang für variierende Trajektorien wiederholt. Hierfür werden pro Durchgang die Unsicherheiten zufällig ausgewählt und wie oben bereits erwähnt gewichtet. Aus den sich ergebenden unterschiedlichen Phasenverschiebungen aus 1000 Durchläufen wird die statistische Standardabweichung bestimmt, die der Phasenunsicherheit σ_{WF} , verursacht durch die Wellenfronten, entspricht.

Die Messung

Mit einem Shack-Hartmann-Sensor¹² (SHS) wurden exemplarisch die Wellenfronten der sechs verwendeten $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen vermessen. Der Aufbau zur Durchlichtprüfung ist in Abbildung 4.21 gezeigt. Eine detaillierte Beschreibung des Messvorgangs findet sich in der Arbeit [84]. Exemplarisch ist die bestimmte Wellenfront eines untersuchten Verzögerungsplättchens in Abbildung 4.22 dargestellt.

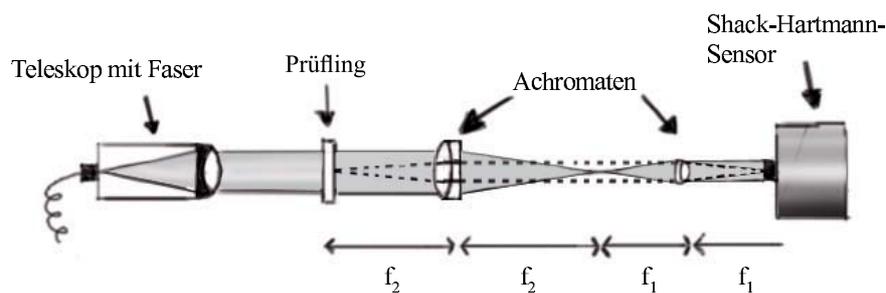


Abbildung 4.21: Die Abbildung des Prüflings mit Hilfe des Kepler-Teleskops auf die Sensoroberfläche des SHS ermöglicht eine genaue Vermessung der durch den Prüfling modifizierte Wellenfront.

¹²Dabei handelt es sich um das Modell, welches zur Kollimation der Strahlteilerteleskope verwendet wurde (vgl. Kapitel 4.4.1).

Für die ermittelten Wellenfronten der untersuchten Verzögerungsplättchen, die eine Planität von $\lambda/10$ aufweisen, ergibt sich nach dem oben beschriebenen Modell für den Standardparametersatz der betrachteten SRB-Konfiguration eine Phasenunsicherheit von $\sigma_{WF}^{(\lambda/10)} = 3,55$ mrad. Bei der Berechnung wird eine mögliche Verkipfung der Wellenfront zunächst außer Acht gelassen.

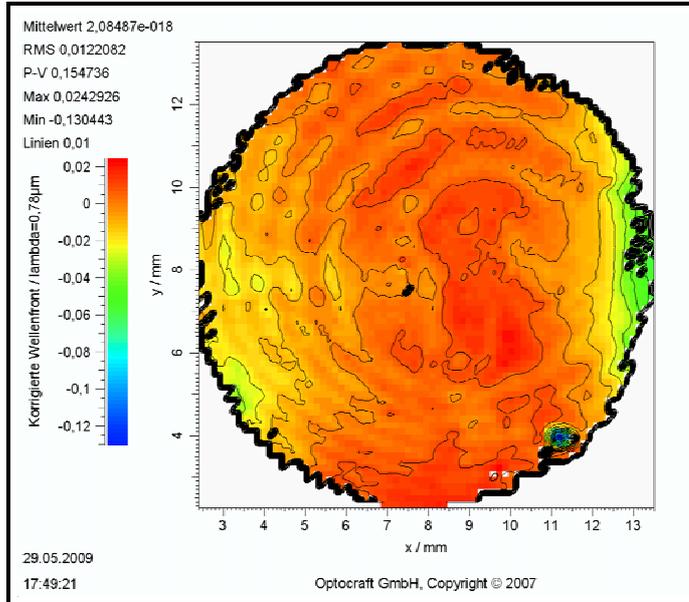


Abbildung 4.22: Mit dem SHS aufgenommene Wellenfront nach dem Durchgang durch eines der verwendeten $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen.

Die Fenster sowie die benutzten Spiegel konnten aus technischen Gründen nicht vermessen werden. Da die Herstellerspezifikationen jedoch eine Planität von $\lambda/10$ für die Fenster und $\lambda/10$ bzw. $\lambda/20$ für den „festen“ Spiegel bzw. für den „variablen“ Spiegel (vgl. Abschnitt 4.4.1) angeben, wird entsprechend der Vermessung des Verzögerungsplättchens ebenfalls eine Unsicherheit von 3,55 mrad für die $\lambda/10$ -Elemente bzw. 1,78 mrad für den variablen Spiegel abgeschätzt.

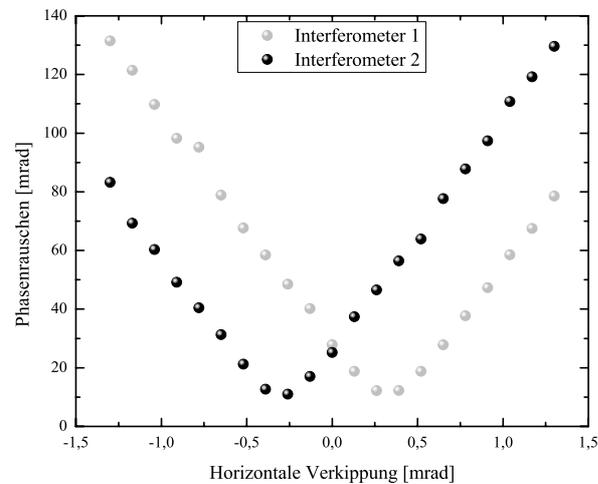
Da der Übertrag von Wellenfrontfehlern zweier verschiedener optischer Elemente unabhängig betrachtet werden kann, ergibt sich durch quadratisches Aufsummieren die gesamte durch Wellenfrontfehler bedingte Phasenunsicherheit σ_{WF} . Wegen des doppelten Durchlaufs der Lichtfelder durch die relevanten optischen Elemente sowie durch die Reflexion am Spiegel geht der Fehler der einzelnen Elemente bei der Berechnung von σ_{WF} zweifach ein.

Hieraus folgt für die benutzte Strahlteilerkonfiguration, in der das Fenster der Interferometrikammer, ein Verzögerungsplättchen sowie der Spiegel berücksichtigt werden, eine Unsicherheit pro Schuss von $\sigma_{WF} = 12,3$ mrad. Für die angegebene Zykluszeit des Standardparametersatzes von 3,26 s ergibt sich daraus eine Unsicherheit pro Sekunde von

$$\sigma_{WF} = 22,2 \text{ mrad} . \quad (4.38)$$

Dieses Rauschen limitiert die Auflösung des Interferometers bei einem Wert von $9,4 \cdot 10^{-7} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$.

Abbildung 4.23: Das durch Wellenfrontfehler verursachte simulierte Rauschen in den beiden Interferometern des atomaren Gyroskops ist als Funktion einer zusätzlichen Verkippung der Wellenfronten in horizontaler Richtung dargestellt.



Eine zusätzliche Verkippung der Wellenfront verursacht durch die optischen Elemente führt zu einer weiteren Erhöhung der Phasenunsicherheit. In Anlehnung an die unter Punkt (i) durchgeführte Diskussion wurde eine identische Verkippung der Wellenfront für den dritten und vierten Strahlteilerpuls exemplarisch in horizontaler Richtung für die beiden Interferometer simuliert. Abbildung 4.23 zeigt die resultierende Zunahme der Phasenunsicherheit durch eine potentielle Verkippung der Wellenfront. Mehrere zehn mrad Phasenrauschen werden bereits bei einer Verkippung von 1 mrad erreicht. Also muss auch unter dem Aspekt des Phasenrauschens auf eine möglichst gute Ausrichtung der Strahlteilerlichtfelder zueinander geachtet werden. Wegen der höheren Geschwindigkeitsunsicherheit in horizontaler Richtung ist der Phasenrauschbeitrag bei horizontaler Verkippung im Vergleich zu einer vertikalen Verkippung höher.

Zusammenfassung der Wellenfrontfehler

In diesem Abschnitt wurde eine Modellierung der vielschichtigen Problematik der Wellenfrontfehler vorgestellt, welche zu einem Dekohärenzeffekt führen, eine große Phasenverschiebung bewirken und zum Phasenrauschen des Interferometers beitragen. Deutlich wurde die Notwendigkeit einer tiefen Temperatur des Ensembles sowie einer präzisen Ausrichtung der Strahlteilerlichtfelder zueinander. Die letztgenannte Anforderung ist gerade in einem Interferometer mit räumlich getrennten Strahlteilerlichtfeldern besonders kritisch. Bei einer zunehmenden Verkippung nimmt nicht nur das Interferometersignal ab, sondern gleichzeitig auch das Interferometerrauschen zu. Das vorgestellte Modell lässt sich leicht auf andere Interferometertypen wie Gravimeter oder optische Atomuhren übertragen.

4.5 Die Isolation

Das aus den oben beschriebenen Komponenten zusammengesetzte atomare Gyroskop ist in der Laborumgebung weiteren Störungen ausgesetzt, die die Phasenunsicherheit der beiden Interferometer in erheblichem Maße beeinträchtigen können und damit die Auflösung limitieren. Dies sind zum einen externe Magnetfelder, insbesondere das Magnetfeld der Erde, sowie Vibrationen, die durch akustische Störungen oder durch Erschütterungen des Laborbodens entstehen können. Eine Isolation dieser Störeinflüsse ist daher von größter Wichtigkeit für die Atominterferometrie und wird im Folgenden untersucht.

4.5.1 Die externe Magnetfeldisolierung

Aus zwei Gründen ergibt sich die Notwendigkeit zur Unterdrückung externer Magnetfelder. Es ist zum einen die möglichst vollständige Auslöschung des Magnetfeldes während des Startvorgangs, um eine möglichst tiefe Ensembletemperatur durch die bewegte Melasse zu erreichen. Zum anderen führen wie in Abschnitt 4.4.3 beschrieben Magnetfeldgradienten am Ort der Interferometrie zu Störungen der Phasenverschiebung des Interferometersignals.

Um diesen Einfluss zu reduzieren, wird das vorgestellte Interferometer mit einem 2 mm dicken μ -Metallschild vollständig eingehüllt. Dabei wird auch die nicht magnetische Plattform, auf dem sich der Sensor befindet, umschlossen. Lediglich seitlich angelegte Schlitze sorgen für den Zugang von optischen Fasern sowie von notwendigen Kabeln. Wie frühere Untersuchungen zeigen, werden externe Magnetfelder um einen Faktor von 50 unterdrückt [31].

Ein weiteres Problem ist das permanente Magnetfeld der Ionengetter-Pumpe, die sich innerhalb der beschriebenen Abschirmung befindet. Um diesen Beitrag zu reduzieren, wurde ein weiteres μ -Metallschild um die Pumpe aufgebaut. Darüber hinaus wurde darauf geachtet, dass Komponenten in der Nähe des Interferometers aus möglichst unmagnetischen Materialien bestehen.

4.5.2 Die Vibrationsisolierung

Die für den Rückreflex der Strahlteilerlichtfelder verantwortlichen Spiegel sind für das Interferometer die Referenz. Sie bilden das sich zu den atomaren Trajektorien relativ bewegte Bezugssystem, das mit den Atomen vermessen wird. So führen Vibrationen der Spiegel, die wie erwähnt durch Erschütterung des Laborbodens oder durch akustische Einflüsse hervorgerufen werden, zu einer drastischen Erhöhung des Phasenrauschens des Interferometers und so zur Reduktion der Auflösung.

Um die Kulisse an Hintergrundgeräuschen des Labors zu minimieren, wurde eine akustische Isolation angebracht. Sie besteht aus einem das Experiment umhüllenden Holzkasten auf dem eine Verkleidung aus schalldämpfendem Akustik-

schaumstoff aufgebracht ist.

Bodenerschütterungen werden durch die partiell aktive Vibrationsisolierung des Typs **TableStable AVI 350-M** gedämpft. Diese trägt die Unterseite des μ -Metallschildes, auf der die experimentelle Plattform aufliegt. Störungen in einem Frequenzbereich von 1 - 200 Hz werden aktiv isoliert, während oberhalb der 200 Hz eine passive Isolation vorliegt. Trotz Unterdrückung führen die gedämpften Vibrationen zu einer Unsicherheit der Phasenverschiebung des Interferometersignals. Geht man von einer differentiellen Interferometriemessung der Rotation aus, so registriert das Gyroskop lediglich Vibrationen, die sich als Rotationen darstellen lassen können. Reine Beschleunigungsanteile heben sich durch die differentielle Messmethode auf. Im Folgenden wird der Weg zur Quantifizierung dieses Rauschbeitrags exemplarisch für die SRB-Konfiguration vorgestellt, welcher erneut auf dem Sensitivitätsfunktionsformalismus basiert.

Das Modell

Eine Modulation der Rotation, welche durch $\Omega(t) = \Omega_0 \sin(\omega_0 t + \psi)$ beschrieben werden kann, führt zu einem Spiegelversatz $dy(t)$ entlang der Richtung der Strahlteilerlichtfelder. Dies bedingt eine Änderung der Lichtfeldphase, welche wiederum durch

$$d\phi(t) = k_{eff} dy(t) = k_{eff} l(t) \Omega(t) dt \quad (4.39)$$

dargestellt werden kann. Dabei ist der Abstand $l(t)$ gegeben durch $l(t) = v_x(t + T + T_m/2 + 2\tau_{\pi/2}) - l_0$, wobei der Zeitnullpunkt symmetrisch in die Interferometersequenz gesetzt wurde und l_0 den Abstand zwischen der Position des ersten Pulses und der Interferometermitte darstellt. Folgt man der Beschreibung in Kapitel 2.3.2, so ergibt sich unter Verwendung von Gleichung 2.77 aus dem obigen Ansatz eine resultierende Phasenverschiebung

$$\begin{aligned} \delta\Phi_\Omega &= k_{eff} \int dt l(t) \Omega(t) g(t) \\ &= \Omega_0 k_{eff} \int dt l(t) \sin(\omega_0 t + \psi) g(t) \\ &= \Omega_0 k_{eff} \Re\{G'_\Omega(\omega_0)\} \sin \psi . \end{aligned} \quad (4.40)$$

Hierbei entspricht $\Re\{G'_\Omega(\omega_0)\}$ dem Realteil von

$$G'_\Omega(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} l(t) g(t) . \quad (4.41)$$

Analog zur Rechnung in Kapitel 2.3.2 ist der zeitliche rms-Wert der Winkelgeschwindigkeit gegeben durch $\delta\Omega^{rms} = \Omega_0/\sqrt{2}$. Nun kann die Transferfunktion beschrieben werden, für die

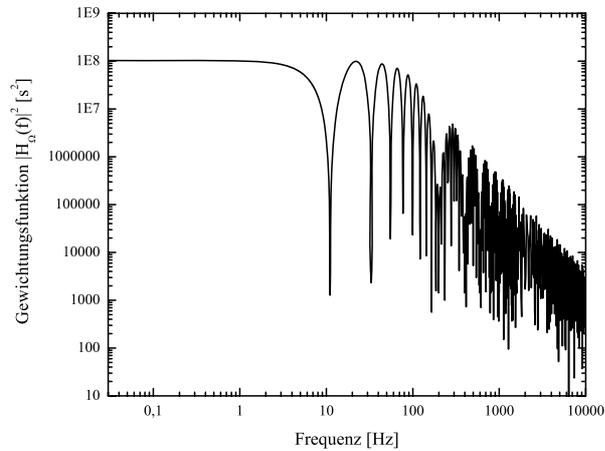
$$H_\Omega(\omega) = k_{eff} G'_\Omega(\omega) \quad (4.42)$$

gilt. Dies führt schließlich zum Ausdruck des Phasenrauschens bedingt durch Rotationen, welcher beschrieben wird durch dargestellt durch

$$\sigma_{\Omega}^2 = \int_0^{\infty} d\omega |H_{\Omega}(\omega)|^2 S_{\Omega}(\omega) \quad (4.43)$$

beschrieben wird, wobei $S_{\Omega}(\omega)$ die spektrale Leistungsdichte des Rotationsrauschens ist. Die Gewichtungsfunktion $|H_{\Omega}(\omega)|$, beschrieben durch die Standardparameter der untersuchten SRB-Konfiguration, ist in Abbildung 4.24 dargestellt.

Abbildung 4.24: Die Gewichtungsfunktion für Rotationen als Funktion der Frequenz. Für Frequenzen unterhalb von 2 Hz bleibt die Gewichtungsfunktion konstant.



Da die nachfolgende Messung auf der Bestimmung des Beschleunigungsrauschens basiert, wird an dieser Stelle ebenfalls der hieraus resultierende Beitrag zum Interferometerphasenrauschen angegeben. Dieser ergibt sich nach [59] zu

$$\sigma_a^2 = k_{eff}^2 \int_0^{\infty} d\omega \frac{|H_{\phi}(\omega)|^2}{\omega^4} S_a(\omega) \quad (4.44)$$

mit der spektralen Leistungsdichte des Beschleunigungsrauschens $S_a(\omega)$.

Die Messung

Zur Bestimmung der spektralen Rauschdichte der Rotation wurde zunächst das Geschwindigkeitsrauschen an zwei Positionen des Gyroskopaufbaus bestimmt. Zu diesem Zweck wurden zwei Geschwindigkeitssensoren¹³ an zwei gegenüberliegenden Seiten der experimentellen Plattform im Abstand b von 1,06 m aufgebaut und das Geschwindigkeitsrauschen in Richtung der Strahlteilerlichtfelder als Funktion der Zeit über eine Messzeit von 8 Stunden vermessen.

¹³Es handelt sich um zwei identische Sensoren des Typs L4-Seismometer der Firma **Sercel**.

Hieraus lässt sich die spektrale Rauschdichte der Beschleunigung $S_a(\omega)$ nach einer Integration der Messwerte und unter Verwendung von Gleichung 2.87 errechnen. Diese ist exemplarisch für einen der Geschwindigkeitssensoren ermittelt, in Abbildung 4.25 (links) dargestellt. Die betrachtete Messung an einem Punkt beinhaltet die reinen Beschleunigungsanteile sowie das Rotationsrauschen, welches sich als Beschleunigung darstellen lässt. Aus der Differenz der beiden Geschwindigkeitsmessungen und unter Berücksichtigung des Abstandes b ergibt sich das Rauschen der Winkelgeschwindigkeit als Funktion der Zeit. Mit Gleichung 2.87 lässt sich hieraus die gewünschte spektrale Leistungsdichte des Rotationsrauschens $S_\Omega(\omega)$ bestimmen, die in Abbildung 4.25 (rechts) gezeigt ist.

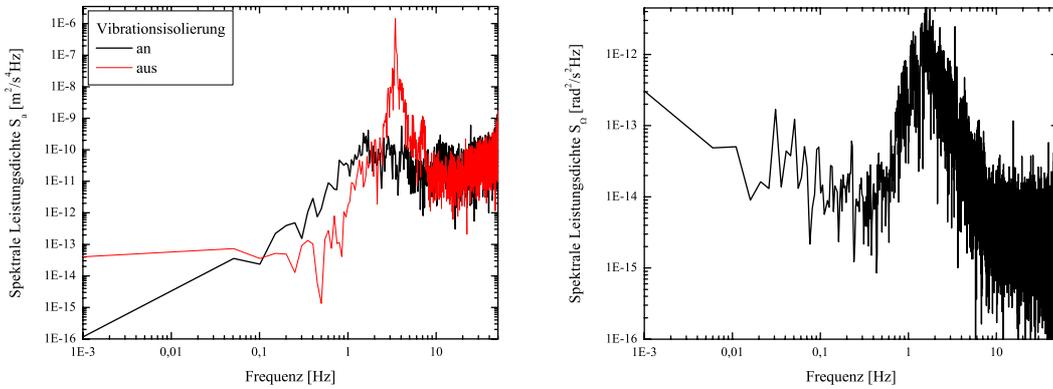


Abbildung 4.25: Exemplarisch ist die spektrale Rauschdichte der Beschleunigung bei aus- und eingeschalteter Vibrationsisolierung für eine Messposition dargestellt (links). Aus den Rauschspektren beider Messpositionen lässt sich die spektrale Rauschdichte der Rotation ermitteln (rechts).

Für den untersuchten Standardparametersatz und unter Verwendung von Gleichung 4.43 ergibt sich ein durch Rotationsrauschen verursachtes Phasenrauschen am Interferometer von

$$\sigma_\Omega = 13,5 \text{ mrad} . \quad (4.45)$$

Dies entspricht einer Auflösungsbegrenzung der Rotation von $5,7 \cdot 10^{-7} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$. Analog kann mit Gleichung 4.44 das aus dem Beschleunigungsrauschen resultierende Phasenrauschen am Interferometer zu

$$\sigma_a = 148 \text{ mrad} \quad (4.46)$$

ermittelt werden. Hier ergibt sich ein Wert von $6,3 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$ für die Auflösungsbegrenzung des Interferometers.

Diese Werte sind stark von den Umgebungsbedingungen abhängig. So wurde diese Messung in der Nacht durchgeführt, während Vergleichsmessungen am Tag

zu deutlich höheren Rauschbeiträgen von $\sigma_\Omega > 50$ mrad bzw. $\sigma_a > 200$ mrad führen können. Im Vergleich zur deaktivierten Vibrationsisolierung, in der rein passiv gedämpft wird, ergeben sich ebenfalls aus einer Nachtmessung Rauschwerte von $\sigma_\Omega = 38$ mrad und $\sigma_a = 1,27$ rad. Hieraus wird die deutliche Unterdrückung des Beschleunigungsrauschens bei aktiver Isolierung ersichtlich, während das durch Rotationen verursachte Rauschen auch im passiven Fall vergleichsweise gering ausfällt.

Wie bereits erwähnt, ist in dem Beitrag der Beschleunigung ebenfalls Rotationsrauschen enthalten. Für eine differentielle Messung der Rotation ist daher die Unterdrückung des reinen Beschleunigungsrauschens zu erwarten, während der Rotationsbeitrag des Rauschens bei einer solchen Messung erhalten bleibt.

4.6 Das Phasenfehlerbudget des Interferometers

Zahlreiche Beiträge, die zum Phasenrauschen des Interferometers und zu einer konstanten Phasenverschiebung des Interferometersignals führen, wurden in den Kapiteln 3 und 4 beschrieben und bestimmt. In Abbildung 4.26 sind zur besseren

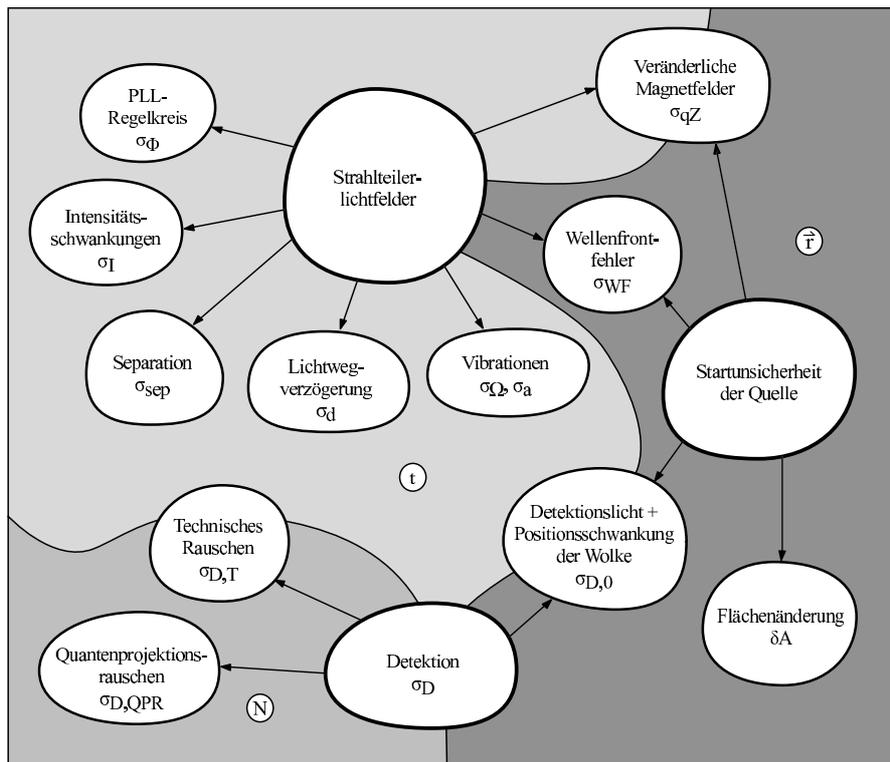


Abbildung 4.26: Zusammenfassung der Unsicherheiten des Interferometersignals und ihre Zusammenhänge. Die Beiträge sind zudem in teilchenzahlabhängige N , räumliche \vec{r} und zeitliche Effekte t unterteilt.

Übersicht diese vorgestellten Beiträge schematisch zusammengefasst.

Für die betrachtete SRB-Konfiguration, die eine eingeschlossene Interferometerfläche von $8,6 \text{ mm}^2$ besitzt und durch den Standardparametersatz (vgl. Kapitel 2.2.2) beschrieben wird, sind die einzelnen Beiträge zum Phasenrauschen in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Unsicherheit der Flächengeometrie, die aus der Startunsicherheit der Quelle hervorgeht, taucht wegen der anderen Natur dieser Unsicherheit (vgl. Abschnitt 4.2.4) nicht in der Tabelle auf. Weiterhin ist ein Vergleich der Rauschunterdrückung durch eine differentielle Messung für die Bestimmung des Phasensignals aus dem Summensignal (Rotationsphase $\Delta\Phi_{\Omega}^{\Sigma}$) bzw. aus dem Differenzsignal (Beschleunigungsphase $\Delta\Phi_a^{\Delta}$) dargestellt.

Nach Gleichung 2.101 ergibt sich das totale Phasenrauschen σ_{Φ} aus der Quadratsumme sämtlicher Rauschbeiträge σ_i . Hieraus folgt für ein einzelnes Interferometer ein totales Phasenrauschen von

$$\sigma_{\Phi} = 155 \text{ mrad} .$$

Das Rauschen führt zu einer erwarteten Auflösung eines einzelnen SRB-Interferometers, beschrieben durch die Standardparameter, von

$$\Delta\Omega = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}} .$$

In analoger Weise lässt sich nach Gleichung 2.103 die Auflösung für Beschleunigungen angeben. Hieraus folgt aus dem erzielten Rauschen eine Auflösung von

$$\Delta a = 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}^2\sqrt{\text{Hz}}$$

für die betrachtete SRB-Konfiguration.

Von den in dieser Arbeit bestimmten Rauschbeiträgen dominieren vor allem der Beitrag der Vibrationen, des Detektionsprozesses sowie der Wellenfrontstörungen das Phasenrauschen des Interferometers und führen zu einer Limitierung der Auflösung. Wie in Tabelle 4.1 verdeutlicht wird, ist durch eine differentielle Messung sowohl durch die Bildung des Summen- als auch des Differenzsignals eine weitere Unterdrückung des totalen Phasenrauschens und damit eine Erhöhung der Auflösung zu erwarten. Eine Quantifizierung der Korrelationen der einzelnen Rauschprozesse in einer differentiellen Messung wurde noch nicht durchgeführt.

Die hier ermittelte Auflösung entspricht der erwarteten Kurzeitauflösung der beiden einzelnen Interferometer des atomaren Gyroskops. Nach der in Kapitel 2.3.3 erfolgten Beschreibung kann über eine lange Messzeit die Auflösung des Sensors über das Mitteln der Phasenunsicherheit erhöht werden. Diese Langzeitauflösung des Sensors wird durch Drifts der Phasenverschiebung des Interferometersignals limitiert.

Ein wichtiger Teil der potentiellen Phasenverschiebungen wurden im Rahmen dieser Arbeit bereits bestimmt oder abgeschätzt. Diese sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Im Vergleich zu einer Phasenverschiebung bedingt durch die Erdrotation von $1,37 \text{ rad}$ für die betrachtete SRB-Konfiguration ist vor allem die durch

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der ermittelten Rauschbeiträge eines Interferometers bei 1 s. Der Rauschbeitrag der Wellenfronten ist bei einer Nullverkipfung angegeben. Für die Bestimmung der inertialen Phasen aus dem Summensignal als auch aus dem Differenzsignal markiert ein „×“ die Sensitivität der differentiellen Messung auf einen Rauschbeitrag, während ein „–“ für die Unterdrückung eines Beitrags steht.

Effekt	Rausch- beitrag [mrad]	$\frac{\Delta\Phi_{\Omega}^{\Sigma}}{2}$	$\frac{\Delta\Phi_a^{\Delta}}{2}$
		$\frac{\Delta\Phi+\Delta\Phi'}{2}$	$\frac{\Delta\Phi-\Delta\Phi'}{2}$
Vibrationen			
σ_{Ω}	13,5	×	–
σ_a	148	–	×
Detektion			
σ_{Det}	39	×	×
Wellenfrontfehler			
σ_{WF}	22,2	×	×
Raman-Laser			
σ_{ϕ}	2,2	×	–
σ_I	8,6	×	–
σ_{sep}	9,3	×	–
σ_d	0,076	×	–
Magnetfeld			
σ_{qZ}	0,036	×	–
Totales Phasenrauschen			
σ_{Φ}	155		

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der potentiellen Phasenverschiebungen am Interferometer.

Effekt	Phasen- verschiebung
Wellenfrontfehler $\left \frac{\Delta\Phi_{WF}}{\alpha_{x,z}} \right $ [mrad/ μ rad]	270 bzw. 146
Lichtfeldleistung $\left \frac{\Delta\Phi_{AC}}{\Delta\nu} \right $ [mrad/kHz]	15
Magnetfeld (für gegebenen Gradienten) $ \Delta\Phi_{qZ} $ [mrad]	66

Wellenfronteffekte hervorgerufene Phasenverschiebung enorm. Sind die beiden Interferometer in einer differentiellen Messung optimal überlagert, kompensieren sich die Phasenverschiebungen [29, 83, 85]. Die Untersuchung der Qualität einer Überlagerung wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt und wird in Kürze erfolgen. Zudem steht eine experimentelle Überprüfung der abgeschätzten Phasenverschiebungen aus. Hierbei werden auch weitere potentielle Phasenverschiebungen, wie beispielsweise die durch eine Zwei-Photonen-Verschiebung der Resonanzfrequenz bedingte Änderung der Phase [86] untersucht. Es bleibt weiterhin zu klären, ob die Phasenverschiebungen konstant sind oder mit der Zeit driften und die Langzeitstabilität des Sensors begrenzen.

Die Frage, inwieweit die hier ermittelte totale Phasenunsicherheit und die daraus resultierende erwartete Kurzeitauflösung mit den direkt aus einer interferometrischen Messung bestimmten Werten vergleichbar sind sowie die Integrationsfähigkeit des Sensors sind Gegenstand des folgenden Kapitels.

DIE INTERFEROMETRISCHEN MESSUNGEN

Die Untersuchung der am atomaren Gyroskop erreichten inertialen Auflösung bildet den Schwerpunkt dieses Kapitels. Hierbei wird auch die resultierende Integrationsfähigkeit des Sensors bestimmt, die eine Steigerung der Auflösung ermöglicht. In weiterführenden interferometrischen Messungen werden Techniken zur Optimierung der Auflösung des Interferometers erprobt. Dabei wird zunächst die Flächenabhängigkeit des Phasenrauschens untersucht. Anschließend werden verfeinerte Methoden der Strahlteilung erprobt, mit denen eine Aufweitung der eingeschlossenen Fläche möglich ist. Darüber hinaus wird mit der Untersuchung der räumlichen Kohärenz der Atome eine Methode demonstriert, die multiple Interferometerstrukturen zur Optimierung des Signals nutzt.

5.1 Die inertielle Auflösung

Mit einer differentiellen interferometrischen Messreihe wurde die Auflösung und das Integrationsverhalten des Sensors untersucht.¹ Über eine Messzeit von 2,5 Stunden wurde das Interferometersignal aufgenommen. Die untersuchte SRB-Konfiguration entspricht der durch die Standardparameter festgelegten Geometrie mit den Interferometerzeiten $T = 6$ ms und $T_m = 37,85$ ms, wobei eine Fläche von $8,6$ mm² eingeschlossen wird. Die Pulslängen variieren abhängig von der Position in der Applikationszone zwischen $\tau_{\pi/2} = 7,9$ μ s und 15 μ s.

Vorab sowie nach der Langzeitmessung wurde der Phase-Signal-Umrechnungsfaktor κ ermittelt. Hierzu wurde das in Abbildung 5.1 dargestellte Interferometersignal in Abhängigkeit von der Phase der Strahlteilerlichtfelder für die beiden

¹Die Messung fand am 6. Mai 2010 zwischen 21:30 und 24 Uhr statt.

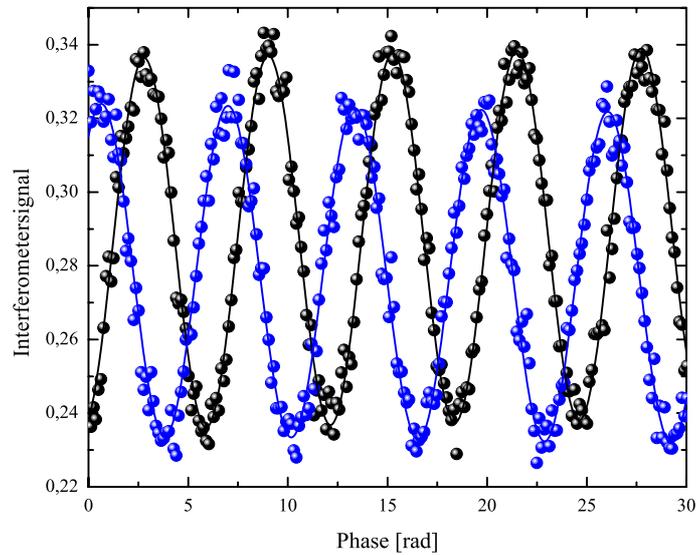


Abbildung 5.1: Interferometersignal in Abhängigkeit von der Lichtfeldphase für die beiden Interferometer, aufgenommen vor der Langzeitmessung.

Interferometer vermessen.² Die Phase wird dabei vor dem letzten $\pi/2$ -Puls sukzessive variiert.

Für die Interferometer ergibt sich vor der Langzeitmessung ein Kontrast von $K = 18\%$ bzw. $K' = 17\%$ und nach der Langzeitmessung ein Kontrast von $K = 17\%$ bzw. $K' = 16,5\%$. Aus diesen beiden Kontrastmessungen folgt nach Gleichung 2.42 ein gemittelter Umrechnungsfaktor von $\kappa=0,049$.

Für die Langzeitmessung wurde die Lichtfeldphase des letzten Strahlteilerpulses auf folgende Weise festgelegt: Da es zwischen den beiden Interferometersignalen einen Phasenversatz gibt, können die beiden Interferometer nicht gleichzeitig auf der steilen Flanke des Signals operieren. Hier wurde der Phasenmittelwert der beiden entsprechenden Flankenpositionen für die Lichtfeldphase des letzten Strahlteilerpulses gewählt. Zusätzlich wird von einem Zyklus zum nächsten alternierend eine weitere, um π verschobene Lichtfeldphase für den letzten Puls eingestellt. Ein einzelner Interferometriezyklus ist dabei nach 1,63 s abgeschlossen, während der gleiche Parametersatz entsprechend nach 3,26 s erneut verwendet wird. Mit diesem Messprinzip ist es möglich, eine Drift des Signalmittelwertes zu kompensieren. So

²Im Folgenden wird als „Interferometer 1“ das Interferometer mit der bei der Ionengetterpumpe liegenden atomaren Quelle bezeichnet. Weiterhin werden die erhaltenen Parameter von „Interferometer 2“ mit dem Strichsymbol versehen.

kann die Phasenverschiebung aus dem bereinigte Summensignal nach

$$\Delta\Phi_{\Omega}^{\Sigma} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\Phi_1 + \Delta\Phi'_1}{2} - \frac{\Delta\Phi_2 + \Delta\Phi'_2}{2} \right) \quad (5.1)$$

und aus dem Differenzsignal nach

$$\Delta\Phi_a^{\Delta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\Phi_1 - \Delta\Phi'_1}{2} + \frac{\Delta\Phi'_2 - \Delta\Phi_2}{2} \right) \quad (5.2)$$

bestimmt werden, wobei die Indizes für die beiden Phasenpositionen stehen. In dieser Form besitzt der Umrechnungsfaktor κ stets das gleiche Vorzeichen.

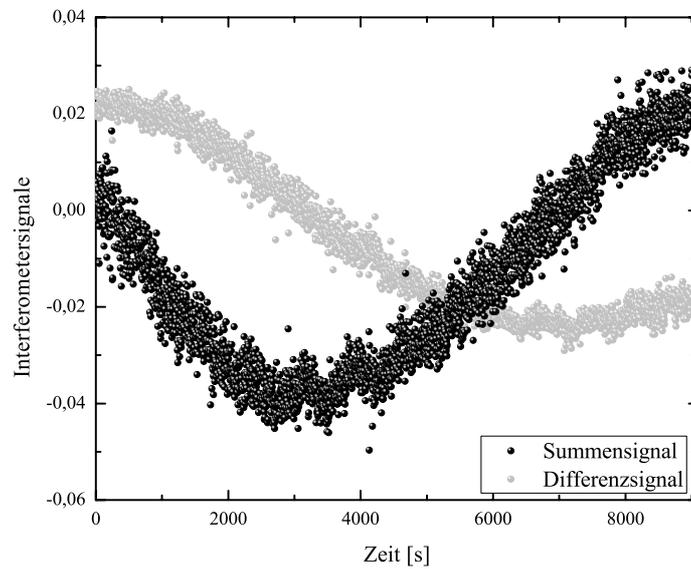


Abbildung 5.2: Summen- und Differenzsignal der differentiellen Messung in Abhängigkeit von der Messzeit.

Das sich aus dieser Messung ergebene Summen- und Differenzsignal ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Deutlich macht sich eine Unterdrückung des Signalrauschens im Differenzsignal bemerkbar. Beide Signale weisen eine starke Drift mit zunehmender Messzeit auf, was zu einer Limitierung der Integrationsfähigkeit des Sensors führt. Zudem führt diese Drift zu einer Variation des Umrechnungsfaktors κ mit der Zeit, was wiederum in einer Unsicherheit der Angabe einer Langzeitauflösung resultiert.

In Abbildung 5.3 sind die aus diesen beiden Signalen erhaltenen Allan-Standardabweichungen nach der Umrechnung in ein Phasensignal dargestellt. Zusätzlich sind die Verläufe der Allan-Standardabweichung der beiden einzelnen Interferometer für die erste Einstellung der Lichtfeldphase aufgetragen. Während die Einzelinterferometersignale einen nahezu identischen Verlauf haben, sind die aus der

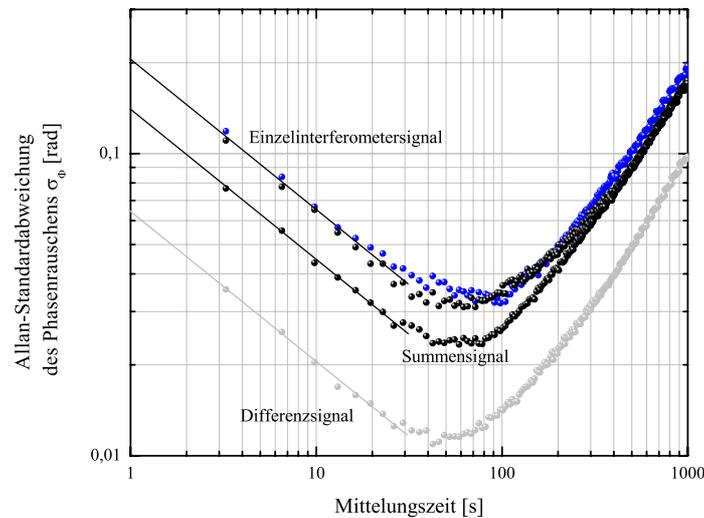


Abbildung 5.3: Allan-Standardabweichung des Phasenrauschens der Einzelinterferometer sowie resultierend aus dem Summen- und dem Differenzsignal. Zusätzlich ist ein $1/\sqrt{\tau}$ -Verlauf für den abfallenden Verlauf eingezeichnet.

differentiellen Messung erhaltenen Phasenabweichungen erwartungsgemäß niedriger (vgl. Kapitel 4.6). Es wird eine Mittelungszeit von etwa 30 s erreicht. Für höhere Mittelungszeiten ist die Drift des Interferometersignals dominant und die gemittelte Phasenunsicherheit nimmt zu. Bei einer Sekunde liegt das Phasenrauschen der Einzelinterferometer bei 206 mrad; nach einer Integrationszeit von 30 s wird ein Phasenrauschen von 38 mrad erreicht. Für das Summensignal ergibt sich ein Rauschen von 140 mrad bei einer Sekunde und von 26 mrad nach 30 s. Für das rauschärmere Differenzsignal liegt das Phasenrauschen nach einer Sekunde bei 65 mrad bzw. bei 12 mrad nach 30 s Integrationszeit.

Die Ursache dieser Drift ist noch ungeklärt und ist Gegenstand der folgenden Arbeiten am atomaren Gyroskop. Potentielle Ursachen sind beispielsweise thermisch bedingte Verkippung der Interferometerspiegel, thermisch bedingte Weglängenänderungen oder Intensitätsdrifts der Strahlteilerlichtfelder (vgl. Kapitel 4.6 oder [28, 85]).

Das volle Potential der Integration konnte somit zum jetzigen Stand des Sensors noch nicht vollständig ausgeschöpft werden. Allerdings demonstriert die lange Messzeit die Stabilität und Zuverlässigkeit vieler Schlüsselkomponenten des Sensors wie beispielsweise der Lasersysteme sowie der experimentellen Ansteuerung. Lange Messkampagnen über mehrere Tage hinweg sollten mit dem realisierten Sensor möglich sein.

Schließlich resultiert das erreichte Phasenrauschen unter Verwendung von Gleichung 2.102 bzw. 2.103 in der erreichten inertialen Auflösung des Sensors. Die

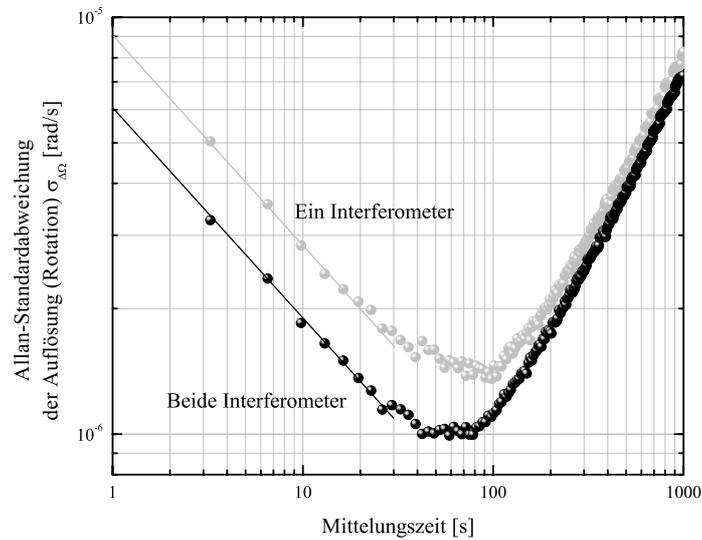


Abbildung 5.4: Allan-Standardabweichung der Rotationsauflösung dargestellt für ein einzelnes Interferometer sowie für beide Interferometer in der differentiellen Messung. Die Geraden entsprechen einem $1/\sqrt{\tau}$ -Abfall.

Auflösung für Rotationen, welche auf dem Summensignal des Sensors basiert, ist in Abbildung 5.4 als Funktion der Mittelungszeit dargestellt. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} \Delta\Omega &= 5,9 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}, \\ \Delta\Omega_{\tau} &= 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s für } \tau = 30 \text{ s}. \end{aligned}$$

Eine Auflösung von $8,8 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$ ergibt sich im Fall eines einzelnen Interferometers. Dieser Wert unterscheidet sich von der erwarteten Auflösung für ein Interferometer um 25% (vgl. Kapitel 4.6). Diese Abweichung wird vor allem auf den umgebungsabhängigen Beitrag der Vibrationen zurückgeführt. Darüber hinaus könnte eine Verkipfung der Interferometerspiegel zu einer weiteren Erhöhung des Phasenrauschens beitragen (vgl. Kapitel 4.4.4), während der erwartete Wert für die Auflösung für eine Nullverkipfung bestimmt worden ist. Schließlich wird durch die differentielle Messmethode die Rotationsauflösung in dem Bereich bis 30 s um einen Faktor 1,5 erhöht, was die Unterdrückung einiger Beiträge des Phasenrauschens demonstriert (vgl. Kapitel 4.6).

Analog zur Bestimmung der Rotationsauflösung wird die Auflösung für Beschleunigungen ermittelt. Ausgehend von dem erhaltenen Differenzsignal ergibt sich die in Abbildung 5.5 dargestellte Auflösung als Funktion der Mittelungszeit. Hier wird eine Auflösung von

$$\begin{aligned} \Delta a &= 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}^2 \sqrt{\text{Hz}}, \\ \Delta a_\tau &= 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}^2 \text{ für } \tau = 30 \text{ s} \end{aligned}$$

erreicht. Weiterhin ergibt sich eine Auflösung von $4,8 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}^2 \sqrt{\text{Hz}}$ für ein einzelnes Interferometer. Auch hier liegt die Abweichung von der erwarteten Auflösung bei 25% und wird ebenfalls auf den umgebungsabhängigen Beitrag der Vibrationen sowie auf den verkippungsabhängigen Beitrag der Wellenfrontfehler zurückgeführt. Da die Beschleunigungsphase aus dem Differenzsignal entnommen wird, wird hier eine deutlich größere Unterdrückung des Rauschens erzielt (vgl. Kapitel 4.6). Im Vergleich zum Einzelinterferometer ist die Beschleunigungsauflösung in der differentiellen Messung für eine Zeit von bis zu 30 s sogar um einen Faktor von 3,2 höher.

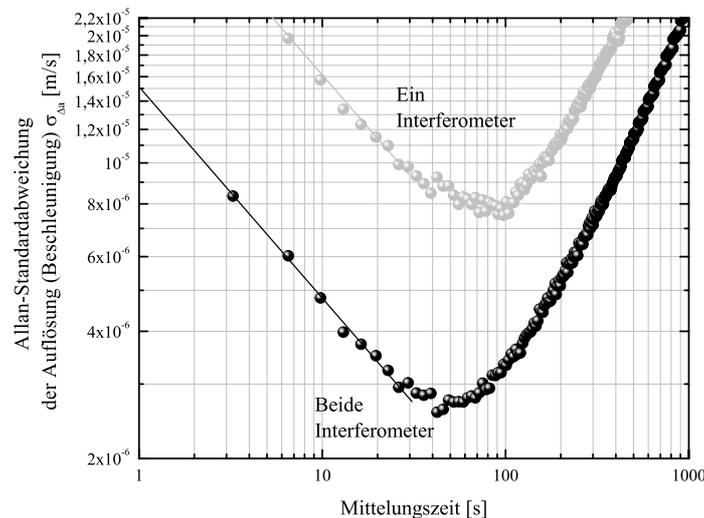


Abbildung 5.5: Allan-Standardabweichung der Beschleunigungsauflösung dargestellt für ein einzelnes Interferometer sowie für beide Interferometer in der differentiellen Messung. Die Geraden entsprechen einem $1/\sqrt{\tau}$ -Abfall.

Basierend auf den Ergebnissen dieser Messung ergeben sich folgende Schlussfolgerungen: Zum Ersten ist eine weitere Unterdrückung der dominanten durch Vibrationen und den Detektionsprozess bedingten Rauschbeiträge notwendig, um die Kurzzeitstabilität des Sensors zu verbessern. Zum Zweiten ist es notwendig, die Drift der Phase des Sensors zu reduzieren, um längere Integrationszeiten zu ermöglichen. Zum Dritten ist eine Modifikation der Strahlteilerkonfiguration bzw. eine Änderung des Messvorgangs erstrebenswert, um Rotationen aus dem Differenzsignal extrahieren zu können, wodurch eine weitere Erhöhung der Auflösung

möglich ist. Diese Aspekte werden im Zusammenhang mit der sich daraus ergebenden Auflösung im Ausblick näher behandelt.

Eine weitere Möglichkeit, die Auflösung zu erhöhen, bietet die Vergrößerung der eingeschlossenen Interferometerfläche. Diesbezüglich wurden die im folgenden Unterkapitel beschriebenen Untersuchungen durchgeführt.

5.2 Die Untersuchung zur Flächenabhängigkeit

In diesem Unterkapitel wird die Abhängigkeit des Interferometerphasenrauschens von der eingeschlossenen Fläche untersucht. Darüber hinaus werden Möglichkeiten erprobt, wie eine weitere Zunahme der Fläche realisiert werden kann.

5.2.1 Die Abhängigkeit des Phasenrauschens von der Fläche

In dieser Untersuchung wurde in einem einzelnen SRB-Interferometer die Zeit T sukzessive zwischen $100 \mu\text{s}$ und $5,5 \text{ ms}$ zur Realisierung unterschiedlicher Flächen geändert, während die Zeit T_m bei etwa 40 ms lag. Die Dauern der Strahlteilerpulse wurden bei dieser Messung den Intensitätsprofilen der beiden äußeren Applikationszonen jeweils angepasst. Wie oben beschrieben wurde für jede Einstellung das Interferometersignal aufgenommen und mit einer Messung des Signalrauschens am Punkt maximaler Steigung über eine Zeit von etwa 10 min vervollständigt.

Der bei dieser Messreihe gewonnene Kontrast ist als Funktion der eingeschlossenen Interferometerfläche in Abbildung 5.6 (links) gezeigt. Es kommt zu einer geringen Abnahme des Kontrastes mit steigender Fläche von 24% auf 19% . Dies ist vor allem auf das Gauß-förmige Intensitätsprofil der Strahlteilerlichtfelder zurückzuführen, welches zum Rand des Profils hin zu einer raschen Abnahme der Strahlteiler-effizienz führt (vgl. Kapitel 2.1.2).

In Abbildung 5.6 (rechts) ist das in dieser Messreihe erhaltene Phasenrauschen des Interferometers dargestellt. Mit zunehmender Fläche nimmt das Rauschen linear zu. Dies liegt vor allem an der zunehmenden Sensitivität auf inertielle Rauschbeiträge und darüber hinaus auf Beiträge, die aus Wellenfrontfehlern oder Magnetfeldgradienten hervorgehen. Ein weiterer Effekt, der mit der größer werdenden Fläche zu einem erhöhten Rauschen führt, ist der oben beschriebene abnehmende Kontrast bei wachsender Zeit T . Dieses führt zu einer Reduktion des Umrechnungsfaktors κ und somit zu einer Zunahme des ermittelten Phasenrauschens des Interferometers.

Wird die angelegte Ausgleichsgrade für das Phasenrauschen zu einer Fläche von $A \rightarrow 0$ extrapoliert, sind Phasenfehler bedingt durch die oben erwähnten Beiträge zu vernachlässigen. Hier ergibt sich ein Wert für das Phasenrauschen von $29 \pm 3 \text{ mrad}$. Dieser Wert wird hauptsächlich durch das Rauschen des Detektionsprozesses bestimmt (vgl. Kapitel 4.3.2).

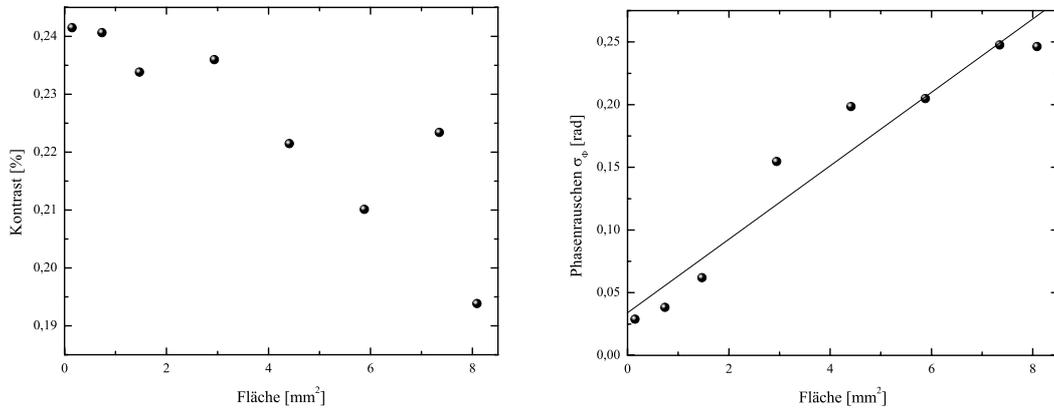


Abbildung 5.6: Als Funktion der eingeschlossenen Fläche im Interferometer sind der Kontrast (links) sowie das Interferometerphasenrauschen (rechts) dargestellt. Das Phasenrauschen ist nach einer Messzeit von 1 s abgebildet. Durch die erhaltenen Messdaten wurde ein linearer Fit gezogen.

Ein weiterer Zuwachs der Fläche über eine Erhöhung der Zeit T wird durch die damit verbundene starke Effizienzreduktion des Strahlteilungsprozesses limitiert. Es existieren allerdings andere Techniken, mit denen ein Flächenzuwachs möglich ist. Diese basieren auf einer zusätzlichen „Aufspreizung“ bzw. einem „Zusammenpressen“ der Trajektorien, was durch einen zusätzlichen Übertrag an Photonenimpuls nach dem Strahlteilerpuls möglich ist. Diese Konzepte werden im Folgenden diskutiert.

Erweitertes SRB-Interferometer

Eine Möglichkeit, den Impulsübertrag auf das Atom zu erhöhen, bietet die Anwendung mehrerer π -Pulse zwischen den eigentlichen Strahlteilerpulsen. Die Demonstration einer erweiterten Interferometerpulssequenz wird in [87] beschrieben. In der Untersuchung dieser Methode am Gyroskop wurden zwischen dem ersten $\pi/2$ -Pulspaar und dem letzten $\pi/2$ -Pulspaar einer SRB-Konfiguration jeweils zwei π -Pulse appliziert. Dabei wird über die Kontrolle der Dopplerverschobenen Resonanzfrequenz der Strahlteilerlichtfelder ω_L der Wellenvektor \vec{k}_{eff} eingestellt. Abbildung 5.7 illustriert die so erhaltene Interferometergeometrie und fasst die verwendeten Zeiten und Frequenzen zusammen.

Mit einer solchen Konfiguration wird eine eingeschlossene Fläche von $11,8 \text{ mm}^2$ erreicht. In Abbildung 5.8 (links) ist das Interferometersignal als Funktion der Strahlteilerlichtfeldphase dargestellt. Es ergibt sich ein Kontrast von $K = 3,6\%$. Für die Auflösung des erweiterten SRB-Interferometers wird lediglich ein Wert von $7,8 \cdot 10^{-5} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht, was auf die reduzierte Effizienz des Strahltei-

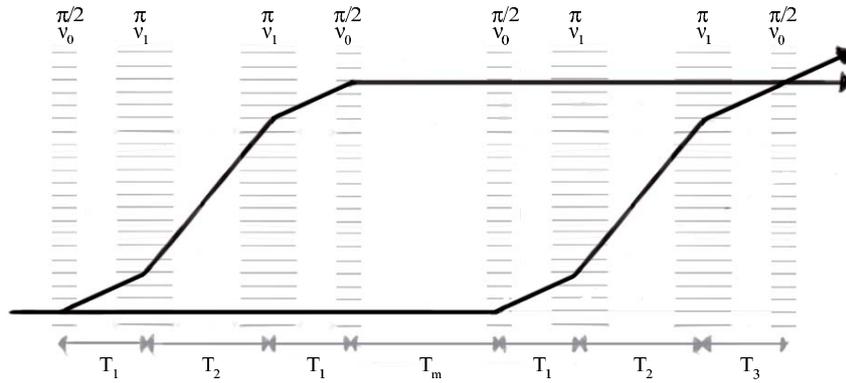


Abbildung 5.7: Erweiterte SRB-Konfiguration mit den folgenden Zeiten: $\tau_{\pi/2}^{(i)} = \{12; 13, 8; 7, 5; 7\} \mu\text{s}$, $\tau_{\pi}^{(i)} = \{24; 26, 5; 15; 14\} \mu\text{s}$, $T_1 = 50 \mu\text{s}$, $T_2 = 4 \text{ ms}$, $T_m = 41, 85 \text{ ms}$. Die zur Auswahl des Wellenvektors benutzten Frequenzen sind $\nu_0 = 6,835064 \text{ GHz}$ und $\nu_1 = 6,834256 \text{ GHz}$. Um eine bessere räumliche Überlagerung der Teilwellenfunktionen zu garantieren, wurde die Zeit T_3 auf einen Wert von $64 \mu\text{s}$ optimiert. Weitere mögliche Teilpfade sind in dieser Darstellung nicht angegeben.

lungsprozesses zurückzuführen ist. Die Anwendung mehrerer Pulse führt zu einem erhöhten Hintergrund an Atomen und somit zu einer Verminderung des Signals. Dadurch ergibt sich ein geringer κ -Faktor und somit ein hoher Beitrag des Phasenrauschens von $2,53 \text{ rad}$. Vermisst man diese maximale Anregungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Anzahl der angewendeten π -Pulse, also als Funktion des übertragenen Impulses, so erhält man den in Abbildung 5.8 (rechts) dargestellten abklingenden Verlauf der Anregungseffizienz. Bereits nach fünf Pulsen wird nur

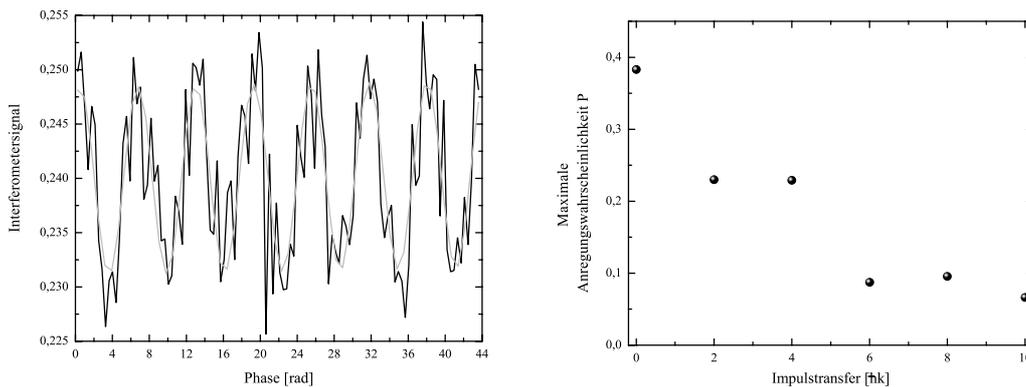


Abbildung 5.8: (links) Interferometersignal in Abhängigkeit von der Strahlteilerlichtfeldphase mit einem Sinus-Fit. (rechts) Maximale Anregungseffizienz als Funktion des Impulstransfers. Pro Puls wird der Impuls $\hbar\vec{k}_{eff}$ übertragen.

noch eine Effizienz von knapp über 10% erreicht.

Es wurde gezeigt, dass mit dieser Methode ein größerer Zuwachs der eingeschlossenen Fläche prinzipiell möglich ist, jedoch nur mit der damit einhergehenden Zunahme des Phasenrauschens. Folglich ist diese Methode für Interferometrie mit hohen Strahlteilereffizienzen, also in Experimenten mit einer deutlich tieferen atomaren Temperatur, sinnvoll anwendbar. Ein weiteres Konzept zur Erhöhung der Fläche wird im Folgenden vorgestellt.

Durch Bloch-Oszillationen modifizierter Strahlteilungsprozess

Mit der Anwendung von Bloch-Oszillationen können prinzipiell mehrere $\hbar\vec{k}$ an Impuls auf die Atome übertragen werden. So kann die räumliche Aufspaltung der atomaren Trajektorien deutlich vergrößert werden. Hierdurch ist es möglich, größere Interferometerflächen einzuschließen und somit die Auflösung des Interferometers zu steigern. In anderen Interferometerexperimenten wurde diese Technik bereits erfolgreich umgesetzt [88, 89], jedoch noch nie an einem atomaren Gyroskop.

Während die theoretische Beschreibung und die genaue Implementierung dieser Technik in das vorliegende Interferometer in der Arbeit [90] zusammengestellt sind, soll hier ein Resümee der bisherigen Bestrebungen vorgestellt werden:

Ein weiterer Laser in MOPA-Konfiguration generiert das für die Bloch-Oszillationen notwendige Lichtfeld mit einer Verstimmung Δ_{BO} zum $5^2P_{3/2}, F = 3$ -Niveau. Nach einer Aufteilung durchquert das Lichtfeld jeweils einen AOM im Doppelpass und wird nach einer darauf folgenden Zusammenführung mit dem Strahlteilerlichtfeld für die äußeren Applikationszonen überlagert. Mittels der AOMs kann dem Lichtfeld eine variable Frequenzverschiebung aufgeprägt werden. Hierdurch ist es möglich, am Ort der Atome ein bewegtes optisches Gitter zu generieren, welches in einer Zeit t_{BO} die Atome in Richtung der Strahlteilerlichtfelder beschleunigt oder abbremst. So kann prinzipiell die in Abbildung 5.9 dargestellte Interferometerkonfiguration realisiert werden.

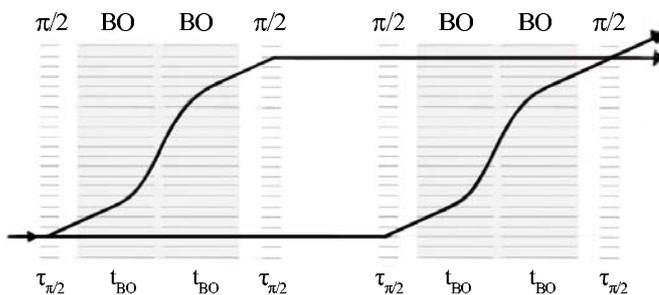


Abbildung 5.9: Mittels Bloch-Oszillationen erweitertes SRB-Interferometer. Weitere mögliche Teilpfade sind in dieser Darstellung nicht angegeben.

Durch das Applizieren dieses zusätzlichen Lichtfeldes (BO-Lichtfeld) konnte über eine Zeit von $t_{BO} = 5$ ms eine Beschleunigung der Atome von bis zu $12 \hbar\vec{k}$ realisiert werden, wie in Abbildung 5.10 (links) gezeigt ist. In Abbildung 5.10 (rechts) ist weiterhin die Reduktion der Effizienz dargestellt. Im Vergleich zur

oben beschriebenen erweiterten SRB-Konfiguration ist der Prozess der Bloch-Oszillationen in der vorgestellten Realisierung deutlich effektiver (vgl. Abbildung 5.8 (rechts)). Mit dieser Technik konnte ein kombinierter Strahlteiler realisiert werden, bei dem nach dem Applizieren eines $\pi/2$ -Pulses die um $2 \hbar \vec{k}$ abgelenkten Atome mit dem BO-Lichtfeld um weitere $8 \hbar \vec{k}$ beschleunigt wurden.

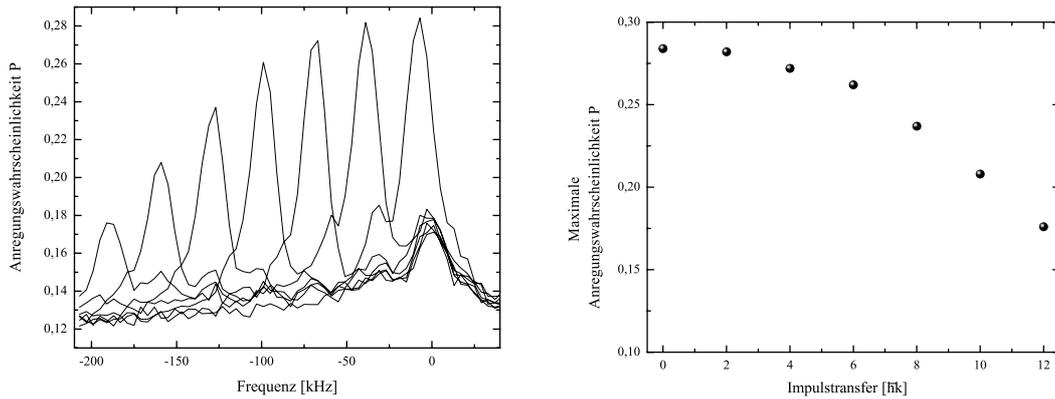


Abbildung 5.10: (links) Mittels Raman-Spektroskopie wurde die durch Bloch-Oszillationen verschobene Resonanzfrequenz vermessen. (rechts) Maximale Anregungseffizienz als Funktion des Impulstransfers.

Weil das BO-Lichtfeld derzeit nicht genügend Leistung aufweist, konnte eine derartige Beschleunigung nur mit einer geringen Verstimmung von $\Delta_{BO}=5$ GHz durchgeführt werden. Dies hat zur Folge, dass der kombinierte Strahlteilungsprozess zu einer starken Zunahme der spontanen Emission geführt hat, welche schließlich die Kohärenz dieses Prozesses zerstört hat. Daher konnte ein Interferometer mit einer solchen Strahlteilerkonfiguration hier noch nicht realisiert werden. Da die Machbarkeit dieser Technologie in dem vorliegenden Experiment demonstriert worden ist, ist durch den Einsatz eines neuen Lasers eine Anwendung dieser Methode zukünftig denkbar. Hierbei ist mit den genannten Teleskopen eine Leistung des Lichtfeldes von etwa 2×400 mW am Ort der Atome notwendig, um den oben dargestellten Impulsübertrag in einer Zeit von $t_{BO} = 2,5$ ms zu realisieren [90]. Eine eingeschlossene Fläche von mehr als 16 mm^2 in einer SRB-Konfiguration bei einem Impulsübertrag von $10 \hbar \vec{k}$ kann somit verwirklicht werden. Dies würde zu einer Erhöhung der Auflösung im Vergleich zu der erreichten Auflösung von 1,9 führen.

5.3 Die Kohärenzmessungen

Die abschließenden Messungen beleuchten den Begriff der Kohärenz des Atominterferometers. Dazu wird zunächst die räumliche Kohärenz in Richtung der Strahl-

teilerlichtfelder vermessen, was einer Temperaturmessung der Atome entspricht. In einer weiteren Messung wird die Überlagerung von Multiinterferometerstrukturen diskutiert. Hier werden die sonst im Hintergrund endenden Atome wiederverwendet und auf diese Weise das Signal des Interferometers erhöht.

5.3.1 Die räumliche Kohärenz

Zur Untersuchung der räumlichen Kohärenz der Atome in Richtung der Strahlteilerlichtfelder wurde die Zeit der freien Evolution vor dem letzten Strahlteilerpuls sukzessive um die Zeit δT verändert, wodurch der räumliche Überlapp der Teilwellenfunktionen beim Überlagerungspuls variiert wurde. Für jede Einstellung wurde mit zwei unterschiedlichen einzelnen SRB-Interferometerkonfigurationen mit den Zeiten $T = 5$ ms bzw. $T = 0,1$ ms und $T_m = 39,9$ ms jeweils ein Interferometersignal wie oben beschrieben vermessen. Dabei lag die Dauer des Präparationspulses bei $\tau_\pi = 28 \mu\text{s}$.

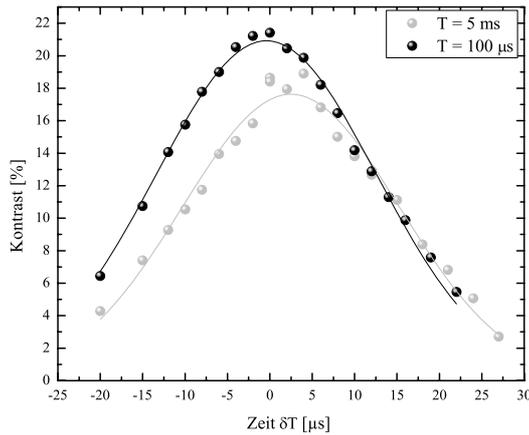


Abbildung 5.11: Kontrast in Abhängigkeit von der Zeit δT für die beiden untersuchten Interferometerkonfigurationen. Gefittet wurden die Messpunkte jeweils mit einer Gauß-Funktion.

Der aus dieser Messreihe entnommene Kontrast als Funktion der Evolutionszeit vor dem letzten Strahlteilerpuls ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Es ergibt sich ein Gauß-förmiger Verlauf mit einer vollen Halbwertsbreite (FWHM) von $\Delta\delta T_{FWHM} = 30,1 \mu\text{s}$ für die SRB-Konfiguration mit $T = 5$ ms bzw. bei $\Delta\delta T_{FWHM} = 30,6 \mu\text{s}$ für die SRB-Konfiguration mit $T = 0,1$ ms. Mit einer atomaren Geschwindigkeit in Richtung der Strahlteilerlichtfelder von $\hbar\vec{k}_{eff}/m = 11,769$ mm/s ergibt sich daraus eine räumliche Breite von $\Delta\delta x_{FWHM} = 358$ nm als Mittelwert der beiden zeitlichen Breiten.

Die Temperatur in Richtung der Strahlteilerlichtfelder $T_{at,y}$ kann nun wie folgt ermittelt werden: Aus der Unschärferelation ergibt sich mit $h/m\Delta\delta x_{FWHM} = \Delta v_y$ und der Definition der Gauß-Funktion mit der Umrechnung $\sigma_{1/\sqrt{e}}^{v_y} = \Delta v_y/2\sqrt{\ln 4}$ ein Geschwindigkeitsradius von $\sigma_{1/\sqrt{e}}^{v_y} = 5,47$ mm/s. Schließlich errechnet sich nach

Gleichung 2.21 die Temperatur zu $T_{at,y} = 312$ nK. Dieser Wert wird durch die Temperaturbestimmung mittels Raman-Spektroskopie (vgl. Kapitel 4.2.3) bestätigt.

5.3.2 Multiinterferometerstrukturen

Die Imperfektion des Strahlteilungsprozesses führt zu zahlreichen Verlustkanälen in einer gegebenen Interferometerstruktur. Dies führt zu einem Anstieg der Zahl der Hintergrundatome und somit zur Reduktion des Kontrastes. In der nachfolgenden Messung wurde demonstriert, wie diese Hintergrundatome zu einem gewissen Teil wieder nutzbar gemacht werden können. Hierzu wurden Interferometergeometrien studiert, die aus mehreren Subinterferometerstrukturen zusammengesetzt sind. Zur Untersuchung solcher Multiinterferometerstrukturen wurde eine relativ kleine MZ-Konfiguration mit $T = 100 \mu\text{s}$ „gestreckt“. Dabei wurde der π -Puls in zwei $\pi/2$ -Pulse getrennt und die Zeit T_m in der dadurch entstandenen SRB-Konfiguration schrittweise erhöht. Für jede Einstellung wurde das Interferometersignal nach der oben beschriebenen Methode vermessen.

Während Abbildung 5.12 illustriert, welche Interferometerstrukturen bei einer solchen Untersuchung auftreten, zeigt Abbildung 5.13 den aus dieser Messung erhaltenen Kontrast als Funktion der Zeit T_m . In der Extrapolation zu $T_m \rightarrow 0$ weist die MZ-Konfiguration einen Kontrast von 39% auf. Wird der π -Puls durch die Zeit T_m getrennt, so sind die Wellenfunktionen der beiden SRB-Interferometer beim letzten Strahlteilerpuls wegen ihrer räumlichen Kohärenz zunächst überlagert. Bereits ab etwa $20 \mu\text{s}$ geht das kohärente Überlagerungsregime in das separierte Regime über. Durch die räumliche Trennung der beiden Interferometerwellenfunktionen nach dem letzten Puls können diese unabhängig voneinander betrachtet werden. Obwohl die gleiche Anzahl an Atomen in beiden Fällen am Prozess der Interferenz beteiligt ist, sinkt in diesem Fall der Kontrast auf einen Wert zwischen 24-26%.

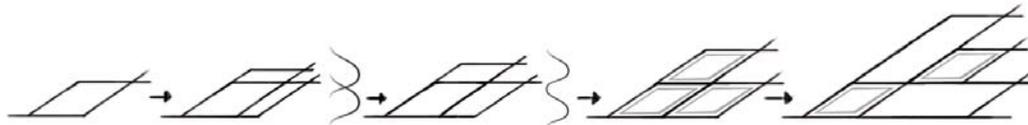


Abbildung 5.12: Mögliche Interferometerstrukturen mit steigender Zeit T_m . Zusätzlich ist für die zweite und die dritte Konfiguration der räumliche Überlapp der Wellenfunktionen der beiden Interferometer dargestellt.

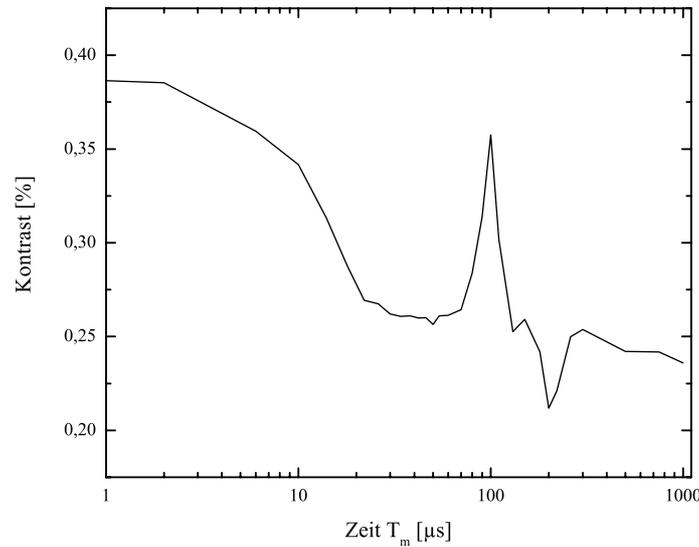


Abbildung 5.13: Kontrast in Abhängigkeit von der Zeit T_m . Die Dauer der vier $\pi/2$ -Pulse beträgt $6,25 \mu\text{s}$. Die Interferometermessung fand in Applikationszone 3 statt.

Der Kontrastverlauf in dem separierten Regime weist zwei Extremstellen auf. Der Anstieg des Kontrastes bei $T_m = 100 \mu\text{s}$ entsteht, da durch die Gleichheit der Zeiten $T_m = T$ drei weitere Interferometer in jeweils einer MZ-Konfiguration geschlossen werden und die beteiligten Atome nun zum Signal beitragen. Die Substruktur ist in Abbildung 5.12 angedeutet. Hier steigt der Kontrast auf einen Wert von 36%. Das Minimum taucht bei einer Zeit von $T_m = 200 \mu\text{s}$ auf. Hier entsteht zu den zwei SRB-Interferometern ein Interferometer in der sogenannten Butterfly-Geometrie [91,92]. Zwar nehmen auch hier mehr Atome als im übrigen separierten Regime an dem Interferenzprozess teil, die Butterfly-Konfiguration besitzt allerdings einen Phasenversatz bezüglich der SRB-Konfigurationen. Dadurch kommt es insgesamt zu einer Verminderung des Kontrastes auf einen Wert von 21%.

Durch eine geschickte Wahl der Interferometerzeiten können also zusätzliche Subinterferometer mit Atomen, die sonst im Hintergrund verloren wären, aufgespannt werden. Die Erhöhung des Kontrastes entspricht auch einer Erhöhung des Phase-Signal-Umrechnungsfaktors und führt somit zu einer Erhöhung der Auflösung. Aus dem Vergleich der Kontrastmaximierung zum normalen Kontrastniveau ergibt sich eine Steigerung des Umrechnungsfaktors und damit die einhergehende Erhöhung der Auflösung um einen Faktor 1,4. Diese Methode hat also eine ähnliche Erhöhung der Auflösung zur Folge, wie sie durch die differentielle Messmethode erzielt worden ist. Aus technischen Gegebenheiten ist eine Nutzung dieser Methode in einer hochauflösenden Geometrie, also mit einem großen Wert für T , in dem vorgestellten Experiment nicht möglich.

Neben den Untersuchungen zur Flächenvergrößerung mittels Modifikation des Strahlteilungsprozesses scheint die hier vorgestellte Methode zur Erhöhung der Auflösung vielversprechend zu sein, da der Kontrastverlust einer SRB-Geometrie im Vergleich zur MZ-Konfiguration aufgehoben ist. Die Nutzung der Multiinterferometerstrukturen für die Inertialsensorik bedarf daher nach dieser ersten Demonstration weiterer Untersuchungen in einer hochauflösenden Geometrie.

FAZIT UND AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit wurde das Potential eines realisierten atomaren Inertialsensors, dessen Messprinzip auf einer differentiellen Bestimmung der Phasenverschiebung zweier gegenläufiger Atominterferometer beruht, ausgelotet. Dabei wurde eine Auflösung des Sensors für Rotationen von $5,9 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}\sqrt{\text{Hz}}$ und für Beschleunigungen von $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}^2\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht. Die beiden Atominterferometer umschließen jeweils eine Fläche von $8,6 \text{ mm}^2$. Über eine Integration des Signals konnte eine Auflösung von $1,1 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}$ bzw. von $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}^2$ bei einer Mittelungszeit von 30 s erzielt werden.

Eine ausgiebige Analyse der zum Phasenrauschen des Interferometers beitragenden Prozesse ergab, dass die erreichte Kurzzeitauflösung in erster Linie durch Vibrationsrauschen limitiert wird, gefolgt von dem Beitrag des Detektorrauschens, des durch Wellenfrontfehler bedingten Rauschens sowie des sonstigen Rauschens der Strahlteilerlichtfelder. Der Beitrag der Vibrationen ist durch die Umgebung bedingt und kann durch eine bessere Isolation verringert werden. Eine Minimierung der Vibrationen kann durch eine Erschwerung des Sensoruntergrundes im derzeitigen Labor oder durch ein vollständiges Ausweichen auf die vibrationsreduzierten Laborräume der LNQE-Forschungseinrichtung [93] ermöglicht werden.

Die Langzeitauflösung des inertialen Sensors wird durch die Integrationsfähigkeit von 30 s begrenzt. Ursache hierfür ist die zeitliche Änderung von systematischen Phasenverschiebungen des Interferometers. Potentielle Drifts könnten aus einer thermisch bedingten Verkipfung der Interferometerspiegel, thermisch bedingten Weglängenänderungen der Strahlteilerlichtfelder sowie Leistungsdrifts der Strahlteilerlichtfelder resultieren. Die Kenntnis der Langzeitstabilität der genannten Phänomene ist daher besonders wichtig und wird demnächst im Einzelnen untersucht werden. Überdies kann die Abhängigkeit von Drifts der Phasenverschiebung bedingt durch \vec{k}_{eff} -unabhängige Beiträge durch eine Modifikation der Messsequenz unterdrückt werden. Dabei wird die Richtung von \vec{k}_{eff} von einem

Interferometerzyklus zum nächsten im Vorzeichen geändert. Durch die Bildung des Differenzsignals aus den beiden $\pm \vec{k}_{eff}$ -Interferometerkonfigurationen werden k_{eff} -unabhängige Beiträge eliminiert [29,92]. Die auf diese Weise verwirklichte doppelt differentielle Messmethode wird in Kürze erprobt werden.

Wie in Kapitel 4.6 erörtert und in den Messungen bestätigt wurde, ist die Verwirklichung einer Strahlteilergeometrie erstrebenswert, aus der die Rotationsphase aus dem Differenzsignal extrahiert werden kann. Daher wird in Kombination mit den obigen Ansätzen an dieser Stelle ein neues Interferometerkonzept vorgeschlagen: Da es sich in der Atominterferometrie als sinnvoll herausgestellt hat, die Strahlteilerlichtfelder gemeinsam zu führen, wird die Realisierung und die Selektion eines gegenläufigen Strahlteilerlichtfeldes durch die Polarisations-eigenschaften des Lichtfeldes und den Doppler-Effekt ermöglicht. Letzteres ist in Gravimetern ein „Geschenk“ des freien Falls. In dem vorgestellten atomaren Gyroskop sowie auch in [29] wird zu diesem Zweck die Methode des „gekippten Spiegels“ realisiert, wodurch allerdings das Summensignal die Rotationsphase beinhaltet. In dem in Abbildung 6.1 dargestellten neuen Konzept wird ein Aufbau verwendet, der die Rotationsphase im Differenzsignal beinhaltet. Dazu werden die Atome der beiden Interferometer vor der eigentlichen Interferometriesequenz zusätzlich in Richtung der Strahlteilerlichtfelder auf identische Weise beschleunigt. Beide Interferometer erfahren somit ein Strahlteilerlichtfeld mit einem in beiden Fällen in die gleiche Richtung zeigenden Wellenvektor \vec{k}_{eff} . Hier wird der Doppler-Effekt über die Änderung der atomaren Geschwindigkeit bezüglich des Lichtfeldes und nicht über eine unterschiedliche Ausrichtung der Strahlteilerlichtfelder bezüglich der ato-

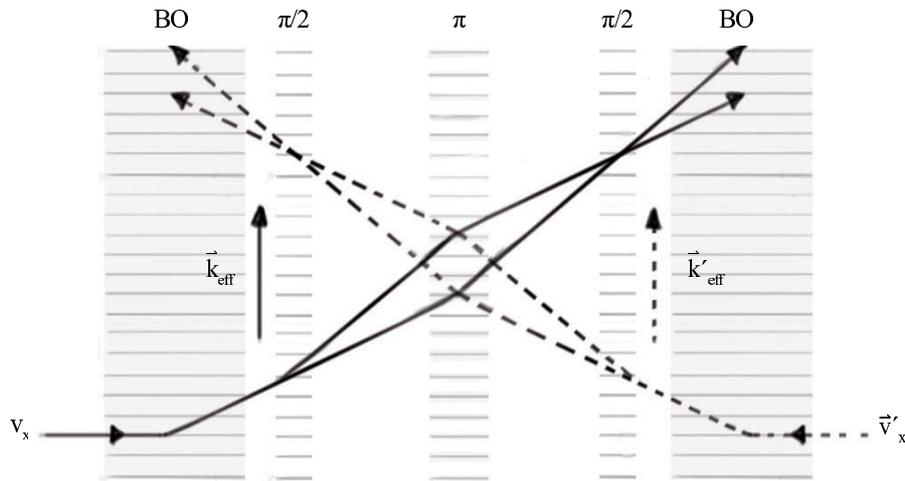


Abbildung 6.1: Konzept einer differentiellen Messmethode, bei der die Rotationsphase aus dem Differenzsignal ermittelt werden kann. Exemplarisch ist dies für eine Mach-Zehnder-Konfiguration dargestellt. Die zusätzliche Beschleunigung der Atome in Richtung der Strahlteilerlichtfelder wird in diesem Fall über Bloch-Oszillationen durchgeführt.

maren Geschwindigkeit hervorgerufen. Hierdurch ist eine notwendige Bedingung zur Realisierung der Erfassung der Rotationsphase aus dem Differenzsignal erfüllt. Diese wohldefinierte Beschleunigung kann als ein weiterer Schritt der Präparation mittels Bloch-Oszillationen oder bereits beim Startvorgang der Atome realisiert werden. Eine Implementierung dieser Technik ist unter Berücksichtigung der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen mittelfristig möglich.

Mit der Umsetzung der beschriebenen Optimierungen kann eine Kurzeitauflösung von wenigen 10^{-7} rad/s $\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht werden. Bei einer Integration über 10^4 s liegt in diesem Fall die angestrebte Auflösung von einigen 10^{-9} rad/s in greifbarer Nähe. Zur weiteren Steigerung der Auflösung wurden im Rahmen dieser Arbeit zahlreiche Methoden erprobt. Ein möglicher Weg führt hierbei über eine Erhöhung der eingeschlossenen Fläche. Zwei Ansätze folgen aus den durchgeführten Untersuchungen, die in naher Zukunft erprobt werden können. Erstens kann unter Verwendung eines neuen leistungsstarken Lasers mittels Bloch-Oszillationen ein größerer Photonenimpuls auf die Atome übertragen werden. Dies führt zu einer Vergrößerung der Aufspaltung der atomaren Trajektorien und auf diese Weise zu einer Erhöhung der Fläche. Unter der moderaten Annahme eines zusätzlichen Photonenübertrags von nur $10 \hbar \vec{k}$ könnte so eine Fläche von 16 mm^2 eingeschlossen werden. Hieraus folgt eine theoretische Erhöhung der Auflösung um einen Faktor 1,9. Zweitens kann mit dem Einsatz von neuen robusten und ansteuerbaren Spiegelhaltern für die Interferometrie eine Art adaptiver Optikaufbau verwirklicht werden. Hierdurch ist eine weitaus präzisere Ausrichtung und nachträgliche Korrektur der drei Strahlteilerlichtfelder untereinander möglich. Mit diesem Ansatz wird die Realisierung und die Stabilität eines sich über die drei Applikationszonen erstreckenden Mach-Zehnder-Interferometers untersucht. Hierdurch sollte für die Interferometerzeit $2T=46$ ms eine eingeschlossene Fläche von 17 mm^2 realisierbar sein. Dies resultiert in einer prinzipiellen Erhöhung der Auflösung um einen Faktor 2. Mit der Kombination beider Ansätze ist eine Auflösung im Bereich von einigen 10^{-10} rad/s denkbar. Ein weiterer Weg zur Erhöhung der Auflösung wurde durch die Realisierung von Multiinterferometerstrukturen demonstriert. Durch die geschickte Wahl der Zeitparameter des Interferometers konnten Atome aus dem Hintergrund durch die Realisierung von Subinterferometern wieder nutzbar gemacht werden. Hierdurch wurde eine Erhöhung der Auflösung um einen Faktor 1,4 demonstriert.

Befindet sich das atomare Gyroskop in einem Auflösungsregime von einigen 10^{-9} rad/s, sind Vergleichskampagnen mit anderen hochauflösenden Rotationssensoren angedacht. Zu diesen zählt das Lasergyroskop der Fundamentalstation in Wettzell [6] sowie das atomare Gyroskop im Observatoire de Paris [29]. Parallel zu dieser Entwicklung sind die in dieser Arbeit erlangten Erkenntnisse und Erfahrungen zur Realisierung einer nächsten Generation von atomaren Inertialsensoren angedacht. So können von vornherein Probleme in der Konstruktion von Schlüsselementen wie dem Vakuum- oder dem Lasersystem minimiert werden. Vor allem

aber ist das notwendige Handwerkszeug zur Beschreibung eines erwarteten Interferometersignals für eine beliebige Geometrie vorhanden, wodurch im Vorfeld und unter Berücksichtigung von potentiellen Rauscheinflüssen eine realistische Angabe einer erwarteten Auflösung möglich ist.

Dieses Handwerkszeug kommt bereits heutigen Projekten wie QUANTUS zugute, welches ebenfalls am Institut für Quantenoptik seinen Stammsitz hat [94,95]. Gleichzeitig entsprechen die technologischen Entwicklungen dieses Projektes einem weiteren Schritt in Richtung der nächsten Generation von atomaren Inertialsensoren. Mit Studien zur Anwendung von ultrakalten Atomen in einem Bose-Einstein-Kondensat [96] für die Interferometrie in Schwerelosigkeit werden in diesem Projekt drei wegweisende Elemente miteinander kombiniert: Zum Ersten ist dies die kalte Temperatur der Atome, die eine enorme Effizienzsteigerung des Strahlteilungsprozesses [97] und eine Resistenz gegenüber störenden Wellenfronteffekten bewirkt. Darüber hinaus stehen durch die einzigartigen Eigenschaften dieses Kondensats neue Möglichkeiten der Manipulation der Atome für die Interferometrie zur Verfügung [98–100]. Zum Zweiten ist dies ein kompakter Aufbau, der für zukünftige, transportable Inertialsensoren unabdingbar ist und auf diese Weise lokale Vergleichsmessungen mit anderen Inertialsensoren ermöglicht. Kombinierte Licht- und Atominterferometer könnten so zu einer stabileren Erfassung geologischer Effekte auf kurzen Zeitskalen beitragen. Zum Dritten ist dies der Aspekt der Schwerelosigkeit, der in erste Untersuchungen in Richtung Weltraumanwendung mündet. In Weltraumprojekten, wie sie unter den Akronymen HYPER [101, 102] oder MWXG [103] vorgeschlagen worden sind, soll langfristig das volle Potential von atomaren Interferometern ausgeschöpft werden. Mit angestrebten Auflösungen von 10^{-16} rad/s für Rotationen bzw. 10^{-15} m/s² für Beschleunigungen nach einem Jahr Messzeit [101,102] könnten dann fundamentale physikalische Phänomene wie der Lense-Thirring-Effekt, das Äquivalenzprinzip oder Gravitationswellen die Forschungsschwerpunkte von atomaren Inertialsensoren werden [104, 105].

RELEVANTE DATEN

Tabelle A.1: Über die relevanten Daten des Rubidiums aus [1] sind hier weitere für das Interferometer nützliche Daten zusammengestellt. Dabei wird insbesondere der Übergang $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ betrachtet.

Atomare Masse ^{87}Rb	$m = 1,44316060(11) \cdot 10^{-25} \text{ kg}$
Wellenlänge im Vacuum	$\lambda_{vac} = 780,241209686(13) \text{ nm}$
Natürliche Linienbreite	$\Gamma = 2\pi \cdot 6,065(9) \text{ MHz}$
Sättigungsintensität	$I_{sat} = 1,669(2) \text{ mW/cm}^2$
Rückstoßgeschwindigkeit (1 Photon)	$v_{1,r} = 5,8845 \text{ mm/s}$
$5^2S_{1/2}$ -Hyperfeinübergangsfrequenz	$\nu_{12} = 2\pi \cdot 6,83468261090429(9) \text{ GHz}$
Lineare Zeeman-Verschiebung $ 5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$	$\delta\nu = (-1) \cdot m_F \cdot 0,7 \text{ MHz/G}$
Lineare Zeeman-Verschiebung $ 5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$	$\delta\nu = m_F \cdot 0,7 \text{ MHz/G}$
Quadratische Zeeman-Verschiebung $5^2S_{1/2} : F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow F = 2, m_F = 0\rangle$	$K = 575,15 \text{ Hz/G}^2$
Photonenrückstoßverschiebung	$\delta_{r,eff} = \hbar \vec{k}_{eff} / 2m = 15,084 \text{ kHz}$
Erdrotation	$\Omega_E = 7,2921150(1) \cdot 10^{-5} \text{ rad/s}$
Mittlerer Erdradius	$R = 6371 \text{ km}$
Umrechnungsfaktor Sagnac-Formel	$4\pi m/h = 2736960875,7 \text{ kg/Js}$
Betrag des effektiven Wellenvektors	$ \vec{k}_{eff} = 2\pi \cdot 2563309,88 \text{ m}^{-1}$
Koordinaten des Experiments	$52,38245(10)^\circ \text{ Nord} / 9,71868(10)^\circ \text{ Ost}$

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] International Earth Rotational Observation and Reference System.
<http://www.iers.org>, 2010.
- [2] V. Frede.
Dynamical analysis of the atmospheric angular momentum shortterm fluctuations. Comparison with the Earth.
Journal of geodesy, 73:660, 2000.
- [3] J. Lense and H. Thirring.
Über den Einfluss der Eigenrotation der Zentralkörper auf die Bewegung der Planeten und Monde nach der Einsteinschen Gravitationstheorie.
Physikalische Zeitschrift, 19:156–163, 1918.
- [4] B. F. Chao and R. D. Ray.
Oceanic tidal angular momentum and earth's rotation variations.
Prog. Oceanog, 40:399, 1997.
- [5] Francis Everitt, Barry Muhfelder, and Tom Langstein.
The Gravity Probe B Experiment.
Science Result - NASA Final Report, Stanford Press Department, 2008.
- [6] K. U. Schreiber, T. Klügel, A. Velikoseltsev, W. Schlüter, G. E. Stedman, and J.-P. R. Welles.
The Large Ring Laser G for Continuous Earth Rotation Monitoring.
Pure appl. geophys., 166:1485–1498, 2009.
- [7] L. V. P. de Broglie.
Recherches sur la Theorie des Quanta.
PhD thesis, Sorbonne, Paris, 1924.
- [8] C. J. Davisson and L. H. Germer.
Diffraction of electrons by a crystal of nickel.
Phys. Rev., 30:705, 1927.
- [9] L. Marton.
An electron interferometer.

- Rev. Sci. Instrum.*, 25:1099, 1954.
- [10] H. Rauch, W. Treimer, and U. Bonse.
Test of a single crystal neutron interferometer.
Phys. Lett., 47A:369, 1974.
- [11] S.A. Werner, J.L. Staudenmann, and R. Colella.
Effect of Earth's Rotation on the Quantum Mechanical Phase of the Neutron.
Phys. Rev. Lett., 42:1103, 1979.
- [12] 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, 14:2633–2637, 1995.
- [13] Ch. J. Bordé.
Atomic interferometry with internal state labelling.
Phys. Lett. A, 140:10–12, 1989.
- [14] P. R. Berman.
Atom Interferometry.
Academic Press, 1997.
- [15] M. Kasevich and S. Chu.
Atomic interferometry using stimulated raman transitions.
Phys. Rev. Lett., 67:181, 1991.
- [16] A. Peters, K.Y. Chung, and S. Chu.
High-precision gravity measurements using atom interferometry.
Metrologia, 38:25, 2001.
- [17] A. Bertoldi, G. Lamporesi, L. Cacciapuoti, M. de Angelis, M. Fattori, T. Peterski, A. Peters, M. Prevedelli, J. Stuhler, and G.M. Tino.
Atom interferometry gravity-gradiometer for the determination of the Newtonian gravitational constant G .
Eur. Phys. J. D, 40:271, 2006.
- [18] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich.
Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity.
Science, 74:315, 5808, 2007.
- [19] 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.
App. Phys. B, 84:633–642, 2006.
- [20] F. Pereira Dos Santos, P. Wolf, A. Landragin, M.-C. Angonin, P. Lemonde, S. Bize, A. Clairon, A. Lambrecht, B. Lamine, and S. Reynaud.
Measurement of short range forces using cold atoms.
WSPC - Proceedings, 2008.

-
- [21] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich.
Testing General Relativity with Atom Interferometry.
Phys. Rev. Lett., 98:111102, 2007.
- [22] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, and S. Rajendran.
Atomic gravitational wave interferometric sensor.
Phys. Rev. D, 78:122002, 2008.
- [23] P. Delva and E. Rasel.
Matter wave interferometry and gravitational waves.
Journal of Modern Optics, 56, 18:1999–2004, 2009.
- [24] M. Gilowski, T. Wendrich, T. Müller, Ch. Jentsch, W. Ertmer, E.M. Rasel, and W.P. Schleich.
Gauss sum factorization with cold atoms.
Phys. Rev. Lett., 100:030201, 2008.
- [25] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and Ch.J. Bordè.
Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer.
Phys. Rev. Lett., 67:177, 1991.
- [26] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich.
Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope.
Phys. Rev. Lett., 78:2046, 1997.
- [27] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard.
Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure.
Phys. Rev. Lett., 59:2631, 1987.
- [28] D.S. Durfee, Y.K. Shaham, and M.A. Kasevich.
Long-term stability of an area-reversible atom-interferometer sagnac gyroscope.
Phys. Rev. Lett., 97(24):240801, 2006.
- [29] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi, and A. Landragin.
Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer.
Phys. Rev. A, 80:063604, 2009.
- [30] W. Ping, L.I. Run-Bing, Y. Hui, W. Jin, and Z. Ming-Sheng.
Demonstration of a Sagnac Type Cold Atoms Interferometer with Stimulated Raman Transitions.
Chin. Phys. Lett., 24, 1:27, 2007.
- [31] T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, P. Berg, Ch. Schubert, T. Wendrich, W. Ertmer, and E.M. Rasel.
A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium.

- Eur. Phys. J. D*, 53, 3:273–281, 2009.
- [32] 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.
- [33] A. Lawrence.
Modern Inertial Technology: Navigation, Guidance, and Control.
Springer-Verlag, New York, 1998.
- [34] W. D. Phillips.
Laser cooling and trapping of neutral atoms.
Rev. of Mod. Phys., 70, 3:721–741, 1998.
- [35] C. Fertig.
A Laser Cooled Rb-87 Clock.
Doktorarbeit, Yale University, 2002.
- [36] Die Illustrationen dieser Arbeit wurden von Ilka Jacobus und Peter Jaritz umgesetzt.
- [37] Ch. Jentsch.
Konzeption und Aufbau eines Experiments zur quantenlimitierten Inertialsensorik mit lasergekühlten Rubidiumatomen.
PhD thesis, Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, 2004.
- [38] T. Müller.
Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen.
PhD thesis, Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, 2007.
- [39] T. Wendrich.
High resolution rotation sensor based on cold atom interferometry.
PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- [40] E. Schrödinger.
Was ist ein Naturgesetz? – Die Besonderheit des Weltbilds der Naturwissenschaft.
Aufsatz 1947, Oldenbourg, 1979.
- [41] J. Le Gouët, T.E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos.
Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter.
Appl. Phys. B, 92, 2:133–144, 2008.
- [42] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino.
Determination of the newtonian gravitational constant using atom interferometry.
Phys. Rev. Lett., 100:050801, 2008.

-
- [43] B. Young, M. Kasevich, and S. Chu.
Atom interferometry.
Academic Press, 1997.
- [44] D.S. Weiss, B.C. Young, and S. Chu.
Precision measurement of \hbar/m_{Cs} -based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry.
App. Phys. B, 59, 3:217–256, 1994.
- [45] P. Berg.
Analyse und Unterdrückung von Phasenrauschen in der Atominterferometrie.
Master’s thesis, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [46] P. Meystre and M. Sargent III.
Elements of Quantum Optics.
Springer, 1999.
- [47] D. A. Steck.
Rubidium 87 D line data, revision 1.6.
<http://steck.us/alkalidata>, 2001.
- [48] F. Riehle.
Frequency Standards - Basics and Applications.
WILEY-VCH Verlag GmbH Co. KGaA, 2004.
- [49] Ch. J. Bordé.
Quantum theorie of atom-wave beam-splitters and applications to multidimensional atomic gravito-inertial sensors.
Gen. Rel. Grav., 36 (3)(475):475–502, 2004.
- [50] Ch. J. Bordé.
Atomic clocks and inertial sensors.
Metrologia, 39:435, 2002.
- [51] Ch. Antoine and Ch. J. Bordé.
Exact phase shifts for atom interferometry.
Phys. Lett. A, 306:277, 2003.
- [52] Ch. Antoine and Ch. J. Bordé.
Quantum theory of atomic clocks and gravito-inertial sensors: an update.
J. Opt. B, 5:199, 2003.
- [53] Ch.J. Bordé, N. Courtier, F. du Burck, A.N. Goncharov, and M. Gorlicki.
Molecular interferometry experiments.
Phys. Lett. A, 188.:187, 1994.
- [54] L.D. Landau and E. M. Lifschitz.
Mechanik.
Verlag Harri Deutsch Thun und Frankfurt am Main, 1997.

- [55] D. Meschede.
Optik, Licht und Laser.
2. Auflage, Teubner B. G. GmbH, München, 2005.
- [56] Ch. J. Bordé.
Theoretical tools for atom optics and interferometry.
C. R. Acad. Sci. Paris, t.2, IV:509–530, 2001.
- [57] 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.
- [58] K. Bongs, R. Launay, and M.A. Kasevich.
High-order inertial phase shifts for time-domain atom interferometers.
App. Phys. B, 84:599–602, 2006.
- [59] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Yver-Leduc,
and A. Landragin.
Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer.
IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 57, 6:1141–1148,
2008.
- [60] G. J. Dick, J. Prestage, C. Greenhall, and L. Maleki.
Local oscillator induced degradation of medium-term stability in passive atomic frequency standards.
In Proceedings of the 22nd Annual Precise Time and Time Interval (PT-TI) Applications and Planning Meeting, Vienna VA, USA, page 487–509,
1990.
- [61] D. W. Allan.
Statistics of atomic frequency standards.
Proc. IEEE, 54:221–230, 1966.
- [62] J. A. Barnes and D. W. Allan.
Variances based on data with dead time between the measurements.
NIST Technical Note, page 1318, 1990.
- [63] Thorsten Petelski.
Atom Interferometers for Precision Gravity Measurements.
Doktorarbeit, European PhD School, XVII Cycle, 2005.
- [64] H. Nyquist.
Certain topics in telegraph transmission theory.
Trans. Amer. Inst. Elect. Eng. 47, *Nachdruck in: Proc. IEEE 2002*, 90,
2:617–644, 1928.
- [65] Wikipedia – Die freie Enzyklopädie.
<http://de.wikipedia.org/wiki/Werkzeug>, 2010.

-
- [66] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch.
Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers.
Optics Communications, 266:609–613, 2006.
- [67] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel, and W. Ertmer.
Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.
Optics Communications, 280:443, 2007.
- [68] Ch. Schubert.
Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung für Präzisionsmessungen an ^{87}Rb Atomen.
Master's thesis, Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, 2007.
- [69] Die am Experiment verwendeten Laserdioden sind:
eagleyard Photonics EYP-TPR-0780-01000-3006-CMT03 (TA-Trapezdiode) sowie EYP-TPA-0780-02000-4006-CMT04 (TA für MOPA (hier 2 W)), Sharp GH0781JA2C oder Mitsubishi ML601J35-01 (Masterlaserdiode).
- [70] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch.
A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics.
Optics Communications, 117:541–549, 1995.
- [71] C. Fiebig, D. Feise, B. Eppich, K. Paschke, and G. Ebert.
Tapered Diode Laser with Reverse Bias Absorber Section.
IEEE Phot. Technol. Lett., 21:23, 2009.
- [72] G. Tackmann, M. Gilowski, Ch. Schubert, P. Berg, T. Wendrich, W. Ertmer, and E. M. Rasel.
Phase-locking of two self-seeded tapered amplifier lasers.
Opt. Express, 18, 9:9258–9265, 2010.
- [73] J.J. Snyder, R.K. Raj, D. Bloch, and M. Ducloy.
High-sensitivity nonlinear spectroscopy using a frequency-offset pump.
Optics Lett., 5:163–165, 1980.
- [74] G. C. Bjorklund.
Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions.
Optics Letters, 5(1):15–17, 1980.
- [75] W. F. Egan.
Phase-Lock Basics.

- A Wiley-Interscience Publication, 1998.
- [76] 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, 1998.
- [77] T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, C. Jentsch, E.M. Rasel, and W. Ertmer.
Versatile compact atomic source for high resolution dual atom interferometry.
Phys. Rev. A, 76:063611, 2007.
- [78] C. Salomon, J. Dalibard, W. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati.
Laser Cooling of cesium atoms below 3 microkelvins,
Atomic Physics 12, Seite 73.
Academic International Press, 1991.
- [79] 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. Lett., 82:4619, 1999.
- [80] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen,
F. L. Moore, M. G. Raizen, and D. J. Wineland.
Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems.
Phys. Rev. A, 47:3554, 1993.
- [81] J. Le Gouët, P. Cheinet, J. Kim, D. Holleville, A. Clairon, A. Landragin, and
F. Pereira Dos Santos.
Influence of lasers propagation delay on the sensitivity of atom interferome-
ters.
Eur. Phys. J. D, 44:419–425, 2007.
- [82] T. Mayer-Kuckuk.
Atomphysik.
B. G. Teubner Stuttgart, 1997.
- [83] J. Fils, F. Leduc, P. Bouyer, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon, and
A. Landragin.
Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope.
European Physical Journal d, 36(3):257–260, 2005.
- [84] G. Tackmann.
Konzepte für die kohärente Manipulation von Materiewellen mit der Atom-
Licht-Wechselwirkung für die Präzisionsatominterferometrie.
Master’s thesis, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- [85] A. Gauguet.
*Gyromètre à atomes froids: Etude de la stabilité limite et des effets systéma-
tiques liés aux séparatrices lasers*.

- PhD thesis, L'Universite Pierre et Marie Curie, 2008.
- [86] A. Gauguet, T. E. Mehlstäubler, T. Lévêque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin.
Off-resonant Raman transition impact in an atom interferometer.
Phys. Rev. A, 78:043615, 2008.
- [87] J. M. McGuirk, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich.
Large Area Light-Pulse Atom Interferometry.
Phys. Rev. Lett., 85:4498, 2000.
- [88] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben.
Large momentum beam splitter using bloch oscillations.
Phys. Rev. Lett., 102:240402, 2009.
- [89] H. Müller, S. w. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, and S. Chu.
Atom Interferometry with up to 24-Photon-Momentum-Transfer Beam Splitters.
Phys. Rev Lett., 100:180405, 2008.
- [90] S. Abend.
Großflächige atominterferometer für die inertialsensorik.
Master's thesis, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- [91] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Viridis, 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.
- [92] K. Takase.
Precision rotation rate measurements with a mobile atom interferometer.
PhD thesis, Stanford University, 2008.
- [93] Laboratorium für Nano-und Quantenengineering.
<http://www.lnqe.uni-hannover.de>, 2010.
- [94] T. v. Zoest et al.
Bose-Einstein Condensation in Microgravity.
Science, page accepted, 2010.
- [95] T. van Zoest, T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, E. M. Rasel, W. Ertmer, T. Könemann, C. Lämmerzahl, H. J. Dittus, A. Vogel, K. Bongs, K. Sengstock, W. Lewoczko, A. Peters, T. Steinmetz, J. Reichelt, G. Nandi, W. Schleich, and R. Walser.
Atomic Quantum Sensors in Space.
International Journal of Modern Physics D, International Journal of Modern Physics D, 16:2421–2429, 2007.
- [96] A. Einstein.
Quantentheorie des idealen einatomigen gases ii.

- Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl. Bericht*, 3:18, 1925.
- [97] D. Doering, J. Debs, N. Robins, C. Figl, P. Altin, and J. Close.
Ramsey interferometry with an atom laser.
Optics Express, 23:20661, 2009.
- [98] K. Eckert, P. Hyllus, D.Bruss, U.V. Poulsena, M. Lewenstein, C.Jentsch,
T.Müller, E.M. Rasel, and W.Ertmer.
Differential atom interferometry beyond the standart quantum limit.
Phys. Rev. A, 73(013814):013814, 2006.
- [99] C. Gross, T. Zibold, E. Nicklas, J. Esteve, and M. K. Oberthaler.
Nonlinear atom interferometer surpasses classical precision limit.
Nature, 464:1165–1169, 2010.
- [100] M.F. Riedel, P. Böhi, Y. Li, T. W. Hänsch, A. Sinatra, and P. Treutlein.
Atom-chip-based generation of entanglement for quantum metrology.
Nature, 464:1170–1173, 2010.
- [101] *HYPHER, Hyper-precision cold atom interferometry in space Assessment*.
Study Report ESA-SCI, 2000.
- [102] C. Jentsch, T. Müller, E. M. Rasel, and W. Ertmer.
HYPHER: A satellite mission in fundamental physics based on high precision
atom interferometry.
Gen. Rel. Grav., 36:2197, 2004.
- [103] W. Ertmer et al.
Matter wave explorer of gravity (MWXG).
Exp. Astron, 23:611–649, 2009.
- [104] G.M. Tino et al.
Atom interferometers and optical atomic clocks: New quantum sensors for
fundamental physics experiments in space.
Nucl. Phys. B, 166:159, 2007.
- [105] P. Wolf et al.
Quantum Physics Exploring Gravity in the Outer Solar System: The Sagas
Project.
arXiv : gr-qc-0711.0304, 2007.

PUBLIKATIONSLISTE

Referierte Veröffentlichungen

- G. Tackmann, M. Gilowski, Ch. Schubert, P. Berg, T. Wendrich, W. Ertmer and E. M. Rasel.
Phase-locking of two self-seeded tapered amplifier lasers.
Opt. Express, 18, 9, 9258-9265, 2010.
- T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, T. Wendrich, E.M. Rasel and W. Ertmer.
A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium.
Eur. Phys. J. D 53, 273–281, 2009.
- M. Gilowski, T. Wendrich, T. Müller, Ch. Jentsch, W. Ertmer, E.M. Rasel and W.P. Schleich.
Gauss sum factorization with cold atoms.
Phys. Rev. Lett. 100, 030201, 2008.
- M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel and W. Ertmer.
Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.
Opt. Commun. 280, 443-447, 2007.
- T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, C. Jentsch, E.M. Rasel and W. Ertmer.
Versatile compact atomic sources for high resolution dual atom interferometry.
Phys. Rev. A, 76, 063611, 2007.

Nichtreferierte Veröffentlichungen

- W. Ertmer, M. Gilowski and E. M. Rasel for the HYPER- and the QUANTUS-Team.
Perspectives of atomic quantum sensors on ground and in space.
Proceedings of the International School of Physics – Enrico Fermi – Course CLXVIII „Atom Optics and Space Physics“, IOS Press Amsterdam, 2009.
- M. Gilowski, Ch. Schubert, T. Wendrich, P. Berg, G. Tackmann, W. Ertmer, and E. M. Rasel.
High resolution rotation sensor based on cold Rubidium atoms.
EFTF 2009 - Conference Proceeding, 2009.

- W. Ertmer, C. Schubert, T. Wendrich, M. Gilowski, M. Zaiser, T. v. Zoest, E. Rasel, Ch. J. Bordé, A. Clairon, A. Landragin, P. Laurent, P. Lemonde, G. Santarelli, W. Schleich, F. S. Cataliotti, M. Inguscio, N. Poli, F. Sorrentino, C. Modugno, G. M. Tino, P. Gill, H. Klein, H. Margolis, S. Reynaud, C. Salomon, A. Lambrecht, E. Peik, C. Jentsch, U. Johann, A. Rathke, P. Bouyer, L. Cacciapuoti, P. De Natale, B. Christophe, B. Foulon, P. Touboul, L. Maleki, N. Yu, S. G. Turyshev, J. D. Anderson, F. Schmidt-Kaler, R. Walser, J. Vigué, M. Büchner, M.-C. Angonin, P. Delva, P. Tournenc, R. Bingham, B. Kent, A. Wicht, L. J. Wang, K. Bongs, HJ Dittus, C. Lämmerzahl, S. Theil, K. Sengstock, A. Peters, T. Müller, M. Arndt, L. Iess, F. Bondu, A. Brillet, E. Samain, M. L. Chiofalo, F. Levi, D. Calonico.
Matter wave explorer of gravity (MWXG).
Experimental Astronomy 23 (2) 611–649, 2009.
- T. van Zoest, T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, E. M. Rasel, W. Ertmer, T. Könemann, C. Lämmerzahl, H. J. Dittus, A. Vogel, K. Bongs, K. Sengstock, W. Lewoczko, A. Peters, T. Steinmetz, J. Reichelt, G. Nandi, W. Schleich, R. Walser Atomic Quantum Sensors in Space.
International Journal of Modern Physics D, 16, 2421-2429 2007.

Diplomarbeit

- M. Gilowski.
Aufbau und Charakterisierung eines Raman-Lasersystems zur Sagnac-Interferometrie mit kalten Atomen.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2005.

LEBENS LAUF

Persönliche Daten

Name Michael Gilowski
Geburtstag 06.09.1979, Pitschen (Oberschlesien)
Familienstand ledig

Promotionsstudium

seit 1. Juni 2006 Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik
in der Arbeitsgruppe von E. Rasel, Hannover
Thema:
*Quantitative Analyse der Auflösungsbegrenzung
eines atomaren Gyroskops*

Auslandsaufenthalt

12/2005-05/2006 Work & Travel Programm, Australien, Neuseeland, Thailand

Studium

30. September 2005 Diplom in Physik
Thema der Diplomarbeit:
*Aufbau und Charakterisierung eines Raman-Lasersystems zur
Sagnac-Interferometrie mit kalten Atomen*

16. Oktober 2002 Vordiplom

10/2000-09/2005 Studium der allgemeinen Physik an der Leibniz Universität
Hannover

Wehrdienst

11/1999-08/2000 Transportbataillon 11, Dörverden

Schulabschluss

Juni 1999 Abitur am St. Ursula Gymnasium, Hannover

DANKSAGUNG

Mit dem Durchführen der Doktorarbeit verhält es sich wie mit dem Einstudieren und Durchführen eines Kunststücks: Man wird von einem bzw. zwei sehr erfahrenen Artisten auf die Bühne geholt, die daran glauben, dass man dazu in der Lage ist, ein neues, noch nie dagewesenes Kunststück zu vollführen. Einer von ihnen drückt einem Jonglierbälle in die Hand und der Andere gibt einige Tipps, wie es wohl am besten und am sinnvollsten anfangen könnte. Man legt also los und wirft die ersten Bälle in die Luft. Das Jonglieren gelingt nicht und die Bälle fallen unspektakulär zu Boden.

Doch man ist nicht allein auf der Bühne. Andere sollen ebenfalls etwas Neues demonstrieren. Sie haben aber alle unterschiedliche Gegenstände in die Hand gedrückt bekommen. Also tauscht man sich aus, überlegt, was die beste Technik und der ideale Handgriff sein kann. Selbst wenn ein Probetag vollständig daneben geht, wenn die Bälle am Boden liegen, teilen sie den Frust mit einem. Sie hören zu und geben Rat. Die erfahrenen Artisten holen zudem immer neue Leute auf die Bühne mit dem gleichen Auftrag, ein neues Kunststück zu kreieren. Diese bringen neue Ideen und neuen Elan mit. Man arbeitet an einem neuen, gemeinsamen Kunststück. Sie sind immer für einen da. Langsam entwickelt sich ein Plan und man begreift, dass es nicht unbedingt notwendig ist zu jonglieren. Es kommt viel mehr auf das Neue an. Gemeinsam studiert man das neue Kunststück ein.

Man erzählt seinen lieben Menschen davon, doch irgendwie können sie sich das nicht so recht vorstellen. Trotz ihrer Verwirrung finden sie es gut, dass man so ein seltsames Kunststück einüben möchte. Sie stärken einem den Rücken. Dann kommt der große Tag. Es wird präsentiert. Manche sagen, es sei einem Kunststück in Paris ähnlich, was sie schon zuvor gesehen haben. Andere erinnern sich an Eines von dem man aus Übersee gehört hat. Aber es ist dennoch anders. Das neue Kunststück gelingt.

Allen Menschen, die sich in der Geschichte meines Kunststücks wiederfinden danke ich.