
AUFBAU UND CHARAKTERISIERUNG
EINES LASERSYSTEMS FÜR DIE
INTERFEROMETRIE MIT ^{39}K

Bachelorarbeit

von

Christian Meiners

angefertigt am
Institut für Quantenoptik,
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

unter Anleitung von
Prof. Dr. Ernst M. Rasel
2. Oktober 2012

ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Lasersystem für die Interferometrie mit ^{39}K aufgebaut, welches die zwei nötigen Lichtfelder für stimulierte Raman-Übergänge in ^{39}K zur Verfügung stellen soll. Mit den erzeugten Lichtfeldern soll Atominterferometrie mit ^{39}K realisiert werden, die ergänzend zu dem bereits vorhanden System des ATLAS-Experiments mit ^{87}Rb zur Messung der Erdbeschleunigung g betrieben werden soll.

Die Arbeit befasst sich vor allem mit dem Aufbau, der Justage und der Charakterisierung des Lasersystems. Das Kernstück bildet dabei ein akustooptischer Modulator (AOM) in Doppelpasskonfiguration, der die Eingangslaserfrequenz um die doppelte in den AOM eingespeiste Radiofrequenz moduliert. Damit werden die zwei für Raman-Übergänge nötigen Lichtfelder mit einer Frequenzdifferenz, die der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands von ^{39}K entspricht, zur Verfügung stellt. Im Gegensatz zur üblichen Konfiguration, bei der nur die 1. Beugungsordnung verwendet wird, wird hier auch die 0. Beugungsordnung in den AOM zurückreflektiert und im AOM mit der ein weiteres Mal gebeugten 1. Ordnung überlagert. In dieser Arbeit soll die Eignung eines solchen Aufbaus für die Raman-Interferometrie untersucht werden. Dazu muss überprüft werden, ob sich die beiden Lichtfelder im AOM so überlagern lassen, dass sie sich unabhängig von der AOM-Frequenz gemeinsam in eine Lichtleiterfaser einkoppeln lassen. Zudem muss das System im Bezug auf Phasenrauschen untersucht werden um zu überprüfen, ob es sich für hoch präzise Raman-Interferometrie eignet. Es konnte gezeigt werden, dass das aufgebaute Lasersystem die beiden Lichtfelder mit einer Intensität von jeweils 50 mW bei einem Mischungsverhältnis von 1 : 1 zur Verfügung stellt, welches über einen großen Bereich variabel ist. Dabei beträgt das durch den AOM verursachte Phasenrauschen insgesamt ca. 84 mrad, woraus eine durch Laserphasenrauschen limitierte Kurzzeitstabilität von $8 \cdot 10^{-7} \text{m/s}^2$ resultiert.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Atominterferometrie	5
2.2	Raman-Übergänge	10
2.3	Akustooptischer Modulator	14
3	Das Raman-Lasersystem	17
3.1	Untersuchte Varianten des Lasersystems	17
3.2	Experimentelle Umsetzung	19
3.3	Ergebnisse und Charakterisierung des Systems	21
4	Ausblick	29
	Literaturverzeichnis	31
	Abbildungsverzeichnis	35

KAPITEL 1

EINLEITUNG

Interferenz ist immer dann zu beobachten, wenn sich zwei oder mehr kohärente Wellen, d.h. Wellen mit einer festen Phasenbeziehung an einem Punkt überlagern. Sehr leicht lässt sich Interferenz an Wasserwellen beobachten: Werden an zwei Punkten in einem Becken synchron Wellen erzeugt, so gibt es Punkte an denen sich die beiden Wellen vollständig auslöschen, wobei man von destruktiver Interferenz spricht. Außerdem gibt es Punkte an denen beide Wellen in Phase schwingen und sich so konstruktiv überlagern. Die Wellentheorie des Lichts wurde von C. Huygens, T. Young und A. Fresnel begründet [1, S. 481] und konnte experimentell beispielsweise durch Interferenz am Doppelspalt durch T. Young nachgewiesen werden [2, S. 303]. Er ließ Licht durch zwei nahe beieinander liegende Spalte propagieren, wodurch auf einem dahinter liegenden Schirm ein Interferenzmuster sichtbar wurde. In einem Interferometer macht man sich diesen Effekt zunutze: Mit Hilfe von Interferenz können Phasenänderungen bzw. Phasendifferenzen der Wellen auf verschiedenen Pfaden gemessen werden. Das bekannteste Lichtinterferometer wurde 1882 von Michelson realisiert [1, S. 331], um zu überprüfen ob sich Licht analog zu Schall und Wasserwellen ebenfalls in einem Medium, dem sogenannten Äther ausbreitet und damit die Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Geschwindigkeit dieses Mediums abhängt. Seitdem wurden einige verschiedene Typen von Lichtinterferometern entwickelt, mit denen sich beispielsweise Rotationen oder Längenänderungen sehr präzise messen lassen.

Allerdings gibt es auch Effekte, die durch den Wellencharakter von Licht nicht erklärt werden können. Ein Beispiel dafür ist der photoelektrische Effekt. Dieser wurde erstmals von Einstein 1905 dadurch erklärt, dass er von Lichtteilchen ausging, die eine Energie $E = h \cdot \nu$ besitzen [3]. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz

der Lichtwelle. 1924 postulierte Louis de Broglie, dass auch massebehaftete Teilchen Wellencharakter besitzen und ihnen eine Wellenlänge

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} \quad (1.1)$$

zuzuordnen ist [4]. Dabei ist p der Impuls des Teilchens, λ_{dB} die sogenannte de-Broglie-Wellenlänge. Dieser Welle-Teilchen-Dualismus konnte zuerst 1927 durch Interferenz von Elektronen nachgewiesen werden, die an einem Kristall als Reflektionsgitter gebeugt wurden [5]. Später wurde auch mit Neutronen, neutralen Atomen und sogar großen Molekülen wie C_{60} Interferenz nachgewiesen [6].

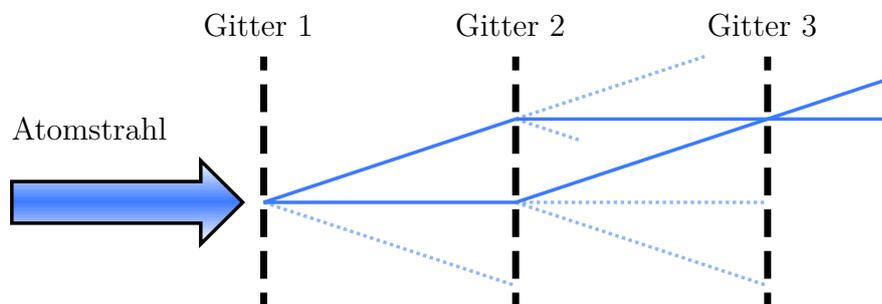


Abbildung 1.1: Drei-Gitter-Interferometer zur besseren Übersicht wurden nur 0. und ± 1 . Beugungsordnungen eingezeichnet, außerdem sind die für das Interferometer irrelevanten Ordnungen nur angedeutet.

Ein Atom-Interferometer lässt sich beispielsweise durch ein sogenanntes Drei-Gitter-Interferometer (Abbildung 1.1) realisieren [7]. Dabei werden Atome mit einer bestimmten Geschwindigkeit und damit bestimmten de-Broglie-Wellenlänge (1.1) auf ein Gitter gerichtet, an dem der Atomstrahl gebeugt und dadurch geteilt wird. Die gebeugten Strahlen werden an einem zweiten Gitter ein weiteres Mal gebeugt, sodass einige Teilstrahlen hinter dem 2. Gitter wieder zusammenlaufen. An dieser Stelle befindet sich ein drittes Gitter, mit dem die zusammenlaufenden Teilstrahlen überlagert werden. Hier interferieren die beiden Strahlen miteinander und das Interferenzsignal kann von einem Detektor erfasst werden. Bei diesem Aufbau ist es problematisch, die nötige mechanische Stabilität zu gewährleisten. Zudem verursacht die Beugung in andere Ordnungen Verluste bezüglich der Atomzahl und die Gitter können durch die Atome zugesetzt werden. Diese Probleme können umgangen werden, wenn die Licht-Atom-Wechselwirkung und damit die elektronische Struktur der Atome genutzt wird um kohärente Superpositionen der Zustände zu erzeugen, die dann miteinander interferieren.

Das Atlas-Experiment (*atomlaser*) soll im Rahmen von CAPRICE (*cold atom test of equivalence principle*) das Einsteinsche Äquivalenzprinzip testen, welches besagt, dass

schwere Masse und träge Masse identisch sind. Dazu wird ein Atominterferometer in Mach-Zehnder-Konfiguration aufgebaut, welches die entstehende Phasendifferenz durch die aufgespannte Raum-Zeit-Fläche und damit die Beschleunigung auf die Atome durch die Gravitation misst. Das Ziel ist, den freien Fall von ^{87}Rb und ^{39}K zu vergleichen und so die Universalität des freien Falls zu überprüfen.

Es konnte bereits ein Absolutgravimeter durch Atominterferometrie mit ^{87}Rb realisiert werden. Dabei wurde mit einem Ensemble von $\sim 10^8$ Rubidiumatomen eine Stabilität von $6 \cdot 10^{-9}g$ nach 1000 s Integrationszeit erreicht. Bei dieser Genauigkeit ist bereits die Veränderung der Erdbeschleunigung durch Gezeitenkräfte nachweisbar. Für eine Messung werden zunächst die Rubidiumatome in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (*magneto-optical trap*, kurz MOT), gefangen [8] und gekühlt [9]. Um einen schnellen Ladevorgang der 3D-MOT und damit eine hohe Repetitionsrate zu ermöglichen, wird diese mit einer 2D-MOT [10, 11] beladen. Die gefangenen Atome werden dann für die Interferometrie präpariert und durchlaufen anschließend den Interferometerzyklus, der aus einer Kombination von Raman-Pulsen besteht. Während dieses Zyklus befinden sich die Atome für ca. 200 ms im freien Fall, bevor der Zustand der Atome ausgelesen wird.

Aktuell wird dieses Schema auch für die Atominterferometrie mit ^{39}K implementiert. Es ist bereits gelungen ein Ensemble mit $\sim 10^7$ ^{39}K -Atomen in der 3D-MOT zu fangen und zu kühlen. Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Lasersystem soll nun als Lichtquelle für die Raman-Pulse dienen. Dazu werden in Kapitel 2 zunächst die Grundlagen und Anforderungen an das Lasersystem erklärt und in Kapitel 3 das aufgebaute System erläutert und eine Charakterisierung vorgenommen. In Kapitel 4 werden dann die Ergebnisse zusammengefasst und die nächsten Schritte zur Realisierung eines Interferometers mit ^{39}K aufgezeigt.

KAPITEL 2

GRUNDLAGEN

Im Folgenden werden zunächst die Grundlagen für den Aufbau des Lasersystems erläutert. In Abschnitt 2.1 wird auf die Grundlagen der Atominterferometrie eingegangen, während in Abschnitt 2.2 das Prinzip der Raman-Übergänge diskutiert wird, mit denen sich Atominterferometrie realisieren lässt. In Abschnitt 2.3 wird dann die Funktionsweise des akustooptischen Modulators erklärt, dem optischen Bauelement, welches das Kernstück des aufgebauten Lasersystems für die Interferometrie mit ^{39}K bildet.

2.1 Atominterferometrie

In der Quantenmechanik wird die Bewegung eines Teilchens durch eine Wellenfunktion ψ beschrieben, die eine Lösung der Schrödinger-Gleichung

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (2.1)$$

ist. Dies ist eine Eigenwertgleichung für den Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2m} + V(\hat{R}), \quad (2.2)$$

der sich aus dem Impulsoperator \hat{P} , der Masse des Teilchens m und dem Ortsabhängigen Potential V , in dem sich das Teilchen bewegt, zusammensetzt. Die Lösung von (2.1) liefert Zustände mit Eigenenergien E_n , die abhängig vom Potential diskret oder kontinuierlich sein können. Die Eigenfunktionen ψ_n können auch durch sogenannte

Ket-Vektoren $|n\rangle$ repräsentiert werden, wobei n eine Menge von für das jeweilige System charakteristischen Quantenzahlen ist.

Beispiel: 1D Harmonischer Oszillator

Für einen eindimensionalen harmonischen Oszillator wird (2.2) zu

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2\hat{R}^2 \quad (2.3)$$

Damit wird die Schrödinger-Gleichung (2.1) in Ket-Schreibweise zu

$$\left[\frac{\hat{P}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2\hat{R}^2 \right] |n\rangle = E_n |n\rangle \quad (2.4)$$

Die Lösung dieser Gleichung liefert die Zustände $|n\rangle$ die durch die Hauptquantenzahl n eindeutig bestimmt sind mit den Eigenenergien

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.5)$$

mit $n = 0, 1, 2, \dots$. Hier ist $\hbar = h/2\pi$ das reduzierte plancksche Wirkungsquant. Diese diskreten Eigenenergien sind äquidistant und der niedrigst mögliche Zustand hat die Energie $\hbar\omega/2$

Im Coulomb-Potential des Atomkerns haben die Elektronen ebenfalls diskrete Energiezustände, welche durch die Quantenzahlen $n^{2S+1}L_J$ charakterisiert werden. Dabei ist n die Hauptquantenzahl, S der Spin des Elektrons, L der Bahndrehimpuls des Elektrons und $J = |L + S| \dots |L - S|$ der Gesamtdrehimpuls des Elektrons. Durch Wechselwirkung mit dem Kernspin I spalten diese noch bezüglich des Gesamtdrehimpulses des Atoms $F = |I + J| \dots |I - J|$ auf. Diese Hyperfeinzustände sind ohne äußere Felder bezüglich der Ausrichtung des Gesamtdrehimpulses m_F entartet, das heißt sie besitzen die gleiche Energie. Zwischen einigen dieser Zustände können mit elektromagnetischer Strahlung Übergänge angeregt werden. Bei resonanter Anregung, die Energie des Photons entspricht also der Energiedifferenz der Zustände, kann ein Photon absorbiert werden und das Elektron geht in den angeregten Zustand über. Von hier aus kann es spontan oder stimuliert durch ein weiteres Photon zurück in den unteren Zustand übergehen. Zusätzlich wird beim Übergang auch der Impuls des Photons vom Atom aufgenommen bzw. abgegeben.

Strahlt man ein kohärentes resonantes Lichtfeld auf ein Atom ein, so oszilliert die Population zwischen dem Grundzustand und dem angeregten Zustand mit der sogenannten Rabi-Frequenz Ω . Betrachtet man das Atom als Zwei-Niveau-System, wird der zeitabhängige Zustand des Elektrons durch

$$|\Psi(t)\rangle = c_0(t) |0\rangle + c_1(t) |1\rangle \quad (2.6)$$

beschrieben, wobei $|0\rangle$ und $|1\rangle$ der Grund- bzw. angeregte Zustand ist. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten (unter Vernachlässigung von spontanen Prozessen) in den beiden Zuständen ist dabei durch

$$\begin{aligned} |c_0(t)|^2 &= \cos^2\left(\frac{\Omega \cdot t}{2}\right) \\ |c_1(t)|^2 &= \sin^2\left(\frac{\Omega \cdot t}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

gegeben, wenn sich das Atom bei $t = 0$ im Grundzustand befindet (Abbildung 2.1). Nach einer Zeit $t_{\pi/2} = \pi/2\Omega$ befindet sich das Atom im kohärenten Überlagerungszustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle), \quad (2.8)$$

nach einer Zeit $t_\pi = \pi/\Omega$ im angeregten Zustand $|1\rangle$. Lichtpulse von diesen Dauern werden als $\pi/2$ - bzw. π -Pulse bezeichnet. Diese Zeitentwicklung des Zustands gilt auch bei einer beliebigen Anzahl von Atomen für das gesamte Ensemble: Sind alle Atome bei $t = 0$ im Grundzustand, befinden sich alle Atome nach einem π -Puls im angeregten Zustand und nach einem $\frac{\pi}{2}$ -Puls im Überlagerungszustand (2.8).

Mit einer Kombination von Pulsen lässt sich ein Interferometer realisieren: Die Kombination $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ zum Beispiel stellt ein Analogon zum Drei-Gitter-Interferometer (Abbildung 1.1) dar. Der erste Puls fungiert als Strahlteiler, da mit der Absorption eines Photons auch ein Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ übertragen wird, der vom Übergang abhängt. Befindet sich das Atom zu Beginn im Grundzustand $|0\rangle$, so ist es nach dem $\pi/2$ -Puls im Überlagerungszustand (2.8), der mit der freien Entwicklungszeit T in den Zustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{i\phi_0} |0\rangle - e^{i\phi_1} |1\rangle \right] \quad (2.9)$$

übergeht. Der π -Puls vertauscht die beiden Zustände: Der Angeregte Zustand wird unter Abgabe des Impulses $\hbar\vec{k}$ in den Grundzustand überführt und der Grundzustand wird in den Angeregten Zustand überführt, wobei ein Impuls von $\hbar\vec{k}$ aufgenommen

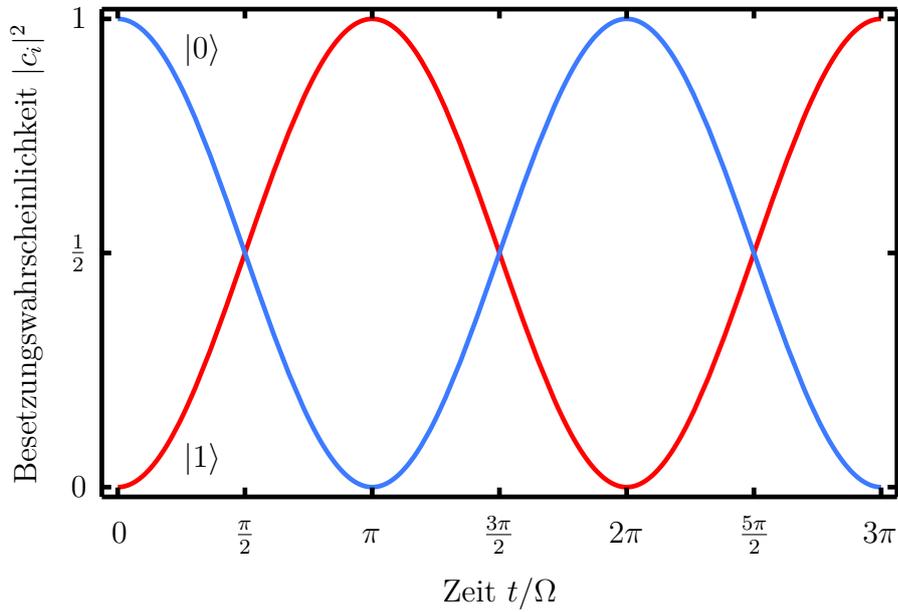


Abbildung 2.1: Rabi-Oszillation Dargestellt ist die Besetzungswahrscheinlichkeit (2.7) des Grundzustands (blau) und des angeregten Zustands (rot) abhängig von der Zeit t in Einheiten der Rabi-Frequenz Ω . Spontane Prozesse sind hier vernachlässigt.

wird. Der Zustand des Atoms wird dann durch

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-e^{i\phi_0} |1\rangle - e^{i\phi_1} |0\rangle \right] \quad (2.10)$$

beschrieben und nach wiederholter freier Entwicklungszeit T ist der Zustand des Systems durch

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-e^{i(\phi_0+\phi'_1)} |1\rangle - e^{i(\phi_1+\phi'_0)} |0\rangle \right] \quad (2.11)$$

gegeben. Der zweite $\pi/2$ -Puls recombiniert beide Pfade und führt zur Interferenz der beiden Zustände:

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-e^{i\phi_{P1}} \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle + |1\rangle) - e^{i\phi_{P2}} \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle + |1\rangle) \right] \\ &= \underbrace{-\frac{1}{2} (e^{i\phi_{P1}} + e^{i\phi_{P2}})}_{c_0} |0\rangle + \underbrace{\frac{1}{2} (-e^{i\phi_{P1}} + e^{i\phi_{P2}})}_{c_1} |1\rangle. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Mit den Vereinfachungen $\phi_{P1} = \phi_0 + \phi'_1$ und $\phi_{P2} = \phi_1 + \phi'_0$ der Phasen für die beiden Pfade. Danach kann der Zustand des Atoms ausgelesen werden, was eine Projektion auf

einen der beiden Zustände mit einer von der Phasendifferenz abhängenden Wahrscheinlichkeit bedeutet. Die Wahrscheinlichkeit das Atom in dem Zustand $|0\rangle$ vorzufinden ist dann gegeben durch das Betragsquadrat des Koeffizienten c_0 :

$$\begin{aligned}
 |c_0|^2 &= \left| -\frac{1}{2} (e^{i\phi_{P1}} + e^{i\phi_{P2}}) \right|^2 \\
 &= \frac{1}{4} [1 + e^{i(\phi_{P1}-\phi_{P2})} + e^{-i(\phi_{P1}-\phi_{P2})} + 1] \\
 &\quad \text{mit } \Delta\phi = \phi_{P1} - \phi_{P2} \\
 &= \frac{1}{4} [2 + 2 \cos(\Delta\phi)] \\
 &= \cos^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

und analog für den Zustand $|1\rangle$:

$$|c_1|^2 = \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} \right). \tag{2.14}$$

Die Wahrscheinlichkeit das Atom in einem der beiden Zustände zu finden ist also $|c_0|^2 + |c_1|^2 = 1$ und aufgrund der Phasendifferenz zwischen den beiden Interferometerpfaden ist ein Interferenzsignal messbar.

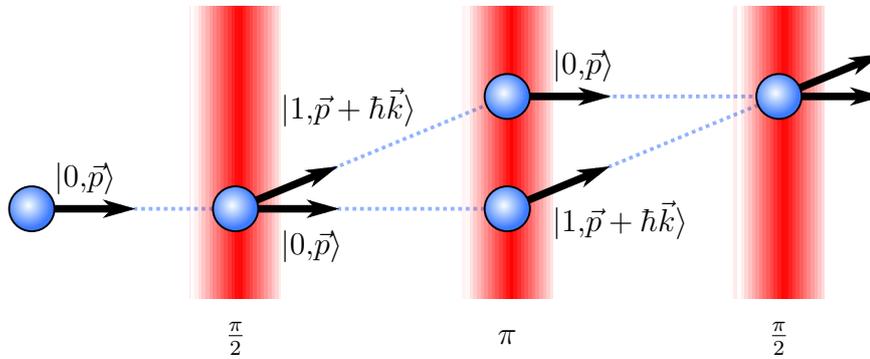


Abbildung 2.2: Atom-Interferometer in $\pi/2 - \pi - \pi/2$ -Konfiguration. Der erste Puls bringt das Atom in einen Überlagerungszustand, der π -Puls kehrt die Impulszustände um und der zweite $\pi/2$ -Puls rekombiniert die beiden Pfade.

Spontane Emission verursacht ein exponentielles Abklingen der Rabi-Oszillation, wobei für $t \rightarrow \infty$ ein statistisches Gemisch der beiden Zustände ohne feste Phasenbeziehung entsteht, sodass keine Interferenz messbar ist. Um dies zu minimieren müssen Zustände mit möglichst großer Lebensdauer verwendet werden, wofür sich Hyperfeinzustände des Grundniveaus anbieten. Allerdings haben diese nur geringe Energieaufspaltungen

(beispielsweise 6,8 GHz für ^{87}Rb bzw. 460 MHz für ^{39}K), sodass bei Absorption und Emission eines Photons nur ein kleiner Impuls übertragen wird. Dies ist jedoch ein entscheidender Faktor für die Sensitivität, da mit größerem Impulsübertrag eine größere vom Interferometer eingeschlossene Fläche und damit eine größere Phasendifferenz folgt. Dieses Problem lässt sich mit einer speziellen Konfiguration von Zwei-Photonen-Prozessen, sogenannten Raman-Übergängen umgehen.

2.2 Raman-Übergänge

Um Übergänge zwischen langlebigen Zuständen mit einem großen Impulsübertrag zu treiben, können sogenannte Raman-Übergänge verwendet werden. Hier werden die Zustände $|0\rangle$ mit Energie E_0 und $|1\rangle$ mit Energie E_1 über ein Zwischenniveau $|i\rangle$ (*intermediate*) mit Energie $E_i \gg E_0, E_1$ aneinander gekoppelt [7]. Für die Kopplung werden zwei Lichtfelder mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 verwendet, die gegenüber dem elektronischen Übergang zum Zwischenniveau $|i\rangle$ rotverstimmt sind:

$$\begin{aligned}\hbar\omega_1 &= E_i - E_0 - \delta \\ \hbar\omega_2 &= E_i - E_1 - \delta.\end{aligned}\tag{2.15}$$

Außerdem entspricht die Frequenzdifferenz genau der Übergangsfrequenz von $|0\rangle$ nach $|1\rangle$:

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{01}.\tag{2.16}$$

Durch diese Kombination wird das Atom zunächst durch ein Photon mit Energie $\hbar\omega_1$ in einen virtuellen Zustand mit um δ geringerer Energie als der Zustand $|i\rangle$ angeregt und anschließend durch ein Photon der Energie $\hbar\omega_2$ stimuliert in den Zustand $|1\rangle$ übergehen. Da die Energiedifferenz δ größer als die Linienbreite des Lasers ist, wird das Zwischenniveau $|i\rangle$ nicht besetzt, sodass aus diesem Zustand auch keine spontane Emission stattfinden kann. Dies würde zu einer Verletzung der Energieerhaltung führen, da dann die Energie $E_i - E_0 - \hbar\omega_1 = \delta > 0$ frei würde. Um eine hohe Kopplungsstärke, das heißt eine hohe Rabi-Frequenz zu erreichen wählt man einen möglichst geringen energetischen Abstand δ zwischen dem Niveau $|i\rangle$ und dem virtuellen Niveau der gleichzeitig groß genug ist, um das Niveau $|i\rangle$ nicht zu besetzen. Außerdem kann mit höherer Leistung in den beiden Lichtfeldern ebenfalls eine höhere Kopplungsstärke erreicht werden. Auf diese Weise können auch Rabi-Oszillationen zwischen den Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ und so auch mittels $\pi/2$ - bzw. π -Pulsen kohärente Zustände erzeugt werden.

Gleichzeitig wird bei diesem Prozess der Impuls $\hbar\vec{k}_1$ des absorbierten Photons auf das Atom übertragen und durch die stimulierte Emission der Impuls $\hbar\vec{k}_2$ wieder abgegeben.

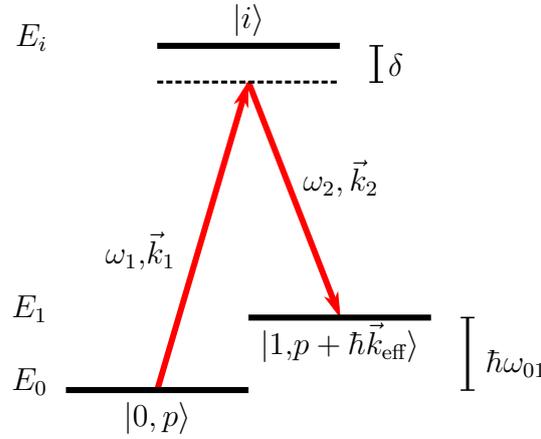


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Raman-Überganges. Das Elektron gelangt mit einem Zwei-Photonen-Prozess vom Grundzustand $|0, E_0\rangle$ über das virtuelle Niveau (gestrichelt) in das angeregte Niveau $|1, E_1\rangle$

Dies führt zu einem effektiven Impulsübertrag von

$$\hbar \vec{k}_{\text{eff}} = \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2). \quad (2.17)$$

Werden beide Lichtfelder in gleicher Richtung eingestrahlt, wird der gleiche Impuls übertragen wie durch ein Photon mit Frequenz ω_{01} , da $k = \omega/c$. Strahlt man die beiden Felder jedoch in gegenläufiger Richtung ein, so wird der Impuls

$$\hbar k_{\text{eff}} = \hbar(k_1 + k_2) \quad (2.18)$$

übertragen.

Für ^{39}K wird der Raman-Übergang zwischen den beiden Hyperfeinniveaus $|F = 1\rangle$ und $|F = 2\rangle$ des $4^2S_{1/2}$ -Grundzustands mit einer Frequenzdifferenz von $\nu_{\text{HFS}} = 461,7$ MHz getrieben. Dazu wird als Zwischenniveau der $4^2P_{3/2}$ -Zustand genutzt, wofür zwei Lichtfelder mit einer Wellenlänge von $\lambda = 766,702$ nm mit einer Frequenzdifferenz von $\nu_{\text{HFS}} = 461,7$ MHz benötigt werden. Der Impulsübertrag $p_{\text{Raman}} = \hbar k_{\text{eff}}$ ergibt in kontrapropagierender Konfiguration mit $k_{\text{eff}} \approx 4\pi/\lambda$ eine Rückstoßgeschwindigkeit von

$$v \approx \frac{2\hbar}{\lambda m_K} = 2,6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}. \quad (2.19)$$

Verglichen mit dem Impulsübertrag durch kopropagierende Raman-Strahlen bzw. durch Mikrowellenstrahlung mit Frequenz $\nu = 461,7$ MHz ist er in kontrapropagierender

Konfiguration um einen Faktor $6 \cdot 10^5$ größer.

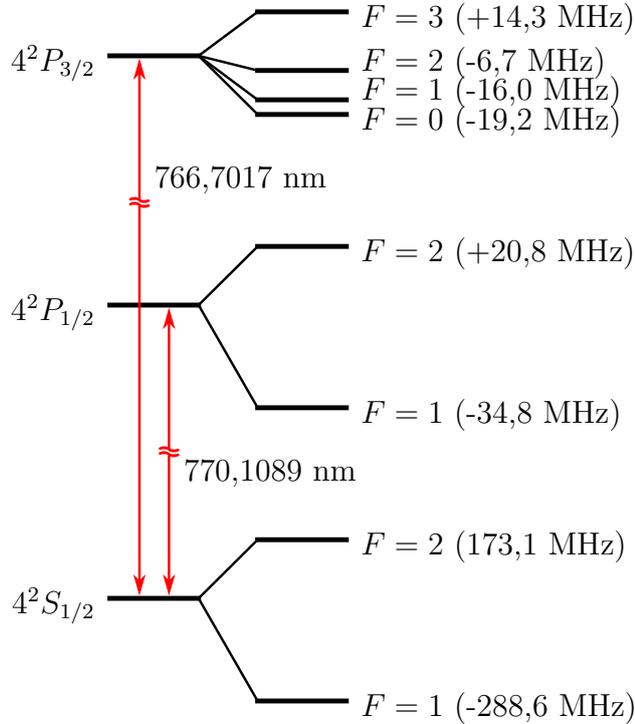


Abbildung 2.4: Auszug aus dem Termschema von ^{39}K .

Für den Betrieb eines Interferometers zur Messung der Fallbeschleunigung g (Gravimeter) werden frei fallende Atome verwendet, wobei die Raman-Strahlen vertikal kontrapropagierend eingestrahlt werden. Dies führt zu einer Aufteilung in zwei Impulszustände, die dann im freien Fall die gleiche Beschleunigung g erfahren. Aufgrund der umschlossenen Raum-Zeit-Fläche (Abbildung 2.5) entsteht zwischen den beiden Interferometerpfaden in führender Ordnung eine Phasendifferenz

$$\Delta\phi = k_{\text{eff}} \cdot g \cdot T^2, \quad (2.20)$$

wobei T die freie Entwicklungszeit zwischen den Raman-Pulsen ist [12].

Bei diesem Aufbau ist zu beachten, dass die beiden Laserfrequenzen wegen der Beschleunigung der Atome eine Dopplerverschiebung erfahren, die für kontrapropagierende Strahlen unterschiedliche Vorzeichen hat. Dadurch ändert sich für die Atome die Frequenzdifferenz der beiden Raman-Strahlen und sie muss durch Anpassen der Laserfrequenzen ausgeglichen werden, damit die Raman-Pulse weiterhin resonant zum

elektronischen Übergang sind:

$$\begin{aligned}\nu_{\text{HFS}} = 461,7 \text{ MHz} &= \nu_1(t) + \frac{k_1 v}{2\pi} - \left(\nu_2(t) - \frac{k_2 v}{2\pi} \right) \\ &= \Delta\nu(t) + \frac{2kv(t)}{2\pi},\end{aligned}\quad (2.21)$$

da $k_1 \approx k_2 = 2\pi/\lambda$ und $\nu_1(t) - \nu_2(t) = \Delta\nu(t)$. Mit $v = g \cdot t$ ergibt sich die zeitabhängige Frequenzdifferenz der beiden Raman-Strahlen zu

$$\begin{aligned}\Delta\nu(t) &= \nu_{\text{HFS}} - \frac{2g}{\lambda} \cdot t \\ &= \nu_{\text{HFS}} - 25,6 \frac{\text{MHz}}{\text{s}} \cdot t.\end{aligned}\quad (2.22)$$

Die Frequenzdifferenz muss also mit einer Rate von 25,6 MHz/s verstimmt werden, was mit akustootischen Modulatoren möglich ist.

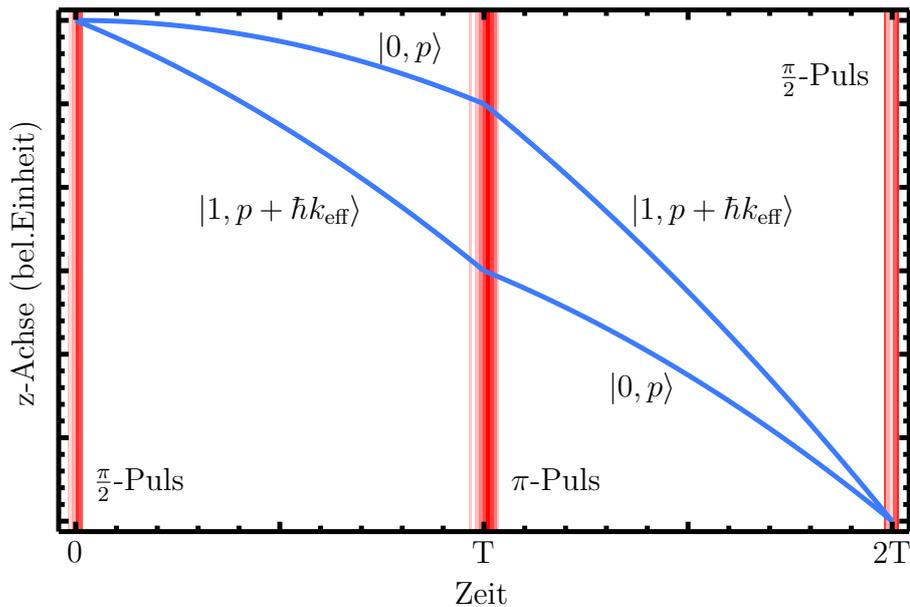


Abbildung 2.5: Messung der Erdbeschleunigung mit einem Atominterferometer. Die Aufspaltung der Trajektorien der Interferometerpfade ist stark vergrößert dargestellt.

2.3 Akustooptischer Modulator

Ein akustooptischer Modulator (AOM) besteht aus einem transparenten Kristall, in dem sich durch Ultraschall ein Beugungsgitter ausbildet. Die Intensität des gebeugten Lichts kann über die Amplitude der Ultraschallwelle variiert werden, während über die Frequenz der Ultraschallwelle der Beugungswinkel und die Frequenz des gebeugten Lichts geändert werden kann.

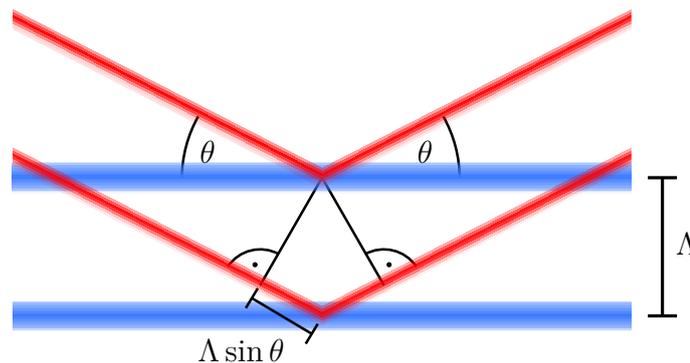


Abbildung 2.6: Braggreflexion an einer Schallwelle. In blau ist die laufende Schallwelle mit Wellenlänge Λ dargestellt, in rot die einfallende und reflektierte Lichtwelle.

Die Ultraschallwelle verursacht eine periodische Dichteschwankung und damit eine periodische Variation des Brechungsindex im Kristall. Die Brechung daran kann Analog zur Bragg-Streuung von Röntgenstrahlung am Kristallgitter betrachtet werden [13, S. 413 ff]. Die einfallende Welle trifft dabei unter einem Winkel θ auf die ebenen Wellenfronten der Schallwelle (Abbildung 2.6). Diese haben zueinander den Abstand Λ , welcher der Wellenlänge der Schallwelle im Kristall entspricht. Es gilt also

$$\Lambda = \frac{v_S}{f_{RF}}, \quad (2.23)$$

wobei v_S die Schallgeschwindigkeit im Kristall ist und f_{RF} die eingespeiste Radiofrequenz. Für eine an zwei benachbarten Wellenfronten gestreute Lichtwelle ergibt sich damit eine Wegdifferenz von $2\Lambda \sin \theta$, was zur sogenannten Bragg-Bedingung für konstruktive Interferenz führt:

$$\lambda = 2\Lambda \sin \theta. \quad (2.24)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des Lichts im Kristall. Fällt das Licht der Wellenlänge λ also unter einem Winkel θ auf die Wellenfronten der Ultraschallwellen (Abbildung 2.6), so wird es insgesamt um den Winkel 2θ abgelenkt.

Da es sich bei diesem Streuprozess um eine Streuung an einer bewegten Wellenfront handelt, müssen zusätzlich Energie- und Impulserhaltung betrachtet werden [14]. Der Impuls einer Welle ist proportional zum Wellenvektor $\vec{k} = 2\pi/\lambda \cdot \vec{e}$ wobei λ die jeweilige Wellenlänge und \vec{e} der Einheitsvektor in Propagationsrichtung ist. Die Energie einer Welle ist Proportional zu ihrer Frequenz. Daraus ergeben sich die Energie- und Impulserhaltungsrelationen

$$\omega' = \omega \pm \Omega \quad (2.25a)$$

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{K}. \quad (2.25b)$$

Die Großbuchstaben stehen hier für die Schallwelle, die kleinen für die Lichtwelle und die gestrichenen für die gestreute Lichtwelle.

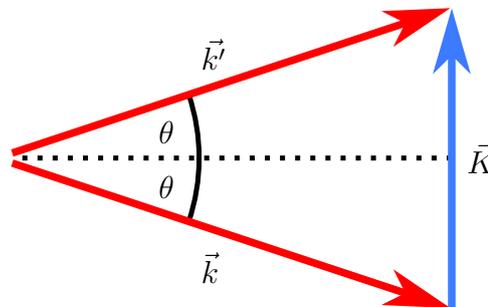


Abbildung 2.7: Impulserhaltung bei Braggreflektion an einer Schallwelle.

Die roten Pfeile kennzeichnen den Impuls der Lichtwelle, der blaue Pfeil den der Schallwelle.

Aus der Impulserhaltung (2.25b) (Abbildung 2.7) lässt sich mit der geometrischen Beziehung

$$\sin \theta = \frac{1}{2} \frac{K}{k'} \quad \text{und} \quad k' = \frac{2\pi}{\lambda'} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{da} \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda} \ll k \quad (2.26)$$

wieder die Bragg-Bedingung (2.24) herleiten. Aus der Energieerhaltung (2.25a) folgt zusätzlich, dass die Frequenz der gestreuten Lichtwelle um die in den AOM eingespeiste Radiofrequenz verschoben wird. Sie wird addiert, wenn die Streuung in Richtung der laufenden Welle in die sogenannte 1. Ordnung stattfindet und subtrahiert, wenn die Streuung entgegen der laufenden Welle in die -1. Ordnung stattfindet. Bei optimaler Justage lässt sich eine nahezu vollständige Ablenkung realisieren. Entspricht der Einfallswinkel des Lichts nicht dem Bragg-Winkel, so findet kaum Streuung statt und die Beugungseffizienz ist nahezu Null.

In Abbildung 2.8 ist schematisch die Funktion eines akustooptischer Modulator darge-

stellt. Der Ein- bzw. Austrittswinkel wird zusätzlich durch den Brechungsindex des Kristalls vergrößert.

Ein AOM lässt sich zum einen zur Intensitätsmodulation über die Amplitude der Radiofrequenz benutzen. Durch Änderung der Amplitude ändert sich die Beugungseffizienz und damit die Licht Intensität in der gebeugten Ordnung. Eine weitere Möglichkeit ist, ihn zur Frequenzmodulation oder Verstimmung zu benutzen. Außerdem kann man akustooptische Modulatoren als schnelle Schalter in Resonatoren, zur Pulsauswahl oder zur Änderung der Strahlposition nutzen [13].

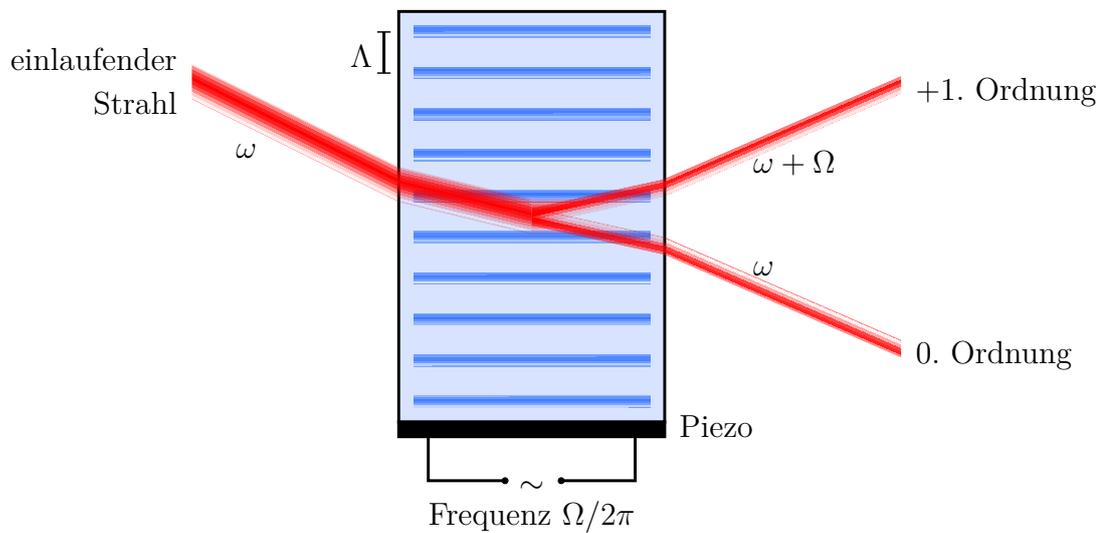


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines akustooptischen Modulators. Die Lichtwelle (rot) mit Frequenz ω wird im Kristall an der laufenden Ultraschallwelle (blau) mit Frequenz Ω und Wellenlänge Λ gebeugt. Dabei wird die Frequenz des gebeugten Anteils um Ω erhöht. Der Ablenkwinkel wird durch Brechung an der Kristalloberfläche zusätzlich erhöht.

KAPITEL 3

DAS RAMAN-LASERSYSTEM

Um Raman-Interferometrie mit ^{39}K zu betreiben werden zwei verschiedene Laserfrequenzen bei einer Wellenlänge von 766,701 nm mit einem kontrollierbaren Intensitätsverhältnis und einer Frequenzdifferenz $\Delta\nu \approx 461,7\text{ MHz}$ benötigt, welche der Hyperfeinaufspaltung des $4^2S_{1/2}$ -Grundzustands bei ^{39}K entspricht. Diese Frequenzdifferenz muss variabel sein, um die sich verändernde Dopplerverschiebung durch die frei fallenden Atome auszugleichen. Die Änderung der Dopplerverschiebung beträgt $\Delta\nu = \vec{k}_{eff} \cdot \Delta\vec{v}/2\pi$ und für den freien Fall $\Delta\nu = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{g} \cdot \Delta t/2\pi \approx 25\text{ MHz/s} \cdot \Delta t$. Bei einer maximalen Fallzeit im System von ca. 200 ms muss also ein Durchstimmbereich von etwa 5 MHz gewährleistet sein. Die beiden Lichtfelder müssen außerdem parallel polarisiert sein, damit das Lasersystem zu der bereits vorhandenen Konfiguration für ^{87}Rb kompatibel ist. Im Abschnitt 3.1 werden zunächst einige Lösungsansätze zur Realisierung diskutiert, im Abschnitt 3.2 wird dann der ausgewählte Aufbau erläutert und im Abschnitt 3.3 werden die Messergebnisse dargestellt und eine Charakterisierung des Systems vorgenommen.

3.1 Untersuchte Varianten des Lasersystems

Um diesen Anforderungen zu genügen, bietet sich ein Lasersystem basierend auf einem akustooptischer Modulator an, da mit der in den AOM eingespeisten Radiofrequenz die Frequenz des gebeugten Strahls moduliert werden kann. Gleichzeitig kann mit der Radiofrequenzleistung die Intensität in der gebeugten Ordnung variiert werden.

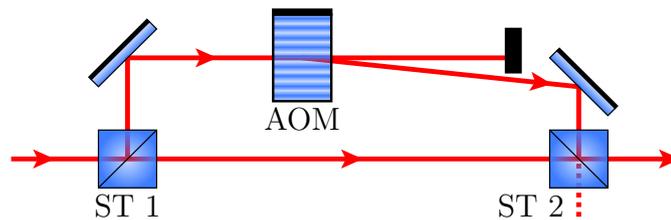


Abbildung 3.1: Erstes Konzept zur Realisierung des Lasersystem. Das Licht wird ans Strahlteiler 1 aufgeteilt, der eine Teil mit dem AOM moduliert und wieder mit dem anderen Anteil überlagert.

Ein erstes Konzept zur Realisierung des Lasersystems ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Hier wird das Laserlicht an Strahlteiler 1 aufgeteilt, der eine Teil mit einem AOM gebeugt und so die gewünschte Frequenzdifferenz erzeugt, um dann wieder mit dem nicht modulierten Laserstrahl im Strahlteiler 2 überlagert zu werden. Um den Anforderungen zu genügen, muss die Überlagerung in jedem Fall mit einem polarisationsunabhängigen Strahlteiler vorgenommen werden, da sich mit einem Polarisationsstrahlteiler gleiche Polarisationsrichtungen der beiden Anteile nicht realisieren lassen. Allerdings gehen dann bei der Überlagerung 50% der Gesamtleistung verloren (in Abbildung 3.1 gestrichelter Teil). Ein weiterer Nachteil an diesem Konzept ist, dass sich bei einer Änderung der AOM-Frequenz auch die Strahlage des gebeugten Lichts ändert und so eine Überlagerung unabhängig von der Modulationsfrequenz nicht möglich ist. Außerdem sind akustooptische Modulatoren für die benötigte Frequenz von ca. 460 MHz nur schwer erhältlich.

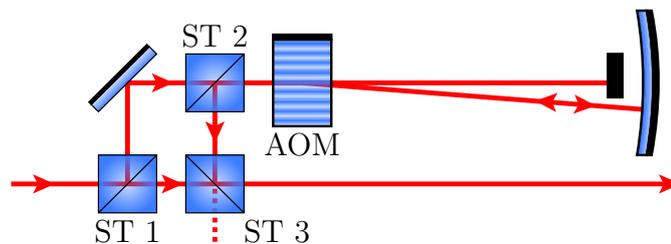


Abbildung 3.2: Zweites Konzept zur Realisierung des Lasersystem. Das Licht wird an Strahlteiler 1 aufgeteilt, der abgelenkte Teil wird durch den AOM in Doppelpasskonfiguration moduliert und läuft so kollinear unabhängig von der AOM-Frequenz in sich zurück. Der zurücklaufende Teil wird an Strahlteiler 2 abgelenkt und an Strahlteiler 3 mit dem unmodulierten Anteil des Lichts überlagert.

Dieses Problem kann durch die Nutzung des AOM in Doppelpasskonfiguration behoben werden [15]. Dabei wird das gebeugte Licht entweder mit einer Linse-Spiegel-Kombination wie in [15] oder mit einem sphärischen Spiegel (Abbildung 3.2) in sich zurück reflektiert und ein weiteres mal im AOM gebeugt. So verläuft der doppelt gebeugte Strahl kollinear mit dem Einlaufenden unabhängig von der Frequenz des

akustooptischen Modulators. In dieser Konfiguration wird die Frequenz des Lichts um die doppelte Frequenz der am AOM anliegenden Radiofrequenz geändert, wobei eine Effizienz im Doppelpass von 75% zu erwarten ist [15]. Außerdem bleibt der o.g. Nachteil vorhanden, dass bei der Überlagerung 50% der Leistung verloren gehen.

Eine weitere Alternative ist den AOM in Doppelpasskonfiguration zu betreiben, jedoch auch die 0. Ordnung durch den AOM zurückzereflektieren. Dieser Strahl wird dann im AOM mit der doppelt gebeugten Ordnung überlagert, sodass kein zusätzlicher Strahlteiler zur Überlagerung benötigt wird. In dieser Konfiguration ist sowohl die Frequenzdifferenz als auch das Leistungsverhältnis kontrollierbar. Allerdings wird sich bei einer Änderung der Beugungseffizienz voraussichtlich auch die Gesamtleistung ändern, da die 1. Ordnung im Doppelpass nicht vollständig gebeugt wird und ein Teil der 0. Ordnung herausgebeugt wird.

Da bei diesem Aufbau weniger optische Bauelemente benötigt werden und die Effizienz im Vergleich zum Zweiten möglicherweise höher ist, wurde dieses Konzept ausgewählt.

3.2 Experimentelle Umsetzung

Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.3 abgebildet. Als Laserquelle wird ein Diodenlaser mit externem Resonator (*external cavity diode laser*, kurz ECDL) verwendet [16]. Der Laserstrahl wird zunächst über zwei Spiegel durch einen Isolator justiert. Dieser vermindert Rückreflexe in den Laser, welche die Frequenzstabilität beeinträchtigen oder die Laserdiode zerstören können. Hinter dem Laser wird ca. 1% des Lichts zur Stabilisierung des Lasers mit Polarisationsstrahlteiler 1 abgezweigt, wobei der Anteil mit der $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplatte vor dem Strahlteiler eingestellt wird. Der abgezweigte Teil wird an einem Strahlteiler mit Referenzlicht einer Wellenlänge von $\lambda_{ref} = 766.701 \text{ nm}$ überlagert und mit der Linse L4 auf eine Photodiode fokussiert. So erreicht die Photodiode die Superposition der beiden Lichtfelder mit der Intensität

$$\begin{aligned}
 I &\propto |\sin(\omega_L t) + \sin(\omega_{ref} t)|^2 \\
 &= \left| 2 \sin\left(\frac{\omega_L + \omega_{ref}}{2}\right) \cos\left(\frac{\omega_L - \omega_{ref}}{2}\right) \right|^2 \\
 &= 2\{[1 - \cos(\omega_L + \omega_{ref})][1 + \cos(\omega_L - \omega_{ref})]\}, \tag{3.1}
 \end{aligned}$$

wobei ω_L die Laserfrequenz und ω_{ref} die Referenzlaserfrequenz ist. Sie wird durch eine Oszillation mit der Summenfrequenz der beiden Lichtfelder (erster Faktor von (3.1), im THz-Bereich) beschrieben, die mit der Differenzfrequenz moduliert wird (Zweiter Faktor von (3.1), MHz-Bereich). Diese Schwebungsfrequenz wird von der Photodiode

detektiert, das Signal anschließend verstärkt und mit einem Frequenz-zu-Spannung-Wandler [17, S. 37ff] in ein Fehlersignal konvertiert. Dieses wird einem PID-Regler übergeben, der die Frequenz des ECDL durch Modulation des Diodenstroms und Regeln der Resonatorlänge mit Hilfe einer Piezokeramik stabilisiert.

Mit Hilfe der $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplatte hinter dem Polarisationsstrahlteiler 1 wird die Polarisationsrichtung des Lichts auf die Vorzugsachse des Trapezverstärkers (*tapered amplifier*, kurz TA) gedreht, sodass zusammen mit Einstellung der Strahlage über zwei weitere Spiegel eine optimale Verstärkung erreicht wird. Die Zylinderlinse gleicht die unsymmetrische Divergenz des Strahlprofils vom Trapezverstärker aus. Die Linsen L1 und L2 bilden zusammen ein strahlverkleinerndes Teleskop mit einem Abbildungsverhältnis 3:1. Zusätzlich fokussiert die Linse L1 das Licht in den Isolator, was Verluste an der Isolator-Apertur verringert.

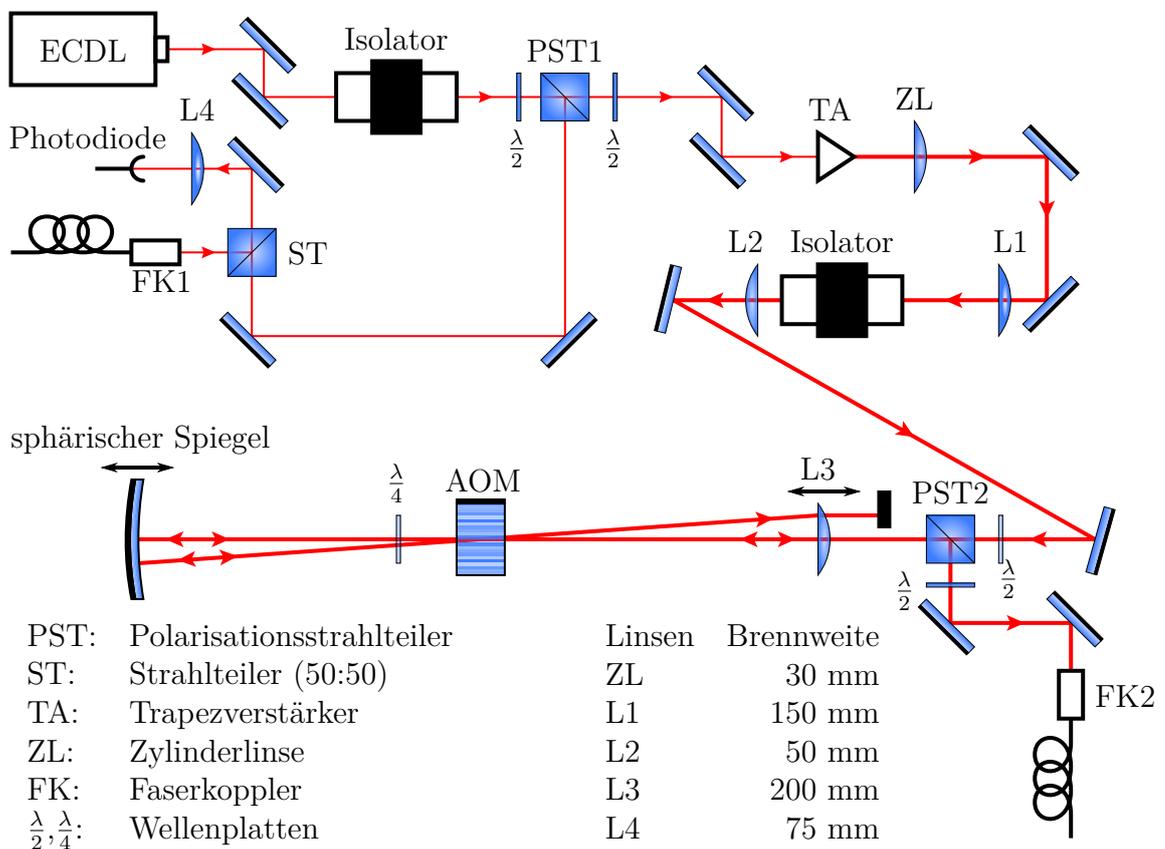


Abbildung 3.3: Aufbau des Lasersystems.

Die Wellenplatte vor Polarisationsstrahlteiler 2 wird so eingestellt, dass der Anteil des transmittierten Lichts maximal ist. Die Linse L3 fokussiert das Laserlicht in den Kristall des akustooptischen Modulators [Crystal Technology Inc., 3200-124] um die

Beugungseffizienz zu erhöhen. Zur Optimierung ist sie auf einer linearen Translationsstufe angebracht, mit der sich die axiale Position verändern lässt. Der sphärische Spiegel mit einem Krümmungsradius von $R = 200$ mm ist in einem Spiegelhalter montiert, der ebenfalls auf einer linearen Translationsstufe angebracht ist. Der sphärische Spiegel wird im Abstand von 200 mm zum AOM so einjustiert, dass sowohl die ungebeugte als auch die 1. Beugungsordnung aus dem AOM in sich zurückreflektiert werden. Dadurch wird ein Teil des Lichts aus der 1. Ordnung ein weiteres mal in die 1. Ordnung gebeugt und so im AOM mit dem ungebeugten Licht aus der zurückreflektierten 0. Ordnung überlagert. Gleichzeitig wird auch ein Teil des reflektierten ungebeugten Lichts auf dem Rückweg im AOM in die -1. Ordnung gebeugt und überlagert sich mit dem auf dem Rückweg ungebeugten Licht aus der 1. Beugungsordnung. Dieser Anteil wird vor dem Polarisationsstrahlteiler 2 blockiert.

Das überlagerte Licht aus der doppelt 0. Ordnung und der doppelt 1. Ordnung hat so unabhängig von der AOM-Frequenz eine starre Strahllage und die Frequenzen der beiden Lichtfelder sind um das Doppelte der AOM-Frequenz gegeneinander verschoben. Das rücklaufende Licht wird mit der Linse L3 wieder kollimiert und am Polarisationsstrahlteiler abgelenkt. Dazu wird die $\frac{\lambda}{4}$ -Wellenplatte zwischen dem AOM und dem sphärischen Spiegel so eingestellt, dass sie beim doppelten Durchlauf die Polarisationsrichtung des Lichts um 90° dreht, damit das Licht am Polarisationsstrahlteiler nahezu vollständig abgelenkt wird. Die $\frac{\lambda}{2}$ -Wellenplatte im abgelenkten Strahl wird so eingestellt, dass die Polarisationsrichtung auf die polarisationserhaltende Achse der Lichtleiterfaser [THORLABS P3-780PM-FC-5] gedreht wird, in die das Licht eingekoppelt wird. Anschließend wird abwechselnd die Faserkopplung des ungebeugten Strahls und der doppelt 1. Ordnung durch iteratives Ändern der Neigung und der Position des sphärischen Spiegels optimiert, sodass beide Teilstrahlen optimal in die Faser eingekoppelt werden.

3.3 Ergebnisse und Charakterisierung des Systems

Da im Aufbau ein AOM mit einer Zentralfrequenz von 200 MHz benutzt wird, dieser aber bei ca. 230 MHz betrieben werden soll, wurde zuerst die Beugungseffizienz beim einfachen Durchlauf bei verschiedenen Frequenzen untersucht um die Eignung für den geplanten Aufbau festzustellen. Dabei wurde der AOM mit einem Radiofrequenzgenerator und einem +35 dBm-Verstärker mit maximaler Ausgangsleistung von 1 W betrieben. Am Frequenzgenerator kann die Frequenz und die Amplitude der in den AOM eingespeisten Radiofrequenz manuell verändert werden. So wurde zunächst eine feste Frequenz eingestellt und die Effizienz mittels Justage optimiert. Dann wurde die

Beugungseffizienz abhängig von der Frequenz aufgenommen. Dies wurde für verschiedene Justagefrequenzen wiederholt. Es gilt zu beachten, dass diese Messung ohne Linse L3 aufgenommen wurde, welche die Beugungseffizienz noch deutlich erhöht hat.

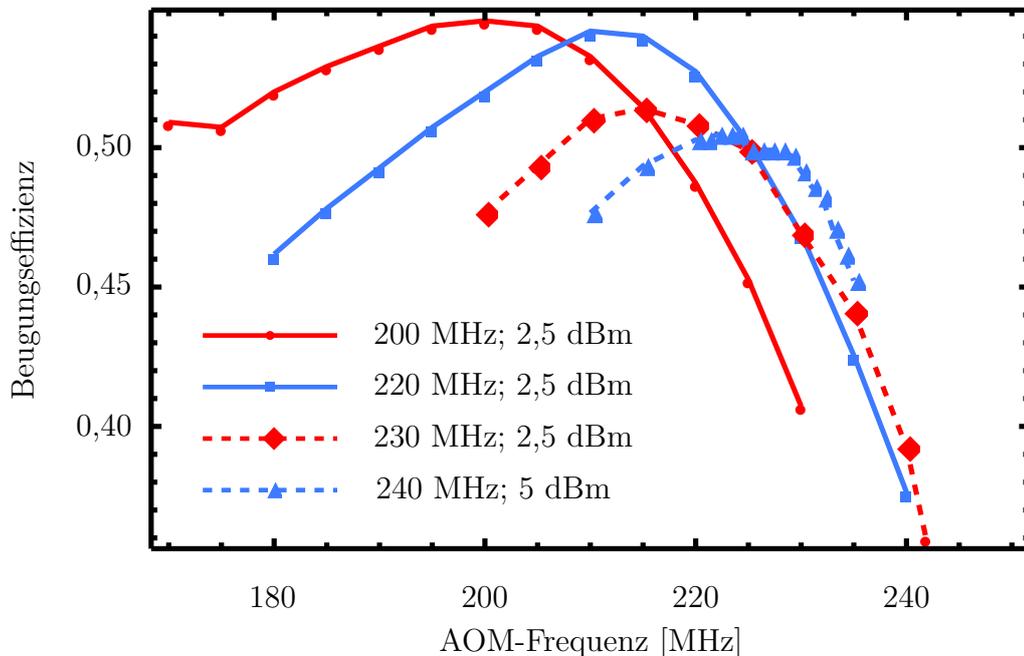


Abbildung 3.4: Beugungseffizienz im Einzelpass bei verschiedenen Justagefrequenzen. Die jeweiligen Frequenzen und Amplituden, mit denen gearbeitet wurde sind in der Legende angegeben. Messung ohne L3 durchgeführt. Dargestellt sind Messpunkte, die zur Übersicht durch Linien verbunden sind.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Effizienz bei einer Frequenz oberhalb des Maximums stark einbricht. Schließlich wurde die Justagefrequenz von 230 MHz ausgewählt, da zwar für eine Justagefrequenz von 240 MHz das Maximum etwa bei 230 MHz liegt, für eine ähnliche Effizienz aber deutlich mehr Radiofrequenzleistung im AOM notwendig ist (+2,5 dBm).

Daraufhin wurde das System bei einer AOM-Frequenz von 230 MHz optimiert und anschließend im Einzelpass charakterisiert. Dazu wurde die Beugungseffizienz in Abhängigkeit der Frequenz und Leistung des Frequenzgenerators gemessen. In Abbildung 3.5 ist ein Auszug aus diesen Daten abgebildet. Es ist zu sehen, dass bei dieser Einstellung um 230 MHz die Beugungseffizienz näherungsweise linear mit der Frequenz und logarithmisch mit der Leistung skaliert. Auch hier gilt zu beachten, dass die Messung noch ohne Linse L3 aufgenommen wurde. So ließ sich eine maximale Beugungseffizienz von ca. 53% erreichen. Nach Einbau der Linse hat sich die maximale Beugungseffizienz im Einzelpass auf ca. 85% erhöht.

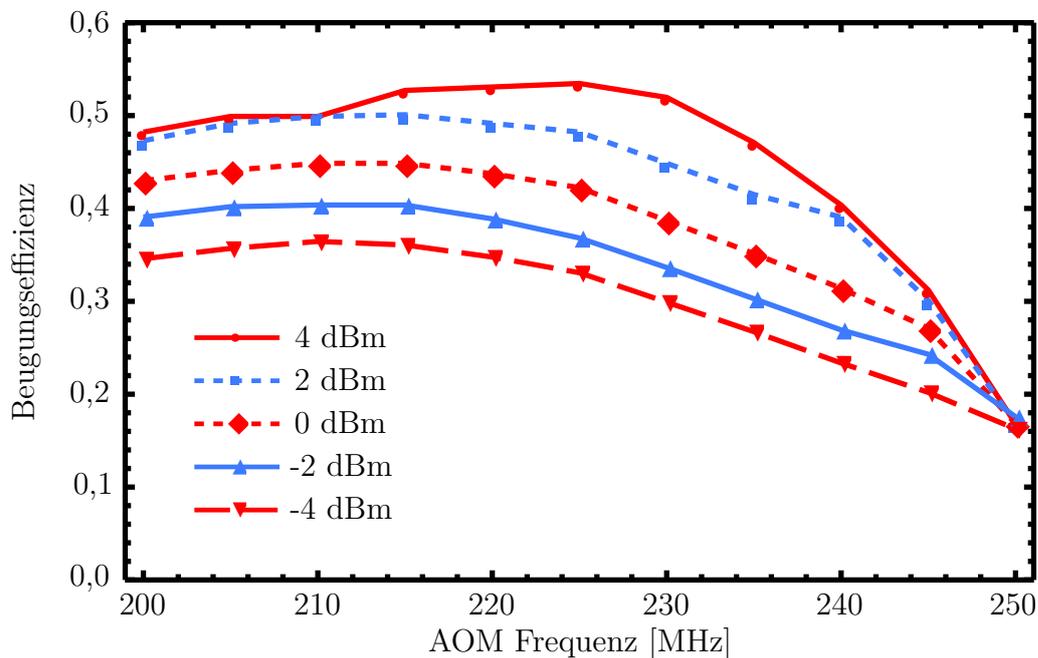


Abbildung 3.5: Beugungseffizienz im Einzelpass bei verschiedenen Radiofrequenzleistungen. Messung ohne L3 durchgeführt. Dargestellt sind Messpunkte, die zur Übersicht durch Linien verbunden sind.

Nach Einbau und Justage des sphärischen Spiegels wurde das System im Bezug auf das Mischungsverhältnis und die Ausgangsleistung charakterisiert. Dazu wurde die Lichtleistung am Ausgang der Faser in der ungebeugten und der doppelt 1. Ordnung abhängig von der Frequenz und Amplitude der am AOM anliegenden Radiofrequenz gemessen. Die Ergebnisse für das Mischungsverhältnis sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Dabei wurde die Leistung in der doppelt 1. Ordnung geteilt durch die Leistung in der doppelt 0. Ordnung logarithmisch aufgetragen. Es ist zu sehen, dass ein Leistungsverhältnis bis 100:1 erreichbar ist. Außerdem ändert sich die Form der Kurven bei unterschiedlichen Leistungen kaum, sie sind lediglich zueinander parallelverschoben. Die zugehörigen Gesamtleistungen (Summe der beiden Ordnungen Normiert auf AOM-Eingangsleistung) sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Gesamtleistung ist bei einem Mischungsverhältnis von 1 : 1 minimal, da hier auf dem Rückweg durch den AOM von der ersten Ordnung etwa die Hälfte ungebeugt transmittiert wird und von der 0. Ordnung etwa die Hälfte gebeugt wird. Auf diese Weise geht etwa 50% der Leistung verloren. Bei höherer oder geringerer Beugungseffizienz hingegen sind die Verluste kleiner.

In Doppelpasskonfiguration konnte so in der doppelt 1. Ordnung eine Effizienz von 69% (bezogen auf die AOM-Eingangsleistung) vor der Faserkopplung erreicht werden.

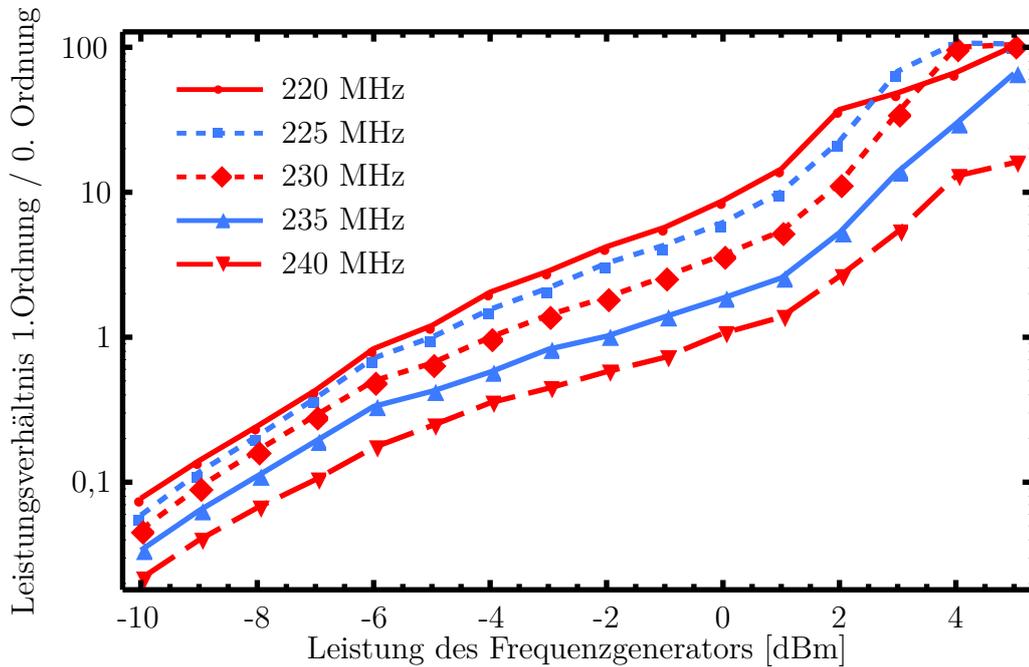


Abbildung 3.6: Mischungsverhältnis der beiden Frequenzanteile im Doppelpass. Dargestellt sind Messpunkte, die zur Übersicht durch Linien verbunden sind.

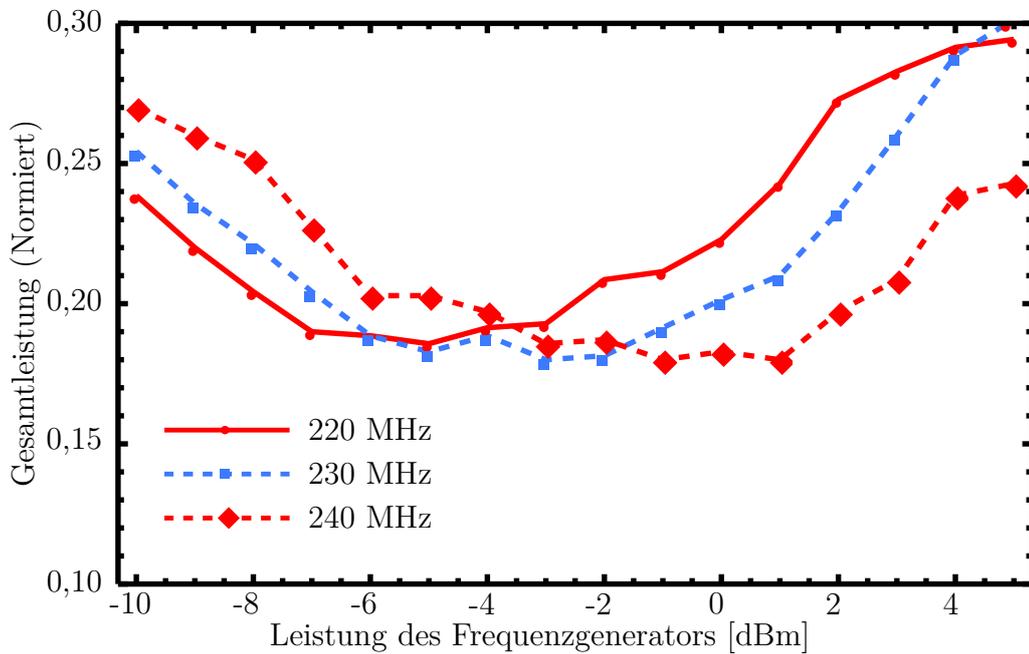


Abbildung 3.7: Gesamtleistung der beiden Frequenzanteile im Doppelpass. Die Leistung wurde normiert auf die AOM-Eingangsleistung. Dargestellt sind Messpunkte, die zur Übersicht durch Linien verbunden sind.

Dies erreicht fast das Ergebnis von [15], hier wird eine Effizienz von 75% angegeben. Die etwas geringere Leistungsfähigkeit kann damit zusammenhängen, dass der für eine Zentralfrequenz von 200 MHz ausgelegte AOM bei einer Frequenz von 230 MHz betrieben wird um die gewünschte Frequenzdifferenz von 460 MHz zu erreichen.

Bei der Faserkopplung geht zusätzlich noch etwa die Hälfte der Leistung verloren, da das Strahlprofil des Trapezverstärkers keinem idealen Gaußprofil entspricht. Insgesamt ließ sich so eine Gesamteffizienz von ca. 36% realisieren. Die Effizienz bei einer 1:1 Mischung liegt aufgrund der oben beschriebenen Verluste bei etwa 20%.

Anschließend wurden die beiden Lichtfelder auf Phasenrauschen untersucht, der Aufbau dazu ist schematisch in Abbildung 3.8 abgebildet. Dazu wurde die Schwebung der überlagerten Lichtfelder mit einer Photodiode detektiert und anschließend verstärkt. Dieses Signal wurde in einem Mischer mit der doppelten in den AOM eingespeisten Frequenz gemischt und so zur Interferenz gebracht. Das erhaltene Signal wurde anschließend mit einem Frequenzanalysator (*fast fourier transform*, kurz FFT) gemessen, welcher den Gleichstromanteil des Interferenzsignals frequenzabhängig aufnimmt.

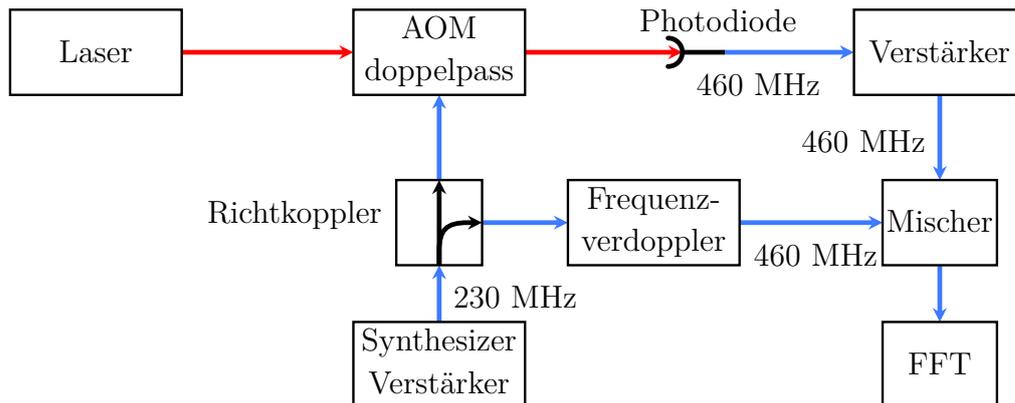


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau zur Messung des Phasenrauschens

Dazu wurden die Phasenlagen der beiden überlagerten Wellen mit einem Phasenschieber zwischen Frequenzverdoppler und Mischer so angepasst, dass sich der Gleichstromanteil um den Nullpunkt herum bewegt. Hier kann beobachtet werden, dass im System keine Drifts auftreten und das Signal auf großen Zeitskalen phasenstabil ist. Das Ergebnis der Messung mit dem FFT ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

Da die Interferometerphase auf Rauschen unterschiedlicher Frequenzen unterschiedlich stark reagiert, muss aus diesen Daten mittels einer frequenzabhängigen Transferfunktion

$$H(\omega) = \frac{4\omega\Omega}{\omega^2 - \Omega^2} \sin\left(\frac{\omega(2\tau + T)}{2}\right) \left(\cos\left(\frac{\omega(2\tau + T)}{2}\right) + \frac{\Omega}{\omega} \sin\left(\frac{T\omega}{2}\right) \right) \quad (3.2)$$

die Auswirkung des Phasenrauschens auf das Atominterferometer berechnet werden (Abbildung 3.10) [18]. Dabei ist τ die Pulszeit, Ω die Rabi-Frequenz und T die freie Entwicklungszeit. Das Gesamtphasenrauschen berechnet sich dann zu

$$\Delta\phi = \sqrt{\int \Delta\phi_L(\omega)H(\omega)^2d\omega} \approx 84 \text{ mrad}, \quad (3.3)$$

wobei $\Delta\phi_L(\omega)$ die spektrale Phasenrauschdichte (Abbildung 3.9) ist und $H(\omega)$ mit den Parametern $\tau = 25 \mu\text{s}$, $\Omega = \pi/2\tau$, $T = 80 \text{ ms}$ ausgewertet wurde. Daraus resultiert mit (2.20) eine durch das Phasenrauschen limitierte Kurzzeitstabilität von

$$\Delta g = \frac{\Delta\phi}{k_{\text{eff}}T^2} \approx 8 \cdot 10^{-7} \frac{\text{m}}{\text{s}^2}. \quad (3.4)$$

Da sich der größte Teil des Rauschens auf einen Bereich unterhalb von 100 Hz beschränkt, lässt es sich voraussichtlich mit der Implementierung einer zusätzlichen Phasenstabilisierung stark reduzieren. Damit stellt das Laserphasenrauschen keinen limitierenden Faktor für die Stabilität des Interferometers dar.

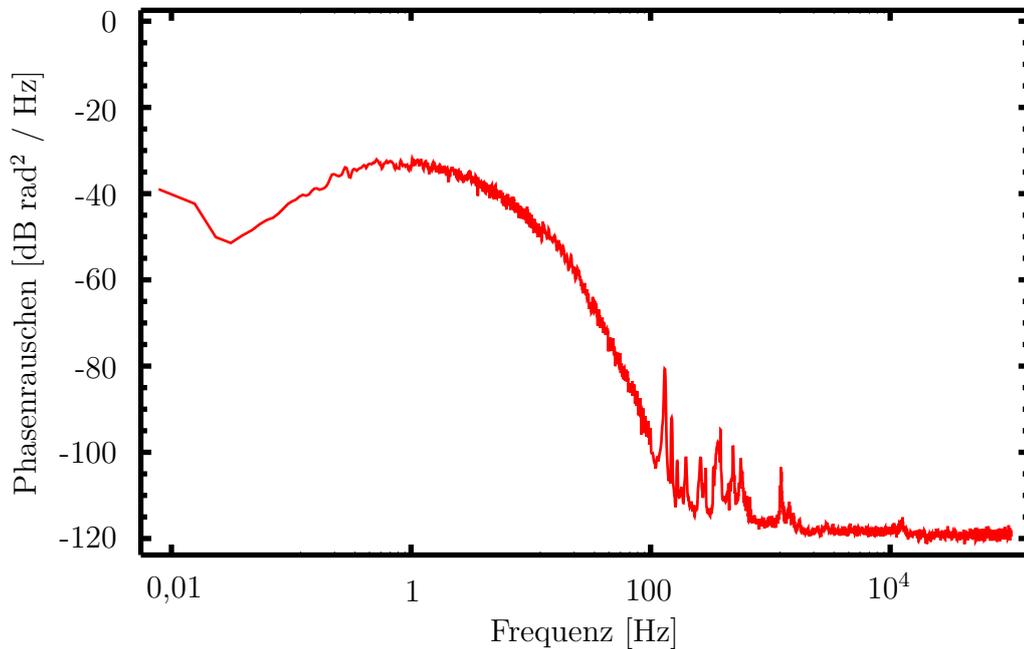


Abbildung 3.9: Spektrale Rauschleistungsdichte verursacht durch Phasenrauschen des AOM. Dieses überträgt sich mit einer Transferfunktion zu insgesamt 84 mrad Phasenrauschen auf den Interferometerzyklus

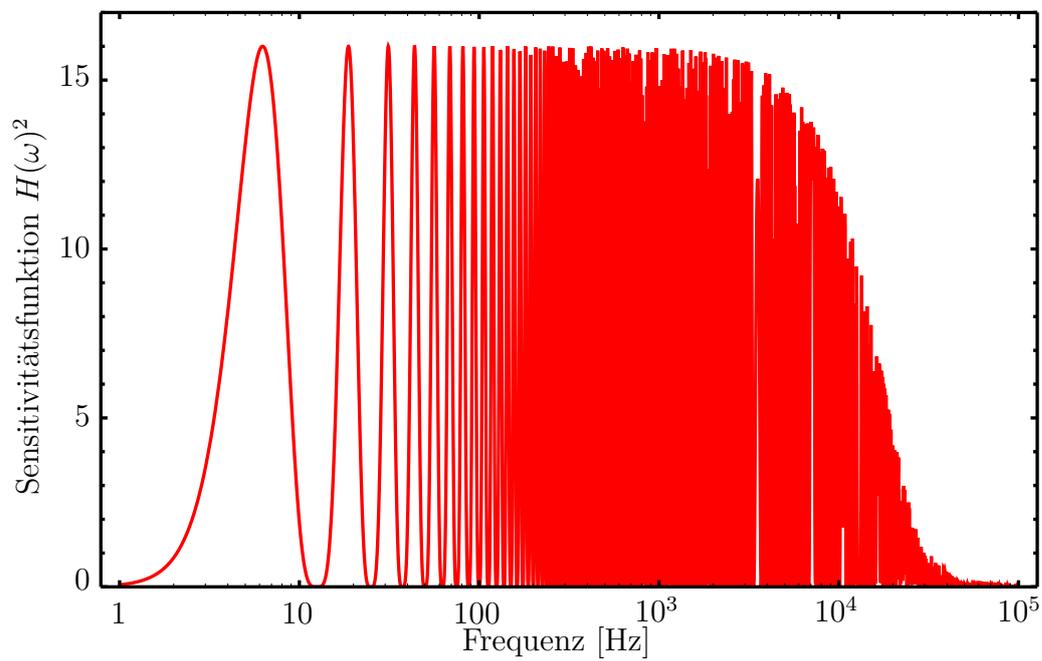


Abbildung 3.10: Sensitivitätsfunktion zur Übertragung des Laserphasenrauschens auf das Interferometer. Dargestellt ist das Quadrat von (3.2) mit den folgenden Parametern: Pulszeit $\tau = 25 \mu\text{s}$, Rabi-Frequenz $\Omega = \pi/2\tau$, freie Entwicklungszeit $T = 80 \text{ ms}$.

KAPITEL 4

AUSBLICK

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass sich das Konzept des aufgebauten Lasersystems gut für die Interferometrie mit ^{39}K eignet. Um die Dopplerverschiebung der beschleunigten Atome auszugleichen, kann ein ausreichend großer Durchstimmbereich der Frequenzdifferenz der beiden Lichtfelder gewährleistet werden. Außerdem kann das Leistungsverhältnis der beiden Lichtfelder nahezu frei eingestellt werden, wobei bei einem Verhältnis um 1:1 die Änderung der Gesamtleistung bei Verstimmen der Differenzfrequenz minimal ist. Das gemessene Phasenrauschen überträgt sich mit ca. 84 mrad Gesamtphasenrauschen auf den Interferometerzyklus, woraus eine durch Phasenrauschen limitierte Kurzzeitstabilität von $8 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}^2$ resultiert. Dies ist im Vergleich zu ca. 20 mrad Phasenrauschen und $\sim 1,9 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}^2$ daraus resultierender Kurzzeitstabilität des Interferometerzyklus mit Rubidium bei $T = 80 \text{ ms}$ deutlich höher, lässt sich aber durch die Implementierung eines phasenstabilisierten Referenzoszillators als Radiofrequenzquelle für den AOM noch deutlich reduzieren.

Gegenüber dem vorhandenen Aufbau des Raman-Lasersystems für ^{87}Rb hat das aufgebaute System für ^{39}K den Vorteil, dass es mit deutlich weniger optischen Komponenten auskommt. Dies hängt vor allem damit zusammen, dass für ^{87}Rb zwei Laser benötigt werden, da hier die Hyperfeinaufspaltung ca. 6,8 GHz beträgt und diese Frequenzverschiebung nicht effizient mit akustooptischen Modulatoren erreichbar ist. Diese beiden Laser müssen zueinander phasenstabilisiert werden, was ebenfalls wesentlich aufwendiger ist als die Phasenstabilisierung des AOM im Lasersystem für Kalium. Ein weiterer Vorteil dieses Aufbaus ist, dass äußere Schwankungen, wie beispielsweise Temperatur und Luftdruck, sich gleich auf die beiden Lichtfelder auswirken, da sie bis auf den Weg zwischen dem AOM zum sphärischen Spiegel und zurück immer überlagert sind und so kaum zusätzliche Phasendifferenzen auftreten können. Dieser Vorteil wäre bei den

alternativen Aufbauten, die in Abschnitt 3.1 vorgestellt werden nicht der Fall, da hier die beiden Strahlen über einen größeren Bereich voneinander getrennt verlaufen und sich so äußere Einflüsse unterschiedlich auf beide Pfade auswirken können.

Als nächster Schritt muss nun eine Möglichkeit implementiert werden, Pulse zu realisieren, was mit Hilfe eines weiteren AOM und einer zusätzlichen Blende geschehen kann. Außerdem muss ein System für die Detektion des elektronischen Zustands der ^{39}K -Atome aufgebaut werden. Danach kann das System direkt an ^{39}K -Atomen getestet und optimiert werden. In Zukunft kann mit diesem System analog zum vorhandenen System für ^{87}Rb ein Atominterferometer mit ^{39}K realisiert werden, mit dem sich zum einen ebenfalls hochpräzise die Gravitationsbeschleunigung g messen lässt und zum anderen durch Vergleich mit Rubidium das Äquivalenzprinzip mit einer voraussichtlichen Präzision von $\sim 10^{-9} g$ überprüfen lässt.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Bergmann Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*. Bd. 3.
10. Auflage.
de Gruyter, 2004
- [2] DEMTRÖDER, Wolfgang:
Experimentalphysik. Bd. 2.
Springer, 2004
- [3] EINSTEIN, A.:
Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen
Gesichtspunkt.
In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 6, 132–148.
<http://dx.doi.org/10.1002/andp.19053220607>. –
DOI 10.1002/andp.19053220607
- [4] BROGLIE, L. de:
Recherches sur la théorie des Quantas, Doktorarbeit, 1924.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00006807/fr>
- [5] DAVISSON, C. ; GERMER, L. H.:
Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel.
In: *Phys. Rev.* 30 (1927), Dec, 705–740.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.30.705>. –
DOI 10.1103/PhysRev.30.705
- [6] ARNDT, M. ; NAIRZ, O. ; PETSCHINKA, J. ; ZEILINGER, A.:
High contrast interference with C60 and C70.
In: *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IV - Physics* 2 (2001),
Nr. 4, 581 - 585.
[http://dx.doi.org/10.1016/S1296-2147\(01\)01189-1](http://dx.doi.org/10.1016/S1296-2147(01)01189-1). –
DOI 10.1016/S1296-2147(01)01189-1. –
ISSN 1296–2147
- [7] FOOT, Christopher J.:

- Atomphysik.*
Oldenbourg Verlag, 2011
- [8] RAAB, E. L. ; PRENTISS, M. ; CABLE, Alex ; CHU, Steven ; PRITCHARD, D. E.:
Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure.
In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), Dec, 2631–2634.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2631>. –
DOI 10.1103/PhysRevLett.59.2631
- [9] CHU, Steven ; HOLLBERG, L. ; BJORKHOLM, J. E. ; CABLE, Alex ; ASHKIN, A.:
Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation
pressure.
In: *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985), Jul, 48–51.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.48>. –
DOI 10.1103/PhysRevLett.55.48
- [10] SCHOSER, J. ; BATĂR, A. ; LÖW, R. ; SCHWEIKHARD, V. ; GRABOWSKI, A. ;
OVCHINNIKOV, Yu. B. ; PFAU, T.:
Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical
trap.
In: *Phys. Rev. A* 66 (2002), Aug, 023410.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.66.023410>. –
DOI 10.1103/PhysRevA.66.023410
- [11] MÜLLER, T. ; WENDRICH, T. ; GILOWSKI, M. ; JENTSCH, C. ; RASEL, E. M. ;
ERTMER, W.:
Versatile compact atomic source for high-resolution dual atom interferometry.
In: *Phys. Rev. A* 76 (2007), Dec, 063611.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.76.063611>. –
DOI 10.1103/PhysRevA.76.063611
- [12] PETERS, A ; CHUNG, K Y. ; CHU, S:
High-precision gravity measurements using atom interferometry.
In: *Metrologia* 38 (2001), Nr. 1, 25.
<http://stacks.iop.org/0026-1394/38/i=1/a=4>
- [13] BOYD, Robert W.:
Nonlinear Optics.
third edition.
Amsterdam; Boston : Academic Press, 2008
- [14] GORDON, E. I.:
A Review of Acoustooptical Deflection and Modulation Devices.
In: *Appl. Opt.* 5 (1966), Oct, Nr. 10, 1629–1639.
<http://dx.doi.org/10.1364/AO.5.001629>. –
DOI 10.1364/AO.5.001629
- [15] DONLEY, E. A. ; HEAVNER, T. P. ; LEVI, F. ; TATAW, M. O. ; JEFFERTS, S. R.:
Double-pass acousto-optic modulator system.

- In: *Review of Scientific Instruments* 76 (2005), Nr. 6, 063112.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1930095>. –
DOI 10.1063/1.1930095
- [16] GILOWSKI, M. ; SCHUBERT, Ch. ; ZAISER, M. ; HERR, W. ; WÜBBENA, T. ;
WENDRICH, T. ; MÜLLER, T. ; RASEL, E.M. ; ERTMER, W.:
Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.
In: *Optics Communications* 280 (2007), Nr. 2, 443 - 447.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2007.08.043>. –
DOI 10.1016/j.optcom.2007.08.043
- [17] JÖLLENBECK, S.:
Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle,
Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Diplomarbeit, 2008
- [18] CHEINET, Patrick:
Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids, Université Paris IV,
Diss., 2006
- [19] WINTER, Nils:
Ein Lasersystem zur hochauflösenden Raman-Interferometrie mit Kalium & Rubidium, Leibniz Universität Hannover, Diplomarbeit, 2010

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

1.1	Drei-Gitter-Interferometer, Basierend auf [7]	2
2.1	Rabi-Oszillation	8
2.2	Atom-Interferometer	9
2.3	Raman-Übergang, Basierend auf [12]	11
2.4	Auszug aus dem Termschema von ^{39}K , basierend auf [19]	12
2.5	Messung der Erdbeschleunigung mit einem Atominterferometer	13
2.6	Bragg-Reflektion an einer Schallwelle, Basierend auf [13]	14
2.7	Impulserhaltung bei Braggreflektion, Basierend auf [13]	15
2.8	Schematische Darstellung eines akustooptischen Modulators	16
3.1	Lasersystem Konzept 1	18
3.2	Lasersystem Konzept 2	18
3.3	Aufbau des Lasersystems	20
3.4	Beugungseffizienz im Einzelpass (Justageabhängig)	22
3.5	Beugungseffizienz im Einzelpass (Leistungsabhängig)	23
3.6	Mischverhältnis (Amplituden- und Frequenzabhängig)	24
3.7	Gesamtleistung (Normiert, Amplituden- und Frequenzabhängig)	24
3.8	Aufbau zur Messung des Phasenrauschens	25
3.9	Spektrale Rauschleistungsdichte	26
3.10	Sensitivitätsfunktion	27

DANKSAGUNG

Zuerst möchte ich mich an dieser Stelle für die Unterstützung bei der Bachelorarbeit bedanken. Bei den Atlas-Doktoranden Dennis, Ulli und Jonas für die viele konstruktive Kritik, einige Balkon-Kaffee-Erklär-Gespräche und das Korrekturlesen. Bei den übrigen Büroinsassen für das Beantworten der vielen Fragen, die einem so beim Schreiben kommen. Und nicht zuletzt natürlich bei Prof. Dr. Ernst M. Rasel für das Ermöglichen dieser Arbeit am Institut für Quantenoptik.

Außerdem möchte ich mich auch ganz herzlich bei allen bedanken, die mich während meiner gesamten Studienzeit unterstützt und begleitet haben. Zuerst natürlich bei meinen Eltern, ohne euch wäre ich sicher nicht hier! Dann möchte ich Maike danken: Du hast mich immer mit der nötigen Motivation versorgt, um so erfolgreich durchs Studium zu kommen und trotzdem Spaß und Freizeit nicht vernachlässigt. Für eine äußerst abwechslungsreiche Studienzeit- und Freizeitgestaltung möchte ich mich außerdem auch bei meinen Freunden und Kommilitonen bedanken: Tobi, Buddi, Teresa, Richard, Christian, Konstanze, dem WV-Team, Erik, Katja, Paul und dem Rest aus unserem Semester, und allen die ich hier vergessen habe: Ohne euch hätte das Studieren sicher nicht so viel Spaß gemacht!

Danke!

SELBSTSTÄNDIGKEITSERKLÄRUNG

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Hannover, den 2. Oktober 2012

Christian Meiners