
Aufbau und Charakterisierung von Komponenten eines mobilen Atominterferometers

Sebastian Grede
19. November 2009

Diplomarbeit im Studiengang: Physik

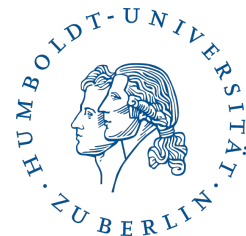
Gutachter:

Prof. M. Lehmann



Technische Universität
Berlin

Prof. A. Peters



Humboldt Universität
Berlin

Erklärung

Die selbstständige und eigenständige Anfertigung versichert an Eides statt.
Berlin, den 19.11.2009

.....

Sebastian Grede

Zusammenfassung

Die vorliegende Diplomarbeit wurde am Institut für Physik der Humboldt Universität zu Berlin im Rahmen einer europäischen Kollaboration angefertigt. Dieses Projekt ist eine Kooperation mehrerer europäischer Universtitäten und Forschungseinrichtungen. Ziel des Projektes ist die Entwicklung von Inertialsensoren auf Basis der Atominterferometrie. Im Rahmen des Projektes wird ein mobiles Gravimeter entwickelt, in dem die Materiewellen von lasergekühlten ^{87}Rb Atomen zur Interferenz gebracht werden. Die für die Interferometrie benötigten Strahlteiler und Spiegel werden durch Raman Übergänge erzeugt. Ziel ist der Aufbau eines transportfähigen Experiments mit einer Empfindlichkeit im Bereich von $\frac{\Delta g}{g} = 10^{-10}$. Damit kann es in Zukunft zum Beispiel für geologische Messungen eingesetzt werden.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung und Charakterisierung zweier Komponenten des Interferometers. Um die Raman Übergänge zu erzeugen, werden zwei Laser benutzt. Diese müssen, um eine hohe Empfindlichkeit des Interferometers zu erreichen, eine extrem stabile Phasenbeziehung zueinander haben. Um das zu realisieren, wurde ein Phasenregelkreis mit Regelbandbreiten von 200 kHz und 2 MHz für die Laser aufgebaut und charakterisiert. Es wurde das Phasenrauschen der Regelung zwischen beiden Lasern gemessen und die erreichbare Empfindlichkeit des Interferometers bestimmt. Sie liegt für Laserpulse der Dauer $\tau = 100 \mu\text{s}$ und Pulsabstände von $T=150 \text{ ms}$ bei $\frac{\Delta g}{g} = 1,9 \cdot 10^{-10}$.

Das eigentliche Interferometersignal wird durch Auslesen von Atomzahlen bestimmt. Den Hauptteil der Arbeit bilden Entwicklungsarbeiten zum Aufbau einer differentiellen Absorbptionsmessung, zur Bestimmung der Atomzahlen am Interferometer. Da Absorbptionsmessungen empfindlich auf das Amplitudenrauschen des Messlasers reagieren, wurde zunächst ein sehr rauscharmer Photodetektor aufgebaut. Mit ihm wurde das Amplitudenrauschen des Detektionslasers in einer Bandbreite von 35 MHz vermessen. Um das Amplitudenrauschen des Lasers zu unterdrücken, wurde ein elektronisch balancierter Detektor aufgebaut und charakterisiert. Dieser erreicht eine Rauschunterdrückung von mehr als 60 dB in einer Bandbreite von 10 kHz. Seine Unterdrückung fällt bis 1 MHz auf etwa 20 dB ab. Es wurde gezeigt das der Detektor in der Lage ist, fast in seiner gesamten Messbandbreite das Rauschen des Detektionslasers auf das

Schrotrauschlevel zu reduzieren. Mit Hilfe eines Testaufbaus wurde nachgewiesen, dass eine differentielle Absorbtionsmessung am Interferometer möglich ist. In einer Simulation konnten die mit dieser Detektion theoretisch erreichbaren Signal zu Rauschverhältnisse berechnet werden. Die Auswertung der Simulationsergebnisse sagt voraus, dass bereits bei 10^6 Atomen in einer Messzeit von 2 ms ein Signal zu Rauschverhältnis von 3000:1 erreichbar ist. Ab einer Anzahl von 10^5 Atomen wird die Detektion durch das standard Quantenlimit begrenzt.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 9 |
| 2 | Atominterferometrie | 13 |
| 2.1 | Mach-Zehnder Geometrie | 13 |
| 2.2 | Der Ramanübergang als Strahlteiler | 17 |
| 2.3 | Interferometerphase | 19 |
| 3 | Phasenstabilisierung der Laser | 23 |
| 3.1 | Auswirkung des Phasenrauschens der Laser auf das Interferometer | 23 |
| 3.2 | Erzeugung der Laser Beats | 25 |
| 3.3 | Phasenstabilisierung der Laser | 27 |
| 3.4 | Charakterisierung der Phasenregelkreise | 30 |
| 4 | Detektionssystem | 35 |
| 4.1 | Einführung | 36 |
| 4.1.1 | Grundlagen der Atomzahlmessung | 36 |
| 4.1.2 | Rauschquellen in der Detektion | 39 |
| 4.1.3 | Prinzip einer balancierten Absorbtionsmessung | 47 |
| 4.2 | Simulation der erreichbaren Empfindlichkeit | 50 |
| 4.3 | Messung des Laserrauschens | 61 |
| 4.4 | Versuchsaufbau zur Detektion am Interferometer | 72 |
| 4.4.1 | Aufbau und Charakterisierung des balancierten Photodetektors | 72 |
| 4.4.2 | Charakterisierung des Testaufbaus | 82 |
| 5 | Ausblick | 91 |
| A | Schaltpläne | 95 |

Kapitel 1

Einleitung

Die Messung von Inertialkräften ist seit Newton ein wesentlicher Bestandteil der Physik. Auch in der heutigen Zeit sind durch das Erreichen höherer Präzisionen die Messung von Beschleunigungen und Rotationen wieder in den Fokus der Grundlagenforschung gerückt. So können durch empfindliche Beschleunigungssensoren grundlegende Experimente wie Tests zum Äquivalenzprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie, Untersuchungen des Lens-Thirring-Effektes und die Suche nach einer möglichen fünften Kraft realisiert werden. In der angewandten Forschung werden Inertialsensoren zum Beispiel für die Suche nach Rohstoffvorkommen, in der Navigation, für die Untersuchung der globalen Erwärmung, zur Erdbebenvorhersage und für die Entwicklung neuer geologischer Modelle eingesetzt.

Die Methoden zur Messung von Inertialkräften reichten in der Vergangenheit von an Federn aufgehängten Massestücken bis hin zu hochpräzisen Lasergyroskopen, die auf der Interferometrie von Lichtwellen basieren. Ein neues Prinzip, das in den letzten 25 Jahren immer mehr an Bedeutung gewonnen hat, ist der Einsatz von Interferometern basierend auf Materiewellen. Bei diesen werden analog zu Lichtinterferometern durch Interferenz die Phasenverschiebungen von Materiewellen gemessen. Aus diesen Messungen können beispielsweise die lokalen Beschleunigungen und Rotationen bestimmt werden. Damit lassen sich hochpräzise Inertialsensoren konstruieren, die bereits heute die bisher erreichten Genauigkeiten übertreffen. Bereits 1975 wurde von Colella, Overhauser und Werner [1] die Beschleunigung eines Neutrons durch Gravitation mit Hilfe eines Materiewelleninterferometers gemessen. 1991 wurden die ersten Interferometer mit neutralen Atomen verwirklicht. Hierbei wurden die zur Interferometrie benötigten Spiegel und Strahlteiler zunächst durch Mikroschlitze [2] oder durch Gitter [3] realisiert. Eine andere Methode der Strahlteilung beruht auf der Wechselwirkung von Licht mit Materie. Durch den Photonenrückstoß kann der Materiestrahl kohärent getrennt, reflektiert und wieder überlagert werden. Dies wurde für einen Ein-Photonenprozess in [4] und für einen Zwei-

Photonenprozess in [5] realisiert.

Das am Institut für Physik der Humboldt Universität zu Berlin entwickelte Gravimeter beruht auf der Interferenz lasergekühlter ^{87}Rb Atome. Die Strahlteiler und Spiegel für die Materiewellen werden dabei durch Raman Übergänge realisiert. Ziel des Projektes ist der Bau eines mobilen Gravimeters mit einer Empfindlichkeit von $\frac{\Delta g}{g} = 10^{-10}$. Das Atominterferometer wird im Rahmen einer europäischen Kolaboration entwickelt. Dies ist eine Kooperation mehrerer Europäischer Universitäten und Forschungseinrichtungen, deren Ziel die Entwicklung von mobilen Inertialsensoren basierend auf der Atominterferometrie ist.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden zwei Komponenten des Interferometers entwickelt und charakterisiert. Die erste ist der Phasenregelkreis der Raman Laser, mit denen die Strahlteiler und Spiegel im Experiment realisiert werden. Eine hohe Interferometerempfindlichkeit lässt sich nur bei einer sehr stabilen Lichtphase dieser beiden Laser zueinander erreichen, weshalb diese aktiv stabilisiert werden. Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung einer elektronisch balancierten Absorptionsdetektion für das Interferometer. Hier wurden sowohl Modellrechnungen für die mit dieser Methode erreichbaren Signal zu Rauschverhältnisse durchgeführt, als auch der für die Detektion benötigte Detektor aufgebaut und an einem Testaufbau charakterisiert. Dieser Teil bildet den Hauptteil der Arbeit.

Die vorliegende Diplomarbeit ist inhaltlich in folgende Teile untergliedert:

In **Kapitel 2** wird zunächst kurz in die Grundlagen der Atominterferometrie eingeführt. Es wird das Prinzip eines Interferometers mit Materiewellen in einer Mach-Zehnder Geometrie erklärt. Dabei wird auf die Verwendung von Raman Übergängen zur Strahlteilung eingegangen. Es folgt eine kurze Zusammenfassung der auftretenden Phasenverschiebungen im Interferometer, die als letzte Messgröße dienen. In **Kapitel 3** wird die aufgebaute Phasenregelung der Raman Laser vorgestellt. Es wird darauf eingegangen, wie sich das Phasenrauschen der Laser auf die Empfindlichkeit des Interferometers auswirkt. Danach wird der Aufbau der Phasenregelung beschrieben und die bei der Charakterisierung gewonnenen Ergebnisse präsentiert. **Kapitel 4** ist der Vorstellung der balancierten Absorptionsdetektion gewidmet. Es werden, nach Einführung in das Konzept von Atomzahlmessung mittels Fluoreszenz und Absorptionsdetektion, die in der Absorptionsdetektion auftauchenden Rauschquellen erläutert. Nach Erklärung des Prinzips einer elektronisch balancierten Absorptionsmessung folgt eine Simulation der erreichbaren Signal zu Rauschverhältnisse. Zur Charakterisierung des Rauschens des Detektionslasers wurde ein Photodetektor gebaut. Es folgen dessen Charakterisierung und die Messergebnisse der Laserrauschmessung. Den letzten Teil des Kapitels bildet die Charakterisierung des elektronisch balancierten Detektors und Messungen an einem Testaufbau. An diesem wurde untersucht, wie die Absorptionsmessung

am Interferometer realisiert werden könnte und wie sich benötigte Frequenzmodulationen auf den Aufbau auswirken. Im **Ausblick** der Arbeit wird auf zwei Modifikationen des balancierten Detektors eingegangen. Durch eine dieser Modifikationen sollte es in Zukunft möglich sein, ohne Frequenzmodulationen bei der Detektion auszukommen. Mit der zweiten Modifikation kann das Rauschen bei der Detektion noch weiter reduziert werden.

Kapitel 2

Atominterferometrie

Das Ziel unseres Experiments ist der Bau eines mobilen Gravimeters, basierend auf der Atominterferometrie. Der Aufbau soll eine Messgenauigkeit von $\frac{\Delta g}{g} = 10^{-10}$ erreichen.

Normalerweise benötigen die optischen und mechanischen Komponenten zur Realisierung eines solchen Experiments den Platz mehrerer optischer Tische. Durch die Entwicklung einer geeigneten Miniaturoptik und einer entsprechenden Vakuumkammer, soll es in Zukunft gelingen das Experiment transportabel zu machen. In diesem Kapitel sollen kurz die Grundlagen eines Atominterferometers in Mach-Zehnder Geometrie erklärt werden. Dazu wird im ersten Teil der Ablauf einer Interferometersequenz beschrieben. Zur Realisierung der beim Interferometer benötigten Strahlteiler und Spiegel werden Raman Übergänge benutzt. Ihr Prinzip wird im Anschluss kurz erklärt. Den letzten Teil des Kapitels bildet eine Erklärung des Zustandekommens des eigentlichen Messsignals im Interferometer.

2.1 Mach-Zehnder Geometrie

Unser Interferometer soll analog zu dem von Kasevich und Chu [6] in einer Mach-Zehnder Geometrie realisiert werden. Beim klassischen Mach-Zehnder Interferometer, (siehe Abbildung 2.1) wird ein Laserstrahl durch einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Diese propagieren entlang der Wege A und B und werden durch einen zweiten Strahlteiler wieder überlagert. Die sich dabei ergebenden Gangunterschiede führen zur Interferenz.

Dieses Prinzip wird auf Materiewellen übertragen. Dazu werden die zu den zwei Hyperfein-Grundzuständen des ^{87}Rb Atoms, $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$, $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$, gehörenden Wellenfunktionen zur Interferenz gebracht. Die Interferometer Geometrie wird durch Raman Pulse realisiert. Mit diesen können sowohl Strahlteiler als auch Spiegel für die atomaren Wellenfunktionen erzeugt werden. Dies geschieht zum einen durch die kohärente Aufteilung der Atome auf die beiden

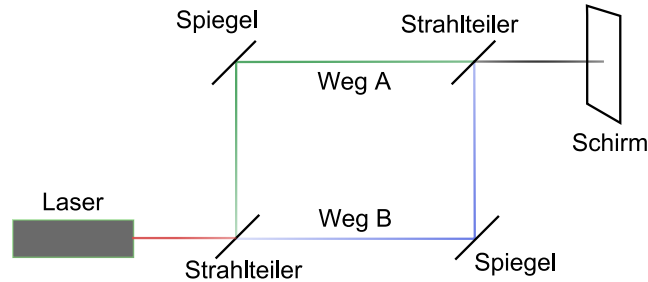


Abbildung 2.1: Mach-Zehnder Interferometer

Grundzustände, zum anderen durch die räumliche Aufspaltung der Atome aufgrund des Photonenrückstoßes.

Das Interferometer arbeitet im Pulsbetrieb. Eine Interferometersequenz teilt sich auf in die Präparation des atomaren Ensembles, die Interferometrie und die Detektion. Die Atomquelle wird durch das Fangen von Rubidium Atomen in eine magnetooptische Falle realisiert. Dies geschieht in einer evakuierten Vakuumkammer. Abbildung 2.2 zeigt einen Querschnitt durch die Vakuumkammer. In der Kammer herrscht eine Druck von 10^{-10} mbar. Die MOT wird aus dem Hintergrunddampf geladen, der durch das Erhitzen von Rubidiumdispensern in der Kammer erzeugt wird. In ihr werden etwa 10^8 Atome in 300 ms gefangen und auf eine Temperatur von etwa $5 \mu\text{K}$ heruntergekühlt. Durch Verstimmung der Kühlungslaser wird aus den Atomen eine bewegte Molasse erzeugt. Dadurch werden die Atome in vertikaler Richtung beschleunigt. Sie beschreiben eine Parabelbahn innerhalb des Interferometerrohres, was auch als atomare Fontäne bezeichnet wird.

Auf ihrem Weg in das Interferometerrohr, werden die Atome präpariert und zustandsselektiert. Dies geschieht durch optisches Pumpen und geschwindigkeitsselektive Ramanpulse. Damit wird sichergestellt, dass sich die Atome am Beginn der Interferometersequenz in $|F = 1, m_f = 0\rangle$ befinden. Dies ist nötig, um sie unempfindlich auf die Zeeman Aufspaltung durch Restmagnetfelder zu machen. Zum anderen wird durch die Geschwindigkeitsselektion die Temperatur der Wolke in vertikaler Richtung bis auf wenige Nanokelvin gebracht.

Erreichen die Atome das Interferometerrohr, beginnt die eigentliche Interferometersequenz. Diese besteht aus einer $\pi/2$ - π - $\pi/2$ Sequenz von Raman Laserpulsen. Sie werden parallel zur Flugbahn von oben und unten in die Vakuumkammer eingestrahlt. Die Pulsequenz ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die y Achse ist hierbei die Höhe der Atome im Interferometer. Die Pulse werden für eine Länge τ eingestrahlt. Der erste $\pi/2$ Puls erzeugt eine kohärente Aufteilung der Atome bezüglich der beiden Hyperfeinniveaus. Zudem wird durch den Photonenrückstoß eine räumliche Ausfaltung der Atome erreicht. Dieser Puls realisiert somit einen Strahlteiler. Der nach einer freien Entwicklungszeit T folgende π Puls invertiert die Besetzung der beiden Teilwolken. Durch aberma-

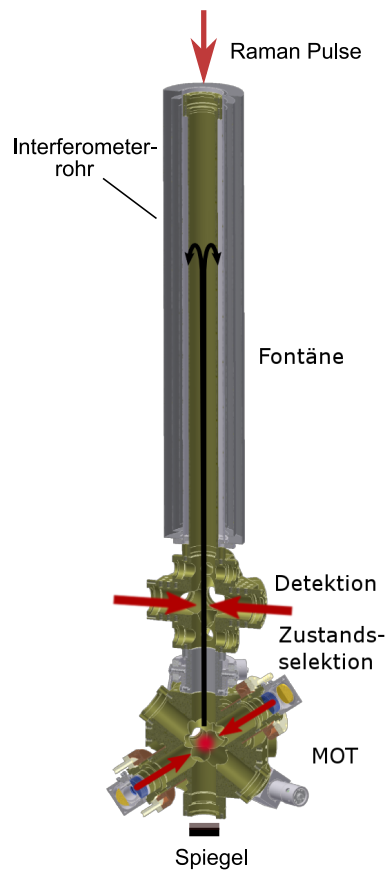


Abbildung 2.2: Querschnitt durch die Vakuumkammer mit prinzipieller Flugbahn der Atome. Mit freundlicher Genehmigung von A. Senger

ligen Photonenrückstoß werden die Wolken reflektiert. Der π Puls stellt damit einen Spiegel dar. Es folgt wieder eine freie Evolution der Zeit T . Der letzte $\pi/2$ Puls rekombiniert die beiden Wolken und erzeugt eine Überlagerung der atomaren Zustände. Diese stellt das eigentliche Ergebnis der Interferenz dar. Die freie Evolutionszeit in unserem Interferometer beträgt etwa $T=150$ ms und die Pulslänge $\tau = 100 \mu\text{s}$.

Abbildung 2.3 zeigt zwei unterschiedliche Trajektorien der Atome. Die gestrichelte Linie ist die Bewegung der Atome ohne den Einfluss der Gravitation. Dabei wurde davon ausgegangen, dass die Anfangsgeschwindigkeit der Atome vor dem ersten Puls null ist, sich diese also in Ruhe befinden. Der Verlauf der Atome entspricht der Geometrie des Mach-Zehnder Interferometers (siehe Abbildung 2.1). Zu beachten ist aber, dass die x-Achse eine Zeitachse darstellt. Die Bewegung der Atome findet nur entlang der vertikalen Achse statt. Die durchgezogenen Linien stellen die realen Flugbahnen im Interferometer unter Einfluss der Gravitation dar. Die Atome beschreiben in der Fontäne eine Pa-

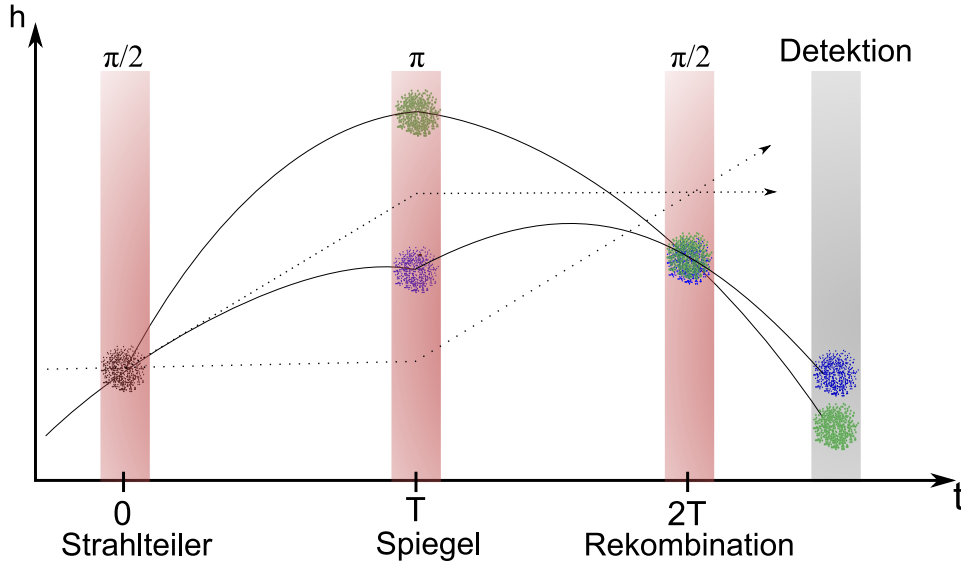


Abbildung 2.3: Atominterferometer in Mach-Zehnder Geometrie. Durchgezogenen Linien stellen die atomaren Trajektorien mit Gravitation dar. Die Atome besitzen vor dem ersten Puls eine Geschwindigkeit in y Richtung. Gestrichelte Linien zeigen die Trajektorien ohne Gravitation und ohne Anfangsgeschwindigkeit.

rabelbahn.

Das Auslesen des Interferometersignals geschieht durch Bestimmung der Besetzungszahlen der beiden Hyperfeinniveaus. Dies wird in unserem Experiment durch resonantes Laserlicht realisiert. Die Atome fallen nach der Interferometersequenz durch die Detektionskammer. Als erstes wird mit dem Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ resonantes Licht in die Kammer eingestrahlt. Damit wird der in Abbildung 2.4 gezeigte Übergang getrieben. Wird gemessen, wieviel Licht die Atome absorbieren oder reemittieren, kann die Anzahl N_e der Atome im Zustand $F=2$ aus der gemessenen Lichtleistung bestimmt werden. Durch einen Umpumpstrahl werden anschließend die N_g Atome des $F=1$ Zustandes nach $F'=2$ transferiert. Von hier zerfallen sie nach $F=2$. Nach dem Umpumpvorgang kann nun die Gesamtteilchenzahl durch erneutes treiben des Detektionsüberganges gemessen werden. Damit kann die Wahrscheinlichkeit, ein Atom im angeregtem Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ zu finden, bestimmt werden. Diese wird im folgenden mit $P_{|2\rangle}$ bezeichnet. Sie ist durch

$$P_{|2\rangle} = \frac{N_e}{N_e + N_g} \quad (2.1)$$

gegeben.

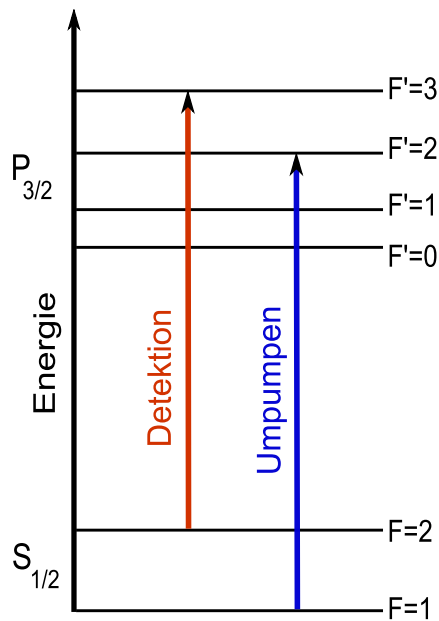


Abbildung 2.4: Für die Detektion benutzte atomare Übergänge

2.2 Der Ramanübergang als Strahlteiler

Zur Realisierung von Strahlteiler und Spiegel wird eine Raman Übergang benutzt. Er stellt einen Zwei-Photonenübergang zwischen zwei atomaren Niveaus $|g\rangle$ und $|e\rangle$ über ein drittes intermediäres Niveau $|i\rangle$ dar (siehe Abbildung 2.5). Für die im Experiment verwendeten ^{87}Rb Übergänge entspricht $|k\rangle$

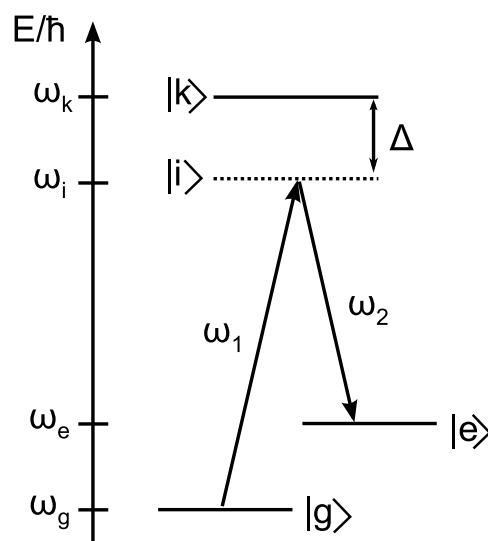


Abbildung 2.5: Prinzip eines Ramanüberganges

dem Zustand $|5^2P_{3/2}, F' = 1\rangle$. Die Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ entsprechen den für die Interferometrie benutzen hyperfein Grundzuständen $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ und $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$. Der Zustand $|i\rangle$ ist gegenüber $|k\rangle$ um eine Frequenz Δ verschoben. Der Übergang zwischen den beiden Grundzuständen des ^{87}Rb stellt keinen optischen Übergang dar. Mit einer Anregungsfrequenz von

$$\frac{\omega_e - \omega_g}{2\pi} = 6,8 \text{ GHz} \quad (2.2)$$

liegt dieser im Mikrowellenbereich. Durch einen Zwei-Photonenprozess kann er aber auch optisch getrieben werden.

Der Raman Übergang lässt sich veranschaulichen, in dem man zwei aufeinanderfolgende Ein-Photonenübergänge betrachtet. Das erste Photon sei resonant zum Übergang $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$. Damit wird das Atom vom Zustand $|g\rangle$ in den Zustand $|i\rangle$ angeregt. Dabei wird der Impuls $\hbar\vec{k}_1$ des Photons auf das Atom übertragen. Fällt nun ein zweites Photon ein, dass mit dem Übergang $|i\rangle \rightarrow |e\rangle$ resonant ist, erzwingt dies einen stimulierten Zerfall in den Zustand $|e\rangle$. Normalerweise ist der Übergang von $|g\rangle$ nach $|i\rangle$ nicht möglich, da $|i\rangle$ ein virtuelles Niveau darstellt, das gegenüber dem existierenden atomaren Niveau $|k\rangle$ um Δ verschoben ist. Durch den Zwei-Photonenprozess kann ein solcher Übergang aber getrieben werden. Der effektive Gesamtpuls, der auf das Atom übertragen wird, ist durch

$$\Delta\vec{p} = \hbar\vec{k} = \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) = \hbar\vec{k}_{eff} \quad (2.3)$$

gegeben. \vec{k}_{eff} bezeichnet den effektiven Wellenvektor der beiden Photonen. Damit hängt der resultierende Impuls wesentlich von der Richtung der eingestrahnten Photonen zueinander ab. Haben beide Photonen einen annähernd gleichen Impuls, so ist bei gleicher Einfallsrichtung der übertragene Gesamtimpuls sehr klein. Trifft das Licht aus entgegengesetzten Richtungen auf das Atom, so ist bei gleichem Impulsübertrag der Photonen die Impulsänderung gleich

$$\Delta\vec{p} \approx 2\hbar k_1 \quad (2.4)$$

Wie im nächsten Abschnitt dargestellt wird, ist die Interferometerphase $\Phi \propto k_{eff}$. Damit kann durch Vergrößerung von \vec{k}_{eff} das Phasensignal vergrößert werden. Es wird darum am Interferometer mit Laserstrahlen gearbeitet, die gegenläufig zueinander propagieren. Die zur Erzeugung der beiden Übergänge benötigten Laser werden in unserem Experiment als Raman Master und Raman Slave Laser bezeichnet. Beide Laser werden durch eine Faser von oben in das Interferometerrohr eingekoppelt. Durch einen Spiegel am unteren Ende der Vakuumkammer (siehe Abbildung 2.2) werden sie reflektiert. Die atomaren Übergangsfrequenzen sind aufgrund der Atombewegung dopplerverschoben. Die Laserfrequenzen der beiden Laser werden so eingestellt, dass einer der Laser von oben, der andere nach der Reflexion am Spiegel von unten mit

dem intermediären Niveau $|i\rangle$ resonant ist. Damit wird eine Anregung des Atomes aus gegeläufigen Richtungen erreicht.

Theoretisch lässt sich der stimulierte Raman Übergang auf die Wechselwirkung eines oszillierenden Laserfeldes mit einem 2-Niveau Atom reduzieren. Eine theoretische Betrachtung dieses Prozesses ist zum Beispiel in [7] zu finden. Man kann zeigen, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände, analog zu einem Zwei-Niveau-System mit einer effektiven Rabi-Frequenz Ω_{eff} oszilliert. Diese ist nach [8] durch

$$\Omega_{eff} = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta_{12} - \delta^{AC}} \quad (2.5)$$

gegeben. Dabei ist Ω_0 die resonante Rabi-Frequenz des Raman Überganges. δ_{12} ist die Verstimmung der Laserfrequenz gegenüber der Übergangsfrequenz $\omega_{eg} = \omega_g - \omega_e$, plus der resultierenden Frequenzverschiebung durch den Dopplereffekt. δ^{AC} stellt die Verstimmung durch den differentiellen AC-Stark-Shift da. Die Anregungswahrscheinlichkeit P_τ für ein Atom im angeregten Zustand $|e\rangle$ ist nach [8] durch

$$P_e(\tau) = \left[\frac{\Omega_0}{\Omega_{eff}} \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) \right]^2 \quad (2.6)$$

gegeben. τ gibt die Dauer des eingestrahlten Laserpulses an. Hieraus wird der Ursprung der Begriffe $\pi/2$ - und π -Puls ersichtlich. Wählt man die Dauer des Lichtpulses so, dass sich $\Omega_{eff}\tau = \pi$ ergibt, so befindet sich das Atom nach dem Puls für $\delta_{12} = \delta^{AC} = 0$ nach Gleichung 2.6 mit der Wahrscheinlichkeit $P_e = 1$ im Zustand $|e\rangle$. Ergibt das Produkt $\Omega_{eff}\tau = \pi/2$, so ist die Wahrscheinlichkeit, das Atom im angeregten Zustand zu finden, durch $P_e = 0,5$ gegeben.

2.3 Interferometerphase

Das Auslesen des Interferometersignales erfolgt nach Abschnitt 2.1 durch Messung der Anteile der Atome im Zustand $F = 2$, im Vergleich zur Gesamtanzahl der Atome. Hieraus lässt sich nach Gleichung 2.1 die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $P_{|2\rangle}$ für eine Atom im angeregten Zustand bestimmen. Wirken keine Inertialkräfte auf die Atome ein, hängt diese nach [20] für $\delta_{12} + \delta^{AC} \rightarrow 0$ über

$$P_{|2\rangle} = \frac{1}{2} [1 - \cos \Phi_L] \quad (2.7)$$

mit der Interferometerphase zusammen. Die Interferometerphase ist für diesen Fall nur durch die Beiträge der Laserphasen Φ_L gegeben. Diese ergibt sich für die drei Raman Pulse einer Interferometersequenz aus

$$\Phi_L = \Phi_I - 2\Phi_{II} + \Phi_{III} \quad (2.8)$$

Φ_I , Φ_{II} und Φ_{III} sind die Laserphasen, die bei Beginn der entsprechenden Ramanpulse vorliegen. Im Atominterferometer verschieben sich dadurch wie beim Mach-Zehnderinterferometer die Phasen der Materiewellen durch die Einwirkung der Spiegel und Strahlteiler. Durch Manipulation der Laserphase kann das Interferometer so voreingestellt werden, dass es an der Stelle seiner größten Empfindlichkeit arbeitet. Dies ist für $\Phi_L = \pi/2$ der Fall. Der Kosinus weist bei $\pi/2$ seine größte Steigung auf. Treten nun zusätzliche Phasenänderungen durch die Einwirkung von Beschleunigungen und Rotationen auf, erzeugen diese eine größtmögliche Änderung des Interferometersignals. Wirken von außen Inertialkräfte auf die Atome, so muß die Interferometerphase nach [9] durch einen Term Φ_{ext} erweitert werden.

$$P_{|2\rangle} = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Phi_L + \Phi_{ext})] \quad (2.9)$$

Dieser berücksichtigt die Phasenverschiebung im Interferometer durch Rotation und Beschleunigung. An dieser Stelle wird aber auch klar, dass die Laserphase Φ_L nicht fluktuieren darf, da ihre Änderung im Interferometersignal nicht von den Einflüssen der Inertialkräfte unterschieden werden kann. Φ_{ext} setzt sich aus den Anteilen der Rotation, der Beschleunigung und dem Gradienten der Beschleunigung zusammen.

$$\Phi_{ext} = \Phi_{rot} + \Phi_{acc} + \Phi_{grad} \quad (2.10)$$

Nach [10] sind die einzelnen Anteile durch

$$\Phi_{rot} = 2\vec{\Omega} \cdot (\vec{k}_{eff} \times \vec{v}) T^2 \quad (2.11)$$

$$\Phi_{acc} = (\vec{a} \cdot \vec{k}_{eff}) T^2 \quad (2.12)$$

$$\Phi_{grad} = (\vec{r} \cdot \xi \cdot \vec{k}_{eff}) T^2 \quad (2.13)$$

gegeben. Ω_{rot} ist der Anteil der Rotation. In ihm sind Ω die Winkelgeschwindigkeit und \vec{v} die lineare Geschwindigkeit der Atome. T ist der zeitliche Abstand zwischen zwei Laserpulsen. Φ_{acc} ist der Anteil der Beschleunigung, \vec{a} steht für die Beschleunigung der Atome, Ω_{grad} für den Anteil, der durch den Gradienten der Beschleunigung hervorgerufen wird. In ihm ist durch ξ der Gradient der Beschleunigung in Matrixform gegeben. In unserem Experiment werden die Atome für die Fontaine präpariert, so dass die Fläche, die die atomare Wolke einschließt, gegen Null geht. Im Idealfall werden deshalb keine Rotationen detektiert. Das Interferometer wird zudem so justiert, dass die Bewegungsrichtung der Atome parallel zur Richtung der Erdbeschleunigung zeigt. Damit kann in Gleichung 2.12 die Beschleunigung \vec{a} gleich der Erdbeschleunigung

\vec{g} gesetzt werden. Wir können dadurch über die Bestimmung der Atomzahlen aus Gleichung 2.1 die Erdbeschleunigung und ihre Veränderung durch das Gradientenfeld messen.

Wie bereits erläutert, kann im Interferometer nicht zwischen Fluktuationen der Laserphase und den Auswirkungen der Beschleunigung unterschieden werden. Aus diesem Grund ist eine extrem stabile Laserphase nötig, um hohe Präzision bei den Messungen zu gewährleisten. Wie diese durch eine aktive Regelschleife erreicht werden kann, wird im nächsten Kapitel beschrieben. Da das eigentliche Interferometersignal durch Bestimmung der Besetzungszahl N_e und der Gesamtzahl der Atome $N_e + N_g$ gemessen wird, stellt auch die Detektion der Atome eine weitere kritische Komponente des Interferometers dar. Kommt es an dieser Stelle zu Störungen, so werden die Atomzahlen falsch bestimmt und Messgenauigkeit zerstört. Eine Möglichkeit, die Atomzahlen durch eine rauscharme balancierte Absorbionsmessung zu bestimmen, wird im 3. Kapitel dieser Arbeit behandelt.

Kapitel 3

Phasenstabilisierung der Laser

Wie in Kapitel 2.3 dargestellt wurde, kann bei den Messungen nicht zwischen Gravitationseffekten und einer Verschiebung der Laserphase unterschieden werden. Darum ist eine gute Stabilisierung der Laserphase essentiell für das Erreichen einer hohen Messgenauigkeit. Wie in diesem Kapitel gezeigt wird, kann die Laserphase durch einen Phasenregelkreis stabilisiert werden. Die hierfür benutzte Elektronik erzeugt ein Rauschen, das sich auf die Phase überträgt. Misst man das erzeugte Phasenrauschen dieser Regelung, kann die erreichbare Empfindlichkeit des Interferometers berechnet werden. Die hierfür notwendigen Begriffe werden am Anfang des Kapitels kurz eingeführt. Anschließend wird erklärt, wie durch Überlagerung der Laser ein Schwebungssignal erzeugt wird, das letztendlich in seiner Phase stabilisiert wird. Es folgt eine kurze Einführung in das Konzept eines Phasenregelkreises. Anhand dieser wird beschrieben, wie die Laser in der Phase stabilisiert werden. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Charakterisierung der Regelkreise und die Messung des Phasenrauschens.

3.1 Auswirkung des Phasenrauschens der Laser auf das Interferometer

Um Messungen mit dem Atominterferometer durchführen zu können, müssen die Raman Laser in der Phase stabilisiert werden. Die Phase und damit auch die Frequenz des Lasers schwankt mit der Zeit. Dies wird durch Fluktuationen des Laserstromes, durch thermische Schwankungen und andere Effekte hervorgerufen. Wird der Laser nicht in der Phase stabilisiert, kann dieser innerhalb einiger ms um mehrere MHz driften. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass eine Stabilisierung der Laserphase durch einen Phasenregelkreis erreicht werden kann. Dieser kann aber die Phasenschwankungen nicht komplett eliminieren. Die benutzte Elektronik erzeugt selbst ein Rauschen, welches zusam-

men mit dem Phasenrauschen der verwendeten Referenzquelle auf den Laser übertragen wird. Wie in Gleichung (2.9) dargestellt wurde, überträgt sich die Laserphase auf die atomare Phase. Damit wird das Phasenrauschen des Lasers auch auf das Interferometer übertragen. Dies setzt die Messgenauigkeit des Interferometers herab. Im Gravimeter ist die Änderung der gemessenen Gravitation g bei einer Phasenänderung $\Delta\Phi$ durch

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{\Delta\Phi}{2kT^2g} \quad (3.1)$$

gegeben. Die Phasenänderung des Interferometers ist durch

$$\Delta\Phi^2 = \int_0^\infty |H(2\pi f)|^2 S_\Phi(f) df \quad (3.2)$$

mit dem Phasenrauschen des Lasers korreliert [8, 11]. $S_\Phi(f)$ ist die spektrale Rauschleistungsdichte des Laserphasenrauschens. Sie gibt an, wie stark die Laserphase in einem Frequenzintervall Δf bei einer Mittenfrequenz f schwankt. $H(2\pi f)$ ist eine Gewichtungsfunktion. Sie ist für Ramanpulse mit einer Pulsdauer τ und einem Pulsabstand T durch

$$|H(w)|^2 = \left| -\frac{4\Omega\omega}{\omega^2 - \Omega^2} \sin\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{T+2\tau}{2}\right) \frac{\Omega}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right] \right|^2 \quad (3.3)$$

gegeben [11], mit:

$$\Omega = \frac{\pi}{2\tau} \quad (3.4)$$

Die Laser können nur ein Rauschen auf die Interferometerphase aufprägen, wenn sie mit den Atomen wechselwirken. Dies geschieht aber nur während der Interferometerpulse. Da jeder Puls nur für eine begrenzte Zeit τ auf die Atome wirkt, muss das Laserrauschen mit einem frequenzabhängigem Faktor gewichtet werden. Der Pulsbetrieb wirkt wie ein Bandpassfilter, der nur bestimmte Frequenzanteile des Phasenrauschens überträgt. Um das zu verdeutlichen wurde die Transferfunktion für $T=150$ ms und $\tau=100$ μ s berechnet und in Abbildung 3.1 grafisch dargestellt. Dabei wurde ab der 16. Oszillation nur noch der Mittelwert der Funktion dargestellt. Man sieht, dass die größte Interferometerempfindlichkeit auf das Phasenrauschen der Laser zwischen etwa 1 Hz und 10 kHz liegt. Die Startfrequenz des empfindlichen Frequenzbereichs skaliert somit etwa mit $1/T$ und die Stoppfrequenz etwa mit $1/\tau$.

Damit kann man nun durch Messung des Laser Phasenrauschens berechnen, wie groß die Phasenverschiebung und damit das Phasenrauschen des Interferometers für die entsprechenden Lichtpulslängen bei gegebenem Pulsabstand ist. Nach Gleichung (3.1) kann daraus die maximal erreichbare Empfindlichkeit abgeschätzt werden.

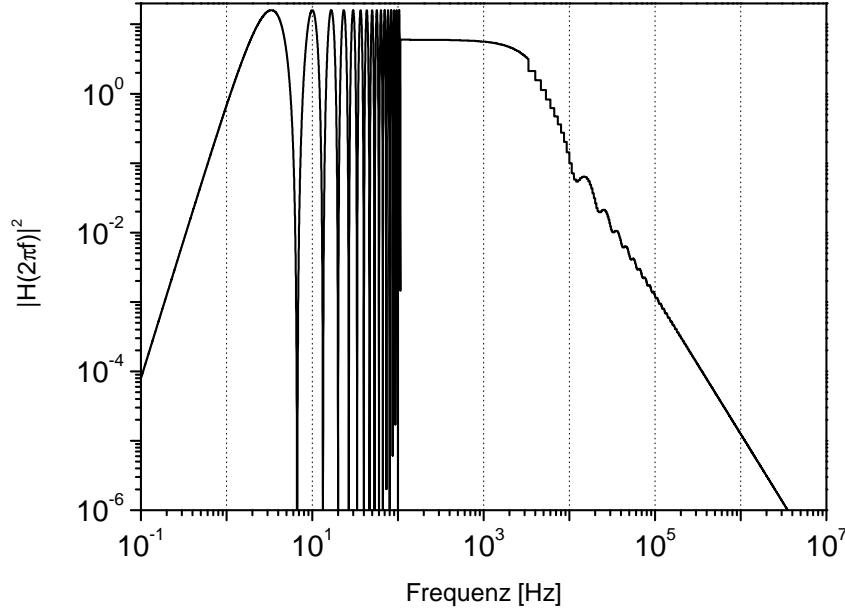


Abbildung 3.1: Transferfunktion $|H(2\pi f)|$, für $\tau = 100 \mu\text{s}$ und $T=150 \text{ ms}$, gemittelt nach der 16. Oszillation

3.2 Erzeugung der Laser Beats

Die Phase eines einzelnen Lasers kann nicht einfach gemessen werden. Die Laser haben bei den verwendeten Rubidiumübergängen eine Frequenz von ca. 384 THz. Die Photodioden sind zu langsam, um solche schnellen Intensitätsänderungen zu messen. Für das Interferometer interessiert aber nur die Phasendifferenz $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ der beiden Raman Laser. Diese kann durch Überlagerung gemessen werden. Seien

$$\mathbf{E}_1(t) = \mathbf{E}_{01} \cos(\omega_1 t + \phi_1) \quad (3.5)$$

$$\mathbf{E}_2(t) = \mathbf{E}_{02} \cos(\omega_2 t + \phi_2) \quad (3.6)$$

die elektromagnetischen Felder der beiden beteiligten Laser. Überlagert man diese, so entspricht die Gesamtintensität:

$$\begin{aligned} I_{ges} &= (\mathbf{E}_1(t) + \mathbf{E}_2(t))^2 = \mathbf{E}_1(t)^2 + \mathbf{E}_2(t)^2 + 2\mathbf{E}_1(t)\mathbf{E}_2(t) \\ &= (\mathbf{E}_{01} \cos(\omega_1 t + \phi_1))^2 + (\mathbf{E}_{02} \cos(\omega_2 t + \phi_2))^2 \\ &\quad + \mathbf{E}_1(t)\mathbf{E}_2(t) \cos((\omega_1 + \omega_2) + (\phi_1 + \phi_2)) \\ &\quad + \mathbf{E}_1(t)\mathbf{E}_2(t) \cos((\omega_1 - \omega_2) + (\phi_1 - \phi_2)) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Die mit ω_1 , ω_2 und $\omega_1 + \omega_2$ oszillierenden Terme können bei der Messung, aufgrund der Trägheit der verwendeten Photodiode nicht gemessen werden.

Der letzte Term aus Gleichung (3.7) enthält die Phaseninformation, die wir messen wollen. Er kann durch die Photodiode detektiert werden, sofern die Bandbreite dieser groß genug ist. Dieses Schwebungssignal, auch Beat-Signal genannt, kann durch einen Phasenregelkreis in der Phase und damit in der Frequenz stabilisiert werden. Um das Schwebungssignal der beiden Raman Laser zu messen, wird der in Abbildung 3.2 schematisch dargestellte Aufbau verwendet. Das Licht vom Laser abgegebene Licht passiert eine optische Di-

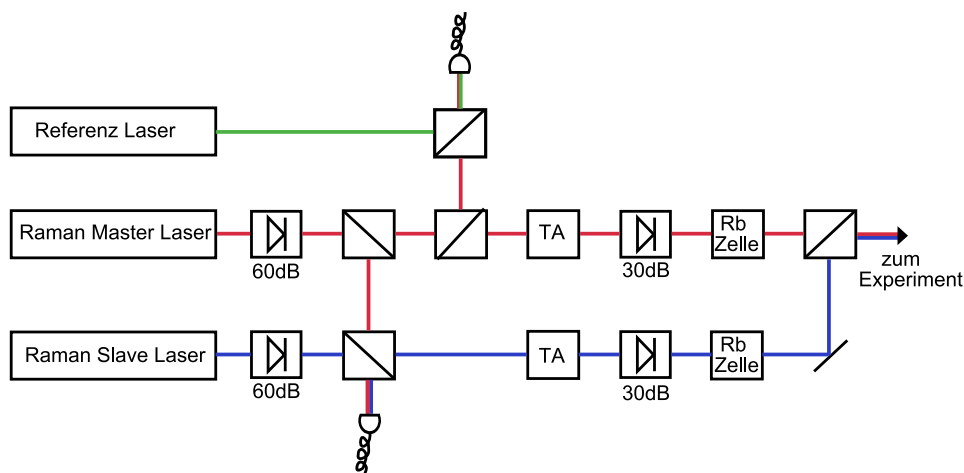


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Erzeugung der Laser Beats

ode, die benötigt wird, um Reflexe in den Laser zu unterdrücken. Ein Teil der Laserleistung wird von beiden Strahlen durch Strahlteiler auf einer Photodiode überlagert. Als Photodiode wird eine Hamamatsu G4176 verwendet. Die restliche Leistung beider Strahlen geht durch einen Tapered Amplifier (kurz TA). Das ist ein Halbleiter Laserverstärker, der die Intensität der Strahlen verstärkt. Anschließend werden sie durch eine Rubidiumzelle geführt, um mögliche Störungen, die mit den atomaren Übergängen resonant sind, aus dem Licht zu filtern. Dann werden beide Strahlen überlagert und in eine Faser eingekoppelt, über die das Licht zum Interferometer gelangt.

Um beide Laser auf die gewünschten atomaren Übergänge zu stabilisieren, wird der Master Laser mit dem Referenz Laser überlagert. Der Referenz Laser ist durch eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie auf den in Abbildung 3.3 gezeigten Übergang stabilisiert. Die Laserfrequenz ist dabei durch einen Akustooptischen Modulator (kurz: AOM) um 40 MHz rot verschoben. Der AOM ist ein optisches Bauelement, mit dem die Laserfrequenz durch ein hochfrequentes elektrisches Signal verändert werden kann. Das virtuelle Niveau, das beim Ramanübergang benutzt wird, liegt etwa 1 GHz unterhalb dieser Laserfrequenz. Durch die Überlagerung von Master Laser und Referenzlaser kann die Differenzfrequenz der Laser auf 1 GHz stabilisiert werden. Nun wird die

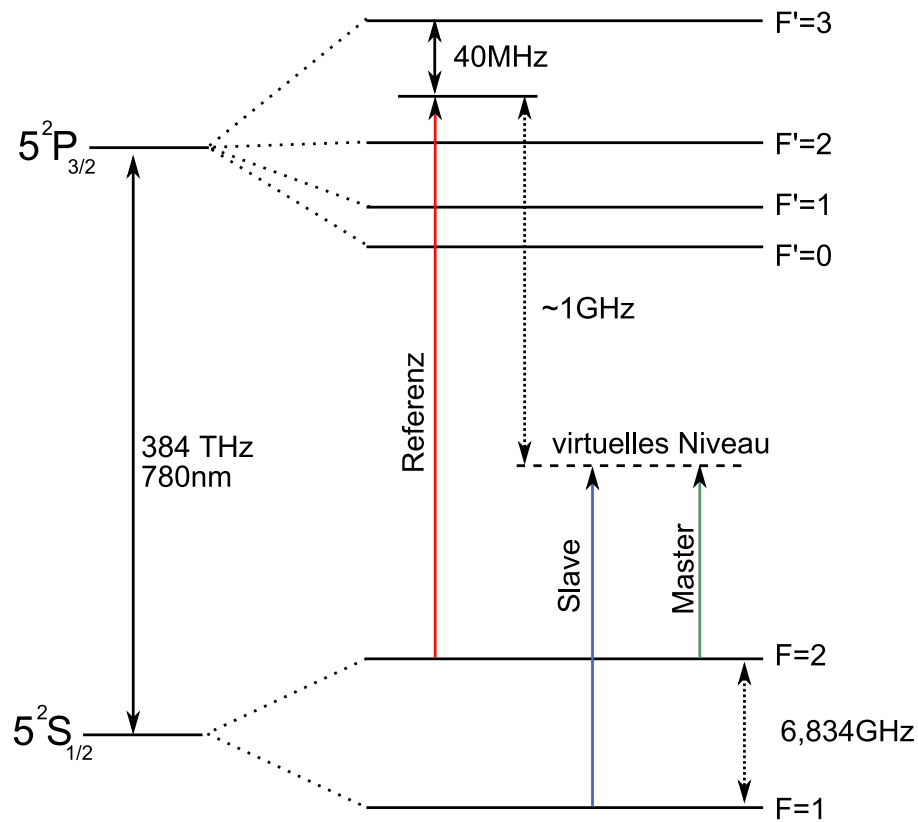


Abbildung 3.3: Thermschema des Rubidiums mit verwendeten Lasern zur Erzeugung des Ramanüberganges

Schwebung von Master- und Slavelaser auf eine Frequenz von 6,834 GHz stabilisiert. Damit sind beide Laser sowohl auf die gewünschten Frequenzen als auch in der Phase zueinander stabilisiert.

3.3 Phasenstabilisierung der Laser

Um die Laser zu stabilisieren, wird ein Phasenregelkreis (kurz PLL, engl. phase locked loop) verwendet. Das Prinzip einer PLL soll anhand von Abbildung 3.4 erklärt werden. Ziel der Schaltung ist es, einen in der Frequenz regelbaren Oszillator phasenstabil an das Signal eines Referenzoszillators zu koppeln. Die von den beiden Oszillatoren erzeugten Spannungen $u_1(t)$ und $u_2(t)$ können geschrieben werden als:

$$u_1(t) = U_1 \cos(\omega_0 t + \phi_1(t)) \quad (3.8)$$

$$u_2(t) = U_2 \cos(\omega_0 t + \phi_2(t)) \quad (3.9)$$

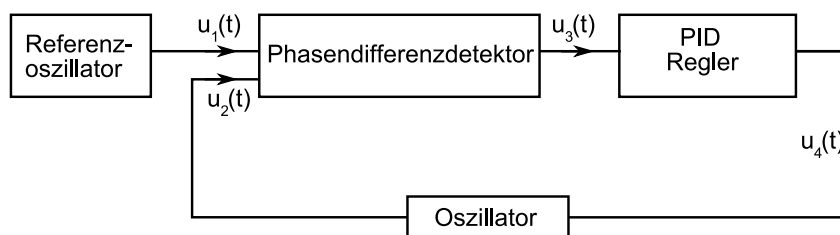


Abbildung 3.4: Grundeschema eines Phasenregelkreises

Durch den Phasendifferenzdetektor wird der Phasenunterschied der beiden Signale gemessen. Dieser erzeugt ein Fehlersignal das proportional zur Phasendifferenz ist. Durch einen Proportional-Integral-Differential-Regler (kurz PID Regler) wird dieses Fehlersignal so beeinflusst, dass es zur Steuerung des Oszillators verwendet werden kann. Dadurch wird eine stabile Regelschleife realisiert, die den Oszillator an die Phase des Referenzoszillators koppelt. Als Phasendifferenzdetektor verwenden wir digitale Phasenvergleicher. Bei diesen wird durch ein Gatter auf einem integrierten Schaltkreis (kurz IC) die Phasendifferenz gemessen und ein entsprechendes Fehlersignal erzeugt.

Das beschriebene Prinzip wird nun benutzt, um die Laser zu stabilisieren. Zur Stabilisierung des Raman Masterlaser auf das in Abbildung 3.3 gezeigte Niveau muss die Schwebungsfrequenz zwischen Master- und Referenzlaser auf 1 GHz eingestellt werden. Dafür wird der in Abbildung 3.5 schematisch dargestellte Aufbau verwendet. Das Schwebungssignal beider Laser wird durch eine

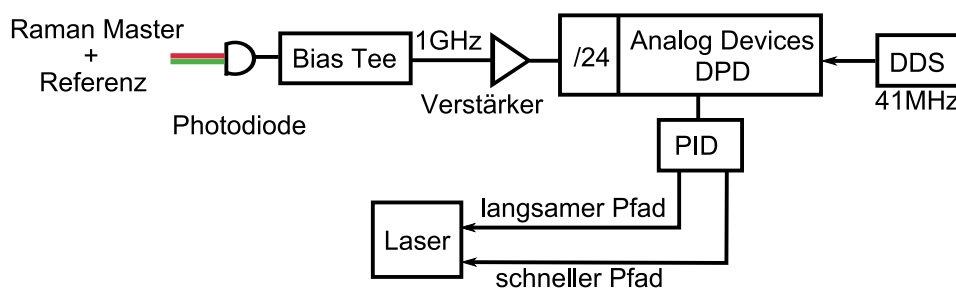


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Phasenregelkreises zur Stabilisierung des Raman Master Lasers

Photodiode detektiert. Verwendung wird eine Hamamatsu G4176. Diese erhält ihre Vorspannung aus einem Diplexer (Bias Tee). Das gemessene Signal wird vorverstärkt und gelangt dann in den digitalen Phasendifferenzdetektor (kurz DPD). Hier wird ein ADF 4107 der Firma Analog Devices benutzt. Die meisten DPD's können die Phasendetektion maximal bei einigen hundert MHz durchführen. Um die Schwebungsfrequenz von 1 GHz vergleichen zu können, wird diese vor der Detektion heruntergeteilt. In dem verwendeten DPD sind

dafür entsprechende Frequenzteiler integriert. Bei einem Teilungsfaktor von 24 erhält man somit ein Signal bei 41 MHz. Es kann nun mit dem Signal aus einem Frequenzgenerator verglichen werden. Verwendet wird dafür ein digitaler Frequenzgenerator (kurz DDS, engl. direct digital synthesizer) der Firma Novatech. Das vom DPD erzeugte Fehlersignal wird durch den PID Regler so angepasst, dass es zur Regelung des Lasers benutzt werden kann. Es werden zwei Regelpfade benutzt. Ein langsamer Pfad verändert die Resonatorlänge des Lasers und gleicht Schwankungen bis 100 Hz aus. Schnellere Schwankungen werden durch die Regelung des Laserstromes ausgeglichen. Beide Regelpfade sind nötig, um Modensprünge des Laser zu vermeiden.

Um die Raman Laser untereinander zu synchronisieren wird ein leicht verändertes Schema verwendet. Das Herunterteilen der Beat Frequenz vergrößert das Phasenrauschen des Regelkreises. Das größere Rauschen bei der Synchronisation von Referenz- und Master Laser stört das Interferometer aber nicht, da der Master Laser nur auf die richtige Frequenz stabilisiert werden soll. Für die Synchronisation zwischen den beiden Raman Lasern muss das Phasenrauschen aber so gering wie möglich gehalten werden, da es sich auf das Interferometer überträgt. Darum wird hier der in Abbildung 3.6 gezeigte Aufbau verwendet. Statt die Schwebungsfrequenz von 6,834 GHz herunter zu teilen, wird diese

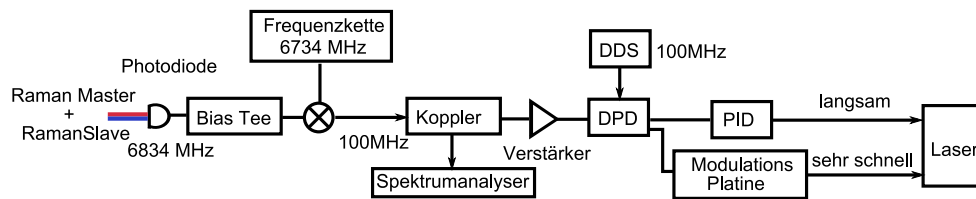


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Phasenlocks des Raman Slave Lasers

mit 6,734 GHz gemischt. Die resultierende Frequenz beträgt dann 100 MHz. Die notwendige Mischfrequenz wird in einer sehr rauscharmen Frequenzkette erzeugt. Als Mischer wird ein ZMX-109 der Firma Mini Circuits benutzt. Das so heruntergemischte Signal der Photodiode wird verstärkt und in einem DPD mit der Referenz eines DDS verglichen. Auch hier werden die DDS der Firma Novatech benutzt. Als DPD wird ein MC100EP140 verwendet. Ein Teil des Fehlersignals des DPD geht in einen PID Regler. Durch diesen werden über Veränderung der Resonatorlänge des Lasers, wie beim ersten Phasenregelkreis, niederfrequente Störungen ausgeglichen. Der andere Teil des Fehlersignals wird durch ein Modulationsboard direkt auf den Strom des Lasers aufmoduliert, welches einen sehr schnellen Regelpfad bildet. Beim ersten Phasenregelkreis wird der Strom des Lasers über seine Stromquelle geregelt. Diese limitiert aber die Geschwindigkeit des schnellen Pfades. Da für die Synchronisation zwischen beiden Raman Lasern eine große Regelbandbreite benötigt wird, musste die

schnelle Regelung auf diese Weise modifiziert werden.

Um die für das Heruntermischen notwendige Frequenz von 6,834 GHz zu erzeugen, wird die gleiche Frequenzkette wie in [12] eingesetzt. Der Aufbau der Frequenzkette ist in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. An einen extrem

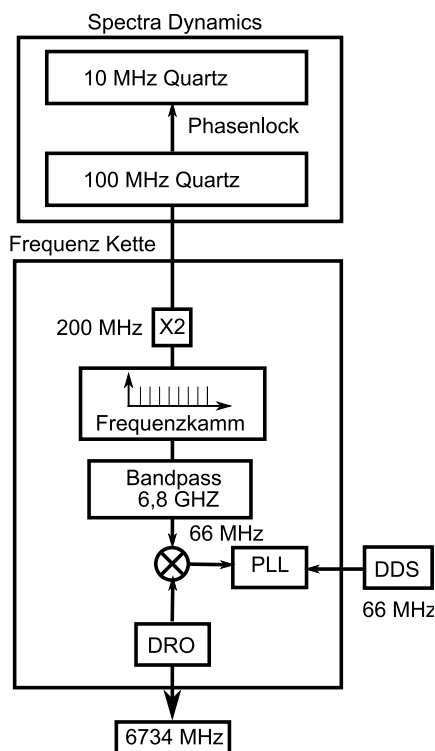


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau der Frequenzkette

rauscharmen 10 MHz Quartz der Firma Wenzel Blue Top wird ein zweiter Quartz mit 100 MHz phasenstar gekoppelt. Die 100 MHz werden anschließend verdoppelt und in einem Kammgenerator vervielfacht. Durch einen Bandpassfilter werden aus dem erzeugten Frequenzspektrum 6,8 GHz herausgefiltert. Hierauf wird ein in der Frequenz steuerbarer DRO (dielectric resonator oscillator) durch eine PLL auf 6734 MHz synchronisiert. Die Frequenz des DRO dient als letzte Mischfrequenz für den Phasenlock

3.4 Charakterisierung der Phasenregelkreise

Die Regelbandbreite der PLL gibt an, in welchem Abstand vom Träger das Signal noch an die Referenzquelle gebunden ist. Oberhalb dieser Frequenz ist die Verstärkung der Regelung zu klein, um die Phasenänderungen auszugleichen. Um die Regelbandbreite der ersten PLL zu bestimmen, wurde die Laserphase künstlich gestört und gemessen, bis zu welcher Frequenz diese Störung durch

die Regelung ausgeglichen wird. Dazu wurde eine Frequenzmodulation des Laserstromes mit einem Networkanalyser erzeugt. Durch gleichzeitige Messung des Fehlersignals konnte so die Bandbreite der PLL bestimmt werden. Abbildung 3.8 zeigt die mit dem Networkanalyser gemessenen Daten. Dargestellt

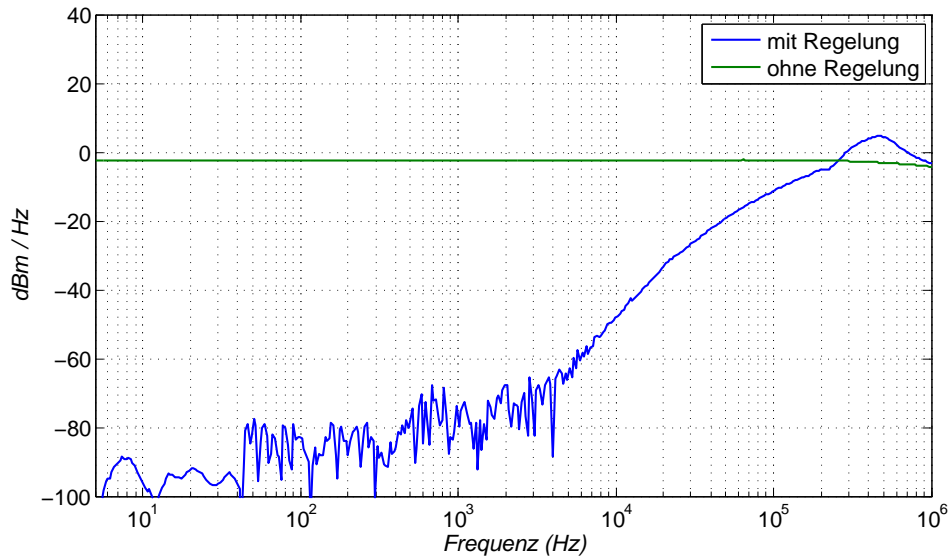


Abbildung 3.8: Messung der Regelbandbreite des Master Lasers

sind die Antwort des Regelkreises ohne und mit eingeschalteter Regelung. Ohne Regelung misst man mit dem Networkanalyser die Stärke der erzeugten frequenzabhängigen Störung. Diese wird zur Normierung benutzt. Schaltet man die Regelung ein, ist zu erkennen, dass Störungen bis etwa 250 kHz unterdrückt werden. Für größere Frequenzen werden sie in einen kleinen Bereich verstärkt und fallen dann auf den Ausgangswert ab. Die Verstärkung des Fehlersignals oberhalb von 280 kHz kommt durch ein frequenzabhängiges Phasenverhalten der verwendeten elektronischen Komponenten zustande. Ab einer gewissen Frequenz ist das Ausgangssignal der Schaltung so phasenverschoben, dass es zu einem Aufschwingen des Regelkreises führt. Bei größeren Frequenzen sinkt die Verstärkung des Regelkreises so weit, dass das Fehlersignal nicht mehr kompensiert werden kann. Die 3 dB Bandbreite der PLL entspricht der Frequenz, bei der die Unterdrückung des Fehlersignales noch 3 dB beträgt. Dies ist laut Messung bei circa 200 kHz der Fall.

Der von Analog Devices verwendete Phasendetektor stellt einen Monitorausgang bereit. An diesem konnte mit einem Spektrumanalyser das Schwebungssignal der synchronisierten Laser gemessen werden. Als Spektrumanalyser wurde ein Rhode Schwarz FSL benutzt. Das mit dem Spektrumanalyser aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Für die Messung wurde eine

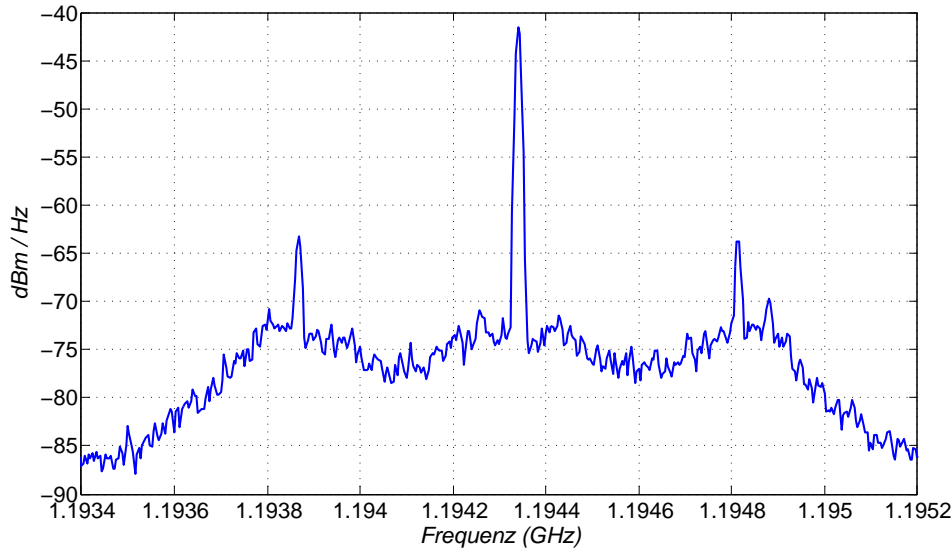


Abbildung 3.9: Gemessenes Schwebungssignal zwischen Raman Master Laser und Referenzlaser

leicht veränderte Referenzfrequenz des DDS von etwa 83 MHz benutzt. Damit ergibt sich eine Schwebungsfrequenz der beiden Laser von circa 2 GHz. Die Schultern in einem Abstand von 500 kHz zur Trägerfrequenz entstehen durch die vorher beschriebene Phasenverschiebung im Regelkreis. Die auftretenden Spitzen bei 1,1948 GHz und etwa 1,1938 GHz sind Artefakte der Elektronik. Sie stören die Synchronisation jedoch nicht.

Durch den in Abbildung 3.6 gezeigten Koppler konnte auch die Schwebungsfrequenz der beiden Raman Laser gemessen werden. Aufgrund des veränderten Aufbaus ist es hier nicht möglich, durch Anlegen einer Störung die Regelbandbreite zu messen. Aus den Schultern, die durch das Aufschaukeln der Regelung hervorgerufen werden, kann man aber die Bandbreite abschätzen. Abbildung 3.10 zeigt die mit dem Spektrumanalysator aufgenommene Messung. Die Spitzen im Spektrum sind wiederum Artefakte der Elektronik. Die durch Aufschaukeln hervorgerufenen Schultern haben etwa einen Abstand von 2,8 MHz zum Träger. Die Frequenz der Regelbandbreite entspricht in etwa der Frequenz, bei der die Störlinien anfangen aufzutauchen. Dies passiert bei circa 2 MHz.

Um, wie in der Einleitung beschrieben, die Auswirkung des Phasenrauschens auf das Interferometer berechnen zu können, wurde das Phasenrauschen der beiden Raman Laser im synchronisierten Zustand gemessen. Dieses kann durch Mischen des Beatsignals mit dem Referenzoszillator gemessen werden. In Abbildung 3.11 ist die Messung des Phasenrauschens schematisch dargestellt.

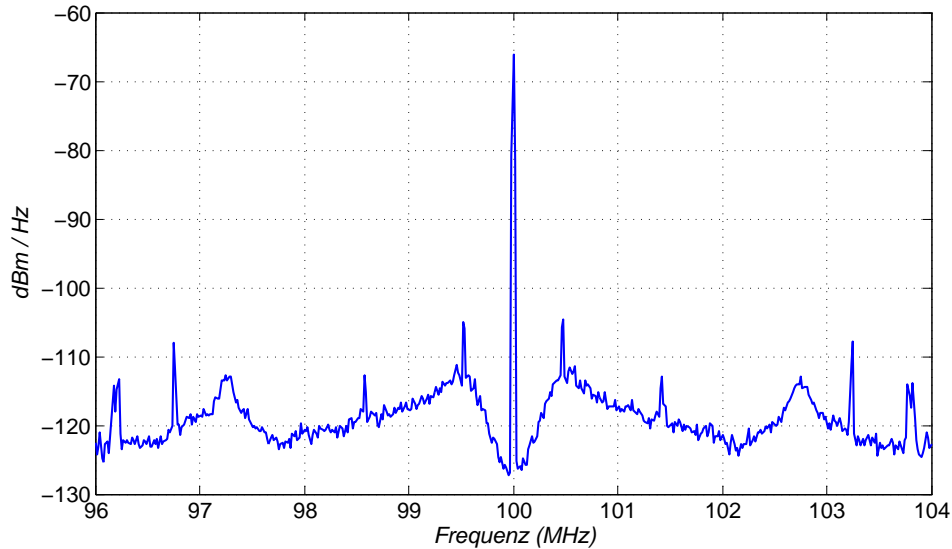


Abbildung 3.10: Messung der durch die Überlagerung der beiden Raman Laser erzeugten Schwebung

Das heruntergemischte Signal ist proportional zur Phasendifferenz der beiden

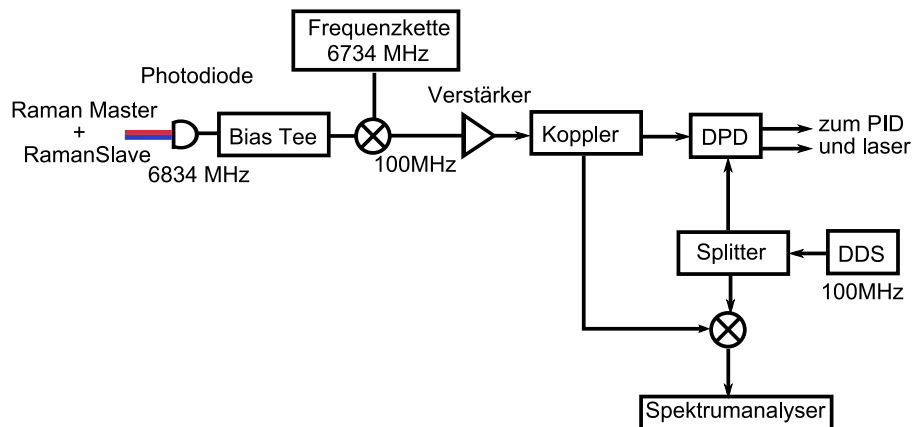


Abbildung 3.11: Vereinfachtes Blockschaltbild zur experimentellen Bestimmung des Phasenrauschens der synchronisierten Laser

Mischfrequenzen. Für eine perfekte Regelung ohne Rauschen wäre dieses Null. Man kann somit durch Messung des Spektrums am Ausgang des Mischers den verbleibenden Phasenfehler und das Phasenrauschen messen. Abbildung 3.12 zeigt die gewonnenen Messergebnisse. Es ist zusätzlich das gemessene Phasenrauschen der Frequenzkette und des verwendeten Quarzes dargestellt. Ziel der

PLL sollte es sein, unter das Phasenrauschen der Frequenzkette zu kommen. Dies ist bis etwa 100 kHz gelungen. Damit dominiert das Phasenrauschen des Referenzoszillators das optische Phasenrauschen. Eine weitere Verringerung des Phasenrauschens kann nur durch Verbesserung der Referenz erreicht werden. Das Ansteigen des Rauschens der PLL über das der Frequenzkette bei 100 kHz hat kaum noch Einfluss auf das Interferometer. Bei diesen Frequenzen fängt die Transferfunktion bereits an stark abzufallen, wodurch das Rauschen kaum noch auf die Interferometerphase übertragen wird. Das starke Rau-

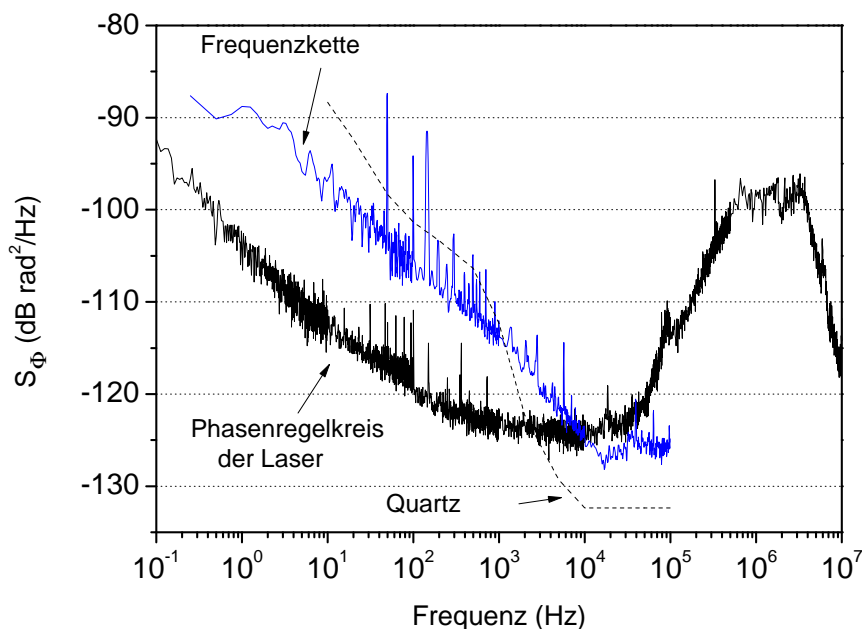


Abbildung 3.12: Gemessenes Phasenrauschen der synchronisierten Laser und der Frequenzkette

schen bei etwa 2 MHz wird durch das Aufschaukeln der Regelung bei höheren Frequenzen hervorgerufen. Mit den gewonnenen Daten wurde exemplarisch die Empfindlichkeit des Interferometers für Raman Pulse der Länge $\tau = 100 \mu\text{s}$ und einen Pulsabstand von $T = 150 \text{ms}$ berechnet. Mit diesen Werten erreicht man eine Empfindlichkeit bei der Gravitationsmessung von $\frac{\Delta g}{g} = 1.9 \cdot 10^{-10}$. Andere Rauschquellen wie mechanische Vibrationen, eine nicht exakt senkrechte Flugbahn der Atome und andere systematische Effekte haben meist einen größeren Einfluss auf die Empfindlichkeit des Interferometers. Damit sollte die Genauigkeit der Gravitationsmessungen nicht durch das Phasenrauschen limitiert werden.

Kapitel 4

Detektionssystem

Wie in Kapitel 2.1 dargestellt wurde, wird das eigentliche Interferometersignal durch die Bestimmung der atomaren Besetzungszahlen gemessen. Die Detektion ist darum eine wichtige Teilkomponente des Atominterferometers. Fehler in der Messung der Atomzahlen, führen zu einer ungenauen Bestimmung der Interferometerphase und limitieren somit die Messgenauigkeit. Die Atomzahlen können bei der Detektion nicht genau bestimmt werden. Dies ist auf den quantenmechanischen Messprozess zurückzuführen und wird als Standard Quantenlimit bezeichnet. Ziel der Detektion ist es, die technisch auftauchenden Rauschquellen und Störungen so weit herabzusetzen, dass sie kleiner als die Störungen des Quantenlimits sind. Damit erreicht die Detektion eine Fundamentale Grenze und limitiert nicht mehr die Genauigkeit des Interferometers.

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse zur Entwicklung einer elektronisch balancierten Absorptionsdetektion vorgestellt. Es wird dazu kurz in die Grundlagen der Atomzahlmessungen mittels Fluoreszenz und Absorptionsdetektion eingeführt. Dabei wird bereits deutlich, dass es bei der Absorptionsmessung einige Schwierigkeiten gibt. Es wird gezeigt, dass diese durch differentielle Messungen überwunden werden können. Anschließend werden die bei der Detektion auftauchenden Störquellen vorgestellt und die zur Analyse notwendigen Begriffe eingeführt. Dies wird zeigen, dass das Laserrauschen bei Absorptionsmessungen eine der Hauptstörungen darstellt. Dieses kann durch eine balancierte Detektion überwunden werden. In einer Simulation wird berechnet, wieviele Atome mit dieser Methode in der Detektion noch gemessen werden können. Zudem werden die zu erwartenden Signalleistungen und Signal zu Rauschverhältnisse berechnet. Es folgt die Charakterisierung eines aufgebauten Photodetektors und eine Messung des Amplitudenrauschens, des zur Detektion verwendeten Lasers. Den letzten Teil des Kapitels bildet die Charakterisierung des balancierten Detektors und die Vermessung eines Testaufbaus für eine mögliche Detektion am Atominterferometer.

4.1 Einführung

4.1.1 Grundlagen der Atomzahlmessung

Wie in der Einleitung dargestellt wurde, kann die Phasenverschiebung Φ des Atominterferometers durch die Bestimmung der Besetzungszahlen der beiden Grundzustände gemessen werden. Eine Möglichkeit die Atomzahlen zu bestimmen ist die Benutzung von resonanten Laserlicht.

Nach der Interferometersequenz fällt die Atomwolke durch die Detektionskammer. Wird in dieser Zeit mit den Grundzuständen resonantes Laserlicht in die Kammer eingestrahlt, so absorbieren die Atome einen Teil des Lichtes. Anschließend geben sie das absorbierte Licht durch spontane Emission wieder ab. Durch Messung des absorbierten oder des spontan emittierten Lichtes kann die Anzahl der Atome bestimmt werden.

Hierbei unterscheidet man zwei Messverfahren. In einem wird nur das von den Atomen reemittierte Licht gemessen. Dies wird als Fluoreszenzdetektion bezeichnet. Bei dem anderem wird die Leistung gemessen, die die Atome aus dem Laserstrahl absorbieren. Dies wird als Absorptionsdetektion bezeichnet. Abbildung 4.1 zeigt das Prinzip einer Atomzahlmessung mittels Fluoreszenzdetektion. In der Zeichnung ist ein horizontaler Querschnitt der Detektions-

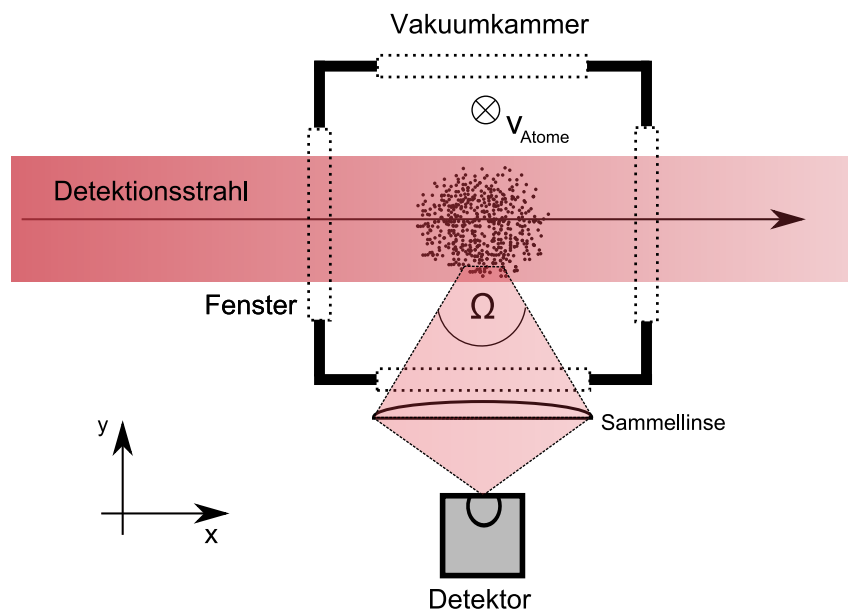


Abbildung 4.1: Prinzip der Fluoreszenzdetektion

kammer dargestellt. Die Atome bewegen sich senkrecht zur Zeichenebene durch die Kammer, in die durch eine Fenster auf der linken Seite resonantes Laserlicht eingestrahlt wird. Mit einem Detektor wird das von den Atomen in einem

Raumwinkel Ω spontan emittierte Licht gemessen. Dieses wird durch eine Sammellinse auf den Detektor fokussiert. Aufgrund geometrischer Vorgaben, wie die Größe der Vaakuumkammer und der Fenster, kann hierbei nur ein kleiner Raumwinkel Ω vermessen werden. In atomaren Fontäne Experimenten gelingt es, ca. 0,25% bis 1% des emittierten Lichts auf den Detektor zur fokussieren [29]. Dies erweist sich als problematisch, da damit der Großteil der Signalleistung verloren geht. Die resultierenden Messsignale sind damit sehr klein. Die von einem Atom gestreute Lichtleistung in der Detektion beträgt bei Einstrahlung mit der Sättigungsintensität etwa 2,5 fW. Geht man davon aus, dass etwa 0,2% der Fluoreszenz gemessen werden, so kann man bei 400 Atomen insgesamt nur die Leistung gemessen werden, die von 2 Atomen gestreut wird. Je nach Effizienz des Verwendeten Dektors sind damit etwa 10 bis 80 Photonen in einer Millisekunde messbar. Solche Signalstärken können mit einfachen Photodioden nicht gemessen werden. Man benötigt Photomultiplikatoren (kurz PMT, engl. photomultiplier tube) oder Lawinen Photodioden (kurz APD, engl. avalanche photodiode). Durch das Erzeugen von Sekundärelektronen aus Photoelektronen wird in diesen das Signal vorverstärkt. Sie weisen eine hohe intrinsische Verstärkung auf und ermöglichen sogar den Nachweis einzelner Photonen. Ein großer Nachteil von APDs und PMTs sind eine von der Temperatur und vom Photostrom abhängige Verstärkung, Hystereseeffekte und das aus diesen Effekten resultierende Rauschen. Ihr Einsatz bei Atomzahlmessungen lieferte daher in der Vergangenheit eher mäßige Ergebnisse. Es wurden mit ihnen bisher nur Signal zu Rauschverhältnisse von 300:1 erreicht [21, 30]. In unserem Atominterferometer erwarten wir in der Detektion Atomzahlen zwischen 10^4 und 10^6 Atomen. Bei 10^5 Atomen beträgt die messbare Signalleistung in der Fluoreszenzdetektion etwa 1 nW. Diese mit einer Photodiode unter geringem Rauschen zu messen ist schwierig. Bei größeren Atomzahlen von etwa 10^7 bis 10^8 Atomen steigen die Signalleistungen auf einige hundert nW bis hin zu einigen μ W. In [29] wurde bei diesen Atomzahlen durch eine Fluoreszenzmessung mit Quadranten-Photodioden, die uns bisher beste bekannte Detektion, mit einem Signal zu Rauschverhältnis von 7800:1, realisiert.

Bei der Absorbionsmessung wird die direkte Änderung des Laserstrahls gemessen. Durch die Absorption der Atome fehlt ein Teil der Lichtleistung im Strahl. Bestimmt man wieviel Leistung von den Atomen aufgenommen wurde, so kann daraus die Atomzahl bestimmt werden. Abbildung 4.2 zeigt einen möglichen Aufbau einer Absorbionsdetektion. Dargestellt ist ein horizontaler Schnitt durch die Detektionskammer. Nachdem der resonante Laserstrahl die Atome passiert hat, wird er mit einer Linse auf den Detektor fokussiert. Hierbei geht, im Vergleich zur Fluoreszenz, kein Absorbionssignal verloren, da der gesamte Strahl detektiert wird. Die detektierbaren Signalleistungen sind um mehr als einen Faktor 100 größer als bei der Fluoreszenz. Hiermit ist bei 400

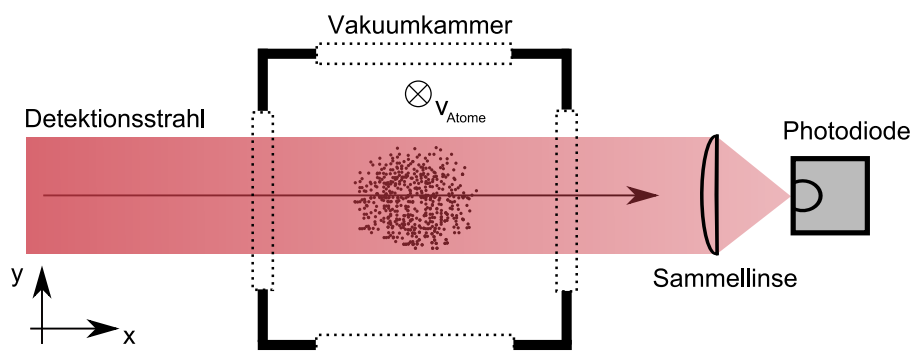


Abbildung 4.2: Prinzip einer Absorptionsdetektion

Atomen bereits ein unterschied in der Lichtleistung von etwa 1 nW messbar. Bei 10^5 Atomen werden bereits 250 nW absorbiert. In diesem Bereich, können die Signale bequem mit Photodioden detektiert werden. Die Absorptionsmessung hat aber einen großen Nachteil. Sie ist anfällig für Schwankungen und Störungen des Laserlichtes. Ändert sich die Laserintensität während der Messung, kann dies nicht von der Absorption der Atome unterschieden werden. Damit entstehen Fehler in der Atomzahlbestimmung. Weist der Laser zudem Amplitudenrauschen auf, setzt dies die Messgenauigkeit herab. Bei der Methode muss zudem ein sehr kleines Signal vor einem großen Hintergrund gemessen werden, da der gesamte Laserstrahl detektiert wird. Die verwendeten Lichtleistungen während der Detektion liegen bei etwa 1 mW. Sie sind damit um mehr als einen Faktor 10^3 größer als die messbaren Signaländerungen. Möchte man bei DC (Gleichstrom) messen, kann die Verstärkung des Detektors nur klein gehalten werden, sonst übersteuert dieser durch das Hintergrundlicht. Damit ist auch das vom Detektor ausgegebene Messsignal relativ klein. Diese Problem lassen sich aber durch differentielle Messungen überwinden. Bei diesen wird der Laserstrahl in zwei Strahlen gleicher Intensität aufgeteilt. Nach der Absorption wird dann die Differenz zwischen Detektions- und Vergleichsstrahl gemessen.

Abbildung 4.3 zeigt das Prinzip einer differentiellen Absorptionsmessung. Dargestellt ist diesmal ein vertikaler Schnitt der Vakuummkammer. Die Atome bewegen sich somit parallel zur Zeichenebene. Der Signalstrahl wird in Vergleichs- und Messstrahl aufgespalten und durch die Vakuummkammer geführt. Beide Strahlen werden durch Photodioden detektiert. Anschließend werden die erzeugten Signalströme voneinander abgezogen und verstärkt. Sind beide Strahlen gleich stark, ist der Gesamtstrom Null. Fallen die Atome durch den Messstrahl, so wird ein Teil der Lichtleistung des Messstrahls absorbiert. Da die Differenz der Strahlen gemessen wird, entspricht nun der Gesamtstrom genau der absorbierten Leistung. Bei gleichmäßiger Aufteilung des ursprünglichen Laserstrahls auf einen Vergleichs- und Messstrahl heben sich Schwankungen in der Laserinten-

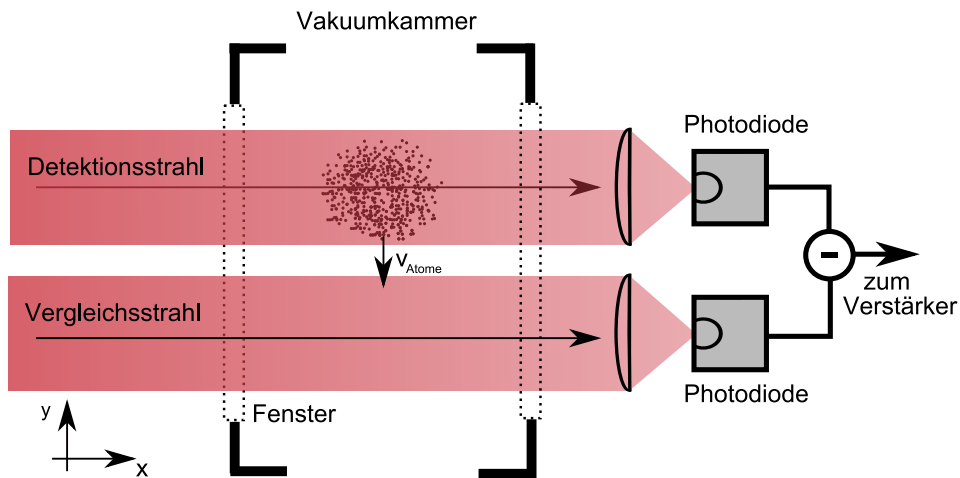


Abbildung 4.3: Prinzip einer differentiellen Absorptionsmessung

sität auf. Zudem kann ein hoher Verstärkungsfaktor eingestellt werden. Auf das Prinzip einer differentiellen optischen Detektion wird in Abschnitt 4.1.3 noch einmal genauer eingegangen. In Kapitel 4.2 wird theoretisch gezeigt, dass mit dieser Methode minimal 410 Atome in 1 ms gemessen werden können. Für diese Atomzahl beträgt die messbare Signalleistung 1 nW. Damit können bei der Absorption in 1 ms $16 \cdot 10^3$ Photonen detektiert werden. Bei der Fluoreszenzmessung sind in dieser Zeit weniger als 100 Photonen messbar. Darum sind für die Absorptionsdetektion bei kleinen Atomzahlen wesentlich höhere Signal zu Rauschverhältnisse zu erwarten. Wir haben uns deshalb entschieden, diese Methode am Atominterferometer zu implementieren.

4.1.2 Rauschquellen in der Detektion

Ziel einer guten Detektion ist es, die Anzahl der Atome so genau wie möglich zu bestimmen, da dies natürlich die Empfindlichkeit des Interferometers beeinflusst. Dabei gibt es unterschiedliche Störquellen, teils fundamentaler und teils technischer Natur, die die Messung stören. Diese Störungen erzeugen ein Rauschen auf dem elektrischen Signal, das die Detektionselektronik als Messsignal ausgibt. Wie im Verlauf dieses Abschnittes gezeigt wird, reduziert dies die minimal detektierbare Lichtleistung und somit die Empfindlichkeit der Detektion. Da jedes Atom nur eine Lichtleistung von etwa 2,5 fW streut, wird dadurch auch die Anzahl der minimal detektierbaren Atome begrenzt. Die während der Detektion auftretenden Störgrößen sind:

- Das Quantenprojektionsrauschen
- optisches Rauschen (Schrottrauschen) und Rauschen der Elektronik

- Streulicht, hervorgerufen durch thermische Hintergrundatome
- Frequenz- und Amplitudenrauschen des Detektionslasers

Quantenprojektionsrauschen

Nach dem letzten $\frac{\pi}{2}$ Puls der Interferometersequenz ist die Wellenfunktion eines einzelnen Atoms der Wolke gegeben durch

$$|\psi\rangle = \alpha |A\rangle + \beta |B\rangle \quad (4.1)$$

mit

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1. \quad (4.2)$$

Dabei wurde $|A\rangle = |F = 1\rangle$ und $|B\rangle = |F = 2\rangle$ gesetzt. Das heißt, das Atom befindet sich in einer Überlagerung der beiden Hyperfeinzustände. Gleichung 4.2 gilt für einen normierten Zustandsvektor. Nach ihr ist die Gesamtwahrscheinlichkeit, das Atom in einem der beiden Zustände zu finden, gleich eins. Präpariert man ein einzelnes Atom in einer Fontäne, so ist die Wahrscheinlichkeit es am Ende der Interferometersequenz im Zustand $|A\rangle$ oder $|B\rangle$ zu finden gleich $p_A \equiv |\alpha|^2$, bzw. $p_B \equiv |\beta|^2$. Das heißt, der Ausgang der Messung ist unbestimmt, egal wie gut man das Atom präpariert. Die einzige scharfe Messung erhält man, wenn p_A oder p_B gleich Null ist. Diese Unbestimmtheit ist eine grundlegende Erscheinung des Messprozesses in der Quantenmechanik. Für das hier beschriebene Zwei-Niveau-System wurde sie erstmals experimentell von W.M. Itano an Ionen in einer linearen HF Falle demonstriert [14]. Die Varianz der Messung wurde von ihm als Quantenprojektionsrauschen (engl. quantum projection noise) bezeichnet. Der Begriff lässt sich wie folgt verstehen: „Die Unbestimmtheit der Messung ist ein Ergebnis der zufälligen Projektion des Zustandsvektors auf einen seiner beiden Eigenwerte“. Itano zeigte außerdem, dass für ein Ensemble aus N nichtkorrelierten Atomen mit gleichem Zustandsvektor (das heißt jedes einzelne Atom ist gleichermaßen präpariert) die Varianz der Messung durch

$$\sigma^2 = Np_B(1 - p_B) \quad (4.3)$$

gegeben ist. Hierbei gilt $(1 - p_B) = p_A$. Die Standardabweichung der Messung ist also $\propto \sqrt{N}$. Darum wird diese Rauschquelle manchmal auch als atomares Schrotrauschen bezeichnet. Aus diesem Grund kann bei N Atomen die Besetzung eines Zustandes nur bis zu einer Genauigkeit von \sqrt{N} gemessen werden. Dies setzt eine fundamentale Grenze für die Genauigkeit des Atominterferometers, die auch als Standard Quantenlimit bezeichnet wird. Dieses kann nur durch so genanntes Quetschen (engl. squeezing) oder durch Verschränkung der atomaren Zustände durchbrochen werden [15]. Wie später gezeigt wird,

bestimmt das Rauschen in der Detektion, wieviele Atome man minimal detektieren kann. Es wird hierdurch also die Auflösung der Detektion begrenzt. Ist die minimale Anzahl der messbaren Atome kleiner als die Varianz 4.3 der Atomzahlen, so ist die Messung durch das Quantenprojektionsrauschen limitiert. Eine weitere Verbesserung der Detektion führt dann zu keiner größeren Empfindlichkeit des Atominterferometers, da mit der Detektion bereits die Atomzahlfuktuationen gemessen werden können.

Optisches Rauschen und Rauschen der Elektronik

Um die Lichtleistung der Fluoreszenz oder der Absorption messbar zu machen, wird in einem Photodetektor durch den inneren oder äußeren Photoeffekt der Lichtstrahl in einen Elektronenstrom umgewandelt. Dieser kann dann als elektrischer Strom oder als Spannung gemessen werden. Bei dieser Umwandlung und der meist notwendig folgenden Verstärkung, treten unterschiedliche Rauschquellen auf. Hier sollen nun kurz die auftretenden Störgrößen dargestellt und die zu ihrer Analyse verwendeten Definitionen eingeführt werden. Für eine Einführung in die Grundlagen der optischen Detektion sei auf [16, 17] verwiesen. Eine ausführliche Darstellung der Detektion ist beispielsweise in [18, 19] zu finden.

Abbildung 4.4 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild eines Photodetektors, der aus einer Photodiode und einem idealisierten Verstärker aufgebaut ist. Das auf die

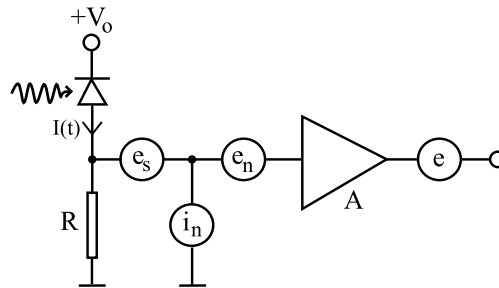


Abbildung 4.4: Rauschquellen eines Detektors mit idealisiertem Verstärker

Photodiode fallende Licht erzeugt einen Photostrom $I(t)$, der über dem Widerstand R einen Spannungsabfall $U(t)$ erzeugt. Der Eingang des Verstärkers sei hochohmig, so dass in diesen kein Strom fließt. Der Verstärker habe die Verstärkung A , somit liegt am Ausgang des Detektors das Messsignal $U_M(t) = AU(t)$ an. Betrachtet man dieses Signal zum Beispiel auf einem Oszilloskop, so stellt man fest, dass es um einen Mittelwert $\langle U \rangle$ schwankt. Diese Schwankungen werden durch das Photonenrauschen des Laserstrahls und durch Rauschen im Verstärker verursacht.

Ein idealer Laser mit nur einer Mode erzeugt in guter Näherung ein kohärentes elektromagnetisches Feld:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \sin(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t + \phi). \quad (4.4)$$

Sind ϕ und \mathbf{E}_0 unabhängig von der Zeit, so hat das Feld eine konstante Intensität, da $I \propto |\mathbf{E}_0|^2$. Aus der Quantenmechanik wissen wir, dass das elektromagnetische Feld aus Photonen besteht. Man kann nun zeigen [17], dass für einen Lichtstrahl konstanter Intensität der Länge L die Wahrscheinlichkeit n Photonen in diesem Strahl zu finden, durch eine Poisson-Verteilung

$$P(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{(-\bar{n})} \quad (4.5)$$

gegeben ist, wobei \bar{n} für die mittlere Anzahl der Photonen steht und durch

$$\bar{n} = \frac{\Phi L}{c} = \frac{PL}{\hbar\omega c} \quad (4.6)$$

gegeben ist. Φ ist darin der Photonenfluss. Er ist als die mittlere Anzahl von Photonen, die pro Sekunde durch einen Querschnitt der Fläche A tritt definiert. Aus der Statistik ist bekannt, dass für eine Poisson-Verteilung die Varianz gegeben ist durch [17]

$$\langle \Delta n \rangle^2 = \langle n \rangle. \quad (4.7)$$

Die Fluktuationen der Photonenzahl ist also $\propto \sqrt{n}$. Fällt nun das Licht auf einen idealen Detektor, so erzeugt dieser aus jedem Photon ein Elektron. Dadurch werden auch die Fluktuationen des Photonenstromes auf den Elektronenstrom übertragen. In einem realen Detektor löst aber nicht jedes Photon ein Elektron aus, da je nach verwendetem Material die Absorptionswahrscheinlichkeit kleiner als eins ist oder weil andere Prozesse mit dem Photoeffekt konkurrieren. Die Wahrscheinlichkeit, mit der pro einfallendem Photon ein Elektron ausgelöst wird, bezeichnet man als Quanteneffizienz

$$\eta = \frac{\bar{N}}{\bar{n}}, \quad (4.8)$$

wobei \bar{N} die mittlere Anzahl ausgelöster Elektronen ist. Da bei der Detektion dieser Prozess zufällig stattfindet, wird hierdurch die Photonenstatistik des einfallenden Lichtstrahls nicht mehr eins zu eins auf den Elektronenstrom übertragen. Man kann zeigen [17], dass für poisson-verteilttes Licht unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz auch der Elektronenstrom wieder eine Poisson-Verteilung aufweist. Damit gilt für die Varianz:

$$\langle \Delta N \rangle^2 = \langle N \rangle. \quad (4.9)$$

Der Photostrom ist proportional zur Anzahl der ausgelösten Elektronen. Darum wird auch dieser nach Gleichung 4.9 eine Varianz aufweisen für die $(\Delta I)^2 \propto \langle I \rangle$ gilt, wobei I der aus N Elektronen erzeugte Strom ist. Man kann den Photostrom nun in zwei Anteile zerlegen. In einen zeitunabhängigen Mittelwert $\langle I \rangle$ und eine zeitabhängige Schwankung $\Delta I(t)$, den Rauschstrom

$$I(t) = \langle I \rangle + \Delta I(t). \quad (4.10)$$

Der Mittelwert des Rauschstromes ist $\langle \Delta I(t) \rangle = 0$. Die Stromschwankungen führen aber in dem Widerstand vor dem Verstärker (siehe Abbildung 4.4) zu einem messbaren Spannungsabfall. Man betrachtet deshalb den quadratischen Mittelwert des Stroms und die sich daraus ergebende Rauschleistung

$$P(t) = (\Delta i(t))^2 R. \quad (4.11)$$

Die gemessene Rauschleistung hängt von der Messbandbreite ab, da die messbare Leistung zur Zeit t sich aus ihren jeweiligen Frequenzanteilen zusammensetzt. Betrachtet man $P_V(t) = V^2(t)$ als normierte Leistung einer Größe V (z.B. als die Leistung, die durch einen Spannungsabfall $V(t)=u$ über einem Widerstand R mit 1Ω erzeugt wird), so beträgt die mittlere Gesamtleistung während der Messzeit T:

$$\langle V^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} V(t)^2 dt. \quad (4.12)$$

Durch Bildung der Fouriertransformierten von V(t) erhält man [16]

$$\langle V^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} |V_F(f)|^2 df = \frac{2}{T} \int_0^{+\infty} |V_F(f)|^2 df, \quad (4.13)$$

wobei $V_F(f)$ die Fouriertransformierte von V(t) bei einer Messzeit T ist. Die mittlere Leistung ist also die Summe aller ihrer frequenzabhängigen Fourieramplituden. Man definiert nun die spektrale Leistungsdichte, mit der man charakterisieren kann, wie groß die Leistung in einem Frequenzbereich df ist.

$$s_V(f) \equiv \frac{2|V_T(f)|^2}{T} \quad (4.14)$$

und erhält mit Gleichung 4.13

$$\langle V^2 \rangle = \int_0^{+\infty} s_v(f) df. \quad (4.15)$$

Die spektrale Leistungsdichte ist der Anteil der mittleren Leistung eines Signals V(t) bei einer Mittenfrequenz f in einer Bandbreite df. Würde man hinter

den Detektor einen linearen Bandpassfilter mit einer Mittenfrequenz f und einer Bandbreite Δf setzen, so wäre die messbare Leistung hinter dem Filter gleich $s_V \Delta f$. Da die Varianz der Elektronen in keiner Weise von der Frequenz abhängt, wird das Rauschen bei allen Frequenzen gleich groß sein. Man spricht in diesem Fall von weißem Rauschen. Aus der Fouriertransformation von $I(t)$ kann man durch Betrachtung des Leistungsspektrums die Schottky-Formel

$$i_{Ph}(f) = 2e \langle I \rangle, \quad (4.16)$$

ableiten [16], wobei i_{Ph} die Rauschstromdichte des Photostromes ist. Mit Gleichung (4.15) erhält man damit für die Varianz des Stromes in einer Bandbreite Δf

$$(\Delta I)^2 = 2e \langle I \rangle \Delta f. \quad (4.17)$$

Man bezeichnet die Schwankungen ΔI als Schrotrauschen. Dieses Rauschen ist eine fundamentale Folge der Quantisierung des Lichts. Es kann nur durch eine spezielle Präparation des Lichtes verkleinert werden, was auch als Squeezing bezeichnet wird [19].

Die Photodiode erzeugt bereits einen Photostrom, wenn kein Licht auf sie fällt. Dies geschieht durch thermionische Emission von Ladungsträgern im Halbleitermaterial. Dieser Photostrom wird als Dunkelstrom I_D bezeichnet. Seine Rauschstromdichte lässt sich nach Gleichung 4.16 berechnen und wird im Folgenden mit i_D bezeichnet.

Auch an den Enden des Widerstandes vor dem Verstärker kann man eine schwankende Spannung messen ohne das durch diesen ein Strom fließt. Diese wird hervorgerufen durch die kinetische Energie die Ladungsträger im Widerstand. Hierdurch entsteht eine statistisch schwankende Aufladung an den Enden des Widerstandes. Diese ruft einen Spannungsabfall über dem Widerstand hervor. Das damit verbundene Rauschen wird als thermisches oder Widerstandsrauschen bezeichnet. Mit Hilfe des Drude Modells [20] oder einer thermodynamischen Betrachtung [18] kann gezeigt werden, dass das Quadrat der Rauschstromdichte des thermischen Stroms durch

$$(i_{th})^2 = \frac{4kT}{R} \quad (4.18)$$

gegeben ist. Dabei ist k die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur und R der Widerstand zwischen den Leiterenden. Die Summe dieser drei Störgrößen ergibt nun die Rauschspannungsdichte e_s (siehe Abbildung 4.4), die durch die Photodiode und den Widerstand hervorgerufen wird.

$$e_s^2 = R^2 \left(i_{Ph}^2 + i_D^2 + \frac{4kT}{R} \right) \quad (4.19)$$

Durch die elektronischen Komponenten des Verstärkers erzeugt auch dieser ein Spannungsrauschen e_n und ein Stromrauschen i_n . Letzteres führt über dem

Widerstand R zu einem Spannungsabfall, so dass sich die gesamte Rauschspannungsdichte e_i^2 am Eingang des Verstärkers ergibt zu

$$e_i^2 = e_s^2 + e_n^2 + i_n^2 R^2. \quad (4.20)$$

Mit Gleichung 4.19 wird dies zu:

$$e_i^2 = R^2(i_{Ph}^2 + i_D^2 + \frac{4kT}{R} + \frac{e_n^2}{R^2} + i_n^2). \quad (4.21)$$

Um bei der Detektion das Rauschen so gering wie möglich zu halten, versucht man stets:

$$i_{Ph}^2 > i_D^2 + \frac{4kT}{R} + \frac{e_n^2}{R^2} + i_n^2 \quad (4.22)$$

zu erreichen. Das bedeutet, dass die Rauschleistungsdichte des Photostromes die dominierende Rauschquelle ist und man alle anderen Rauschenquellen vernachlässigen kann. Man spricht in diesem Fall von einer schrotrauschlinitierten Detektion. Für den Photostrom gilt

$$I(t) = \frac{N(t)}{T} = \frac{\eta e \bar{n}}{T} = \eta e \frac{P_L}{\hbar \omega}. \quad (4.23)$$

Mit Gleichung 4.16 und 4.23 erhält man aus Gleichung 4.22 die Leistung P_L , ab der die Detektion schrotrauschlinitiert ist.

$$P_L \geq \frac{\hbar \nu}{\eta e^2} (2e \bar{I}_D + \frac{4kT}{R} + \frac{e_n^2}{R^2} + i_n^2) = \frac{\hbar \nu}{\eta} r_{th} \quad (4.24)$$

Man kann den Klammerausdruck als die Rate r_{th} interpretieren, mit der die Detektor-Verstärker-Kombination zufällig Ladungsträger erzeugt.

Um überhaupt ein Signal detektieren zu können, muss dieses größer oder mindestens gleich dem Eigenrauschen e_i des Detektors sein. Formal hat man zur Charakterisierung dieses Sachverhaltes das Signal-Rausch-Verhältnis (kurz SNR, engl. signal to noise ration) eingeführt.

$$SNR = \frac{\text{Signalleistung}}{\text{Rauschleistung}} \quad (4.25)$$

Aus $SNR=1$ kann mit Gleichung 4.21 die minimal detektierbare Leistung bestimmt werden und daraus, wie viele Atome minimal gemessen werden können. In Abschnitt 4.2 wird auf dieser Grundlage berechnet, ab welcher Atomzahl die Detektion durch das Quantenprojektionsrauschen limitiert ist.

Frequenz und Amplitudenrauschen des Detektionslasers

Ein idealer Laser müsste nach Gleichung 4.1.3 ein weißes Rauschen aufweisen. Die Rauschamplitude sollte also über den Frequenzbereich konstant sein. Dies ist in der Realität aber nicht der Fall. Jeder Laser weist bei kleinen Frequenzen ein erhöhtes klassisches Amplitudenrauschen auf. Dieses wird vor allem durch Fluktuationen des Laserstromes und mechanische Vibrationen der optischen Resonatoren erzeugt. Dieses Rauschen wird im folgendem auch als technisches Rauschen bezeichnet. Abbildung 4.5 zeigt das typische Frequenzspektrum eines realen Lasers. Es weist, wie beschrieben, ein erhöhtes Rauschen bei niedrigen

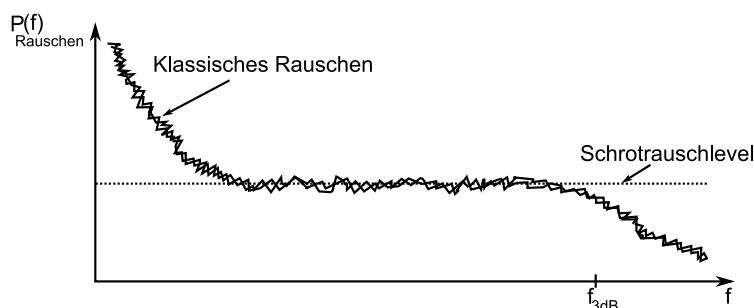


Abbildung 4.5: Rauschspektrum eines realen Lasers bei einer Detektorbandbreite von f_{3dB}

Frequenzen auf. Bei höheren Frequenzen wird das Schrotrauschen erreicht. Weiterhin ist der Einfluss der Bandbreite schematisch dargestellt. Ab einer Frequenz von f_{3dB} fängt die Übertragungsfunktion des Detektors an, abzufallen. Das Rauschen sinkt damit unter das Schrotrauschlevel. Das Amplitudenrauschen des Lasers ist gerade bei einer Absorbtionsmessung sehr störend, da die Amplitudenschwankungen nicht vom Messsignal unterschieden werden können. Eine Möglichkeit dies zu umgehen ist, das Laserlicht in der Frequenz zu modulieren. Damit kann die eigentliche Messung in einen Frequenzbereich verschoben werden, in dem der Laser das Schrotrauschlevel erreicht. Mit einem Filter kann dann das niederfrequente Rauschen aus der Messung herausgefiltert werden. Wie im letzten Teil dieses Kapitels gezeigt wird, kann in der Optik bei der Frequenzmodulation des Laserlichtes eine Amplitudenmodulation auftreten. Diese wird auch als Etaloneffekt bezeichnet. Sie wird hervorgerufen durch Reflexionen an den verwendeten optischen Elementen. Durch diese Reflexe bildet die Optik Resonatoren aus, durch die der Laserstrahl in der Amplitude moduliert wird. Diese Modulationen können so groß sein, dass sie das Erreichen eines guten SNR bei kleinen Signalleistungen unmöglich machen. In [21] wurde dadurch die Absorbtionsdetektion auf ein SNR von 100:1 limitiert.

4.1.3 Prinzip einer balancierten Absorbtionsmessung

Das technische Rauschen des Lasers kann so groß sein, dass es das SNR der Absorbtionsmessung am Interferometer limitiert. Auch die Schwankungen der Laserleistung, z.B. durch thermische Drifts, können so groß sein, dass sie in den Bereich der gemessenen Signalleistung fallen. Man muss deshalb einen Weg finden, diese Störquellen zu überwinden. Um das technische Amplitudenrauschen des Lasers bei kleinen Frequenzen zu minimieren, gibt es im wesentlichen zwei Möglichkeiten. Die erste ist eine aktive Stabilisierung des Lasers. Abbildung 4.6 zeigt den schematischen Aufbau einer Laserstabilisierung über eine negative Rückkopplenschleife. Ein Teil des Laserlichts wird durch einen Strahlteiler auf einen Photodetektor gelenkt. Dieser ist an eine Regelungselektronik angeschlossen, die die Stromversorgung des Lasers kontrolliert. Man kann die Regelungselektronik nun so konfigurieren, dass sie eine frequenzabhängige Modulation des Laserstromes erzeugt. Hierdurch können die zusätzlichen Amplitudenschwankungen verringert oder teilweise sogar aufgehoben werden. Problematisch bei dieser Methode ist, dass sie technisch relativ aufwendig ist. Da die Antwortfunktion des Lasers auf den Strom meist nichtlinear ist, ist

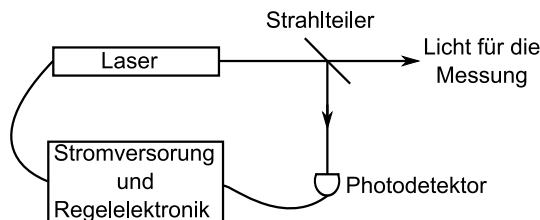


Abbildung 4.6: Prinzip einer elektronischen Intensitätsstabilisierung über eine Rückkopplenschleife

der Bau eines entsprechenden Reglers schwierig. Ein weiterer Nachteil ist, dass der Fehler in der Regelung sehr klein sein muss, um das Schrotrauschlimit zu erreichen. Dies ist technisch nur für kleine Bandbreiten von einigen kHz realisierbar, so dass es oft nicht möglich ist in der gewünschten Bandbreite das Schrotrauschlimit zu erreichen.

Eine zweite Möglichkeit der Rauschreduzierung ist, die in der Einleitung erklärte differentielle Messung. Bei dieser wird das Rauschen des Lasers nicht verändert, sondern durch die Vergleichsmessung entfernt. Abbildung 4.7 zeigt noch einmal das Schema der differentiellen Absorbtionsmessung. Das Laserlicht wird durch einen 50:50 Strahlteiler in zwei Teilstrahlen gleicher Leistung aufgeteilt. Diese werden von zwei Photodioden D_1 und D_2 detektiert. Anschließend werden die beiden Photoströme von einander subtrahiert, so dass sich bei gleicher Leistung der beiden Teilstrahlen ein Gesamtstrom $I = I_1 - I_2 = 0$ ergibt. Dies bringt für die Messung sehr schwacher Signale einen Vorteil. Bringt man beispielsweise eine absorbierende Probe in den von D_2 detektierten Strahl,

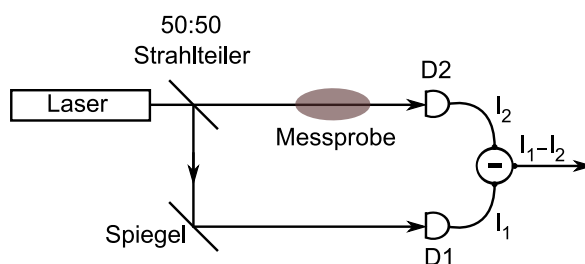


Abbildung 4.7: Prinzip einer balancierten Messung

so sinkt die Leistung in diesem Strahl. Dadurch verkleinert sich auch I_2 . Der Detektor gibt nun ein positives Signal aus, da er die Differenz der beiden Signale misst. Ist die Probe im Verhältnis zur eingestrahlichten Leistung nur schwach absorbierend, so ist auch das Messsignal klein. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass von den Atomen bei einer Lichtleistung von 1 mW lediglich einige 100 nW bis hin zu wenigen μW absorbiert werden. Die differentielle Messung entfernt den großen Lichthintergrund, was die Messung des schwachen Absorptionssignals erleichtert.

Das technische Rauschen des Lasers wirkt wie eine Amplitudenmodulation der Lichtleistung. Darum wird es aus klassischer Sicht durch den Strahlteiler gleichmäßig auf die beiden Strahlen aufgeteilt. Die in der Detektion messbaren Schwankungen ΔI sind deshalb in den Photoströmen I_1 und I_2 gleich. Bei der Subtraktion der Ströme heben sie sich also gegenseitig auf. Das Schrotrauschen kann durch diese Methode aber nicht entfernt werden. Die Photonen des Laserstrahls werden durch den Strahlteiler zufällig in zwei Strahlen aufgeteilt. Die Fluktuationen der Photonen in beiden Strahlen sind deshalb nicht miteinander korreliert. Darum können sich auch die durch sie hervorgerufenen Schwankungen in den Photoströme I_1 und I_2 nicht gegenseitig aufheben. Ein Nachteil der differentiellen Messung ist, dass bei einer gewünschten Signalleistung P_S die Rauschleistung des Schrotrauschens in der Detektion doppelt so groß ist. Ursache dafür ist, dass beide Strahlen in den Photodioden D_1 und D_2 einen nicht korrelierten Rauschstrom erzeugen. Ist die Detektion Schrotrauschlimitiert, so ist das Gesamtrauschen um 3 dB höher.

Technisch ist diese Methode relativ einfach umzusetzen. Die beiden Photodioden müssen lediglich in entgegengesetzter Richtung in der Schaltung vorgespannt werden (siehe Abbildung 4.8). Die Photoströme haben dadurch entgegengesetzte Vorzeichen und heben sich auf. Limitierungen der Bandbreite treten nur durch die sich verschlechternden Eigenschaften der verwendeten Bauelemente bei hohen Frequenzen auf. Um eine gute Rauschunterdrückung zu erreichen, muss die Leistung in beiden Strahlen fast exakt gleich sein. Für die von uns benutzten Laser wird eine Rauschunterdrückung von circa 50 dB benötigt. Um dies zu erreichen, darf der Leistungsunterschied zwischen beiden

Strahlen höchstens 0.03% betragen. Dies ist auf optischer Seite sehr schwer realisierbar, da jeder Strahlteiler Toleranzen aufweist. Zudem schwankt die Gesamtleistung und damit auch die Balance der beiden Strahlen mit der Zeit. Grund dafür sind Temperaturschwankungen von Laser und Optik, mechanische Vibrationen und andere Effekte. Die Rauschunterdrückungen in einfachen Differenzmessungen ist deshalb auf typisch 20dB begrenzt.

Ein in [22, 23] vorgestellter elektronisch balancierter Detektor überwindet allerdings diese Schwierigkeiten. Mit ihm lassen sich Unterdrückungen von 65 dB und mehr erreichen. Die Ausbalancierung der beiden Strahlen wird hier durch eine elektronische Regelung erreicht. Abbildung 4.8 zeigt einen schematischen Aufbau des Detektors. Der Vergleichsstrahl wird etwas größer gemacht als

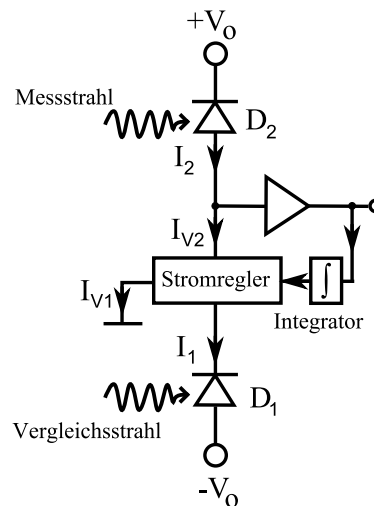


Abbildung 4.8: Vereinfachte Schaltung eines balancierten Detektor

der Signalstrahl. Dadurch gibt der Detektor am Ausgang des Verstärkers eine Spannung U_A aus, die verschieden von Null ist. Ein Integrator integriert diese Spannung auf und steuert damit einen Stromregler. Dieser Stromregler wird so konzipiert, dass er den Vergleichsstrom I_1 in zwei Teile aufteilt. Einen Strom I_{V2} , der mit dem Signalstrom I_2 überlagert wird und einen zweiten Strom I_{V1} , der gegen Masse abfließt. Der Stromregler wird so ausgelegt, dass er den Strom I_{V2} verringert, wenn der Integrator ein positives Signal ausgibt. Dies geschieht durch Vergrößerung des Verhältnisses von I_{V2} zu I_{V1} . Damit fließt ein größerer Teil des Vergleichsstromes I_1 gegen Masse ab. Hierdurch verringert sich der Wert von U_a am Ausgang des Detektors. Es ergibt sich eine aktive Regelung, die den Detektor so ausbalanciert, dass die Ströme I_1 und I_{V2} gleich groß sind. Dadurch werden auch zeitliche Schwankungen in der Strahlbalance der beiden Lichtstrahlen, die innerhalb der Regelbandbreite des Integrators liegen, ausgeglichen.

4.2 Simulation der erreichbaren Empfindlichkeit

In diesem Abschnitt der Arbeit werden die idealen Strahlleistungen des Messstrahls und die zu erwartenden Signalleistungen bestimmt. Es wird außerdem gezeigt, ab welcher Atomzahl die Detektion nicht mehr durch das Detektorrauschen, sondern durch quantenmechanische Fluktuationen, das sogenannte Quantenprojektionsrauschen, begrenzt wird. Damit ist das Interferometer in seiner Empfindlichkeit nicht mehr durch die Detektion limitiert, da diese durch das quantenmechanische Limit beschränkt ist.

Zunächst werden die zu erwartenden Signalleistungen in Abhängigkeit von der Signalleistung des Messstrahls bestimmt. Nach [24] kann der benutzte Detektionsübergang, $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, im Rubidium in guter Näherung als Zwei-Niveau-System betrachtet werden. Die optischen Blochgleichungen beschreiben die Licht-Atomwechselwirkung eines Zwei-Niveau-Systems unter Berücksichtigung der spontanen Emission. Sie sind deshalb Ausgangspunkt der Betrachtung. Die Blochgleichungen können für ein Zwei-Niveau-System aus der Schrödingergleichung, unter Verwendung des Dichtematrixformalismus, abgeleitet werden [25]. Sie lauten

$$\begin{aligned} \dot{p}_{11} &= \gamma p_{22} + i\frac{\Omega_0}{2}(\bar{p}_{21} - \bar{p}_{12}) \\ \dot{p}_{22} &= -\gamma p_{22} + i\frac{\Omega_0}{2}(\bar{p}_{12} - \bar{p}_{21}) \\ \dot{\bar{p}}_{12} &= -\left(\frac{\gamma}{2} + i\delta\right)\bar{p}_{12} + i\frac{\Omega_0}{2}(p_{12} - p_{21}) \\ \dot{\bar{p}}_{21} &= -\left(\frac{\gamma}{2} - i\delta\right)\bar{p}_{21} + i\frac{\Omega_0}{2}(p_{11} - p_{22}) \end{aligned} \quad (4.26)$$

wobei p_{ij} die Elemente der Dichtematrix sind. Diese kann geschrieben werden als

$$p = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} \\ p_{21} & p_{22} \end{pmatrix}. \quad (4.27)$$

Dabei ist \bar{p}_{ij} durch

$$\begin{aligned} \bar{p}_{12} &= e^{-i\delta t} p_{12} \\ \bar{p}_{21} &= e^{i\delta t} p_{21}, \end{aligned} \quad (4.28)$$

gegeben. p_{11} und p_{22} beschreiben die Wahrscheinlichkeit, das Elektron im Grundzustand $|F = 2\rangle$ oder im angeregten Zustand $|F' = 3\rangle$ zu finden. p_{12} und p_{21} beschreiben die Kohärenz und somit die Phasenbeziehung der beiden Zustände. Ω_0 ist die resonante Rabi-Frequenz des Zwei-Niveau-Systems, δ die Verstimmung des Lasers von der Resonanz des atomaren Übergangs und γ die Dämpfung des Systems durch spontane Emission. Diese ist gegeben durch

$$\gamma = \frac{1}{\tau}, \quad (4.29)$$

wobei τ die Lebensdauer des atomaren Übergangs ist. Nach [25] gilt, dass $p_{11} + p_{22} = 1$ und $p_{12} = p_{21}^*$. Damit sind die vier Differentialgleichungen 4.26

nicht mehr voneinander unabhängig und reduzieren sich zu

$$\begin{aligned}\dot{\bar{p}}_{12} &= -\left(\frac{\gamma}{2} + i\delta\right)\bar{p}_{12} - \frac{i\omega\Omega_0}{2} \\ \dot{\omega} &= -\gamma(\omega + 1) - i\Omega_0(\bar{p}_{21} - \bar{p}_{12}).\end{aligned}\quad (4.30)$$

Mit

$$\omega = p_{22} - p_{11} \quad (4.31)$$

wurde die Inversion des Systems eingeführt. Betrachtet wird nun die Zeit t , nach der eine Messung am Zwei-Niveau-System durchgeführt wird. Ist diese groß genug, so dass gilt: $t \gg \tau = \frac{1}{\gamma}$, so nimmt das Differentialgleichungssystem 4.30 eine Gleichgewichtslösung an. Die Lebensdauer des Detektionsübergangs beträgt laut [24] $\tau = 26, 24ns$. Die Messzeit der Detektion liegt zwischen $10 \mu s$ und $10 ms$. Sie ist mindestens um einen Faktor 10^3 größer als die Lebensdauer. Wir können deshalb im weiteren die Gleichgewichtslösung betrachten. Sie ergibt für p_{22} die Wahrscheinlichkeit das Elektron im angeregtem Zustand zu finden.

$$p_{22} = \frac{S_0/2}{1 + S_0 - 4\delta^2/\gamma^2} \quad (4.32)$$

S_0 ist der resonante Sättigungsparameter. Er ist gegeben durch

$$S_0 = \frac{I}{I_{Sat}}, \quad (4.33)$$

worin I_{Sat} als Sättigungsintensität bezeichnet wird. Erhöht sich die Lichtintensität des Lasers, befinden sich immer mehr Atome der Wolke im angeregten Zustand. Es können nur die Atome Licht absorbieren, die sich im Grundzustand befinden. Darum werden die Atome bei hohen Lichtintensitäten in eine Sättigung getrieben. Das heißt, sie können ab einer bestimmten eingestrahltten Intensität kein weiteres Licht mehr aufnehmen. Die Sättigungsintensität hängt maßgeblich von der Lebensdauer τ des Übergangs und dem Vektorprodukt aus Polarisationsvektor des Lichtes $\hat{\mathbf{e}}$ und dem Dipolmatrixelement des Übergangs \mathbf{d} ab. Die Lebensdauer gibt an, wie schnell die Atome in den Grundzustand zurückfallen. Dies ist ein Maß dafür, wie schnell Licht wieder aufgenommen werden kann. Das Vektorprodukt $\hat{\mathbf{e}}\mathbf{d}$ ist ein Maß dafür, wie stark die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischem Feld und dem atomaren Übergang ist, d.h. wie stark Elektronen aus dem Grundzustand in den angeregten Zustand gepumpt werden. Die Sättigungsintensität ist gegeben durch [24]:

$$I_{Sat} = \frac{c\epsilon_0\gamma^2\hbar^2}{4|\hat{\mathbf{e}}\mathbf{d}|^2}. \quad (4.34)$$

Die Rate Γ_{ph} mit der Photonen von den Atomen gestreut werden können, ergibt sich aus der Rate γ , mit der ein einzelnes Atom aus dem angeregten

Zustand in den Grundzustand zerfällt. Erst dann kann es wieder ein Photon aufnehmen.

$$\Gamma_{ph} = \gamma p_{22} = \frac{\gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4\delta^2/\gamma^2} \quad (4.35)$$

Die Atome befinden sich, wenn sie durch die Detektionskammer fallen, in einem Gebiet, das etwa eine Breite von 2 cm, eine Höhe von 3 mm und eine Tiefe von 2 cm hat. Dies entspricht einem Volumen von $1,2 \text{ cm}^3$. Abbildung 4.9 zeigt einen Querschnitt der Atomwolke. Wir gehen davon aus, dass die Atome homogen im Volumen verteilt sind, was zu einer konstanten Dichte

$$n = \frac{N}{V} \quad (4.36)$$

bei N Atomen führt. Wir nehmen weiterhin an, dass die Intensität des Strahles

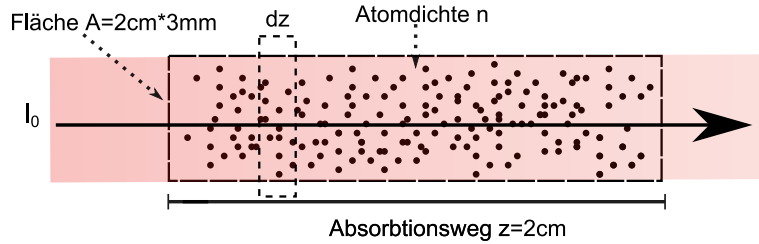


Abbildung 4.9: Querschnitt der Atomwolke, auf die Wolke fällt ein Laserstrahl der Intensität I_0

über der Fläche A konstant ist. Damit gilt

$$I(x, y) = I = \text{const.} \quad (4.37)$$

Die Änderung der Strahlintensität auf der Strecke dz ist gegeben durch

$$dI = -\hbar\omega_L \Gamma_{ph} n dz = -nI\sigma dz, \quad (4.38)$$

mit ω_L als Resonanzfrequenz des atomaren Überganges. σ wird als Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Durch Einsetzen von 4.35 in Gleichung 4.38 erhält man für diesen

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + 4(\delta/\gamma)^2 + S_0} \quad (4.39)$$

wobei

$$\sigma_0 = \frac{\hbar\omega_L\gamma}{2I_{Sat}} \quad (4.40)$$

als resonanter Wirkungsquerschnitt bezeichnet wird. Durch Integration von Gleichung 4.38 über z erhält man das Beersche Absorbtiionsgesetz

$$I(I_0, \sigma, n, z) = I_0 e^{-\sigma n z}. \quad (4.41)$$

Multipliziert man dieses mit der Fläche F , erhält man die Leistung $P(z)$ am Ort z . Aus der Differenz von eingestrahelter Leistung P_0 und $P(z)$ ergibt sich die von der Probe absorbierte Leistung nach einem Absorbtionsweg z .

$$P_A(P_0, \sigma, n, z) = P_0 - P_0 e^{-\sigma n z} \quad (4.42)$$

Daraus können wir nun die Leistung berechnen, die von der Atomwolke bei einer gegebenen Einstrahlungsintensität absorbiert wird.

Werden die Atome durch den Detektionsstrahl von $|F = 2\rangle$ nach $|F' = 3\rangle$ gepumpt (siehe Abbildung 2.4), so besteht die Wahrscheinlichkeit, dass sie von hier aus in den $|F = 1\rangle$ Zustand zurückfallen. Sie stehen damit nicht mehr für weitere Absorbtionsprozesse zur Verfügung. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von einem dunklen Zustand. Aufgrund der Auswahlregeln für die magnetischen Unterzustände m_f kann dies nur passieren, wenn die Atome bei der Absorbtion in die Zustände $|F' = 3, m_f = -2 \dots + 2\rangle$ gepumpt werden. Von $m_f = -3$ bzw. $+3$ können sie hingegen nur in den $|F = 2\rangle$ Zustand zerfallen [24]. Benutzt man zirkular polarisiertes Licht, so wird das Drehmoment des Lichts auf die Atome übertragen. So können sie in unterschiedliche magnetische Unterzustände m_f umgepumpt werden. Durch die Zustandsselektion der Atome während der Fontaine (siehe Kapitel 2.1) befinden sich diese nach der Interferometersequenz im magnetischem Zustand $m_f = 0$. Durch Verwendung von zirkular polarisiertem Licht wird erreicht, dass die Atome nach einigen Übergängen nur noch von $|F = 2, m_f = -2\rangle \rightarrow |F = 3, m_f = -3\rangle$ bei Verwendung von σ^- bzw. von $|F = 2, m_f = 2\rangle \rightarrow |F = 3, m_f = 3\rangle$ bei Verwendung von σ^+ umgepumpt werden. Damit können sie nicht mehr in den Grundzustand zerfallen. Für zirkular polarisiertes Licht reduzieren sich die Sättigungsintensität und der resonante Wirkungsquerschnitt nach [24] auf

$$I_{Sat} = \frac{\hbar \omega^3 \gamma}{12 \pi c^2} \quad (4.43)$$

und

$$\sigma_0 = \frac{3 \lambda^2}{2 \pi}. \quad (4.44)$$

Sie ergeben für den benutzten Detektionsübergang $I_{Sat} = 1.7 \text{ mW/cm}^2$ und $\sigma_0 = 2.9 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$. Damit ergibt sich für die Frontfläche des Volumens eine Sättigungsleistung von 1 mW.

Wir gehen bei den Berechnungen davon aus, dass die Dopplerverbreiterung der atomaren Linie vernachlässigt werden kann. Diese kann nach [17] aus

$$\Delta F_{Doppler} = \frac{2}{\lambda} \left(\frac{(2 \ln 2) k_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.45)$$

berechnet werden. Die Atome haben in der Mott eine Temperatur von circa $5 \mu\text{K}$ und damit eine Dopplerverbreiterung von $\Delta F_{Doppler} = 38 \text{ kHz}$. Diese ist

um einen Faktor 10^2 kleiner als die natürliche Linienbreite $\Delta F = 6$ MHz und kann darum vernachlässigt werden.

Für die Detektion werden, wie in Abbildung 4.10 dargestellt, meist reflektierte Strahlen benutzt. Der Detektionsstrahl wird, nachdem er die Kammer

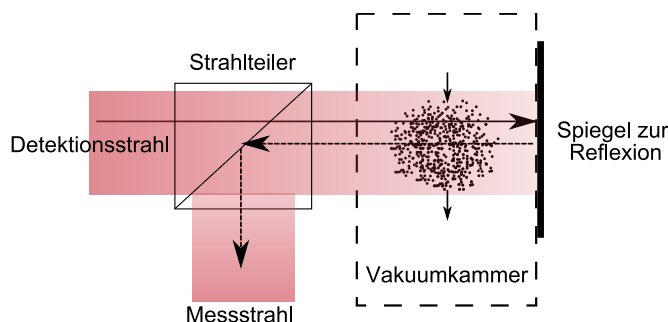


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der Messung mit reflektierten Strahlen

durchquert hat, von einem Spiegel reflektiert und nach erneutem Durchqueren der Kammer, durch einen Strahlteiler vom einlaufenden Strahl getrennt. Als Strahlteiler können zum Beispiel polarisationsabhängige Prismen benutzt werden. Das Reflektieren des Strahls verhindert, dass die Atome durch die Lichtkräfte an den Kammerand gedrückt werden. Damit sind längere Messzeiten von einigen ms möglich. Der rücklaufende Strahl durchquert die Wolke ein zweites Mal, so dass die Gesamtintensität am Ort der Atome durch die Summe von hin- und rücklaufendem Strahl gegeben ist. Soll eine Lichtleistung P am Ort der Atome erzeugen werden, muss deshalb mit der halben Lichtleistung einstrahlt werden. Dies hat den Vorteil, dass sich das Schrotrauschen der Detektion verkleinert, da die auf den Detektor fallende Lichtleistung nur noch halb so groß ist.

Abbildung 4.11 zeigt die aus Gleichung 4.42 berechnete absorbierte Laserleistung P_A über der eingestrahlteten Lichtleistung. Es wurde davon ausgegangen, dass die Verstimmung des Laserlichts $\delta = 0$ ist, die Linienbreite des Lasers also vernachlässigt werden kann. Der zur Detektion benutzte Laser hat eine Linienbreite von wenigen kHz. Er kann durch eine Phasenstabilisierung stabil auf der atomaren Übergangsfrequenz gehalten werden. Da die natürliche Linienbreite des Überganges mehrere MHz beträgt, ist dies eine akzeptable Näherung. Die x-Achse des Graphs ist so skaliert, dass sie die Leistung als vielfaches der Sättigungsleistung xP_{Sat} angibt. Bei der Skalierung wurde zudem berücksichtigt, dass die eingestrahltete Leistung gleich der doppelten Leistung am Ort der Atome ist. Damit ist die Sättigungsleistung bereits bei $x = \frac{1}{2}$ erreicht. Die Simulation zeigt das im oberen Teil der Arbeit beschriebene Sättigungsverhalten. Für kleine Leistungen unterhalb der Sättigungsintensität steigt die absorbierte

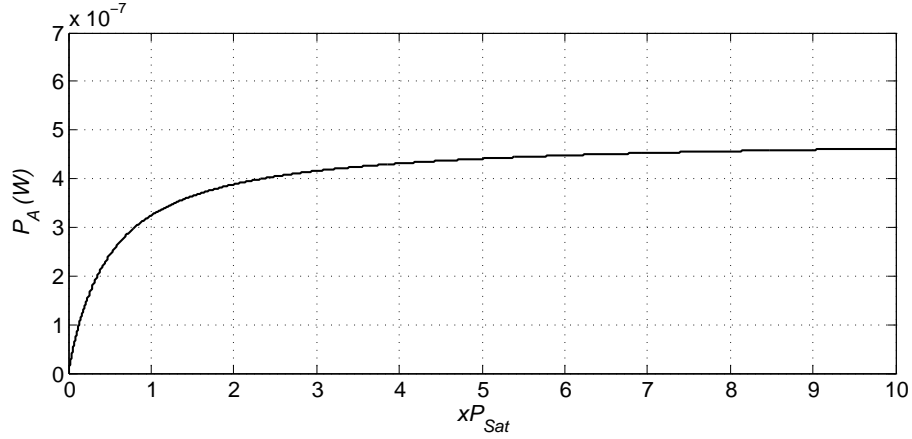


Abbildung 4.11: Von 10^5 Atomen absorbierte Leistung in Abhängigkeit von der eingestrahlt Leistung als vielfaches der Sättigungsleistung P_{Sat}

Leistung stark an. Für eingestrahlt Leistungen oberhalb der Sättigungsintensität beginnt das Verhältnis zwischen eingestrahlt und absorbiert Leistung abzunehmen. Für $x \rightarrow \infty$ ist die absorbiert Leistung konstant.

Das Schrotrauschen der Detektion ist $\propto \sqrt{P_0}$. Da das Verhältnis aus eingestrahlt und absorbiert Leistung für größere Einstrahlleistungen abnimmt, erwartet man in der Detektion irgendwo ein Maximum des Signal zu Rausch Verhältnisses. Das SNR kann mit Hilfe von Gleichung 4.21 und 4.15 berechnet werden und ergibt:

$$SNR(P_0, z) = \frac{P_{Signal}}{P_{Rauschen}} = \frac{P_A(z)\Re}{2e(2\Re(P_0 - P_A(z)) + \bar{I}_D) + \frac{4kT}{R} + e_n^2 + i_n^2 R^2)\Delta f} \quad (4.46)$$

wobei \Re als Empfindlichkeit der Photodiode bezeichnet wird. Sie gibt an, wie groß der Photostrom bei gegebener Lichtleistung P_L ist.

$$\Re = \frac{\bar{I}_{Ph}}{P_L} \quad (4.47)$$

Δf in Gleichung 4.46 entspricht der Bandbreite der Detektion. In Gleichung 4.46 wurde im Nenner ein Faktor zwei beim Anteil des Schrotrauschen eingefügt. Dieser berücksichtigt, dass bei der balancierten Messung das Schrotrauschen doppelt so groß ist. Für die gebauten Detektoren wurden Hamatsu S5971 Photodioden verwendet. Diese besitzen bei 780 nm eine Empfindlichkeit von $\Re = 0.55$, entsprechend einer Quanteneffizienz von 87%. Für den Widerstand wurde ein Wert von $R=300 \text{ k}\Omega$ gewählt. In Abschnitt 4.3 wird gezeigt, dass für diesen Widerstand die Messung bei einer Lichtleistung von etwa 1 mW

schrotrauschlimitiert ist. Dieser Widerstandswert wurde auch zur Charakterisierung des Testaufbaus verwendet. Für das Spannungs- und Stromrauschen des Verstärkers werden die Werte der in den Detektoren verbauten OPA657 benutzt. In 4.46 wurde angenommen, dass alle Rauschquellen weißes Rauschen erzeugen, sie also unabhängig von der Frequenz sind. Dies ist in der Realität nicht der Fall. Das Spannungsrauschen und Stromrauschen des Verstärkers weist bei niedrigen Frequenzen eine $1/f$ Charakteristik auf. In Abschnitt 4.3 wird gezeigt, dass dieses niederfrequente Rauschen um bis zu 10 dB unter dem Schrotrauschen liegt und damit vernachlässigt werden kann. Deshalb ist Gleichung 4.46 eine gute Näherung, da das Rauschen der Elektronik fast komplett vernachlässigt werden kann.

Abbildung 4.12 zeigt das theoretische SNR in der Detektion in Abhängigkeit von der eingestrahlt Leistung P_0 für 10^5 Atome bei einer Bandbreite von 10 kHz. Zu erkennen ist, dass das SNR bei der halben Sättigungsleistung P_{Sat}

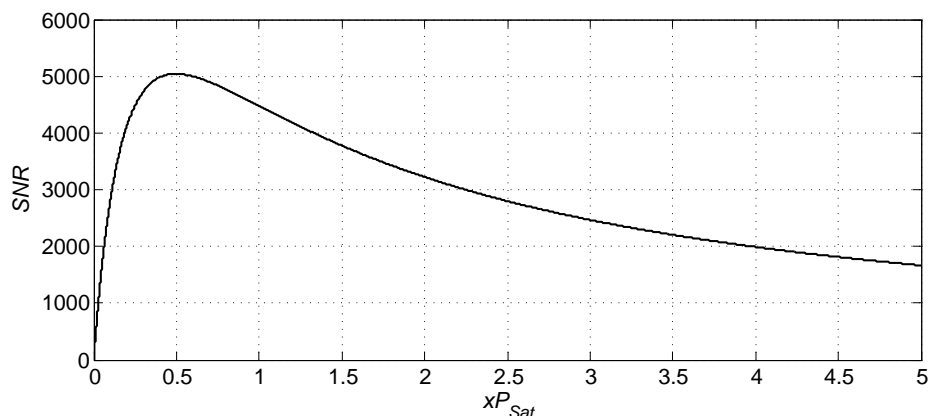


Abbildung 4.12: SNR der Detektion in Abhängigkeit von der eingestrahlt Leistung bei einer Detektionsbandbreite von 10 kHz und 10^5 Atomen

ein Maximum aufweist. Am Ort der Atome entspricht das, wegen der Überlagerung von hin- und rücklaufendem Strahl, der Sättigungsintensität. Dies war zu erwarten, da ab der Sättigungsintensität das Verhältnis aus eingestrahlt und absorbiert Leistung abnimmt, das Schrotrauschen aber weiter zu nimmt. Die ideale Lichtleistung für die Detektion bei den genannten Randbedingungen liegt somit bei $P_L = 0,5$ mW.

Das Signal zu Rauschverhältnis der Messung kann verbessert werden, indem die Messzeit durch Vergrößerung der Höhe des Absorbtionsstrahls erhöht wird. Dadurch fallen die Atome länger durch den Strahl. Man platziert einen Integrator hinter dem Detektor, der das Signal über die Messzeit t_m aufintegriert, was zu einer effektiven Reduzierung der Messbandbreite führt. Damit kann

über $\Delta f = \frac{1}{t_m}$ das SNR in Abhängigkeit von der Messzeit berechnet werden. Die Atome bewegen sich in der Detektionskammer mit einer vertikalen Geschwindigkeit von circa $200 \frac{cm}{s}$. Damit können die benötigten Strahlhöhen und Sättigungsleistungen in Abhängigkeit von der Messzeit betrachtet werden. Es wird davon ausgegangen, dass der Strahl eine horizontale Länge von 2 cm hat und in der Höhe genau auf die angegebenen Werte beschnitten ist. Dies ist durch Blenden und entsprechende optische Elemente experimentell realisierbar. Tabelle 4.1 zeigt die entsprechenden Strahlhöhen und Sättigungsleistungen für ausgewählte Messzeiten. Die maximale Messzeit im Experiment

| Messzeit | Strahlhöhe (mm) | Sättigungsleistung (mW) |
|-------------|--------------------|----------------------------|
| 2 ms | 7 | 1,19 |
| 1 ms | 5 | 0,85 |
| 500 μs | 4 | 0,68 |
| 100 μs | 3,2 | 0,544 |
| 10 μs | 3,02 | 0,51 |

Tabelle 4.1: Strahlhöhen und Sättigungsgleistungen in Abhängigkeit von der Messzeit

beträgt aufgrund geometrischer Limitierung circa 6 ms. Werden die Messzeiten zu groß gewählt, werden die Atome durch die Lichtkräfte aufgeheizt, was zu systematischen Messfehlern führen kann. Aus diesem Grund ist man bemüht, die Messzeit so klein wie möglich zu halten. In [21] wurde mit einer Messzeit von etwa 16 ms ein sehr gutes Signal zu Rauschverhältnis erzielt, allerdings traten bereits die erwähnten Aufheizungseffekte auf. Die maximale Messzeit soll darum hier auf 2 ms begrenzt werden.

Bisher wurden stets die elektrischen Leistungen im Detektor betrachtet. In den meisten Veröffentlichungen wird aber das optische Signal zu Rauschverhältnis der Detektion als Referenz angegeben. Die der elektronischen Leistung äquivalente optische Leistung lässt sich aus

$$P_{optisch} = \frac{1}{\Re} \sqrt{\frac{P_{elektrisch}}{R}} \quad (4.48)$$

berechnen. Photodetektoren werden deshalb auch als square law Detektoren bezeichnet, da die optische Leistung proportional zur Wurzel der elektronischen Leistung ist. Aus Gleichung 4.48 wird die optische Leistung berechnet, die der elektronischen Rauschleistung der Detektion entspricht. Abbildung 4.13 zeigt diese für eine Messzeit von 1 ms, zusammen mit der absorbierten Leistung in Abhängigkeit von der Atomanzahl. Wie in der Einführung erklärt wurde, erhält man die minimale Anzahl der detektierbaren Atome aus $SNR=1$ (das heißt Rauschleistung gleich Signalleistung). Man kann also anhand des

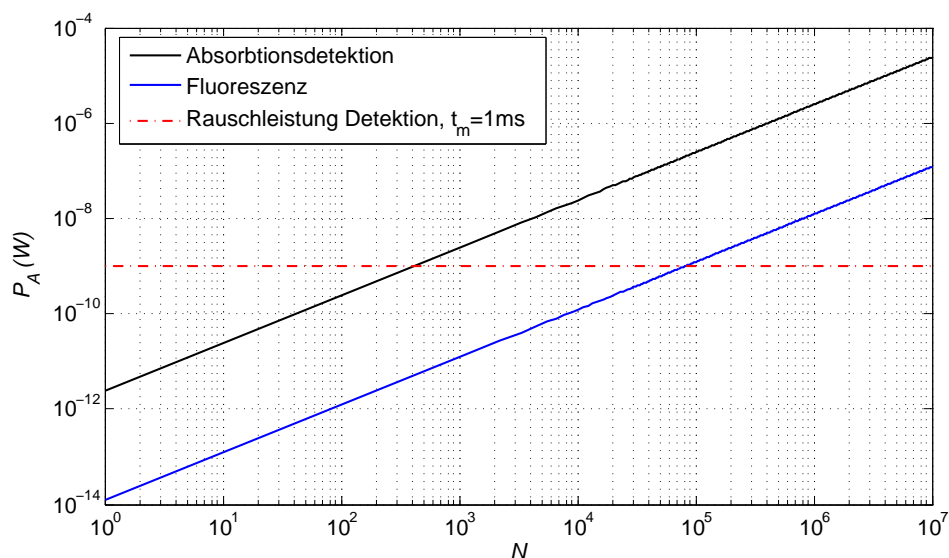


Abbildung 4.13: Absorbierte Leistung in Abhängigkeit von der Atomanzahl N

Schnittpunkts aus Rauschleistung und Signalleistung die kleinstmögliche Anzahl noch detektierbarer Atome ablesen. Diese ist nach Abbildung 4.13 für die angegebene Messzeit durch circa 410 Atome gegeben. Weiterhin ist die in einer Fluoreszenzmessung detektierbare Leistung aufgetragen. In den Rechnungen wurde davon ausgegangen, dass $\frac{1}{200}$ (also 0,5%) des gestreuten Lichts auf den Detektor fokussiert wird. Aus der Grafik kann man entnehmen, dass ein Atom eine Leistung von 2,5 fW streut. Bei 410 Atomen, die in der Absorptionsmessung minimal detektiert werden können, kann in der Fluoreszenzmessung eine Signalleistung von 5 fW gemessen werden. Dies entspricht der Signalleistung von nur 2 Atomen. In 1 ms sind, bei einer Quanteneffizienz von 90%, damit maximal 80 Photonen messbar. Bei der Absorptionsmessung können hingegen etwa $16 \cdot 10^3$ Photonen detektiert werden. Die messbare Signalleistung liegt damit bei 1 nW. Man erkennt hier das in der Einführung des Kapitels beschriebene Problem. Bei der Absorptionsmessung ist das Gesamttrauschen durch den großen Lichthintergrund größer als bei der Fluoreszenzmessung. Dadurch verringert sich die Anzahl der minimal messbaren Atome. Bei den somit auflösbaren Atomzahlen sind aber bei der Fluoreszenzmessung weniger als 100 Photonen in 1 ms detektierbar. Solche Leistungen können mit Photodioden nicht mehr gemessen werden, die Detektion ist nur mit PMTs oder APDs möglich. Bei der Verwendung von PMTs sinkt die Anzahl der messbaren Photonen aufgrund der schlechten Quanteneffizienz auf etwa 10 in 1 ms. Darum wurden bei der Verwendung von PMTs in der Vergangenheit lediglich Signal zu Rauschverhältnisse von 300:1 erreicht [21, 30]. Wie im weiteren Verlauf des

Kapitels gezeigt wird, sollte durch die Absorptionsdetektion das SNR um mehr als einen Faktor 100 vergrößert werden.

Wir können aus dem Graphen die zu erwartende Signalleistungen während der Detektion entnehmen. Für Atomzahlen zwischen 10^4 und 10^6 Atomen bewegen sich diese zwischen etwa 20 nW und $1 \mu\text{W}$.

Es soll nun bestimmt werden, ab welcher Atomzahl die Detektion durch das Quantenprojektionsrauschen der Atome limitiert ist. Dies ist der Fall, wenn die optische Rauschleistung der Detektion kleiner als die Rauschleistung des Projektionsrauschens ist. Um letztere zu bestimmen, führen wir formal die von L Atomen gestreute Lichtleistung $P_A(L)$ ein. Aus $\frac{P_A}{N}$ erhält man die pro Atom gestreute Leistung

$$P_A(L) = \frac{P_A}{N} L, \quad (4.49)$$

aus der nun das SNR des Quantenprojektionsrauschens (nachfolgend SNR_Q genannt) bei N Atomen berechnet werden kann. Setzt man als Rauschleistung die von \sqrt{N} Atomen gestreute Leistung an, so ergibt sich

$$SNR_Q = \frac{P_A}{P_A(\sqrt{N})} = \sqrt{N}. \quad (4.50)$$

Das dem elektronischem SNR äquivalente optische SNR ist nach Gleichung 4.48 gegeben durch

$$SNR_{\text{optisch}} = \sqrt{SNR_{\text{Elektronisch}}}. \quad (4.51)$$

Damit kann das SNR des Quantenprojektionsrauschens und das der Detektion aus Gleichung 4.46 für unterschiedliche Messzeiten, entsprechend Abbildung 4.14, dargestellt werden. Aus den Schnittpunkten der Graphen kann entnommen werden, ab welcher Atomanzahl die Detektion bei einer Messzeit t_m durch das Quantenprojektionsrauschen (Kurzform QPR) limitiert ist. Für eine Messzeit von 1 ms ist die Detektion ab $1,7 \cdot 10^5$ Atomen durch das QPR begrenzt. Die Anzahl der fluktuierenden Atome kann nach Gleichung 4.3 aus \sqrt{N} berechnet werden. Sie ist für $1,7 \cdot 10^4$ Atome durch 410 Atome gegeben. Dies entspricht, wie in Abbildung 4.13 gezeigt, der minimalen Auflösung der Detektion bei einer Messzeit von 1 ms. Für die hier maximale Messzeit von 2 ms ist die Messung ab einer Anzahl von $1,2 \cdot 10^5$ Atomen durch das QPR limitiert. Für kleinere Messzeiten von $500 \mu\text{s}$ und $100 \mu\text{s}$ sind noch Atomzahlen von etwas mehr als $3 \cdot 10^5$ bzw. $1 \cdot 10^6$ QPR begrenzt messbar. Die beste für 2 ms Messzeit erreichbare Performance ist als rote Kurve dargestellt. Sie stellt eine Schaltungsvariation des balancierten Detektors dar, mit der das Schrotrauschen der Vergleichsdiode stark herabgesetzt werden kann. Auf diese wird im Ausblick der Arbeit eingegangen. Bei schrotrauschlimitiertem Nachweis liegt, wie in der Einführung beschrieben, das Rauschen um 3 dB über dem Schrotrauschen eines

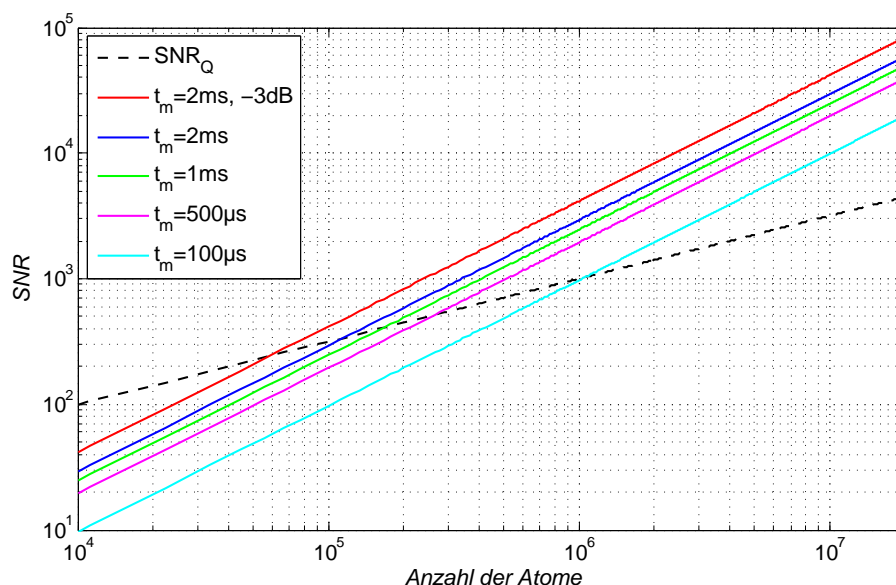


Abbildung 4.14: Signal zu Rauschverhältnis der Detektion für unterschiedliche Messzeiten unter Berücksichtigung des Strahlquerschnitts in Abhängigkeit von der Anzahl der Atome. SNR_Q bezeichnet das Signal zu Rauschverhältnis des Quantenprojektionsrauschens.

einfachen Detektors. In [22] wurde durch die erwähnte Modifikation des balancierten Detektors das Rauschen um 2,3 dB reduziert. Durch Veränderung der Messparameter kann das Rauschen der zweiten Diode noch weiter herab gesetzt werden. Bei der Rechnung wurde davon ausgegangen, dass das Rauschen der zweiten Diode vollständig unterdrückt wird. Der Graph wurde deshalb mit -3 dB bezeichnet. Mit dieser Veränderung wären noch $6 \cdot 10^4$ Atome in 2 ms durch das QPR limitiert messbar.

Die besten uns zur Zeit bekannten Detektionssysteme wurden in [21] und [29] veröffentlicht. In [21] wurde für die Detektion eine balancierte Absorbtionsmessung verwendet, die unserer Idee ähnlich ist. Es traten allerdings Probleme durch Rauschquellen in der Messung auf, die nur durch Modulation der atomaren Probe mit Hilfe einer Modulationstransferspektroskopie überwunden werden konnten. Weiterhin wurden die Atome durch einen zweiten Strahl in einer zweidimensionalen optischen Molasse gefangen. Dies ermöglichte Messzeiten bis zu 16 ms. Das beste SNR von 2350:1 wurde für 10^7 Atome erreicht. Die Rauschunterdrückung durch die balancierte Messung betrug in der Veröffentlichung maximal 40 dB. Unser Prototyp des balancierten Detektors erreicht bereits eine Unterdrückung von bis zu 70 dB. Darum besteht die Hoffnung, dass Modulationsverfahren in unserem Aufbau vermieden werden können. Durch Modulation der Probe geht ein Teil der Signalleistung verloren, da die Probe

nicht über die gesamte Messzeit resonant mit dem Licht ist. Darum wird in der Simulation das in [21] gemessene SNR bereits bei etwa 10^6 Atome bei einer Messzeit von nur 2ms erreicht. Die in [29] vorgestellte Detektion verwendet eine differentielle Fluoreszenzmessung mit quadranten Photodioden. Dies ist, wie bereits dargestellt, nur für verhältnismäßig große Atomzahlen realisierbar. Damit wurde ein maximales SNR von 7830:1 bei 10^8 Atomen in einer Messzeit von $150 \mu\text{s}$ erreicht. Dies sollte nach den Werten der Simulation mit unserer Detektion bereits bei $8 \cdot 10^6$ Atomen in einer Messzeit von $100 \mu\text{s}$ möglich sein.

Ob derartig gute Signal zu Rauschverhältnisse in der Detektion wirklich erreichbar sind, werden aber erst die Messungen am Interferometer zeigen. In der Simulation wurden Effekte durch Hintergrundatome und Frequenzrauschen des Lasers komplett vernachlässigt. Ein weiteres Problem sind Fluktuationen zwischen den Messungen zweier Fontänen. Um die Messgenauigkeit des Interferometers zu erhöhen, wird über die Messung mehrerer Interferometersequenzen gemittelt. Dabei treten Schwankungen in der Detektion auf, die beispielsweise durch Schwankungen in der Gesamtatomzahl hervorgerufen werden. Man bezeichnet diese auch als shot to shot noise. In [21] und [29] wurde durch eine differentielle Messung der Populationsunterschied zwischen den beiden Atomniveaus bestimmt und so, laut den Veröffentlichungen, der Einfluss dieser Effekte verringert. Wie stark unsere Detektion durch das shot to shot noise und andere Einflüsse limitiert wird, ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht absehbar.

4.3 Messung des Laserrauschens

Um das Amplitudenrauschen der Laser zu messen, benötigt man einen Detektor, der bei der gewünschten Lichtleistung nach Gleichung 4.22 schrotrauschbegrenzt ist. Für unsere Zwecke soll dieser außerdem eine möglichst große Bandbreite aufweisen, so dass das Laserrauschen bis zu einigen MHz gemessen werden kann. Die bei der Detektion benutzten Lichtleistungen liegen nach Tabelle 4.1 zwischen 1,2 mW und 0,5 mW. Das in Abbildung 4.4 dargestellte Modell einer Detektorschaltung erreicht durch Anpassung des Widerstandes für diese Leistungen das Schrotrauschlimit. Die Messbandbreite wäre allerdings bei den zur Messung benutzten Verstärkungen auf 5 MHz limitiert. Grund dafür ist die in Abbildung 4.15 dargestellte Sperrschichtkapazität C_d der Diode. Sie entsteht durch die Ausbildung einer positiven und negativen Raumladung und bildet zusammen mit dem Widerstand R einen Tiefpass, dessen Grenzfrequenz f_{RC} aus R und C_d bestimmt werden kann.

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi RC_d} \quad (4.52)$$

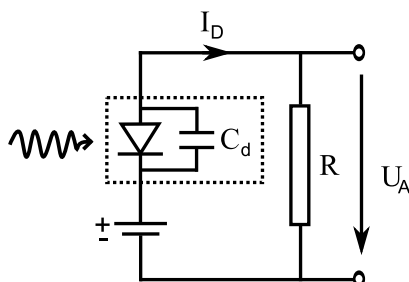


Abbildung 4.15: Einfacher Detektor aus Diode und Widerstand mit eingezeichnetem Ersatzschaltbild der Photodiode

Die Bandbreite kann erhöht werden, indem die Diodenkapazität oder der Widerstand verkleinert werden. Ersteres ist durch eine größere Vorspannung der Diode erreichbar. Die Vorspannung kann aber nicht größer als die Durchbruchspannung der Diode gewählt werden. Eine größere Vorspannung erzeugt außerdem einen größeren Dunkelstrom, der sich negativ auf das Rauschen des Detektors auswirkt. Mit guten Dioden sind Kapazitätswerte von einigen pF erreichbar. Eine Verkleinerung des Widerstandes verschlechtert das Signal zu Rauschverhältnis, da durch Verringerung des Widerstandswertes sich dessen Stromrauschdichte nach

$$i_{th} = \sqrt{\frac{4kT}{R}} \quad (4.53)$$

vergrößert. Das Schrotrauschen dominiert das thermische Rauschen nur wenn $i_{Ph}^2 > i_{th}^2$ ist. Es muss also gelten

$$2e\bar{I} > \frac{4kT}{R}. \quad (4.54)$$

Für diesen Fall ist der Anteil des thermischen Rauschens so klein, dass er vernachlässigt werden kann. Aus den Rauschströmen kann berechnet werden, um welchen Faktor sich das SNR verschlechtert, wenn der Anteil des thermischen Rauschens ansteigt. Wir gehen davon aus, dass man bei einer SNR Verschlechterung von 0,5 dB noch von schrotrauschlimitiertem Nachweis sprechen kann. Die Messung des Laserrauschens wurde bei 1,7 mW durchgeführt. Dies ist etwas mehr als die bei einer Messzeit von 2 ms verwendete Lichtleistung. Zu kleineren Lichtleistungen überzugehen stellt kein Problem dar, so dass, um Spielraum nach oben zu haben für den Versuchsaufbau eine etwas größere Leistung gewählt wurde. Für diese Leistung muss der Widerstand mindestens 600Ω betragen, damit das SNR um nur 0,5 dB sinkt. Bei einer Diodenkapazität von 8 pF ergäbe sich so eine Detektorbandbreite von 33 MHz. Dies ist die in unserem Detektor erreichte Eingangskapazität inklusive der Streukapazitäten. Bei der hieraus resultierenden Verstärkung traten in den Messungen

allerdings Störungen in der Elektronik auf. Diese wurden vor allem durch Erdschleifen und Masseprobleme zwischen Detektor und nachgeschaltetem Vorverstärker hervorgerufen. Durch Vergrößerung der Detektorverstärkung konnten diese Störungen überwunden werden. Der Widerstand in der Detektion musste deshalb auf $3,8\text{ k}\Omega$ erhöht werden. Der einfache Detektor hätte damit nur noch eine Bandbreite von 5 MHz .

Wie im weiteren Verlauf der Arbeit gezeigt wird, ist auch für den balancierten Detektor das Erreichen einer großen Messbandbreite wünschenswert. Die Lichtleistungen, die bei der Absorptionsdetektion detektiert werden, bewegen sich nach Abbildung 4.13 zwischen etwa 100 nW und $10\text{ }\mu\text{W}$. Bei den Messungen am Versuchsaufbau wurde ein Messwiderstand von $300\text{ k}\Omega$ benutzt. Bei diesen Lichtintensitäten ergeben sich Messspannungen im Millivolt bis Volt Bereich. Mit dieser Verstärkung konnten auch im Labor die Messungen ohne Störungen durch Restlicht durchgeführt werden. Aus den verwendeten $300\text{ k}\Omega$ ergibt sich allerdings eine Detektorbandbreite von nur noch 66 kHz .

Um das Problem der Diodenkapazität zu reduzieren, kann eine andere Verstärkerschaltung für die Photodiode benutzt werden. Diese ist in Abbildung 4.16 schematisch dargestellt. Mit ihr wurden in den oben beschriebenen Fällen Bandbreiten von 53 MHz und 6 MHz erreicht. Der Ausgang der Photodiode wird

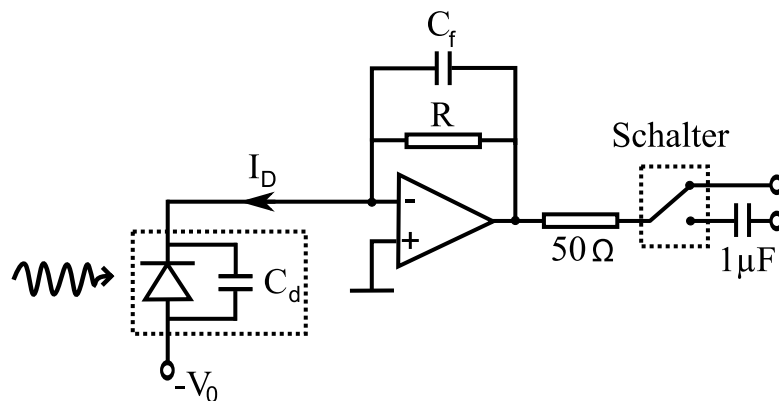


Abbildung 4.16: Prinzipschaltbild eines Transimpedanzverstärkers

mit dem Eingang eines Operationsverstärkers verbunden. Dieser ist als invertierender Verstärker geschaltet. Dies führt dazu, dass der Operationsverstärker eine sehr kleine Eingangsimpedanz hat. Er erzeugt eine virtuelle Masse innerhalb seines Arbeitsbereiches. Dadurch wird der Photostrom auch für höhere Frequenzen nicht über die Diodenkapazität kurzgeschlossen, sondern fließt in den Verstärker. Die Bandbreite der Detektion ist nun im wesentlichen durch die Bandbreite des Operationsverstärkers begrenzt. Über den Widerstand R kann die Verstärkung des Detektors eingestellt werden. Der Kondensator C_f verhindert ein oszillieren der Schaltung. Dies ist notwendig, da die zunehmen-

de Phasenverschiebung des Operationsverstärkers bei hohen Frequenzen zu einer starken Mitkopplung und in folge dessen zu einem instabilen Verhalten des Verstärkers führt. Der Ausgang des Verstärkers ist mit einem $50\ \Omega$ Widerstand abgeschlossen. Diese auch als Zwangsanpassung bezeichnete Maßnahme garantiert einen reflexions- und rückwirkungsfreien Anschluss folgender Verstärker und Messgeräte. Zusätzlich wurde ein Schalter am Ausgang eingefügt. Er ermöglicht das Umschalten zwischen einem DC und einem AC Ausgang (der DC Anteil wird durch einen Kondensator gesperrt). Dies ist für die späteren Rauschmessungen wichtig, da die nachfolgenden Vorverstärker bei kleinen Frequenzen sonst übersteuern.

Abbildung 4.17 zeigt ein Bild des in SMD Bauweise aufgebauten Photodetektors. Bedrahtete Bauelemente sind aufgrund ihrer parasitären Effekte wie zum

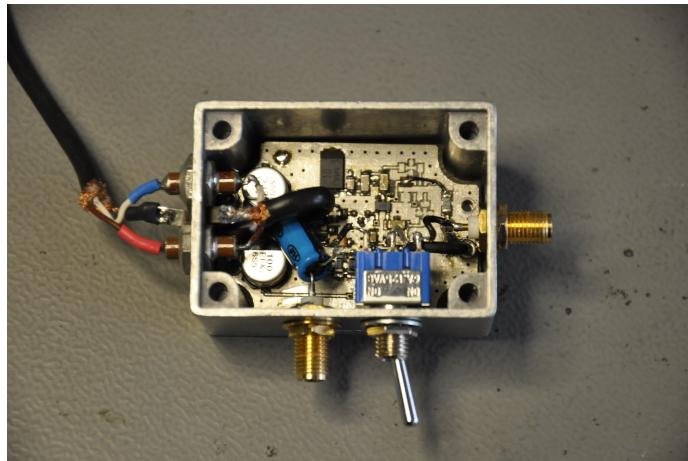


Abbildung 4.17: Photodetektor im Gehäuse

Beispiel Anschlussinduktivitäten nicht geeignet. Das einzige als nicht SMD ausgeführte Element ist die verwendete Hamamatsu S5971 Photodiode. Ihre Kapazität beträgt bei einer Vorspannung von 10 V nach Datenblatt 2 pF. Als Operationsverstärker wird ein rauscharmer FET Operationsverstärker vom Typ OPA 657 mit einem Stromrauschen im fA Bereich und einem Verstärkungs-Bandbreitenprodukt von 1,6 GHz eingesetzt. Wie in der Abbildung 4.17 zu erkennen ist, wurde für die Spannungsversorgung geschirmtes Kabel benutzt. Ohne dieses traten vermehrtes 50 Hz Rauschen und höherfrequente Störungen während der Messungen auf. Auch innerhalb des Aluminiumgehäuses mussten die Kabelverbindungen geschirmt werden. Die Platinenmasse wurde durch Metallfüße auf der Rückseite leitend mit dem Gehäuse verbunden.

Um das Rauschen des Detektors zu charakterisieren, wurde ein Rauschmodell nach [26] benutzt. Dieses ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Es besteht aus i_n und e_n , der Rauschstrom- und der Rauschspannungsdichte des Verstärkers, sowie i_{Th} und i_s der Rauschstromdichte des Widerstandes und der Photodiode.

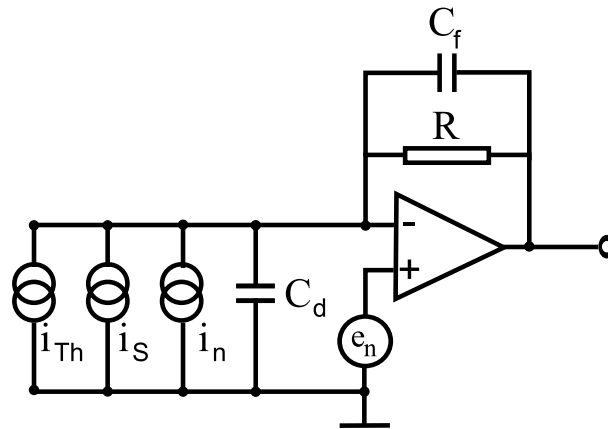


Abbildung 4.18: Rauschmodell des Transimpedanzverstärkers

i_s enthält hierbei das Schrotrauschen des Signals, als auch des Dunkelstroms der Photodiode. i_n und i_s sind parallel geschaltet und erzeugen einen Rauschstrom, der in den invertierenden Eingang des Verstärkers fließt. Der Rauschstrom des Widerstandes i_{Th} müsste nach dem Norton Modell [27] parallel zum Widerstand verlaufen. Da die Ausgangsimpedanz des Operationsverstärkers aber sehr klein ist, kann das andere Ende gegen Masse gelegt werden. Diese Rauschanteile verhalten sich somit wie der Signalstrom. Sie erzeugen über der Impedanz Z_m des Verstärkers einen Spannungsabfall, der dem Rauschen am Ausgang entspricht. Die einzige Rauschquelle die anders behandelt werden muss, ist das Spannungsrauschen des Verstärkers. Da der Operationsverstärker nur differentielle Signale verstärkt, ist es im Modell egal, an welchen Eingang das Spannungsrauschen angeschlossen wird. Um die Analyse zu vereinfachen, wird es an den nicht invertierenden Eingang des Verstärkers angelegt. Damit wird das Spannungsrauschen durch einen nicht invertierenden Operationsverstärker verstärkt.

Es soll nun die Rauschleistung am Ausgang des Photodektors in Abhängigkeit von der Frequenz f bestimmt werden. Die Verstärkung eines nicht invertierenden Operationsverstärkers kann nach Abbildung 4.19 bestimmt werden. Der Operationsverstärker habe ohne Regelschleife eine Verstärkung A_{Vol} . Die

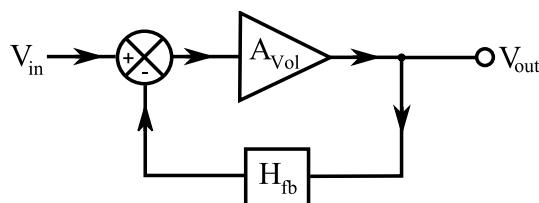


Abbildung 4.19: Verstärkung eines Operationsverstärkers mit Rückkopplungsschleife

se wird auch als open-loop-gain bezeichnet. Das Rückkoppelnetzwerk hat die Verstärkung H_{fb} . Die Eingangsspannung wird um den Faktor A_{Vol} verstärkt. Die Rückkopplung verringert sie aber wieder um den Faktor $V_{Out}H_{fb}$, so dass sich für die Ausgangsspannung ergibt

$$A_{Vol}(f)(V_{in} - H_{fb}(f)V_{Out}) = V_{Out}. \quad (4.55)$$

Stellt man die Gleichung um, so erhält man die Verstärkung des Operationsverstärkers mit geschlossener Regelschleife (diese wird als closed-loop-gain bezeichnet)

$$A_{Vcl}(f) = \frac{V_{Out}}{V_{In}} = \frac{A_{Vol}(f)}{1 + A_{Vol}(f)H_{fb}(f)}. \quad (4.56)$$

Für die Übertragungsfunktion des Feedback Netzwerkes gilt

$$H_{fb}(f) = \frac{1}{1 + i2\pi f C_d Z_f}, \quad (4.57)$$

mit der Impedanz $Z_f(f)$ bestehend aus der Parallelschaltung von R und C_f .

$$Z_f(f) = \frac{R}{1 + i2\pi f R C_f} \quad (4.58)$$

Für den „open-loop-gain,, eines Operationsverstärkers gilt nach [26] näherungsweise

$$A_{Vol}(f) = \frac{A_{dc}}{[1 + i(f/f_{dom})][1 + i(f/f_2)]}. \quad (4.59)$$

In dieser Gleichung sind A_{dc} die DC Verstärkung und f_{dom} die dominante Polfrequenz. Das Produkt aus DC Verstärkung und dominanter Polfrequenz ist auch als Verstärkungs-Bandbreiteprodukt (engl. gain-bandwidth product) bekannt. Der zweite Term im Nenner repräsentiert einen zweiten Pol des Verstärkers bei der Frequenz f_2 . Dieser wird durch seine limitierende Bandbreite hervorgerufen. Zur Lösung des Problems fehlt noch ein Ausdruck für die Impedanz des nicht invertierenden Verstärkers. Diese ist mit Gleichung 4.59 durch

$$Z_m(f) = \frac{A_{Vol}Z_f}{1 + A_{Vol} + i2\pi f C_d Z_f} \quad (4.60)$$

gegeben [26]. Es lässt sich nun das frequenzabhängige Gesamtspannungsrauschen am Ausgang des Verstärkers berechnen.

$$e_{ges}(f) = \sqrt{e_n^2 |A_{Vcl}(f)| + (i_n^2 + i_S^2 + i_{Th}^2) |Z_m(f)|^2} \quad (4.61)$$

Zur Charakterisierung des Detektors wurde sein frequenzabhängiges Dunkelrauschen mit einem Spektrumanalysator gemessen und mit dem theoretischen

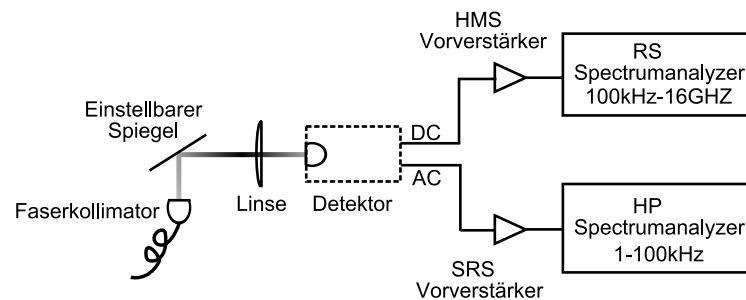


Abbildung 4.20: Versuchsaufbau zur Messung des Laserrauschens und des Dunkelrauschens des Detektors

Wert aus 4.61 verglichen. Für die Messung des Dunkelrauschens und des Laserrauschens wurde der in Abbildung 4.20 gezeigte Messaufbau verwendet. Der Detektor wurde für die Messung durch ein Gehäuse abgedunkelt. Um über einen Frequenzbereich von 1 Hz bis hin zu einigen MHz messen zu können, wurden zwei Spektrumanalysatoren verwendet, ein Hewlett Packart 3562A mit einem Messbereich von 1 Hz bis 100 kHz und ein Rhode Schwarz FSL mit einer Messbandbreite von 9 kHz bis 18 GHz. Da die Leistungsdichte des Detektordunkelrauschens bis zu 40 dB unter dem Eigenrauschen der Spektrumanalysatoren lag, musste das Messsignal durch zwei rauscharme Vorverstärker angehoben werden. Zum Einsatz kamen ein Vorverstärker vom Typ SRS 560 für die niedrigen Frequenzen bis 100 kHz und ein HMS 571 für die höheren Frequenzen. Um den SRS Vorverstärker bei den Laserrauschmessungen durch den DC Offset nicht zu übersteuern, musste er an den AC Ausgang des Detektors angeschlossen werden.

Abbildung 4.21 zeigt die Messergebnisse zusammen mit den simulierten Werten. Auch das gemessene Dunkelrauschen der Spektrumanalysatoren ist dargestellt. Dieses ist an einigen Stellen um 30 dB größer als das Dunkelrauschen. Um keine Korrekturfaktoren durch das Eigenrauschen der Analysatoren berücksichtigen zu müssen, sollte das Messsignal etwa 20 dB über dem Eigenrauschen der Messgeräte liegen. Dies wurde durch die benutzten Vorverstärker, deren Eigenrauschen vernachlässigt werden konnte, sichergestellt. Ab 100 Hz ist das gemessene Rauschen in guter Übereinstimmung mit dem theoretischem Rauschen. Die Abweichungen unter 100 Hz werden durch das $1/f$ Rauschen des Operationsverstärkers hervorgerufen. Dieses wurde in der Simulation nicht berücksichtigt. Die Störungen bei etwa 50 Hz werden durch das 50 Hz Brummen der Stromversorgungen verursacht. Sie werden zum größten Teil durch den SRS Messvorverstärker hervorgerufen. Die Störungen bei etwa 80 MHz sind insbesondere auf Erdungsprobleme zwischen Messvorverstärker und Detektor zurückzuführen. Diese Störungsquellen lassen sich in Zukunft durch einen batteriebetriebenen Detektor mit eingebautem Vorverstärker beheben. Der HMS Vorverstärker hat

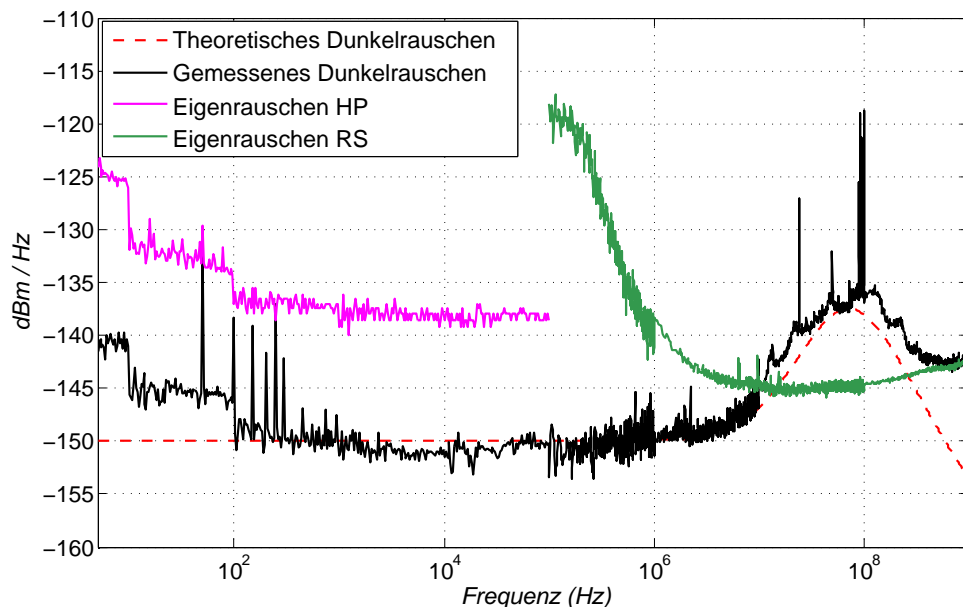


Abbildung 4.21: Messung des Dunkelrauschens des Photodetektors mit einem Rückkoppelwiderstand von $3,84\text{ k}\Omega$

eine maximale Bandbreite von 100 MHz. Ab dieser Frequenz wurde das Rauschen unverstärkt gemessen. Es fällt darum bei 1 GHz mit dem Eigenrauschen des Spektrumanalysers zusammen. Die theoretische Kurve kann benutzt werden, um die Streukapazitäten im Aufbau abzuschätzen. Durch Veränderung der Diodenkapazität kann die theoretische Kurve an die Messergebnisse angefitet werden. In die Diodenkapazität fließen die Streukapazitäten und die Eingangskapazität des Operationsverstärkers ein. Die gesamte Eingangskapazität ergibt sich nach Datenblatt von Photodiode und Operationsverstärker zu $6,5\text{ pf}$. In der gezeigten Simulation wurde durch das Anfiten eine Gesamtkapazität von 8 pf ermittelt.

In Abbildung 4.22 wurden die simulierten Rauschanteile des in Abbildung 4.21 gemessenen Dunkelrauschens dargestellt. Die Leistung der unterschiedlichen Rauschquellen wurde dabei aus Gleichung 4.61 ermittelt. Es wurde außerdem die Leistung des Schrotrauschens bei $1,7\text{ mW}$ berechnet und dargestellt. Das Dunkelrauschen wird bis zu einer Frequenz von etwa 10 MHz durch das thermische Rauschen des Widerstands dominiert. Ab hier beginnt das Spannungsrauschen des Operationsverstärkers anzusteigen. Nach Abbildung 4.18 erzeugen alle Rauschquellen einen Spannungsabfall über der Impedanz Z_m des Verstärkers. Nur das Spannungsrauschen wird mit dem „closed loop gain“ verstärkt. Dieser weist bei höheren Frequenzen ein Maximum auf. Die Messbandbreite des Detektors wird dadurch nicht herabgesetzt. Es verschlechtert

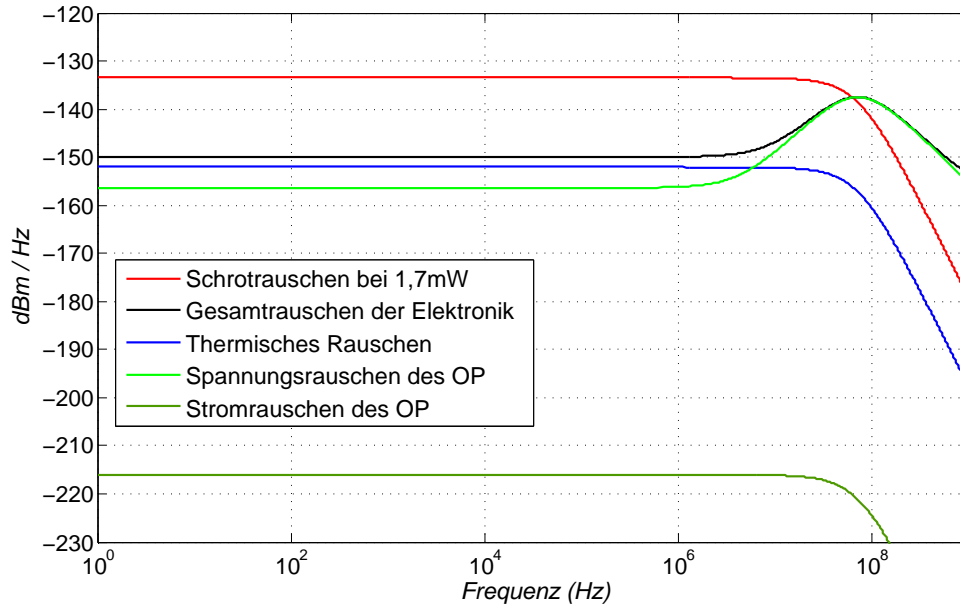


Abbildung 4.22: Simulation der unterschiedlichen Rauschanteile des Dunkelrauschens. Rot dargestellt ist das theoretische Schrottrauschen bei 1,7 mW Lichtleistung

sich aber das Signal zu Rauschverhältnis für höhere Frequenzen um bis zu 12 dB. Dementsprechend sinkt auch die Bandbreite, in der schrottrauschlimitiert gemessen werden kann. Die Messungen des Laserrauschens wurden aus diesem Grund auf etwa 35 MHz begrenzt. Die Detektorbandbreite lässt sich aus der Abbildung entnehmen. Da auch der Photostrom über der Verstärkerimpedanz einen Spannungsabfall hervorruft, ist seine Übertragungsfunktion gleich der der Rauschströme. Die Bandbreite des Detektors ist durch die Frequenz gegeben, bei der die Verstärkung um 3 dB abgefallen ist. Dies ist laut Graph bei 53 MHz der Fall. Anhand der Grafen in Abbildung 4.22 und 4.23 kann die $1/f$ Abhängigkeit des Spannungsrauschens des Operationsverstärkers e_n als Quelle des niederfrequenten Detektorrauschens identifiziert werden. Das gemessene Dunkelrauschen beginnt ab einer Frequenz von 100 Hz anzusteigen. Aus den Rechnungen ist ersichtlich, dass das Spannungsrauschen etwa 3 dB unter dem thermischen Rauschen des Widerstandes liegt. Steigt dieses um einen Faktor zwei an, beginnt es das Gesamttrauschen zu dominieren. Das Spannungsrauschen des OPA657 steigt nach Datenblatt bei 100 Hz auf etwas mehr als einen Faktor zwei seines normalen Rauschens an. Dies erklärt das Ansteigen des gemessenen Dunkelrauschens ab etwa 100 Hz. Den Messungen ist zu entnehmen, dass das niederfrequente Rauschen mit -140 dBm aber noch 7 dB unter dem Schrottrauschen liegt. Es kann damit in den Laserrauschmes-

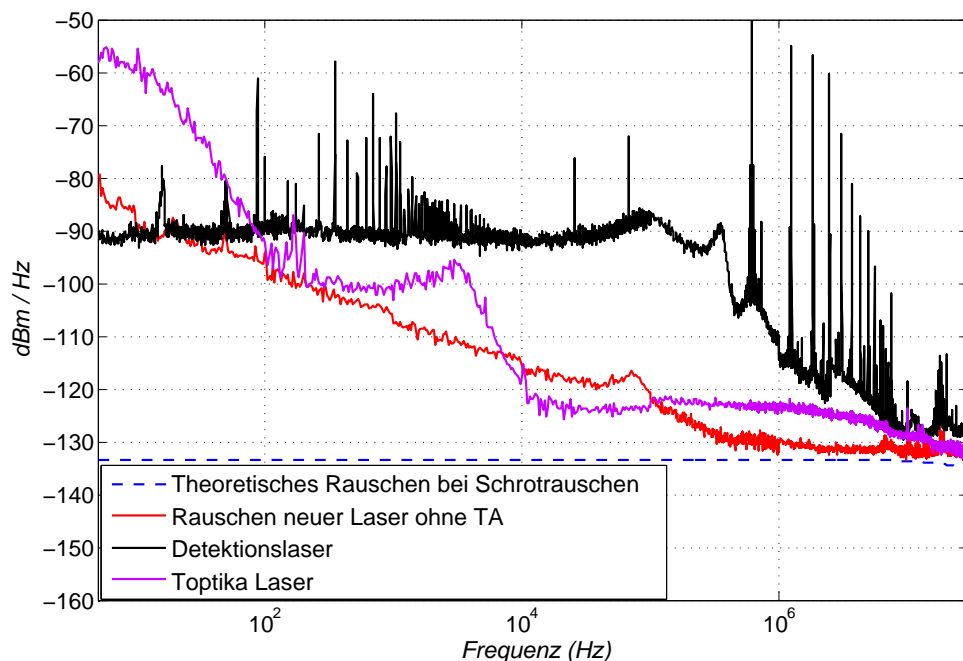


Abbildung 4.23: Gemessenes Rauschen der beiden Testlaser und des Detektionslasers

sungen vernachlässigt werden.

Abbildung 4.23 zeigt die Ergebnisse der Laserrauschmessungen. Das Rauschen wurde von drei unterschiedlichen Lasern gemessen, dem Detektionslaser und von zwei Testlasern, die im Versuchsaufbau benutzt wurden. Dies war nötig, da der Detektionslaser aufgrund von Messungen am eigentlichen Interferometer nicht ständig zur Verfügung stand. Bei der Detektion am Atominterferometer gelangt das Laserlicht durch eine optische Faser zum Experiment. Dies sollte auch in den Testmessungen berücksichtigt werden. Darum wurde bei allen nachfolgenden Messungen das Licht der Laser in eine Faser eingekoppelt und das Faserlicht beim Experiment benutzt. Um das Licht auf die Photodiode zu fokussieren, wurden, wie in Abbildung 4.20 gezeigt, ein verstellbarer Spiegel und eine Linse benutzt.

Einer der beiden Testlaser ist ein „External Cavity Laser“ der Firma Toptica und der andere ein dem Detektionslaser baugleicher, in der Arbeitsgruppe hergestellter „External Cavity Laser“. Letzterer unterscheidet sich vom Detektionslaser nur in der verbauten Optik. Die wichtigsten Unterschiede sind, dass der Detektionslaser durch einen „tapered amplifier“ verstärkt wird. Zudem passiert sein Licht vor der Einkopplung in die Faser einen AOM (Akustischer Modulator). Mit Hilfe des AOM kann sowohl die Laserintensität mo-

duliert, als auch der Laser auf unterschiedliche Fasern ausgekoppelt werden. Beide Testlaser besaßen zur Zeit der Messung keine Phasen- oder Frequenzstabilisierung und konnten darum nur freilaufend vermessen werden.

Alle drei Laser zeigen die in Abbildung 4.5 beschriebene Charakteristik. Sie weisen bei niedrigen Frequenzen ein relativ starkes klassisches Rauschen auf und erreichen bei 30 MHz fast das Schrotrauschlimit. Auffällig ist, dass der Detektionslaser bis etwa 400 kHz ein fast konstantes Rauschen zeigt und erst dann abfällt. Um zu überprüfen, ob dieses Verhalten mit der Phasenstabilisierung des Lasers zusammenhängt, wurde das Rauschen sowohl für den stabilisierten, als für den freilaufenden Laser gemessen. Es ist in beiden Fällen identisch. Da das Rauschen des baugleichen freilaufenden Testlasers sehr viel schneller abfällt ist zu vermuten, dass dies durch die zusätzliche Optik hervorgerufen wird. Die stärksten Rauschquellen sind dabei wahrscheinlich TA und AOM. Mit der Steuerungsfrequenz des AOM lässt sich die Lichtleistung, die in die Faser eingekoppelt wird, beeinflussen. Sowohl Amplituden als auch Frequenzrauschen dieser Steuerungsfrequenz übertragen sich damit auch auf die Amplitude des Laserlichtes. Auch der „tapered amplifier“ (kurz TA) kann erheblichen Einfluss auf das Laserrauschen haben. In einem Lasersystem das in [28] beschrieben wird, wurde ebenfalls ein TA verwendet. Hier trat durch Vibrationseffekte bei der TA und Fasereinkopplung ein ähnliches Rauschplateau auf, allerdings nur bis zu einer Frequenz von 2 kHz.

Die großen Linien im Rauschen des Detektionslasers entstehen durch Störungen zwischen Detektor und Vorverstärker. Die Störungen wurden hauptsächlich durch Erdschleifen und das Einfangen von Signalen auf den Zuleitungen hervorgerufen. Sie traten bei zu kleiner Verstärkung und fehlender Schirmung bei allen Lasern auf. Die gezeigte Rauschmessung wurde mit einem schlechteren Aufbau des Detektors durchgeführt. Aufgrund von Reparaturarbeiten am Lasersystem konnte sie nicht wiederholt werden.

Der Laser der Firma Toptika weist bis zu einer Frequenz von 100 Hz ein sehr starkes niederfrequentes Rauschen auf. Dies liegt wahrscheinlich an der Bauform des Lasers. Laserdiode und Resonator sind in einem relativ großen Metallgehäuse untergebracht, das sehr störanfällig für mechanische Vibrationen ist. Der Laser wurde zudem mit der Faserkopplung auf einer einfachen optischen Platte ohne Schwingungsisolierung montiert. Mechanische Belastungen der Platte erzeugten bereits eine messbare Veränderung der Signalleistung. Das starke niederfrequente Rauschen ist damit auf mechanische Vibrationen zurückzuführen.

Aus den Messungen lässt sich schlussfolgern, dass um den Detektionslaser auf das Schrotrauschen zu bringen eine Unterdrückung von fast 50 dB bis zu einer Frequenz von 400 kHz nötig ist. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass der gebaute balancierte Detektor dieses Ziel fast in seiner gesamten Messbandbreite erreicht.

4.4 Versuchsaufbau zur Detektion am Interferometer

4.4.1 Aufbau und Charakterisierung des balancierten Photodetektors

Im Abschnitt 1.1.3 wurde bereits die Grundidee des elektronisch balancierten Detektors erklärt. Hier soll nun auf dessen technische Realisierung und die erreichten Messergebnisse eingegangen werden.

Abbildung 4.24 zeigt einen schematischen Schaltplan des Detektors wie er in [22, 23] vorgestellt wurde. Der obere Teil der Schaltung entspricht der des

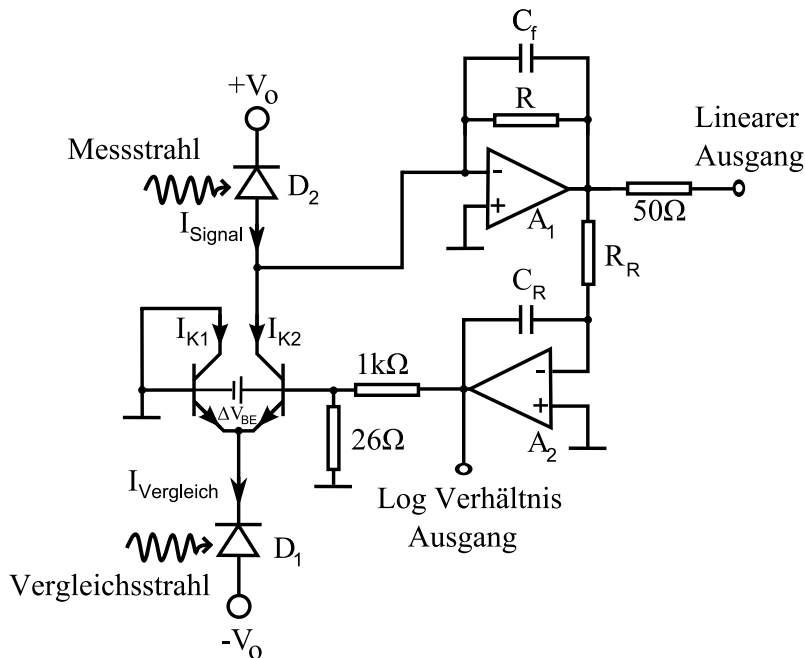


Abbildung 4.24: Vereinfachtes Schaltbild des balancierten Detektors

Transimpedanzverstärkers aus Abbildung 4.16. Der untere Teil sorgt für die Ausbalancierung der Photoströme I_{Signal} und $I_{Vergleich}$. Als Stromregler wird ein bipolares Transistorpaar benutzt. Für dieses gilt nach dem Ebers Moll Modell

$$\frac{I_{K2}}{I_{K1}} = \exp\left(\frac{e\Delta V_{BE}}{kT}\right), \quad (4.62)$$

wobei I_{K1} und I_{K2} die in Abbildung 4.24 eingezeichneten Kollektorströme der beiden Transistoren sind. Über der Basis-Emitter-Strecke der beiden Transistoren fällt jeweils die Spannung V_{BE1} bzw. V_{BE2} ab. ΔV_{BE} gibt die Differenz dieser beiden Spannungen an und ist damit durch $\Delta V_{BE} = V_{BE2} - V_{BE1}$ gegeben.

Die elektronische Balancierung der Schaltung funktioniert wie folgt. Wird der Vergleichsstrahl etwas größer als der Signalstrahl, so erzeugt der Operationsverstärker A_1 eine positive Spannung. Diese wird durch A_2 invertiert und aufintegriert. Dadurch sinkt V_{BE2} und somit auch ΔV_{BE} , entsprechend Gleichung 4.62 wird damit das Verhältnis zwischen I_{K2} und I_{K1} kleiner. Die Transistoren leiten also einen größeren Teil des Vergleichsstromes $I_{Vergleich}$ über I_{K1} gegen Masse ab. Man erhält so eine Regelschleife die genau dann ausbalanciert ist, wenn der Ausgang von A_1 Null ist. Das ist immer genau dann der Fall, wenn I_{K2} und I_{Signal} gleich groß sind. Die Leitfähigkeit der Transistoren hängt nicht vom Eingangsstrom $I_{Vergleich}$ ab. Sie eignen sich deshalb besonders gut als Stromteiler. Durch ihre lineare Stromverstärkung ist sichergestellt, dass das Teilungsverhältnis der Ströme für DC, als auch für kleine Stromänderungen bei höheren Frequenzen unverändert bleibt, was wichtig für die Störungsunterdrückung ist. Wäre das Stromteilungsverhältnis zwischen I_{K2} und I_{K1} frequenzabhängig, so wäre zwar der DC Teil der Ströme, nicht aber ihr AC Teil ausbalanciert. Sie würden sich folglich nicht mehr aufheben und zu einer Verschlechterung der Rauschunterdrückung mit steigender Frequenz führen. Der lineare Ausgang der Schaltung ist eine hochpassgefilterte Version des normalen Detektors. Da der Integrator innerhalb seiner Bandbreite Schwankungen der beiden Ströme ausgleicht, sind nur Modulationen oberhalb seiner Bandbreite messbar. Die Regelspannung des Integrators kann als zusätzlicher Ausgang benutzt werden. Der Spannungsunterschied zwischen den beiden Transistoren lässt sich nach [22] berechnen.

$$\Delta V_{BE} = -\frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{Vergleich}}{I_{Signal}} - 1 \right) \quad (4.63)$$

Man erhält dem zur Folge einen Ausgang, der das logarithmische Verhältnis von Signal und Vergleichsstrahl wiedergibt. Das Widerstandsnetzwerk hinter dem Integrator wurde so gewählt, dass es bei Zimmertemperatur den Faktor $\frac{kT}{e}$ kompensiert. Am logarithmischen Ausgang ergibt sich dann innerhalb der Regelbandbreite des Integrators die Spannung

$$V_{Log} = -\ln \left(\frac{I_{Vergleich}}{I_{Signal}} - 1 \right). \quad (4.64)$$

Durch Aufmultiplizieren der Verstärkung entlang der Regelschleife und durch Gleichsetzen des Ergebnisses mit eins, erhält man die Regelbandbreite der Rückkopplung [22].

$$f_c = \frac{e}{2\pi kT} \left[\frac{i_{Signal}}{1 + \exp(e\Delta V_{BE}/kT)} \right] \frac{\gamma R}{R_R C_R} \quad (4.65)$$

Abbildung 4.25 zeigt Bilder des aufgebauten balancierten Detektors. Auf der linken Seite ist die Platine zu sehen, die im Gegensatz zum Photodetektor mit

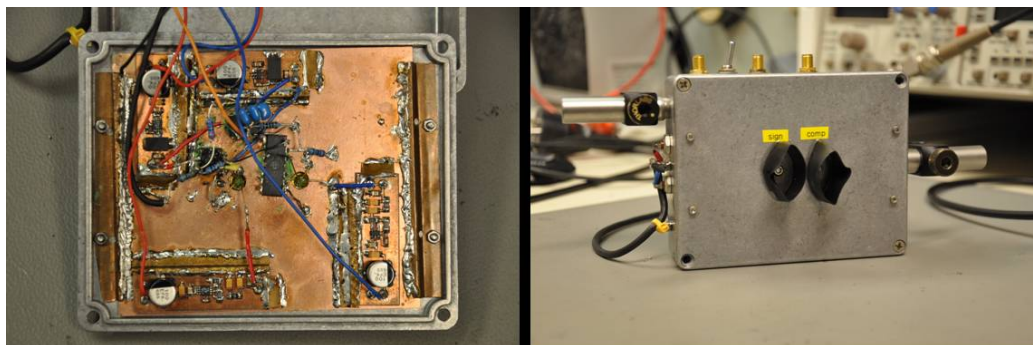


Abbildung 4.25: Prototyp des balancierten Detektors

bedrahteten Bauelementen bestückt wurde. Die ICs wurden mit den Beinchen nach oben auf einer Leiterplatte befestigt und mit Kabeln verbunden. Diese als „dead bug Design“ bezeichnete Bauart wurde gewählt, da sie großen Spielraum für spätere Modifikationen an der Schaltung lässt. Im Gegensatz zu einer gefertigten Platine müssen lediglich Kabel getauscht oder ICs versetzt werden. Die Platine ist über Metallbleche an das Gehäuse geschraubt. Es ermöglicht einen schnellen Wechsel des Gehäuses und somit ein einfaches Variieren des Abstandes der Photodioden. Auf dem rechten Bild ist die Frontseite des Detektors zu sehen. Um Streulichteffekte zu minimieren, wurden Gummischläuche um die Photodioden geklebt. Als Operationsverstärker wurde ein LME 49710 mit einer Bandbreite von etwa 50 MHz verwendet. Der im Photodetektor verwendete OPA657 ist nur als SMD Variante erhältlich und wurde deshalb nicht verbaut. Nach Gleichung 4.62 ist das Verhältnis der beiden Ströme von der Temperatur der Transistoren abhängig. Schwankt diese, so verändert sich das Teilungsverhältnis der beiden Ströme, wodurch die Rauschunterdrückung herabsetzt wird. Um sicherzustellen, dass beide Transistoren stets die gleiche Temperatur aufweisen, wurde ein auf einem Chip integriertes Transistorpaar vom Typ MAT04 benutzt.

Um den balancierten Detektor zu charakterisieren wurde sein Dunkelrauschen gemessen und mit der einfachen Detektorschaltung aus Abbildung 4.16 verglichen. Dazu wurden zum einen das Transistorpärchen, der Integrator und die zweite Photodiode abgeklemmt. Für eine zweite Messung wurde der Detektor im Normalbetrieb vermessen. Beide Messungen wurden mit dem theoretischen Rauschmodell aus Gleichung 4.61 verglichen. Abbildung 4.26 zeigt die Messergebnisse und die theoretische Kurve. Wie zu erwarten, ist das Dunkelrauschen des einfachen Detektors in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell. Es treten die im letzten Abschnitt beschriebenen niederfrequenten Abweichungen auf. Der Graph zeigt außerdem, dass auch das Dunkelrauschen der kompletten Elektronik nur im niederfrequenten Bereich leicht über dem der einfachen Schaltung liegt. Dies war zu erwarten, da der MAT04 ein sehr klei-

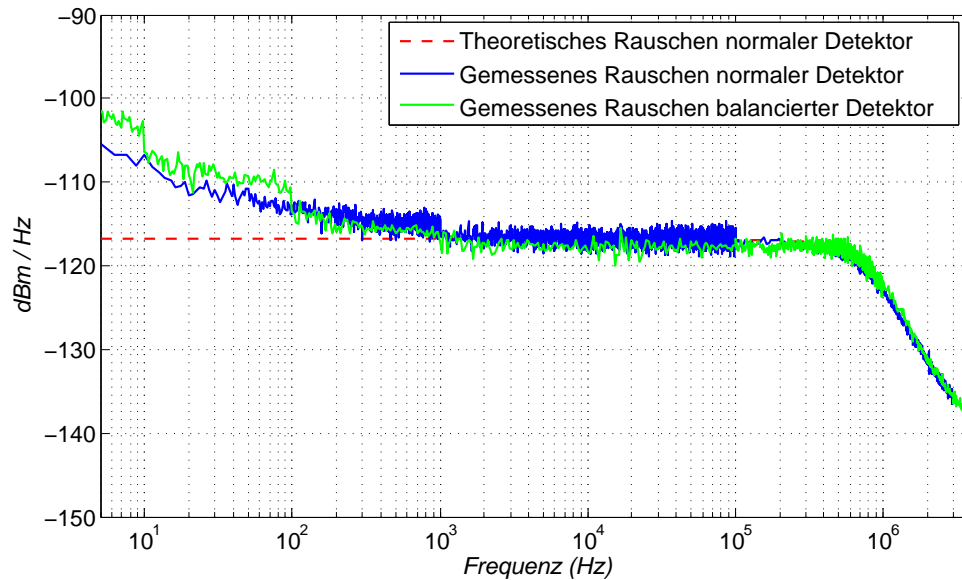


Abbildung 4.26: Gemessenes Dunkelrauschen des balancierten Detektors. Dargestellt ist das Rauschen des einfachen Detektors und der balancierten Schaltung.

nes Spannungsrauschen aufweist. Der Rauschbeitrag des zweiten Operationsverstärkers wird durch das Widerstands T klein gehalten. Wir können also die zusätzlichen Komponenten beim Dunkelrauschen des Detektors vernachlässigen. Die Bandbreite des Detektors beträgt nur noch etwa 800 kHz. Dies liegt an der größeren Verstärkung, der kleineren Bandbreite des LME 49710 und der großen Eingangskapazität des Transistorpärchens. Der Rückkoppelwiderstand des Verstärkers A_1 wurde zu 300 k Ω gewählt. Die Entscheidung für diese Widerstandsgröße wurde bereits im letzten Abschnitt begründet. Die Eingangskapazität des MAT04 beträgt laut Datenblatt 40 pF. Die gesamte Eingangskapazität der Schaltung beträgt nach anfiten der theoretischen Kurve etwa 54 pF. Eine Bandbreite von 800 kHz sollte für die Messungen am Interferometer vollkommen ausreichen. Eine höhere Bandbreite ist aber durch Modifikation der Elektronik leicht erreichbar.

Abbildung 4.27 zeigt die aus Gleichung 4.61 berechneten Rauschanteile des Dunkelrauschens. Dargestellt ist außerdem die Leistung des Schrotrauschens für 1,7 mW. Im Gegensatz zu Abbildung 4.22 ist das Stromrauschen des Operationsverstärkers die dominierende Rauschquelle des Dunkelrauschens. Grund dafür ist das höhere Stromrauschen des LME 49710 von 1,6 pA. Aus dieser Rechnung wird ersichtlich, warum sich FET Operationsverstärker wie der OPA657 mit kleinem Stromrauschen für den Aufbau von Detektorschaltungen

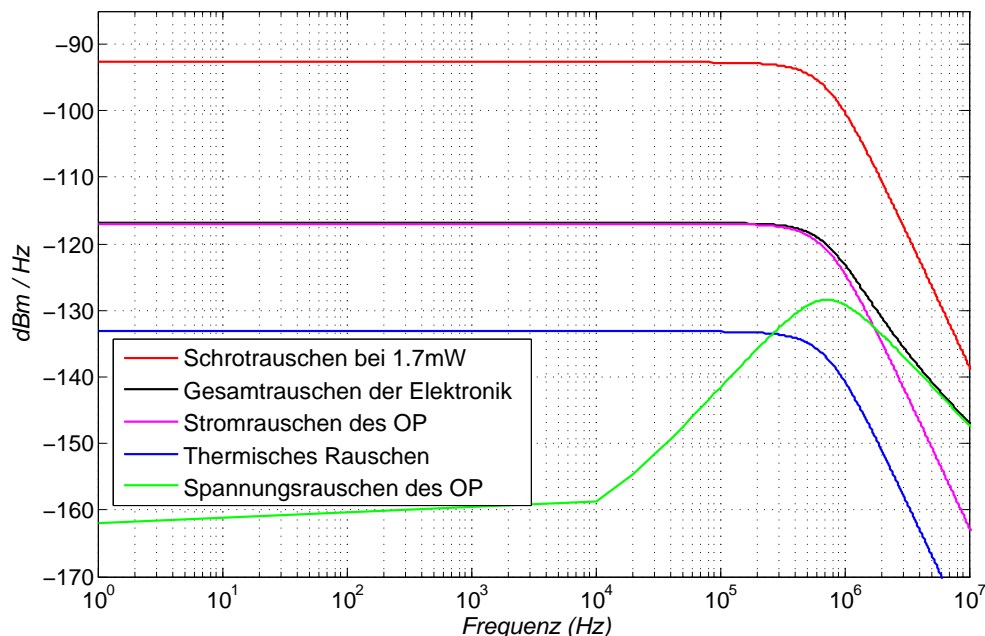


Abbildung 4.27: Rauschanteile des in Abbildung 4.26 gemessenen Dunkelrauschens des balancierten Detektors nach vereinfachtem Rauschmodell

besonders gut eignen. Bei normalen Operationsverstärkern wird das Stromrauschen des Verstärkers schnell zur dominierenden Rauschquelle, wodurch das Signal zu Rauschverhältnis der Messungen herabgesetzt wird. Da der OPA657 nur in SMD Bauform erhältlich ist und sein Einsatz im „dead bug Desing“ bei Änderungsarbeiten an der Platine immer wieder zu Kurzschlüssen führte, wurde der LME 4970 verwendet. Ein Vergleich von Abbildung 4.27 mit Abbildung 4.27 zeigt, dass das niederfrequente Dunkelrauschen noch immer ca. 10 dB unter dem Schrottrauschen liegt und somit vernachlässigt werden kann. Zur Charakterisierung des Detektors sollte seine Rauschunterdrückung bei unterschiedlichen Frequenzen gemessen werden. Dazu erzeugt man bei der zu messenden Frequenz durch frequenzabhängige Amplitudenmodulation des Laserlichtes eine zusätzliche Störung. Wird dieses anschließend durch einen Strahlteiler auf Vergleichs- und Signalstrahl aufgeteilt, so ist die Modulation beider Strahlen korreliert. Sie heben sich im Idealfall bei der balancierten Messung auf. Bei großen Störungen ist das allerdings nicht der Fall. Vergleicht man nun die noch am Ausgang des Detektors messbare Störung mit ihrer Eingangsgröße, so lässt sich die Unterdrückung der Elektronik bestimmen. Durch eine frequenzabhängige Messung der Modulationsunterdrückung kann so die Rauschunterdrückung des Detektors charakterisiert werden.

Abbildung 4.28 zeigt den für die Charakterisierung verwendeten Aufbau. Vor

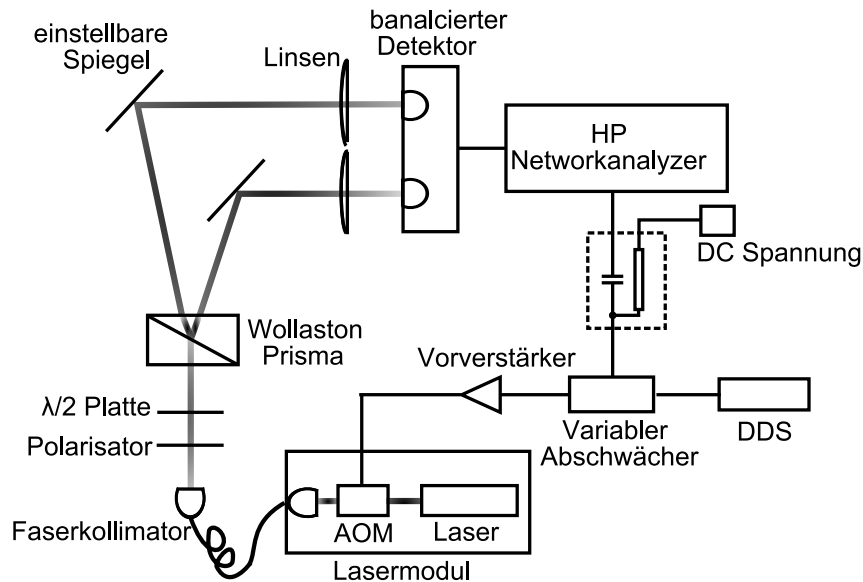


Abbildung 4.28: Messung der Modulationsunterdrückung des balancierten Detektors

der Einkopplung des Detektionslasers in die Faser passiert dessen Licht einen AOM. Durch eine Amplitudenmodulation der AOM Frequenz kann auch das Laserlicht in seiner Amplitude moduliert werden. Das so modulierte Licht gelangt über eine Faser zum Testaufbau. Durch eine entsprechende Fasereinkopplung wird sichergestellt, dass das Licht die Faser linear polarisiert verlässt. Zur Aufteilung des Strahls wird ein Wollaston Prisma benutzt. Aus diesem treten die getrennten Strahlen unter einem Winkel ungleich 90° heraus. Dadurch wird die Ausbildung eines optischen Resonators durch Reflexe mit der folgenden Optik erschwert. Dies verringert die Entstehung von störenden Modulationseffekten der beiden Teilstrahlen, bei der Modulation der Laserfrequenz. Das Wollaston Prisma zerlegt den einfallenden Strahl in seine Polarisationskomponenten senkrecht und parallel zum Einfallslot. Mit Hilfe einer $\lambda/2$ Platte ist es möglich, die Polarisation in ihrem Einfallswinkel zu drehen. So kann das Verhältnis der Lichtleistungen der beiden Teilstrahlen eingestellt werden. Die aufgeteilten Strahlen werden durch zwei einstellbare Spiegel und Sammellinsen auf die Photodioden fokussiert. Vor die $\lambda/2$ Platte musste ein Polarisator gesetzt werden. Ohne diesen schwankt die Lichtleistung in beiden Teilstrahlen zu stark, wie durch Beobachten des logarithmischen Detektorausgangs festgestellt werden konnte. Durch mechanische Beeinflussung der Faser konnten diese Störungen noch verstärkt werden, was darauf hinweist, dass das Licht aus der Faser nicht perfekt linear polarisiert ist. Zudem beeinflussen mechanische und thermische Schwankungen die Lichtausbreitung in der Faser, wodurch

Polarisationseffekte hervorgerufen werden können. Mit dem Polarisationsfilter konnten diese Störungen beseitigt werden. Auch eine mechanische Beanspruchung der Faser änderte nun die Strahlbalance nur noch wenig.

Die Unterdrückung des Detektors sollte in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz gemessen werden. Die von uns benutzten Frequenzgeneratoren können jedoch im gewünschten Frequenzbereich keine Amplitudenmodulation erzeugen. Darum wurde dies über einen variablen Abschwächer und einen Networkanalyser realisiert. Über das in Abbildung 4.28 eingezeichnete RC Netzwerk konnte die Modulation um einen DC Wert verschoben werden. Dadurch war es möglich, die Gesamtleistung im Strahl über eine Spannungsquelle einzustellen. Durch das Messen des Detektorsignals am linearen Ausgang und gleichzeitiges Durchfahren der Modulation konnte die Unterdrückung bestimmt werden.

Abbildung 4.29 zeigt die Ergebnisse der Messungen für unterschiedliche Strahlbalancen. Die Strahlleistung im Messstrahl wurde dabei für die unterschiedlichen Strahlbalancen auf 1,7 mW gehalten. Um die Stärke der Strahlmodulation

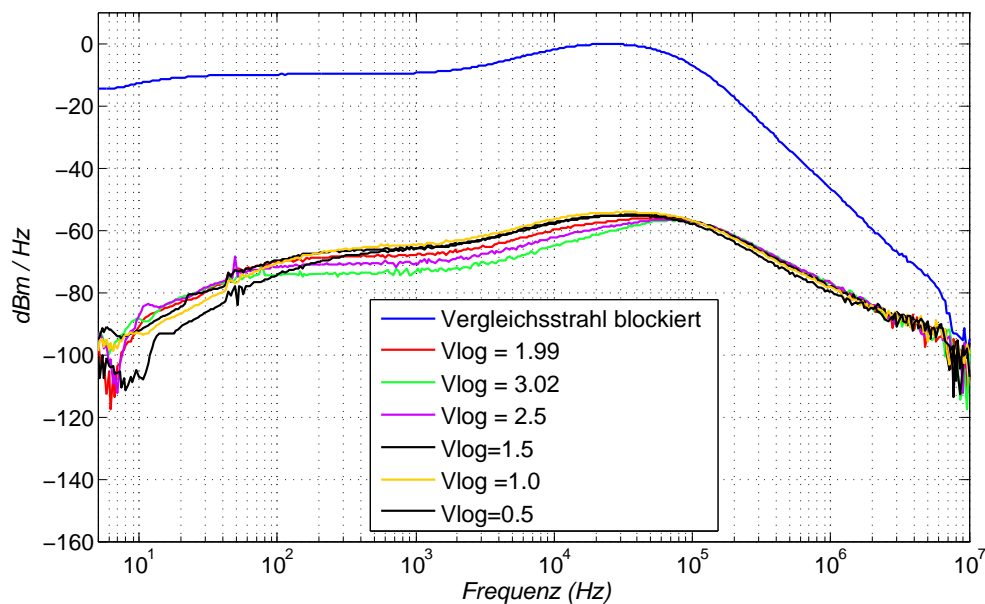


Abbildung 4.29: Messergebnisse der Unterdrückungsmessung

zu messen, wurde der Vergleichsstrahl blockiert. Der balancierte Detektor arbeitet dann wie ein normaler Photodetektor. Man kann so die Modulationsleistung am Ausgang des Detektors messen. Diese Messung ist in der Abbildung blau dargestellt. Die gemessene Übertragungsfunktion ist hauptsächlich auf die Charakteristik des Abschwächers zurückzuführen. Es wurde ein ZX73200S der Firma Mini Circuits benutzt. Dieser hat eine Anstiegszeit von etwa 20 μ s, was das Abfallen der Übertragungsfunktion bei etwa 50 kHz erklärt. Die Schwan-

kungen vor dieser Frequenzen sind durch das nichtlineare Verhalten des Abschwächers erklärbar. Die anderen Kurven zeigen das Signal am Ausgang des Detektors bei normalem Betrieb. Durch Drehen der $\lambda/2$ Platte und das Einstellen der Strahlleistung, konnte die Signalunterdrückung für unterschiedliche Strahlbalancen gemessen werden. Um die Leistung im Signalstrahl für die unterschiedlichen Strahlbalancen bei 1,7 mW zu halten, musste am variablen Abschwächer die DC Verschiebung variiert werden. Da sich so auch die Stärke der Modulation veränderte, wurden für alle Strahlbalancen sowohl die Modulationsleistung als auch die Unterdrückung gemessen. Die wirkliche Unterdrückung des Detektors konnte anschließend aus der Differenz der beiden Messreihen ermittelt werden.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 4.30 dargestellt. Das Verhältnis $I_{Vergleich}$ zu I_{Signal} ist nach Gleichung 4.64 mit der Spannung des logarithmischen Ausgangs verknüpft. Es wurde bei den Messungen von 1,02 ($V_{Log} = 3,87$) bis 2,6 ($V_{Log} = -0,5$) variiert. Der Abbildung ist zu entnehmen,

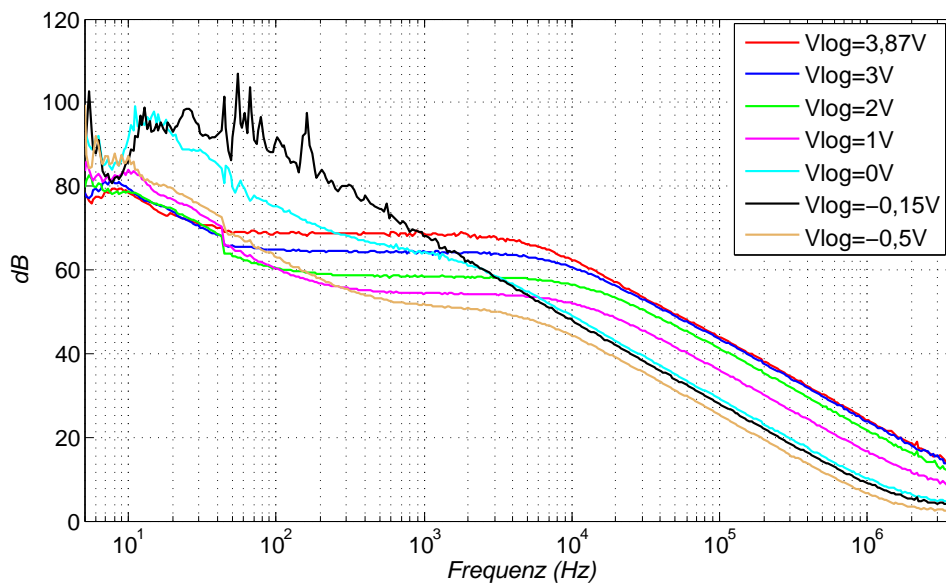


Abbildung 4.30: Aus den Messdaten gewonnene Unterdrückung für unterschiedliche Strahlbalancen

dass die beste Unterdrückung bei $V_{Log}=3,87V$ erreicht wurde. Mit diesem Wert beträgt die Unterdrückung bis 4 kHz mindestens 70 dB. Ab dieser Frequenz fällt sie jedoch stark ab, so dass sie bei 100 kHz noch etwas mehr als 40 dB und bei 1 MHz nur noch 20 dB beträgt. Das schlechtere Verhalten bei hohen Frequenzen wird hauptsächlich durch Dioden- und Streukapazitäten im Aufbau hervorgerufen. Auch die Auswahl des Transistors hat großen Einfluss auf die

Unterdrückung bei höheren Frequenzen. Das hochfrequente Verhalten sollte aber in Zukunft durch einige Modifikationen der Schaltung verbessert werden können. Der Einfluss der Diodenkapazität kann zum Beispiel durch den Einsatz von Hochfrequenztransistoren als geerdete Basis Verstärker (engl. common base amplifier) vor dem Operationsverstärker verringert werden. Durch die Verwendung von SMD Bauteilen lassen sich parasitäre Effekte im verwendeten Frequenzbereich nahezu eliminieren. In [22] wurden bei etwas geringerer Strahlleistung Unterdrückungen bis zu 40 dB in einer Bandbreite von einigen MHz erreicht.

Für größere Vergleichsstrahlen nimmt die Unterdrückung in Abbildung 4.30 ab. Begründen lässt sich dieses Verhalten durch die nichtidealen Eigenschaften der Transistoren. Jeder Transistor weist einen intrinsischen Emitterwiderstand r_E auf. Wird der Vergleichsstrahl größer, so muss ein größerer Strom I_{K1} abgeleitet werden, was aufgrund von Nichtlinearitäten die Balancierung verschlechtert. Aus den Kurven geht hervor, dass für $V_{Log} = 0V$ und $V_{Log} = -0,15V$ die Unterdrückung vor allem bei niedrigen Frequenzen sehr gut ist. In diesem Fall ist der Vergleichsstrahl etwa doppelt so groß wie der Signalstrahl. Damit gilt in etwa $I_{K1} = I_{K2}$. Durch r_E hervorgerufene Effekte sind in beiden Strömen gleich und heben sich auf. Für eine genauere Analyse der nichtidealen Transistoreigenschaften und ihrer Auswirkungen auf die Unterdrückung sei auf [22] verwiesen.

Mit diesen Daten kann das zu erwartende Laserrauschen am Ausgang des Detektors abgeschätzt werden. Aus Abbildung 4.23 wurde der Abstand des Rauschens der Messlaser zum Schrotrauschniveau berechnet. Anschließend wurden die Kurven mit der erreichten Unterdrückung überlagert. Abbildung 4.31 zeigt die Ergebnisse der Berechnungen. Es sind die beste Unterdrückung bei $V_{Log} = 3,89V$ und die schlechteste bei $V_{Log} = -0,5V$ Volt dargestellt. Für die beste erreichte Unterdrückung sollte das technische Rauschen des Detektionslasers bis zu einer Frequenz von 100 kHz fast vollständig beseitigt werden. Ab dieser Frequenz ist zu erwarten, dass noch Teile des technischen Rauschens im Spektrum auftauchen. Der dem Detektionslaser baugleiche Laser (ohne die zusätzliche Optik) sollte in der gesamten Detektorbandbreite auf das Schrotrauschlimit gebracht werden. Für den Toptica Laser ist zu erwarten, dass im niederfrequenten Bereich das technische Rauschen nicht ganz entfernt wird. Bei schlechterer Unterdrückung ($V_{Log} = -0,5V$) und stärkerem Vergleichsstrahl ist vor allem beim Detektionslaser ein deutlicher Rest an technischem Rauschen zu erwarten.

Um das Rauschen der Laser bei balancierter Detektion zu messen, wurde der gleiche Aufbau wie in Abbildung 4.28 verwendet. Es wurde lediglich die Modulation des Lasers weggelassen. Das Rauschspektrum wurde, wie bei den Messungen des Laserrauschens, auf dem RS und dem HP Spektrumanalysator gemessen. Abbildung 4.32 zeigt die Ergebnisse der Messung. Das Rauschen der

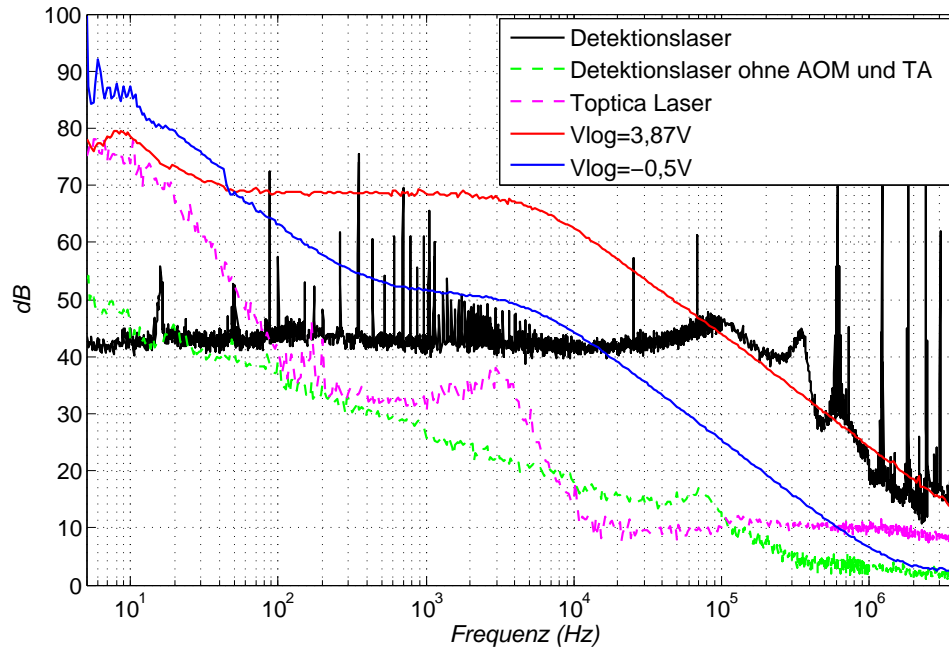


Abbildung 4.31: Vergleich zwischen gemessener Unterdrückung des balancierten Detektors und dem Abstand des Laserrauschens zum Schrotniveau

drei Laser wurde für $V_{Log} = 3,89V$ bei $1,7\text{ mW}$ gemessen. Des Weiteren wurde es für den Detektionslaser bei zwei schlechteren Strahlverhältnissen gemessen. Die theoretische Rauschleistung bei reinem Schrotrauschen ist gestrichelt dargestellt. Sie wurde für $1,7\text{ mW}$ berechnet. Die Regelbandbreite des Integrators betrug bei den Messungen zwischen 20 Hz und 500 Hz . Allen Messungen ist gemein, dass sie starkes Rauschen bis etwa 800 Hz aufweisen. Dieses wird durch den Integrator verursacht. Innerhalb seiner Regelbandbreite integriert er das Rauschen an seinem Eingang auf. Über die Rückkoppelschleife liegt dieses damit auch am linearen Eingang an. Der dem Detektionslaser baugleiche Laser und der Toptica Laser erreichten in der gesamten Detektorbandbreite das Schrotrauschlevel. Dies war nach Abbildung 4.31 zu erwarten. Beim Detektionslaser steigt für $V_{Log} = 3,89V$ das Rauschen ab einer Frequenz von etwa 80 kHz an. Ab etwa 500 kHz erreicht es fast wieder das Schrotrauschen. Für die schlechteren Strahlverhältnisse reicht die Unterdrückung wie zu erwarten nicht aus. Hier liegt das Rauschen bis zu 8 dB über dem Schrotrauschlevel. Um das technische Rauschen des Detektionslaser in der gesamten Detektorbandbreite zu beseitigen, fehlen bei höheren Frequenzen etwa 10 dB an Unterdrückung. Diese sollten aber durch die erwähnte Optimierung der Elektronik in Zukunft erreicht werden. Damit wurde gezeigt, dass das Laserrauschen des

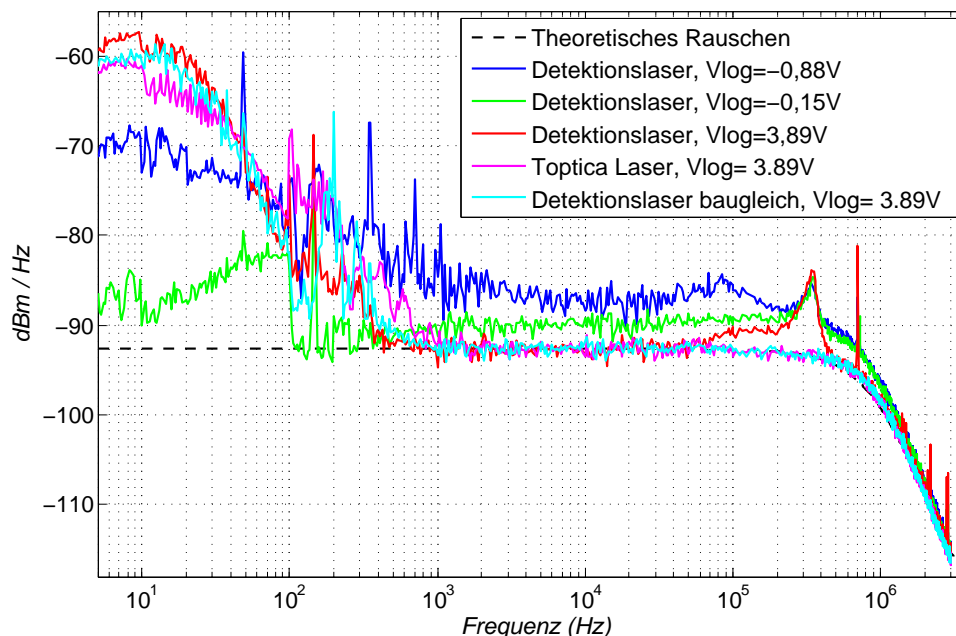


Abbildung 4.32: Gemessenes Laserrauschen mit dem balancierten Detektor

Detektionslasers durch die Verwendung eines balancierten Detektors auf das Schrotrauschlevel gebracht werden kann. Es sollte dem zur Folge möglich sein, eine balancierte Absorptionsmessung am Atominterferometer durchzuführen. Nach Überwindung weiterer technischer Probleme (siehe nächster Abschnitt) könnten damit die in der Simulation berechneten Signal zu Rauschverhältnisse erreicht werden.

4.4.2 Charakterisierung des Testaufbaus

Um die Atome während ihres Falls durch die Kammer länger im Strahl zu halten, muss, wie in der theoretischen Betrachtung nachgewiesen, der Strahl für Messungen am Interferometer aufgeweitet werden. So kann die Messzeit verlängert und das Signal zu Rauschverhältnis verbessert werden. Bisherige Messungen wurden mit Strahlen durchgeführt, die einen Durchmesser von weniger als 1 mm aufweisen. Die erreichten 70 dB Rauschunterdrückung entsprechen einer optischen Störungsunterdrückung von 35 dB, vergleichbar mit einer Differenz der beiden Strahlen von 0,01%. Zur Vermeidung von Störungen ist ein sorgfältiger Umgang mit den optischen Elementen äußerst wichtig. An einem Testaufbau sollte darum untersucht werden, ob die Aufweitung der Strahlen in der Praxis ohne Probleme möglich ist. Treten in der Optik unterschiedliche

Änderungen der beiden Strahlen auf, so sind diese am Detektor nicht korreliert. Sich ergebende Störungen können nicht mehr unterdrückt werden und verschlechtern das SNR der Messung. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn einer der Strahlen durch eine Kante im Aufbau beschnitten wird. Variiert der Beschnitt des Strahles durch mechanische Vibrationen der Schnittkante, so reicht die dadurch erzeugte leichte Modulation des Strahles bereits aus, um die Unterdrückung des Detektors herabzusetzen. Beim folgenden Testaufbau sollte deshalb auch der Einfluss der Vakuumfenster auf die Strahlen untersucht werden. Diese haben eine Dicke von mehreren Millimetern. Sie können dadurch unerwünschte Brechungs- oder Streulichteffekte hervorrufen, die sich negativ auf die balancierte Messung auswirken. Speziell die Gefahr der Ausbildung eines optischen Resonators ist bei Modulationen der Lichtfrequenz von Bedeutung.

Zum Test einer möglichen Optik am Interferometer wurde der in Abbildung 4.33 skizzierte Versuch aufgebaut. Mit diesem ließ sich eine Einfachdetektion

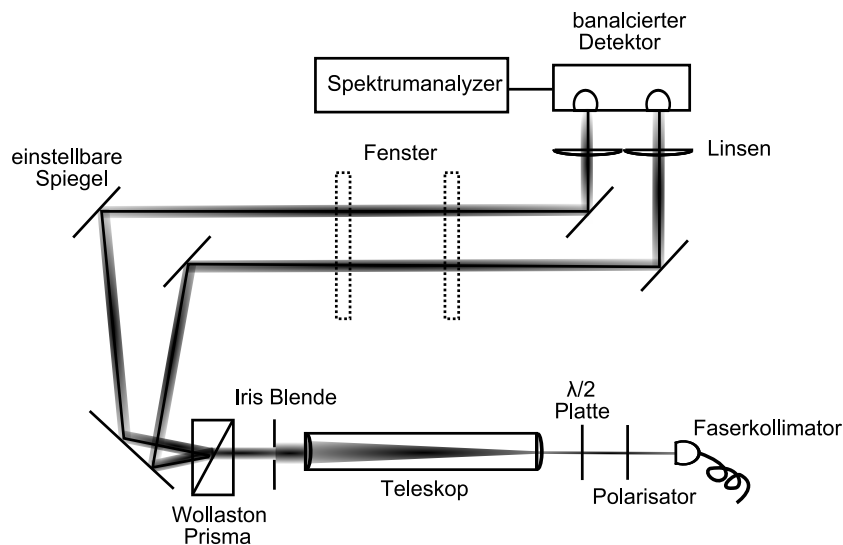


Abbildung 4.33: Testaufbau für die balancierte Absorptionsdetektion am Atominterferometer

ohne reflektierte Strahlen durchführen. Der Strahl wurde in einem Teleskop durch zwei Linsen sphärisch aufgeweitet. Danach wurde er durch eine Irisblende auf einen Durchmesser von 1 cm beschnitten. Größere Strahlen waren aufgrund der Dimensionen des Wollaston Prismas nicht möglich. Anschließend wurden die Strahlen mit Spiegelpaaren durch die Fenster auf den Detektor gelenkt. Der Abstand der Fenster lag bei ca. 15 cm, entsprechend ihrem Abstand in der Vakuumkammer. Der lineare Ausgang des Detektors wurde, wie in den Experimenten zuvor, mit einem Spektrumanalysator verbunden.

Abbildung 4.34 zeigt eine Photo des Versuchsaufbaus. Im vorderen Teil des

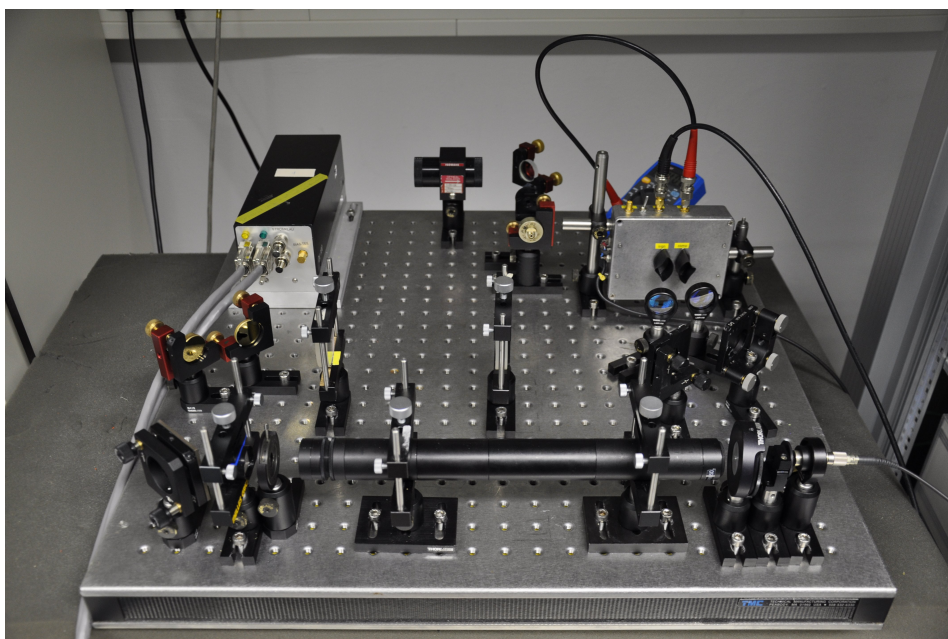


Abbildung 4.34: Bild des Testaufbaus zur Detektion am Interferometer

Bildes erkennt man die Faser und das Teleskop zur Aufweitung des Strahls, gefolgt von der Irisblende und dem Wollaston Prisma. Im hinteren Teil sind die Fenster, der Photodetektor und der Toptica Laser zu sehen. Unter die optische Montageplatte musste eine Schaumstoffmatte gelegt werden. Ohne diese führten mechanische Belastungen und Verrücken des Boards auf dem Tisch zur Dejustage der Strahlen.

Um den Testaufbau zu charakterisieren, wurden wie schon zuvor Rauschmessungen mit allen drei Lasern durchgeführt. Abbildung 4.35 zeigt die Ergebnisse der bei $V_{Log} = 3,9\text{ V}$ durchgeführten Messungen. Zu Vergleichszwecken wurde zusätzlich das Messergebnis des Detektionslasers aus dem einfachen Aufbau dargestellt. Wie man den Graphen entnehmen kann, stellen das Aufweiten der Strahlen als auch die Fenster der Vakuumkammer keine Probleme für die balancierte Messung dar. Auch der Messgraph des Detektionslasers im einfachen Aufbau (rot dargestellt), stimmt mit dem des Testaufbaus (blau) überein. Bei einer der Messungen (grün) wurde einer der Strahlen an einer Spiegelkante leicht beschnitten. Es tritt der oben beschriebene Effekt auf und die Rauschunterdrückung verschlechtert sich. Den aufgeweiteten Strahl sauber durch den Aufbau zu führen und ihn anschließend auf den Detektor zu fokussieren erwies sich auf dem Breadboard als die technisch größte Schwierigkeit.

Der in dieser Form aufgebaute balancierte Detektor hat einen Nachteil. Es können keine DC Absorbtionsmessungen mit ihm durchgeführt werden. Bringt

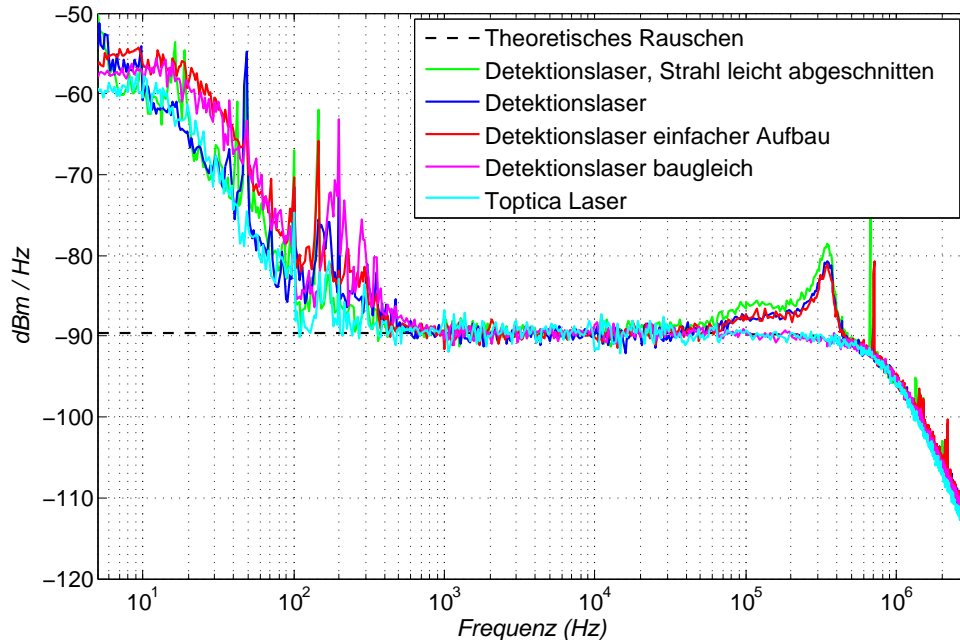


Abbildung 4.35: Laserrauschen gemessen im Testaufbau

man eine Probe in einen unmodulierten Messtrahl, so sinkt dessen Strahlleistung. Die Regelschleife gleicht dies aber umgehend aus, indem sie den Vergleichsstrom verkleinert, so dass sich ein Ausgangssignal gleich Null ergibt. Aus diesem Grund muss der Signalstrahl oder die Messprobe mit einer Frequenzmodulation versehen werden. Der Laserstrahl lässt sich durch Modulation des Laserstromes oder durch Veränderung der Länge des Laserresonators in der Frequenz modulieren, die zu detektierenden Atome durch Modulationstransferspektroskopie [21] oder durch Ausnutzung des Zeeman Effektes.

Eine Frequenzmodulation des Laserstrahles hat den Vorteil, dass sie bei kleinen Modulationsfrequenzen technisch am einfachsten realisierbar ist. Sie besitzt allerdings den großen Nachteil, dass Etalon Effekte auftauchen. Diese Modulationseffekte entstehen durch Reflexe und Mehrfachreflexe an den optischen Bauelementen, so dass sich optische Resonatoren ausbilden. Durch Interferenz werden bestimmte Frequenzen verstärkt und andere ausgelöscht. Dadurch können sich unerwünschte Modulationen der beiden Teilstrahlen ausbilden. Diese heben sich in der balancierten Messung nicht auf, da sie in der Regel in beiden Strahlen unterschiedlich sind. Der freie Spektralbereich eines optischen Resonators ist durch

$$\Delta f = \frac{c}{2nL} \quad (4.66)$$

gegeben, mit n als Brechzahl des Resonatormediums und L als Resonatorlänge. Er gibt den Frequenzabstand zwischen zwei Transmissionsmaxima des Resonators an, woraus der freie Spektralbereich des Resonators berechnet werden kann, der durch die Fenster der Vakuumkammer gebildet wird.

Um den Einfluss von Etaloneffekten im Testaufbau zu messen, wurde mit einem der Laser eine Frequenzmodulation erzeugt. Benutzt wurde der dem Detektionslaser baugleiche Laser, da bei diesem die Länge des Laserresonators durch das Anlegen einer Spannung verändert werden kann. Der Laser durchläuft nach dem Anlegen einer rampenförmigen Spannung einen Frequenzbereich von etwa 2 GHz. Mit einem Oszilloskop wurde am linearen Ausgang des Detektors das Spannungssignal aufgezeichnet. Abbildung 4.36 zeigt die Ergebnisse der Messung. Zunächst wurde der freilaufende Laser gemessen. Der Abstand der

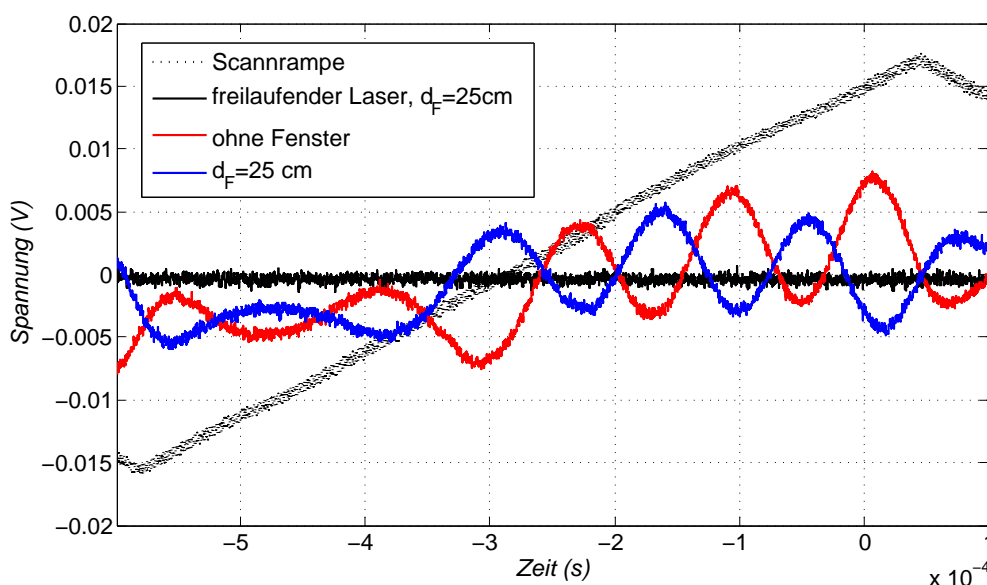


Abbildung 4.36: Etaloneffekte bei einem Fensterabstand von 25cm

Vakuumsfenster betrug dabei 25 cm. Da der Laser zur Zeit der Messung keine Stabilisierung besaß, konnte er nicht in der Frequenz synchronisiert werden. Es ist zu erkennen, dass beim unmodulierten Laser keine Etaloneffekte auftauchen. Anschließend wurden die Fenster aus dem Aufbau entfernt und der Laser moduliert. Das Bild zeigt die Messungen für einen Durchlauf. Man erkennt eine deutliche Modulation des Messsignales mit einer maximalen Amplitude von 7,5 mV. Dies entspricht einer Amplitudenmodulation des Lichtes von 45 nW. Es treten also bereits deutliche Frequenzmodulationen ohne die Fenster auf. Sie werden durch die restliche Optik hervorgerufen. Nun wurden die Fenster wieder in den Aufbau gestellt. Der freie Spektralbereich des durch die Fenster

gebildeten Resonators beträgt nach Gleichung 4.66 etwa 400 MHz. Es sollten sich bei einem Scannbereich von 2 GHz etwa fünf Intensitätsmaxima ausbilden können. Die Modulation mit Fenstern im Strahlengang sollte sich somit deutlich von der ohne Fenster unterscheiden, was die Messdaten auch bestätigen. Bei der Messung mit Fenstern ist außerdem eine leichte Abnahme der Amplitude und eine Phasenverschiebung von ca. 2π zu beobachten.

Um die Auswirkungen der Fenster noch deutlicher zu zeigen, wurde der Abstand der Fenster bei einer zweiten Messung auf 4 cm verringert. Der freie Spektralbereich des durch die Fenster gebildeten Resonators beträgt nun 2,5 GHz. Es sollte sich deswegen höchstens ein Resonatormaximum ausbilden können. Die Messergebnisse aus Abbildung 4.37 bestätigen diese Annahme. Bei der Mes-

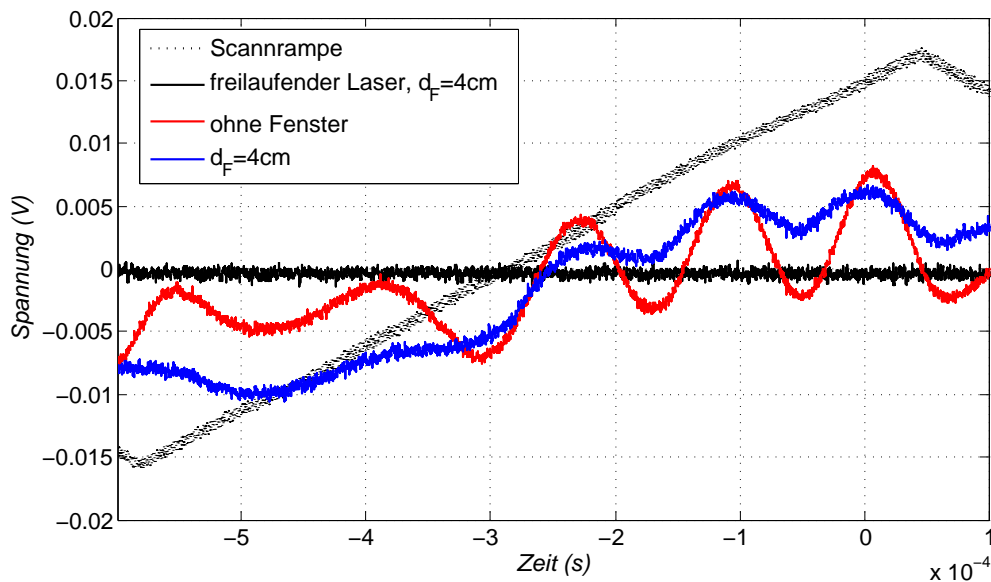


Abbildung 4.37: Etalonneffekte bei einem Fensterabstand von 4 cm

sung mit Fenster lässt sich ein Resonatormaximum im transmittierten Licht feststellen. Es wird von der bereits ohne Fenster vorhandenen Modulation überlagert

Die bisher im Testaufbau gemessenen Intermodulationseffekte sind mit einer Lichtleistung von 45 nW zu groß. Die optische Rauschleistung der Detektion beträgt nach Abbildung 4.13 bei einer Messzeit von $t_m = 1$ ms etwa 1,5 nW. Die Modulation ist somit um einen Faktor 40 größer als das Rauschen der Detektion. Dies verschlechtert auch das Signal zu Rauschverhältnis um eine Faktor 40 und begrenzt die Empfindlichkeit der Detektion. Eine Möglichkeit die Modulationseffekte der Fenster zu verkleinern, ist mit schrägen Strahlen zu arbeiten. Die Reflexionen an den Fenstern können dadurch so gelenkt wer-

den, dass sie nicht in den Signalstrahl fallen. Die Ausbildung eines Resonators wird dadurch verhindert oder zumindest erschwert. Eine Möglichkeit das am Experiment auszunutzen, zeigt Abbildung 4.38. Der Messstrahl tritt in diesem

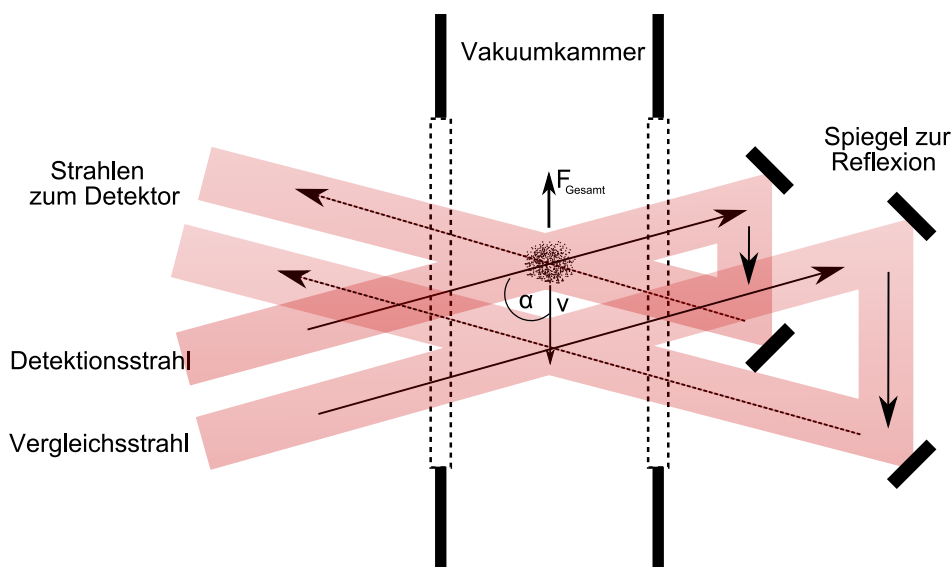


Abbildung 4.38: Retroreflexion bei schrägen Strahlen

Fall nicht horizontal zur Fallrichtung der Atome in die Vakuumkammer ein (wie in Abbildung 4.10), sondern ist um einen Winkel α geneigt. Der rücklaufende Strahl wird so durch Spiegel umgelenkt, dass er den hinlaufenden Messstrahl überlagert. Der Vergleichsstrahl wird unter gleichen Winkeln durch die Kammer geführt. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass der rücklaufende Strahl nicht durch Polarisationsoptik vom einlaufenden Strahl getrennt werden muss. Des Weiteren wirkt die aus den überlagerten Lichtstrahlen resultierende Lichtkraft bremsend auf die Atome. So können auch bei kleineren Strahlen längere Messzeiten erreicht werden. Ein Nachteil dieser Methode ist die dadurch auftretende Dopplerverschiebung der Resonanzfrequenz. Sie verändert sich mit der Geschwindigkeit der Atome und muss durch Anpassen der Laserfrequenz ausgeglichen werden. Dies sollte aber mit Hilfe der von uns verwendeten Frequenzgeneratoren realisierbar sein.

Um die Etaloneffekte bei schrägen Fenstern zu messen, wurden diese unter einem Winkel von etwa 15° in den Strahlengang gestellt. Abbildung 4.39 zeigt die Ergebnisse der Messung. Die auftretenden Modulationen mit und ohne Fenster sind in dieser Messung etwas stärker. Grund dafür ist die Nachjustierung der Scannamplitude des Lasers zwischen den Messungen. Dadurch kam es zu einer Verschiebung des Frequenzbereichs und dem zur Folge zur Ausbildung anderer Intensitätsmaxima. In der Messung mit schrägen Fenstern wurde die Amplitude der Modulation fast um die Hälfte verringert. Sie ist mit 5 mV

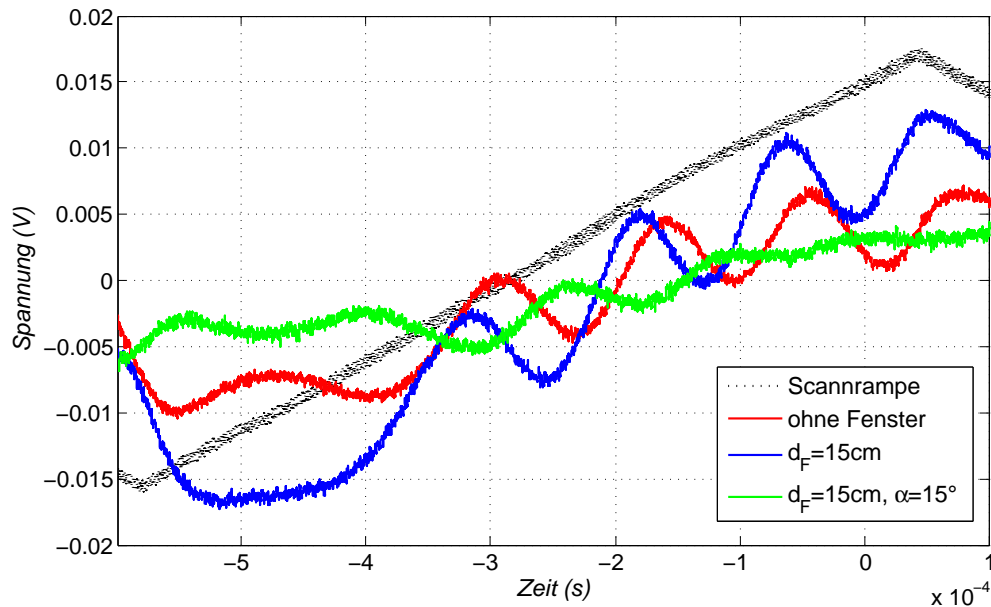


Abbildung 4.39: Etaloneffekte bei einem Fensterabstand von 15cm für gerade und schräggestellte Fenster

durch die größer gewordenen Etaloneffekte aber immer noch zu groß. Würde man durch Verschiebung des Frequenzbereiches wieder Amplituden wie in der ersten Messung erreichen, so könnte die Modulation bereits auf 15 nW gesenkt werden. Durch eine weitere Optimierung der Messparameter sollte es möglich sein, unter die Rauschleistung der Detektion zu gelangen.

Die Messungen zeigen, dass Intermodulationseffekte durch die Optik ein ernsthaftes Problem darstellen. Gezeigt wurde aber auch, dass es durch Veränderung des Fensterabstandes und der Winkels möglich ist, diese Effekte zu verkleinern. Die Messungen haben vor allem gezeigt, dass bereits ohne Fenster starke Etaloneffekte auftauchen. Diese könnten minimiert werden, indem die Modulation an der Messkammer durch entsprechende optische Elemente durchgeführt wird. Dadurch lässt sich die Anzahl der verwendeten optischen Elemente verkleinern und die Gefahr der Ausbildung optischer Resonatoren minimieren.

Die Untersuchungen zeigen, dass der vorgestellte Aufbau für Messungen ohne Modulation der Laserfrequenz geeignet ist. Für die Verwendung von moduliertem Laserlicht müssen noch Veränderungen an der Optik durchgeführt werden.

Kapitel 5

Ausblick

In der vorliegenden Diplomarbeit wurde neben dem Aufbau und der Charakterisierung der Phasenstabilisierung der Raman Laser gezeigt, dass durch einen in [22, 23] vorgestellten elektronisch balancierten Photodetektor eine Absorptionsmessung zur Auslesung der Interferometerphase realisierbar ist. Aus dem gemessenen Phasenrauschen der Raman Laser wurde berechnet, dass für eine Pulsdauer der Laser von $100 \mu\text{s}$ und einen Pulsabstand von 150 ms die erreichbare Empfindlichkeit des Interferometers auf $\frac{\Delta g}{g} = 1,9 \cdot 10^{-10}$ limitiert ist. Damit sollte die Genauigkeit der Messungen nicht durch das Phasenrauschen beschränkt werden, da meisst andere Störquellen wie mechanische Vibrationen und systematische Effekte einen stärkeren Einfluss haben. Durch Messungen an einem Testaufbau wurde gezeigt, dass durch den elektronisch balancierten Detektor das Amplitudenrauschen des Detektionslasers fast in der gesamten Messbandbreite des Detektors auf des Schrotrauschlevel gebracht werden kann. Damit kann theoretisch bei 10^6 Atomen in einer Messzeit von 2 ms ein Signal zu Rauschverhältnis von 3000:1 erreicht werden. Die Detektion sollte dadurch ab einer Atomzahl von 10^6 Atomen durch das Standard Quantenlimit beschränkt sein.

Die Messungen in Kapitel 4.4.2 haben gezeigt, dass die Modulation der Laserfrequenz erhebliche Etaloneffekte mit sich bringt. Diese waren im Testaufbau so groß, dass sie die Detektion limitieren würden. Darum soll am Interferometer ohne Modulation des Lichtes gemessen werden. Mit dem verwendeten balancierten Detektor sind unmodulierte Messungen nicht möglich, da sie durch die elektronische Regelung unterdrückt werden. Um ohne Frequenzmodulationen messen zu können, muss darum der Detektor modifiziert werden. Dies könnte in Zukunft durch die in Abbildung 5.1 schematisch dargestellte Schaltungsvariation des balancierten Detektors realisiert werden. Zwischen Integrator und Transistorpärchen wird ein Halteglied und ein Schalter gesetzt. So wird ein Umschalten zwischen einem Messmodus, bei dem der Schalter offen ist und einem Regelmodus, bei dem der Schalter geschlossen ist, ermöglicht. Im Regelmodus

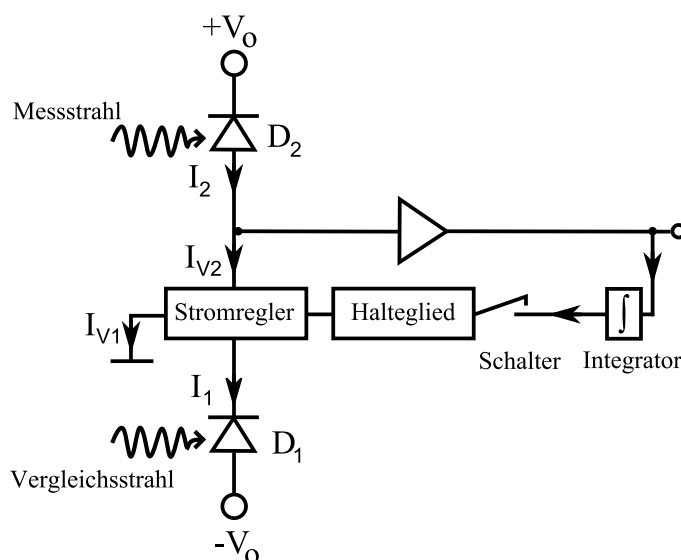


Abbildung 5.1: Variation des balancierten Detektors mit Halteglied

arbeitet der Detektor wie im bisherigem Verlauf der Arbeit beschrieben. Wird der Schalter geöffnet, so wird die Regelschleife unterbrochen. Das Halteglied wird so konfiguriert, dass es nach dem öffnen des Schalters die zuletzt anliegende Spannung hält. Damit ist der Detektor, wenn sich während der Messzeit das Strahlverhältnis nicht ändert, immer noch ausbalanciert. Es kann jetzt aber auch ohne modulation der Frequenz gemessen werden, da der DC Anteil des Signales nicht mehr wegeregelt wird. Die Regelbandbreite des Integrators betrug bei den Messungen am Testaufbau minimal 20 Hz. Damit wurden bei den Messungen nur Änderungen der Strahlbalance in einem Zeitbereich von mehr als 50 ms ausgeglichen. Da so das Schrotrauschlevel erreicht werden konnte, sind Änderungen in der Strahlbalance unterhalb dieses Zeitbereiches zu vernachlässigen. Die Messzeiten am Atominterferometer betragen maximal einige Millisekunden. Damit sollte es möglich sein, mit dieser Methode die Messungen am Interferometer durchzuführen.

Eine mögliche Messequenz könnte wie folgt aussehen: Bevor die Atome in die Detektionskammer fallen, wird für einige hundert mikro sekunden das Detektionslicht eingeschaltet. Der Detektor wird in dieser Zeit im Regelmodus betrieben. Die Bandbreite des Integrators wird so groß gewählt, dass die Regelung in dieser Zeit den Detektor ausbalancieren kann. Nach der Ausbalancierung wird die Regelung durch öffnen des Schalters unterbrochen. Der Detektor befindet sich nun im Messmodus. Das Licht kann ausgeschaltet werden und zur Messung der Atome wieder eingeschaltet werden, wenn sich diese in Höhe des Detektionsstrahles befinden.

In Kapitel 4.2 wurde erwähnt, dass durch eine Schaltungvariation das Schrot-

rauschen der zweiten Photodiode herabgesetzt werden kann. Eine schematische Darstellung dieser Modifikation ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Es wird ein Ar-

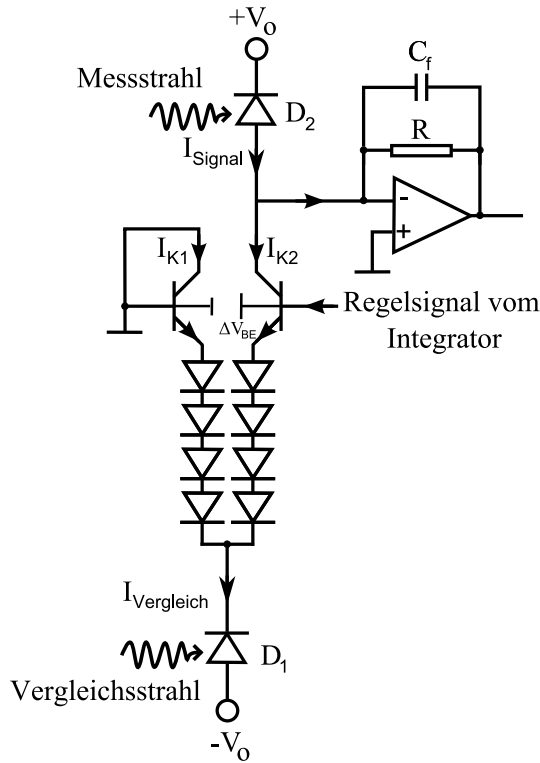


Abbildung 5.2: Schaltungsvariation des balancierten Detektors zur Verringerung des Schrotrauschens

ray von idealen Dioden zwischen die Photodiode und das Transistorpärchen gesetzt. In [22] wurde gezeigt, dass sich damit das Stromrauschen I_{RK2} des Vergleichstromes I_{K2} zu

$$\langle I_{RK2} \rangle^2 = 2eI_{K2} \left(1 - \frac{N}{N+1} \frac{I_{K1}}{I_{K1} + I_{K2}} \right) \quad (5.1)$$

ergibt. Dabei ist N die Anzahl der verwendeten Dioden. Wird $I_{Vergleich}$ fünfmal größer als I_{Signal} gemacht, so fließt 80% des Vergleichstroms gegen Masse ab. Setzt man 10 Dioden in die Schaltung ein, so ist das Schrotrauschen in I_{K2} nach Gleichung 5.1 immernoch 4,8 dB kleiner als das, des Signalstromes. Damit liegt das gesamttrauschen der Schaltung bei Schrotrauschlimitiertem Nachweis nur noch 1,25 dB über dem Schrotrauschlevel. Bei einem Verhältnis zwischen Vergleichs- und Signalstrom von 9:1 und der Verwendung von 20 Dioden sinkt das Rauschen auf 0,72 dB über dem Schrotrauschlevel. Diese Schaltungsvariation sollte in Zukunft ermöglichen, ab etwa $6 \cdot 10^4$ Atomen in der Detektion durch das Quantenprojektionsrauschen bebgrenzt zu sein.

Anhang A

Schaltpläne

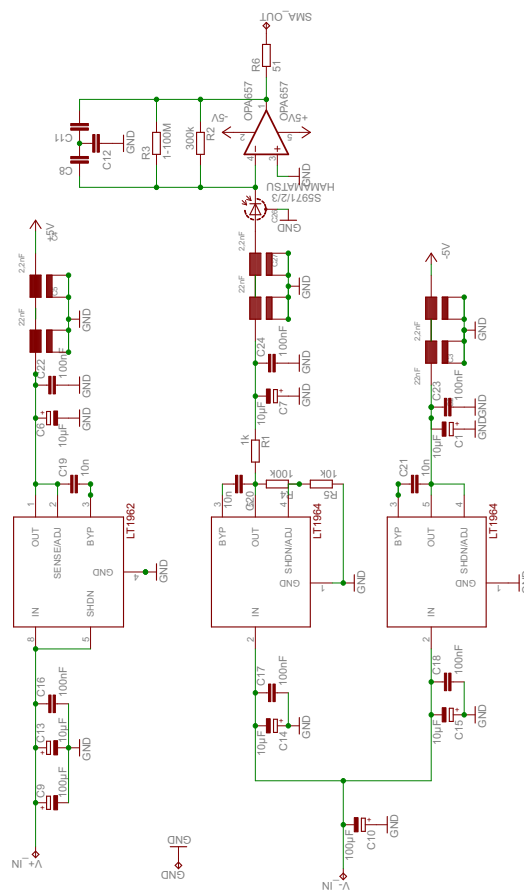


Abbildung A.1: Schaltplan des Photodetektors

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Mach-Zehnder Interferometer | 14 |
| 2.2 | Querschnitt durch die Vakuumkammer mit prinzipieller Flugbahn der Atome. Mit freundlicher Genehmigung von A. Senger . | 15 |
| 2.3 | Atominterferometer in Mach-Zehnder Geometrie. Durchgezogenen Linien stellen die atomaren Trajektorien mit Gravitation dar. Die Atome besitzen vor dem ersten Puls eine Geschwindigkeit in y Richtung. Gestrichelte Linien zeigen die Trajektorien ohne Gravitation und ohne Anfangsgeschwindigkeit. | 16 |
| 2.4 | Für die Detektion benutzte atomare Übergänge | 17 |
| 2.5 | Prinzip eines Ramanüberganges | 17 |
| 3.1 | Transferfunktion $ H(2\pi f) $, für $\tau = 100 \mu s$ und $T=150 ms$, gemittelt nach der 16. Oszillation | 25 |
| 3.2 | Schematische Darstellung der Erzeugung der Laser Beats | 26 |
| 3.3 | Thermschema des Rubidiums mit verwendeten Lasern zur Erzeugung des Ramanüberganges | 27 |
| 3.4 | Grundschema eines Phasenregelkreises | 28 |
| 3.5 | Schematische Darstellung des Phasenregelkreises zur Stabilisierung des Raman Master Lasers | 28 |
| 3.6 | Schematische Darstellung des Phasenlocks des Raman Slave Lasers | 29 |
| 3.7 | Schematischer Aufbau der Frequenzkette | 30 |
| 3.8 | Messung der Regelbandbreite des Master Lasers | 31 |
| 3.9 | Gemessenes Schwebungssignal zwischen Raman Master Laser und Referenzlaser | 32 |
| 3.10 | Messung der durch die Überlagerung der beiden Raman Laser erzeugten Schwebung | 33 |
| 3.11 | Vereinfachtes Blockschaltbild zur experimentellen Bestimmung des Phasenrauschens der synchronisierten Laser | 33 |
| 3.12 | Gemessenes Phasenrauschen der synchronisierten Laser und der Frequenzkette | 34 |
| 4.1 | Prinzip der Fluoreszenzdetektion | 36 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.2 | Prinzip einer Absorbtionsdetektion | 38 |
| 4.3 | Prinzip einer differentiellen Absorbtionsmessung | 39 |
| 4.4 | Rauschquellen eines Detektors mit idealisiertem Verstärker | 41 |
| 4.5 | Rauschspektrum eines realen Lasers bei einer Detektorbandbreite von $f_{3\text{dB}}$ | 46 |
| 4.6 | Prinzip einer elektronischen Intensitätsstabilisierung über eine Rückkoppelschleife | 47 |
| 4.7 | Prinzip einer balancierten Messung | 48 |
| 4.8 | Vereinfachte Schaltung eines balancierten Detektor | 49 |
| 4.9 | Querschnitt der Atomwolke, auf die Wolke fällt ein Laserstrahl der Intensität I_0 | 52 |
| 4.10 | Schematische Darstellung der Messung mit reflektierten Strahlen | 54 |
| 4.11 | Von 10^5 Atomen absorbierte Leistung in Abhängigkeit von der eingestrahlten Leistung als vielfaches der Sättigungsleistung P_{Sat} | 55 |
| 4.12 | SNR der Detektion in Abhängigkeit von der eingestrahlten Leistung bei einer Detektionsbandbreite von 10 kHz und 10^5 Atomen | 56 |
| 4.13 | Absorbierte Leistung in Abhängigkeit von der Atomanzahl N | 58 |
| 4.14 | Signal zu Rauschverhältnis der Detektion für unterschiedliche Messzeiten unter Berücksichtigung des Strahlquerschnitts in Abhängigkeit von der Anzahl der Atome. SNR_Q bezeichnet das Signal zu Rauschverhältnis des Quantenprojektionsrauschens. | 60 |
| 4.15 | Einfacher Detektor aus Diode und Widerstand mit eingezeichnetem Ersatzschaltbild der Photodiode | 62 |
| 4.16 | Prinzipaltbild eines Transimpedanzverstärkers | 63 |
| 4.17 | Photodetektor im Gehäuse | 64 |
| 4.18 | Rauschmodell des Transimpedanzverstärkers | 65 |
| 4.19 | Verstärkung eines Operationsverstärkers mit Rückkoppelschleife | 65 |
| 4.20 | Versuchsaufbau zur Messung des Laserrauschens und des Dunkelrauschens des Detektors | 67 |
| 4.21 | Messung des Dunkelrauschens des Photodetektors mit einem Rückkoppelwiderstand von $3,84\text{ k}\Omega$ | 68 |
| 4.22 | Simulation der unterschiedlichen Rauschanteile des Dunkelrauschens. Rot dargestellt ist das theoretische Schrotrauschen bei 1,7 mW Lichtleistung | 69 |
| 4.23 | Gemessenes Rauschen der beiden Testlaser und des Detektionslasers | 70 |
| 4.24 | Vereinfachtes Schaltbild des balancierten Detektors | 72 |
| 4.25 | Prototyp des balancierten Detektors | 74 |
| 4.26 | Gemessenes Dunkelrauschen des balancierten Detektors. Dargestellt ist das Rauschen des einfachen Detektors und der balancierten Schaltung. | 75 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.27 | Rauschteile des in Abbildung 4.26 gemessenen Dunkelrauschens des balancierten Detektors nach vereinfachtem Rauschmodell | 76 |
| 4.28 | Messung der Modulationsunterdrückung des balancierten Detektors | 77 |
| 4.29 | Messergebnisse der Unterdrückungsmessung | 78 |
| 4.30 | Aus den Messdaten gewonnene Unterdrückung für unterschiedliche Strahlbalancen | 79 |
| 4.31 | Vergleich zwischen gemessener Unterdrückung des balancierten Detektors und dem Abstand des Laserrauschens zum Schrotlevel | 81 |
| 4.32 | Gemessenes Laserrauschen mit dem balancierten Detektor . . . | 82 |
| 4.33 | Testaufbau für die balancierte Absorptionsdetektion am Atominterferometer | 83 |
| 4.34 | Bild des Testaufbaus zur Detektion am Interferometer | 84 |
| 4.35 | Laserrauschen gemessen im Testaufbau | 85 |
| 4.36 | Etaloneffekte bei einem Fensterabstand von 25cm | 86 |
| 4.37 | Etaloneffekte bei einem Fensterabstand von 4 cm | 87 |
| 4.38 | Retroreflektion bei schrägen Strahlen | 88 |
| 4.39 | Etaloneffekte bei einem Fensterabstand von 15cm für gerade und schräggestellte Fenster | 89 |
| 5.1 | Variation des balancierten Detektors mit Halteglied | 92 |
| 5.2 | Schaltungsvariation des balancierten Detektors zur Verringerung des Schrotrauschens | 93 |
| A.1 | Schaltplan des Photodetektors | 95 |

Literaturverzeichnis

- [1] R. Colella, A. Overhauser and S. Werner, Phys. Rev. 90, 490 (1954)
- [2] O. Carnal and J. Mlyne, Phys. Rev. Lett. 66, 2689 (1991)
- [3] D.W. Keith, C.R. Ekstrom, Q. A. Turchette and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. 66, 2693 (1991)
- [4] F. Riehle et al., Phys. Rev. Lett. 67, 177 (1991)
- [5] M. Kasevich and S. Chu, Appl. Phys. B 54, 321 (1992)
- [6] M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. 67, 181 (1991)
- [7] B. Young, M.Kasevich, and S. Chu, Atomic interferometry, Academic Press, (1997)
- [8] Analyse und Unterdrückung von Phasenrauschen in der Atominterferometrie, Diplomarbeit, Universität Hannover, (2009)
- [9] Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen
Doktorarbeit, Universität Hannover, (2007)
- [10] C. Antoine and C.J. Bordé, Journal of optics B: Quantum and Semiclassical Optics, 5(2):199 207,2003
- [11] P. Cheinet, B. Canuel, F.P. Dos Santos, A. Gauguet, F. Yver-Leduc and A. Landragin, IEEE Trans. Instrum. Meas 58, 1141 (2008)
- [12] J. Le Gouet, T.E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin and F. Pereira Dos Santos FP, Appl. Phys. B 92, 133 (2008)
- [13] Santarelli C, Laurent P, Lemonde P and Clairon A, Phys. Rev. Lett. 82 , 4619 (1999)
- [14] W.M. Itano, J.C. Bergquist, J.J. Bollinger and J.M. Gilligan, Phys. Rev. A. 47, 3554 (1992)

- [15] PK. Eckert, P. Hyllus, D. Bruß, U. V. Poulsen, M. Lewenstein and C. Jentsch, Phys. Rev. A 74, 013814 (2006)
- [16] D. Meschede, Optik, Licht und Laser, Teubner B. G. GmbH (2005)
- [17] M. Fox, Quantum Optics, Oxford University Press (2006)
- [18] A. Yariv, Optical Electronics in Modern Communications, Oxford University Press (2006)
- [19] H. A. Haus, Electromagnetic Noise and Quantum Optical Measurements, Springer (2000)
- [20] R. Müller, Halbleiter-Elektronik, Rauschen, Springer Verlag (1990)
- [21] J. M. McGuirk, G.T. Foster, J. B. Fixler and M. A. Kasevich, Opt. Lett. 26, 364 (2001)
- [22] Phillip C. D. Hobbs, Appl. Opt. 36, 903 (1997)
- [23] Kurt L. Haller and Phillip C. D. Hobbs, PROCEEDINGS OF THE SOCIETY OF PHOTO-OPTICAL INSTRUMENTATION ENGINEERS, 1435, 293 (1991)
- [24] D.A. Steck, Rubidium 87D Line Data
- [25] Skript Atomphysik, Johannes Gutenberg Universität Mainz
- [26] Phillip C. D. Hobbs, Building Electro-Optical Systems: Making It all Work, Wiley and Sons (August 2009)
- [27] P. Horowitz, W. Hill, The Art of Electronics, Cambridge University Press (1989)
- [28] F. Siebe, Die Untersuchung von LT-GaAs submm-Quellen für radioastronomische Anwendungen mit Hilfe orts aufgelöster Nahfeldanregung, Dissertation, Frankfurt am Main (2005)
- [29] G.W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, K. Takase and M. A. Kasevich, Opt. Lett. 34, 347 (2009)
- [30] A.Peters, High Precision Gravity Measurements using Atom Interferometry, Dissertation (1998)

Danksagung

Mein größter Dank gilt meinem Bruder André und meiner Mutter. Ohne ihre Unterstützung, vor allem in der Endphase der Arbeit, wäre es mir nicht möglich gewesen, diese zu einem erfolgreichem Abschluss zu bringen. Desweiteren möchte ich mich bei Eugen Dischke und Matthias Schoch für ihre Hilfe und ihren Rat bei allen Fragen im Bereich der Elektronik bedanken. Ein großes Dankeschön geht auch an Prof. Achim Peters, der es mir ermöglichte, in seiner Arbeitsgruppe meine Diplomarbeit zu schreiben und nebenbei als hilfswissenschaftlicher Mitarbeiter einen Teil meines Lebensunterhaltes zu finanzieren. Zudem bedanke ich mich bei Alexander Senger und Malte Schmidt für die Betreuung meiner Diplomarbeit. Ein Dank geht auch an Klaus Döringshoff für die angeregten Diskussionen und seine Hilfe bei allen möglichen Problemen. Bei Angelika Barall, Joachim Schilling und Remigius Baum möchte ich mich für ihre liebevolle Präsenz, ihren Rückhalt und ihre Unterstützung bedanken. Last but not least möchte ich mich nocheinmal bei meinen Eltern für die Unterstützung in all den Jahren des Studiums bedanken. Ohne sie wäre das Studium und das Zustandekommen dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Berlin im Winter 2009