



Untersuchung der Speicherzeitlimitierung einer nanofaserbasierten Dipolfalle

Diplomarbeit von Peter Eiswirt

vorgelegt bei

Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel

Institut für Physik der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

8. Februar 2011

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlegende Beschreibung der nanofaserbasierten Dipolfalle	3
1.1 Die nanofaserbasierte Dipolfalle	3
1.1.1 Realisierung der nanofaserbasierten Dipolfalle	3
1.1.2 Speicherzeit in der Falle	11
1.2 Heizen durch technische Ursachen	12
1.2.1 Bestimmung der Speicherzeiten in einem harmonischen Potential	13
1.2.2 Konservative Speicherzeiten bei Intensitätsschwankungen	22
1.3 Relatives Intensitätsrauschen der Laser und die konservativen Speicherzeiten	31
1.3.1 Relatives Intensitätsrauschen der Laser	31
1.3.2 Konservative Speicherzeiten der nanofaserbasierten Dipolfalle	37
2 Konzeption einer Intensitätsstabilisierung	43
2.1 Ein elektronischer Regler für die Intensitätsstabilisierung	43
2.1.1 Grundlagen der Elektronik	44
2.1.2 Grundlagen der Regelungstechnik	46
2.1.3 Der Proportional-Integral-Regler	48
2.2 Intensitätsstabilisierung des Ti:Sa-Laser	52
2.2.1 Realisierung einer Intensitätsstabilisierung mit einer AOM-Regelung	52
2.2.2 Realisierung einer Intensitätsstabilisierung mit einer EOM-Regelung	58
2.3 Ergebnisse der Stabilisierung und Auswirkung auf die Speicherzeit	68
2.3.1 Ergebnisse der Stabilisierung	68
2.3.2 Auswirkung der Intensitätsstabilisierung auf die Speicherzeit	72
3 Potentielle faserinduzierte Störungen	77
3.1 Untersuchungen an einem Testaufbau	77
3.1.1 Brillouin-Streuung als Störquelle	77
3.1.2 Faserinduziertes Phasenrauschen	84
3.1.3 Untersuchungen zur Ursache des Phasenrauschens	96
3.2 Überprüfung des Experimentaufbaus auf Phasenrauschen	105
Zusammenfassung und Ausblick	113
A Anhang	117
A.1 Anhang zu Kapitel 1	117

A.2 Anhang zu Kapitel 2	120
A.3 Anhang zu Kapitel 3	121
Literaturverzeichnis	123

Einleitung

Die Fähigkeit, neutrale Atome zu kühlen und über einen langen Zeitraum zu speichern, ist eine grundlegende Voraussetzung bei der Untersuchung und Überprüfung von quantenmechanischen Effekten und Theorien. Dabei hatten vornehmlich die Entwicklungen im Feld der Laserkühlung und der Speicherung von Atomen mit Lasern den Energiebereich von wenigen Millikelvin zugänglich gemacht.

Die ersten Anregungen, neutrale Atome mit Hilfe von Licht zu kühlen, wurden bereits 1974 von T.W. Hänsch und A.L. Schawlow in [1] gegeben und in [2] wurde durch A.Ashkin das Speichern von Atomen mit resonanten Lichtdruck vorgeschlagen. Die Entwicklung der magneto-optischen-Falle (MOT) [3] stellte dabei ein hervorragendes Mittel zum Kühlen und Speichern von Atomen dar, jedoch besitzt diese den Nachteil, dass die Atome in der Falle kontinuierlich durch die nahresonanten Laserstrahlen der MOT optisch angeregt werden und wieder zerfallen. Die Kohärenzzeit für einen Zustand des Atoms ist somit sehr kurz. Die starke Wechselwirkung der gefangenen Atome mit dem Licht der Falle kann in einer weitverstimmten Dipolfalle [4, 5] verringert werden, wodurch deutlich längere Kohärenzzeiten erreicht werden können. Die Eigenschaft der langen Kohärenzzeit der Atome ist vor allem für die Quanten-Informationsverarbeitung (QIV) interessant. Die internen Zustände solcher gefangenen Atome stellen dadurch eine vielversprechende Option für die Umsetzung eines Quanten-Bits (Q-Bits) dar [6].

Der räumliche Einschluss der Atome in der Dipolfalle ist durch den Intensitätsgradienten der verwendeten Laserfelder gegeben. Für einen starken Einschluss werden typischerweise fokussierte Laserstrahlen [4] verwendet. Eine weitere Möglichkeit für einen hohen Intensitätsgradienten ist die Nutzung von evaneszenten Lichtfeldern. Diese entstehen bei der internen Reflexion von Licht an einer dielektrischen Grenzfläche, bei der im Außenbereich die Intensität des Lichtes sehr stark abfällt. Dazu kann beispielsweise ein Prisma benutzt werden, wie in [7] demonstriert.

Ein anderer Aspekt, der für die QIV sehr wichtig ist, ist die Fähigkeit, die internen Eigenschaften der gefangenen Atome manipulieren zu können, um zum Beispiel Quanten-Informationen zwischen verschiedenen Quanten-Systemen auszutauschen. Ein System, das dafür potentiell geeignet ist, ist die nanofaserbasierte Dipolfalle [8]. Für diese Dipolfalle wird eine Standardglasfaser auf eine Größenordnung von 500 nm verjüngt [9] und das evaneszente Lichtfeld um die ultradünne Faser wird zur Erzeugung eines Dipolpotentials verwendet. Die Atome sind dann über das evaneszente Lichtfeld an die Faser gekoppelt, was einen direkten Zugang zu den Atomen in der Falle erlaubt. Durch das Leiten weiterer Laserstrahlen durch die Faser kann sehr effizient kohärente Licht-Atom-Wechselwirkung gesteuert werden, wodurch die nanofaserbasierte Dipolfalle eine Schnitt-

stelle zwischen dem Licht in der Faser und den Atomen in der Falle darstellt. Solch eine Schnittstelle ist für die Anwendungen von Quanten-Memory, Quanten-Repeatern oder im Zusammenhang mit Quantenkommunikation und -kryptographie von großer Wichtigkeit [10].

Für die QIV bietet die nanofaserbasierte Dipolfalle somit viele interessante Anwendungen, allerdings besitzt sie ein geringes Defizit. Die Speicherzeit der Atome in dieser Falle beträgt etwa 50 ms, wobei die typische Speicherzeit einer Dipolfalle bei 1 s bis 10 s liegt, wenn der Druck bei etwa 10^{-9} mbar der limitierende Faktor ist [5, 11]. Diese Speicherzeit reicht aus, um damit experimentieren zu können, allerdings wäre eine längere Speicherzeit für Applikationen der QIV vorteilhafter. Die Thematik dieser Arbeit ist deshalb die Untersuchung der Speicherzeitlimitierung der nanofaserbasierten Dipolfalle. Dazu werden verschiedene Mechanismen, die zu einem Verlust der Atome aus der Falle führen, untersucht. Dabei werden bekannte Ursachen, wie zum Beispiel das Schwanken des Potentials durch Fluktuationen der Intensitäten der Dipolfelder untersucht und teilweise abgeschwächt, sowie der Einfluss von anderen Störquellen auf die Dipolfalle abgeschätzt.

In Kapitel 1 wird die nanofaserbasierte Dipolfalle und ihre Funktionsweise beschrieben sowie verschiedene Verlustmechanismen geschildert. Weiterhin werden erste Berechnungen und Abschätzungen der Speicherzeit durchgeführt.

Kapitel 2 dokumentiert die Konzeption einer Intensitätsstabilisierung, welche die Schwankungen des Dipolpotentials durch Intensitätsfluktuationen der Dipolfelder abschwächen soll. Am Ende dieses Kapitels wird die Wirkung der Intensitätsstabilisierung auf die Speicherzeit der nanofaserbasierten Dipolfalle besprochen.

Weitere Untersuchungen von potentiellen Ursachen einer Speicherzeitlimitierung werden in Kapitel 3 vorgestellt. Dabei werden vor allem Störungen analysiert, die durch die ultradünne Glasfaser induziert werden. Dazu wird die Brillouin-Streuung als mögliche Störquelle geprüft, sowie Phasenschwankungen der Dipolfelder gemessen, die durch die Faser verursacht werden. Phasenschwankungen können aufgrund des Einsatzes einer optischen Stehwelle, die zur Erzeugung des Dipolpotentials verwendet wird, ebenfalls zu einem Verlust der Atome führen.

Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Messungen und Experimente gegeben.

1 Grundlegende Beschreibung der nanofaserbasierten Dipolfalle

Die Kenntnis der Funktionsweise und Eigenschaften der nanofaserbasierten Dipolfalle ist notwendig, um die Problematik der Speicherzeitlimitierung nachvollziehen zu können. Zu diesem Zweck wird im folgenden Abschnitt eine Einführung in diese Falle gegeben und der Ausgangspunkt der Untersuchungen geschildert. In Kapitel 1.2 werden dann erste konkreten Berechnungen durchgeführt, um eine Abschätzung einer möglichen Ursache der Limitierung der Speicherzeit zu geben.

1.1 Die nanofaserbasierte Dipolfalle

Die nanofaserbasierte Dipolfalle ist eine Atomfalle, die mit Hilfe einer verjüngten Glasfaser geeignete Laserfelder mit kalten neutralen Cäsium (Cs) Atomen wechselwirken lässt, um diese zu fangen. Die Atomfalle bietet somit eine Schnittstelle zur quantenmechanischen Welt der Atome, an denen geforscht oder bestehende Theorien überprüft werden können.

1.1.1 Realisierung der nanofaserbasierten Dipolfalle

Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die Realisierung der nanofaserbasierten Dipolfalle, indem die Einzelaspekte der verjüngten Glasfaser, der Wechselwirkung von Cs-Atomen mit Lichtfeldern und des durch diese erzeugten Potentials für die Cs-Atome erklärt werden. Für eine detaillierte Beschreibung der nanofaserbasierten Dipolfalle sei auf die in unserer Gruppe erstellten Doktorarbeiten von G.Sague und E.Vetsch verwiesen [12, 8].

Die verjüngten Fasern

Standardglasfasern werden in der Telekommunikation und der Forschung für die Führung von Licht benutzt. Dabei besteht die Glasfaser aus einem dünnen Kern aus Quarzglas und einem transparenten Mantel. Zur Lichtführung wird das Prinzip der Totalreflexion beim Übergang von Licht von einem optisch dichten Medium in ein optisch dünnes genutzt. Indem der Kern einen leicht höheren Brechungsindex als der Mantel erhält, wird Licht, das sich innerhalb des Kerns ausbreitet, immer wieder reflektiert und entlang

der Faser geführt, solange der Winkel zwischen Strahlrichtung und Kernoberfläche klein genug ist. Die Erhöhung des Brechungsindex des Kerns wird mittels einer Dotierung mit Germanium erreicht. Der Durchmesser des Kerns beträgt typischerweise $5\ \mu\text{m}$ und der des Mantels $125\ \mu\text{m}$.

Die verjüngten Fasern werden mit einer dafür entwickelten Ziehanlage aus einer solchen Standardfaser hergestellt. Die Faser wird dazu über einer Gasflamme erhitzt und computergesteuert auseinander gestreckt, sodass sich der erwärmte Teil der Faser verjüngt. Damit ist es möglich den Durchmesser einer Standardfaser auf bis zu $100\ \text{nm}$ zu verringern [9]. Der Übergang kann dabei so gewählt werden, dass Licht, das durch den unverjüngten Abschnitt propagiert, die ultradünne Taille mit Verlusten von nur etwa 1% durchqueren kann.

Aufgrund der geringen Durchmessers der Taille propagiert das Licht in der ultradünnen Taille nicht nur innerhalb dieser sondern auch außerhalb als evaneszente Welle. Dieses evaneszente Feld außerhalb der Faser bietet die Möglichkeit der Wechselwirkung mit Atomen, die sich in der unmittelbaren Nähe der Faser befinden. Durch eine geschickte Wahl von Lichtfeldern, die durch die Faser geleitet werden, ist es dann möglich, ein Fallenpotential für kalte Atome zu erzeugen.

Wechselwirkung von Cs-Atomen mit Laserlicht

Die vollständige Beschreibung der Wechselwirkung von Cs mit Laserlicht ist nur durch die Quantenmechanik möglich, jedoch lassen sich viele Effekte auch semiklassisch erklären. Die folgende Darstellung der Licht-Atom-Wechselwirkung ist aus [5] entnommen. Für eine ausführlichere Beschreibung wird auf die Doktorarbeiten [12, 8] verwiesen. Die Betrachtungen gelten für alle Neutralatome in einem oszillierenden elektrischen Feld, werden hier jedoch am Cs-Atom erklärt.

In einem einfachen Modell können Cs-Atome aufgrund ihres Alkali-Charakters als massive Kerne mit einem gebundenen Valenzelektron angesehen werden. In dieser Näherung besitzen Cs-Atome nur einen Grundzustand $|g\rangle$ und einen angeregten Zustand $|e\rangle$, deren Energien sich um $\hbar\omega_0$ unterscheiden, wobei $\hbar = h/(2\pi)$ ist und h das Plancksche Wirkungsquantum bezeichnet. Die Frequenz des Übergangs ist $\omega_0 = 2\pi c_0/\lambda_0$ und c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Befinden sich die Cs-Atome in einem äußeren elektrischen Feld

$$\vec{E}(t) = \tilde{E} e^{-i\omega_d t} \hat{e} \quad (1.1)$$

eines Laserfeldes, so wird ein Dipolmoment \vec{p} in den einzelnen Cs-Atomen induziert, das mit der Frequenz ω_d des äußeren Lichtfeldes oszilliert. \hat{e} ist dabei der Polarisationsvektor und \tilde{E} die Amplitude des äußeren Lichtfeldes. Die Amplitude \tilde{p} dieses Dipolmoments ergibt sich zu

$$\tilde{p} = \alpha \tilde{E} , \quad (1.2)$$

wobei α die komplexe Polarisierbarkeit der Cs-Atome bezeichnet. Das Wechselwirkungspotential U_{dip} wird durch

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2} \langle \tilde{p} \cdot \tilde{E} \rangle = -\frac{1}{2c_0\epsilon_0} \text{Re}\{\alpha\} I \quad (1.3)$$

beschrieben, wobei $\langle \cdot \rangle$ die Zeitmittelung über eine Periode des äußeren Feldes, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante im Vakuum und I die Intensität des Lichtfeldes \tilde{E} bezeichnet. Der Faktor $1/2$ berücksichtigt, dass \tilde{p} induziert und nicht permanent ist. Dieses Potential ist konservativ, sodass die Kraft \vec{F} auf die Cs-Atome als

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} U(\vec{r}) \propto -\vec{\nabla} I(\vec{r}) \quad (1.4)$$

geschrieben werden kann. Eine weitere wichtige Größe der Wechselwirkung von Cs-Atomen mit Licht ist die Streurrate Γ_{sc} der Photonen des äußeren Lichtfeldes an den Cs-Atomen. Es kann gezeigt werden, dass

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{1}{\hbar c_0 \epsilon_0} \text{Im}\{\alpha\} I(\vec{r}) \quad (1.5)$$

gilt. Durch Gleichung 1.3 und 1.5 wird ersichtlich, dass die Potentialtiefe, aber auch die Streurrate mit steigender Intensität wächst. Also sowohl der räumliche Einschluss der Cs-Atome als auch die Störung des Lichtfeldes auf die Cs-Atome. Um Γ_{sc} zu minimieren, wird der Umstand genutzt, dass die Polarisierbarkeit α von Cs-Atomen von der Verstimmung

$$\Delta = \omega_d - \omega_0 \quad (1.6)$$

abhängt. Dabei ist die Polarisierbarkeit durch

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega_d^2 - i\omega_d \Gamma_{\omega_d}} \quad (1.7)$$

gegeben, wobei

$$\Gamma_{\omega_d} = \frac{e^2 \omega_d^2}{6\pi \epsilon_0 m_e c_0^3} \quad (1.8)$$

die klassische Dämpfrate aufgrund von Dipolstrahlung des oszillierenden Elektrons ist [5]. e stellt die Elementarladung und m_e die Masse eines Elektrons dar. Damit lassen sich das Potential und die Streurrate auf folgende Form bringen

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) \quad \text{und} \quad (1.9)$$

$$\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\vec{r}), \quad (1.10)$$

wobei $\Gamma = \Gamma_{\omega_0}$ die resonante Dämpfungsrate bei $\omega_d = \omega_0$ ist. Hierdurch zeigt sich, dass mit größerer Verstimmung die Streurrate stärker abfällt als das Potential, womit sich tiefe Potentiale mit geringen Streuraten erreichen lassen, wenn man die Frequenz ω_d des äußeren Lichtfeldes weit verstimmt und die Intensität erhöht.

Eine weitere Folge der Abhängigkeit der Polarisierbarkeit von der Verstimmung ist, dass bei negativer Verstimmung ($\omega_d < \omega_0$), was als rotverstimmt bezeichnet wird, das Potential attraktiv wirkt. Dadurch werden die Cs-Atome zu Orten hoher Intensität gezogen. Bei positiver Verstimmung, was als blauverstimmt bezeichnet wird, wirkt das Potential repulsiv. Folglich werden die Cs-Atome von Punkten hoher Intensität abgestoßen. Diese Beziehung zur Verstimmung Δ gilt für den Grundzustand $|g\rangle$, jedoch wirkt das Dipolpotential für den angeregten Zustand $|e\rangle$ repulsiv, wenn das Lichtfeld rotverstimmt ist und attraktiv für ein blauverstimmtes Lichtfeld. Als Folge können in einem Zwei-Niveau-System der Grundzustand und der angeregte Zustand nicht gleichzeitig gefangen werden.

Bringt man Cs-Atome in die Nähe eines weit rotverstimmtten Laserstrahls, so werden sie in Richtung des Intensitätsmaximums gezogen und eine Atomfalle mit Hilfe eines Dipolpotentials ist realisiert. Typischerweise wird der rotverstimmtte Strahl im freien Raum stark fokussiert, um einen hohen Intensitätsgradienten und damit einen starken räumlichen Einschluss zu erreichen. Weiterhin hat die Fokussierung eine Erhöhung der Intensität zur Folge, wodurch eine große Falltiefe gewährleistet wird. Dies wird als Freistrahldipolfalle bezeichnet. Dabei sei die Falltiefe U_0 einer Dipolfalle als die Differenz zwischen, dem Potential, bei der die Cs-Atome nicht mehr gebunden sind, und dem Potentialminimum definiert. Die Tiefen eines Dipolpotentials liegen typischerweise auf einer Temperaturskala im Bereich von mK, woraufhin Atome bei Raumtemperatur der Falle entweichen können. Deswegen müssen die Cs-Atome in der Dipolfalle gekühlt werden, damit sie in ihr verbleiben. Dies wird standardmäßig mit einer magneto-optischen Falle (MOT) [3] erreicht. Die Cs-Atome werden mit der MOT nahe des Dipolpotentialminimums gefangen und gekühlt. Zu Beginn werden die MOT und die Dipolfalle gleichzeitig betrieben. Dann wird die MOT runtergefahren, wodurch sich die Cs-Atome in der Dipolfalle befinden. Man spricht dabei vom Laden der Cs-Atome von der MOT in die Dipolfalle. Die Laserfelder, die das Dipolpotential erzeugen, werden im Folgenden auch Dipolfelder genannt.

Felder und Potentiale um eine ultradünne Faser

In der nanofaserbasierten Dipolfalle wird das Dipolpotential durch das evaneszente Feld um die ultradünne Faser erzeugt, die aus einer Standardfaser¹ hergestellt wird. Dazu wird eine Kombination aus rotverstimmtten und blauverstimmtten Dipolfelder durch die Faser geführt. Der Teil der Intensität außerhalb der Faser interagiert mit kalten Cs-Atomen, die durch eine MOT nahe an die Faser gebracht werden. Zum Fangen der Atome wird der D2-Übergang des Cs benutzt, dessen Wellenlänge $\lambda_0 = 852 \text{ nm}$ beträgt.

Die Intensitäten der Dipolfelder außerhalb der Faser werden mit den Maxwell-Gleichungen unter den Randbedingungen der ultradünnen Faser berechnet und das dadurch erzeugte Potential bestimmt. Dies ist in [12, 8] ausführlich beschrieben und hier seien nur die Ergebnisse präsentiert. Es zeigt sich, dass die Intensitäten der evaneszenten Felder, der durch die ultradünne Faser propagierenden Lichts, exponentiell mit dem Abstand zur Faser abfallen, wodurch eine Interaktion der Cs-Atome mit den Dipolfelder nur sehr nahe an der Faser möglich ist. Weiterhin ergibt sich, dass die Intensität stärker abfällt, je kleiner die Wellenlänge des Lichtes innerhalb der Faser ist.

Das evaneszente Lichtfeld des verwendeten rotverstimmtten Dipolfeldes mit Wellenlänge $\lambda_r = 1064 \text{ nm}$, der durch die ultradünne Faser geführt wird, erzeugt ein attraktives Potential für kalte Cs-Atome nahe der Faser. Diese Cs-Atome werden bis zur Faseroberfläche angezogen. Bei Kontakt mit der Faser, die bei Raumtemperatur ist, werden sie schlagartig erhitzt und entweichen dem Wirkungsbereich des rotverstimmtten Dipolfeldes. Deswegen ist es notwendig, zu dem attraktiven ein repulsives Potential hinzuzufügen, das die kalten Atome von der Faseroberfläche fernhält. Dafür wird ein zweites Dipolfeld mit der Wellenlänge $\lambda_b = 780 \text{ nm}$ durch die Faser geleitet, der somit blauverstimmt zum D2-Übergang ist und dadurch ein repulsives Potential bildet. Da das blauverstimmtte Dipolfeld wegen seiner, im Vergleich zum rotverstimmtten, kleineren Wellenlänge stärker mit dem Abstand zur Faseroberfläche abfällt, reicht das rotverstimmtte Dipolfeld weiter in den Außenraum. Von der Faseroberfläche weiter entfernte Cs-Atome spüren somit zuerst das attraktive und sehr nahe der Faser das repulsive Potential. Dazwischen befindet sich ein Potentialminimum in einem bestimmten Abstand zur Faser. Dieser Abstand ist abhängig von den Leistungen P_r des rotverstimmtten und P_b des blauverstimmtten Dipolfeldes innerhalb der Faser (siehe Abbildung 1.2(a)). Eine spezielle Wahl dieser Leistungen wird im Folgenden als Fallenkonfiguration bezeichnet. Für eine typische Fallenkonfiguration beträgt $P_r = 1,7 \text{ mW}$ und $P_b = 18,1 \text{ mW}$.

Betrachtet man die Faser in Zylinderkoordinaten, wobei die Achse entlang der Faser zeigt, so ist durch die beschriebene Verwendung des rotverstimmtten und des blauverstimmtten Dipolfeldes ein radialer Einschluss der Atome gewährleistet. Allerdings können sich die kalten Cs-Atome entlang der gesamten Länge der ultradünnen Faser in axialer Richtung und vollständig um die Faser in azimuthaler Richtung bewegen.

Für einen axialen Einschluss der Atome um die Faser wird das rotverstimmtte Dipolfeld

¹nLight Liekki: Passive-6/125

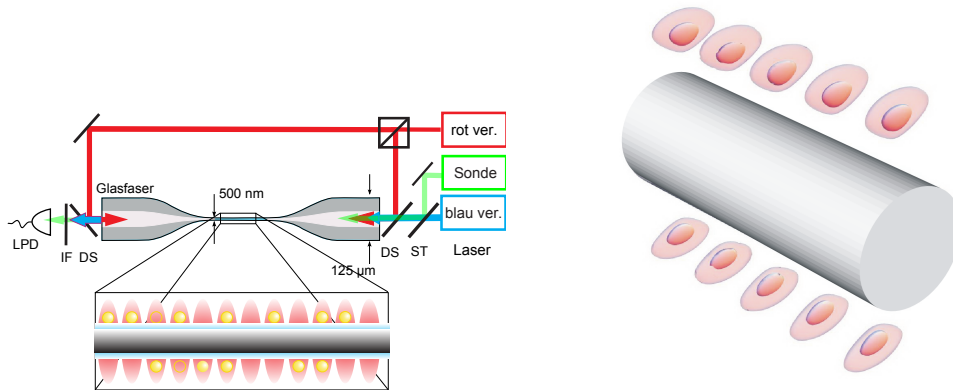
aufgeteilt und die beiden Felder werden in die beiden Enden der Faser eingekoppelt, woraufhin sich eine Stehwelle innerhalb der Faser bildet. Damit befinden sich regelmäßige Intensitätsmaxima entlang der Faser, in denen die kalten Cs-Atome gefangen werden. Die Periode entspricht der halben Wellenlänge des rotverstimmten Dipolfeldes. Die Leistung des zweiten rotverstimmten Dipolfeldes wird als weiterer Parameter der Fallenkonfiguration hinzugefügt. Die Leistungen der beiden rotverstimmten Dipolfelder sind typischerweise identisch, um eine ausgeprägte Stehwelle zu erhalten.

Für den azimuthalen Einschluss wird linear-polarisiertes Licht, für die zwei rotverstimmten Dipolfelder und das blauverstimmten Dipolfeld verwendet, wodurch die Intensitätsverteilung um die Faser parallel zur Achse der Polarisation maximal und senkrecht dazu minimal ist. Damit befinden sich entlang der Polarisationsachse der rotverstimmten Stehwelle auf beiden Seiten der Faser Intensitätsmaxima und damit Potentialminima. Die Polarisationsorientierung des blauverstimmten Dipolfeldes relativ zu der Polarisationsachse der Stehwelle ist ein weiterer Parameter einer Fallenkonfiguration. Für eine typische Fallenkonfiguration ist die Polarisation des blauverstimmten Dipolfeldes senkrecht zur Stehwelle gewählt.

Damit ist ein dreidimensionaler Einschluss der kalten Cs-Atome gewährleistet, wobei zur Vollständigkeit einer Fallenkonfiguration die Wellenlängen der Dipolfelder angegeben werden. Zur Veranschaulichung ist der experimentelle Aufbau in Abbildung 1.1(a) und eine dreidimensionale Darstellung eines Potentials einer ähnlichen Konfiguration in Abbildung 1.1(b) gezeigt, wobei zwei Äquipotentialflächen bei $40 \mu K$ und $125 \mu K$ und die Faser als grauer Zylinder eingezeichnet sind.

Die rotverstimmten Dipolfelder werden mit Hilfe eines Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat-Lasers (Nd:YAG-Laser, $\lambda_r = 1064 \text{ nm}$) erzeugt. Das blauverstimmte Dipolfeld wird mit einem Diodenlaser erzeugt, dessen Laserstrahl eine Wellenlänge von $\lambda_b = 780 \text{ nm}$ besitzt. Dieser wird mit dem in Vorwärtsrichtung verlaufenden Teilstrahl des Nd:YAG-Lasers überlagert und in ein Ende der Faser eingekoppelt. Die Richtung, die der Diodenlaser durch die Faser nimmt sei als Vorwärtsrichtung bezeichnet. Durch die Wahl der Parameter einer Fallenkonfiguration ist es möglich eine Vielzahl von verschiedenen Dipolfallen mit unterschiedlichen Potentialverläufen, Fallentiefen und Abständen zur Faseroberfläche zu erzeugen. In dieser Arbeit wird jedoch auf eine typische Fallenkonfiguration Bezug genommen, die in Tabelle 1.1 gezeigt ist.

Zur Veranschaulichung ist das Potential in radialer Richtung in Abhängigkeit des Abstandes r zur Faseroberfläche in Abbildung 1.2(a) gezeigt. Das Potential des rotverstimmten Dipolfeldes ist als rote Linie dargestellt, das Potential des blauverstimmten Dipolfeldes ist als blaue Linie gezeigt. Das resultierende Potential wird mit der schwarzen Linie gekennzeichnet. Nahe der Faser ist zu erkennen, dass das Potential wieder stark attraktiv wird, was der van-der-Waals Wechselwirkung der Faser auf die Cs-Atome Rechnung trägt. Die van-der-Waals Wechselwirkung ist sehr kurzreichweitig, jedoch nahe der Faser dominiert sie die anderen Kräfte. Für eine genauere Betrachtung der van-der-Waals Wechselwirkung sei auf [12] verwiesen.



(a) Schema des Aufbaus zur Erzeugung der Dipolfalle

(b) Dreidimensionale Darstellung eines Potentials

Abbildung 1.1: (a): Experimenteller Aufbau zur Erzeugung der Dipolfalle. Gezeigt ist der rotverstimte Laser (rot ver.) und der blauverstimte Laser (blau ver.). Desweiteren ist der Laser zum Nachweis der Atome (Sonde) eingezeichnet und ein Teil des optischen Aufbaus. Dieser besteht aus einem Strahlteiler (ST) und einem dichroitischen Spiegeln (DS) die zur Überlagerung der einzelnen Laser dienen. Der Interferenzfilter (IF) sorgt für die Trennung des Nachweislasers von den Dipolfeldern. Eine Lawinenphotodiode (LPD) misst dann die Leistung des Sonden-Lasers. (b): Zeigt eine dreidimensionale Darstellung eines Dipolpotentials einer ähnlichen Konfiguration durch zwei Äquipotentialflächen bei $40 \mu K$ und $125 \mu K$ und die Faser als grauen Zylinder. Beide Abbildungen stammen aus [13].

Der Abstand des Potentialminimums zur Faseroberfläche beträgt 213 nm und die Fallentiefe U_0 ist in einer Kelvin-Skala angegeben und beträgt $350 \mu K$ in radialer Richtung. Die Leistungen der beiden rotverstimten Dipolfelder sind gleich und zu $1,7 \text{ mW}$ gewählt. Die Polarisation der Stehwelle ist senkrecht zur Polarisation des blauverstimten Dipolfeldes ausgerichtet, der eine Leistung von $18,1 \text{ mW}$ innerhalb der Faser besitzt.

Für ein Zwei-Niveau-System kann der Grundzustand und der angeregte Zustand eines Übergangs nicht gleichzeitig gefangen werden. Cäsium ist aber nur in einem einfachen Modell als ein Zwei-Niveau-System anzusehen und ist korrekterweise ein Multi-Niveau-System. Dadurch ist bei geeigneter Wahl der Wellenlängen der Dipolfelder, das Dipolpotential für den Grundzustand und den angeregten Zustand identisch und die Cs-Atome werden zustandsunabhängig gefangen. Diese Wellenlängen werden als „magisch“ bezeichnet und werden in [14, 15] theoretisch berechnet, in diesem Experiment sind sie jedoch noch nicht bestätigt.

Für die Suche nach diesen magischen Wellenlängen soll ein Titan:Saphir-Laser (Ti:Sa-Laser) als rotverstimtes Dipolfeld verwendet werden, dessen Wellenlänge über den Bereich von ca. 690 nm bis 1015 nm [16] durchgestimmt werden kann, wenn er von einem

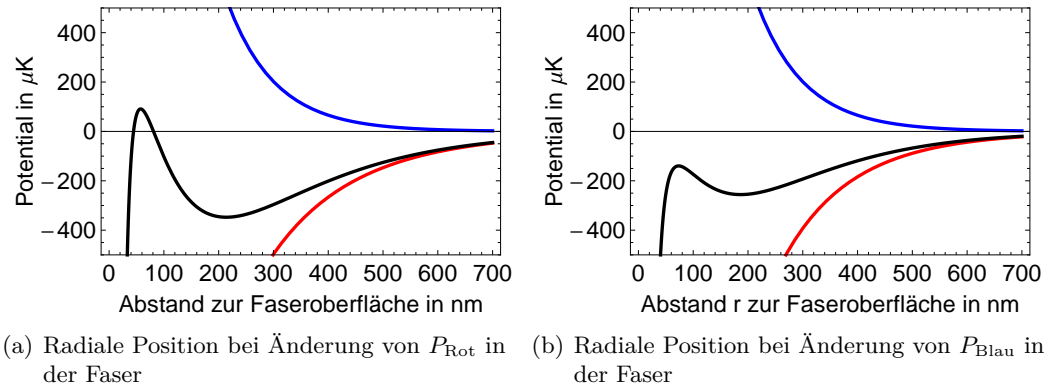


Abbildung 1.2: (a): Potentialverläufe in radialer Richtung in Abhängigkeit des Abstandes r zur Faseroberfläche der Fallenkonfiguration in Tabelle 1.1 mit dem Nd:YAG-Laser. Die rote Linie stellt das attraktive Potential des rotverstimmten Dipolfeldes dar. Die blaue Linie zeigt den Verlauf des repulsiven Potentials des blauverstimmten Dipolfeldes. Und die schwarze Linie kennzeichnet das resultierende Potential der Dipolfalle. Die Van-der-Waals Anziehung ist im resultierenden Potential berücksichtigt, aber nicht einzeln eingezeichnet. (b): Potentialverläufe in radialer Richtung in Abhängigkeit des Abstandes r zur Faseroberfläche der Fallenkonfiguration in Tabelle 1.2 mit dem Ti:Sa-Laser. Die rote Linie stellt das attraktive Potential des rotverstimmten Dipolfeldes dar. Die blaue Linie zeigt den Verlauf des repulsiven Potentials des blauverstimmten Dipolfeldes. Und die schwarze Linie kennzeichnet das resultierende Potential der Dipolfalle.

Laser bei 532 nm gepumpt wird. Zurzeit wird der Ti:Sa-Laser nicht zur Suche nach magischen Wellenlängen verwendet, jedoch wird mit ihm die nanofaserbasierte Dipolfalle bereits betrieben.

Die Fallenkonfiguration, die mit dem Ti:Sa-Laser bei der Wellenlänge $\lambda_r = 975$ nm realisiert wird, ist in Tabelle 1.2 angegeben. Und das Potential in radialer Richtung ist in Abbildung 1.2(b) dargestellt. Bei dieser Konfiguration beträgt der Abstand des Potentialminimums zur Faser 187 nm und die Falltiefe U_0 des radialen Einschlusses ergibt sich zu $115 \mu\text{K}$. U_0 ist dabei nicht der Wert des Potentialminimums, sondern die Differenz zwischen dem lokalen Maximum des Potentials in Abbildung 1.2(b) bei etwa 75 nm Abstand zur Faseroberfläche und dem Wert des Potentialminimums bei einem Abstand

	Leistung in mW	Polarisation
Nd:YAG: Vorwärts	1,7	0°
Nd:YAG: Rückwärts	1,7	0°
Diodenlaser	18,1	90°

Tabelle 1.1: Leistungen und Polarisationsorientierung für eine Fallenkonfiguration mit dem Nd:YAG-Laser bei einer Wellenlänge von 1064 nm und dem Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 780 nm. Die Spalte „Polarisation“ gibt die relative Orientierung der linearen Polarisationen zum Nd:YAG-Laserfeld in Vorwärtsrichtung an. Der Abstand zur Faseroberfläche beträgt 213 nm und die Falltiefe U_0 in radialer Richtung beträgt $350 \mu\text{K}$.

	Leistung in mW	Polarisation
Ti:Sa: Vorwärts	1,1	0°
Ti:Sa: Rückwärts	1,1	0°
Diodenlaser	18	90°

Tabelle 1.2: Leistungen und Polarisationen-Orientierung für eine Fallen-Konfiguration mit dem Ti:Sa-Laser bei einer Wellenlänge von 975 nm und dem Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 780 nm. Die Spalte „Polarisation“ gibt die relative Orientierung der linearen Polarisationen zum Ti:Sa-Laserfeld in Vorwärts-Richtung an. Der Abstand zur Faseroberfläche beträgt 187 nm und die Falltiefe U_0 in radialer Richtung beträgt 115 μ K.

von 187 nm.

Im Folgenden wird die Konfiguration in Tabelle 1.1 als Nd:YAG-Konfiguration und die Konfiguration in Tabelle 1.2 als Ti:Sa-Konfiguration bezeichnet.

Zum Nachweis der Atome wird ein weiterer Laser in die Faser eingekoppelt, dessen Wellenlänge λ_p resonant zur D2-Linie des Cs ist. Dieser Laser dient als Sonde zum Nachweis der Cs-Atome. Da das Laserfeld resonant ist, wird dessen Leistung P_{ohne} von den Cs-Atomen in der Dipolfalle mit hoher Wahrscheinlichkeit absorbiert. Die absorbierte Leistung, bzw. die Leistung hinter der Faser P_{mit} , hängt dabei von der Anzahl der Atome. Die Absorbanz [8]

$$A = -\ln \frac{P_{\text{mit}}}{P_{\text{ohne}}} \quad (1.11)$$

ist somit proportional zur Atomanzahl in der Falle. Die Leistungen P_{ohne} und P_{mit} werden beide hinter der Faser gemessen, wobei P_{mit} mit geladener Atomfalle und P_{ohne} ohne Cs-Atome in der Falle gemessen wird. Die Leistung P_{ohne} muss dabei sehr klein gewählt werden, damit die kalten Cs-Atome durch die resonante Anregung der Falle nicht entweichen können.

1.1.2 Speicherzeit in der Falle

So wie in jeder Atomfalle ist die Speicherzeit der Atome in der nanofaserbasierten Dipolfalle endlich, da Störungen der Falle zum Verlust von Atomen führen. Die Cs-Atome entweichen der Falle, wenn ihre Energie größer ist als die Potentialtiefe U_0 der Dipolfalle. Wenn die Energie der Atome durch bestimmte Mechanismen mit der Zeit erhöht wird, man spricht hier von einem Heizen der Atome, reicht deren kinetische Energie nach einer gewissen Zeit aus, um die Potentialbarriere der Dipolfalle zu überwinden und die Cs-Atome sind nicht länger gefangen. Dies passiert nicht für alle Cs-Atome gleichzeitig, sondern statistisch verteilt, wodurch die Atomanzahl $N(t)$ in der Falle gemäß

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (1.12)$$

exponentiell abfällt [8], wobei N_0 die Atomzahl zum Zeitpunkt $t = 0$ ist. Die Zeitkonstante t_s des exponentiellen Abfalls dient hierbei als Definition der gemessenen Speicherzeit der nanofaserbasierten Dipolfalle. Zur Bestimmung der Speicherzeit t_s wird die Absorbanz A zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Laden aus der MOT in die Dipolfalle gemessen, was den zeitlichen Verlauf der Atomzahl wiedergibt. Die gemessene Speicherzeit der nanofaserbasierten Dipolfalle beträgt typischerweise 50 ms, die je nach Konfiguration etwas größer oder geringer ausfällt. Beispielsweise beträgt sie für die Nd:YAG-Konfiguration etwa 66 ms und für die Ti:Sa-Konfiguration etwa 38 ms. Die Speicherzeit einer Dipolfalle, die durch Kollisionen mit Restgas-Atomen bei einem Druck von etwa $8 \cdot 10^{-10}$ mbar limitiert ist, beträgt typischerweise 1 s bis 10 s [5, 11]. Im Vergleich mit erzielten Speicherzeiten von 25 Sekunden [17, 18] in anderen Freistrahldipolfallen ist die gemessene Speicherzeit um fast drei Größenordnungen geringer.

Deshalb ist die Thematik dieser Arbeit die Untersuchung der Speicherzeitlimitierung der nanofaserbasierten Dipolfalle. Die grundlegende Annahme ist, dass die Cs-Atome durch einen unbekanntem Mechanismus so stark geheizt werden, dass die mittlere Energie der Cs-Atome binnen 50 ms von der Anfangsenergie beim Laden in die Dipolfalle auf die Potentialtiefe U_0 erhöht wird und die Cs-Atome der Falle entweichen. Im Verlauf dieser Arbeit werden verschiedene Ursachen, die ein Heizen der Cs-Atome hervorrufen können, untersucht und ihre Wirkung auf die nanofaserbasierte Dipolfalle analysiert.

1.2 Heizen durch technische Ursachen

Der Verlust von Atomen in Dipolfallen durch Heizen vollzieht sich über verschiedene Mechanismen. Dabei gibt es fundamentale Heizmechanismen, die in jeder Dipolfalle zum Tragen kommen. Als Beispiel dient die Anregung der Cs-Atome in den angeregten Zustand $|e\rangle$. Diese Anregung hat zwei Effekte zur Folge, die zu einem Heizen der Atome führen. Zum Einen erfahren die Cs-Atome beim Absorbieren und spontanen Emittieren einen Rückstoß durch die Photonen, was im Mittel zu einer Erhöhung der Energie führt. Zum Anderen spüren die Atome während der Zeit bis zum spontanen Zerfall ein repulsives Potential, weil sich die Wirkung des Fallenpotentials umgekehrt hat (siehe Kapitel 1.1.1). Jedoch wurden beide Prozesse in der nanofaserbasierten Dipolfalle als vernachlässigbar abgeschätzt [8], wenn die Verstimmung Δ der Dipolfelder zum Dipolübergang groß im Vergleich zur resonanten Dämpfungsrate Γ (siehe Gleichung 1.10) ist. Stöße mit Restgas in einem nicht perfekten Vakuum können bei dem vorhandenen Druck von etwa $8 \cdot 10^{-10}$ mbar vernachlässigt werden. Eine Abschätzung der Speicherzeit t_s in Abhängigkeit des Druckes P in mbar [19]

$$t_s \sim \frac{1,33 \cdot 10^{-8}}{P} \quad (1.13)$$

zeigt, dass die Speicherzeit bei vorhandenem Druck auf etwa 17 s begrenzt ist.

Deshalb wird untersucht, ob es technische Ursachen für Fluktuationen des Dipolpotenti-

als gibt, wie zum Beispiel Intensitätsschwankungen der verwendeten Laser oder Phasenschwankungen des rotverstimmten Dipolfeldes, welche die Speicherzeit limitieren. Zuerst werden allgemeine Heizmechanismen beschrieben, die durch Schwankungen im Dipolpotential hervorgerufen werden, um dann die dazugehörigen theoretischen Heizraten zu berechnen. Mit diesen Heizraten kann die zu erwartende Speicherzeit bestimmt werden. Diese theoretischen Vorhersagen werden zuerst nur mit Intensitätsfluktuationen der Fallenlaser in Beziehung gesetzt. Weitere technische Ursachen die ein Heizen auslösen, wie die erwähnten Phasenschwankungen des rotverstimmten Dipolfeldes oder Vibrationen der Faser, werden in Kapitel 3 betrachtet.

1.2.1 Bestimmung der Speicherzeiten in einem harmonischen Potential

Die im Folgenden beschriebenen Heizraten setzen ein harmonisches Potential voraus, weswegen das Potential der nanofaserbasierten Dipolfalle als harmonisch um das Potentialminimum genähert wird. Diese Näherung erlaubt lediglich die Größenordnung der Heizraten anzugeben. Für eine genaue Vorhersage der Speicherzeit müssen Trajektorien von vielen Cs-Atomen im Dipolpotential mit verschiedenen Anfangsbedingungen simuliert werden. Da im Rahmen dieser Arbeit die Untersuchung der Ursache der Speicherzeitlimitierung im Vordergrund steht und nicht eine möglichst genaue Wiedergabe der gemessenen Speicherzeit, wird auf eine Simulation verzichtet. Die Bestimmung der Speicherzeit mit der harmonischen Näherung dient somit als Indikator für potentielle Limitierungen der Speicherzeit.

Vergleich der harmonischen Näherung mit dem Dipolpotential

Um zu überprüfen, ob diese Näherung im gesamten Bereich des Dipolpotentials gerechtfertigt ist, werden die Potentialverläufe in radialer, axialer und azimuthaler Richtung um das Potentialminimum mit ihrer harmonischen Näherung verglichen. Dazu wird der harmonische Oszillator in einer Dimension kurz wiederholt und dann auf die drei Raumrichtungen und die Nd:YAG- und die Ti:Sa-Fallenkonfiguration in Tabelle 1.1 und 1.2 angewendet.

In einem harmonischen Potential U gilt $U(x) \propto x^2$. Der Hamilton-Operator eines Atoms in solch einem Potential lässt sich durch

$$H = \frac{p^2}{2M} + U = \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2}k(x - x_0)^2 \quad (1.14)$$

angeben. Dabei bezeichnet M die Masse des Atoms, k die Federkonstante des harmonischen Oszillators, p den Impuls des Atoms und x die Auslenkung aus dem Potentialminimum bei x_0 . Korrekterweise müssen der Hamilton-Operator, der Impuls und der Ort als Operatoren gekennzeichnet werden. Zur Vereinfachung werden diese nicht markiert, sondern es wird implizit davon ausgegangen, dass Operatoren sind. Die Federkonstante hängt mit diesem harmonischen Potential über die Krümmung

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = k = 4\pi^2 M f_{tr}^2 \quad (1.15)$$

und mit der Fallenfrequenz f_{tr} zusammen und kann mit den Potentialverläufen aus Kapitel 1.1 bestimmt werden.

Das Dipolpotential wird in jeder der drei Raumrichtungen als harmonisch genähert. Der Vergleich der Näherungen mit den Potential ist in Abbildung 1.3 in Abhängigkeit des radialen Abstands zur Faseroberfläche r , der axialen Position z und des azimuthalen Winkels φ für die zwei Konfigurationen gezeigt. Dabei wird das Dipolpotential durch die schwarzen Linien und die harmonische Näherung durch die gelben Linien repräsentiert. Die daraus bestimmten Federkonstanten k_i und Fallenfrequenzen $f_{tr,i}$ sind in Tabelle 1.3 zu sehen, wobei $i \in \{x, z, \varphi\}$. Damit ergeben sich die Fallenfrequenzen der Nd:YAG-Konfiguration zu 186 kHz in radialer, 299 kHz in axialer und 147 kHz in azimuthaler Richtung. Die Fallenfrequenzen der Ti:Sa-Konfiguration werden in radialer Richtung zu 166 kHz, in axialer zu 343 kHz und in azimuthaler Richtung zu 180 kHz bestimmt.

Dieser Vergleich zeigt, dass das Potential beider Konfigurationen für die axiale und azimuthale Richtung recht gut mit der harmonischen Näherung übereinstimmt. Dadurch kann das Potential als harmonisch angenommen werden, selbst wenn die mittlere kinetische Energie der Atome in diesen Richtungen mehr als die radiale Fallentiefe U_0 beträgt. In radialer Richtung zeigt sich ein anderes Bild. Bei der Nd:YAG-Konfiguration ist die Abweichung aufgrund der Asymmetrie der Falle deutlich. Um das Minimum ist das Potential bei kleineren Abständen zur Faser steiler und bei größeren Abständen flacher als die Näherung. Bei Energien der Cs-Atome von etwa $60\mu K$ ergibt sich eine Abweichung von 10% von der harmonischen Näherung. Dies entspricht den Abständen 140 nm bis 214 nm und 214 nm bis 300 nm zur Faseroberfläche. Wird eine parabelförmige Kurvenanpassung an den Potentialverlauf für diese zwei Bereiche durchgeführt, so ergeben sich die in Abbildung 1.4 gezeigten Funktionen. Die Kurvenanpassungen liefern für den Bereich 140 nm bis 214 nm (grüne Linie) eine Fallenfrequenz von etwa 219 kHz und für den Bereich 214 nm bis 300 nm (violette Linie) von 154 kHz. Zum Vergleich ist das Dipolpotential als schwarze Linie eingezeichnet. Folglich kann die Dynamik in diesem System nicht durch eine einzelne Frequenz eines harmonischen Potentials beschrieben werden. Im Folgenden wird die aus der Krümmung bestimmten Fallenfrequenz von 186 kHz als Oszillationsfrequenz der Atome angenommen, jedoch muss dieser Umstand bei der Interpretation der berechneten Speicherzeiten berücksichtigt werden.

Für den Fall der Ti:Sa-Konfiguration ist der asymmetrische Verlauf in der radialen Richtung weniger ausgeprägt (siehe Abbildung 1.3(b)), sodass die Näherung zur Bestimmung der Oszillationsfrequenz benutzt wird.

Die aus den Krümmungen $\partial^2 U / \partial x^2$ der Potentiale am Minimum bestimmten Fallenfrequenzen f_{tr} einer harmonischen Näherung dienen in den nächsten Abschnitten als Charakterisierung des Dipolpotentials in den drei Raumrichtungen. Diese Fallenfrequenzen sind entscheidend für die Bestimmung der Heizraten und einer daraus berechneten Abschätzung der Speicherzeit in der Dipolfalle. Diese Abschätzungen der Speicherzeit

bilden die Grundlage für die Beurteilung einer möglichen Ursache der Speicherzeitbeschränkung in der nanofaserbasierten Dipolfalle.

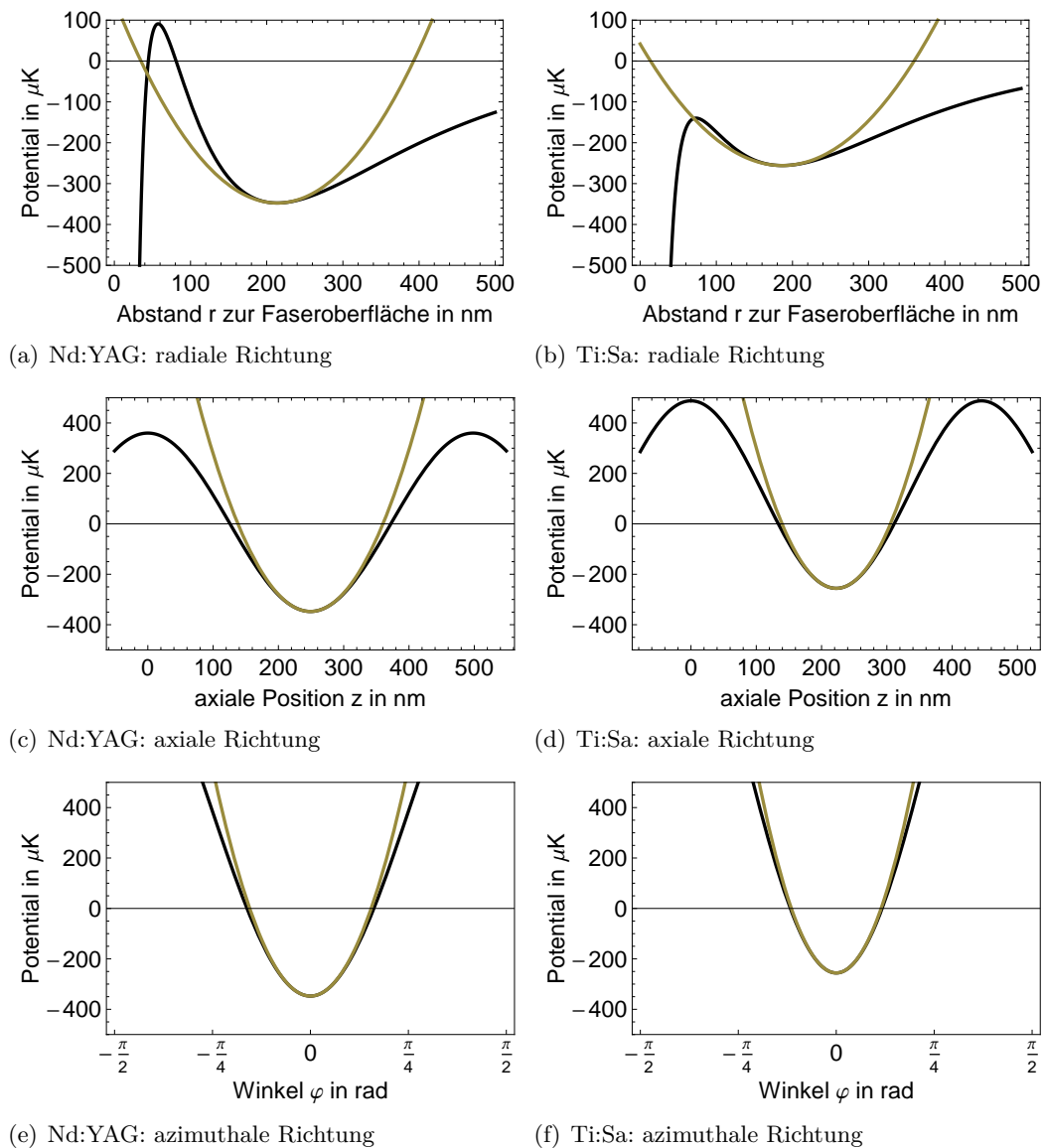


Abbildung 1.3: Potentiale und harmonische Näherungen in radialer (a),(b) , axialer (c),(d) und azimuthaler (e),(f) Richtung. Die schwarze Linie entspricht jeweils dem Dipolpotential und die gelbe Linie der harmonischen Näherung. Die Abbildungen (a), (c) und (e) geben das Potential der Nd:YAG-Konfiguration und die Abbildungen (b), (d) und (f) das Potential der Ti:Sa-Konfiguration wieder. r ist der radiale Abstand zur Faseroberfläche. z ist der axiale Abstand zu einem Maximum der Stehwelle. φ gibt den Winkel relativ zur Orientierung der Stehwelle an.

Richtung	Konfiguration	k_i in 10^{-13} N/m	$f_{tr,i}$ in kHz
Radial	Nd:YAG	3	186
	Ti:Sa	2,4	166
Axial	Nd:YAG	7,8	299
	Ti:Sa	10,2	343
Azimuthal	Nd:YAG	1,9	147
	Ti:Sa	2,8	180

Tabelle 1.3: Die Federkonstanten k_i und Fallenfrequenzen $f_{tr,i}$ der harmonischen Näherung für die beiden Fallenkonfigurationen.

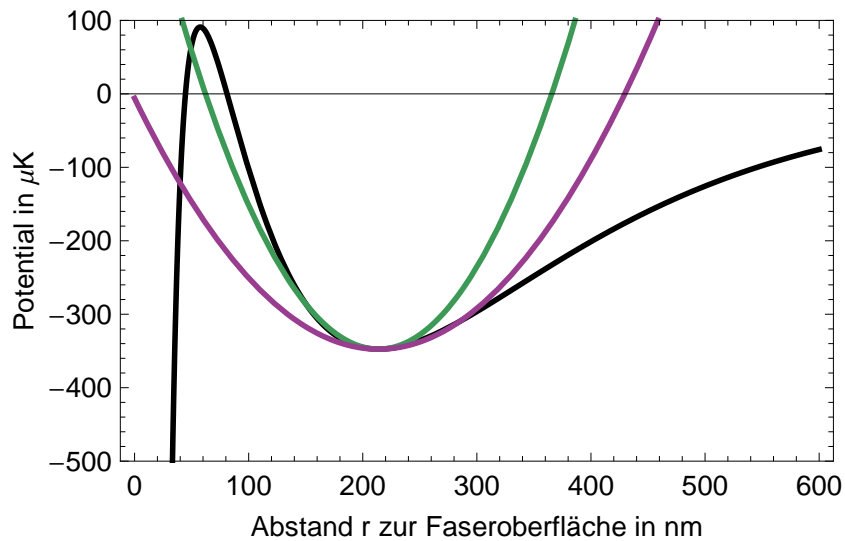


Abbildung 1.4: Parabelförmige Kurvenanpassung an das Dipolpotential der Nd:YAG-Konfiguration für zwei Bereiche um das Minimum. Die Kurvenanpassung erfolgt für die Bereiche 140 nm bis 214 nm und von 214 nm bis 300 nm. Die schwarze Linie repräsentiert das Dipolpotential. Die grüne Linie stellt die Kurvenanpassung bei kleineren Abständen zur Faser dar. Die violette Linie kennzeichnet die Kurvenanpassung für größere Abstände. Es ergeben sich für die grüne Linie eine Fallenfrequenz von 219 kHz und für die violette Linie eine von 154 kHz.

Resonantes und parametrisches Heizen der Atome

Im Allgemeinen können sowohl Schwankungen der Federkonstante k des harmonischen Oszillators (parametrisches Heizen), als auch Schwankungen der Position x_0 des Potentialminimums (resonantes Heizen) zur Erhöhung der Energie der Atome in einem harmonischen Potential führen. Für die weiteren Betrachtungen werden diese Heizmechanismen innerhalb eines harmonischen Potentials vorgestellt und die korrespondierenden Heizraten und Speicherzeiten für diese Möglichkeiten des Heizens berechnet. Bei der Beschreibung wird von einem eindimensionalen harmonischen Potential mit Federkonstanten k , Fallenfrequenz f_{tr} und Minimumposition x_0 ausgegangen.

Wird die Krümmung des Potentials durch Schwankungen der Federkonstanten k verändert, so nehmen die Atome bei der Bewegung zum Potentialminimum hin eine andere Krümmung wahr, als bei der Bewegung vom Minimum weg. Ist bei der Bewegung zum Minimum hin die Krümmung steiler als vom Minimum weg, so erhöht sich die Auslenkung und damit die Energie der Atome. Es sei eine Anregung betrachtet, die die Federkonstante k mit der Frequenz f_a ändert. Entspricht f_a der doppelten Fallenfrequenz f_{tr} und ist k maximal, wenn die Auslenkung der Atome im Potential maximal ist, so verspüren die Atome bei der Bewegung zum Minimum hin immer eine steilere Krümmung als bei der Bewegung vom Minimum weg. Unter diesen Voraussetzungen werden die Atome kontinuierlich geheizt. Bei anderen Frequenzen f_a gerät die Anregung mit der oszillatorischen Bewegung der Atome außer Phase und führt im Mittel nicht zum Heizen.

Eine Variation der Minimumposition x_0 führt zu einer Beschleunigung der Atome in der Falle und somit zu einer Steigerung der Auslenkungsamplitude. Erfolgt die Anregung der Positionsschwankungen mit der Fallenfrequenz $f_a = f_{tr}$ und wirkt die Beschleunigung in Bewegungsrichtung, so findet ein kontinuierliches Heizen statt. Auch hier führen „falsche“ Frequenzen im Mittel nicht zum Heizen.

Zur Beschreibung dieser Heizmechanismen wird ein Modell verwendet [20, 21], das mithilfe der zeitabhängigen Störungstheorie eine mittlere Heizrate $\langle \dot{E} \rangle$ der Atome berechnet, wenn Störungen der Federkonstanten k oder der Position x_0 der Falle vorhanden sind. Beide Heizprozesse können in der nanofaserbasierten Dipolfalle stattfinden. Sie werden erst allgemein behandelt, um die Ergebnisse auf Intensitätsschwankungen in diesem Abschnitt und andere technische Ursachen in Kapitel 3 anwenden zu können. Da diese Heizmechanismen stark von der Frequenz abhängen [20], ist es notwendig das Frequenzspektrum der Schwankungen zu analysieren. Die spektrale Leistungsdichte S_X (engl. Power-Spectral-Density, PSD) einer zeitabhängigen Größe $X(t)$ mit Mittelwert X_0 stellt eine Beschreibung des Frequenzspektrums von $X(t)$ dar. Sie kann über

$$\int_0^\infty S_X(f) df = \langle X^2(t) \rangle \quad (1.16)$$

definiert werden [22]. Anschaulich ist die Größe $S_X(f)df$ das mittlere Quadrat der Schwankungsamplitude der Größe $X(t)$ bei der Frequenz f innerhalb des Frequenzinter-

valls df . Die Integration über alle Frequenzen ergibt dann das mittlere Quadrat $\langle X(t)^2 \rangle$ der Größe $X(t)$. Sofern der Mittelwert $X_0 = \langle X(t) \rangle$ verschwindet, ist das mittlere Quadrat $\langle X(t)^2 \rangle$ gleich der mittleren quadratischen Abweichung

$$\langle \Delta X^2 \rangle = \langle X(t)^2 \rangle - \langle X(t) \rangle^2 \quad (1.17)$$

der Größe $X(t)$. Ist die PSD einer Größe $X(t)$ unabhängig von der Frequenz

$$S_X(f) = \text{const} , \quad (1.18)$$

so spricht man von einem „weißen Rauschen“. Die Frequenzunabhängigkeit gilt jedoch typischerweise nur innerhalb eines Frequenzbereichs.

Bestimmung der Speicherzeiten durch parametrisches Heizen

Zur Berechnung der parametrischen Heizrate wird eine zeitabhängige Federkonstante $k(t)$ in den Hamilton-Operator in Gleichung 1.14 eingeführt. Mit der relativen Störung

$$\epsilon(t) = \frac{\Delta k}{k_0} = \frac{k(t) - k_0}{k_0}$$

kann dies zu

$$H = \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2}k_0(1 + \epsilon(t))x^2 \quad (1.19)$$

umgeschrieben werden. Dabei ist k_0 die zeitgemittelte Federkonstante des harmonischen Oszillators. Die Position x_0 in Gleichung 1.14 kann für die Berechnung der Heizrate o.B.d.A. auf Null gesetzt werden. Zur Berechnung der mittleren Heizrate $\langle \dot{E} \rangle$ wird der Term

$$H'(t) = \frac{1}{2}\epsilon(t)k_0x^2 = \frac{1}{2}\epsilon(t)M\omega_{tr}^2x^2 \quad (1.20)$$

in Gleichung 1.19 als kleine Störung angesehen. Mit Methoden der zeitabhängigen Störungstheorie 1. Ordnung werden die Übergangsraten zwischen den Zuständen $|n\rangle$ des ungestörten Hamilton-Operators berechnet. Mit diesen kann dann ein Ausdruck für die mittlere Heizrate $\langle \dot{E} \rangle$ bestimmt werden. Für eine ausführlichere Darstellung der Berechnung sei auf [20] verwiesen. Es ergibt sich der Zusammenhang

$$\langle \dot{E} \rangle = \frac{\pi}{2}\omega_{tr}^2 S_\epsilon(2\omega_{tr})\langle E \rangle = \pi^2 f_{tr}^2 S_\epsilon(2f_{tr})\langle E \rangle , \quad (1.21)$$

wobei f_{tr} die Fallenfrequenz in Hz und $S_\epsilon(f)$ die spektrale Leistungsdichte der Größe ϵ ist. Nur Schwankungen mit der doppelten Fallenfrequenz $2f_{tr}$ haben Einfluss auf die Heizrate der Atome in der Falle. Weiterhin ist zu erkennen, dass die mittlere Heizrate

$\langle \dot{E} \rangle$ quadratisch mit der Fallenfrequenz f_{tr} ansteigt. Das heißt, Atome in Fallen mit höheren Fallenfrequenzen werden durch ein weißes Rauschen $S_\epsilon(f) = const$ stärker geheizt. Gleichung 1.21 ist eine DGL für die mittlere Energie $\langle E \rangle$, die von

$$\langle E(t) \rangle = E_0 e^{-t\Gamma_\epsilon} \quad (1.22)$$

gelöst wird. Dies gilt für die Anfangsbedingung, dass die mittlere Energie der Atome bei $\langle E(t=0) \rangle = E_0$ beträgt. Die Konstante Γ_ϵ ergibt sich zu

$$\Gamma_\epsilon = \frac{\langle \dot{E} \rangle}{\langle E \rangle} = \pi^2 f_{tr}^2 S_\epsilon(2f_{tr}) . \quad (1.23)$$

Damit kann eine Speicherzeit t_k als diejenige Zeit definiert werden, die benötigt wird um die Energie eines Atoms von E_0 zum Zeitpunkt $t = 0$ auf die Falltiefe U_0 zu erhöhen. t_k kann durch

$$t_k = \frac{1}{\Gamma_\epsilon} \ln \frac{U_0}{\langle E(t=0) \rangle} = \frac{1}{\pi^2 f_{tr}^2 S_\epsilon(2f_{tr})} \ln \frac{U_0}{E_0} \quad (1.24)$$

angegeben werden. t_k wird im Folgenden als konservative Speicherzeit bezeichnet, da sie für die meisten Fälle von $S_\epsilon(f)$ eine untere Abschätzung darstellt. Dies wird durch folgende Betrachtungen erklärt.

Das hier verwendete Modell setzt voraus, dass das Potential über die gesamte Falltiefe U_0 harmonisch bleibt. Jedoch ist dies in der nanofaserbasierten Dipolfalle nicht immer gewährleistet. Das Potential wird bei größerer Entfernung vom Potentialminimum in fast jeder Richtung flacher und nur für den asymmetrischen radialen Verlauf um das Potentialminimum zur Faser hin steiler (siehe Abbildung 1.3).

Durch ein Heizen verringert sich die Oszillationsfrequenz der Atome in der Falle, da bei höheren Energien der Verlauf des Potentials flacher wird. Ist die Störung ϵ eine spektral scharfe Anregung mit $f_a = 2f_{tr}$ führt eine Senkung der Oszillationsfrequenz zu einer Abschwächung des Heizvorgangs, weil die Anregung außer Phase zur Bewegung der Atome gerät. Die konservative Speicherzeit t_k stellt somit eine untere Grenze für die wirkliche Speicherzeit dar. Dies ist immer noch der Fall, falls $S_\epsilon(f)$ ein weißes Rauschen aufweist, da die konservative Speicherzeit eine $1/f_{tr}^2$ -Abhängigkeit besitzt. Dadurch führt eine Verringerung der Oszillationsfrequenz der Atome zu einer Reduktion des Heizens.

Steigt $S_\epsilon(f)$ jedoch bei kleineren Frequenzen als der doppelten Fallenfrequenz stärker als $1/f^2$ an oder besitzt sie bei kleineren Frequenzen eine spektral scharfe Spitze, werden die Atome bei höheren Auslenkungen stärker geheizt und die untere Abschätzung ist nicht gewährleistet.

Bestimmung der Speicherzeiten durch resonantes Heizen

Zur Beschreibung des resonanten Heizens wird die Position des Potentialminimums x_0 durch eine zeitabhängige Größe $\delta(t)$ mit zeitlichem Mittelwert $\langle \delta(t) \rangle = 0$ ersetzt. Der Hamilton-Operator in Gleichung 1.14 ändert sich aufgrund dessen zu [20]

$$H = \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2}k(x - \delta(t))^2 . \quad (1.25)$$

Die Berechnung der Heizrate über die zeitabhängigen Störungstheorie 1. Ordnung in [20] führt zu

$$\langle \dot{E} \rangle = 4\pi^4 M f_{tr}^4 S_\delta(f_{tr}) , \quad (1.26)$$

wobei M die Masse der Atome bezeichnet. An Gleichung 1.26 ist zu erkennen, dass die mittlere Heizrate $\langle \dot{E} \rangle$ von der spektralen Leistungsdichte $S_\delta(f)$ der Positionsschwankungen bei der Fallenfrequenz f_{tr} abhängt. Im Unterschied zur Heizrate im parametrischen Fall steigt $\langle \dot{E} \rangle$ mit der vierten Potenz von f_{tr} an. Die mittlere Energie $\langle E \rangle$ der Atome erhöht sich dabei linear mit der Zeit, da die mittlere Heizrate $\langle \dot{E} \rangle$ unabhängig von der Zeit ist. Der zeitliche Verlauf der mittleren Energie $\langle E(t) \rangle$ ergibt sich mit der Anfangsbedingung $\langle E(t=0) \rangle = E_0$ zu

$$\langle E(t) \rangle = \langle \dot{E} \rangle \cdot t + E_0 . \quad (1.27)$$

Damit lässt sich die konservative Speicherzeit t_k für eine Falle mit Tiefe U_0 und der mittleren Energie E_0 der Atome zum Zeitpunkt $t=0$ durch

$$t_k = \frac{U_0 - E_0}{\langle \dot{E} \rangle} = \frac{U_0 - E_0}{4\pi^4 M f_{tr}^4 S_\delta(f_{tr})} \quad (1.28)$$

angeben. Wie im parametrischen Fall setzt dies ein harmonisches Potential voraus, das über die gesamte Falltiefe U_0 erhalten bleibt. Die Argumentation über die untere Grenze der Speicherzeit im Falle des parametrischen Heizens gilt analog für die konservative Speicherzeit für das resonante Heizen. Damit sind die konservativen Speicherzeiten t_k beim resonanten und parametrischen Heizen für die meisten Fälle der spektralen Leistungsdichte der Anregung als untere Grenze für die Speicherzeitlimitierung anzusehen.

Diese Betrachtungen gelten für allgemeine Anregungen, die die Federkonstante oder die Position des harmonischen Potentials modulieren. Nachfolgend wird die Variation der Federkonstante und der Position mit Änderung der Intensitäten der Dipolfelder analysiert, um den Intensitätsfluktuationen der verwendeten Laser eine konservative Speicherzeit zuzuordnen. In Kapitel 3 wird Gleichung 1.28 verwendet, um den Schwankungen der Position durch Phasenrauschen oder durch Vibration der Faser eine konservative Speicherzeit zu zuweisen.

1.2.2 Konservative Speicherzeiten bei Intensitätsschwankungen

Das Potential in der nanofaserbasierten Dipolfalle wird durch die Intensitäten der beiden Dipolfelder bestimmt. Schwankungen der Intensität der Dipolfelder in der Faser wirken sich so direkt auf die Potentialverläufe aus (siehe Kapitel 1.1). So führen sie zu Veränderungen der Federkonstanten k_i in allen drei Richtungen $i \in \{r, z, \varphi\}$ sowie zu einer Verschiebung der radialen Position des Potentialminimums. Das heißt, dass Intensitätsschwankungen, die mit der radialen Fallenfrequenzen $f_{tr,r}$ oder mit allen doppelten Fallenfrequenzen ($2f_{tr,i}$) fluktuieren, ein Aufheizen der Atome in der Falle bewirken. Um die relativen Schwankungen der Intensität $\sigma_I = \Delta I/I_0$ zu beschreiben dient die spektrale Leistungsdichte der relativen Intensitätsschwankungen, welches in einem Frequenzband df als

$$S_{\sigma_I} df = \langle \sigma_I^2 \rangle df = \frac{\langle \Delta I^2 \rangle}{I_0^2} df = \frac{\langle (I(t) - I_0)^2 \rangle}{I_0^2} df \quad (1.29)$$

geschrieben werden kann, wobei $I(t)$ die zeitabhängige und I_0 die mittlere Intensität ist (siehe Gleichung 1.16). Im Folgenden wird die spektrale Leistungsdichte des relativen Intensitätsrauschens S_{σ_I} als relative-intensity-noise (RIN) bezeichnet. Mit dem RIN kann sowohl die spektrale Leistungsdichte S_ϵ der relativen Schwankung der Federkonstanten k_i in allen drei Richtungen $i \in \{r, z, \varphi\}$, als auch die spektrale Leistungsdichte S_δ der Änderungen der radialen Position des Potentialminimums, die durch Intensitätsschwankungen ausgelöst werden, charakterisiert werden. Der Zusammenhang zwischen dem RIN und S_ϵ wird zuerst hergeleitet und im Anschluss für S_δ gezeigt. Im Folgenden wird die Federkonstante als k bezeichnet, wobei impliziert ist, dass es sich dabei um die drei verschiedenen k_i handelt.

Durch Leistungsrauschen bedingtes parametrisches Heizen

Im Fall einer Freistrahldipolfalle, die aus einem einzigen fokussierten rotverstimmten Laserstrahl besteht, ist das Potential und damit auch die Federkonstante proportional zur Intensität I des Laserstrahls am Ort der Atome (siehe Kapitel 1.1). Damit folgt, dass

$$\epsilon(t) = \frac{\Delta k(t)}{k_0} = \frac{\Delta I}{I_0} \quad (1.30)$$

gilt. Dementsprechend sind auch das RIN und die spektrale Leistungsdichte S_ϵ identisch. Jedoch ist bei der nanofaserbasierten Dipolfalle das Potential von den Intensitäten zweier Dipolfelder abhängig. Damit führen sowohl Schwankungen der Intensität des blauverstimmten als auch Schwankungen der Intensität des rotverstimmten Dipolfeldes zur Änderung der Federkonstanten k . Infolgedessen muss eine Beziehung zwischen dem RIN und S_ϵ für beide Dipolfelder und für die drei Freiheitsgrade bestimmt werden, um eine

mögliche stärkere Anfälligkeit der nanofaserbasierten Dipolfalle auf Intensitätsschwankungen feststellen zu können. Da aber das Potential von vielen Parametern abhängt, ist eine genaue Berechnung dieser Beziehung sehr aufwendig und für die Untersuchung nach potentiellen Ursachen der Speicherzeitlimitierung unzuweckmäßig. Deshalb wird nur eine Abschätzung dafür in Form eines Faktors zwischen der spektralen Leistungsdichte von $\epsilon(t)$ und dem RIN bestimmt.

Die Leistung P in und die Intensität I außerhalb der Faser sind proportional zueinander sind. Damit gilt

$$\sigma_I = \sigma_P = \frac{\Delta P}{P_0}, \quad (1.31)$$

wobei P_0 die zeitgemittelte Leistung ist. Die Betrachtungen dieser Größen ist somit gleichwertig. Nachfolgend wird σ_P zur Beschreibung des Heizens verwendet. Die spektrale Leistungsdichte S_{σ_P} wird weiterhin RIN genannt.

Der Zusammenhang zwischen $\epsilon(t)$ und σ_P wird hergestellt, indem die relative Schwankung $\epsilon(t)$ der Federkonstanten k bei relativer Änderung der Leistungen P_{rot} und P_{blau} der Dipolfelder in der Faser mit den Potentialverläufen aus Kapitel 1.1 berechnet wird. Dies dient einer Abschätzung der Auswirkung des relativen Leistungsrauschens σ_P auf die relativen Schwankungen der Federkonstanten. Diese Abschätzung für die Beziehung zwischen σ_P und $\epsilon(t)$ führt, wie später gezeigt, zu der Näherung

$$\epsilon(t) = \sqrt{c_p} \sigma_P. \quad (1.32)$$

Im parametrischen Fall ist die Proportionalitätskonstante c_p für die jeweiligen Dipolfelder und Freiheitsgrade r, z und φ unterschiedlich und wird für jeden Fall bestimmt. Für die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen S_ϵ und dem RIN wird angenommen, dass die relativen Schwankungen der Intensität des rotverstimmten Dipolfeldes unkorreliert zu denen des blauverstimmten sind. Damit kann S_ϵ als die Summe der Einzelbeiträge der RIN der Dipolfelder geschrieben werden

$$S_\epsilon = c_{p,\text{Rot}} \text{RIN}_{\text{Rot}} + c_{p,\text{Blau}} \text{RIN}_{\text{Blau}}. \quad (1.33)$$

Die Vorgehensweise zur Bestimmung von c_p wird im Folgenden erklärt. Um den Einfluss eines relativen Leistungsrauschens der Dipolfelder in der Faser zu bestimmen wird $\epsilon(t)$ als $\Delta k/k_0$ geschrieben und verwendet, dass die Änderung Δg einer Größe $g(x)$ um den Punkt x_p näherungsweise als

$$\Delta g = \left. \frac{\partial g(x)}{\partial x} \right|_{x=x_p} \cdot \Delta x \quad (1.34)$$

geschrieben werden kann. Dabei wird k als Funktion von den Leistungen P_{Rot} und P_{Blau} der Dipolfelder in der Faser angenommen. Es ergibt sich

$$\begin{aligned}\frac{\Delta k}{k_0} &= \frac{1}{k_0} \left. \frac{\partial k}{\partial P} \right|_{P=P_0} \cdot \Delta P \\ &= \frac{1}{k_0} \left. \frac{\partial k}{\partial P} \right|_{P=P_0} \cdot \frac{\Delta P}{P_0} P_0 ,\end{aligned}\tag{1.35}$$

wobei P_0 die zeitgemittelte Leistung in der Faser ist. Damit ist eine Näherung für die Beziehung

$$\begin{aligned}\epsilon(t) &= \frac{1}{k_0} \left. \frac{\partial k}{\partial P} \right|_{P=P_0} \cdot \frac{\Delta P}{P_0} P_0 = \sqrt{c_p} \sigma_P \\ \sqrt{c_p} &= \frac{1}{k_0} \left. \frac{\partial k}{\partial P} \right|_{P=P_0} \cdot P_0\end{aligned}\tag{1.36}$$

zwischen $\epsilon(t)$ und dem relativen Schwanken der Leistung σ_P der Laserfelder gegeben. Nur die Ableitung $\partial k/\partial P$ ist noch zu bestimmen, da die mittlere Leistung P_0 gemessen und die mittlere Federkonstante k_0 daraus berechnet werden kann. Um die Ableitungen $\partial k/\partial P$ zu erhalten, werden die Krümmungen des Potentials am Minimum in den drei Richtungen für verschiedene Leistungen berechnet. Dies ist in Abbildung 1.5 für die Ti:Sa-Fallenkonfiguration in den drei Richtungen r, z und φ durch die blauen Punkte gezeigt. Die Leistung wird dabei jeweils in 0,5%-Schritten geändert. Auf der rechten Seite ist die Veränderung von k in radialer, axialer und azimuthaler Richtung bei Änderung der Leistung des blauverstimmten Dipolfeldes dargestellt. Auf der linken Seite ist dies für die Leistung des rotverstimmten Dipolfeldes präsentiert, wobei die Leistung der Vorwärts- und Rückwärtsrichtung der rotverstimmten Stehwelle gemeinsam geändert werden. Die Ti:Sa-Konfiguration wird zur Darstellung der Vorgehensweise genutzt, wobei dieselbe Prozedur für die Nd:YAG-Konfiguration durchgeführt wird.

Bei einer relativen Änderung $\Delta P/P_0$ der einzelnen Leistungen von $\pm 1\%$ für die verschiedenen Freiheitsgrade zeigt die Beziehung zwischen k und P ein recht lineares Verhalten, sodass eine lineare Kurvenanpassung

$$k = aP + b\tag{1.37}$$

der Federkonstanten in Abhängigkeit der jeweiligen Leistungen der Dipolfelder durchgeführt wird. Der Parameter a entspricht dann der Ableitung $\partial k/\partial P$. Da dies einer Abschätzung dient, wird darauf verzichtet einen Fehler anzugeben. Die Linearität der Federkonstanten mit der Leistung ist eine Näherung, die nur nahe an der betrachteten Leistung richtig ist. Jedoch zeigt sich später, dass die relativen Leistungsschwankungen der Dipolfelder im Frequenzbereich der Fallenfrequenzen kleiner als 0,1 % sind, sodass die Näherung erfüllt ist. Dies folgt aus einer oberen Abschätzung des RIN von 10^{-10} Hz^{-1} in einem Frequenzband von 1 kHz (vergleiche Kapitel 1.3). Der Bereich der Kurvenanpassung wird zu $\pm 1\%$ gewählt, da dies ungefähr die Genauigkeit ist, mit der die Leistungen

der Dipolfelder in der Faser am Experiment gemessen werden. Die Kurvenanpassung führt damit eine Mittelung über den Bereich der Unsicherheit der mittleren Leistung aus. Die Kurvenanpassungen sind in Abbildung 1.5 durch blaue Linien dargestellt und die dadurch bestimmten Parameter in Tabelle 1.4 gezeigt.

In den einzelnen Kurvenanpassungen ist zu erkennen, dass der Verlauf $k(P)$ deutliche Abweichungen von der Linearität zeigt, wenn die Leistung eines Dipolfeldes mehr als ein Prozent verändert wird. $\partial k/\partial P$ ist demnach unterschiedlich, je nachdem welche mittlere Leistung betrachtet wird. Für eine obere Abschätzung der Ableitung wird innerhalb der sechs Verläufe in Abbildung 1.5 jeweils die betragsmäßig größte Ableitung genutzt, da bei ihr der größte Effekt auf die Federkonstante mit einer Leistungsänderung bewirkt wird. Die Ableitung $\partial k/\partial P$ bei der Leistung, die sich um 3% in Richtung der ansteigenden Ableitung von P_0 unterscheidet, gibt damit eine obere Abschätzung für den Wert $\partial k/\partial P$ bei der Leistung von P_0 an. Die Änderung um 3% werden gewählt, da sie größer sind als die Genauigkeit der Leistungsbestimmung am Experiment und somit als obere Grenze angenommen werden können, aber nicht zu groß sind, um die Fallenkonfiguration stark zu ändern. Dies wird für jede Richtung r, z und φ des Potentials und für beide Leistungen der Dipolfelder durchgeführt. Die oberen Abschätzungen der Ableitungen sind in Tabelle 1.5 gezeigt.

Die Werte der Proportionalitätskonstante c_p zwischen der relativen Änderung der Federkonstanten $\epsilon(t)$ und der relativen Schwankung der Leistung σ_P können nun mithilfe von Gleichung 1.36 berechnet werden. Die Abschätzungen in Tabelle 1.5 und die Leistungen der Ti:Sa-Konfiguration werden dazu verwendet und die Werte von c_p sind in Tabelle 1.6 dargestellt. Zusätzlich sind die c_p für die Nd:YAG-Konfiguration eingetragen, die mit derselben Methode bestimmt werden. Es zeigt sich, dass die c_p der Nd:YAG-Konfiguration deutlich kleiner sind, sodass die Dipolfalle schwächer auf Leistungsschwankungen reagiert. Dies wird auf die bessere Wahl der Leistungen in der Fallenkonfiguration zurückgeführt. Die Einstellung der Fallenkonfiguration mit dem Ti:Sa-Laser als rotverstimmtes Dipolfeld ist nicht so stark erprobt, wie die beim Nd:YAG-Laser, wodurch noch kein Optimum der Leistungseinstellungen gefunden ist.

Des Weiteren zeigt sich durch diese Betrachtung, dass die nanofaserbasierte Dipolfalle immer stärker auf Leistungsschwankungen der Dipolfelder reagiert als eine Freistrahldipolfalle, die nur mit einem Laserstrahl realisiert wird. Vor allem in der azimuthalen Richtung der Ti:Sa-Konfiguration ist eine Vergrößerung des Effekts um fast zwei Größenordnungen in c_p festzustellen. Die konservative Speicherzeit für ein parametrisches Heizen durch Fluktuationen der Leistungen der Dipolfelder ergibt sich mithilfe von Gleichung 1.24 und 1.33 zu

$$t_k = \frac{1}{\pi^2 f_{tr}^2} \ln \frac{U_0}{E_0} \left(\frac{1}{c_{p, \text{Rot}} \text{RIN}_{\text{Rot}}(2f_{tr}) + c_{p, \text{Blau}} \text{RIN}_{\text{Blau}}(2f_{tr})} \right). \quad (1.38)$$

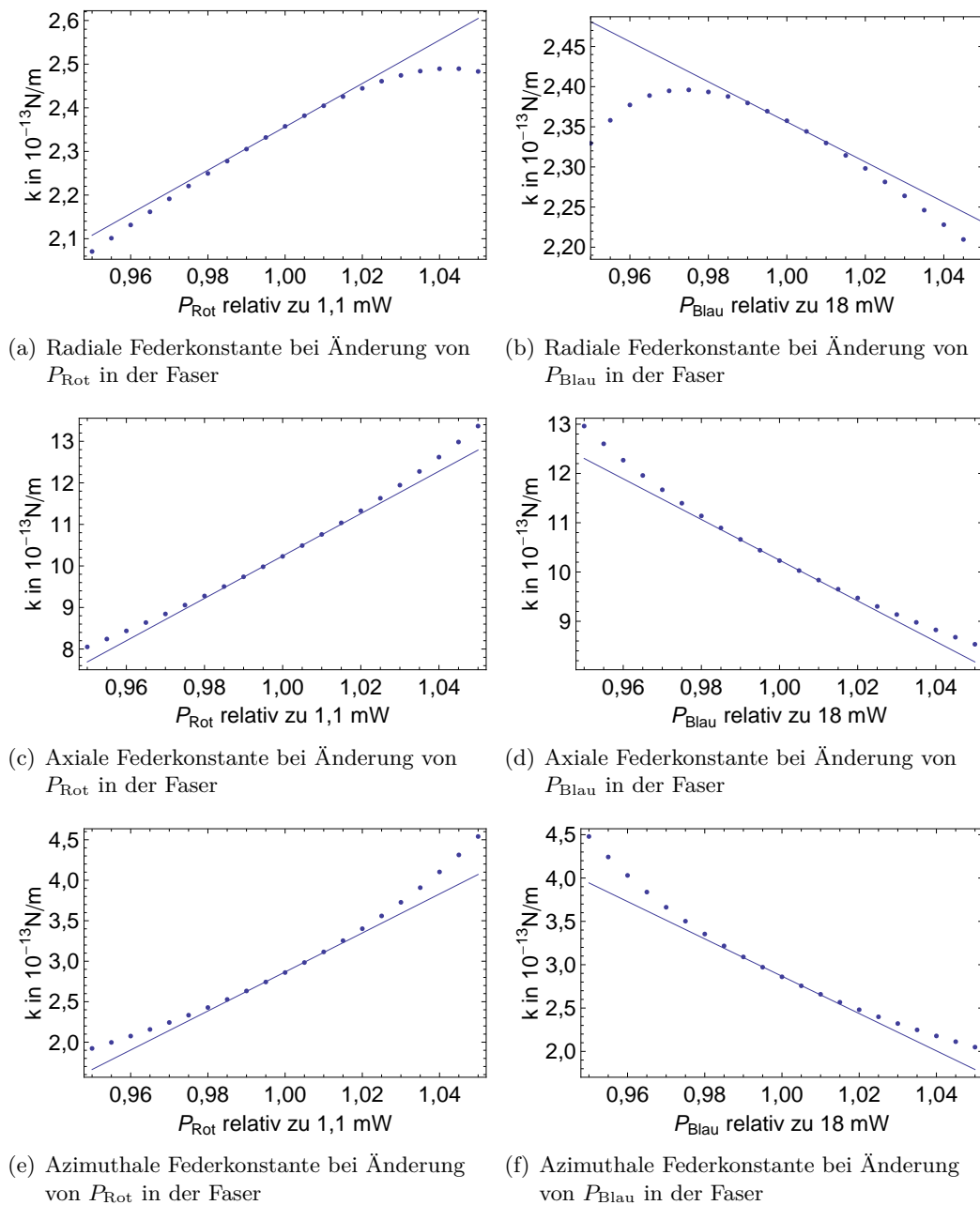


Abbildung 1.5: Änderung der verschiedenen Federkonstanten durch Änderung von P_{Rot} und P_{Blau} . Die Punkte geben die berechnete Federkonstante k in einem relativen Bereich der Leistung von $\pm 5\%$ um P_0 der Ti:Sa-Fallenkonfiguration an. Die Linie stellt die lineare Kurvenanpassung dar, die für den Bereich $\pm 1\%$ der veränderten Leistung durchgeführt wurde.

	veränderte Leistung	Parameter a in $10^{-12} N/(mW)$	Parameter b in $10^{-13} N/m$
Radial	P_{Rot}	450	-3
	P_{Blau}	-14	5
Axial	P_{Rot}	4600	-41
	P_{Blau}	-230	52
Azimuthal	P_{Rot}	2200	-21
	P_{Blau}	-120	-24

Tabelle 1.4: Die Parameter der linearen Kurvenanpassung $k = aP + b$ der Federkonstanten k . Dabei werden die Leistungen P_{Rot} und P_{Blau} in der Faser für die radiale, axiale und azimuthale Richtung separat verändert. Es handelt sich dabei um die Ti:Sa-Konfiguration.

	veränderte Leistung	$\partial k/\partial P$ in $10^{-12} N/(mW)$
Radial	P_{Rot}	530
	P_{Blau}	-19
Axial	P_{Rot}	5900
	P_{Blau}	-320
Azimuthal	P_{Rot}	3200
	P_{Blau}	-190

Tabelle 1.5: Abschätzung der Ableitung $\partial k/\partial P$ für die radiale, axiale und azimuthale Richtung bei relativer Leistungsänderung um 3% von P_{Rot} und P_{Blau} für die Ti:Sa-Fallenkonfiguration.

Ti:Sa	schwankende Leistung	Abschätzung von c_p
Radial	P_{Rot}	7
	P_{Blau}	3
Axial	P_{Rot}	31
	P_{Blau}	23
Azimuthal	P_{Rot}	96
	P_{Blau}	83
Nd:YAG	schwankende Leistung	Abschätzung von c_p
Radial	P_{Rot}	5
	P_{Blau}	2
Axial	P_{Rot}	9
	P_{Blau}	4
Azimuthal	P_{Rot}	40
	P_{Blau}	16

Tabelle 1.6: Abschätzung von c_p für die radiale, axiale und azimuthale Richtung für die beiden Fallenkonfigurationen.

Durch Leistungsrauschen bedingtes resonantes Heizen

Um die Beziehung zwischen der spektralen Leistungsdichte S_δ der Schwankungen des Potentialminimums und dem RIN der Dipolfelder zu bestimmen, muss zuerst die Wirkung einer relativen Änderung der Leistung σ_P auf die Position der Falle abgeschätzt werden. Dafür wird in analoger Weise zum parametrischen Heizen die Leistung in der Faser variiert und die entstehende Veränderung der Fallen-Position

$$\begin{aligned}\delta(t) &= \Delta P \cdot \left. \frac{\partial x_0}{\partial P} \right|_{P=P_0} \\ &= \frac{\Delta P}{P_0} P_0 \cdot \left. \frac{\partial x_0}{\partial P} \right|_{P=P_0}\end{aligned}\tag{1.39}$$

$$\tag{1.40}$$

mithilfe der Potentialverläufe aus Kapitel 1.1 berechnet, wobei x_0 den Abstand des Potentialminimums zur Faseroberfläche angibt. Dabei zeigt sich, dass die Relation zwischen $\delta(t)$ und σ_P durch

$$\delta(t) = \sqrt{c_r} \sigma_P \tag{1.41}$$

genähert werden kann, wobei

$$\sqrt{c_r} = P_0 \left. \frac{\partial x}{\partial P} \right|_{P=P_0} \tag{1.42}$$

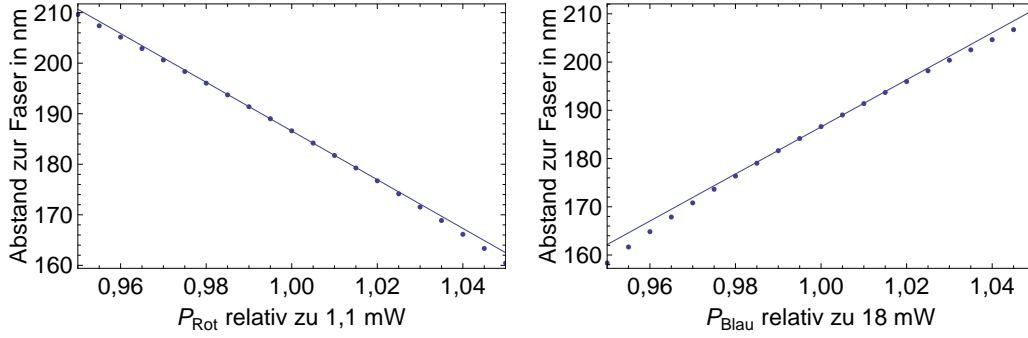
ist. Mit der Annahme, dass die Schwankungen der Leistung der Dipolfelder in der Faser unkorreliert sind, kann S_δ in Abhängigkeit des RIN der Dipolfelder als

$$S_\delta = c_{r,\text{Rot}} \text{RIN}_{\text{Rot}} + c_{r,\text{Blau}} \text{RIN}_{\text{Blau}} \tag{1.43}$$

geschrieben werden. $\partial x / \partial P$ wird bestimmt, indem der Abstand des Potentialminimums zur Faser für verschiedene Leistungen berechnet wird. Dies ist in Abbildung 1.6 für die Ti:Sa-Konfiguration durch blaue Punkte dargestellt. Da die Position des Potentialminimums in erster Näherung proportional zur Leistung ist, wird an diese Werte eine lineare Kurvenanpassung

$$x_a = c P + d \tag{1.44}$$

durchgeführt. Die Kurvenanpassungen sind in Abbildung 1.6 durch blaue Linien gekennzeichnet und die daraus bestimmten Parameter sind in Tabelle 1.7 aufgeführt. Es wird der Bereich $\pm 1\%$ der relativen Leistungsänderung für die Kurvenanpassung verwendet,



(a) Radiale Position bei Änderung von P_{Rot} in der Faser (b) Radiale Position bei Änderung von P_{Blau} in der Faser

Abbildung 1.6: Änderung des radialen Abstandes des Potentialminimums von der Faseroberfläche durch Änderung von P_{Rot} (a) und von P_{Blau} (b) für die Ti:Sa-Fallenkonfiguration. Die Punkte geben den berechneten Abstand x_a zur Faser in einem relativen Bereich der Leistung von $\pm 5\%$ an. Die Linie gibt die Kurvenanpassung an, die jedoch nur für den Bereich $\pm 1\%$ durchgeführt wird.

wobei der Bereich von $\pm 5\%$ gezeigt ist. Da die Abweichungen der linearen Kurvenanpassungen von den errechneten Positionen für beide Dipolfelder in Abbildung 1.6 kleiner als 3% sind, reicht das für eine Abschätzung. Die Parameter c werden somit als Werte für die Ableitung $\partial x / \partial P$ verwendet. Aus diesen Werten der Ableitungen und der Leistungen der Dipolfelder kann mit der Gleichung

$$c_r = \left(P_0 \left. \frac{\partial x}{\partial P} \right|_{P=P_0} \right)^2 \quad (1.45)$$

die Umrechnung der RIN in die spektrale Leistungsdichte S_δ bestimmt werden. Die Proportionalitätskonstanten c_r sind in Tabelle 1.8 für die Ti:Sa- und die Nd:YAG-Konfiguration gezeigt. Auch hier ist zu erkennen, dass die Ti:Sa-Konfiguration anfälliger für Leistungsschwankungen ist als die Nd:YAG-Konfiguration. Die konservative Speicherzeit für ein resonantes Heizen durch Fluktuationen der Leistungen der Dipolfelder ergibt sich zu

$$t_k = \frac{U_0 - E_0}{4\pi^4 M f_{tr}^4} \left(\frac{1}{c_{r,\text{Rot}} \text{RIN}_{\text{Rot}}(f_{tr}) + c_{r,\text{Blau}} \text{RIN}_{\text{Blau}}(f_{tr})} \right). \quad (1.46)$$

Damit sind Ausdrücke für die konservativen Speicherzeiten der parametrischen und resonanten Heizens bestimmt und durch die Messung der RIN der verwendeten Dipolfelder können die t_k berechnet werden. Für den weiteren Verlauf dieser Arbeit wird wieder auf das relative Intensitätsrauschen Bezug genommen.

veränderte Leistung	Parameter c in $\mu m/W$	Parameter d in nm
P_{Rot}	-438	669
P_{Blau}	27	-301

Tabelle 1.7: Parameter der linearen Kurvenanpassung $x_a = cP + d$ des Abstandes x_0 zur Faser, bei separater Änderung der Leistungen von P_{Rot} und P_{Blau} für die Ti:Sa-Konfiguration.

	schwankende Leistung	c_r in $10^{-14} m^2$
Ti:Sa	P_{Rot}	23
	P_{Blau}	24
Nd:YAG	P_{Rot}	8
	P_{Blau}	9

Tabelle 1.8: Berechnete Werte von c_r bei Schwankungen der Leistungen der beiden Dipolfelder für beide Fallenkonfigurationen.

1.3 Relatives Intensitätsrauschen der Laser und die konservativen Speicherzeiten

Die im Kapitel 1.2 bestimmten Ausdrücke für die konservativen Speicherzeiten t_k für das parametrische und resonante Heizen können berechnet werden, wenn die spektralen Leistungsdichten des relativen Intensitätsrauschens (RIN) der Dipolfelder bekannt sind. Im Folgenden werden die RIN des 780 nm-Diodenlasers, des Nd:YAG-Lasers und des Ti:Sa-Lasers, die die Dipolfelder erzeugen, charakterisiert, und danach die konservativen Speicherzeiten t_k für die Fallenkonfiguration des Nd:YAG-Lasers (siehe Tabelle 1.1) und des Ti:Sa-Lasers (siehe Tabelle 1.2) ermittelt und analysiert.

1.3.1 Relatives Intensitätsrauschen der Laser

Um das RIN eines Laserstrahls zu bestimmen wird eine Messgröße benötigt, die proportional zur Intensität des Lichtstrahls ist, wie z.B. das Spannungssignal $U(t)$ einer Photodiode. Dann ist das relative Intensitätsrauschen σ_I identisch zum relativen Rauschen $\epsilon_U = \Delta U/U_0$ der Photodiodenspannung, wobei U_0 die mittlere Photodiodenspannung bezeichnet (vergleiche Gleichung 1.29). Das RIN wird dann bestimmt, indem das Photodioden-Signal mit einem Spektrum-Analysator² ausgewertet wird. Dieser misst die Leistung $\Delta P(f) = \Delta U'^2/R_{in}$ des Rauschens bei einer Frequenz f in einem Frequenzband, das durch die Auflösungsbandbreite (engl. Resolution-Bandwidth, RBW) des Spektrum-Analysators bestimmt wird. R_{in} bezeichnet den Eingangswiderstand des Spektrum-Analysators und $\Delta U'^2$ stellt das Quadrat der Schwankungen der Spannung über dem Widerstand R_{in} dar. Da $U(t)$ proportional zu der Spannung $U'(t)$ am Spektrum-Analysator ist, sind die relativen Schwankungen ϵ_U und $\epsilon'_U = \Delta U'/U'_0$ identisch, wobei U'_0 die mittlere Spannung am Widerstand R_{in} ist. Für die spektrale Dichte muss die relative Rauschleistung $(\epsilon_U)^2$ auf die RBW normiert werden. Damit ergibt sich die spektrale Leistungsdichte $S_{\epsilon_U}(f)$ des relativen Rauschens der Spannung bei der Frequenz f innerhalb des Frequenzintervalls df zu

$$S_{\epsilon_U}(f)df = \frac{1}{\text{RBW}} \left(\frac{\Delta U}{U_0} \right)^2 df = \frac{1}{\text{RBW}} \left(\frac{\Delta U'}{U'_0} \right)^2 df = \frac{\Delta P(f) R_{in}}{\text{RBW} U_0'^2} df, \quad (1.47)$$

die dem RIN im selben Frequenzintervall df entspricht.

In Abbildung 1.7 sind das RIN des Diodenlasers (blaue Linie) sowie das relative elektrische Rauschen der Photodiode (rote Linie) dargestellt. Das Spektrum des Diodenlasers ist ab 100 kHz recht unabhängig von der Frequenz und das RIN befindet sich unter etwa $5 \cdot 10^{-15} \text{ Hz}^{-1}$.

Die einzigen Strukturen, die vorhanden sind, sind als elektrische Störsignale, die von der Photodiode oder dem Spektrum-Analysator empfangen werden, zu identifizieren. Dabei

²Agilent : E4407B-STD ESA-E Standard Spectrum Analyzer

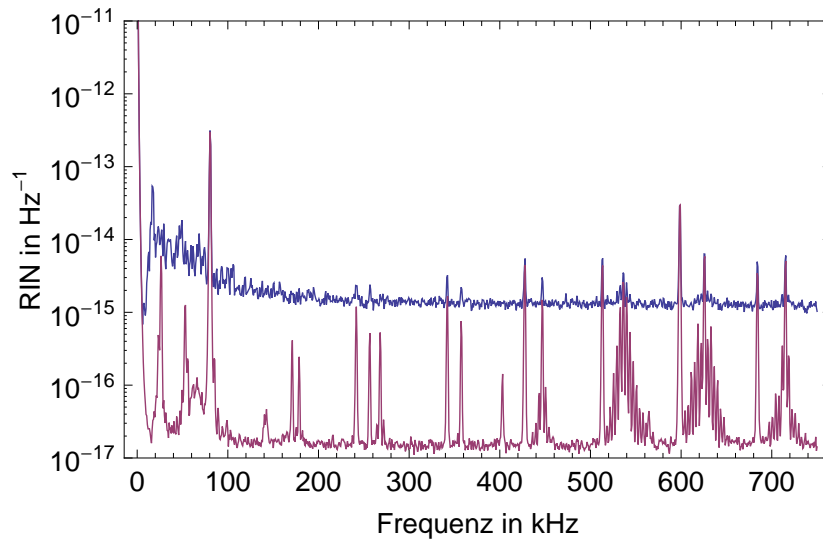


Abbildung 1.7: Das gemessene Intensitätsspektrum des Diodenlasers. Die blaue Linie zeigt das RIN des Diodenlasers an und die rote Linie das Rauschen der Photodiode. Beide Spektren werden mit einer RBW von 1 kHz aufgenommen.

stammt die 80 kHz Spitze von der Ionen-Getter-Pumpe und die anderen Störsignale von den Schaltnetzteilen eines Powermeters und einer Kamera, die am Experiment verwendet werden. Diese Störsignale werden zu einem anderen Zeitpunkt mit einer selbstgebauten Antenne, die aus einer Metallplatte besteht, vermessen, um die Ursache der Störsignale zu bestimmen. Dazu wird diese Antenne an den Spektrum-Analysator angeschlossen, nahe an den optischen Tisch gebracht und das Signal analysiert (vergleiche Abbildung 1.8). Die Frequenzen und Strukturen in den Messungen des elektrischen Rauschens (rote Linie) in Abbildung 1.7 und der Messung der selbst gebauten Antenne in Abbildung 1.8 bei ans Stromnetz angeschlossenem Powermeter (rote Linie in Abbildung 1.8) und bei angeschlossener Kamera (gelbe Linie in Abbildung 1.8) gleichen sich stark und nur der Unterschied in der eingestellten Auflösungsbandbreite macht sich bemerkbar.

Bei der Aufnahme der weiteren Spektren wird darauf geachtet, dass keine Störsignale gemessen werden. Dazu wird sichergestellt, dass die Intensität vor der Photodiode so hoch ist, dass das absolute Rauschen der Intensität deutlich größer ist als das elektrische Rauschen der Photodiode. Dies ändert nichts an dem relativen Rauschen der Spannung, das der Spektrum-Analysator misst.

Das RIN des Nd:YAG-Lasers ist in Abbildung 1.9 in doppelt logarithmischer Skala gezeigt. Dieses Spektrum kann in ein weißes Grundrauschen auf der Höhe von ca. $5 \cdot 10^{-15} \text{ Hz}^{-1}$ und in drei ausgeprägte Spitzen, die bei den Frequenzen 136 kHz, 272 kHz und 2,8 MHz liegen, eingeteilt werden. Bei höheren Frequenzen als 2,8 MHz fällt das RIN von der Spitze um vier Größenordnungen ab und nähert sich einem konstanten Wert von ca. 10^{-16} Hz^{-1} an.

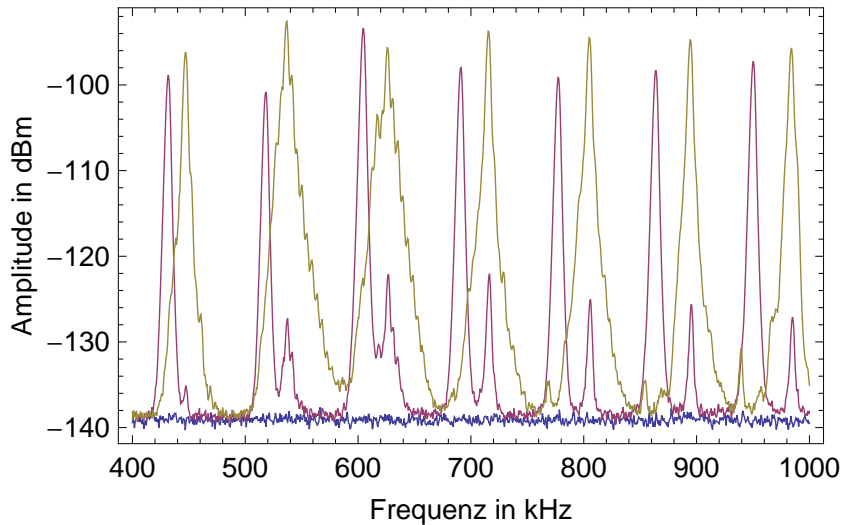


Abbildung 1.8: Messung der Störsignale mit der selbstgebauten Antenne bei einer RBW von 3 kHz. Die blaue Linie gibt das Untergrund-Rauschen des Spektrum-Analysators wieder, wenn die Antenne weit genug vom optischen Tisch entfernt ist. Die rote Linie zeigt das Signal, wenn nur das Power-Meter an eine Spannungsleiste im Labor angeschlossen ist und die gelbe Linie bildet das Signal ab, wenn nur die Kamera mit der Spannungsleiste verbunden ist. Die Amplitude bezeichnet das erzeugte Spannungsrauschen am Spektrum-Analysator in Einheiten von dBm und dient nur der Identifizierung der Ursache der Störsignale.

Die 272 kHz-Spitze ist die zweite Harmonische der Spitze bei 136 kHz. Die spektralen Breiten (engl. Full-Width-Half-Maximum, FWHM) beider Spitzen sind jeweils kleiner als die minimale Auflösungsbandbreite (RBW) des Spektrum-Analysators, die bei 1 kHz liegt. Zur Berechnung der spektralen Leistungsdichte ist es jedoch notwendig die genaue Breite der Spitzen zu kennen. Zur Bestimmung des RIN kann nur die minimale RBW von 1 kHz verwendet werden, wodurch das RIN bei diesen zwei Frequenzen nur eine untere Abschätzung darstellt. Den Effekt der RBW auf die Höhe der spektralen Leistungsdichte sieht man in Abbildung 1.9 deutlich. Die zwei Messungen der verschiedenen Frequenzbereiche werden mit unterschiedlichen RBW aufgenommen. Die spektrale Dichte für die niedrigere RBW (blaue Linie) ist höher, weil die absolute Amplitude durch die Wahl der RBW nicht geändert wird.

Da die Spitze bei 136 kHz und ihre zweite Harmonische nur bei der Messung der Intensität erscheinen und nicht im elektrischen Rauschen der Photodiode zu erkennen sind, zeigt sich diese Schwankung in der Intensität des Nd:YAG-Lasers. 136 kHz liegt im typischen Frequenzbereich von Schaltnetzteilen und die scharfe spektrale Breite lässt vermuten, dass es eine elektrische Störquelle ist, die sich auf die Intensität des Nd:YAG-Lasers überträgt. Da der Nd:YAG-Laser an einer unterbrechungsfreien Stromversorgung angeschlossen ist wird vermutet, dass es ein internes Störsignal des Nd:YAG-Lasers ist. Ob diese Vermutung richtig ist, konnte nicht überprüft werden.

Die Spitze bei 2,8 MHz ist der Relaxationspeak (siehe [23]) des Nd:YAG-Lasers. Dieser

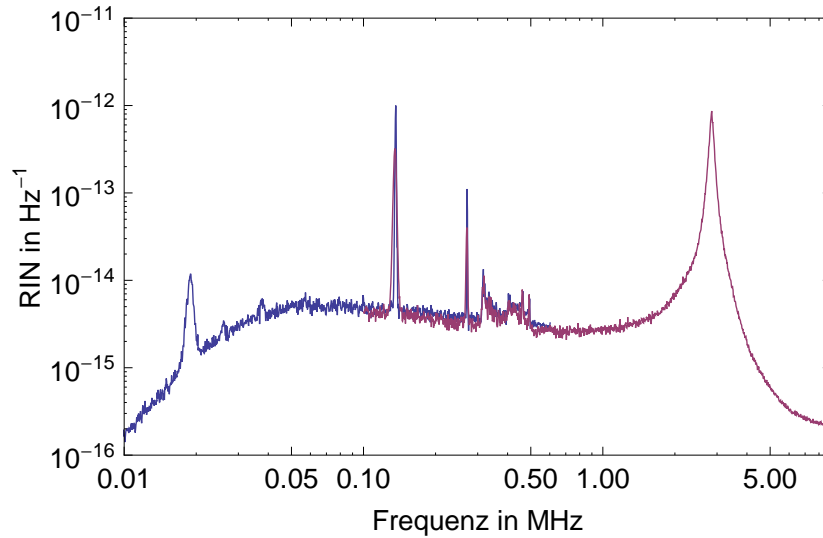


Abbildung 1.9: Messung des Intensitätsspektrum des Nd:YAG-Lasers. Die blaue Linie zeigt eine Messung bei Frequenzen von 10 kHz bis 600 kHz und einer RBW von 1 kHz. Die rote Linie stellt die Messung bei Frequenzen von 100 kHz bis 10 MHz mit einer RBW von 3 kHz dar.

entsteht durch Schwankungen in der Pumpleistung des Nd:YAG-Lasers, die typischerweise zu einem gedämpften Einschwingen der Ausgangsleistung in einen Gleichgewichtszustand mit der Relaxationsfrequenz ω_R , die in diesem Fall bei 2,8 MHz liegt, führen.

Bei Frequenzen unter 50 kHz fällt das Spektrum scheinbar stark ab, jedoch ist das auf den Gleichstrom-Blocker zurückzuführen, der sich zum Schutz des Spektrum-Analysators an dessen Eingang befindet. Eine Messung ohne Gleichstrom-Blocker wird nicht durchgeführt, weshalb keine genauen Aussagen über das Verhalten bei kleineren Frequenzen als ca. 50 kHz gemacht werden können. Der wichtigere Teil des Spektrums liegt jedoch im Bereich der einfachen und doppelten Fallenfrequenzen zwischen 100 kHz und 1 MHz mit dem im nächsten Abschnitt die konservativen Speicherzeiten berechnet werden.

Im Folgenden wird das Intensitätsspektrum des Ti:Sa-Lasers analysiert. Wegen der Durchstimmbbarkeit des Ti:Sa-Lasers kann das Intensitätsspektrum je nach Wellenlänge, bei der der Laser betrieben wird, unterschiedlich sein. Für eine erste Beschreibung wird das Spektrum bei der Wellenlänge von 984 nm aufgenommen, bei der der Ti:Sa-Laser zum Zeitpunkt der Messung eingestellt ist.

Das gemessene RIN des Ti:Sa-Lasers in Abbildung 1.10 zeigt mehr Struktur als die vorherigen des Diodenlasers oder des Nd:YAG-Lasers. Bei Frequenzen bis 100 kHz zeigen sich mehrere Spitzen und eine breite Formation, die sich zwischen ca. 65 kHz bis 100 kHz befindet. Eine sehr ähnliche Form breitet sich über den Bereich von ca. 130 kHz bis 200 kHz, also bei den doppelten Frequenzen, aus. Der Ursprung dieser Spitzen ist unbekannt und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

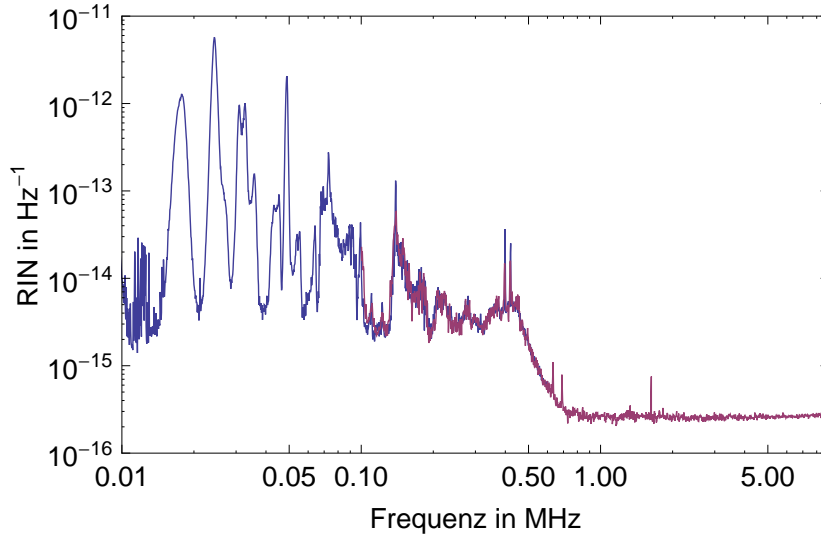


Abbildung 1.10: Messung des Intensitätsspektrums des Ti:Sa-Lasers bei einer Wellenlänge von 984 nm. Die blaue Linie beschreibt das Spektrum bei Frequenzen von 10 kHz bis 600 kHz, welches mit einer RBW von 1 kHz aufgenommen wird. Die rote Linie zeigt das Spektrum bei Frequenzen von 100 kHz bis 10 MHz und wird mit einer RBW von 3 kHz gemessen.

Bei ca. 400 kHz sieht man eine „Stufe“ bei der sich das RIN über einen Frequenzbereich von etwa 350 kHz um eine Größenordnung verringert und ab da einen frequenzunabhängigen Verlauf annimmt. Nur vereinzelt sind Spitzen zu erkennen, deren Amplitude aber nur um einen Faktor drei höher sind als das Niveau des Grundrauschens und somit eher unscheinbar sind.

Wegen dieser Frequenzunabhängigkeit und der sehr kleinen Amplitude des Rauschens ab etwa 750 kHz, liegt es nahe zu vermuten, dass das Schrotrauschen dominiert. Das Schrotrauschen beschreibt die inhärente Unsicherheit bei der Detektion von Photonen. Die Photonenzahl-Statistik des Lichtes eines idealen Lasers folgt einer Poissonverteilung [24], nach der die Standardabweichung $\langle \Delta n^2 \rangle$ von n gleich der mittleren Photonenzahl $\langle n \rangle$ und unabhängig von der betrachteten Frequenz der Schwankung ist. Daraus folgt direkt, dass sich die spektrale Leistungsdichte des relativen Rauschens von n in einem Frequenzband df (siehe Gleichung 1.29)

$$S_n df = \frac{\langle \Delta n^2 \rangle}{\langle n \rangle^2} df = \frac{1}{\langle n \rangle} df \quad (1.48)$$

mit sinkender mittleren Photonenzahl $\langle n \rangle$ vergrößert. Dies gilt dann ebenfalls für das RIN, da die Intensität proportional zur Photonenzahl ist. Diese Zunahme des relativen Rauschens mit sinkender Intensität kann überprüft werden, indem das RIN bei verschiedenen Leistungen aufgenommen wird.

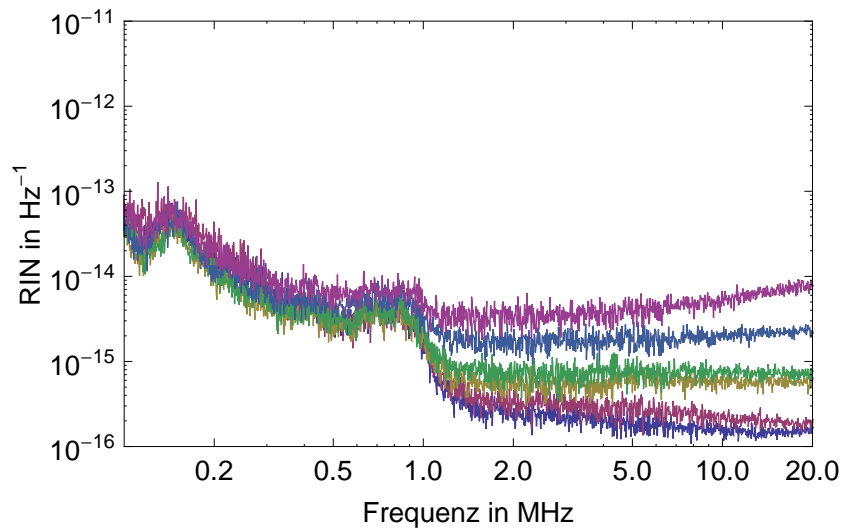


Abbildung 1.11: Messung zur Untersuchung des Schrotrauschens. Gezeigt sind die gemessenen RIN bei verschiedenen Intensitäten vor der Photodiode, wobei ohne Graufilter die Leistung vor der Photodiode etwa 1 mW beträgt. Die Transmissionen T der Graufilter betragen von unten nach oben 100% (blau), 88% (rot), 55% (gelb), 45% (grün), 25% (dunkelblau) und 12% (lila). Das Spektrum steigt ab ca. 1 MHz kontinuierlich mit geringerer Intensität an. Die Wellenlänge des Ti:Sa beträgt bei dieser Messung 853 nm und die RBW des Spektrum-Analysators 30 kHz.

In Abbildung 1.11 ist die Messung des RIN im Bereich von 100 kHz bis 10 MHz bei verschiedenen Leistungen gezeigt, wobei die Intensität vor der Photodiode durch verschiedene Graufilter abgeschwächt wird. Diese Messung wird zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt, bei dem die Wellenlänge des Ti:Sa-Lasers für Untersuchungen in Kapitel 3 auf 853 nm eingestellt ist. Der Verlauf einer Stufe ist jedoch bei beiden Wellenlängeneinstellungen vorhanden.

Das RIN ändert sich bei Frequenzen unter 1 MHz mit der Intensität weitgehend nicht. Bei höheren Frequenzen steigt es hingegen kontinuierlich mit geringerer Intensität an. Ohne Graufilter (unterste Linie, blau) ist das Spektrum über 1 MHz nicht flach, sondern fällt ab. Das lässt darauf schließen, dass bei dieser Intensität noch das Rauschen des Ti:Sa-Lasers dominiert. Bei dem Graufilter mit der geringsten Transmission (oberste Linie, lila) ist ein Ansteigen zu hohen Frequenzen hin zu erkennen. Zusätzlich steigt das Spektrum für Dies liegt daran, dass die absolute Rauschleistung auf das Niveau des Photodiodenrauschens gesunken ist, welches in diesem Frequenzbereich ansteigt. Bei diesen absoluten Rauschleistungen ist auch bei Frequenzen kleiner als 1 MHz ein Anstieg des Spektrums zu sehen. Diese Messungen lassen den Schluss zu, dass der Ti:Sa in diesem Frequenzbereich und bei einer Lichtleistung von etwa 1 mW durch Schrotrauschen dominiert, bzw. dem Schrotrausch-Niveau sehr nahe kommt.

In dieser Messung ist ein weiteres Merkmal des Ti:Sa zu erkennen. Wie oben beschrieben beginnt die Stufe in Abbildung 1.10 bei ca. 400 kHz. In Abbildung 1.11 beginnt sie jedoch

bei ca. 1 MHz. Der Hauptunterschied der zwei Messungen ist die Wellenlänge, bei der der Ti:Sa betrieben wird. Es ist nicht klar, ob diese Verschiebung der Stufe ausschließlich durch die Änderung der Wellenlänge ausgelöst wird, oder ob andere Ursachen, wie zum Beispiel die Justage der Optiken innerhalb des Ti:Sa, der Grund dafür sind. Aus diesen Intensitätsspektren können nun die konservativen Speicherzeiten t_k für die Nd:YAG-Fallenkonfigurationen und die Ti:Sa-Fallenkonfigurationen bestimmt werden.

1.3.2 Konservative Speicherzeiten der nanofaserbasierten Dipolfalle

Die konservativen Speicherzeiten t_k des parametrischen und resonanten Heizens, das durch Intensitätsrauschen der Dipolfelder ausgelöst wird, werden mit den Gleichungen 1.38 und 1.46 berechnet. Im Folgenden werden diese Speicherzeiten für die zwei Fallenkonfigurationen mit den RIN der drei verwendeten Laser berechnet. Dabei werden die Speicherzeiten im parametrischen Fall für die drei verschiedenen Freiheitsgrade r , z und φ und im resonanten Fall für die radiale Richtung berechnet, da Intensitätsschwankungen nur in der radialen Richtung zu einem resonanten Heizen führen.

Da das gemessene Intensitätsspektrum des Diodenlasers elektrische Störspitzen enthält, wird zur Bestimmung der konservativen Speicherzeit statt der Messwerte des RIN eine konstante spektrale Leistungsdichte von $5 \cdot 10^{-15} \text{ Hz}^{-1}$ verwendet, um die Störspitzen nicht zu berücksichtigen. Dies ist für das gemessene RIN (siehe Abbildung 1.7) ohne die Störspitzen eine obere Abschätzung für den Bereich von 100 kHz bis 750 kHz.

Als erstes werden die Speicherzeiten der Nd:YAG-Konfiguration betrachtet. Diese sind für den parametrischen Fall in Abbildung 1.12 gezeigt. Die durchgezogenen Linien stellen die konservative Speicherzeit t_k in Abhängigkeit der doppelten Fallenfrequenz $2f_{tr}$ des harmonischen Oszillators für die drei Freiheitsgrade dar. Die vertikalen gestrichelten Linien markieren die doppelten Fallenfrequenzen $2f_{tr,i}$ ($i \in \{r, z, \varphi\}$) der harmonischen Näherung des jeweiligen Freiheitsgrades. Der Schnittpunkt der vertikalen gestrichelten Linien mit den durchgezogenen Linien ergibt somit den Wert der konservativen Speicherzeit. Dabei kennzeichnet die Farbe Blau die radiale, die Farbe Rot die axiale und die Farbe Gelb die azimuthale Speicherzeit t_k und doppelte Fallenfrequenz $2f_{tr,i}$ ($i \in \{r, z, \varphi\}$). Zusätzlich gibt die gestrichelte horizontale Linie die gemessene Speicherzeit von 66 ms an.

Daran ist zu erkennen, dass jeder Schnittpunkt eine Speicherzeit über 100 s besitzt und damit drei Größenordnungen über der gemessenen Speicherzeit liegt. Der einzige kritische Punkt ist die Nähe der doppelten azimuthalen Frequenz (gelbe Linien) bei 294 kHz zur Spitze bei 272 kHz. Wie in Abschnitt 1.3 erklärt besitzt diese Spitze eine spektrale Breite, die kleiner als die minimale RBW des Spektrum-Analysators ist, weswegen die spektrale Dichte diese Spitze nicht genau bestimmt ist. Bei dieser Spitze bindet sich die Speicherzeit bei 10 s, jedoch ist dies die Messung bei einer RBW von 3 kHz. t_k fällt mindestens auf 3,33 s bei einer RBW von 1 kHz ab. Bei einer wirklichen spektralen Breite dieser Spitze bei 272 kHz von 5 Hz sinkt die Speicherzeit auf 50 ms, wodurch die gemessene Speicherzeit plausibel ist, wenn die azimuthale Fallenfrequenz bei 272 kHz liegt.

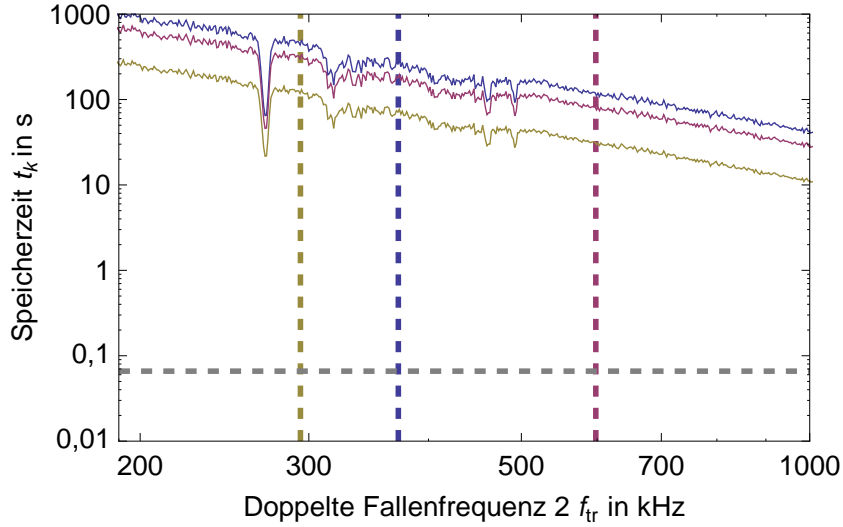


Abbildung 1.12: Berechnete $t_k(2f_{tr})$ (durchgezogene Linien) für den parametrischen Fall der Nd:YAG-Konfiguration in der radialen (blau), axialen (rot) und azimuthalen (gelb) Richtung. Die gestrichelten vertikalen Linien markieren die doppelte radiale (blau), axiale (rot) und azimutale (gelb) Fallenfrequenz der harmonischen Näherung. Die horizontale Linie kennzeichnet die gemessene Speicherzeit von 66 ms.

Dies ist jedoch ein sehr spezieller Fall und ohne Überprüfung der spektralen Breite sehr spekulativ.

Die konservative Speicherzeit t_k des resonanten Heizens in Abhängigkeit der Fallenfrequenz f_{tr} eines harmonischen Oszillators für die Nd:YAG-Konfiguration ist in Abbildung 1.13 durch die blaue durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte vertikale blaue Linie markiert die radiale Fallenfrequenz $f_{tr,r}$ der harmonischen Näherung bei 186 kHz und die horizontale die gemessene Speicherzeit von 66 ms. $t_k(f_{tr})$ ist im Vergleich zum parametrischen Fall deutlich geringer, sodass das resonante Heizen einen stärkeren Effekt auf die Cs-Atome in der Dipolfalle besitzt. Beim Schnittpunkt der blauen vertikalen Linie mit t_k ergibt sich eine Speicherzeit von etwa 50 s, was wiederum drei Größenordnungen mehr im Vergleich zur gemessenen Speicherzeit entspricht. Doch wie in Kapitel 1.2.1 beschrieben ist das radiale Potential der Nd:YAG-Konfiguration stark asymmetrisch, wodurch die harmonische Näherung nur sehr nahe um das Potentialminimum erfüllt ist. Die Dynamik der Cs-Atome in der Falle bei Energien der Atome höher als $60\mu K$ ist komplizierter als die des harmonischen Oszillators. Als Vergleich sind die Fallenfrequenzen 154 kHz und 219 kHz einer harmonischen Näherung für die zwei Bereiche um das Potentialminimum in radialer Richtung aus Kapitel 1.2.1 als rote vertikale Linien markiert. Diese geben zwar keine genaue Aussage über die Oszillationsfrequenzen der Cs-Atome, dienen aber als Verdeutlichung der komplizierten Situation. Vor allem sollen sie darauf hinweisen, dass die zwei Spitzen bei 136 kHz und 272 kHz potentielle Störungen für die radiale Bewegung der Atome darstellen, besonders wegen der ungeklär-

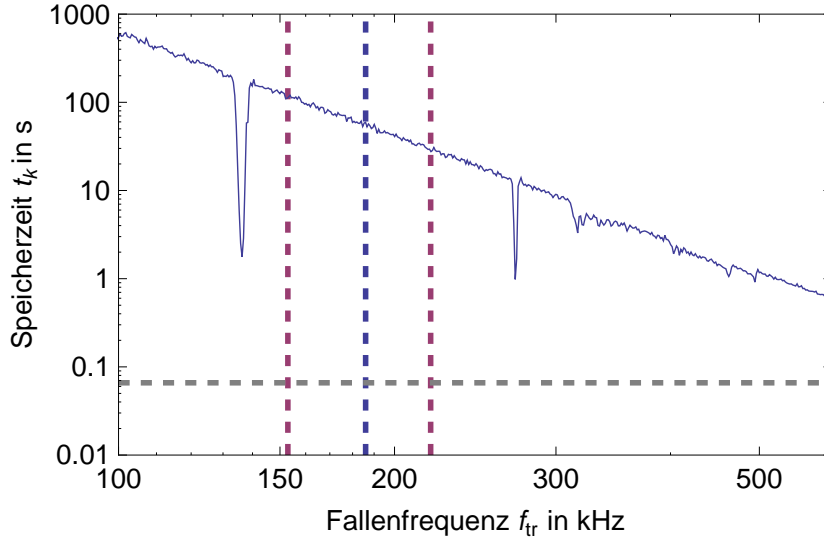


Abbildung 1.13: Berechnete $t_k(f_{tr})$ (blaue durchgezogene Linie) für den resonanten Fall der Nd:YAG-Konfiguration in der radialen Richtung. Die blaue gestrichelte vertikale Linie markiert die radiale Fallenfrequenz der harmonischen Näherung. Die horizontale Linie kennzeichnet die gemessene Speicherzeit von 66 ms. Die roten gestrichelten vertikalen Linien markieren die aus Kapitel 1.2.1 bestimmten Fallenfrequenzen für die zwei Bereiche des radialen Potentials um das Potentialminimum.

ten spektralen Breite dieser Spitzen. Diese Betrachtung gilt auch für den parametrischen Fall für die doppelte radiale Fallenfrequenz und die Spitze bei 272 kHz.

Abschließend lässt sich sagen, dass diese Spitzen eine mögliche Limitierung der Speicherzeit darstellen. Die Speicherzeit der Nd:YAG-Konfiguration ohne diese zwei Spitzen im Intensitätsrauschen des Nd:YAG-Lasers wäre mit großer Wahrscheinlichkeit nicht durch Intensitätsrauschen der Laser limitiert. Dieser Umstand bedarf damit weiterer Untersuchungen.

Eine einfache Möglichkeit dies zu untersuchen ist der Austausch des Nd:YAG-Lasers durch einen anderen Laser, der solche Spitzen im Intensitätsrauschen nicht besitzt. Beispielsweise der Ti:Sa-Laser. Da die Speicherzeit der Ti:Sa-Konfiguration in Kapitel 1.1 schon mit 38 ms angegeben ist, dient die Berechnung der konservativen Speicherzeiten somit zur Überprüfung der Möglichkeit, dass der Ti:Sa-Laser aufgrund anderer Intensitätsschwankungen die Speicherzeit limitiert.

In Abbildung 1.14 ist die konservative Speicherzeit für das parametrische Heizen der Ti:Sa-Fallenkonfiguration gezeigt. Die Zuordnung der Farben zu den einzelnen Freiheitsgraden ist identisch zur vorherigen Vorgehensweise, und die gestrichelte horizontale Linie markiert die gemessene Speicherzeit von 38 ms. Es zeigt sich, dass die $t_k(2f_{tr})$ bei den doppelten Fallenfrequenzen der harmonischen Näherung für alle drei Freiheitsgrade über 10 s liegt. Weiterhin befinden sich keine auffälligen Strukturen im Bereich der doppel-

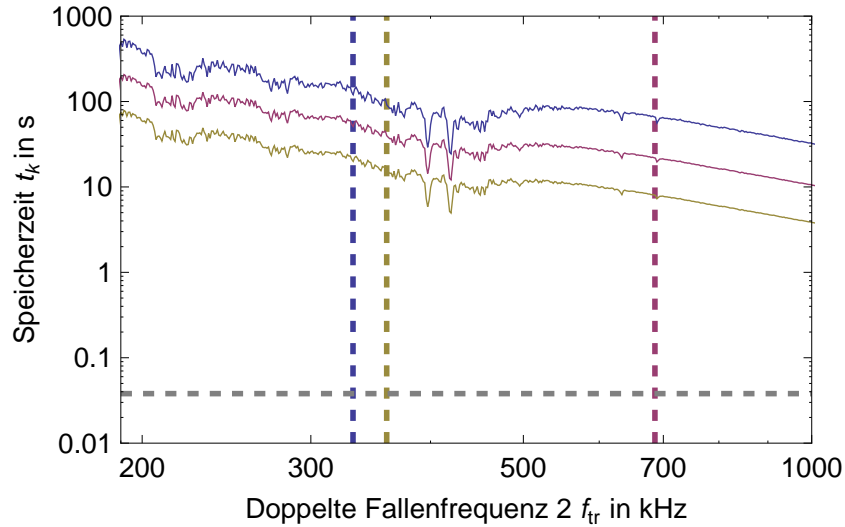


Abbildung 1.14: Berechnete $t_k(2f_{tr})$ (durchgezogene Linien) für den parametrischen Fall der Ti:SA-Konfiguration in der radialen (blau), axialen (rot) und azimuthalen (gelb) Richtung. Die gestrichelten vertikalen Linien markieren die doppelte radiale (blau), axiale (rot) und azimutale (gelb) Fallenfrequenz der harmonischen Näherung. Die horizontale Linie kennzeichnet die gemessene Speicherzeit von 38 ms.

ten Fallenfrequenzen, die die Speicherzeit massiv reduzieren, wenn $2f_{tr,i}$ ($i \in \{r, z, \varphi\}$) bei diesen Frequenzen liegen würde. Die 10s zeigen die in Kapitel 1.2 erwähnte stärkere Anfälligkeit der Ti:Sa-Fallenkonfiguration gegenüber Intensitätsschwankungen im Vergleich zur Nd:YAG-Fallenkonfiguration, jedoch ist die konservative Speicherzeit zwei Größenordnungen größer als die gemessene Speicherzeit. Deswegen wird die konservative Speicherzeit des resonanten Heizens betrachtet.

Die berechnete t_k ist in Abbildung 1.15 gezeigt, wobei die durchgezogene Linie $t_k(f_{tr})$ angibt und die gestrichelte vertikale Linie die radiale Fallenfrequenz der harmonischen Näherung bei 166 kHz markiert. Zusätzlich kennzeichnet die gestrichelte horizontale Linie die gemessene Speicherzeit von 38 ms. Bei der radialen Fallenfrequenz der harmonischen Näherung ergibt sich t_k zu etwa 6 s und somit ist der stärkere Effekt des resonanten Heizens auch für die Ti:Sa-Fallenkonfiguration festzustellen. Der Verlauf von $t_k(f_{tr})$ zeigt, dass für Fallenfrequenzen nahe an 400 kHz die gemessene Speicherzeit plausibel erscheint, jedoch gibt die harmonische Näherung des Potentials in radialer Richtung keinen Anlass zu vermuten, dass die Fallenfrequenz in radialer Richtung bis dahin ansteigt. Nur eine spektral scharfe Spitze bei 140 kHz sticht heraus die Grund für Spekulationen liefert, jedoch sind diese ohne weitere Untersuchungen nicht stichhaltig.

Da die Zweifel, ob das Intensitätsrauschen der Dipolfelder die Ursache der Speicherzeitlimitierung darstellt, durch diese Betrachtungen nicht vollständig ausgeräumt werden, wird im nächsten Kapitel eine Intensitätsstabilisierung entwickelt und die Wirkung auf die gemessene Speicherzeit untersucht.

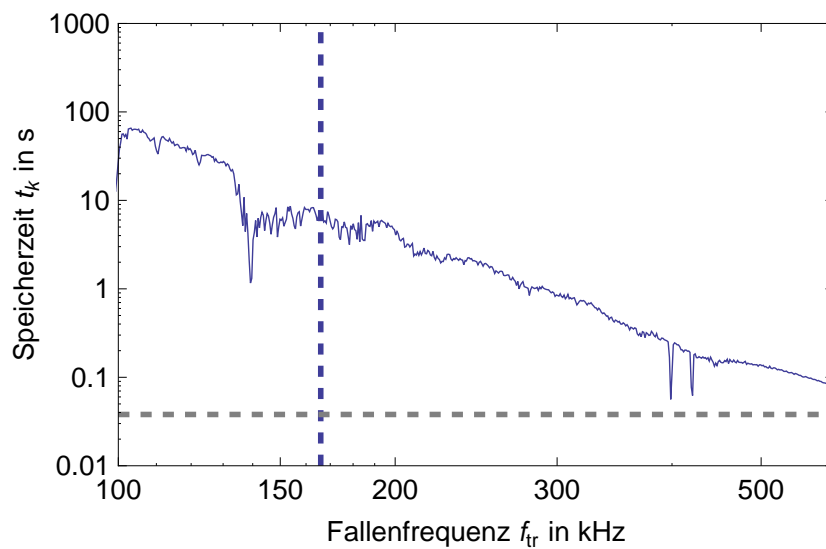


Abbildung 1.15: Berechnete $t_k(f_{tr})$ (blaue durchgezogene Linie) für den resonanten Fall der Ti:Sa-Konfiguration in der radialen Richtung. Die blaue gestrichelte vertikale Linien markiert die radiale Fallenfrequenz der harmonischen Näherung. Die horizontale Linie kennzeichnet die gemessene Speicherzeit von 38 ms.

2 Konzeption einer Intensitätsstabilisierung

Der Einfluss von Intensitätsrauschen durch resonantes oder parametrisches Heizen auf die Atome in der nanofaserbasierten Dipolfalle kann nach den Abschätzungen in Kapitel 1.3 nicht eindeutig als Ursache für die Limitierung der Speicherzeit ausgeschlossen werden. Deshalb wird eine Intensitätsstabilisierung konzipiert, welche die Fluktuationen der Intensität im Frequenzbereich der einfachen und doppelten Fallenfrequenzen unterdrückt und dadurch die Wirkung von resonantem und parametrischem Heizen reduzieren soll. Zudem kann ein möglicher unbekannter Heizmechanismus, der über Schwankungen der Intensität vonstatten geht, mit der Stabilisierung abgeschwächt werden.

Ist dies nicht der Fall, so kann die Intensitätsregelung in Zukunft Verwendung finden, wenn die limitierende Ursache behoben ist und das Intensitätsrauschen als neue Beschränkung der Speicherzeit in Erscheinung tritt. Zudem kann die Stabilisierung zur elektrischen Steuerung der mittleren Intensität eines Dipolfeldes verwendet werden, was der Reproduzierbarkeit der Fallenkonfigurationen zu Gute kommt. Die Stabilisierung wird in erster Linie für den Ti:Sa-Laser entwickelt, lässt sich aber auch bei anderen Lasern verwenden.

Das Ziel ist eine Rauschunterdrückung bis 1 MHz zu erreichen. Damit wäre es möglich, das parametrische Heizen für Fallenfrequenzen bis 500 kHz zu senken. Besonders für die axiale Fallenfrequenz, die bei der Nd:YAG-Fallenkonfiguration (1064 nm) bei 299 kHz und der Ti:Sa-Konfiguration (975 nm) bei 343 kHz liegt, ist dies wichtig, da sie mit kleiner werdender Wellenlänge des rotverstimmten Dipolfeldes zunimmt. Bei der Suche nach magischen Wellenlängen mit dem Ti:Sa-Laser (siehe Kapitel 1.1.1) wird dies nötig sein.

Für die Konzeption einer Intensitätsstabilisierung wird die Funktionsweise eines elektrischen Reglers erklärt, der Aufbau einer Stabilisierung in zwei Varianten beschrieben und das Ergebnis der Rauschunterdrückung dargelegt.

2.1 Ein elektronischer Regler für die Intensitätsstabilisierung

Ein Regler ist eine Vorrichtung, die eine bestimmte physikalische Größe mit einem Referenzwert vergleicht und diese so ändert, dass die Abweichung möglichst klein wird. Der Regler, der hier entwickelt wird, soll Abweichungen der Intensität von einem vorgegebenen Wert kompensieren, indem er die Intensität steuert. Um den Vorgang des Regelns zu veranschaulichen, werden einige Grundlagen der Elektronik, der Regelungstechnik und der verwendete Regler-Typ mithilfe von [25] erklärt.

2.1.1 Grundlagen der Elektronik

Für das Verständnis der Grundlagen der Regelungstechnik werden einige Begriffe aus der Elektronik eingeführt. Dazu gehören der Verstärker, das Bode-Diagramm und der Tiefpass als Standardbeispiel für die Veranschaulichung der Verstärkung und des Bode-Diagramms.

Ein Verstärker ist ein elektronisches Gerät, das eine vorgegebene Spannung U_E um einen Faktor A verstärkt und die Spannung $U_A = AU_E$ ausgibt. Die Verstärkung $A(f)$ kann somit als das Verhältnis zwischen Ausgangs- und Eingangsspannung des Verstärkers

$$A(f) = \frac{U_A}{U_E} = |A(f)| e^{i\varphi(f)} \quad (2.1)$$

definiert werden. Dabei werden U_A und U_E als sinusförmige Wechselspannungen mit der Frequenz $f = \omega/2\pi$ betrachtet. Es ist nützlich, U_A und U_E als komplexe Größen gemäß $U_j = |U_j|e^{i\omega t}$ zu definieren, um leichter mit den komplexen Phasen rechnen zu können. Die Verstärkung A , bzw. der Betrag der Verstärkung $|A|$ und die Phasenverschiebung φ können somit in Abhängigkeit der Frequenz f des Eingangssignals beschrieben werden. Das bedeutet, dass Signale mit verschiedenen Frequenzen f den Verstärker mit unterschiedlichen Verstärkungen durchlaufen können. Zur Charakterisierung des Frequenzganges von $|A|$ und φ eines beliebigen Systems dient der Bode-Plot, der den Transfer eines sinusförmigen Signals in Abhängigkeit seiner Frequenz f durch das betrachtete System beschreibt. Typischerweise wird ein Bode-Plot in einer doppelt-logarithmischen Skala gezeigt, wobei der Betrag der Verstärkung als logarithmisches Spannungsverhältnis $|A|^{\#}$ in dB [25]

$$|A|^{\#} = 20 \text{ dB} \log \frac{|U_A|}{|U_E|} \quad (2.2)$$

angegeben ist. Im Folgenden werden die Beträge der Verstärkungen in den Bode-Diagrammen nur als logarithmisches Spannungsverhältnis in dB angegeben. Für die Beschreibung der komplexen Verstärkung wird jedoch weiterhin der lineare Zusammenhang dargestellt. Das #-Symbol wird in allen Fällen weggelassen.

Es wird die Verstärkung eines elektrischen Tiefpasses 1. Ordnung, bestehend aus einem Widerstand R und einem dazu in Reihe geschaltetem Kondensator C , betrachtet (siehe Abbildung 2.1). Die Verstärkung des Tiefpasses folgt aus der Rechenregel für einen Spannungsteiler nachdem $U_A/U_E = X_C/(X_C + R)$ ist, wobei $X_C = 1/(i\omega C)$ den komplexen Widerstand einer Kapazität C für eine sinusförmige Spannung mit Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ bezeichnet. Dabei ist $\tau = R \cdot C$ die Zeitkonstante des RC-Glieds. Die Verstärkung des Tiefpasses lautet somit [25]

$$A_{\text{Tiefpass}} = \frac{1}{1 + i\omega\tau} = \frac{1}{1 + 2\pi i f RC} \quad (2.3)$$

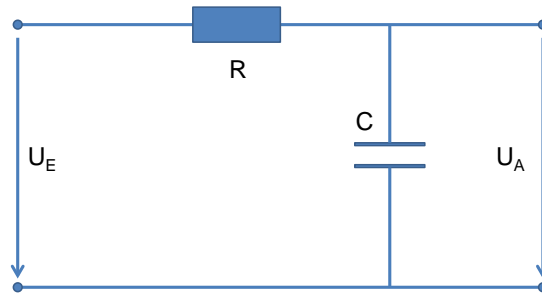


Abbildung 2.1: Schema eines elektrischen Tiefpasses 1. Ordnung, der aus einem Widerstand R und einem dazu in Reihe geschaltetem Kondensator C besteht.

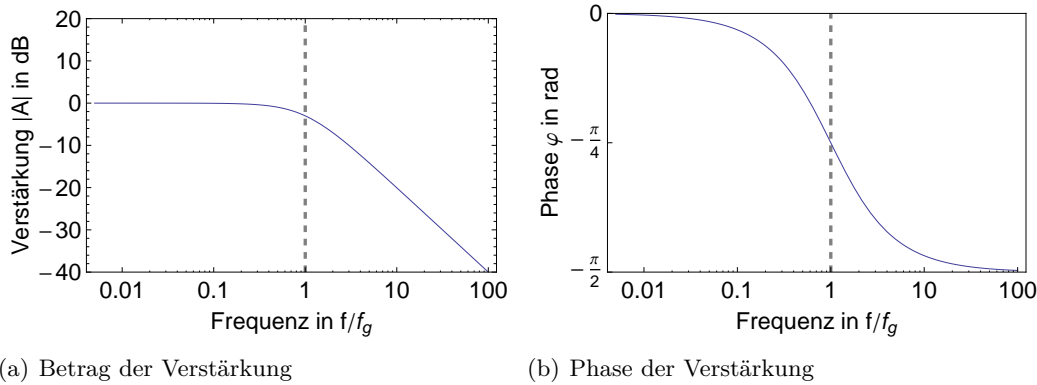


Abbildung 2.2: Bode-Plot eines Tiefpasses 1. Ordnung. Der Betrag der Verstärkung $|A|$ ist in (a) und die Phase φ in (b) gezeigt. Die Frequenz f ist in Einheiten von f_g angegeben und die gestrichelten Linien markieren f_g .

Die Verstärkung eines Tiefpasses 1. Ordnung ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Man kann den Frequenzgang dieses Tiefpasses in zwei Bereiche einteilen (siehe Abbildung 2.2(a)). Zum Einen für Frequenzen $f \leq f_g$, bei denen der Betrag der Verstärkung $|A|$ ungefähr 0 dB beträgt, und nur bei $f = 0$ Hz Null wird. Zum Anderen für Frequenzen $f \geq f_g$, bei denen die Verstärkung um 20 dB pro Frequenz-Dekade sinkt. Dabei bezeichnet f_g die Grenzfrequenz des Tiefpasses. Für $f \leq f_g$ ist der Widerstand R deutlich kleiner als der Wechselspannungswiderstand des Kondensators $X_C = 1/(2\pi i f C)$, sodass der imaginäre Anteil im Nenner sehr klein und die Frequenzabhängigkeit sehr gering ist. Für $f \geq f_g$ ändert sich das, und der $1/f$ -Abfall des komplexen Widerstandes X_C kommt zum Tragen, wodurch die meiste Spannung an R statt an X_C abfällt. Die Grenzfrequenz f_g ist diejenige, bei der der Widerstand von X_C auf die Größe von R gesunken ist, also wenn $2\pi f \tau = 1$ gilt. Die Grenzfrequenz f_g eines Tiefpasses 1. Ordnung ergibt sich somit

zu

$$f_g = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi RC} . \quad (2.4)$$

Der Betrag der Verstärkung $|A|$ beträgt -3 dB bei dieser Frequenz, weshalb sie auch als die -3 dB-Grenzfrequenz bezeichnet wird. Der Verlauf der Phasenverschiebung φ des Tiefpasses, der durch einen $-\arctan$ -Verlauf beschrieben wird [25], ist in Abbildung 2.2(b) gezeigt. Somit ändert sich die Phasenverschiebung von 0° bei $f \ll f_g$ auf -90° bei $f \gg f_g$. Dies lässt sich auf die Phasenverschiebungen, die die einzelnen Bauteile hervorrufen, zurückführen. Der Widerstand R erzeugt keine Phasenverschiebung, wogegen der Kondensator C eine Phasenverschiebung von -90° verursacht.

2.1.2 Grundlagen der Regelungstechnik

Die Funktion eines Reglers besteht darin eine Regelgröße X auf einen vorgegebenen Referenzwert, der Führungsgröße W , einzustellen und dort zu halten. Dafür muss der Regler in angemessener Weise der Wirkung von Störungen entgegenwirken.

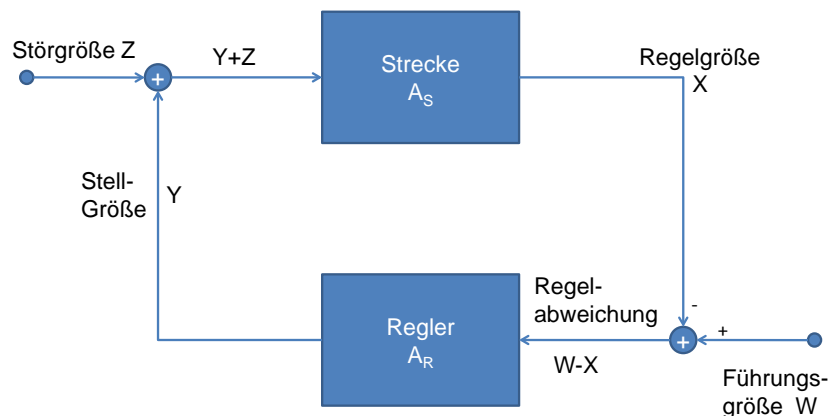


Abbildung 2.3: Blockschaltbild eines grundlegenden Regelkreises, der aus [25] entnommen wird. Die Regelgröße X wird durch den Regler stabilisiert, indem er Schwankungen der Störgröße Z mithilfe der Stellgröße Y korrigiert. Die Strecke beschreibt den Transfer von $Y + Z$ in X , wobei typischerweise ein Teil von $Y + Z$ als stabilisierte Größe weiterverwendet wird.

Die dazu grundlegende Struktur eines Regelkreises ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Der Regler kann über die Stellgröße Y Einfluss auf die Regelgröße X nehmen, um die Re-

gelabweichung $W - X$ möglichst gering zu halten. Die dabei auf die Regelgröße X einwirkenden Störungen werden als Störgröße Z eingeführt, die der Stellgröße Y additiv überlagert sind. Eine Strecke beschreibt dann allgemein den Transfer der Größe $Y + Z$ in die Regelgröße X und berücksichtigt mit der Verstärkung A_S mögliche Verluste, wie zum Beispiel das Auskoppeln eines Teils von $Y + Z$ als stabilisierte Größe aus dem Regelkreis. Es ergibt sich somit

$$X = A_S(Y + Z) . \quad (2.5)$$

Im Folgenden sei der Regelkreis elektronisch realisiert, sodass die Größen innerhalb des Regelkreises elektrische Spannungen bezeichnen und damit elektronische Regler benutzt werden. Der einfachste Fall eines elektrischen Reglers ist ein Proportional-Verstärker, der die Regelabweichung $W - X$ mit der Regelverstärkung A_R an die Stellgröße Y weiter gibt. Dies entspricht

$$Y = A_R(W - X) . \quad (2.6)$$

Im Idealfall geschieht dies unabhängig von der Frequenz und ohne Phasenverschiebung φ , bzw. die Grenzfrequenz des Verstärkers wird sehr viel größer als die Grenzfrequenz der Strecke gewählt.

Zur Beschreibung des Verhaltens dieses Reglers sei ein Beispiel angegeben. Für den Fall, dass die Regelgröße X die Führungsgröße W übersteigt, wird die Regelabweichung $W - X$ negativ und die Stellgröße Y wird im verstärktem Maße (mit A_R) negativer, sodass die Regelgröße X verringert wird. Die Stellgröße Y wirkt somit einer Zunahme der Regelgröße X entgegen, was als eine Gegenkopplung bezeichnet wird. Sind die Verstärkungen A_R des Reglers und A_S der Strecke unabhängig von der Signalhöhe der einzelnen Größen, so spricht man von einem linearen Regelkreis. Dies ist nicht für einen beliebigen Bereich gültig, sondern hängt von den verwendeten elektrischen Bauteilen ab. Typischerweise können Operationsverstärker eine Spannung von $\pm 12\text{ V}$ ausgeben, sodass die Eingangsspannungen $U_E \leq 12\text{ V}/A_R$ sein sollten.

Aus Gleichung 2.5 und 2.6 ergibt sich für die Regelgröße

$$X = \frac{A_R A_S}{1 + A_R A_S} W + \frac{A_S}{1 + A_R A_S} Z . \quad (2.7)$$

Gleichung 2.7 gibt Aufschluss über das Führungs- und Störverhalten des Regelkreises. Der Regler korrigiert Abweichungen nicht instantan, sondern erst nach einer Verzögerung findet ein Einschwingen der Regelgröße auf die Führungsgröße statt. Dies wird als Einschwingen bezeichnet, da es das Verhalten eines gedämpften mechanischen Schwingers zeigt.

Das Führungsverhalten $\partial X/\partial W$ sagt aus, wie gut die Regelgröße X zu W geführt wird und beschreibt das statische Verhalten der Regelung nach dem Einschwingvorgang, wobei an

$$\frac{\partial X}{\partial W} = \frac{A_R A_S}{1 + A_R A_S} = \frac{g}{1 + g} \quad (2.8)$$

zu erkennen ist, dass $\partial X/\partial W$ gegen Eins, bzw. X gegen W konvergiert, wenn die Schleifenverstärkung $g = A_R A_S$ erhöht wird, und somit die Abweichung $W - X$ verkleinert wird.

Das Störverhalten gibt an, wie groß die Variation der Regelgröße X bei Schwankungen der Störgröße Z ist, und beschreibt dadurch das dynamische Verhalten der Regelung während des Einschwingvorgangs. So ist an der Änderung der Regelgröße mit der Störgröße

$$\frac{\partial X}{\partial Z} = \frac{A_S}{1 + A_R A_S} \quad (2.9)$$

zu erkennen, dass diese gegen Null konvergiert, wenn die Regelverstärkung A_R erhöht wird, sodass in diesem Fall X unabhängig von den Fluktuationen von Z ist.

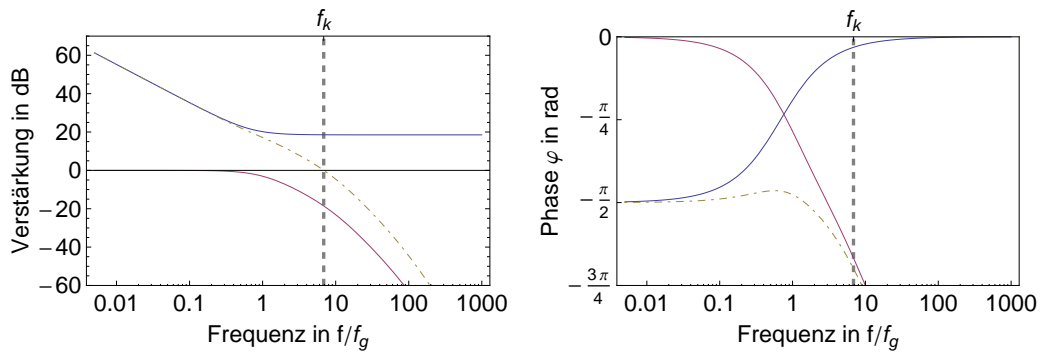
Sowohl das Führungsverhalten als auch das Störverhalten verbessern sich mit Erhöhung von A_R , weswegen ein große Verstärkung des Reglers angestrebt wird. Jedoch kann die Schleifenverstärkung $g = A_R A_S$ nicht beliebig erhöht werden, um das Verhalten des Regelkreises zu steigern. Dies liegt vor allem an der unvermeidlichen Phasenverschiebung $\varphi(f)$, die der Regelkreis besitzt.

Eine Phasenverschiebung auf ein sinusförmiges Signal von -180° führt zu einer Invertierung dieses Signals, wodurch die Gegenkopplung in eine Mitkopplung umschlägt. Der Regelkreis wirkt dann einer Störung nicht mehr entgegen, sondern verstärkt diese und regt damit das System zu einer Oszillation an. Jedoch geschieht dies nur, wenn auch die Schleifenverstärkung $g = A_R A_S \geq 1$ ist, weswegen die Frequenz f_k bei der die Schleifenverstärkung $g = 1$ beträgt, als kritische Frequenz bezeichnet wird. Die Phasenreserve $\alpha = 180 - |\varphi(f_k)|$ ist dabei ein Maß, wie sehr der Einschwingvorgang gedämpft ist. Bei $\alpha = 0^\circ$ oszilliert der Regelkreis ungedämpft und bei $\alpha = 90^\circ$ tritt der aperiodische Grenzfall auf.

Die Aufgabe der Regeltechnik ist es, entgegen der Beschränkung durch die Phasenverschiebung ein möglichst gutes Führungs- und Störverhalten des Regelkreises zu erzielen. Deshalb wird zum Proportional-Verstärker ein „Integrator“ und ein „Differentiator“ hinzugefügt, die den Frequenzgang ändern und damit das Verhalten des Reglers verbessern. Diese Regler werden dann PI-Regler, bzw. PID-Regler genannt. Da in dieser Arbeit der PI-Regler realisiert wird, wird dieser nun näher erläutert.

2.1.3 Der Proportional-Integral-Regler

Beim PI-Regler wird zum Frequenzgang des Proportional-Verstärkers ein Integrator hinzugefügt. Der Integrator besitzt die Eigenschaft, dass seine Verstärkung einen $1/f$ -Verlauf beschreibt, sodass die Verstärkung bei kleinen Frequenzen sehr groß und das



(a) Betrag der Verstärkung $|A|$

(b) Phasenverschiebung der Verstärkung φ

Abbildung 2.4: Der Betrag (a) und die Phase (b) der Verstärkung eines PI-Reglers (blaue Linien) einer typischen Regelstrecke (rote Linien) und der Regelverstärkung $g = A_R A_S$ (gelbe strich-punktierte Linie) sind gezeigt. Die vertikalen gestrichelten Linien geben die kritische Frequenz f_k an. Die Frequenz ist in Einheiten von f_g des ersten Tiefpasses angegeben.

Führungs- und Störverhalten des Regelkreises damit verbessert wird. Bei hohen Frequenzen dominiert dann der Proportional-Verstärker den Frequenzgang des PI-Reglers. Der Vorteil dadurch ist eine hohe Verstärkung für kleine Frequenzen, die den Regelkreis bei der kritischen Frequenz f_k nicht zum Schwingen anregt. Dazu muss jedoch der PI-Regler auf den Frequenzgang der Strecke abgestimmt werden. Die Eigenschaften des PI-Reglers werden im Folgenden kurz erklärt.

Die Frequenz, bei der die Verstärkung des Proportional- und des Integrator-Teils identisch ist, wird als Grenzfrequenz f_I des PI-Reglers definiert. Die Phasenverschiebung φ des PI-Reglers beträgt bei kleinen Frequenzen -90° , die bei f_I auf -45° und bei höheren Frequenzen auf 0° mit einem arctan-Verlauf ansteigt. Die Verstärkung A_{PI} , die den Frequenzgang des PI-Reglers beschreibt, ist durch [25]

$$A_{PI} = A_P \left(1 + \frac{1}{i2\pi f \tau_I A_P} \right) \quad (2.10)$$

gegeben. Die dazu gehörende Grenzfrequenz f_I ergibt sich dann zu

$$f_I = \frac{1}{2\pi \tau_I A_P}, \quad (2.11)$$

wobei A_P die Proportional-Verstärkung und τ_I die Zeitkonstante des Integrators bezeichnet. Ein beliebiger PI-Regler kann mit diesen beiden Parametern vollständig beschrieben werden.

Zur Beschreibung der Anpassung des PI-Reglers an eine Strecke ist der Frequenzgang einer typischen Strecke in Abbildung 2.4 dargestellt. Diese kann als drei hintereinander geschaltete Tiefpässe mit den jeweiligen Grenzfrequenzen f_n angesehen werden, wobei

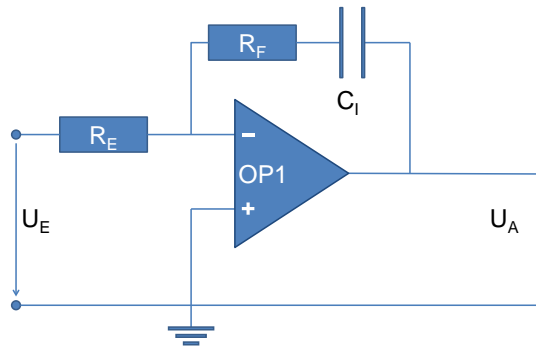


Abbildung 2.5: Schema einer elektronischen Realisierung eines PI-Reglers. Eine Eingangsspannung U_E fällt über dem Widerstand R_E ab und der Operationsverstärker OP1 verstärkt durch die Gegenkopplung aus R_F und C_I die Eingangsspannung U_E mit der Verstärkung eines PI-Reglers. Zusätzlich invertiert der OP das Spannungssignal.

nach der n -ten Grenzfrequenz die Streckenverstärkung A_S mit n 20 dB pro Frequenz-Dekade sinkt. Die Phasenverschiebung fällt mit steigender Frequenz bis auf die dreifache Phasenverschiebung -270° eines einzelnen Tiefpasses ab und kann somit zum Schwingen des Regelkreises führen, wenn A_P zu groß gewählt wird.

Zur Anpassung wird die Proportional-Verstärkung A_P meist so gewählt, dass die Phasenreserve $\alpha = 60^\circ$ beträgt. Dieser Wert der Phasenreserve ist ein Kompromiss zwischen dem Wunsch nach hoher Schleifenverstärkung g und der Vermeidung eines zu großen Schwingens des Regelkreises. Zusätzlich ist die Grenzfrequenz des PI-Reglers f_I auf ungefähr ein Zehntel der kritischen Frequenz f_k einzustellen, damit der Phasenschub des Integrators die Phasenreserve bei f_k nicht mehr als 6° verringert [25]. Diese Einstellung der Phasenreserve stellt zwar für die meisten Anwendungen ein Optimum dar, jedoch kann der Wert, je nach Anforderung des Reglers, abweichen.

Eine elektronische Realisierung eines PI-Reglers besteht aus einem Operationsverstärker, dessen Gegenkopplung aus einem Widerstand R_F und einer Kapazität C_I besteht (siehe Abbildung 2.5). Vereinfacht ausgedrückt steuert ein Operationsverstärker seine Eingänge so, dass sie auf demselben Potential liegen. Wenn wie in Abbildung 2.5 der Plus-Eingang auf Masse liegt, so bildet der Minus-Eingang eine virtuelle Masse. Mit der Eigenschaft eines idealen Operationsverstärkers, dass kein Strom in seinen Minus-Eingang fließt und der Gegenkopplung aus R_F und C_I folgt aus der Knoten-Regel am Minus-Eingang

$$\frac{U_E}{R_E} + \frac{U_A}{R_F + X_C} = 0, \quad (2.12)$$

wobei $X_C = 1/(i2\pi C_I)$ der komplexe Widerstand der Kapazität C_I und R_E der Eingangswiderstand des Operationsverstärkers ist. Damit ergibt sich für die Verstärkung

$$A_{PI} = -\frac{R_F + X_C}{R_E} \quad (2.13)$$

$$= -\frac{R_F}{R_E} \left(1 + \frac{1}{i 2\pi f C_I R_E} \right) . \quad (2.14)$$

Über einen Koeffizientenvergleich mit Gleichung 2.10 können die Proportional-Verstärkung A_P und die Grenzfrequenz f_I abgelesen werden

$$A_P = -\frac{R_F}{R_E} \quad f_I = \frac{1}{2\pi C R_E} . \quad (2.15)$$

In dieser Anordnung ist der PI-Regler gleichzeitig ein Invertierer.

2.2 Intensitätsstabilisierung des Ti:Sa-Laser

Damit der elektrische Regler die Intensität stabilisieren kann, benötigt er eine Möglichkeit, die Intensität des Ti:Sa-Laser zu verändern. Dazu können ein Akusto-Optischer-Modulator (AOM) und ein Elektro-Optischer-Modulator (EOM) verwendet werden. Beide werden in einer kombinierten Intensitätsstabilisierung realisiert, in der der AOM langsame Drifts und der EOM schnelle Fluktuationen kompensiert. Die Ausführungen der zwei Varianten sowie die verwendeten Regelkreise werden vorerst getrennt beschrieben.

2.2.1 Realisierung einer Intensitätsstabilisierung mit einer AOM-Regelung

Der erste Ansatz, die Intensität des Ti:Sa zu stabilisieren, ist sie mithilfe eines AOM zu steuern. Dazu wird die Funktionsweise des AOM kurz erklärt und die Ausführung der Stabilisierung im Anschluss beschrieben.

Funktionsweise des AOM

Der AOM beruht auf dem Prinzip der Braggschen Beugung. Er besteht aus einem transparenten Kristall (z.B. Tellurdioxid (TeO_2)), in dem eine Schallwelle, durch einen Akustikwandler, erzeugt wird. Die Frequenz und die Amplitude der Schallwelle können elektrisch über den Akustikwandler gesteuert werden. Diese Schallwelle erzeugt eine periodische Deformation innerhalb des Kristalls, die eine Änderung des Brechungsindex zur Folge haben (siehe Abbildung 2.6). An diesen parallelen Schichten der Variation des Brechungsindex kann ein Teil eines Strahls reflektiert werden. Für diese Betrachtung wird

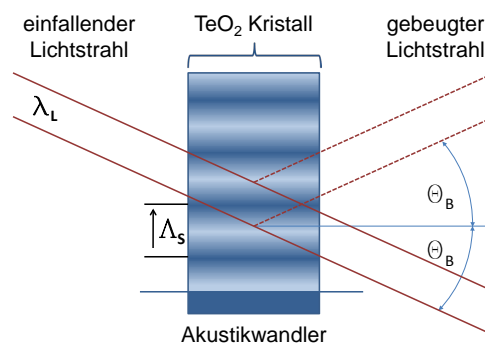


Abbildung 2.6: Schema eines AOM-Kristalls mit Akustikwandler. Die akustische ebene Welle (dargestellt durch die Helligkeitsmodulation) im TeO_2 -Kristall führt zu parallelen Ebenen einer Brechungsindex-Variation an der ein Teil des Lichtstrahls reflektiert wird. Unter der Bragg-Bedingung (siehe Gleichung 2.16) für den Winkel Θ_B ist die Reflexion maximal. Die Abbildung ist entnommen aus [24].

verwendet, dass die laufende Schallwelle für das Licht als eine „eingefrorene“ Variation des Brechungsindex angenommen werden kann [24].

Der Winkel Θ_B unter dem der Laserstrahl zur Laufrichtung der Schallwelle im Kristall einfallen muss, um den Strahl möglichst effizient zu beugen, ist gegeben durch die Bragg-Bedingung [24]

$$\sin \Theta_B = \frac{n \cdot \lambda_L}{2\Lambda_S}. \quad (2.16)$$

Der Winkel Θ_B und damit die Richtung der Reflexion ist abhängig von der Wellenlänge des Lichtstrahls innerhalb des Kristalls λ_L und der Wellenlänge der Schallwelle Λ_S , wobei n eine beliebige ganze Zahl ist und verschiedene Beugungsordnungen beschreibt. Außerdem erfährt der Strahl durch die Beugung an der Schallwelle eine Impulsänderung, sodass sich seine optische Frequenz $f_L = c/\lambda_L$ um die Frequenz der Schallwelle $f_S = \pm c_S/\Lambda_S$ verschiebt. Die Frequenz f_L des Lichtstrahls wird erhöht, wenn der Strahl in Laufrichtung der Schallwelle gebeugt wird. Dementsprechend wird f_L verringert, wenn der Strahl entgegen dieser gebeugt wird. Diese Frequenzverschiebung befindet sich im Radiofrequenz-Bereich und liegt typischerweise zwischen 80 und 220 MHz, je nachdem für welche Frequenz der AOM ausgelegt und betrieben wird.

Die Beugungseffizienz ist als das Verhältnis zwischen der Intensität in einer Beugungsordnung zu der Intensität vor dem AOM definiert. Die wichtigste Eigenschaft ist, dass die Beugungseffizienz von der Amplitude der Schallwelle abhängig ist und somit die Intensität im gebeugten Strahl durch Ändern der Amplitude gesteuert werden kann.

Konkrete Realisierung der AOM-Regelung

Der Aufbau der Regelung (siehe Abbildung 2.7) besteht aus einer $\lambda/2$ -Platte, die die Polarisation eines Lichtstrahls senkrecht auf die Montierebene des AOM ausrichtet. Dieser ist so in den Strahlengang platziert, dass er einen gebeugten Strahl erzeugt, der weiter zum Experiment verläuft, wobei der ursprüngliche Strahl durch eine Blende aufgehalten wird. Hinter dem AOM wird ein Teil des Lichtes mithilfe eines Glasplättchens ausgekoppelt und auf eine verstärkte Photodiode gelenkt, deren Bandbreite bei etwa 3 MHz liegt. Damit ist die Photodiode schnell genug, um die Intensitätsschwankungen bis 1 MHz korrekt wiederzugeben. Das Signal der Photodiode (PD-Spannung) dient als Regelgröße (siehe Kapitel 2.1.2) für die Regelung, die dann über ihre Ausgangsspannung U_R einen AOM-Treiber steuert. Der AOM-Treiber erzeugt das Radiofrequenzsignal, die der Akustikwandler des AOM benötigt. Über diesen Treiber kann die Regelung die Intensität in der 1. Beugung steuern.

Der für die Regelung verwendete AOM¹ wird mithilfe des AOM-Treibers² betrieben. Dieser Treiber kann eine Frequenzmodulation (FM) der Radiofrequenz und eine Ampli-

¹Crystal-Technology: 3110-197

²Crystal-Technology: AODR 1110FM-4

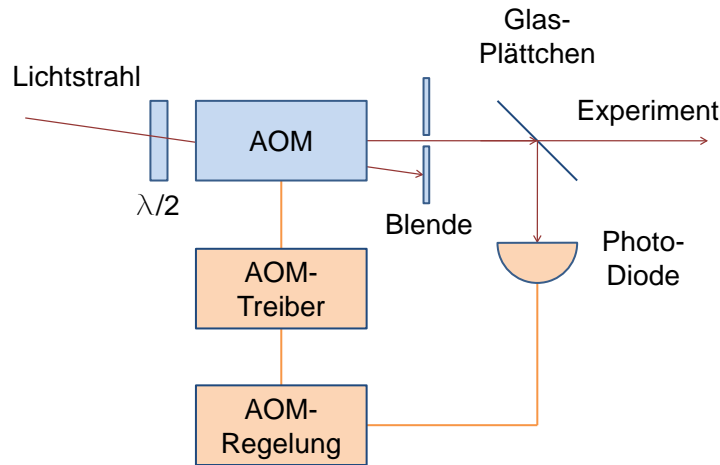


Abbildung 2.7: Aufbau des Regelkreises der AOM-Regelung. Mit der $\lambda/2$ -Platte wird die Polarisation eines Lichtstrahls senkrecht auf die Montierebene des AOM ausgerichtet, der den gebeugten Strahl erzeugt. Ein Teil dessen wird an einem Glasplättchen ausgekoppelt und auf eine Photodiode gelenkt, die das Signal für die Regelung liefert. Die Regelung steuert dann den AOM-Treiber und damit die Intensität des Lichtstrahls.

tudenmodulation (AM) der Schallwelle durchführen. Die Beugungseffizienz des AOM ist jedoch von der Radiofrequenz abhängig, sodass sie nicht beliebig gewählt werden kann. Bei der Mittenfrequenz des AOM ist die Beugungseffizienz am größten. Beim verwendeten AOM liegt die Mittenfrequenz bei 110 MHz. Da für die Intensitätsstabilisierung jedoch lediglich die Amplitude geändert wird, wird mittels einer Spannung, die am FM-Eingang anliegt, die Frequenz der Schallwelle auf die Mittenfrequenz eingestellt. Beträgt die Spannung U_{AM} am AM-Eingang des AOM-Treibers über 0,2 V beginnt die Intensität in der 1. Beugung zu sättigen und ab etwa 0,5 V steigt die Intensität kaum noch. Diese Sättigung ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Darin ist die Änderung der Intensität (bzw. Photodioden-Spannung) mit der Änderung von U_{AM} gezeigt.

Die verwendete Regelung ist für ein anderes Experiment, einem optischem Gitter, konzipiert worden und wird als fertiges Gerät übernommen. In Abbildung 2.9 ist ein Schema der Regelung gezeigt, dass im Folgenden erklärt wird.

Die Regelung verstärkt das Photodioden-Signal, welches dann als Regelgröße X für einen PI-Regler (siehe Kapitel 2.1) verwendet wird, wobei die Führungsgröße W über eine externe Kontrollspannung U_K vorgegeben wird.

Im Experiment, für das die Regelung entwickelt wurde, ist es notwendig, die Intensität über einen weiten Bereich linear mit der Kontrollspannung U_K zu ändern, weswegen ein Linearisierer nach dem PI-Regler verwendet wird. Weiterhin muss die Regelung bei sehr kleinen Intensitäten in der 1. Beugungsordnung funktionieren. Der AOM-Treiber über-

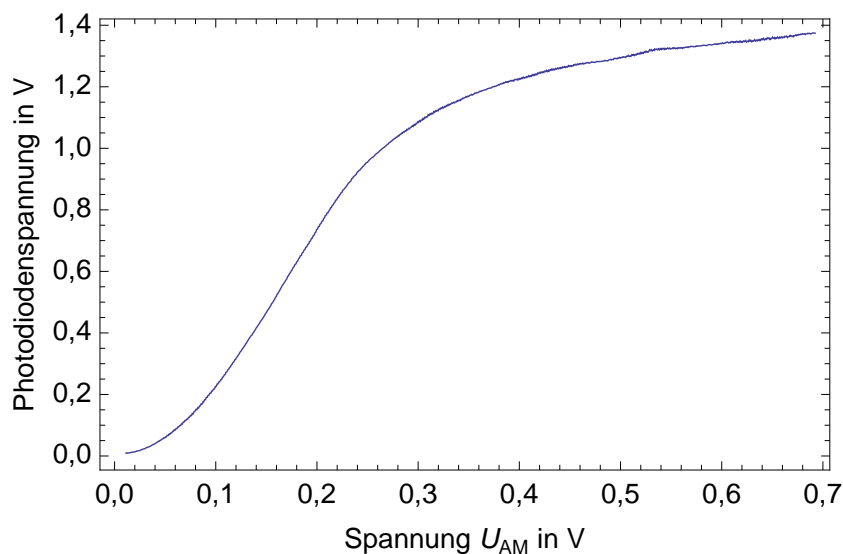


Abbildung 2.8: Abhängigkeit der Intensität in der 1. Beugung von der Spannung am AM-Eingang. Ab 0,2V fängt die Intensitätszunahme an zu sättigen und ab etwa 0,5V steigt die Intensität kaum noch.

trägt allerdings sowohl positive als auch negative Spannungen U_{AM} in eine Erhöhung der Intensität. Deswegen muss gewährleistet sein, dass die Regelung bei sehr geringen Intensitäten auf der Photodiode, bzw. Ausgangsspannungen U_R der Regelung nahe Null Volt, nicht das Vorzeichen der Spannung wechselt und die Gegenkopplung in eine Mitkopplung umgewandelt wird. Dazu dient ein Präzisionsgleichrichter, der nur positive Spannungen an den Linearisierer weiter gibt. Die Ausgangsspannung U_R der Regelung steuert dann den AOM-Treiber. In dieser Abbildung wird zusätzlich der AOM-Treiber, der AOM und die Photodiode gezeigt, die den Regelkreis schließen. Zur Überprüfung der Leistungsfähigkeit der Intensitätsstabilisierung wird das Einschwingverhalten des Regelkreises analysiert, um Aussagen über die Geschwindigkeit des Regelkreises geben zu können.

In Abbildung 2.10 ist eine Anstiegszeitmessung des Regelkreises dargestellt, bei der das Regeln der Photodiodenspannung und somit der Intensität, bei einer Änderung der Kontrollspannung U_K um 150 mV, zu sehen ist. Nach einer Verzögerung Δt_v von etwa 500 ns beginnt sich die Photodiodenspannung zu ändern und der Regelkreis schwingt sich innerhalb der Anstiegszeit t_a , die als die Zeitdifferenz zwischen 10% und 90% der Änderung der PD-Spannung definiert ist [25], von etwa $2,4 \mu s$ auf die neue Kontrollspannung ein. Des Weiteren ist ein leichtes Überschwingen der PD-Spannung zu sehen, die sich nach etwa $9 \mu s$ der Kontrollspannung annähert. Eine Verzögerung Δt entspricht in einem Regelkreis einer Phasenverschiebung

$$\Delta\phi = 2\pi f \Delta t \quad (2.17)$$

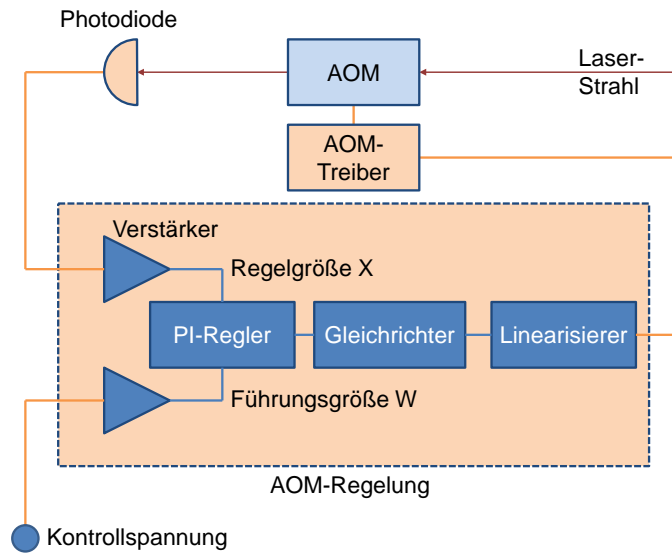


Abbildung 2.9: Schema der verwendeten AOM-Regelung. Sie besteht aus einem Verstärker, der die Regelgröße X für den PI-Regler aus der PD-Spannung liefert. Das Ausgangssignal des PI-Reglers wird an einen Präzisionsgleichrichter und einen Linearisierer geleitet, dessen Ausgang danach den AOM-Treiber steuert. Zusätzlich ist der Rest des Regelkreises, bestehend aus dem AOM-Treiber, dem AOM und der Photodiode gezeigt.

für ein sinusförmiges Signal mit der Frequenz f . Die Phasenverschiebung erhöht sich dadurch mit steigender Frequenz, was zu einer Oszillation des Regelkreises führen kann, wenn die Phasenreserve zu klein wird (siehe Kapitel 2.1). Um eine Phasenreserve von $\alpha = 120^\circ$ zu gewährleisten, muss die kritische Frequenz f_k der Schleifenverstärkung

$$f_k = \frac{\Delta\phi}{2\pi\Delta t} = \frac{120^\circ}{360^\circ\Delta t} \quad (2.18)$$

betragen (siehe Gleichung 2.17). Eine Verzögerung von $\Delta t = 500 \text{ ns}$ entspricht dann einer maximalen Grenzfrequenz von etwa 660 kHz, wobei sich diese mit der Laufzeit des Signals durch die Regelung bis zum AOM sowie die Laufzeit der Schallwelle bis zum Laserstrahl erklären lässt.

Wenn der Anstiegsverlauf als Tiefpass 1. Ordnung (siehe Kapitel 2.1) genähert wird, so ergibt sich für die Zeitkonstante des exponentiellen Anstiegs

$$\tau = R \cdot C = t_a/2.2 \quad [25] \quad (2.19)$$

und damit eine Näherung für die Grenzfrequenz des Regelkreises ohne die oben erwähnte Verzögerung zu $f_g = 1/(2\pi\tau)$ (siehe Gleichung 2.4) von etwa 144 kHz. Der Verlauf eines

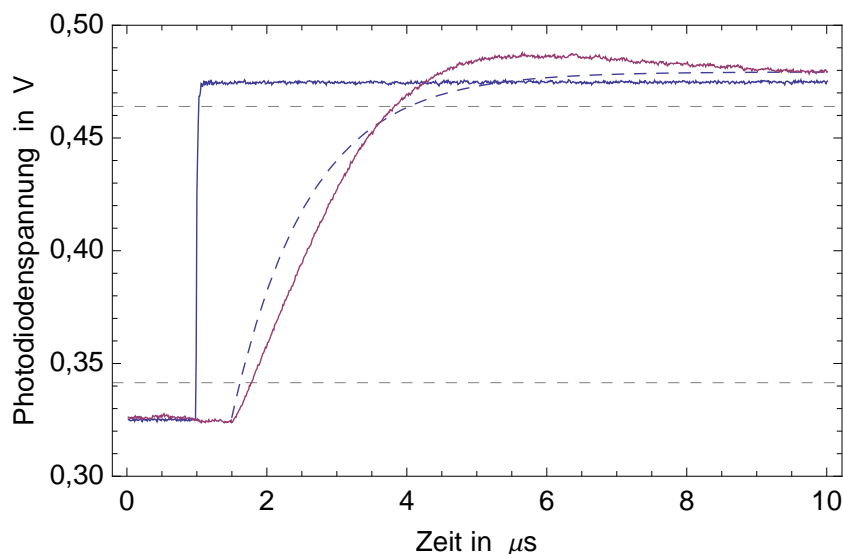


Abbildung 2.10: Anstiegszeit der Regelung bei Änderung der Kontrollspannung U_K . Die gestrichelten Markierungen geben 10% und 90% der PD-Spannungsänderung an. Die blaue Linie zeigt die Änderung der Kontrollspannung und die rote Linie die PD-Spannung. Die blau-gestrichelte Linie gibt das Anstiegsverhalten eines RC-Glieds mit Zeitkonstante $\tau=1,1 \mu\text{s}$ wieder.

RC-Glieds mit dieser Zeitkonstanten ist in Abbildung 2.10 durch die blaue gestrichelte Linie dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Verlauf nicht gut erfüllt, aber als eine Abschätzung gerechtfertigt ist.

Da dieses Ansprechverhalten nicht schnell genug ist, um eine Regelung bis 1 MHz zu gewährleisten und damit eine Rauschunterdrückung zu erreichen, müssen Verbesserungen vorgenommen werden, um die Regelgeschwindigkeit zu erhöhen. Dazu wird versucht, den Arbeitspunkt des Systems aus AOM, AOM-Treiber und AOM-Regelung zu optimieren. Das heißt, dass die Kontrollspannung U_K an der AOM-Regelung so gewählt wird, dass die Photodiodenspannung die geringste Anstiegszeit aufweist. Anschaulich gesehen wählt man einen Punkt in Abbildung 2.8 bei dem die Steigung am größten ist, wobei in dieser Abbildung nur der AOM und der AOM-Treiber ohne die Regelung verwendet werden. Um diesen Punkt zu bestimmen, werden die Anstiegszeiten der Photodiodenspannung bei verschiedenen Kontrollspannungen gemessen. Dabei zeigt sich, dass die geringste Anstiegszeit bei etwa 22% Beugungseffizienz, bzw. bei $U_K = 900 \text{ mV}$ liegt und etwa $1 \mu\text{s}$ beträgt (siehe Abbildung 2.11). Dies ist eine Verbesserung der Anstiegszeit um einen Faktor 2, was noch nicht ausreichend ist, um eine Rauschunterdrückung bis 1 MHz zu erzielen.

Nur eine Fokussierung des Strahls nahe dem Akustikwandler des AOM, welche eine Verminderung der Verzögerungszeit der Schallwelle bewirkt, zusammen mit einem für diese Geschwindigkeiten abgestimmten Treiber und einem geeigneten Regelkreis mit kurzen Signalstrecken, kann die Regel-Bandbreite an den Bereich von 800 kHz heranführen [26].

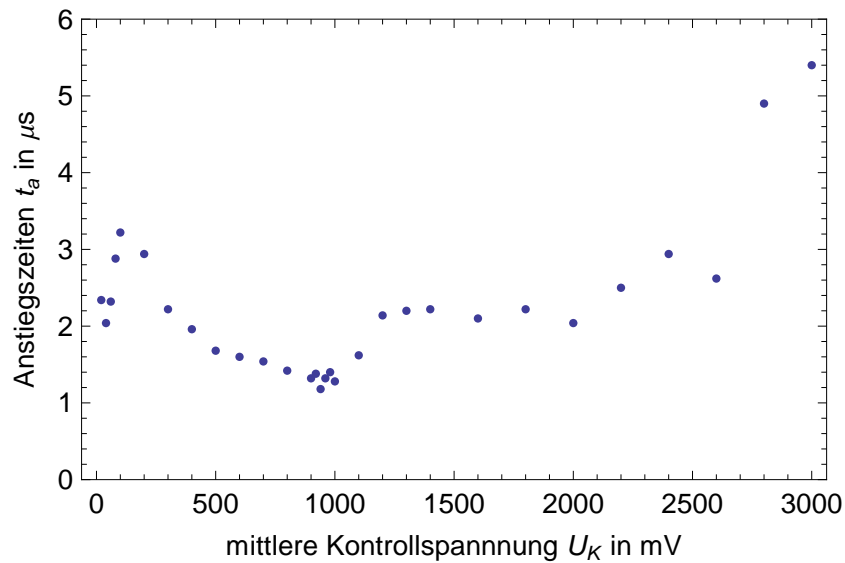


Abbildung 2.11: Anstiegszeiten der Regelung bei verschiedenen Kontrollspannungen. Ein Minimum für die Anstiegszeit ist bei etwa 20% Beugungseffizienz, bzw. 900 mV zu erkennen.

Die grundsätzliche Limitierung liegt an der Schallgeschwindigkeit im Kristall, die eine unvermeidliche Verzögerung im Regelkreis bedeutet. Damit ist das Ziel, bis 1 MHz das Rauschen der Intensität mit einem AOM zu unterdrücken, nicht realisierbar, weswegen eine Stabilisierung mit einem EOM entwickelt wird.

2.2.2 Realisierung einer Intensitätsstabilisierung mit einer EOM-Regelung

Der Vorteil, die Intensitätsstabilisierung mit einem EOM³ zu verwirklichen, besteht darin, dass dieser nicht durch die Schallgeschwindigkeit im Kristall limitiert und zu Modulationen bis zu ungefähr 100 MHz fähig ist (siehe [27]). Die Begrenzung ist hierbei durch die Kapazität der Metallplatten an den Kristallen von ca. 14 pF [27] gegeben, die einen Tiefpass bilden können. Da aber die Regelung ein zusätzlich limitierender Faktor ist, wird ein neues und einfacheres Design für den PI-Regler entwickelt. Im Folgenden wird auf die Funktionsweise eines EOM eingegangen, bevor die Konzeption des PI-Reglers und die konkrete Realisierung der Stabilisierung erklärt wird.

Funktionsweise des EOM

In einem elektrooptischen Material ändert sich dessen Brechungsindex mit einem an ihm angelegten elektrischen Feld [24]. Geschieht diese Änderung proportional zum elektrischen Feld, so wird dies als Pockels-Effekt bezeichnet. Ein EOM nutzt diesen Effekt, um

³Thorlabs:EO-AM-C2 Amplitude Modulator

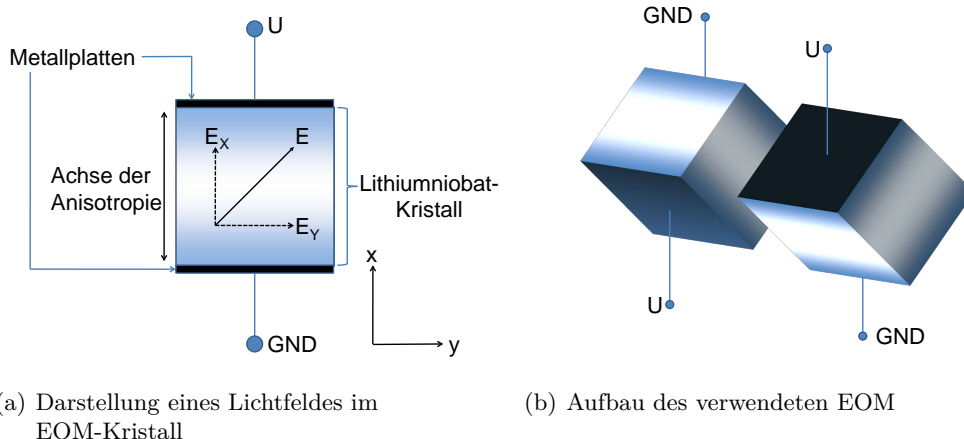


Abbildung 2.12: (a) zeigt die Aufteilung des elektrischen Feldes eines Lichtstrahls in die Komponenten parallel und senkrecht zur Anisotropie des EOM, sowie die schematische Anordnung der Metallplatten um den EOM. (b) stellt die Orientierung der zwei Kristalle im verwendeten EOM dar. Sie sind um 45° verkippt und der zweite Kristall ist zusätzlich um 90° zum ersten verdreht.

Einfluss auf die Phase eines Lichtstrahls zu nehmen, der ihn passiert. Durch die zusätzliche Verwendung eines Polarisationsstrahlteilers (PST), der hinter den EOM positioniert wird, ist es damit auch möglich die Intensität zu steuern.

Ein EOM besteht aus einem transparenten Kristall, z.B. Lithiumniobat, an dessen Seiten zwei Metallplatten angebracht sind. Diese erzeugen ein elektrisches Feld im Kristall, wenn eine Spannung U an ihnen angelegt wird (siehe Abbildung 2.12(a)). Dieses elektrische Feld ruft eine Änderung des Brechungsindex $n(U)$ in der Achse zwischen den Platten hervor. In dieser Achse besitzt der Kristall dadurch eine Anisotropie des Brechungsindex, die durch die angelegte Spannung U bestimmt wird.

Die Wirkung des EOM wird für einen linear-polarisierten Lichtstrahl, der sich senkrecht zur Oberfläche des Kristalls in z -Richtung als ebene Welle ausbreitet, veranschaulicht. Die Achse der Anisotropie ist als x -Achse gewählt. Das elektrische Feld $\vec{E}(z, t)$ solch eines Lichtstrahls kann durch

$$\vec{E}(z, t) = E_x e^{i(\omega t - k_x z)} \vec{e}_x + E_y e^{i(\omega t - k_y z)} \vec{e}_y \quad [24] \quad (2.20)$$

$$k_j = \frac{n_j 2\pi}{\lambda_0} \quad , \quad j \in \{x, y\}$$

beschrieben werden, wobei k_x die Wellenzahl für die Komponente des Lichtfeldes parallel, k_y die Wellenzahl für die Komponente senkrecht zur x -Achse und ω die Kreisfrequenz des Lichtstrahls bezeichnet. Betrachtet man die Phase

$$\phi_x(z = L) = \omega t - k_x L = \omega t - \frac{n_x(U)2\pi L}{\lambda_0} \quad (2.21)$$

der x -Komponente nach dem Durchgang des EOM der Länge L , so ist zu erkennen, dass diese von der Spannung U abhängt. Damit ist die relative Phase

$$\Delta\phi = \phi_x - \phi_y \quad (2.22)$$

ebenfalls abhängig von der Spannung U . Die Eigenschaft, dass in einer Achse der Brechungsindex unterschiedlich zu der dazu senkrechten Achse ist, nennt man Doppelbrechung.

Der Aufbau des verwendeten EOM ist in Abbildung 2.12(b) skizziert. Darin ist zu erkennen, dass er aus zwei quaderförmigen Kristallen besteht und dass die Diagonalen der Frontflächen vertikal und horizontal angeordnet sind. Zudem ist der zweite Kristall nochmal um 90° gegenüber dem ersten gedreht. Die Kristalle sind bzgl. der horizontalen Achse um 45° verdreht, weil der EOM speziell als Intensitätsmodulator konzipiert ist. Durch diese Verdrehung kann mit horizontal- und vertikal- polarisiertem Licht gearbeitet werden, anstatt die Polarisation auf die Anisotropie des EOM ausrichten zu müssen. Die Verdrehung des zweiten Kristalls dient der Minimierung der Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung des EOM. Da die Kristalle auch ohne Spannung eine Doppelbrechung besitzen und diese eine Temperaturabhängigkeit aufweist, würden sich Temperaturschwankungen in Polarisationschwankungen bemerkbar machen. Durch die Verwendung von zwei Kristallen deren Doppelbrechungen aufeinander angepasst sind und der Drehung des zweiten um 90° heben sich damit die Doppelbrechungsschwankungen des einen Kristalls gegen die des anderen auf [27].

Die Spannung U , die benötigt wird um die relative Phase zwischen den Komponenten um π zu ändern, wird Halbwellenspannung U_π genannt. Diese steigt linear mit der Wellenlänge des Lichtes an, welches den Kristall passiert.

Durch die Änderung der relativen Phase zwischen den zwei orthogonalen Komponenten des elektrischen Feldes wird zudem die Polarisation des Lichtes geändert und die anfänglich lineare Polarisation wird elliptisch. Wenn die Polarisation des Lichtes 45° zur Anisotropie des Kristalls orientiert wird, wie es in Abbildung 2.12(a) der Fall ist, kann die Polarisation um 90° gedreht werden, wenn die Halbwellenspannung U_π angelegt wird. Anschaulich entspricht dies einer Spiegelung der Komponenten E_x parallel zur Anisotropie an der y -Achse (vergleiche Abbildung 2.12(a)), sodass die resultierende Polarisation in der -45° -Achse orientiert ist.

Somit kann auch die Polarisation eines linear-polarisierten Lichtstrahls, welche 45° zur anisotropen Achse des EOM ausgerichtet ist, durch die angelegte Spannung U gesteuert werden. Durch die Verwendung eines Polarisationsstrahlteilers (PST) hinter dem EOM kann damit die Intensität I des transmittierten Lichtstrahls variiert werden. Ist der PST zur Polarisation des Lichtes vor dem EOM so ausgerichtet, dass bei $U = 0$ V die

transmittierte Intensität maximal ist, so kann die transmittierte Intensität bei $U = U_\pi$ auf Null reduziert werden. Im Folgenden wird von diesem Fall ausgegangen.

Wenn U in diesem Fall variiert wird, so ändert sich $I(U)$ mit [24]

$$I(U) = I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{U}{U_\pi} + \frac{\gamma}{2} \right) , \quad (2.23)$$

wobei γ eine Phasenverschiebung des \cos^2 -Verlaufs bezeichnet, mit der der Arbeitspunkt des EOM bestimmt wird. Solch eine Phasenverschiebung kann entweder durch eine zusätzliche konstante Spannung am EOM oder durch einen Phasenschub in oder senkrecht zu der Achse der Anisotropie des EOM erreicht werden.

Konzeption der EOM-Regelung und des PI-Reglers

Der grundsätzliche Aufbau der EOM-Stabilisierung ist der AOM-Regelung sehr ähnlich. Er besteht aus dem System aus EOM und PST, die die Intensität ändern, einer Photodiode, die einen Teil der Intensität misst und einem Regler, der den Regelkreis zwischen Photodiode und EOM schließt. Im Folgenden wird zuerst der optische Aufbau und die Justage der Stabilisierung beschrieben, um danach auf die Entwicklung des Reglers einzugehen.

Der in Abbildung 2.13 gezeigte optische Aufbau wird nun detailliert beschrieben. Der nicht intensitätsstabilisierte Laserstrahl passiert einen Polarisationsstrahlteiler (PST1), um die Polarisation zu linearisieren und auf den EOM auszurichten. Danach durchquert er den EOM und einen weiteren Polarisationsstrahlteiler (PST2). Hinter PST2 koppelt ein Glasplättchen einen Teil des Strahls aus und lenkt ihn auf die Photodiode. Letztere ist mit der EOM-Regelung verbunden, die wiederum an den EOM angeschlossen ist. Zusätzlich wird ein Berek-Kompensator (BK) zwischen PST1 und dem EOM positioniert. Der Berek-Kompensator wird in diesem Aufbau als variable Verzögerungsplatte verwendet, um die Phasenverschiebung γ aus Gleichung 2.23 für den Laserstrahl zu erzeugen. Damit kann der Arbeitspunkt des EOM eingestellt werden. Dies ist notwendig, um Intensitätsschwankungen in beiden Richtungen kompensieren zu können. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 2.14(a) der theoretische Verlauf aus Gleichung 2.23 für $\gamma = \pi/4$ gezeigt. Für den Fall $\gamma = 0$ würde das Maximum der Transmission bei der Spannung $U = 0$ V liegen. Damit würde eine Änderung der Spannung immer eine Reduktion der transmittierten Intensität bedeuten und Intensitätsverringerungen könnten nicht kompensiert werden. Beträgt $\gamma = \pi/4$ (siehe Abbildung 2.14(a)) so führt das zu einer Verschiebung des \cos^2 -Verlaufs. Bei einer Erhöhung der Spannung U wird die transmittierte Intensität verringert und bei einer Verringerung von U wird die transmittierte Intensität erhöht.

Die Funktionsweise und die Justage des BK wird nachfolgend näher erläutert. Wie der EOM besitzt auch ein Berek-Kompensator eine Anisotropie in seinem Brechungsindex, jedoch liegt die Achse nicht parallel zur Oberfläche wie beim EOM, sondern senkrecht

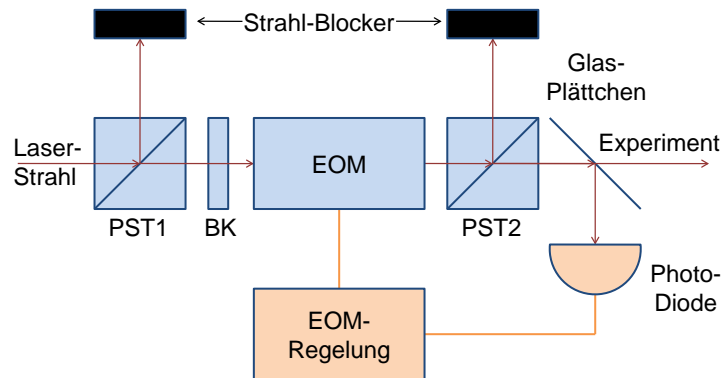


Abbildung 2.13: Schema des Regelkreises des EOM. Die Polarisation des Ti:Sa-Laserstrahls wird durch einen Polarisationsstrahlteiler (PST1) linearisiert und auf den EOM ausgerichtet. Der EOM und PST2 können dann eine Änderung der Intensität zum Experiment bewirken, die durch die EOM-Regelung gesteuert wird. Das Glasplättchen hinter PST2 koppelt einen Teil des Lichtes aus und lenkt dieses auf eine Photodiode, die damit die Regelgröße für die EOM-Regelung liefert. Der Berek-Kompensator (BK) dient zum Einstellen eines Phasenschubs auf den Lichtstrahl, der den Arbeitspunkt des EOM einstellt.

dazu. Dadurch übt der BK keine relative Phasenänderung auf einen Lichtstrahl aus, wenn dieser ihn senkrecht trifft. Wird der BK allerdings um eine Achse gedreht, so erhält die Komponente des Lichtes, die senkrecht zur Drehachse und zur Strahlrichtung ist, einen Phasenschub, da sie einen Teil der Anisotropie passiert. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 2.14(b) zwei Anordnungen des BK gezeigt. Im linken Teil erhält ein Strahl, der senkrecht zur Oberfläche auftrifft, keinen relativen Phasenschub. Wenn der BK jedoch um die 45° -Achse gedreht wird, durchläuft die Komponente parallel zur Drehachse einen anderen Brechungsindex als die dazu Senkrechte. Der Phasenschub γ ist dann vom Winkel der Drehung abhängig.

Der zusätzliche relative Phasenschub γ muss in der Achse der Anisotropie des EOM oder senkrecht dazu erfolgen, um den \cos^2 -Verlauf verschieben zu können. Hier wird um die 45° -Achse gedreht, wie es in Abbildung 2.14(b) dargestellt ist. Die Wahl der Größe des Phasenschubs γ hängt von drei Anforderungen ab: Zum einen soll die Beziehung zwischen transmittierter Intensität und angelegter Spannung U als linear genähert werden können. Zum anderen soll die Wirkung einer Spannungsänderung möglichst groß auf die transmittierte Intensität sein. Und als Drittes soll möglichst wenig Intensität am PST2 verloren gehen. Die ersten beiden Punkte lassen sich mit der Wahl $\gamma = \pi/2$ erfüllen. An diesem Punkt kann der relative Transmissionsverlauf in Abbildung 2.14(a) sogar in zweiter Ordnung linear genähert werden. Zudem ist die Steigung an diesem Punkt und

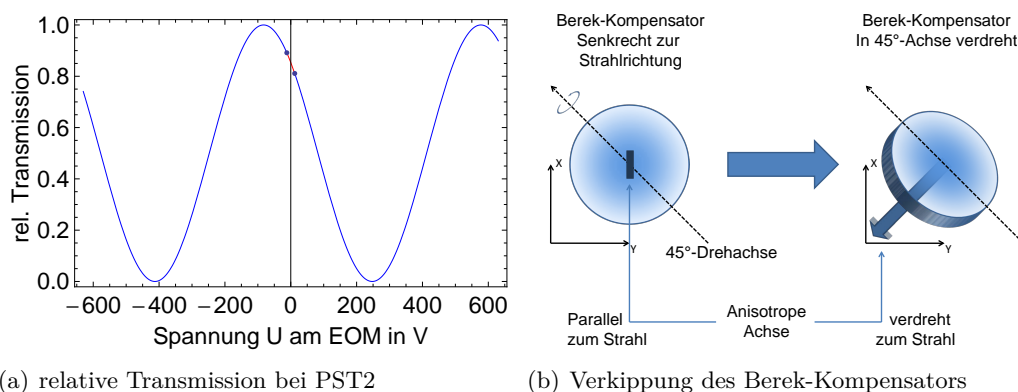


Abbildung 2.14: (a): Darstellung der relativen transmittierten Intensität mit der angelegten Spannung U am EOM. Der Verlauf folgt einer \cos^2 -Abhängigkeit mit U . Die Verschiebung des \cos^2 -Verlaufs beträgt $U_\pi/4$ und wird durch den BK eingestellt. Der rote Bereich um $U_\pi/4$ markiert den Spannungsbereich der Regelung von ± 12 V. (b): Verdrehung des BK um die 45° -Achse. Im linken Teil ist die Anisotropie parallel zur Strahlrichtung und der BK übt keinen Phasenverschub auf den Strahl aus. Im rechten Teil ist der BK um die 45° -Achse verdreht und bewirkt einen relativen Phasenverschub, der von dem Drehwinkel abhängt.

damit die Wirkung einer Spannungsänderung maximal für den \cos^2 -Verlauf. Der Nachteil besteht darin, dass die Hälfte der Intensität am PST2 reflektiert wird. Deswegen wird ein Kompromiss $\gamma = \pi/4$ gewählt. Zur Veranschaulichung ist ein Spannungsbereich von ± 12 V bei einer Phasenverschiebung von $\gamma = \pi/4$ in Abbildung 2.14(a) als rote Markierung eingezeichnet. An diesem Punkt werden nur ungefähr 15% der Intensität an PST2 reflektiert, die Linearität im Bereich von ± 12 V ist näherungsweise erfüllt und die maximale Änderung der Intensität beträgt etwa 8%. Die ± 12 V entsprechen dem Bereich der Ausgangsspannung der EOM-Regelung, welche später erklärt wird, weswegen dieses Intervall als Beispiel verwendet wird.

Als letztes bestimmt γ das Vorzeichen der Steigung im Transmissionsverlauf. Dies ist vor allem für die Regelung wichtig, da nur durch die richtige Wahl des Vorzeichens eine Gegenkopplung gewährleistet ist (siehe Kapitel 2.1). Der Regelkreis besitzt keine Invertierung in seinem Design, weshalb die Steigung negativ eingestellt werden muss. Dies ist für den beschriebenen Fall bei $\gamma = \pi/4$ erfüllt.

Beim Entwurf der Regelung wird eine Bandbreite von etwa 10 MHz angestrebt, sodass die Grenzfrequenz des PI-Regler f_I (siehe Kapitel 2.1.3) bei 1 MHz eine Rauschunterdrückung gewährleistet. Jedoch ist zu beachten, dass der EOM eine Hochspannung benötigt, um die Intensität maximal zu ändern, da die Halbwellenspannung U_π des EOM im Bereich von 280 V bis 340 V für den Wellenlängenbereich von 850 nm bis 1000 nm beträgt. Dafür ist entweder eine Hochspannungsquelle notwendig, die zwischen der Regelung und dem EOM hinzugefügt werden müsste. Oder die Regelung selbst muss in der Lage sein eine Hochspannung auszugeben. Doch die Kombination von Hochspannung und einer

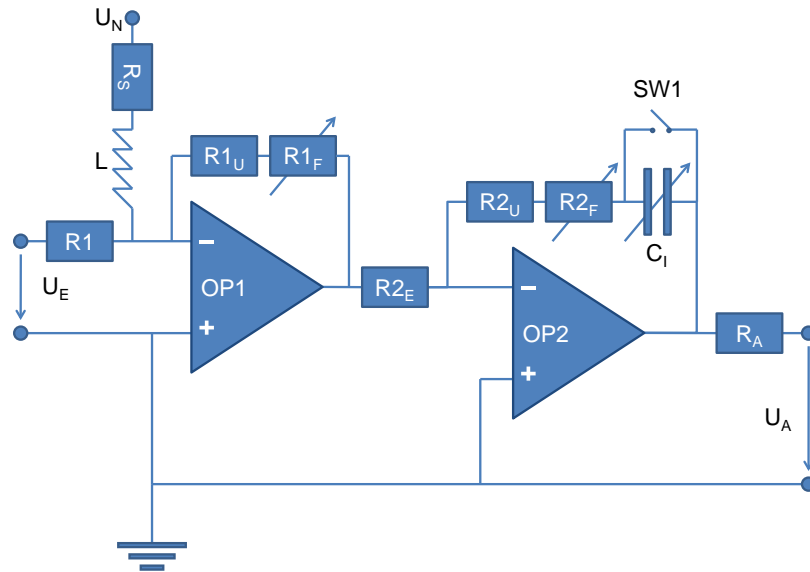


Abbildung 2.15: Schema der Regelelektronik des verwendeten PI-Reglers. Die variablen Rückkoppelwiderstände $R1_F$ und $R2_F$ bestimmen die Verstärkungen der einzelnen OP und die Kapazität C_I bestimmt die Verstärkung des Integral-Teils des PI-Reglers. Die Spule L unterdrückt Schwankungen der Referenzspannung U_N , die über R_S abfällt. Die Widerstände $R1_E$, $R2_E$ und R_A sind Eingangs-, bzw. Ausgangswiderstände der OP. Als letztes verhindern $R1_U$ und $R2_U$, dass die OP eine Verstärkung kleiner als Eins liefern.

Bandbreite im MHz-Bereich ist für beide Optionen technisch schwierig zu realisieren. In Anbetracht der Schwankungen der Laserintensität des Ti:Sa-Lasers in diesem Frequenzbereich, die kleiner als 0,1% sind (vergleiche Kapitel 1.3), ist es aber nicht notwendig die Intensität stark ändern zu können, um die Schwankungen zu stabilisieren. Deswegen wird die Hochspannung bei der Entwicklung des Reglers nicht eingeplant, sondern ein Regler entwickelt, der nur die schnellen aber geringen Schwankungen abschwächt.

In Abbildung 2.15 ist der schematische Aufbau der Regel-Elektronik gezeigt. Dabei bezeichnet U_E die Regelgröße X , die durch die Photodiodespannung gegeben ist. U_N kennzeichnet eine negative einstellbare Spannung, welche die Führungsgröße W darstellt. Dadurch dient die Größe $-(W - X)$ dem Regler als Regelabweichung. Im Vergleich zu den Beschreibungen in Kapitel 2.1 besitzt diese Regelabweichung das falsche Vorzeichen, wodurch keine Gegenkopplung gewährleistet ist, wenn die Verstärkungen A_R des Reglers und A_S der Strecke positiv sind. Durch die Einstellung von $\gamma = \pi/4$ durch den Berek-Kompensator im optischen Aufbau entsteht eine Invertierung und eine Gegenkopplung ist vorhanden. Nachdem die Regelabweichung den PI-Regler passiert hat, steuert die Spannung U_A den EOM und der Regelkreis schließt sich.

Der Regler besteht aus den zwei Operationsverstärkern OP1 und OP2, wobei der OP1 eine reine Verstärker-Stufe ist und der OP2 die Rolle des PI-Reglers übernimmt. Bei-

de Operationsverstärker haben variable Widerstände (R_{1F} , R_{2F}) in ihren Gegenkopplungen, mit denen beim OP1 eine Vorverstärkung und beim OP2 die Proportional-Verstärkung des PI-Reglers eingestellt werden kann. Diese Widerstände können von 0Ω bis $10\text{k}\Omega$ variiert werden. Zusätzlich dazu ist jeweils ein fester Widerstand (R_{1U} , R_{2U}) eingebaut, der dem Eingangswiderstand ($R_{1E} = 50\Omega, R_{2E} = 150\Omega$) des jeweiligen OP entspricht. Diese sollen verhindern, dass die Verstärkung an einem der beiden Operationsverstärker kleiner als Eins wird, da diese dafür nicht ausgelegt sind. Damit kann die Vorverstärkung vom OP1 auf bis zu etwa 23 dB und die Proportional-Verstärkung vom OP2 bis zu etwa 18 dB eingestellt werden, wobei beide eine maximale Ausgangsspannung von $\pm 12\text{V}$ liefern können. Die Eingangswiderstände werden so klein gewählt, damit die parasitäre Kapazität an den Eingängen der OP keinen Tiefpass mit einer Grenzfrequenz nahe 1 MHz bilden.

Am zweiten Operationsverstärker ist in Gegenkopplung ein variabler Kondensator C_I eingebaut, der den Integrator des PI-Reglers darstellt. Durch die variable Kapazität C_I ist es möglich, die Verstärkung des Integrators einzustellen, wobei eine Verringerung von C_I eine Vergrößerung der Verstärkung bewirkt. Dies hat dann zusätzlich eine Erhöhung der Grenzfrequenz des PI-Reglers f_I zur Folge, wenn die Proportional-Verstärkung nicht angepasst wird. Parallel zum Kondensator C_I ist ein Schalter SW1 eingebaut, der es ermöglicht den Integrator ein- und auszuschalten, sodass die Proportional-Verstärkung unabhängig vom Integrator eingestellt werden kann.

Zur Erzeugung der Regelabweichung $-(W - X)$ fällt die PD-Spannung U_E über dem Eingangswiderstand R_{1E} der Regelung und die negative Referenzspannung U_N über einen anderen Widerstand R_S (250Ω) zum Eingang des OP1 ab. Die Differenz dieser beiden Spannungen, bzw. die Differenz der dadurch erzeugten Ströme dienen dem Regler als Regelabweichung. Die Spule L (1 mH) dient als Drosselspule und soll als Tiefpass-Filter eventuelles Rauschen der Referenzspannung U_N abschwächen, damit die Regelung nicht beeinflusst wird. Der Widerstand R_{2E} dient dem OP1 als Ausgangswiderstand sowie dem OP2 als Eingangswiderstand. Als letztes dient der Widerstand R_A (150Ω) als Ausgangswiderstand der Schaltung und die Spannung U_A steuert den EOM.

Zum Einstellen der Parameter der Regelung wird das PD-Signal zusätzlich an einen Spektrum-Analysator angeschlossen, um die Frequenzanteile der Intensitätsschwankungen betrachten zu können. Als Beispiel dienen die Messungen des Spektrums in Abbildung 2.16(a) ohne Regelung (blaue Linie), nur mit Proportional-Verstärkung (rote Linie) und mit vollständigem PI-Regler (gelbe Linie). Die Messung in Abbildung 2.16(a) geben die Rauschleistung der Spannung in beliebigen Einheiten (b.E.) an und stellen keine vollständige Messung des RIN dar. Für die Einstellung der Verstärkungen ist diese Messung jedoch vollkommen ausreichend.

Zur Orientierung wird das Spektrum des Intensitätsrauschens ohne Regelung (blaue Linie) aufgenommen und mit dem Spektrum verglichen, wenn die Regelung aktiv ist (rote und gelbe Linie). Als erstes wird der Kondensator C_I durch den Schalter SW1 kurzgeschlossen, um die Vor- und Proportional-Verstärkung einstellen zu können (rote Linie). Diese werden soweit erhöht bis die Regelung Anzeichen von leichtem Schwingen zeigt.

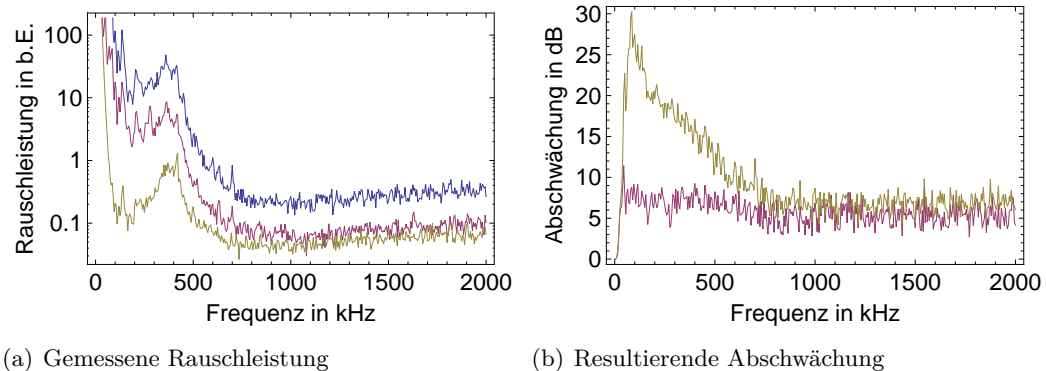


Abbildung 2.16: (a): Gemessene Rauschleistungen bei verschiedenen Konfigurationen des PI-Reglers. Die blaue Linie zeigt das Spektrum ohne Stabilisierung. Die rote Linie bildet das Spektrum ab, bei der nur die Proportional-Verstärkung wirkt. Die gelbe Linie stellt das Spektrum dar, wenn zusätzlich der I-Teil hinzu geschaltet wird. (b): Die blaue Linie gibt das Verhältnis der Rauschleistung zwischen der ausgeschalteten Regelung (blaue Linie in Abbildung 2.16(a)) und dem P-Teil (rote Linie in Abbildung 2.16(a)) an. Die rote Linie gibt das Verhältnis der Rauschleistungen zwischen der ausgeschalteten Regelung (blaue Linie in Abbildung 2.16(a)) und dem PI-Regler (gelbe Linie in Abbildung 2.16(a)) an.

Dies äußert sich in einer Rauschverstärkung, bei der Frequenz, bei der sich die Phasenverschiebung des Reglers nahe 180° befindet (siehe Kapitel 2.1). In Abbildung 2.16(a) wird die Verstärkung jedoch nicht so weit erhöht. Die Abbildung dient nur zur Veranschaulichung. Das Spektrum ist dann um einen konstanten Faktor, der von der Einstellung der Verstärkungen abhängt, geringer als das Spektrum ohne Regelung. Das Verhältnis der Rauschleistungen zwischen der ausgeschalteten Regelung (blaue Linie) und dem P-Teil (rote Linie) ist in Abbildung 2.16(b) als rote Linie eingezeichnet. Das Verhältnis ist in dB angegeben und beträgt über den dargestellten Frequenzbereich etwa 5 dB.

Dann wird der Kondensator dazu geschaltet und auf dem Spektrum ist der typische Verlauf des I-Teils zu sehen, bei der die Unterdrückung des Rauschens bei kleineren Frequenzen höher ist als bei großen. Das Verhältnis der Rauschleistung zwischen der ausgeschalteten Regelung (blaue Linie) und dem PI-Regler (gelbe Linie) ist in Abbildung 2.16(b) als gelbe Linie angegeben. In diesem Verhältnis in dB ist der Verlauf des PI-Reglers deutlicher zu erkennen.

Damit ist die Justage der Intensitätsstabilisierung abgeschlossen. Es stellt sich jedoch heraus, dass die Intensität des Lasers einen langsamen Drift aufweist, welche die Regelung mit ihrer maximalen Spannung nicht mehr kompensieren kann. Die Ursache dafür könnte zum Einen auf die Justage der Spiegel im Laser-System zurückzuführen sein, die einen langsamen Drift der Intensität bewirkt, oder zum Anderen daran, dass der Ti:Sa-Laserstrahl durch eine 55 m lange Faser geführt wird, die das Labor des Ti:Sa-Lasersystem mit dem Experiment-Labor verbindet. Störungen der Faser, wie z.B. Temperaturschwankungen, bewirken eine Änderung der Polarisation und damit eine Ände-

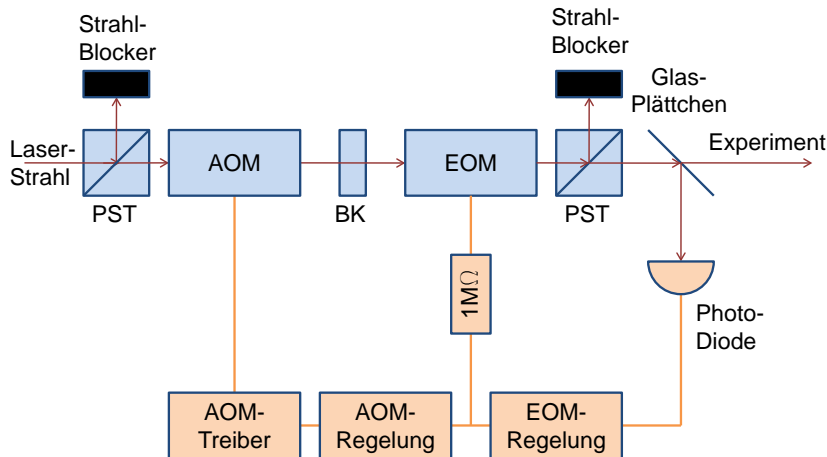


Abbildung 2.17: Verbindung aus AOM- und EOM-Regelung. Das Photodiodensignal wird an die EOM-Regelung geleitet, deren Ausgangsspannung der AOM-Regelung als Regelgröße dient. Zusätzlich ist ein $1\text{ M}\Omega$ -Widerstand für eine Impedanzanpassung eingefügt.

zung der Intensität des Laserstrahls nach dem PST1.

Um diesen Drift zu kompensieren, wird die Stabilisierung mit dem AOM mit in das System eingeschlossen, wobei der AOM die langsamen Drifts und der EOM die schnellen Schwankungen der Intensität regelt. Wie in Abbildung 2.17 zu sehen ist, ist der Ausgang der EOM-Regelung zusätzlich mit dem Eingang der AOM-Regelung verbunden, sodass das Fehlersignal der EOM-Regelung der AOM-Regelung als Regelgröße dient. Die Reihenfolge der Regelungen wird so gewählt, um eine Verzögerung durch die AOM-Regelung zu vermeiden. Die Verzögerung durch die EOM-Regelung stellt kein Problem dar, da die AOM-Regelung nur langsame Drifts kompensiert.

Weiterhin wird ein weiterer Widerstand eingefügt, um eine Impedanzanpassung durchzuführen. Ohne diesen Widerstand würde ein größerer Teil der Ausgangsspannung der EOM-Regelung an dessen Ausgangswiderstand abfallen und die maximale Intensitätsänderung durch den EOM würde sinken. Dadurch erhält zwar die AOM-Regelung weniger Signal, da diese aber nur den langsamen Drift regelt, benötigt sie dafür kein starkes Signal. Die Verstärkung der AOM-Regelung wird zusätzlich verringert, damit sich die beiden Regelungen nicht gegenseitig stören. Normalerweise wird an den Eingang der AOM-Regelung ein PD-Signal angeschlossen und der Control-Eingang mit der Referenzspannung verbunden. Da aber die Ausgangsspannung der EOM-Regelung im Mittel Null sein soll, wird der Control-Eingang mit einem $50\ \Omega$ -Abschlusswiderstand abgeschlossen, um die Regelung funktionsfähig zu machen.

2.3 Ergebnisse der Stabilisierung und Auswirkung auf die Speicherzeit

In diesem Abschnitt wird das Leistungsvermögen der Intensitätsstabilisierung auf den Ti:Sa-Laser beschrieben und die Auswirkung auf die Speicherzeit untersucht.

2.3.1 Ergebnisse der Stabilisierung

Zur Analyse der Intensitätsstabilisierung werden die Intensitätsspektren des Ti:Sa-Laser mit und ohne Stabilisierung verglichen, um das Ergebnis der Rauschunterdrückung zu beschreiben. Die Speicherzeit wird im Anschluss mit und ohne Regelung der Intensität mit der Ti:Sa-Fallenkonfiguration in Tabelle 1.2 gemessen und das Resultat analysiert. Die Wellenlänge des Ti:Sa-Lasers beträgt bei den folgenden Messungen entsprechend der Fallenkonfiguration 975 nm und die RBW des Spektrum-Analysators beträgt 3 kHz.

Zur Beschreibung der Leistungsfähigkeit des Regelkreises wird die Größe R

$$R(f) = \frac{RIN_O(f)}{RIN_M(f)} \quad (2.24)$$

definiert und als Rauschabschwächung bezeichnet, dabei stellt RIN_O die spektrale Leistungsdichte des relativen Intensitätsrauschens ohne und RIN_M die mit Stabilisierung dar. Zudem wird die Frequenz angegeben, bei der die Rauschabschwächung R 0 dB beträgt und somit keine Unterdrückung des Rauschens mehr stattfindet. Diese Frequenz wird im folgenden Regel-Bandbreite B_R genannt.

Es werden zwei Messungen dieser beiden Größen durchgeführt. Eine Messung wird mithilfe des Signals der Photodiode innerhalb des Regelkreises (In-Loop-Messung) bestimmt und bei der zweiten Messung wird das Signal einer zweiten Photodiode außerhalb des Regelkreises (Out-Of-Loop-Messung) verwendet. Die In-Loop-Messung gibt Auskunft darüber wie gut die Regelgröße, also in diesem Fall die Photodiodenspannung innerhalb des Regelkreises, stabilisiert wird. Diese charakterisiert die bestmögliche Rauschunterdrückung des Systems. Die In-Loop-Messung ist dadurch nicht zwingend eine Angabe über die Wirkung der Regelung auf die Intensität, die in diesem Regelkreis die Störgröße darstellt.

Als Beispiel dient das Schrotrauschen, das eine fundamentale untere Grenze für das Rauschen der Intensität eines Laserstrahl darstellt (vergleiche Kapitel 1.3). Bei der Aufteilung des Lichtstrahls am Glasplättchen hinter dem EOM und dem Polarisationsstrahlteiler im Aufbau der Stabilisierung (siehe Abbildung 2.17) besitzen beide Strahlen dieses Schrotrauschen, das nur von der Intensität der einzelnen Strahlen bestimmt wird und unkorreliert geschieht. Wenn der Regler die Schwankungen des Schrotrauschens bei der Photodiode verringert, so addiert er den Regelungsvorgang auf die Intensität des anderen Strahls. Die Intensitätsschwankungen hinter dem Regelkreis werden dann durch

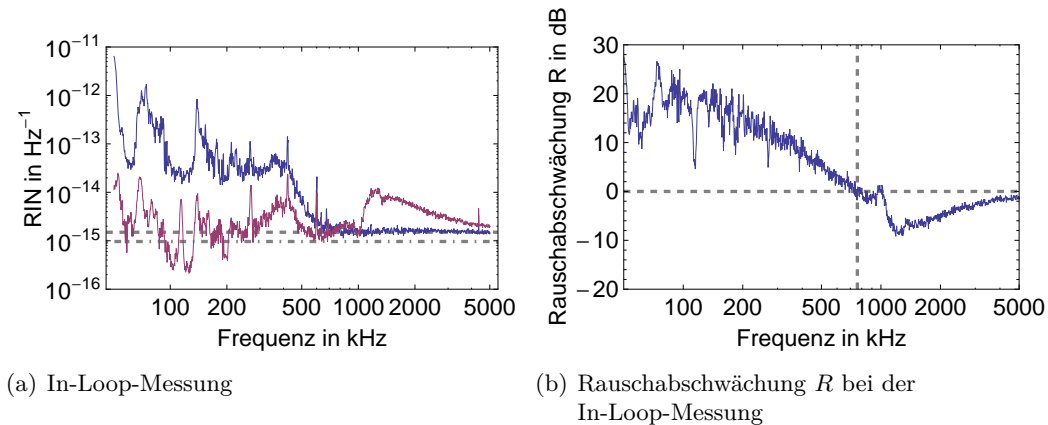


Abbildung 2.18: (a):In-Loop-Messung der Rauschunterdrückung. Die gestrichelte Linie zeigt die theoretische Höhe des Schrotrauschens bei der verwendeten Leistung vor der Photodiode von $420 \mu\text{W}$ bei der Wellenlänge von 975 nm und die strichpunktierte Linie das gemessene Schrotrauschen im Bereich nach dem starken Abfall des RIN_O bei etwa 500 kHz (siehe Kapitel 1.3). (b): Bestimmung der Rauschabschwächung R bei der In-Loop-Messung. Die horizontale Linie markiert die Rauschabschwächung von 0 dB und die vertikale Linie die Regel-Bandbreite $B_R = 760 \text{ kHz}$.

die Höhe des Schrotrauschens des Lichtstrahls bei der Photodiode begrenzt, wenn die Regelung aktiv ist.

Die In-Loop-Messung wird hier als Beschreibungsmittel des Regelkreises und die Out-Of-Loop-Messung als Überprüfung der wirklichen Verringerung des Intensitätsrauschens verwendet.

In Abbildung 2.18(a) ist die In-Loop-Messung gezeigt, bei der die blaue Linie RIN_O und die rote Linie RIN_M darstellt. Zusätzlich ist das theoretische Schrotrauschen (gestrichelte Linie) bei der verwendeten Leistung an der Photodiode von $420 \mu\text{W}$ und der Wellenlänge des Ti:Sa-Laserstrahls von 975 nm eingezeichnet, dass $9,65 \cdot 10^{-16} \text{ Hz}^{-1}$ beträgt. Das gemessene Schrotrauschen (strichpunktierte Linie) nach dem starken Abfall des RIN_O bei etwa 500 kHz liegt bei etwa $1,5 \cdot 10^{-15} \text{ Hz}^{-1}$ (siehe Kapitel 1.3). Bei der Berechnung des theoretischen Schrotrauschens wird die Quanteneffizienz des Photodetektors nicht berücksichtigt, sodass die Angabe der theoretischen Rechnung eine Größenordnungsabschätzung darstellt und eine Abweichung von etwa 35% besitzt.

Weiterhin ist zu erkennen, dass die Rauschamplitude der Photodiodenspannung im Frequenzbereich um 100 kHz teilweise bis unterhalb beider Markierungen abgeschwächt wird. Dies gilt jedoch nur für die Intensität vor der Photodiode. Die Intensität des anderen Strahls ist weiterhin durch Schrotrauschen begrenzt. Um $1,5 \text{ MHz}$ ist eine Verstärkung des Rauschens zu erkennen, die von einer leichten Oszillation des Regelkreises stammt. Diese liegt weit weg von den doppelten Fallenfrequenzen (radial 332 kHz , axial 686 kHz , azimuthal 360 kHz) entfernt, sodass sie keinen Einfluss auf die Falle haben sollte.

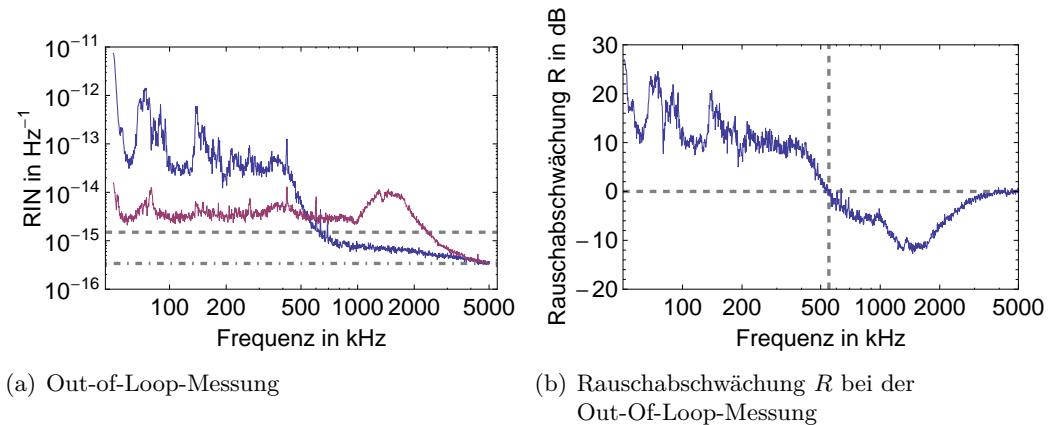


Abbildung 2.19: (a): Out-Of-Loop-Messung der Rauschunterdrückung. Die gestrichelte Linie zeigt das theoretische Schrotrauschniveau bei der verwendeten Leistung vor der Photodiode von $1,29 \text{ mW}$ bei der Wellenlänge von 975 nm und die strichpunktierte Linie ist das gemessene Schrotrauschniveau bei der In-Loop-Messung von etwa $1,5 \cdot 10^{-15} \text{ Hz}^{-1}$. (b): Die berechnete Rauschabschwächung R bei der Out-Of-Loop-Messung. Die horizontale gestrichelte Linie markiert den 0 dB Wert und die vertikale die Out-Of-Loop-Regelbandbreite $B_R = 550 \text{ kHz}$.

Die Messung der Rauschabschwächung in Abbildung 2.18(b) ergibt, dass die In-Loop-Regel-Bandbreite B_R bei etwa 760 kHz und die maximale Rauschabschwächung R bei etwa 100 kHz liegt und 20 dB beträgt. Zu erkennen ist ein Absinken der Rauschabschwächung für das RIN, welches den typischen Verlauf des Integral-Teils des PI-Reglers darstellt (vergleiche Kapitel 2.1). Die Rauschabschwächung R sinkt im Bereich von 100 kHz bis 300 kHz von 20 dB auf etwa 10 dB . Dies ist ein zufriedenstellendes Ergebnis für die Rauschunterdrückung der Intensitätsschwankungen für den Bereich der Fallenfrequenzen. Für den Bereich der doppelten Fallenfrequenzen zwischen 320 kHz und 686 kHz sinkt die Rauschabschwächung R von etwa 10 dB auf etwa 1 dB , sodass bei der doppelten axialen Fallenfrequenz von 686 kHz kaum eine Abschwächung vorhanden ist. Zudem ist die In-Loop-Regel-Bandbreite B_R von 760 kHz nicht so hoch wie das gesteckte Ziel von 1 MHz . Diese In-Loop-Messung zeigt, dass das Leistungsvermögen der Intensitätsstabilisierung nur eine deutliche Unterdrückung des resonanten Heizens in radialer Richtung erreicht. Das parametrische Heizen in radialer und azimuthaler Richtung wird weniger und das in axialer Richtung noch geringer abgeschwächt.

Andere Messungen der In-Loop-Rauschabschwächung zeigen, dass die Intensitätsregelung mehr leisten kann (siehe Abbildung A.3) und eine In-Loop-Bandbreite bis $3,5 \text{ MHz}$ oder 5 MHz sowie eine Abschwächung zwischen 10 dB bis 20 dB bis 1 MHz erreichbar ist. Da die Stabilisierung noch im Entwicklungsstadium ist, kann diese Qualität der Rauschunterdrückung jedoch nicht immer gewährleistet werden.

Die Out-Of-Loop-Messung in Abbildung 2.19(a) wird bei einer höheren Leistung aufgenommen, um ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SRV) zu erhalten. Dies zeigt sich in einer Verringerung des Schrotrauschs. Der Verlauf des Intensitätsspektrums des

Ti:Sa-Lasers ist dadurch bei hohen Frequenzen wieder zu erkennen (siehe Kapitel 1.3). In der Messung mit Stabilisierung (rote Linie in Abbildung 2.19(a)) ist ein frequenzabhängiges Spektrum zu sehen, das sich um einen Faktor Zwei über der Markierung des gemessenen Schrotrauschens in Abbildung 2.18(a) befindet. Die Frequenzunabhängigkeit ist eine Folge der Schrotrauschbeschränkung an der Photodiode. Der Regelkreis kann die Intensitätsschwankungen des Strahls, der zum Experiment führt nicht weiter als zur Grenze des Schrotrauschens an der Photodiode abschwächen. Die Ursache des zusätzlichen Faktors Zwei des Rauschniveaus ist nicht klar verstanden. Eine Vermutung ist, dass innerhalb des Reglers ein weiteres Grundrauschen existiert, welches eine stärkere Abschwächung verhindert. Eine vollständige Untersuchung der Regelung ist jedoch noch nicht durchgeführt worden. Die wirkliche Rauschabschwächung R (siehe Abbildung 2.19(b)) ist somit geringer als diejenige bei der In-Loop-Messung. Die Regelung verstärkt sogar das Rauschen ab der Out-Of-Loop-Regelbandbreite $B_R = 550$ kHz bis etwa 3 MHz. Somit ist zwar zu erkennen, dass der Regelkreis bis mindestens 3 MHz Einfluss auf die Intensität nehmen kann, aber wegen der Beschränkung des SRV durch das Grundrauschen ist statt einer Abschwächung eine Erhöhung des Rauschens zu sehen.

Das Resultat der Stabilisierung ist ein schwach frequenzabhängiges Intensitätsspektrum, dessen Amplitude in Frequenzbereich von 100 kHz bis 1 MHz bei maximal $2 \cdot 10^{-14} \text{Hz}^{-1}$ liegt. Die annähernde Frequenzunabhängigkeit bietet für eine Interpretation der konservativen Speicherzeiten, wie in Kapitel 1.3 durchgeführt, eine bessere Grundlage, da eine Argumentation über Spitzen im Intensitätsspektrum wegfällt.

Die hier präsentierten Daten, die für die Speicherzeit-Messungen im nächsten Abschnitt ermittelt werden, geben ein Leistungsvermögen der Stabilisierung wieder, das hinter den angestrebten Zielen bleibt. Dennoch ist eine deutliche Stabilisierung der Intensität vorhanden und ein Effekt auf die Speicherzeit sollte messbar sein, falls die Intensitätsschwankungen die Limitierung der Speicherzeit verursachen.

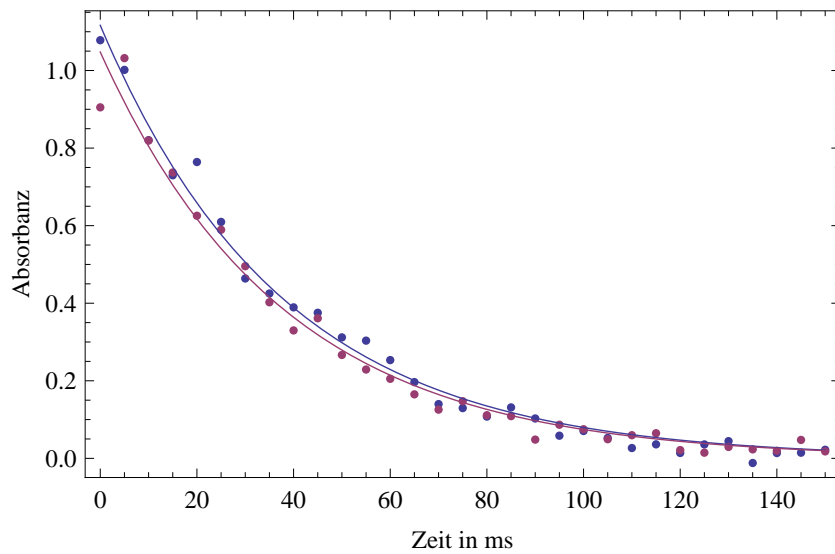


Abbildung 2.20: Speicherzeit-Messung ohne und mit Regelung. Die Punkte stellen die Messung der Absorbanz nach einer Zeit t in ms und die Linie die Kurvenanpassung an einen exponentiellen Abfall der Form $A e^{-t/\tau}$ dar. Dabei repräsentiert die blaue Farbe die Messung ohne Stabilisierung und die rote diejenige mit Stabilisierung. Beide Kurvenanpassungen liefern für die Zeitkonstante τ den Wert 37,8 ms

2.3.2 Auswirkung der Intensitätsstabilisierung auf die Speicherzeit

Zur Überprüfung, ob die Stabilisierung eine Änderung der Speicherzeit bewirkt, wird der Ti:Sa-Laser als rotverstimmtes Dipolfeld verwendet und die Speicherzeiten mit und ohne Stabilisierung verglichen. Sollte der Heizmechanismus parametrisch über Intensitätsrauschen mit der doppelten radialen (332 kHz) oder der doppelten azimuthalen (360 kHz) Fallenfrequenz vonstatten gehen, so sollte die Stabilisierung die Speicherzeit vergrößern. Auch ein resonantes Heizen in radialer Richtung durch Intensitätsrauschen mit der radialen Fallenfrequenz von 166 kHz sollte abgeschwächt und damit die Speicherzeit erhöht werden. Für die doppelte axiale Fallenfrequenz von 686 kHz ist keine Rauschunterdrückung gewährleistet, sondern sogar eine Erhöhung des Rauschens. Dies sollte sich in einer Verminderung der Speicherzeit bemerkbar machen. Unter der Annahme, dass die Freiheitsgrade r , z und φ unabhängig von einander sind, ist eine Kompensation einer Erhöhung eines Heizmechanismus in einem Freiheitsgrad durch eine Verminderung durch einen anderen Mechanismus in einem anderen Freiheitsgrad nicht möglich.

Damit würde eine Änderung der Speicherzeit mit und ohne Stabilisierung einen Beweis liefern, dass die Speicherzeit von dem Intensitätsrauschen des Ti:Sa bestimmt wird. Der Vergleich der Atomzahlmessung nach einer Zeit t über die Absorbanz des Sonden-Lasers (siehe Kapitel 1.1) mit (blaue Punkte) und ohne Stabilisierung (rote Punkte) ist in Abbildung 2.20 gezeigt.

Es kann bei dieser Messung kein Unterschied in der Speicherzeit der Atome festgestellt

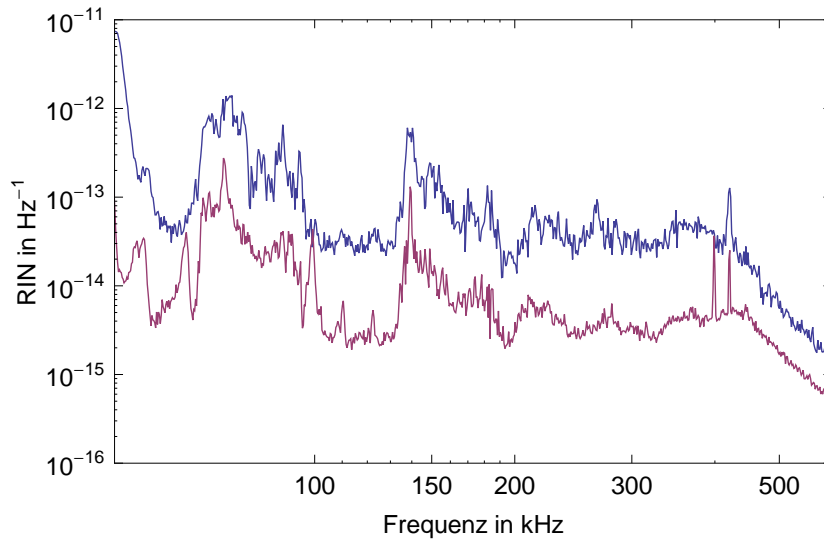


Abbildung 2.21: Gezeigt ist der Vergleich zweier Messungen des RIN des Ti:Sa-Lasers. Die blaue Linie gibt das RIN bei der Out-of-Loop-Messung ohne Stabilisierung wieder und die rote Linie stellt die Messung aus Kapitel 1.3 dar.

werden. Bei beiden Messungen liefert eine Kurvenanpassung an einen exponentiellen Abfall der Form $Ae^{-t/\tau}$ einen Wert der Zeitkonstanten τ von 37,8 ms. Somit hat die Intensitätsstabilisierung keinen Effekt auf die Speicherzeit, was darauf hinweist, dass das Intensitätsrauschen des Ti:Sa-Lasers die Speicherzeit nicht limitiert.

Beim Vergleich der Höhen der Rauschspektren des Ti:Sa-Lasers in Abbildung 2.21 zwischen der Messung zur Charakterisierung des Regelkreises (blaue Linie) zu der Messung aus Kapitel 1.3 (rote Linie) zeigt deutliche Abweichungen. Deshalb wird die konservative Speicherzeit t_k für das erhöhte RIN nochmal berechnet. Die Ursache für die Erhöhung der Fluktuationen ist nicht bekannt. Nur eine Vermutung kann bezüglich der Einstellung des Ti:Sa-Lasers geäußert werden. Da der Ti:Sa-Laser erst einen Tag vor der Messung auf die Wellenlänge von 975 nm eingestellt wurde, ist es möglich, dass dieser nicht auf ein Optimum eingestellt ist. Jedoch konnte dies nicht überprüft werden.

Die neu berechneten konservativen Speicherzeiten t_k werden nur für den resonanten Fall präsentiert, da dieser nach Bestimmung aller t_k die größte Limitierung der Speicherzeit liefert. $t_k(f_{tr})$ ist in Abbildung 2.22 dargestellt. Die blaue Linie gibt den Fall ohne, die Rote den mit Stabilisierung bei der Out-of-Loop-Messung an. Die radiale Fallenfrequenz ist durch die vertikale gestrichelte Linie markiert. Die gemessene Speicherzeit von etwa 38 ms ist als horizontale Linie gekennzeichnet. In Abbildung 2.22 ist zu erkennen, dass bei der radialen Fallenfrequenz von 166 kHz ohne Stabilisierung (blaue Linie) die konservative Speicherzeit in der Größenordnung von etwa einer 1 s liegt. Die Strukturen um die radiale Frequenz sind jedoch sehr ausgeprägt, sodass nur eine Abschätzung von etwa 200 ms gegeben werden kann. Dieser Wert ist als weitere horizontale Linie

ingezeichnet. Bei aktivierter Regelung steigt die konservative Speicherzeit bei der radialen Fallenfrequenz auf etwa 20 s an, jegliche Strukturen sind verschwunden und nur der $1/f_{tr}^4$ -Abfall der konservativen Speicherzeit ist zu erkennen. Bei einer radialen Fallenfrequenz von etwa 600 kHz gibt die konservative Speicherzeit die Größenordnung der gemessenen wieder. Die harmonische Näherung des Dipolpotentials in radialer Richtung der Ti:Sa-Konfiguration in Kapitel 1.2 weicht jedoch nicht so stark vom Potential ab, dass die Oszillationsfrequenz der Atome jemals diesen Frequenzbereich erreichen.

Aus den konservativen Speicherzeiten für das resonante Heizen in radialer Richtung des Dipolpotentials kann die mittlere Amplitude der Positionsschwankungen δ der Dipolfalle mit Gleichung 1.28 bestimmt werden. Dies soll die Größenordnung der Positionsschwankungen veranschaulichen, die das Intensitätsrauschen bei betriebener Stabilisierung auslöst. Es ergibt sich ein δ von etwa $4 \cdot 10^{-12}$ m für den Frequenzbereich zwischen 100 kHz und 1 MHz bei einer spektralen Breite von 3 kHz. Das Verhältnis von δ zum Abstand des Fallenminimums zur Faseroberfläche beträgt $21 \cdot 10^{-6}$. Dabei wird der Abstand der Ti:Sa-Konfiguration von 187 nm verwendet.

Mit der Beobachtung, dass eine Erhöhung der konservativen Speicherzeit um eine Größenordnung keinen Effekt auf die gemessene Speicherzeit hat, ist davon auszugehen, dass die Intensitätsfluktuationen nach dieser Abschätzung mit oder ohne Regelung keine Limitierung der Speicherzeit durch ein resonantes Heizen in radialer Richtung darstellen. Da die Abschätzungen für das parametrische Heizen im Kapitel 1.3 zeigen, dass sie für die Ti:Sa-Fallenkonfiguration immer geringere Auswirkungen besitzen als das resonante, kann zusätzlich davon ausgegangen werden, dass auch ein parametrisches Heizen durch Intensitätsfluktuationen die Speicherzeit nicht einschränkt.

Damit ist die Speicherzeitlimitierung zwar nicht behoben, jedoch konnte das Intensitätsrauschen eindeutig als Ursache ausgeschlossen werden. Deswegen werden im nächsten Kapitel weitere Störungen untersucht, die zu einem Heizen der Atome in der Dipolfalle führen können.

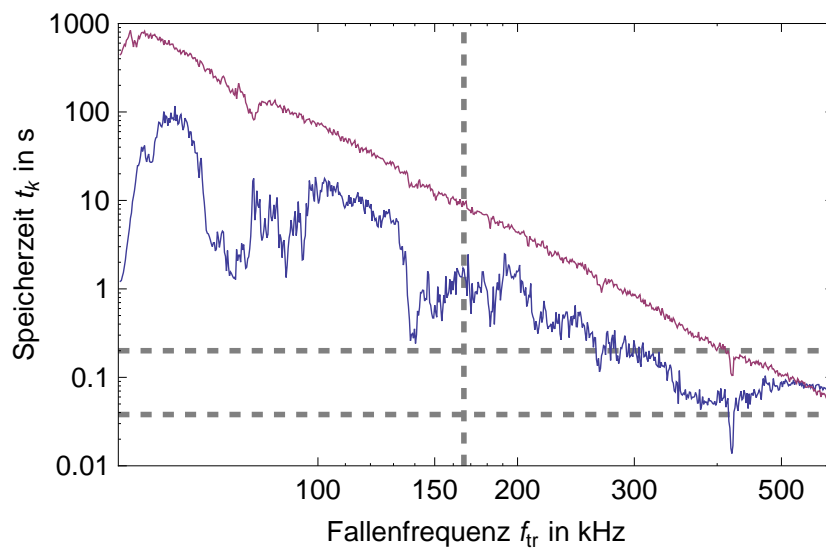


Abbildung 2.22: Berechnung der konservativen Speicherzeit t_k für das RIN der Out-of-Loop-Messung. Die blaue Linie markiert das RIN ohne und die rote Linie mit Stabilisierung. Die vertikale gestrichelte Linie markiert die radiale Fallenfrequenz bei 166 kHz und die horizontalen Linien kennzeichnen die Speicherzeiten bei 38 ms, was der gemessenen und bei 200 ms, was der Abschätzung der Speicherzeit ohne Stabilisierung entspricht.

3 Potentielle faserinduzierte Störungen

Der größte Unterschied der nanofaserbasierten Dipolfalle zu einer Freistrahldipolfalle ist die Kopplung der Atome an das evaneszente Lichtfeld um eine ultradünne Faser. Aufgrund dessen werden in diesem Kapitel mögliche Störungen untersucht, die durch die ultradünne Faser Einfluss auf das geführte Licht nehmen können. Hierzu werden an einem Testaufbau potentielle Störung analysiert und darauf folgend geprüft, in wieweit sie für das wirkliche Experiment von Bedeutung sind.

3.1 Untersuchungen an einem Testaufbau

Ein bekanntes Phänomen bei der Verwendung von Glasfasern ist die Brillouin-Streuung [28]. Diese beschreibt die Streuung des Lichtes an Ultraschallwellen innerhalb eines transparenten Mediums. Aufgrund der großen Wechselwirkungslänge des Lichtes mit Glas in einer Standardfaser kann die Brillouin-Streuung verstärkt auftreten und wird in Kapitel 3.1.1 untersucht.

In Kapitel 3.1.2 werden Phasenschwankungen eines Laserstrahls, der durch einen Lichtleiter geführt wird, gemessen. Die Auswirkungen solcher Schwankungen auf die im Experiment verwendete rotverstimmte Stehwelle sollen damit bestimmt werden. Solche Phasenschwankungen ändern die axiale Position der Falle und führen damit zum resonantem Heizen der Atome (siehe Kapitel 1.2). Die dabei gefundenen Schwankungen werden in Kapitel 3.1.3 geprüft.

Der Testaufbau wird auf einem „Breadboard“ errichtet, das das Aufstellen von optischen Geräten ermöglicht. Des Weiteren wird eine Testvakuumkammer als Schutz der ultradünnen Fasern vor Staub und mechanischer Einwirkung verwendet. Diese bietet zudem die Möglichkeit die Messungen unter Vakuum durchzuführen und somit der Situation im Experiment möglichst gut zu entsprechen.

3.1.1 Brillouin-Streuung als Störquelle

Die spontane Brillouin-Streuung bezeichnet die Streuung von Licht an Ultraschallwellen innerhalb eines Mediums [28]. Solche Ultraschallwellen resultieren in einer sinusförmigen Modulation des Brechungsindex, an der das Licht gestreut werden kann. Dazu muss die Wellenlänge der Ultraschallwelle Λ_S , die Wellenlänge des Lichtes λ_L und der Winkel Θ_B die Bragg-Bedingung in Gleichung 2.16 erfüllen. Θ_B bezeichnet dabei den halben Winkel

zwischen der Richtung des gestreuten Lichtes und der Richtung der Ultraschallwelle. Die Frequenz f_B des gestreuten Strahls ist um die Frequenz der Ultraschallwelle

$$f_S = \pm v_S/\Lambda_S \quad (3.1)$$

verschoben, wobei v_S die Schallgeschwindigkeit innerhalb des Mediums ist. Das Vorzeichen der Verschiebung hängt davon ab, ob der gestreute Lichtstrahl in dieselbe Richtung verläuft wie die Ultraschallwelle oder in der entgegengesetzten Richtung.

Die spontane Brillouin-Streuung in Glasfasern wurde in vielen Experimenten untersucht und die Wirkung dieser auf das Licht, das in der Faser geführt wird, ist vielfältig. Die spontane Brillouin-Streuung kann den Prozess der stimulierten Brillouin-Streuung auslösen. Bei der spontanen Brillouin-Streuung sind Spitzen im Hochfrequenzbereich in den Schwankungen der Phase und der Polarisation eines durch eine Standardfaser transmittierten Strahls gemessen worden [29, 30]. Diese sind auf Torsionsschwingungen des Fasermantels zurückzuführen. Solche Schwankungen der Phase der rotverstimmtten Stehwelle können die nanofaserbasierte Dipolfalle stören, wenn diese mit der Fallenfrequenz oszillieren.

Der stimulierte Prozess tritt als verstärkte spontane Brillouin-Streuung auf, der einsetzt, wenn die Intensität des Lichtes im Medium hoch genug ist. Ab einer Leistungsschwelle verstärkt das elektrische Feld die Amplitude der Ultraschallwelle über Elektrostriktion [28]. Die Elektrostriktion beschreibt dabei die Verformung eines Materials durch ein elektrisches Feld. Die Leistung, bei der der stimulierte Prozess auftritt, hängt stark von der Länge der Glasfaser ab und kann bei einer 30 km Faser etwa 4 mW [31] und bei einer 6 m langen Faser etwa 2 W betragen [32]. Dadurch sind kürzere Fasern weniger anfällig für den stimulierten Prozess. In [31] wurde zudem ein Breitbandintensitätsrauschen im transmittierten Strahl einer Ein-Moden-Faser gemessen. Solche Intensitätsschwankungen können wie in Kapitel 1.2 beschrieben zum Heizen der Atome führen. Die Leistungsschwelle von stimulierter Brillouin-Streuung kann durch die Verwendung von verjüngten Fasern verringert werden, wie in [33] berichtet wird. Weiterhin ist in [34, 35] dargestellt, dass die Leistungsschwelle ebenfalls reduziert wird, wenn Licht in der Faser in entgegengesetzten Richtungen propagiert.

Somit ist die nanofaserbasierte Dipolfalle wegen der verjüngten Faser und der Stehwellenkonfiguration potentiell anfälliger für den stimulierten Prozess als eine Standardfaser. Die Länge der gesamten Experimentfaser, bestehend aus dem unverjüngten und dem ultradünnen Teil, beträgt etwa 2 m und ist im Vergleich zu den oben genannten Faserlängen kurz, sodass die Leistungsschwelle sehr hoch ist. Das Auftreten von Brillouin-Streuung in den verwendeten ultradünnen Fasern wurde bis jetzt nicht überprüft.

Aufgrund dessen wird eine erste Untersuchung durchgeführt, um Hinweise auf Effekte der Brillouin-Streuung bei der Verwendung von ultradünnen Fasern zu finden. Hierfür wird in dem Testaufbau die Erzeugung der rotverstimmtten Stehwelle in der Experimentfaser auf dem Breadboard reproduziert und das Intensitätsspektrum analysiert. Der Aufbau (siehe Abbildung 3.1) besteht aus einem Polarisationsstrahlteiler (PST1), an dem ein

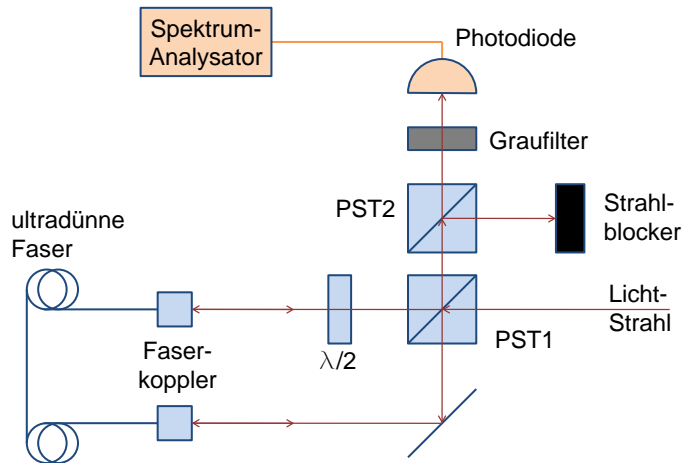


Abbildung 3.1: Aufbau zur ersten Untersuchung zur Brillouin-Streuung. Ein Lichtstrahl wird am PST1 aufgeteilt und in beide Enden der ultradünnen Faser eingekoppelt. Nachdem die Strahlen die Faser passiert haben, werden sie wieder am PST1 überlagert. In einem Ausgang des PST1 befindet sich ein weiterer PST (PST2), der zum PST1 um die Strahlrichtung verdreht ist. Die Intensität des Lichtstrahls hinter dem PST2 wird mit einer Photodiode bestimmt und mit einem Spektrum-Analysator ausgewertet. Zwischen Faser und PST1 befindet sich eine $\lambda/2$ -Platte, die die relative Orientierung der Polarisation der beiden Teilstrahlen einstellen kann. Vor der Photodiode befindet sich ein Graufilter, der verhindert, dass die Photodiode sättigt.

Laserstrahl aufgeteilt und in jeweils ein Ende der Faser eingekoppelt wird. Die Strahlen werden nachdem sie die Faser passiert haben wieder am PST1 überlagert. In einem Ausgang des PST1 befindet sich ein weiterer PST der zum PST1 um die Strahlrichtung verdreht ist. Die Intensität hinter dem PST2 wird mit einer Photodiode gemessen und mit einem Spektrum-Analysator ausgewertet. Zusätzlich befindet sich ein Graufilter vor der Photodiode, der verhindert, dass das Signal der Photodiode sättigt. Die $\lambda/2$ -Platte vor der Faser ermöglicht es den relativen Winkel zwischen den Polarisationen innerhalb der Faser zu ändern. Die Idee dabei ist zu prüfen, ob die Stehwelle einen verstärkenden Effekt auf einen möglichen Brillouin-Prozess ausübt, wie es in [34, 35] beschreiben wird. Nachdem die Strahlen die Faser und den PST1 ein zweites Mal passiert haben, besitzen sie beide eine orthogonale Polarisation zueinander. Der PST2 soll durch die Verdrehung zum PST1 Teile der beiden Strahlen wieder interferenzfähig machen.

Dieser Aufbau wird gewählt, um der Situation am Experiment möglichst gut zu entsprechen. Zudem ist der Aufbau sensitiv auf Polarisationschwankungen und wegen dem PST2 teilweise sensitiv auf Phasenschwankungen. Allerdings nur auf Phasenänderungen, die von der Richtung der Strahlen abhängen. Im Fall einer Phasenverschiebung, die auf beide Strahlen innerhalb der Faser gleich wirkt, würde sich das Aufteilungsverhältnis der interferierenden Teile hinter dem PST2 nicht ändern. Zwar ist dadurch eine Unterscheidung der Ursache einer Schwankung nicht möglich, jedoch soll die Unter-

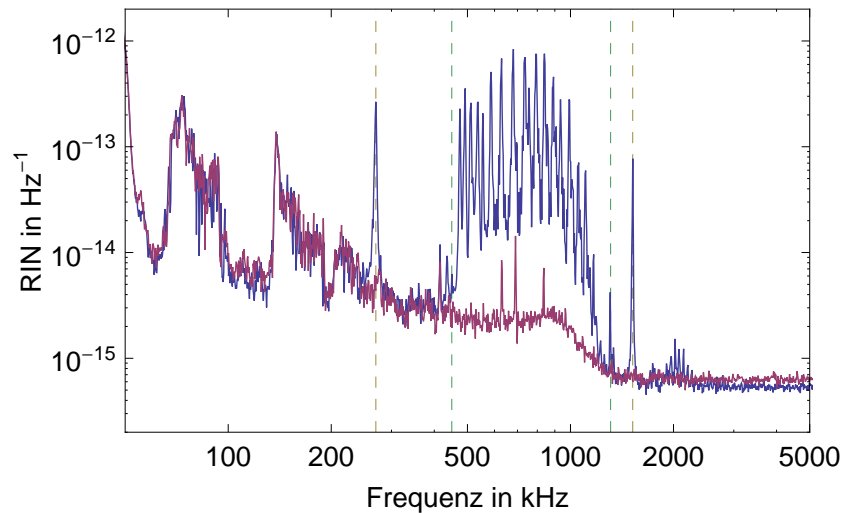


Abbildung 3.2: Messung der spektralen Leistungsdichte des relativen Rauschens der Intensität. Die blaue Linie zeigt das Intensitätsspektrum hinter dem PST2 und die rote Linie gibt das RIN direkt hinter der Faser wieder. Die Spitzen bei 270 kHz und 1520 kHz sind durch gelbe gestrichelte Linien markiert. Der Bereich der Formation aus Spitzen zwischen 450 kHz und 1300 kHz ist durch grüne gestrichelte Linien gekennzeichnet. Die RBW beträgt 3 kHz.

suchung vorerst nur offensichtliche Hinweise geben und die Quellen der Fluktuationen werden später untersucht. Der Ti:Sa-Laser wird verwendet, da dieser den Vorteil einer hohen Ausgangsleistung besitzt. Diese wird benötigt, um einen möglichen stimulierten Brillouin-Prozess auszulösen. Dies dient der Beurteilung, ab welchen Intensitäten ein stimulierter Streuvorgang von statten geht.

Die folgenden Messungen geben die spektrale Leistungsdichte des relativen Rauschens der Intensität (RIN) bei der Photodiode hinter dem PST2 an. Die Messungen werden zudem unter Vakuum durchgeführt, wobei die Testkammer nur mit einer Vorpumpe¹ evakuiert ist. Der Druck in der Testkammer wird nicht gemessen, jedoch ist er deutlich größer als der Druck in der Experimentvakuumkammer, der bei etwa $8 \cdot 10^{-10}$ mBar liegt. Der geringste Druck der mit dieser Pumpe erreichbar ist, liegt laut Hersteller bei etwa $1,6 \cdot 10^{-2}$ mBar.

In Abbildung 3.2 ist die Messung des RIN bei der Photodiode hinter dem PST2 als blaue Linie eingezeichnet, dabei beträgt die Auflösungsbandbreite (RBW) des Spektrumanalysators 3 kHz. Zum Vergleich ist das RIN, wenn sich die Photodiode direkt hinter der Faser befindet, als rote Linie gezeigt. In der blauen Linie zeigen sich enorm viele spektral scharfe Spitzen, die im RIN hinter der Faser (rote Linie) nicht zu erkennen sind. Damit ist festzustellen, dass diese Spitzen keine Fluktuationen der Intensität nach Durchgang der Faser sind. Erst durch die zwei Polarisationsstrahlteiler und/oder die Überlagerung

¹Pchemlabs: Leybold SC15D

der beiden Strahlen werden diese Spitzen als Intensitätsschwankungen sichtbar.

Die rote Linie stimmt sehr gut mit dem RIN des Ti:Sa-Lasers, dass in Kapitel 1.3 beschrieben wird, überein. Nur vereinzelt lassen sich kleine Unterschiede erkennen, deren Ursprung nicht untersucht wird. Dadurch lässt sich sagen, dass die Faser kaum Intensitätsschwankungen des Laserlichts im Frequenzbereich von 50 kHz bis 5 MHz auslöst.

Das Spektrum, das durch die blaue Linie dargestellt ist und sich von dem der roten Linie unterscheidet, besteht hauptsächlich aus zwei einzelnen Spitzen bei 270 kHz und bei 1520 kHz (gelbe gestrichelte Linien). Weiterhin ist eine Formation aus sehr vielen Spitzen mit gleichmäßigem Abstand im Bereich zwischen 450 kHz und 1310 kHz zu erkennen (grüne gestrichelte Linien). Die Abstände betragen zwischen 20 kHz und 50 kHz, je nachdem welche Spitzen betrachtet werden. Die spektrale Breite dieser Spitzen ist durch die RBW gegeben und ist somit nur eine obere Abschätzung.

Zusätzlich zeigt sich eine sehr kleine Formation bei 2 MHz, die Ähnlichkeit mit der bei 450 kHz bis 1310 kHz besitzt. Diese wird hingegen vorläufig nicht untersucht, weil diese sehr weit von den Fallenfrequenzen entfernt liegen. Beim Drehen der $\lambda/2$ -Platte wird keine klare Beziehung der Spitzen zu einer Stehwellen-Konfiguration oder einer orthogonalen Orientierung der Polarisierungen der beiden Teilstrahlen bestimmt, sodass erst andere Aspekte des Signals untersucht werden.

Die Spitzen im Signal der Photodiode sind in ihrer Ausprägung und Struktur recht außergewöhnlich und die Zuordnung zur Brillouin-Streuung bedarf weiterer Untersuchungen. Die stimulierte Brillouin-Streuung ist ein nichtlinearer Prozess [28]. Dies bedeutet, dass das Auftreten von stimulierter Brillouin-Streuung nichtlinear mit der Intensität des einfallenden Lichtstrahls ist. Deswegen wird die Leistung, und damit die Intensität, in der Faser variiert und beobachtet, ob sich das Verhalten des RIN ändert. Ist es ein linearer Prozess, so sollte sich das relative Rauschen nicht ändern, da sich die mittlere Intensität und die Schwankungen gleichermaßen verändern. Ist dies nicht der Fall, so ist zu erwarten, dass sich die Amplituden der relativen Schwankungen mit steigender Intensität vergrößern.

Die spektrale Leistungsdichte des relativen Intensitätsrauschens wird für sechs verschiedene Leistungen von 3 mW bis 100 mW gemessen und die relative Änderung des RIN betrachtet. Dabei bezeichnet die Leistung die Summe der Leistungen der beiden einzelnen Strahlen in der Faser. Dafür werden die Variationen der Amplituden von drei Spitzen bei 270 kHz (blaue Linie), 680 kHz (rote Linie) und 1520 kHz (gelbe Linie) beobachtet. Die Auswahl der 270 kHz und der 1520 kHz Spitze wird getroffen, da sie vereinzelt auftreten und damit möglicherweise unabhängig von einander sind. Die 680 kHz Spitze wird beliebig aus der Formation gewählt. Die Amplituden der RIN der drei Spitzen relativ zur jeweils ersten gemessenen Amplitude sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Darin ist zu erkennen, dass sich die Amplitude der drei Spitzen zwar teilweise um 50%, jedoch ohne klare Tendenz ändert, sodass vermutet wird, dass die Abweichungen statistisch verteilt sind. Es wird der Schluss gezogen, dass die Spitzen im Leistungsbereich zwischen 3 mW und 100 mW, der den Bereich der verwendeten Leistungen im Experiment einschließt,

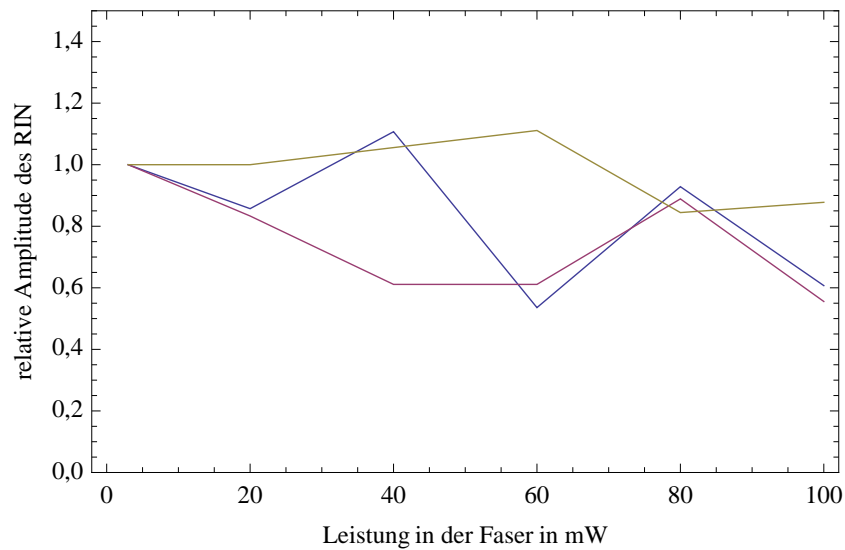


Abbildung 3.3: Veränderung der Amplitude der spektralen Leistungsdichte des relativen Intensitätsrauschens mit Variation der Leistung in der Faser. Dabei werden drei verschiedene Spitzen bei 270 kHz (blaue Linie), 680 kHz (rote Linie) und 1520 kHz (gelbe Linie) betrachtet. Dargestellt ist die Amplitude der Spitzen relativ zur Amplitude bei 3 mW.

keine auffällige nichtlineare Beziehung zur Intensität besitzen.

Eine Erklärung für diese Spitzen durch Brillouin-Streuung ist schwierig, da die Spitzen für Brillouin-Streuung untypische Frequenzen besitzen. Bei der Brillouin-Streuung erfährt der gestreute Strahl eine Frequenzverschiebung um f_S . Wenn der gestreute Strahl mit dem einfallenden interferiert, ist diese Frequenz dann im Intensitätsspektrum zu sehen. f_S liegt jedoch im Bereich von 10 GHz bis 30 GHz [32, 31]. In [30] werden Phasen- und Polarisationschwankungen einer Standardfaser auf Torsionsschwingungen des Mantels zurückgeführt, die ab 20 MHz beginnen. Für den Kern, der näher bei der Größenordnung einer ultradünnen Faser ist, betragen die Frequenzen der Torsionsschwingungen etwa 3 GHz. Diese einzelnen Frequenzen sind deutlich höher als die gemessenen bei mehreren Hundert kHz. Eine Möglichkeit für geringe Frequenzen im Intensitätsspektrum ist die Interferenz von gestreuten Strahlen mit anderen gestreuten Strahlen, wodurch der Frequenzunterschied sogar Null betragen kann. Das Intensitätsspektrum wird dann jedoch die Bandbreite der Brillouin-Verstärkung wiedergeben, die im Bereich von 20 MHz bis 100 MHz liegen kann [36, 37, 38]. Solch ein breitbandiges Intensitätsrauschen kann nicht festgestellt werden.

Die Interpretation dieser Spitzen als Brillouin-Streuung wird im Folgenden nicht betrachtet. Die Spitzen liegen jedoch im Frequenzbereich der Fallenfrequenzen und sind damit potentielle Störungen, weshalb es notwendig ist diese zu untersuchen. Im Weiteren wird die Bestimmung des Phasenrauschens in der ultradünnen Faser verfolgt und überprüft, ob sich diese Spitzen darin zeigen. Die Betrachtung des Phasenrauschens einer ultradünnen Faser ist ohnehin erforderlich, um dieses als mögliche Ursache der Speicher-

zeitlimitierung einzuschätzen. Dies wird im nächsten Abschnitt durchgeführt.

3.1.2 Faserinduziertes Phasenrauschen

Ein Phasenrauschen des rotverstimmten Dipolstrahls in der nanofaserbasierten Dipolfalle führt, aufgrund der Stehwellenkonfiguration, zu einem Schwanken der axialen Position des Fallen-Minimums. Solche Schwankungen der Position im Bereich der axialen Fallenfrequenz lösen ein resonantes Heizen der Atome in der Falle aus (siehe Kapitel 1.2). Deswegen sind Phasenschwankungen eine mögliche Ursache, für die Limitierung der Speicherzeit.

Zur Untersuchung wie stark die Auswirkungen der ultradünnen Fasern auf die Phase des Lichtes sind, wird ein Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut. Das Mach-Zehnder-Interferometer ermöglicht die Messung der relativen Phase zwischen zwei Wegen des Interferometers. Dies entspricht der Situation am Experiment, in der, für die Stehwelle, der rotverstimmte Dipolstrahl aufgeteilt und in der ultradünnen Faser wieder überlagert wird.

Die Messung der Phasenschwankungen werden durchgeführt, indem eine ultradünne Faser in einem Arm des Mach-Zehnder-Interferometers präpariert wird. Dies entspricht nicht vollständig der Situation am Experiment, da nur ein Strahl die Faser passiert, dennoch gibt diese Phasenrauschmessung Aufschlüsse über mögliche Störungen.

Des Weiteren wird die Intensitätsstabilisierung aus Kapitel 2.2.2 vor dem Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut, um das Intensitätsrauschen des Lasers zu unterdrücken und damit die Intensitäts- von den Phasenschwankungen besser unterscheiden zu können. Auch hier wird der Ti:Sa-Laser für die Untersuchungen verwendet.

Der grundlegende Aufbau des verwendeten Mach-Zehnder-Interferometers besteht aus zwei 50:50 Strahlteilern (ST) (siehe Abbildung 3.4). Am ST1 wird das Licht in zwei Strahlen mit gleicher Intensität aufgeteilt, um am ST2 wieder überlagert zu werden. Zwischen den Strahlteilern propagieren die beiden Lichtfelder entlang der Wege $Z1$ und $Z2$, wobei sich in $Z2$ die ultradünne Faser befindet und $Z1$ einen „Piezo-Spiegel“ enthält. Die Intensität I_1 im Ausgang des ST2 wird mit zwei Photodioden („Mess-Photodiode“, „Regel-Photodiode“) gemessen, wobei die Regel-Photodiode nur den Teil der Intensität sieht, der von einem Glasplättchen reflektiert wird. Das Signal der Mess-Photodiode wird mit einem Spektrum-Analysator ausgewertet und das Signal der Regel-Photodiode wird an eine Regelung (Piezo-Regelung) geleitet. Diese Regelung steuert einen Verstärker, der wiederum den Piezo-Spiegel lenkt. Vor dem ST1 befindet sich noch eine $\lambda/2$ -Platte, mit der die Polarisation des Ti:Sa-Strahls gedreht werden kann. Im weiteren Verlauf wird die Funktionsweise des Mach-Zehnder-Interferometers beschrieben und die Aufgabe der einzelnen Bestandteile des Aufbaus erklärt.

Durch die Überlagerung am ST2 der zwei Strahlen in den Wegen $Z1$ und $Z2$ interferieren diese und die Intensität I_1 im Ausgang des ST2 ist durch

$$I_1 = |E_{Z1} + E_{Z2}|^2, \quad (3.2)$$

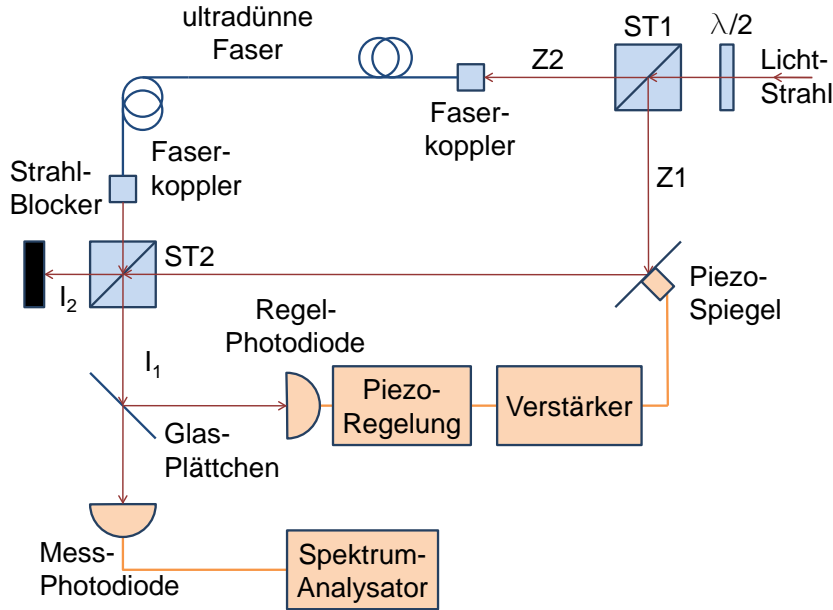


Abbildung 3.4: Schema des verwendeten Mach-Zehnder-Interferometers mit einer Faser in einem Arm. Am ST1 wird der Laserstrahl aufgeteilt und die einzelnen Strahlen propagieren entlang der Wege Z1 und Z2. In Z2 befindet sich die ultradünne Faser und in Z1 ein piezogesteuerter Spiegel. Die Strahlen werden an ST2 wieder überlagert und die Intensität I_1 in einem Ausgang des ST2 wird mit einer (Mess)-Photodiode bestimmt. Zwischen dem ST2 und der Mess-Photodiode befindet sich ein Glasplättchen, das ein Teil des Lichtstrahls auskoppelt und auf eine zweite (Regel)-Photodiode lenkt, die ein Signal für die Piezo-Regelung liefert. Diese steuert über einen Verstärker den Piezo-Spiegel. Vor dem ST1 befindet sich eine $\lambda/2$ -Platte mit der die Polarisation des Lichtstrahls gedreht werden kann.

spricht dem Betragsquadrat der Summe der beiden elektrischen Felder $E_{Zj}(x_j)$ in den Wegen Z_j , gegeben. Die einzelnen Felder

$$E_{Zj}(x_j) = |E_{Zj}|e^{-ik_j x_j} \quad (3.3)$$

werden dabei durch ebene Wellen entlang der Wege Z_j dargestellt [24] und $j \in \{1, 2\}$ nummeriert die Wege. Die Felder E_{Zj} haben dabei die gleiche Orientierung der Polarisation. Damit ergibt sich die Intensität I_1 zu

$$I_1(\varphi) = I_{Z1} + I_{Z2} + 2\sqrt{I_{Z1}I_{Z2}} \cos(\varphi) , \quad (3.4)$$

wobei $\varphi = k_1 x_1 - k_2 x_2$ die relative Phase der beiden Strahlen, x_j die zurückgelegte Weglänge des Lichtfeldes und k_j die Wellenzahl im Weg Z_j ist. $I_{Zj} = |E_{Zj}|^2$ gibt die Einzelintensität des Strahls im Weg Z_j an. Durch diese Anordnung werden Änderungen der relativen Phase in Intensitätsvariationen umgewandelt und die Messung der Phasenfluktuationen ist möglich, wenn die Intensitätsschwankungen bestimmt werden. Die

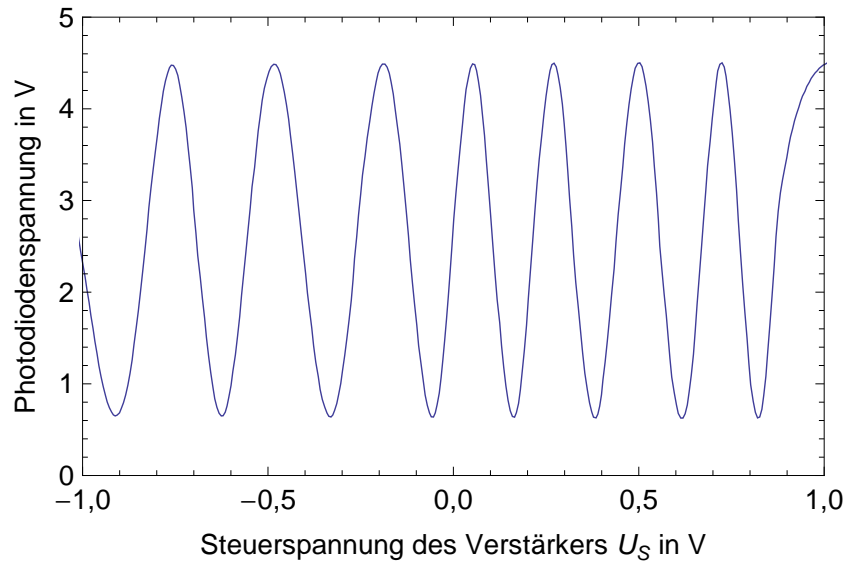


Abbildung 3.5: Beispielhafte Visibilitäts-Messung am verwendeten Mach-Zehnder-Interferometer. Die Visibilität bleibt beim Durchfahren der Piezo-Steuerspannung konstant. Nur eine Beschleunigung der Phasenänderung mit der Steuerspannung ist festzustellen.

Wirkung der Phasenschwankungen auf die Intensität ist dabei abhängig von der Überlagerung der beiden Strahlen und muss möglichst vollständig für eine sensitive Messung der Phasenfluktuationen sein. Zur Charakterisierung dieser Überlagerung dient die Visibilität V , die durch

$$V = \frac{I_{\text{Max}} - I_{\text{Min}}}{I_{\text{Max}} + I_{\text{Min}}} \quad [24] \quad (3.5)$$

definiert ist. Dabei bezeichnet I_{Max} die maximale Intensität bei Änderung der Phase um eine Wellenlänge und I_{Min} die minimale. Diese ist bei perfekter Überlagerung Eins und für nicht interferierende Strahlen Null. Die Visibilitäten, die mit dem verwendeten Aufbau erreicht werden, liegen im Bereich von 70% (siehe Abbildung 3.5).

Um die Änderung der Intensität durch eine Änderung der Phase möglichst genau detektieren zu können, muss die relative Phase $\pi/2$ betragen. An diesem Punkt ist die Sensitivität $\partial I/\partial \varphi$ am größten. Langsame Phasendrifts des Aufbaus werden deshalb mit einer Regelung kompensiert, welche die mittlere Phase φ_0 bei $\pi/2$ hält, aber die schnellen Fluktuationen nicht beeinträchtigt. Zur Messung der mittleren Phase, bzw. der Intensität in einem Arm dient die Regel-Photodiode, deren Signal an eine Regelung (Piezo-Regelung) geleitet wird. Die Piezo-Regelung kann über einen Verstärker die Position eines Spiegels auf einem Piezo elektrischen Element im Weg Z1 steuern. Dadurch wird die Weglänge dieses Interferometer-Arms und die relative Phase der Strahlen verändert. Dieser Spiegel zusammen mit dem Piezo elektrischen Element ist in Abbildung 3.4 als „Piezo-Spiegel“ bezeichnet.

Der Strahlversatz, der mit der Verschiebung des Spiegels einhergeht, macht sich im Interferenzmuster nicht bemerkbar. Beim Durchfahren mehrerer Wellenlängen ändert sich die Visibilität nicht (siehe Abbildung 3.5). Was sich in Abbildung 3.5 allerdings zeigt, ist, dass die Phase sich nicht linear mit der Steuerspannung U_S des Verstärkers ändert. Dies ist an der Frequenzvariation der Photodiodenspannung zu erkennen. Der Grund dafür ist nicht eindeutig belegt, aber es wird vermutet, dass sich die Position des Piezo-Spiegels nicht linear mit der angelegten Spannung U_V des Verstärkers verschiebt. Dadurch wäre die Änderung der Weglänge pro Volt nicht konstant. Dies variiert aber die Sensitivität $\partial I/\partial\varphi$ nicht und spielt damit keine Rolle für die Phasenmessung. Als Piezo-Regelung wird ein PI-Regler (vergleiche Kapitel 2.1) mit einstellbarer Gesamt- und Proportional-Verstärkung verwendet. Diese Verstärkungen werden auf den jeweiligen Minimalwert gestellt, um den Einfluss der Regelung im Frequenzbereich der Fallenfrequenzen ab etwa 100 kHz zu minimieren. Dabei kann die Regelung trotzdem die mittlere Phase über Minuten halten, sodass bei den Messungen von einer konstanten Sensitivität auszugehen ist.

Zur Beschreibung des Phasenrauschens wird die spektrale Leistungsdichte der Phasenschwankungen in einem Frequenzband df

$$S_{\Delta\varphi}df = \langle \Delta\varphi^2 \rangle df \quad (3.6)$$

bestimmt, indem die Intensität I_1 mittels der Mess-Photodiode aufgenommen, deren Spannungssignal mit einem Spektrum-Analysator ausgewertet und durch das Quadrat der Sensitivität $(\partial I/\partial\varphi)^2$ bei der Phase $\pi/2$ dividiert wird. Die folgenden Messungen besitzen keine einheitliche Auslösungsbandbreite (RBW) des Spektrum-Analysators, sodass einige spektrale Breiten der Spitzen von Messung zu Messung verschieden sind. Die Messungen unterscheiden sich in einigen Spitzen, die nicht beständig in allen Phasenrauschspektren zu sehen sind und die Präsentation der Daten beschränkt sich auf die reproduzierbaren Spitzen.

Zur Unterscheidung des Phasenrauschens vom Intensitätsrauschen des Ti:Sa-Lasers wird das Intensitätsspektrum separat gemessen, wenn der Arm mit dem Piezo-Spiegel (Z1) des Interferometers geblockt ist. Die Leistung, die die Photodiode trifft muss erhöht werden, um die fehlende Leistung des geblockten Arms zu kompensieren und damit das Intensitätsrauschniveau bei der Phasenmessung zu reproduzieren. Dieses Rauschniveau wird mittels der Sensitivität in ein äquivalentes Phasenrauschen umgerechnet. Als Referenz wird die Intensität durch die Faser gewählt, um mögliche Intensitätsfluktuationen, die durch die Faser ausgelöst werden, zu berücksichtigen.

Der Aufbau ohne Faser zeigte keine erkennbaren Phasenschwankungen im Frequenzbereich zwischen 100 kHz und 1 MHz, die größer waren als das Intensitätsrauschen des Ti:Sa-Laser. Die Messung ist hier jedoch nicht gezeigt. Nur bei Frequenzen bis 80 kHz sind Phasenschwankungen sichtbar (siehe Abbildung 3.6(a)). Da der Frequenzbereich kleiner 80 kHz weit genug von den axialen Fallenfrequenzen bei 299 kHz und 343 kHz der zwei Fallenkonfigurationen entfernt ist, ist dies für ein resonantes Heizen von ge-

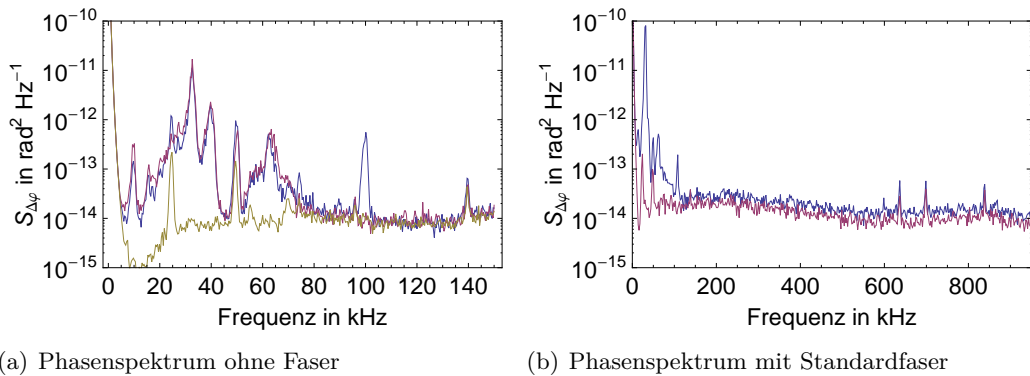


Abbildung 3.6: (a): Dargestellt ist die Phasenmessung mit zwei Spiegeln statt der ultradünnen Faser. Die blaue Linie zeigt die Messung des Phasenrauschens mit PDH-Stabilisierung. Die rote Linie beschreibt das Phasenrauschen ohne PDH-Stabilisierung und die gelbe Linie stellt das Phasenrauschäquivalent der Intensitätsschwankungen dar. Die RBW des Spektrum-Analysators beträgt 1 kHz. (b): Präsentiert ist die Phasenmessung mit einer Standardfaser statt der ultradünnen Faser. Die blaue Linie zeigt die Messung des Phasenrauschens mit der Standardfaser. Die rote Linie beschreibt das Phasenrauschäquivalent der Intensitätsschwankungen. Die RBW beträgt 3 kHz.

ringerer Bedeutung. Einzig eine Spitze bei 100 kHz kann der Pound-Drever-Hall (PDH) Frequenzstabilisierung des Ti:Sa-Lasers eindeutig zugeordnet werden. Dazu sind in Abbildung 3.6(a) drei Messungen gezeigt: mit PDH-Stabilisierung (blaue Linie), ohne PDH-Stabilisierung (rote Linie) und nur Intensitätsrauschen (gelbe Linie).

Auch das Einbringen einer Standardfaser ohne ultradünner Taille zeigt in dem Frequenzbereich 100 kHz-1 MHz keine messbaren Auswirkungen (siehe Abbildung 3.6(b)). Nur diejenigen Spitzen sind zu erkennen, die auch ohne Faser vorhanden sind. Vor allem die Spitze bei etwa 30 kHz und ihre 2. Harmonische bei etwa 60 kHz sind hier und bei anderen Messungen deutlich zu sehen. Festzustellen ist zudem eine Erhöhung der Frequenz der langsamen Phasendrifts des Aufbaus ohne Piezo-Regelung. Der Phasendrift ändert beim Aufbau ohne Faser die Phase um π auf einer Zeitskala von etwa einer Sekunde und einer Zehntel Sekunde beim Aufbau mit einer Standardfaser. Der Aufbau mit Faser zeigt damit eine größere Anfälligkeit für Phasenschwankungen als der ohne.

Die Messung des Phasenrauschens in der ultradünnen Faser bei abgepumpter Testkammer (vergleiche Abbildung 3.7, rote Linie) ergibt eine deutliche Abweichung von den Spektren in Abbildung 3.6 und die Ähnlichkeit zu den Messungen in Kapitel 3.1.1 ist deutlich zu sehen. Die Gemeinsamkeiten, in der Frequenzposition der Spitze bei 272 kHz zu der 270 kHz Spitze in Abbildung 3.2 und der Vergleichbarkeit der Struktur ab etwa 450 kHz, die aus einzelnen scharfen Spitzen besteht, lassen den Schluss zu, dass es sich dabei um das gleiche Phänomen handelt. Die Abstände der Spitzen in der Formation liegen im Bereich von 10 kHz bis 20 kHz, was ebenfalls der Messung in Kapitel 3.1.1 gleicht. Allein die Spitze bei 1,5 MHz in Abbildung 3.2 kann in der Messung mit dem Mach-Zehnder-

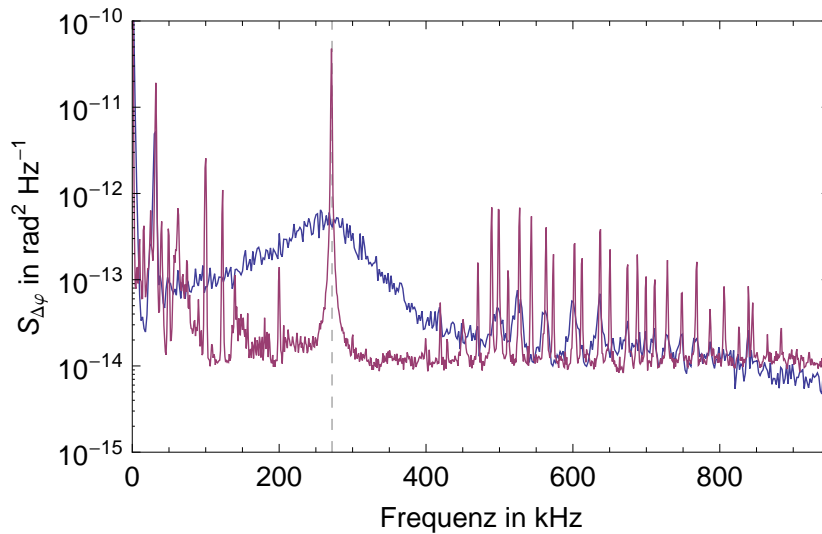


Abbildung 3.7: Vergleich der Phasenmessung der ultradünnen Faser ohne und mit Vakuum in der Testkammer. Die blaue Linie gibt die Phasenmessung ohne Vakuum wieder, wobei die RBW 3 kHz beträgt. Die rote Linie stellt die Phasenmessung mit Vakuum dar, wobei die RBW 1 kHz beträgt. Die 272 kHz Spitze ist durch eine gestrichelte Linie hervorgehoben.

Interferometer nicht beobachtet werden und nur der Bereich bis 1 MHz zeigt Spitzen. Die Ursache für das Auftreten dieser Spitze bei 1,5 MHz in Abbildung 3.2, sowie das nicht Vorhandensein in den Messungen mit dem Mach-Zehnder-Interferometers ist unbekannt. Da diese Spitze sehr weit entfernt von den einfachen und doppelten Fallenfrequenzen ist, ist sie für die Betrachtungen der Speicherzeitlimitierung unbedeutend.

Eine Eigenschaft der Phasenfluktuationen in Abbildung 3.7 ist die deutliche Abhängigkeit vom Druck in der Test-Kammer. Die Blaue Linie zeigt das Spektrum bei Normaldruck und einer RBW von 3 kHz, bei dem die spektrale Breite der 272 kHz Spitze etwa 140 kHz beträgt. Bei abgepumpter Testkammer ist die spektrale Breite hingegen durch die minimale RBW des Spektrum-Analysators von einem 1 kHz begrenzt. Zwar ist die RBW bei den Messungen unterschiedlich, jedoch kann dies nicht die Verbreiterung auf 140 kHz erklären, da der Unterschied der RBW nur 2 kHz beträgt. Diese Abhängigkeit vom Druck ist ein Anzeichen, dass die Ursache für die Spitze eine mechanische Schwingung ist, deren Dämpfung und damit ihre spektrale Breite vom Luftdruck abhängt. Es liegt nahe solch eine Schwingung dem ultradünnen Teil der Faser zu zuordnen, da diese aufgrund ihrer Größe am wahrscheinlichsten so stark vom Luftdruck gedämpft wird. Ob die Ursache des Phasenrauschens weitere Eigenschaften einer mechanischen Schwingung zeigt, wird in Kapitel 3.1.3 untersucht. Weiterhin ist zu bemerken, dass die Spitzen ab 450 kHz keine so starke Erhöhung der spektralen Breite erfahren wie die Spitze bei 272 kHz. Die spektrale Breite ist bei beiden Messungen durch die eingestellte RBW bestimmt. Aufgrund der unterschiedlichen RBW zwischen den Messungen mit und ohne Vakuum ist es jedoch nicht mit Gewissheit zu sagen, ob sich die spektrale Breite gar

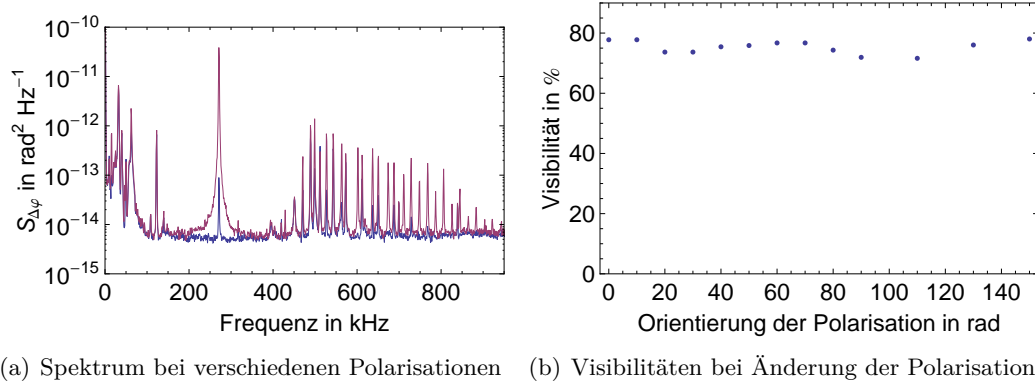


Abbildung 3.8: (a): Zu erkennen ist das Phasenrauschspektrum bei zwei Einstellungen der $\lambda/2$ -Platte vor dem ST1. Die blaue Linie gibt das Spektrum bei einer Position der $\lambda/2$ -Platte an. Die rote Linie stellt das Spektrum bei Drehung der $\lambda/2$ -Platte um 25° dar. (b): Gezeigt sind die gemessenen Visibilitäten bei den verschiedenen Einstellungen der Polarisation vor dem ST1. Die Variation der Visibilität schwankt für die verschiedenen Einstellungen der Polarisation, jedoch nur im Bereich von 71% bis 79%.

nicht oder bis maximal 3 kHz erhöht hat. Dieses unterschiedliche Verhalten der einzelnen Spitze bei 272 kHz und der Formation der Spitzen ab 450 kHz lässt mutmaßen, dass sie durch verschiedene Mechanismen erzeugt werden.

Eine weitere Abhängigkeit des Signals zeigt sich bei der Einstellung der Polarisation vor dem ST1. Durch Drehung der $\lambda/2$ -Platte um 25° kann die Amplitude der 272 kHz Spitze um zwei Größenordnungen verringert werden (siehe Abbildung 3.8(a)). Deswegen wird eine Analyse des Verlaufs der Amplitude mit der Orientierung der Polarisation durchgeführt. Das Spektrum wird dazu bei verschiedenen Stellungen der $\lambda/2$ -Platte aufgenommen und die Amplitude der 272 kHz Spitze relativ zur maximalen Amplitude gegen die Orientierung der Polarisation aufgetragen. Die Orientierung der Polarisation sei beliebig als die doppelte $\lambda/2$ Winkelstellung festgelegt. Bei jeder Einstellung der Polarisation wird die Visibilität des Interferometers überprüft und deren Messungen sind in Abbildung 3.8(b) gezeigt. Dies soll Veränderungen der Sensitivität ausschließen, welche die Amplitudenhöhe der Spitzen modifizieren. Die relative Amplitude der 272 kHz Spitze bei den unterschiedlichen Polarisationen ist in Abbildung 3.9 (blaue Linie) zu sehen, wobei die Polarisation von $0-90^\circ$ in 10° -Schritten und ab 90° in 20° -Schritten bis 150° gedreht wird.

Das Maximum der Amplitude der 272 kHz Spitze zeigt sich bei Drehung um etwa 20° und sinkt auf ein Minimum bei einer Drehung um 60° . Sowohl das Maximum als auch das Minimum wiederholen sich etwa alle 90° der Orientierung der Polarisation. Anscheinend gibt es zwei Basen der Polarisation, die um 45° gegeneinander verdreht sind, bei der die Achsen einer Basis eine maximale und die Achsen der zweiten Basis eine minimale Phasenänderung erhalten. Dieses Verhalten des Phasenrauschens wird später näher betrachtet.

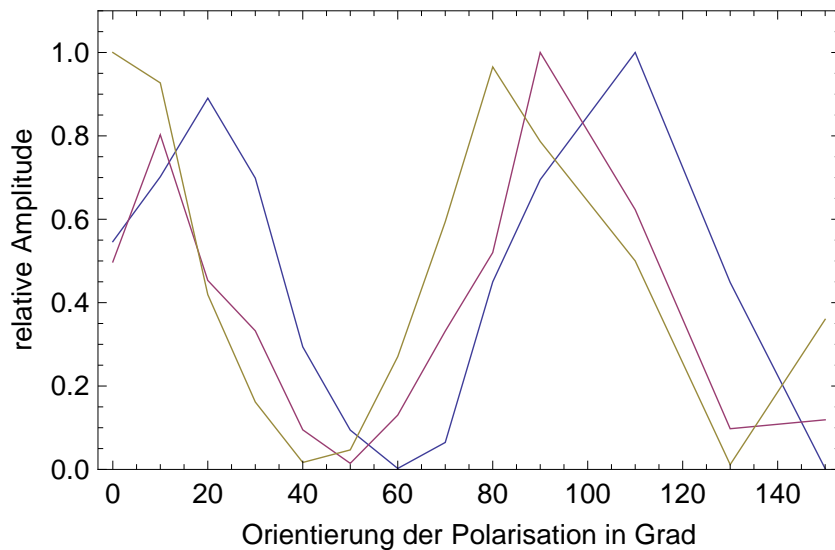
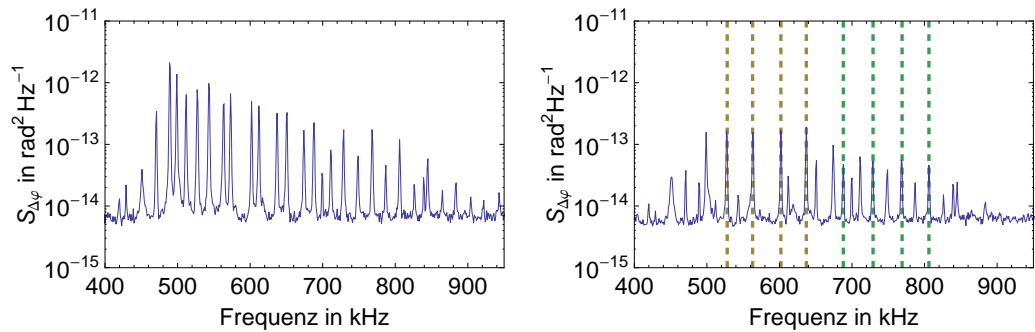


Abbildung 3.9: Polarisationsabhängigkeit der Amplitude des Phasenrauschens von drei Spitzen aus Abbildung 3.8(a). Die Amplitude einer Spitze ist relativ zum maximalen Wert der jeweiligen Spitze angegeben. Die blaue Linie beschreibt die 272 kHz-Spitze. Die rote Linie zeigt den Verlauf einer Spitze bei 471 kHz. Die gelbe Linie stellt die Änderung der Amplitude einer Spitze bei 489 kHz dar. Die Spitzen werden ausgewählt, um die verschiedenen Minimalorientierungen abzubilden.

Des Weiteren ändern sich ebenfalls die Amplituden der Spitzen in der Struktur ab 450 kHz, jedoch befindet sich das Minimum der Amplitude teilweise nicht bei 60° , sondern für einige Spitzen bei 50° oder für andere bei 40° . Als Beispiele sind die Verläufe der relativen Amplitude mit der Polarisation einer Spitze bei 471 kHz (rote Linie) und einer Spitze bei 489 kHz (gelbe Linie) in Abbildung 3.9 eingezeichnet. Wegen dieser verschiedenen Minimum-Positionen der Amplitude ist es möglich, einige Spitzen völlig unter dem Grundrauschen verschwinden zu lassen, wobei andere noch zu sehen sind. Zur Veranschaulichung sind zwei Spektren in Abbildung 3.10 gezeigt. In Abbildung 3.10(a) sind alle Spitzen gut zu erkennen, wohingegen in Abbildung 3.10(b) im Bereich von 500 kHz bis 600 kHz jede zweite unter dem Grundrauschen verschwindet. Dazu sind die Spitzen bei 528 kHz, 563 kHz, 602 kHz und 637 kHz durch gelbe gestrichelte Linien markiert. Ein gleichmäßiger Abstand der Spitzen von etwa 35 kHz ist in diesem Bereich deutlich zu erkennen und es finden sich über diesen Bereich hinaus bis hin zu knapp 1 MHz etwa alle 35 kHz immer Spitzen. Dadurch scheint es, dass es sich bei der Formation um mehrere „Sets“ von Spitzen handelt, in denen die jeweiligen Spitzen in einem Set um etwa 35 kHz getrennt, die Sets jedoch gegeneinander verschoben sind. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 3.10(a) zusätzlich die Spitzen bei 688 kHz, 729 kHz, 769 kHz und 806 kHz durch grüne gestrichelte Linien gekennzeichnet. Bei diesen Spitzen beträgt der Abstand dagegen etwa 40 kHz. Das Zustandekommen dieser Struktur oder des Frequenzabstands ist allerdings unbekannt.



(a) Spektrum bei Drehung der Polarisation um 10° (b) Spektrum bei Drehung der Polarisation um 130°

Abbildung 3.10: Phasenrauschspektren bei 400 kHz bis 1 MHz für zwei verschiedene Orientierungen der Polarisation. (a) zeigt das Phasenrauschen bei Drehung der Polarisation um 10° . (b) stellt das Phasenrauschen bei Drehung der Polarisation um 130° dar. Die Spitzen bei 528 kHz, 563 kHz, 602 kHz und 637 kHz werden durch gelbe gestrichelte Linien markiert. Die Spitzen 688 kHz, 729 kHz, 769 kHz und 806 kHz werden durch grüne gestrichelte Linien gekennzeichnet.

In den Abbildungen 3.8(a), 3.9 und 3.10 ist zur besseren Übersicht das gemessene Intensitätsrauschen nicht eingetragen. Dieses Intensitätsrauschen (siehe Abbildung 3.11, rote Linie) zeigt, dass einige Spitzen und vor allem die bei 272 kHz, zwar sehr klein, aber sichtbar sind, selbst wenn keine Interferenz mehr auftritt. Dies ist jedoch nur der Fall, wenn die Orientierung der Polarisation 150° beträgt. Durch drehen der Polarisation verschwinden diese Spitzen wieder unter das Grundrauschen. Dieser Umstand lässt daran zweifeln, ob die Phasenmessung mit dem Mach-Zehnder-Interferometers nur sensitiv auf Phasenfluktuationen ist. Der Vergleich der Intensitätsrausch- (rote Linie) und der Phasenrauschmessung (blaue Linie) bei der Orientierung der Polarisation bei 150° sind in Abbildung 3.11 präsentiert. Das Phasenrauschen ist für fast alle Spitzen, die zu erkennen sind, größer als das Intensitätsrauschen, sodass die Phasenrauschmessung hauptsächlich Phasenrauschen anzeigt. Ein Residuum dieses Signals scheint allerdings erhalten zu bleiben, dass sich bei einer bestimmten Polarisationseinstellung zeigt. Da sich das Residuum aber durch weiteres Drehen verringert und nur nahe der Orientierung von 150° und dort nur recht schwach im Vergleich zum Signal der Phasenmessung zu sehen ist, wird davon ausgegangen, dass es keine große Störung der Messung bewirkt hat. Dieses Restsignal könnten Polarisationsschwankungen sein, die durch das Glasplättchen für die Piezo-Regelung in Intensitätsschwankungen umgewandelt werden.

Deswegen drängt dieses Residuum darauf zu untersuchen, in wieweit sich das Phasenrauschsignal in Polarisationsschwankungen manifestiert. Dafür wird der ST2 durch einen Polarisationsstrahlteiler (PST) ausgetauscht. Die Schwankungen der Intensität hinter dem PST werden mit der Photodiode gemessen und mit dem Spektrum-Analysator ausgewertet. Es wird dadurch keine vollständige Bestimmung des Polarisationszustandes durchgeführt, weshalb die Messung in Abbildung 3.12 die Rauschleistung der Intensitätsschwankungen in beliebigen Einheiten (b.E.) zeigt. Für die Analyse der Polarisati-

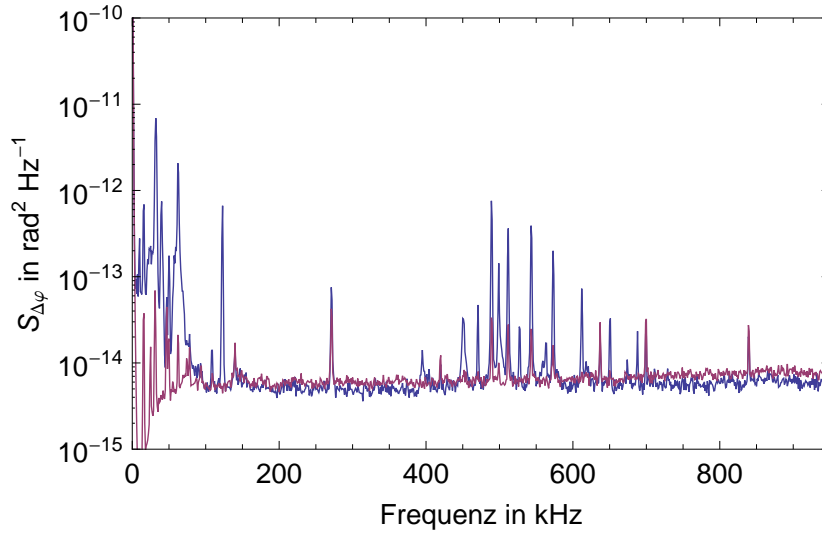


Abbildung 3.11: Vergleich der Phasenrausch- (blaue Linie) bei 150° und der Intensitätsrauschmessung (rote Linie). Die Spitze bei 272 kHz ist in beiden Messungen zu sehen, wenn auch in der Intensität etwas schwächer. Auch einige der Spitzen bei der Formation ab 450 kHz sind in beiden Messungen zu erkennen.

onsschwankungen der ultradünnen Faser (blaue Linie in Abbildung 3.12) wird der Weg Z1 geblockt. Als Vergleich dazu wird eine zweite Messung (rote Linie in Abbildung 3.12) durchgeführt, bei der der Weg Z2 geblockt wird. In der Messung der ultradünnen Faser sind dieselben Spitzen vorhanden, die auch im Mach-Zehnder-Interferometer auftauchen. Nur die Ausprägung der Spitzen ist stärker, sodass bis in Frequenzen von 1,4 MHz Spitzen zu erkennen sind, die bei der Messung des Phasenrauschens vermutlich unter dem Intensitätsrauschniveau verschwinden. Durch die starke Beziehung zwischen Phase und Polarisation einer elektromagnetischen Welle ist es nicht verwunderlich, dass Schwankungen einer Größe sich in Fluktuationen der anderen zeigen. Wegen der Abhängigkeit des Phasenrauschens von der Orientierung der Polarisation wird angenommen, dass es sich um ein doppelbrechendes Phänomen handelt.

Das gemessene Phasenrauschen zeigt ein Maximum der Schwankungen alle 90° der Orientierung der Polarisation. Dies kann mit der Annahme einer Doppelbrechung und mit folgender Betrachtung plausibel gemacht werden. Für die Felder \vec{E}_{Z_j} wird eine beliebige lineare aber für beide Wege gleiche Polarisation gemäß

$$\vec{E}_{Z_j} = \sqrt{I'} \left(\cos(\alpha) e^{-i\gamma_j} \vec{e}_x + \sin(\alpha) e^{-i\delta_j} \vec{e}_y \right) \quad (3.7)$$

angesetzt, wobei die Intensitäten I' für beide Wege gleich gewählt werden und α die relative Orientierung der Polarisation zur x -Achse angibt. γ_j und δ_j bezeichnen die Phasenverschiebungen, welche die beiden Strahlen entlang der Wege in der x - bzw. y -Achse erhalten. So führt Gleichung 3.2 für die Intensität in einem Arm des Interferometers zu

$$I = 2I' \left(1 + \operatorname{Re} \left\{ \vec{E}_{Z1}^* \cdot \vec{E}_{Z2} \right\} \right) . \quad (3.8)$$

Dabei gibt \vec{E}_{Z1}^* das komplex konjugierte Feld und $\vec{E}_{Z1}^* \cdot \vec{E}_{Z2}$ das Skalarprodukt der beiden Felder an. Da die Piezo-Regelung die mittlere relative Phase zwischen den zwei Strahlen bei $\pi/2$ hält, kann im Mittel $\gamma_1 = \delta_1 = \pi/2$ angenommen werden. Zusätzlich wird auch die zeitlichen Fluktuationen für den Weg Z1 vernachlässigt, sodass nur noch $\gamma_2 \equiv \gamma$ und $\delta_2 \equiv \delta$ zum Phasenrauschen beitragen. Weiterhin wird verwendet, dass die zwei doppelbrechenden Achsen der ultradünnen Faser die Phasenverschiebung γ in der x - und δ in der y -Achse verursachen. Mit diesen Annahmen ergibt sich Gleichung 3.8 zu

$$I = 2I' \left(1 + \cos^2(\alpha) \cos \left(\frac{\pi}{2} - \gamma \right) + \sin^2(\alpha) \cos \left(\frac{\pi}{2} - \delta \right) \right) . \quad (3.9)$$

An diesem Ausdruck ist auf den ersten Blick nicht zu erkennen, warum eine bestimmte Wahl von α die Schwankungen der Intensität minimieren sollte, wie es die Messungen anzeigen. Sind jedoch die Phasenschwankungen in den zwei Achsen antikorreliert, also $\gamma = -\delta$, ergibt sich eine Möglichkeit die Intensitätsschwankungen Null werden zu lassen, indem $\alpha = 45^\circ$ gewählt wird. Gleichung 3.9 ergibt sich dann zu

$$I = 2I' (1 + \sin(\gamma) - \sin(\gamma)) = 2I' . \quad (3.10)$$

Eine Antikorrelation liefert zudem die Periodizität des Minimums, bzw. Maximums des gemessenen Phasenrauschens mit 90° der Orientierung der Polarisation.

Eine Antikorrelation der Phasenmodulationen ist plausibel, wenn die Ursache eine mechanische Schwingung der ultradünnen Faser ist. Die Idee ist, dass die Faser, durch die Auslenkung, in einer Achse gestreckt und in der anderen gestaucht wird. Diese Streckung und Stauchung wirkt sich dann auf den Brechungsindex der Faser und damit auf die Phase des Lichtes aus. Dies ist nur eine mögliche Erklärung für die Messungen und kann bis jetzt nicht bestätigt werden.

Diese Messungen zeigen, dass die ultradünne Faser störenden Einfluss auf die Phase und Polarisation eines Lichtstrahls, den sie führt, nehmen kann. Zudem zeigen sich die Schwankungen in scharfen Spitzen im Frequenzbereich zwischen etwa 200 kHz und 1,5 MHz, der den Bereich der doppelten Fallenfrequenzen, sowie den Bereich der einfachen axialen Fallenfrequenzen der zwei Fallenkonfigurationen überdeckt. Damit sind die gemessenen Fluktuationen potentielle Störquellen für die nanofaserbasierte Dipolfalle.

Deswegen wird die Ursache dieser Signale im nächsten Abschnitt untersucht, um mögliche weitere Störungen identifizieren zu können. Des Weiteren wird in Kapitel 3.2 die Experimentfaser auf diese Signale hin geprüft.

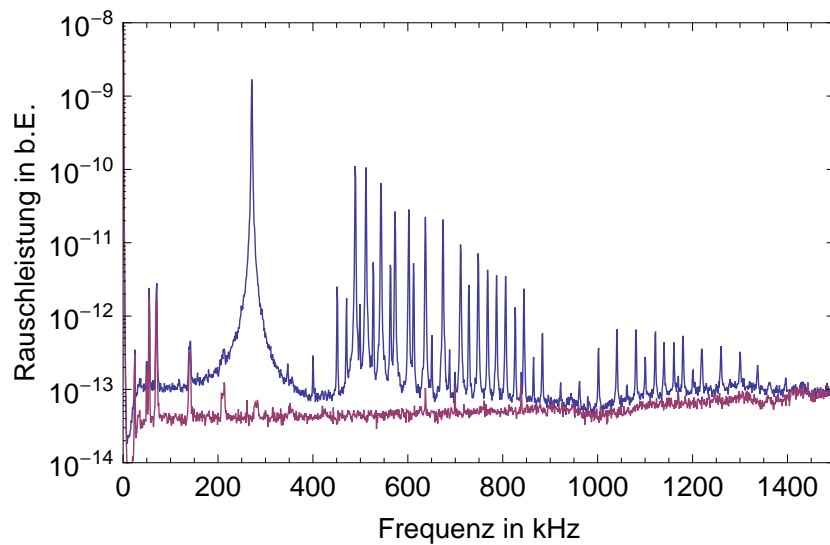


Abbildung 3.12: Messung der Polarisationschwankungen. Die Messung (blaue Linie) zeigt die Schwankungen der Intensität hinter einem PST im Weg Z2 der ultradünnen Faser. Die Spitze bei 272 kHz und die Formation der Spitzen ab 450 kHz sind deutlich zu erkennen. Die 272 kHz-Spitze ist dabei 4 Größenordnungen über dem Grundrauschniveau und die Formation teilweise 3 Größenordnungen höher, wodurch Spitzen bis ca. 1,4 MHz zu sehen sind, die bei der Phasenmessung unter dem Intensitätsrauschniveau verschwinden. Zum Vergleich sind die Schwankungen der Intensität hinter dem PST für den Weg Z1 gezeigt (rote Linie), in dem sich keine der Spitzen finden lassen.

3.1.3 Untersuchungen zur Ursache des Phasenrauschens

Die Messungen des Phasenrauschens einer ultradünnen Faser im vorherigen Abschnitt ergeben, dass die spektrale Breite der Spitze, die sich bei 272 kHz befindet, abhängig vom Druck um die Faser ist. Eine erste Vermutung dafür ist, dass der ultradünne Teil der Faser (Fasertaille) eine mechanische Schwingung ausführt, die durch die umgebende Luft gedämpft wird. Durch Erhöhung des Drucks kann es dann zu einer Verbreiterung der Resonanzfrequenz der mechanischen Schwingung kommen.

Ein Ansatz, wie die mechanische Schwingung in Phasen- oder Polarisationsfluktuationen umgewandelt wird, ist von einer transversalen Schwingung der Taille auszugehen, die eine Deformation bewirkt und/oder die Zugspannung verändert. Diese Deformation moduliert dann den Brechungsindex der Fasertaille mit der Schwingungsfrequenz oder deren Vielfachen. Es gibt Untersuchungen, die sich mit der Änderung des Brechungsindex einer Glasfaser durch Krafteinwirkungen durch beispielsweise einem Ziehen oder Biegen der Faser beschäftigen [39]. Es ist jedoch nicht bekannt, ob außerhalb dieser Arbeit Experimente zur Wirkung einer mechanischen Schwingung einer ultradünnen Faser, auf das in ihr propagierende Licht, existieren.

Als erste Betrachtung einer mechanischen Schwingung wird die Fasertaille als schwingende Saite mit zwei festen Enden angenommen. Durch das Größenverhältnis der Radien der Fasertaille zur unverjüngten Faser von $250 \text{ nm}/65 \mu\text{m}$ kann diese Näherung verwendet werden.

Für den Fall einer schwingenden Saite der Länge L mit zwei festen Enden ergibt sich für die erste Eigenfrequenz einer transversalen Auslenkung [40, 41]

$$f_E = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}} \quad , \quad (3.11)$$

wobei σ die Zugspannung, also die Kraft pro Fläche und ρ die Dichte der Saite bezeichnet. Somit sollte sich die Frequenz der Spitzen mit der Zugspannung und der Länge der Fasertaille ändern, wenn sie auf eine transversale Schwingung der Faser zurückzuführen sind.

Für die Beobachtung einer möglichen Frequenzverschiebung bei einer Längenänderung werden Faserprofile erzeugt, die eine andere Tailenlänge besitzen.

Zur Überprüfung der Spannungsabhängigkeit der Frequenzpositionen werden ultradünne Fasern auf einem Faserhalter aus der Diplom-Arbeit von Chr. Wagner [42] befestigt, der über einen Biege-Piezo² verfügt (siehe Abbildung 3.14). Wenn ein Ende der unverjüngten Faser am Biege-Piezo angebracht wird, kann durch Variation der an ihm angeschlossenen elektrischen Spannung eine Zugkraft auf die Faser gegeben werden. Im Folgenden wird dieser Faserhalter als Piezo-Mount bezeichnet. Abbildung 3.14 stammt ebenfalls aus der Diplom-Arbeit [42] und zeigt zusätzlich eine Stütze, die an der Faser befestigt werden

²Piezomechanik GmbH:BM 120/36/350

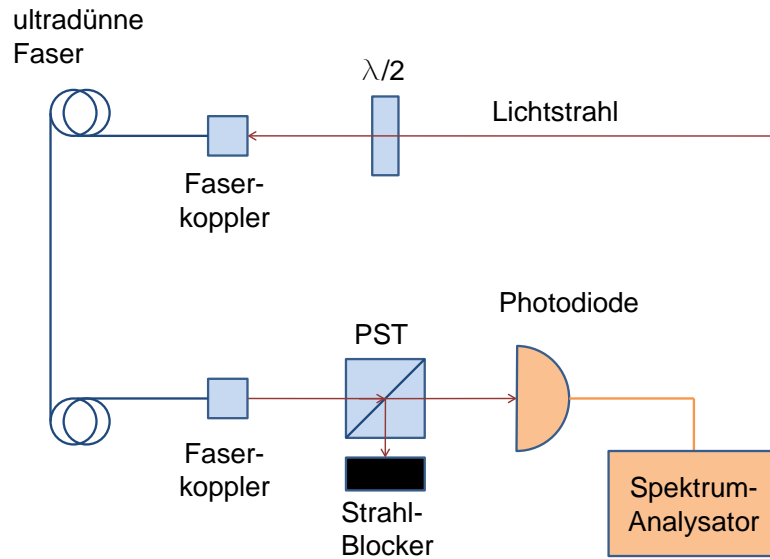


Abbildung 3.13: Aufbau zur Bestimmung der Frequenzen der Spitzen. Das Polarisationsrauschen wird durch den PST in Intensitätsrauschen umgewandelt und mit einem Spektrumanalysator ausgewertet. Die $\lambda/2$ -Platte dient zum Einstellen der Orientierung der Polarisation und wird auf ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SRV) der Spitzen eingestellt.

kann. Diese wird jedoch beim verwendeten Piezo-Mount nicht benutzt. Die Änderung der Länge mit der angewendeten Zugspannung wird vernachlässigt.

Zum Vergleich wie nahe das Modell an die Frequenzen der Spitzen kommt, wird die erste Eigenfrequenz einer schwingenden Saite mit Länge $L = 5$ mm der Fasertaille und der Dichte $\rho = 2200 \text{ kg/m}^3$ von Quarzglas [43] berechnet. Dafür ist zusätzlich die Kenntnis der Zugspannung nötig, die jedoch nicht gemessen wird. Hier für wird die maximale Zugspannung σ_{max} , die eine ultradünne Faser mit einem Radius von 250 nm überstehen kann ohne zu zerreißen, aus [44] verwendet. Die daraus berechnete Frequenz stellt somit eine obere Abschätzung dar. Da die ultradünnen Fasern während den Messungen teilweise gerissen sind, wenn die Piezospannung erhöht wird, ist es plausibel, dass die Zugspannung der Faser nahe der Zerreißspannung ist. σ_{max} liegt bei etwa 12 GPa.

Mit diesen Werten ergibt sich die erste Eigenfrequenz zu 234 kHz. Dies ist 40 kHz zu niedrig und erst bei einer Zugspannung von 16,5 GPa oder bei Reduktion der Länge auf 4,3 mm beträgt die Frequenz etwa 272 kHz. Die gemessene Frequenz ist damit nur bei einer Zugspannung, die deutlich größer ist als σ_{max} oder einer Länge der schwingenden Saite unter 4,3 mm mit diesem Modell plausibel. Eine Einschätzung dieses Modells ohne Kenntnis der tatsächlichen Zugspannung ist folglich sehr spekulativ. Die Abhängigkeit der Frequenz der Spitzen von Zugspannung der Faser und Länge der Fasertaille können trotzdem untersucht werden.

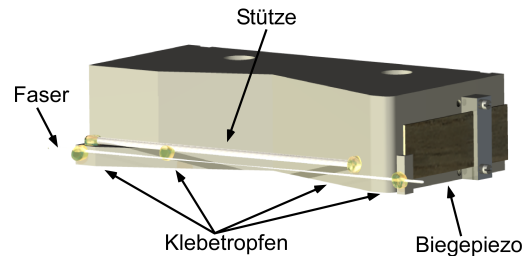


Abbildung 3.14: Abbildung des Piezo-Mounts aus der Diplom-Arbeit [42]. Die ultradünne Faser ist auf einer Seite an den Halter befestigt und auf der anderen an dem Biege-Piezo. Durch Anlegen einer Spannung an den Biege-Piezo wird eine Zugspannung auf die Faser ausgeübt. Die abgebildete Stütze wird nicht verwendet.

Da die Spitzen mit einem Polarisationsstrahlteiler (PST) nachgewiesen werden können (siehe Kapitel 3.1.2), wird der einfache Aufbau in Abbildung 3.13 genutzt, um die Frequenzpositionen der Spitzen zu bestimmen. Dieser besteht aus einer $\lambda/2$ -Platte, mit der die Polarisation des Lichtstrahls eingestellt werden kann, wobei diese nur auf ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SRV) der Spitzen eingestellt wird. Danach folgt die ultradünne Faser, ein PST und eine Photodiode, deren Signal mit einem Spektrumanalysator ausgewertet wird. Zu diesen Messungen wird die Rauschleistung der Photodiodenspannung in beliebigen Einheiten (b.E.) angegeben. Dieser Aufbau dient somit nur der Bestimmung der Frequenz der Spitzen. Die Messungen werden ohne die Intensitätsstabilisierung aus Kapitel 2 durchgeführt, sodass das Intensitätsrauschen des Ti:Sa-Lasers bei den Messungen stärker ausgeprägt ist.

Die erste Faser auf dem Piezo-Mount besitzt eine Taillenlänge von 5 mm und einen Taillenradius von 250 nm. Dies entspricht dem Faserprofil der Faser, mit der die nanofaserbasierte Dipolfalle betrieben wird. Auch die verwendeten Fasern in den Messungen des Kapitels 3.1.2 besitzen dieses Faserprofil.

Bei der Messung der Rauschleistung für diese Faser in Abbildung 3.15 ist wieder dasselbe Muster einer einzelnen Spitze bei 285 kHz und einer Formation von Spitzen ab etwa 450 kHz, deren Abstände zwischen 10 kHz und 44 kHz betragen, zu erkennen. Die Spitze bei 285 kHz ist durch eine gestrichelte Linie markiert. Wieder sind Unterstrukturen (siehe Kapitel 3.1.2) in der Formation zu erkennen, bei denen sich etwa alle 44 kHz Spitzen befinden. Drei Spitzen bei 579 kHz, 623 kHz und 666 kHz sind durch weitere gestrichelte Linien markiert, um den regelmäßigen Abstand zu verdeutlichen. Die Frequenz der einzelnen Spitze bei 285 kHz und der Frequenzabstand in den Unterstrukturen von 44 kHz weicht zwar von den vorherigen Messungen in Kapitel 3.1.2 ab, aufgrund der sehr ähnlichen Struktur ist davon auszugehen, dass die Ursache der Spitzen in den verschiedenen

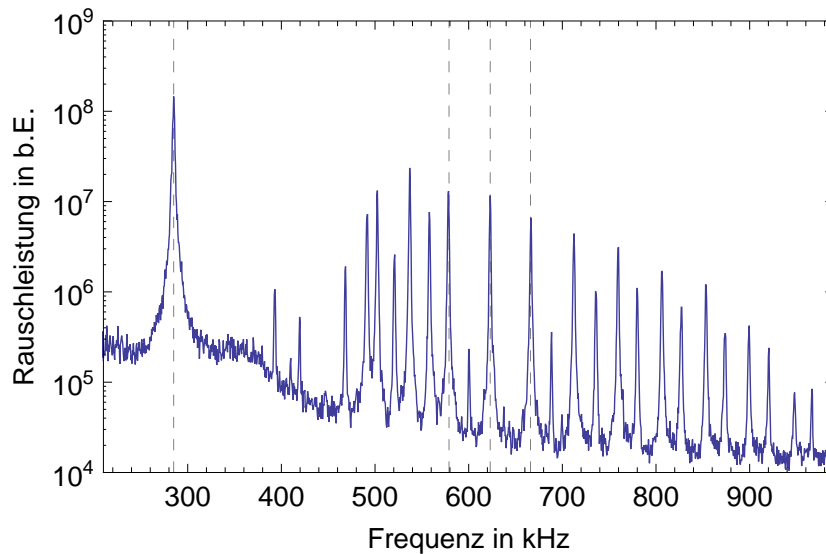


Abbildung 3.15: Rauschleistungsspektrum der Faser mit Taillenlänge von 5 mm und Radius von 250 nm. Die erste Spitze liegt bei 285 kHz und die Abstände der Spitzen in den Unterstrukturen der Formation ab 450 kHz liegen im Bereich von etwa 44 kHz. Es sind die Spitzen bei 285 kHz, 579 kHz, 623 kHz und 666 kHz durch gestrichelte Linien markiert.

Messungen dieselbe ist. Eine unterschiedliche Zugspannung beim Ziehprozess der ultradünnen Faser oder ein möglicher Einfluss der Struktur des Faserhalters sind plausible Erklärungen für eine Abweichung.

Im Folgenden wird das Verhalten der einzelnen Spitze bei 285 kHz getrennt vom Verhalten der Formation bei Zugspannungsänderungen und Variation der Taillenlänge betrachtet. Da sie in Kapitel 3.1.2 bereits unterschiedliche Charakteristiken besitzen, ist eine getrennte Beschreibung nur logisch.

Das Rauschleistungsspektrum im Frequenzbereich um die Spitze bei 285 kHz bei drei ausgewählten Piezospannungen ist in Abbildung 3.16(a) gezeigt. Die Piezospannungen betragen -100 V (blaue Linie), 0 V (rote Linie) und 110 V (gelbe Linie) und stellen somit die minimale, mittlere und maximale Spannung dar, die an dieser Faser gemessen wird. Eine Verschiebung der Frequenz ist deutlich zu erkennen, wobei die Differenz zwischen minimaler und maximaler Frequenz etwa 12 kHz beträgt. Da sich die Frequenz der einzelnen Spitze mit der Zugspannung ändert wird die Frequenz dieser Spitze f_S genannt, um sie zu kennzeichnen. Zur Betrachtung der Verschiebung der Frequenz ist in Abbildung 3.16(b) f_S gegen die Piezospannung aufgetragen.

Der Verlauf der Frequenz f_S mit der Piezospannung gibt keine genaue Auskunft über die Abhängigkeit von f_S von der Zugspannung σ der Faser, da die Relation zwischen Piezospannung und σ in der Faser nicht gemessen wird. Dazu ist eine genaue Messung der Zugspannung, die der Biege-Piezo auf die Faser ausübt notwendig, die für diese erste Untersuchung nicht durchgeführt wird. Eine nicht-lineare Beziehung könnte jedoch die

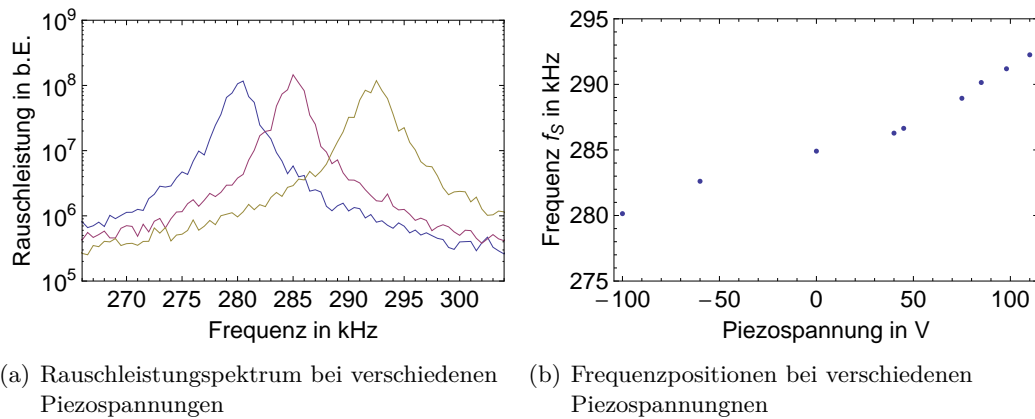


Abbildung 3.16: (a): Gezeigt ist das Rauschleistungsspektrum bei drei verschiedenen Piezospannungen. Die Frequenz der Spitze bei -100 V (blaue Linie) beträgt etwa 280 kHz und steigt auf 292 kHz bei +110 V (gelbe Linie) an. Die rote Linie gibt das Rauschleistungsspektrum bei 0 V an, bei der f_S 285 kHz beträgt. (b): Dargestellt sind die bestimmten f_S in Abhängigkeit der Piezospannung.

Erhöhung der Steigung im Verlauf von f_S mit der Piezospannung erklären. Zusätzlich wird bei dieser Messung eine mögliche Hysterese des Biege-Piezo nicht bedacht, weshalb die Piezospannung zuerst von Null auf +45 V dann in Richtung -100 V und danach in Richtung +110 V variiert wird. Dies könnte auch die unterschiedlichen Steigungen im Verlauf von f_S erklären. Dies erschwert eine Zuordnung einer Zugspannung σ zur Piezospannung.

Festzustellen ist, dass die Frequenz der einzelnen Spitze f_S eindeutig von σ abhängt und sich damit eine weitere Eigenschaft einer transversalen Schwingung der Fasertaille bestätigt.

Als nächstes wird die Längenabhängigkeit der Frequenz f_S der einzelnen Spitze untersucht. Dazu werden zwei weitere Fasern mit den Tailenlängen von 4 mm und 3,33 mm produziert und nacheinander vermessen. Dabei wird wieder die Verschiebung von f_S mit der Piezospannung betrachtet. Die Änderungen von f_S mit der Piezospannung sind in Abbildung 3.17(a) für die Tailenlänge von 4 mm und in Abbildung 3.17(b) von 3,33 mm dargestellt. Bei den drei Längen werden drei verschiedene Frequenzbereiche erreicht. Bei 5 mm ist dieser Bereich zwischen 280 kHz und 292 kHz, bei 4 mm zwischen 320 kHz bis 333 kHz und bei 3,33 mm zwischen 357 kHz und 376 kHz.

Zur Übersicht werden die Frequenzen der einzelnen Spitze f_S gegen die verschiedenen Tailenlängen aufgetragen, wobei die f_S für die verschiedenen Piezospannungen derselben Tailenlänge zugeordnet werden (siehe Abbildung 3.18(a)). Die Bereiche von f_S bei den einzelnen Tailenlängen haben keine Überschneidungen miteinander und verschieben sich in eine Richtung mit der Änderung der Tailenlänge. Dadurch ist es wahrscheinlicher, dass die Frequenzänderung durch die verschiedenen Längen hervorgerufen wird und nicht

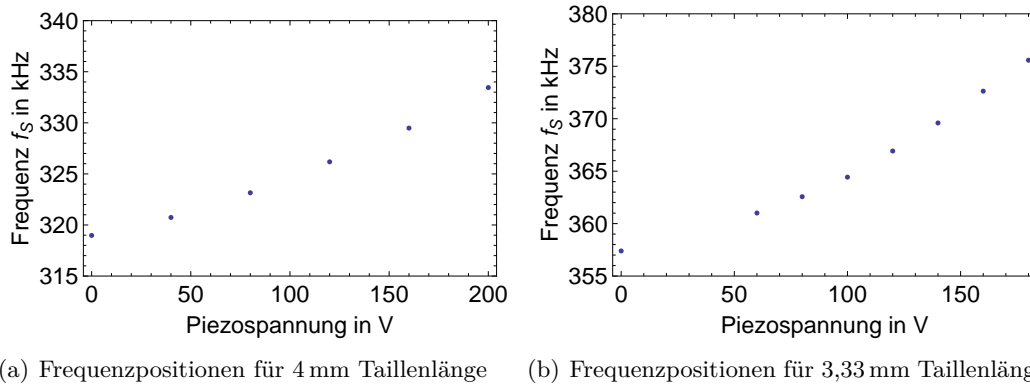


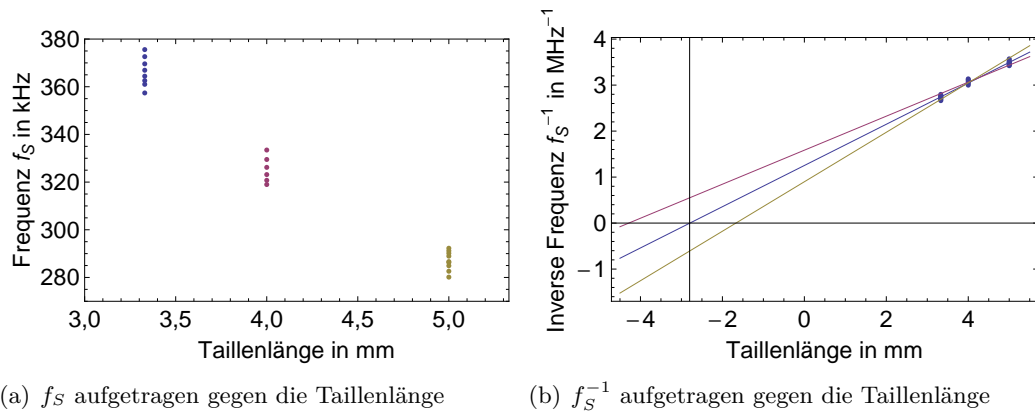
Abbildung 3.17: (a): Gezeigt ist f_S in Abhängigkeit der Piezospannung für die Taillennlänge von 4 mm, wobei f_S durch den Biege-Piezo um etwa 14 kHz verschoben werden kann. (b): Dargestellt ist f_S in Abhängigkeit der Piezospannung für die Taillennlänge von 3,33 mm und f_S kann um etwa 18 kHz verändert werden.

durch mögliche unterschiedliche Zugspannungen beim Ziehprozess an der Ziehanlage ausgelöst werden. Dennoch ist die geringe Zahl der untersuchten Taillennängen nicht ausreichend, um genaue Aussagen zu treffen.

Durch die Bestimmung der f_S bei verschiedenen Taillennängen kann eine Abschätzung für die effektive Länge L der Modell Saite bestimmt werden. Wird die $1/L$ -Abhängigkeit der Eigenfrequenz der Saite angenommen, so muss die inverse Frequenz f_S^{-1} gegen die Taillennlänge aufgetragen eine Gerade ergeben. Verringert sich die Länge der Taille weiter, so tendiert die inverse Frequenz $1/f_S$ gegen Null, wenn die Taillennlänge alleine die effektive Länge L der Modell Saite bestimmt. Anderenfalls wird diese Gerade die x -Achse bei $L = 0$ mm nicht schneiden. Dies wird überprüft indem die inverse Frequenz f_S^{-1} gegen die Taillennlänge aufgetragen und eine lineare Kurvenanpassung durchgeführt wird. Um der Ungewissheit der Zugspannung Rechnung zu tragen, werden alle f_S verwendet. Dies ist in Abbildung 3.18(b) gezeigt. Die blauen Punkte geben die gemessenen f_S^{-1} wieder und die blaue Linie stellt die lineare Kurvenanpassung dar. Die blaue Linie schneidet die x -Achse bei etwa 2,8 mm.

Die Taillennlänge gibt damit nicht alleine die effektive Länge L der Modell Saite an, sondern, eine zusätzliche Länge L_e von etwa 2,8 mm scheint mitzuschwingen. Eine zusätzliche Länge L_e ist plausibel, da das Faserprofil nicht stufenartig den Radius ändert, sondern nahe der Taille einen exponentiellen Anstieg beschreibt. Der Radius am Beginn des Übergangs befindet sich dadurch in der Größenordnung des Radius der Taille befindet.

Der Wert von etwa 2,8 mm ist dabei recht ungenau aufgrund der Unbestimmtheit der Zugspannung in den einzelnen Messungen, die sich auf die Frequenz einer schwingenden Saite auswirkt. Zusätzlich ist die Anzahl der untersuchten Längen für eine genaue Aussage groß genug. Als grobe Einschätzung des Fehlers, werden zwei Linien in Abbil-


 (a) f_S aufgetragen gegen die Tailenlänge

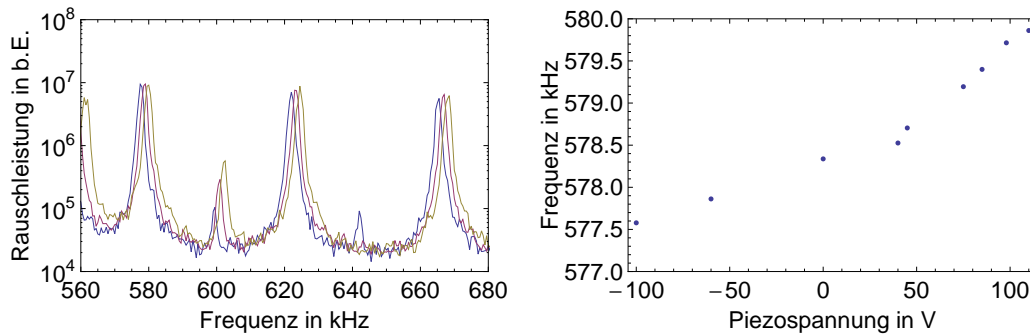
 (b) f_S^{-1} aufgetragen gegen die Tailenlänge

Abbildung 3.18: (a): Die Frequenz der einzelnen Spitze f_S aufgetragen gegen die Tailenlänge. Die blauen Punkte entsprechen den f_S bei der Tailenlänge von 3,33 mm, die roten Punkte bei der Tailenlänge von 4 mm und die gelben Punkte bei der Tailenlänge von 5 mm bei verschiedenen Piezospannungen. (b): Auftragung der inversen Frequenz f_S^{-1} gegen die Tailenlängen. Die blauen Punkte markieren alle bestimmten f_S und die blaue Linie gibt eine lineare Kurvenanpassung an diese Punkte wieder. Die rote Linie verbindet die größte inverse Frequenz bei 3,33 mm mit der kleinsten bei 5 mm und die gelbe Linie verbindet die kleinste inverse Frequenz bei 3,33 mm mit der größten bei 5 mm. Damit geben die rote und die gelbe Linie Abschätzungen für die maximale bzw. minimale zusätzliche Länge der schwingenden Saite an.

Abbildung 3.18(b) zeigt. Die rote Linie verbindet die größte inverse Frequenz bei 3,33 mm mit der kleinsten bei 5 mm und gibt somit eine größere zusätzliche Länge L_e beim Schneiden der x -Achse an. Die gelbe Linie verbindet die kleinste inverse Frequenz bei 3,33 mm mit der größten bei 5 mm und gibt somit eine geringere zusätzliche Länge L_e beim Schneiden der x -Achse an. Als Ergebnis lässt sich sagen, dass f_S mit großer Wahrscheinlichkeit von der Länge der Taille abhängt, wodurch eine dritte Eigenschaft für eine transversale Schwingung gegeben ist. Weiterhin ist die Länge der Taille vermutlich nicht die effektive Länge der Modell Saite, sondern es existiert eine zusätzliche Länge L_e , die als $2,8_{-1,1}^{+1,5}$ mm abgeschätzt wird.

Eine zusätzliche Länge senkt allerdings die erste Eigenfrequenz einer schwingenden Saite in Gleichung 3.11, sodass sie sich mit den Parametern $\sigma_{max} = 12 \text{ GPa}$, $\rho = 2200 \text{ kgm}^3$ und $L = 5 + 2,8 \text{ mm}$ zu 132 kHz ergibt. Dies ist fast die Hälfte der gemessenen Frequenz von etwa 285 kHz. Eine Erklärung dafür ist, dass die gemessene Frequenz f_S nicht die erste, sondern eine höhere Harmonische der mechanischen Schwingung darstellt. Eine weitere Erklärung ist, dass der Mechanismus das Schwingen der Faser mit der Frequenz f in Phasen- und Polarsationsfluktuationen mit der Frequenz $n f = f_S$ umwandelt.

Das Modell einer transversalen Schwingung nur der ultradünnen Faser ist mit diesen Messungen zu einfach, um die Spitze bei f_S im Phasen- und Polarsationsrauschen zu beschreiben. Doch geben die Abhängigkeit vom Druck, von der Zugspannung und der Länge der Fasertaille drei starke Anzeichen, dass diese Spitze durch eine mechanische



(a) Rauschleistung bei drei verschiedenen Piezospannungen

(b) Frequenzposition der Spitze bei 579 kHz aufgetragen gegen die Piezospannung

Abbildung 3.19: (a): Gezeigt ist das Rauschleistungsspektrum der Faser mit einer Tailenlänge von 5 mm im Frequenzbereich von 560 bis 680 kHz bei den Piezospannungen von -100 V (blaue Linie), 0 V (rote Linie) und 110 V (gelbe Linie). Die Verschiebung der Frequenzen ist klein aber sichtbar. (b): Der Verlauf der Frequenzposition der 579 kHz-Spitze mit der Piezospannung ist dargestellt. Die Änderung beträgt 2,5 kHz für den Bereich der Piezospannung von -100 V bis 110 V.

Schwingung hervorgerufen wird. Die wahrscheinlichste Erklärung wird als transversale Schwingung der ultradünnen Faser angenommen.

Nun wird die Formation der Spitzen ab 450 kHz betrachtet. In Abbildung 3.19(a) sind drei Spitzen bei 579 kHz, 623 kHz und 666 kHz der Faser mit der Tailenlänge von 5 mm bei den Piezospannungen von -100 V (blaue Linie), 0 V (rote Linie) und 110 V (gelbe Linie) dargestellt, die als Beispiel dienen sollen. Das Verhalten fast aller anderen Spitzen ist sehr ähnlich zu diesen ausgewählten. Alle drei Spitzen zeigen eine Erhöhung der Frequenz bei einem Anstieg der Piezospannung. Im Vergleich zu der einzelnen Spitze steigt die Frequenz jedoch geringer an. Zur Veranschaulichung ist die Änderung der Frequenz der 579 kHz Spitze in Abbildung 3.19(b) gezeigt. Dort ist zu erkennen, dass die Frequenz sich nur um 2,5 kHz verschiebt. Diese geringere Frequenzverschiebung relativ zur Änderung der einzelnen Spitze zeigt sich bei fast allen Spitzen der Formation und beträgt für die meisten ungefähr 50% der Frequenzänderung der einzelnen Spitze. Damit verschieben sich die Spitzen in der Formation ebenfalls mit der Zugspannung der Faser, jedoch geringer als die einzelne Spitze.

Bei einer Änderung der Tailenlänge zeigt sich, dass die Ausprägung der Spitzen in der Formation variiert (siehe Kapitel A Abbildung A.4). Solche Unterschiede treten jedoch ebenfalls bei gleichen Faserprofilen auf. Es wird daher vermutet, dass es sich wahrscheinlicher um Unterschiede beim Ziehprozess handelt, als um die Wirkung der verschiedenen Längen. Allerdings werden dazu keine Vergleichsmessungen durchgeführt. Solche Messungen müssen an einer Vielzahl von ultradünnen Fasern vorgenommen werden, um die nötige Statistik für eine Aussage zu erhalten, die im Rahmen dieser Arbeit nicht umgesetzt werden können. Was ausgesagt werden kann, ist, dass die Formation bei allen

drei Längen der Taille ab etwa 450 kHz beginnt. Wenn die Spitzen der Formation eine Längenabhängigkeit besitzen, dann nur auf Skalen, die deutlich größer sind als die 2 mm Verringerung der Taillenlänge. In einem ersten Versuch einige Spitzen der Formation bei verschiedenen Längen der Taille zuzuordnen, ergibt die Betrachtung der inversen Frequenz, wie sie bei der einzelnen Spitze durchgeführt wird, eine Länge von etwa 60 mm, jedoch kann das nicht mit Sicherheit belegt werden.

Da die Spitzen der Formation nicht so stark auf Druck- oder Zugspannungsänderungen reagieren wie die einzelne Spitze und der unklaren Beziehung zur Länge der Taille ist die Hypothese glaubhaft, dass diese beiden Phänomene Folgen von verschiedenen Ursachen sind. Da die Spitzen auf Änderung der Zugspannung reagieren wird weiter an der Vermutung einer mechanischen Schwingung festgehalten, allerdings nicht als transversale Schwingung der Fasertaille. Eine Hypothese ist, die Formation auf Torsionsschwingungen der unverjüngten Faser zurückzuführen.

Abschließend geben die Messungen starke Indizien, die auf eine mechanische Schwingung der Faser als Ursache der Spitzen im Phasen- und Polarisationsrauschspektrum hindeuten. Für eine genauere Beschreibung dieses Phänomens sind jedoch weitere systematische Untersuchungen erforderlich.

3.2 Überprüfung des Experimentaufbaus auf Phasenrauschen

Wie in den vorherigen Kapiteln angedeutet, können Phasenschwankungen des rotverstimmtten Dipolfeldes aufgrund der Stehwellenkonfiguration zu Fluktuationen der axialen Position der Potentialminimums führen und damit ein resonantes Heizen (siehe Kapitel 1.2) bewirken, wenn sie mit der axialen Fallenfrequenz auftreten. Diesem Heizen kann eine konservative Speicherzeit zugeordnet werden, wenn die spektrale Leistungsdichte der Positionsschwankungen S_δ bekannt ist. Ändert sich die relative Phase zwischen dem rotverstimmtten Dipolfeld in Vorwärtsrichtung und dem in Rückwärtsrichtung um $\Delta\varphi$ so führt das zu einer Positionsverschiebung der axialen Fallenposition von

$$\delta = \frac{\Delta\varphi}{\beta}, \quad (3.12)$$

wobei β die Propagationskonstante des rotverstimmtten Dipolstrahls in der Fasertaille bezeichnet. Damit ergibt sich S_δ zu

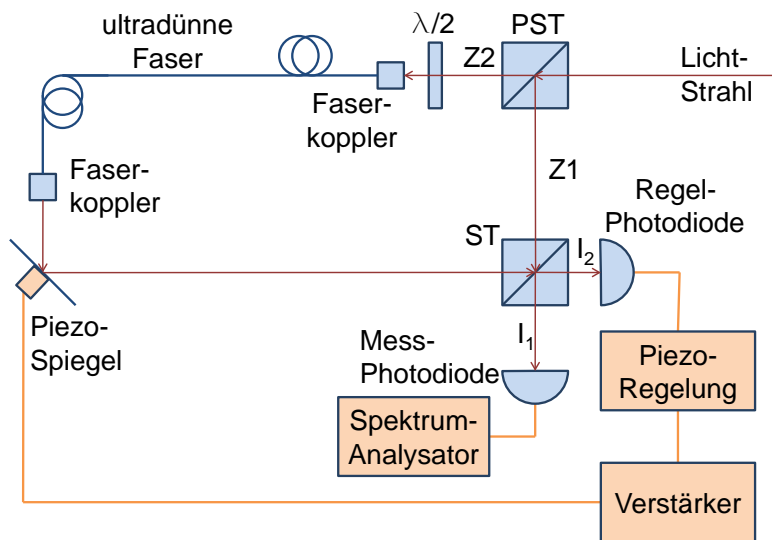


Abbildung 3.20: Aufbau des Mach-Zehnder-Interferometers bei der Experimentfaser. Ein Lichtstrahl wird am Polarisationsstrahlteiler (PST) aufgeteilt, wobei ein Strahl durch die Faser geleitet wird. Beide Strahlen werden an einem Strahlteiler (ST) wieder überlagert, die Intensität in einem Ausgang des ST wird mit einer Photodiode bestimmt und mit einem Spektrum-Analysator ausgewertet. Die $\lambda/2$ -Platte dient der Drehung der Polarisation eines der beiden aufgeteilten Strahlen, damit die Orientierung der Polarisation wieder parallel ist. Der Rest des Aufbaus dient der Einstellung einer konstanten Sensitivität (siehe Kapitel 3.1.2).

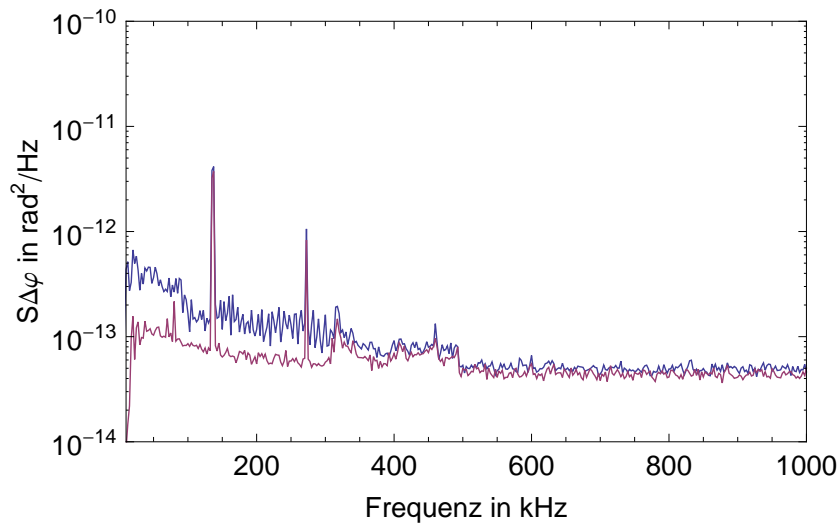
$$S_\delta = \frac{1}{\beta^2} S_{\Delta\varphi} . \quad (3.13)$$

Mit den Ergebnissen der Messungen von $S_{\Delta\varphi}$ an einer ultradünnen Faser aus dem vorherigen Kapitel ist die Überprüfung der Phasenschwankungen in der Experimentfaser ein natürlicher nächster Schritt. Dazu wird ein Mach-Zehnder-Interferometer entsprechend Abbildung 3.20 am Experiment aufgebaut und $S_{\Delta\varphi}$ eines Lichtstrahls des Nd:YAG-Lasers und des Ti:Sa-Lasers separat gemessen. Dies wird für beide Laserstrahlen durchgeführt, um Phasenschwankungen der einzelnen Laserstrahlen identifizieren zu können. Der Aufbau nutzt den Polarisationsstrahlteiler (PST) zur Trennung des rotverstimmten Dipolstrahls als ersten Strahlteiler eines Mach-Zehnder-Interferometers. Da die Polarisationen der aufgeteilten Strahlen orthogonal sind, wird eine $\lambda/2$ -Platte vor der Faser benutzt, um die beiden Strahlen wieder parallel auszurichten. Am zweiten Strahlteiler (ST) werden sie wieder überlagert. Die Intensität in einem Ausgang des ST wird mit der Mess-Photodiode bestimmt und mit einem Spektrum-Analysator ausgewertet. Der Rest des Aufbaus dient der Einstellung einer konstanten Sensitivität (siehe Kapitel 3.1.2).

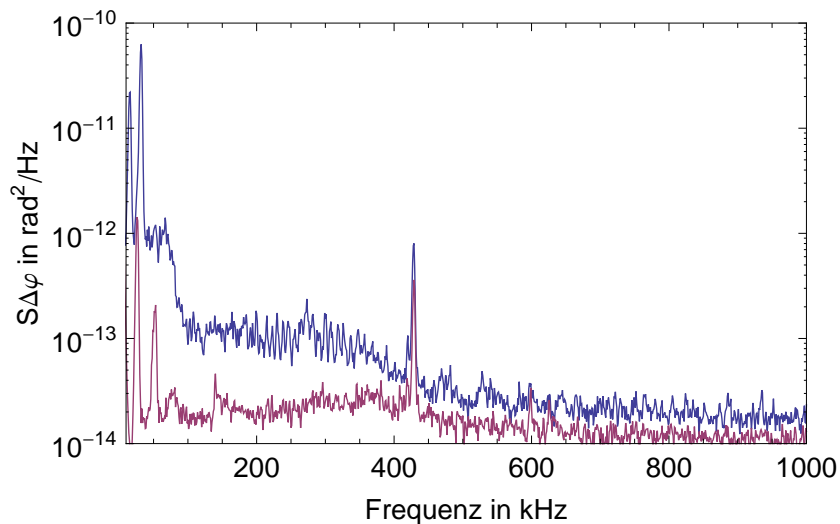
Die Messung, die mit dem Nd:YAG-Laser durchgeführt wird, ist in Abbildung 3.21(a) und die des Ti:Sa-Lasers in Abbildung 3.21(b) dargestellt. Die blauen Linien geben die Messung des Phasenrauschens an und die roten Linien bezeichnen das jeweilige Intensitätsrauschen. Beide Spektren zeigen, dass ab ca. 400 kHz das Phasenrauschen unter das Rauschen der Intensität sinkt und das $S_{\Delta\varphi}$ im Bereich zwischen 60 kHz bis 400 kHz bei $10^{-13} \text{rad}^2 \text{Hz}^{-1}$ liegt.

Die Unterschiede zwischen der Messung mit dem Nd:YAG-Laser und dem Ti:Sa-Laser zeigen sich in einigen Spitzen, die auf Intensitätsrauschen zurückzuführen sind, die jeweils nur bei einem Laser auftreten. Ein weiterer Unterschied zwischen den Messungen der zwei Laser ist bei Frequenzen unter 60 kHz zu erkennen, bei denen das aufgenommene Spektrum mit dem Ti:Sa-Laser ein höheres Phasenrauschen zeigt. Dabei ist nicht bekannt, woher dieser Unterschied herrührt. Zudem ist eine Spitze bei ca. 30 kHz bei der Messung mit dem Ti:Sa zu sehen, die aus den Messungen in Kapitel 3.1.2 bekannt ist. Dieser Bereich ist jedoch für die Fallenkonfiguration des Nd:YAG-Laser oder des Ti:Sa-Laser nicht bedeutend, da die axialen Fallenfrequenzen bei 299 kHz für die Nd:YAG-Konfiguration und bei 343 kHz für die Ti:Sa-Konfiguration liegen. Die Signale befinden sich nur knapp über dem Rauschniveau der Intensität, da die erzielte Visibilität des Mach-Zehnder-Interferometers bei etwa 50% liegt, jedoch sollte die Spitze aus den Messungen in Kapitel 3.1.2, die sich bei $10^{-11} \text{rad}^2 \text{Hz}^{-1}$ befindet, deutlich zu sehen sein, falls sie im Experiment so ausgeprägt ist wie in der Testkammer. Die genaue Ursache für die schlechtere Visibilität ist nicht bekannt.

Der Grund, warum keine Spitzen zu sehen sind, liegt vermutlich daran, dass der optische Tisch deutlich besser gegen Vibrationen gedämpft ist, als das Breadboard auf dem die Messungen aus Kapitel 3.1.2 durchgeführt werden. Durch diese Dämpfung wird die mechanische Schwingung der Faser wahrscheinlich nicht oder nur sehr schwach angeregt. Deswegen wird bei einer weiteren Messung mit dem Nd:YAG-Laser versucht,



(a) Messung mit dem Nd:YAG-Laser



(b) Messung mit dem Ti:Sa-Laser

Abbildung 3.21: Messungen des Phasenrauschens im Experiment. Das Phasenrauschen, das mit Hilfe des Nd:YAG-Lasers aufgenommen wird, ist in (a) gezeigt und in (b) ist die mit dem Ti:Sa-Laser durchgeführte Messung dargestellt. Die blaue Linie entspricht jeweils dem Phasenrauschsignal und die rote Linie dem Rauschen der Intensität, wenn ein Arm des Interferometers geblockt wird (siehe Kapitel 3.1.2). Die Auflösungsbandbreite (RBW) bei (a) beträgt 1 kHz und die bei (b) 3 kHz.

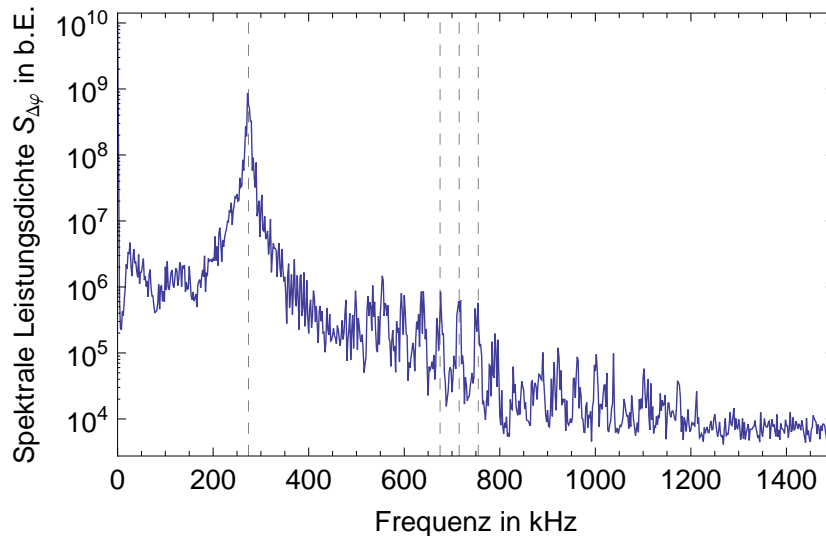


Abbildung 3.22: Momentaufnahme von $S_{\Delta\varphi}$ beim Anregen durch ein Anschlagen auf die Vakuumkammer des Experiments. Die Messung wird mit dem Nd:YAG-Laser durchgeführt. Es zeigt sich eine einzelne Spitze bei 275 kHz und eine Formation aus Spitzen, die den Messungen aus Kapitel 3.1.2 sehr ähneln. Die Frequenzpositionen der 274 kHz Spitze als auch drei benachbarter Spitzen bei 675 kHz, 715 kHz und 755 kHz sind durch eine gestrichelte Linie markiert. Der regelmäßige Abstand von 40 kHz ist ein weiteres Erkennungszeichen aus den Messungen aus Kapitel 3.1.2. Die RBW beträgt 1 kHz.

die Schwingung der Faser anzuregen, indem die Vakuumkammer mit einer metallischen Stange angeschlagen wird. Eine Momentaufnahme von $S_{\Delta\varphi}$ beim Anschlagen ist in Abbildung 3.22 präsentiert. Eine Spitze bei 274 kHz und die typische Spitzen-Verteilung ab 450 kHz aus den Messungen des vorherigen Kapitels sind deutlich zu erkennen. Zudem beträgt der Abstand der Spitzen der Formation ungefähr 40 kHz, was sehr den Messungen aus Kapitel 3.1.2 ähnelt. Zur Veranschaulichung sind die Spitzen bei 274 kHz, 675 kHz, 715 kHz und 755 kHz durch gestrichelte Linien markiert. Die anregende Schwingung kommt allerdings binnen etwa 1 s zum Erliegen, weshalb keine Mittlung des Signals durchgeführt werden kann.

Die spektrale Breite der 274 kHz Spitze ist ungewöhnlich groß und es ist nicht klar, ob diese Verbreiterung durch die spektrale Breite der mechanische Schwingung der Experiment-Faser gegeben oder durch die Art der Anregung bestimmt ist. Der Druck in der Kammer als Ursache für die Verbreiterung kann ausgeschlossen werden, da er bei etwa $8 \cdot 10^{-10}$ mbar liegt und damit deutlich geringer ist als es mit der Testkammer und der dort zur Verfügung stehenden Vorpumpe möglich ist. Es sei darauf hingewiesen, dass diese Messung in beliebigen Einheiten (b.E.) angegeben ist, da die Sensitivität nicht gemessen wird. Als Vergleichswert sei jedoch auf die Höhe des flachen Rauschens ab 1,2 MHz hingewiesen, was dem Intensitätsrauschen entspricht. Die Angabe der Höhe der Spitze bei der verwendeten Anregungsmethode ist zudem von geringerer Bedeutung für das Experiment, da das Anschlagen recht massiv erfolgt und kein Vergleich zu der

Situation bei laufendem Experiment darstellt. Das Anregen soll nur zeigen, dass auch die Experimentfaser zu einer solchen mechanischen Schwingung bei denselben Frequenzen fähig ist.

Die gemessenen spektralen Leistungsdichten der Phasenschwankungen $S_{\Delta\varphi}$ aus Abbildung 3.21 werden verwendet, um die spektrale Leistungsdichte der Positionsschwankungen S_δ zu bestimmen und daraus mit Gleichung 1.28 die konservativen Speicherzeiten für die zwei Konfigurationen zu berechnen. Die konservativen Speicherzeiten t_k sind in Abbildung 3.23 für die Nd:YAG-Konfiguration (blaue Linie) und für die Ti:Sa-Konfiguration (rote Linie) dargestellt. Zur Markierung der Fallenfrequenzen in axialer Richtung sind vertikale gestrichelte Linien eingezeichnet, wobei für die Konfiguration mit dem Nd:YAG-Laser diese Fallenfrequenz bei 299 kHz (blaue gestrichelte Linie) und mit dem Ti:Sa-Laser bei 343 kHz (rote gestrichelte Linie) liegt. Aufgrund der Vergrößerung des Frequenzbereiches und der logarithmischen Skala ist der Verlauf von t_k von 100 kHz bis 200 kHz recht kantig. Für beide Fallenkonfigurationen ergibt die konservative Speicherzeit t_k einen Wert von etwa 1 s bei den jeweiligen Fallenfrequenzen und liegt damit einen Faktor 20 über der gemessenen Speicherzeit.

Die Schwankungen der axialen Position, die den gemessenen Phasenschwankungen entsprechen, betragen für den Frequenzbereich größer 100 kHz unter $5 \cdot 10^{-12}$ m bei einer spektralen Breite von 1 kHz für die Nd:YAG-Konfiguration und von 3 kHz für die Ti:Sa-Konfiguration. Die spektralen Breiten werden unterschiedlich gewählt, weil die Messungen mit verschiedenen Auflösungsbandbreiten aufgenommen werden. Die soll die Stabilität der Falle in diesem Frequenzbereich veranschaulichen.

Somit kann ebenfalls das Phasenrauschen nicht als potentielle Ursache für die Speicherzeitlimitierung angenommen werden.

Zur letzten Untersuchung, ob die Experimentfaser ohne zusätzliche Anregung Anzeichen für die Signale aus Kapitel 3.1.2 zeigt, wird vor der Photodiode des Mach-Zehnder-Interferometers ein PST positioniert, um sensitiv auf Polarisationschwankungen zu sein und der Arm des Interferometers ohne Faser wird blockiert. Dabei wird vor allem der Bereich um 272 kHz untersucht, da dies die Frequenzposition der Spitze bei der zusätzlichen Anregung ist. Diese Messungen werden mit beiden Lasern getrennt durchgeführt, da der Nd:YAG-Laser bei 272 kHz eine Spitze im Intensitätsspektrum besitzt (siehe Kapitel 1.3), die das Signal überdecken kann. Die Messung mit dem Nd:YAG-Laser ist in Abbildung 3.24(a) und die mit dem Ti:Sa-Laser in Abbildung 3.24(b) dargestellt. Es werden die gemessenen Rauschleistungen der Intensität in willkürlichen Einheiten angegeben, und es sei bemerkt, dass das Signal mit dem Ti:Sa so klein ist, dass es in einer linearen Skala dargestellt ist. Weiterhin ist der Frequenzbereich stark vergrößert, sodass der Verlauf sehr kantig ist.

Beide Messungen zeigen Signale in Frequenzbereich um 272 kHz, jedoch sind diese nicht eindeutig mit den Charakteristiken aus den vorherigen Abschnitten identifizierbar. Es ist aufgrund der Nähe der Frequenzpositionen jedoch recht wahrscheinlich, dass die Signale in den Polarisationschwankungen durch die mechanische Schwingung der Faser

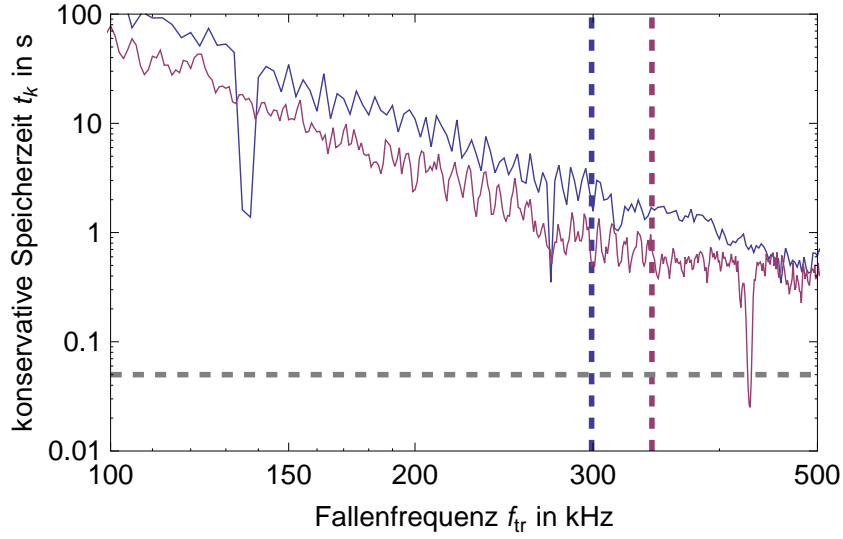


Abbildung 3.23: Aus den gemessenen $S_{\Delta\varphi}$ bestimmte konservative Speicherzeiten für die Nd:YAG-Fallenkonfiguration (blaue Linie) und für die Ti:Sa-Fallenkonfiguration (rote Linie). Die gestrichelten Linien markieren die Fallenfrequenzen in axialer Richtung bei Verwendung des Nd:YAG (299 kHz, blaue gestrichelte Linie) und des Ti:Sa (343 kHz, rote gestrichelte Linie).

erzeugt werden. Es besteht also die Möglichkeit, dass die Merkmale aus den vorherigen Abschnitten zu jeder Zeit auftreten, aber diese so gering sind, dass sie unter dem Grundrauschen der Messmethode mit dem Mach-Zehnder-Interferometer verschwinden. Dies bedeutet, dass das Phasenrauschen selbst wahrscheinlich keine Limitierungen der Speicherzeit darstellt, aber es ist möglich, dass die Ursache für die Phasenschwankungen Einfluss auf die Falle über einen anderen Heizmechanismus nimmt.

Wie in Kapitel 3.1.3 untersucht, kann die Ursache eine mechanische Schwingung der Faser sein. Solch eine Schwingung wirkt sich direkt auf die Position des Minimums des Dipolpotentials aus. Eine transversale Schwingung der Faser ändert, je nachdem in welcher Ebene sie relativ zur Orientierung der Dipolfalle schwingt, die radiale und/oder die azimuthale Position der Falle und führt damit zu einem resonanten Heizen. Um einen Eindruck zu bekommen, wie groß die Amplitude der Schwingung sein muss, um die konservative Speicherzeit auf den Wert der gemessenen Speicherzeit von etwa 50 ms anzunähern, wird mit Hilfe des Ausdrucks in Gleichung 1.28 die spektrale Leistungsdichte der axialen Positionsschwankungen der Falle $S_{\delta}(f_{tr})$ bestimmt und die mittlere Amplitude in einem Frequenzband von 1 Hz (siehe Gleichung 1.16)

$$\frac{\langle \Delta x \rangle}{\sqrt{\text{Hz}}} = \sqrt{S_{\delta}} \quad (3.14)$$

der Positionsschwankungen berechnet. Dies ist in Abbildung 3.25 für den Fallenfrequenzbereich von 100 kHz bis 500 kHz für die Nd:YAG-Fallenkonfiguration (blaue Linie) und

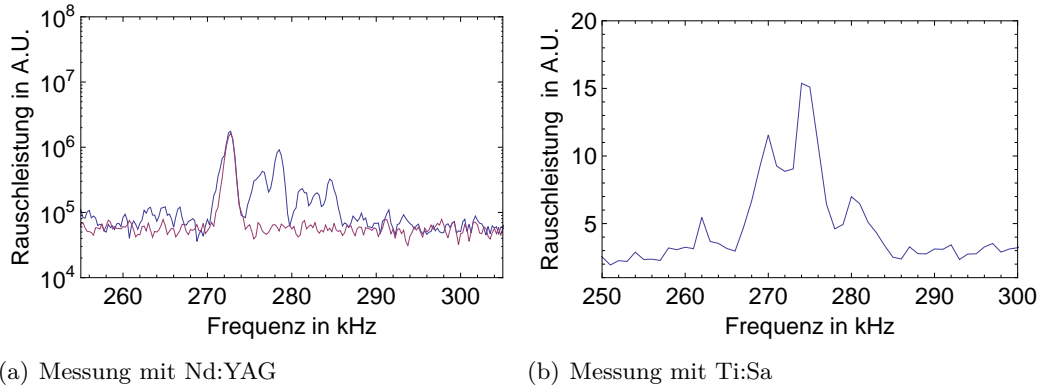


Abbildung 3.24: Messungen der Rauschleistungen der Intensität hinter einem PST. Die Rauschleistung des Nd:YAG-Laser wird in (a) gezeigt. Die blaue Linie gibt die Messung der Polarisationschwankungen der Faser wieder und die rote zeigt die Messung der Rauschleistung des Arms des Mach-Zehnder-Interferometers ohne Faser. Es sind zwei Strukturen bei 277 kHz und bei 283 kHz vorhanden, jedoch ist nicht klar, ob sich ein Signal bei 272 kHz befindet, da dort die Spitze des Nd:YAG-Laser liegt. Die Messung mit dem Ti:Sa-Laser ist in (b) dargestellt. Dort ist eine Formation bei 272 kHz existent, die sich über 15 kHz erstreckt. Die RBW beträgt in (a) 1 kHz und in (b) 3 kHz.

für die Ti:Sa-Fallenkonfiguration (rote Linie) dargestellt. Dabei unterscheiden sich die zwei Linien nur in der Fallentiefe U_0 (vergleiche Gleichung 1.28), die jeweils der Fallentiefe in radialer Richtung entspricht. Die gestrichelten Linien markieren die Fallenfrequenzen in radialer Richtung für die Nd:YAG-Konfiguration (blaue gestrichelte Linie) und für die Ti:Sa-Fallenkonfiguration (rote gestrichelte Linie). Die radiale Komponente wird als Beispiel gewählt, da sie die geringste Fallentiefe besitzt und somit am stärksten von einer Vibration betroffen ist.

Daran ist zu erkennen, dass eine mittlere Amplitude der Schwingung der Faser von $1 \cdot 10^{-12} / \sqrt{\text{Hz}}$ bis $5 \cdot 10^{-12} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei den Fallenfrequenzen in radialer Richtung ausreicht um eine Speicherzeit von 50 ms zu erklären, was nahe an den gemessenen 66 ms der Nd:YAG-Konfiguration und den 38 ms der Ti:Sa-Konfiguration ist. Eine mittlere Amplitude von $5 \cdot 10^{-12} / \sqrt{\text{Hz}}$ entspricht einer Auslenkung der Faser von $1,55 \cdot 10^{-9}$ m, wenn die spektrale Breite als 10 kHz beträgt. Dabei werden die 10 kHz angenommen, da die Spitze beim Anschlagen etwa diese Breite besitzt. Dies ist eine obere Abschätzung, da nicht vermutet wird, dass die spektrale Breite durch die Anregung verringert wird. Das heißt bei einer Schwingung mit einer Auslenkung von nur 1,55 nm, die mit der Fallenfrequenz oszilliert, ist die gemessene Speicherzeit plausibel. Das sind weniger als ein Prozent des Tailenradius von 250 nm.

Die Messungen in diesem Abschnitt schließen Phasenschwankungen als Einschränkung der Speicherzeit aus. Die Beschränkung der Speicherzeit ist zwar damit nicht entdeckt, jedoch geben die Untersuchungen in Kapitel 3.1.3 starke Hinweise auf eine mechanische Schwingung der Faser, welche als wahrscheinlichste Ursache anzusehen ist. Die Analyse

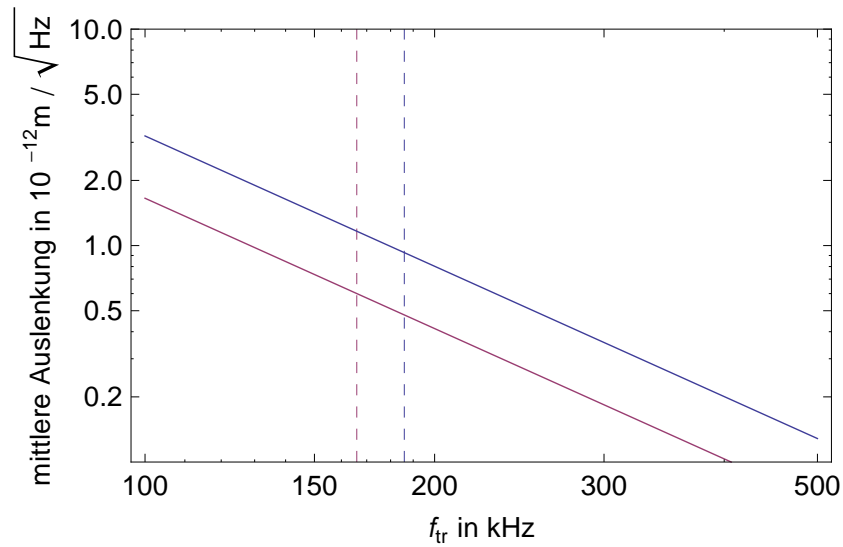


Abbildung 3.25: Berechnete mittlere Amplituden $\langle \Delta x \rangle / \sqrt{\text{Hz}}$ der Schwingung der Faser, die die gemessene Speicherzeit erklären. Die blaue Linie beschreibt die benötigte Amplitude der Schwingung der Faser in Abhängigkeit der Fallenfrequenz der Dipolfalle in radialer Richtung für die Falltiefe $U_0 = 350 \mu\text{K}$ und die gestrichelte blaue Linie markiert die Fallenfrequenzen in radialer Richtung der Konfiguration mit dem Nd:YAG. Die rote Linie beschreibt die benötigte Amplitude der Schwingung der Faser in Abhängigkeit der Fallenfrequenz der Dipolfalle in radialer Richtung für die Falltiefe $U_0 = 115 \mu\text{K}$ und die gestrichelte blaue Linie markiert die Fallenfrequenz in radialer Richtung der Konfiguration mit dem Ti:Sa.

dieser Spitzen und die Untersuchung der Experimentfaser auf Vibrationen im Frequenzbereich der Fallenfrequenzen sollten deshalb die nächsten Schritte bei der Bestimmung der Speicherzeitlimitierung der nanofaserbasierten Dipolfalle sein.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Speicherzeitlimitierung einer nanofaserbasierten Dipolfalle untersucht. Dazu wurde zuerst ein Modell zur Beschreibung von resonanten und parametrischen Heizmechanismen in einem harmonischen Potential präsentiert. Hierbei konnte dem resonanten und parametrischen Heizprozessen ein Ausdruck für eine untere Abschätzung der wirklichen Speicherzeit gegeben werden, die als konservative Speicherzeit bezeichnet wurde. Die konservative Speicherzeit hingen von den allgemeinen spektralen Leistungsdichten der Positionsfluktuation und der relativen Schwankung der Federkonstanten des harmonischen Potentials ab (siehe Kapitel 1.2). Die spektralen Leistungsdichten solcher Schwankungen, die durch ein Intensitätsrauschen der Dipolfelder ausgelöst werden, wurden bestimmt und die konservative Speicherzeit zu mindestens 1 s für zwei betrachtete Fallenkonfigurationen und in allen drei Freiheitsgraden berechnet (siehe Kapitel 1.3). Allerdings besaßen diese Abschätzungen noch Unsicherheiten, da das Intensitätsspektrum des verwendeten Nd:YAG-Lasers zwei spektral scharfe Spitzen in der Nähe der Fallenfrequenzen besitzt. Deshalb wurde eine Intensitätsstabilisierung konzipiert.

Bei der Umsetzung einer Regelung der Intensität wurden zwei Varianten entwickelt. Eine wurde mit einem AOM und die andere mit einem EOM realisiert. Diese Regelungen erfüllten jeweils alleine nicht die Erfordernisse, weshalb eine Kombination aus beiden gewählt wurde (siehe Kapitel 2.2). Die Leistungsfähigkeit dieses Reglers zeigte eine Abschwächung der spektralen Leistungsdichte des relativen Intensitätsrauschens um etwa 10 dB bis mindestens 400 kHz. Das Intensitätsrauschen führt nur in radialer Richtung zum resonanten Heizen mit der einfachen radialen Fallenfrequenz, jedoch in allen drei Freiheitsgraden zum parametrischen Heizen bei den doppelten Fallenfrequenzen. Der Frequenzbereich bis 400 kHz schließt somit die einfache (166 kHz) und doppelte radiale (332 kHz) und die doppelte azimuthale Fallenfrequenz (360 kHz) ein, wodurch das resonante und parametrische Heizen in radialer als auch das parametrische in azimuthaler Richtung durch die Intensitätsstabilisierung verringert wird. Nur der parametrische Heizprozess in axialer Richtung bei 686 kHz konnte nicht verringert werden, sondern wurde aufgrund von einer Rauschgrenze innerhalb des Systems sogar verstärkt (siehe Kapitel 2.3).

Die Wirkung der Intensitätsregelung ergab keinen Effekt auf die Speicherzeit, weder durch die Reduzierung des Rauschens unter 400 kHz, noch durch die Verstärkung über 400 kHz. Der Schluss liegt nahe, dass resonante oder parametrische Heizmechanismen, durch die Fluktuationen der Intensität der Dipolfelder, die Speicherzeit nicht auf die derzeit erreichbare Zeit von etwa 50 ms beschränken (siehe Kapitel 2.3).

Zur weiteren Betrachtung der Ursache der Speicherzeitlimitierung wurden potentielle faserinduzierte Störungen in einem von der nanofaserbasierten Dipolfalle unabhängigen Testaufbau analysiert. Die Brillouin-Streuung in einer ultradünnen Faser war dabei die erste Störquelle, die betrachtet wurde. Dabei wurden keine typischen Charakteristiken der Brillouin-Streuung gefunden, hingegen spektral sehr scharfe Spitzen in der spektralen Leistungsdichte der Phasen- und Polarisationschwankungen entdeckt (siehe Kapitel 3.1.1). Diese lagen im Bereich der einfachen und doppelten Fallenfrequenzen und stellen somit mögliche Störungen der nanofaserbasierten Dipolfalle dar. Bei der Charakterisierung des Verhaltens dieser Spitzen zeigte sich, dass diese mit hoher Wahrscheinlichkeit durch eine mechanische Schwingung der ultradünnen Faser verursacht werden und als solche ebenfalls Auswirkungen auf die Dipolfalle zeigen können (siehe Kapitel 3.1.3).

Die Auswertung des Phasenrauschens an der Experimentfaser weist hingegen keine der Spitzen ohne äußere mechanische Einwirkung auf. Weiterhin ist die konservative Speicherzeit, die den Fluktuationen der Phase zugeordnet wird, fast zwei Größenordnungen höher als die gemessene Speicherzeit. Diese Abschätzung weist darauf hin, dass die Speicherzeit nicht durch Phasenschwankungen limitiert ist, die ein resonantes Heizen in axialer Richtung auslösen (siehe Kapitel 3.2).

Das Leistungsvermögen der Intensitätsstabilisierung ist zur Zeit durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SRV) des Schrotrauschens an der In-Loop-Photodiode begrenzt, sodass nur bis auf etwa dieses relative Rauschniveau geregelt werden kann (siehe Kapitel 2.3). Allerdings kann die Intensität und damit das SRV an der Photodiode nicht weiter erhöht werden. Dieses Problem ist in erster Linie durch die Elektronik der Photodiode und des Regelkreises gegeben. Bei zu hohen Intensitäten ist die Photodiodenspannung, bzw. der erzeugte Strom zu groß für das Regelungssystem. Dies liegt an der Verwendung von kleinen Eingangswiderständen in der Photodiode und des Reglers, die eine hohe Bandbreite sicherstellen. Einige In-Loop-Messungen zeigen, dass eine Regel-Bandbreite bis zu 5 MHz und eine Rauschunterdrückung von mindestens 20 dB im Frequenzbereich der einfachen und doppelten Fallenfrequenzen erreichbar ist (siehe Abbildung A.3). Durch die Überwindung der Begrenzung, die durch das zu geringe SRV besteht, wäre es somit möglich, die Leistungsfähigkeit der Intensitätsstabilisierung auf das Niveau der In-Loop-Messungen in Abbildung A.3 zu erhöhen. Dies wäre eine signifikante Verbesserung für die Stabilität der Dipolfalle, nachdem die derzeitige Ursache der Speicherzeitlimitierung behoben ist. Die dann erreichbare Speicherzeit der nanofaserbasierten Dipolfalle wurde in [8] zu etwa 4 s abgeschätzt, falls der Verlust von Atomen durch Kollisionen mit Atomen des Restgases dominiert wird. Dies setzt einen Druck von 10^{-9} mbar oder besser voraus, was zurzeit in der Vakuumkammer mit einem Druck von $8 \cdot 10^{-10}$ mbar erfüllt ist.

Falls der Ursprung der beobachteten Spitzen im Spektrum der Phasenschwankungen eine mechanische Schwingung der ultradünnen Faser ist, würde die Position der Dipolfalle im gleichen Maße wie die Faser vibrieren. Dies stellt eine potentielle Störquelle dar. Das weitere Studium dieser Spitzen und ihrer Ursache ist somit sowohl für die nanofaserbasierte Dipolfalle als auch für andere Experimente mit ultradünnen Fasern von großem

Interesse. Dabei kann eine ausführliche Betrachtung der Abhängigkeiten der Spitzen von Hintergrundgasdruck, Zugspannung und Faserprofil zu einer Erklärung der Ursache führen.

Der erste Schritt sollte jedoch die direkte Untersuchung der Vibration der Experimentfaser sein. Nach den Ergebnissen dieser Arbeit ist dies die wahrscheinlichste Ursache der Speicherzeitlimitierung. Zur Messung einer Vibration der Faser kann ein Laserstrahl genutzt werden, der auf die ultradünne Faser fokussiert ist. Wird der Schattenwurf der Faser analysiert, so sollte sich bei der doppelten Oszillationsfrequenz der Fasertaille eine Spitze im Intensitätsspektrum befinden. Die Bestimmung der Auslenkung der Schwingung stellt dabei das größte Problem dar. Die Abschätzungen der Auslenkungen der Vibration, welche die gemessene Speicherzeit erklären würden, ergaben in Kapitel 3.2 eine Größenordnung von Nanometern bei einer spektralen Breite von 3 kHz. Die Messungen solcher geringen Auslenkungen ist technisch sehr schwierig.

Durch die Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, konnte die Beschränkung der Speicherzeit nicht eindeutig bestimmt werden. Einige Ursachen konnten jedoch als sehr unwahrscheinlich eingestuft werden, sodass die Quelle der Störung weiter eingegrenzt werden konnte. Dies ermöglicht eine gezielte Suche nach dem Ursprung der Limitierung für zukünftige Arbeiten.

A Anhang

A.1 Anhang zu Kapitel 1

In Abbildung A.1 sind die linearen Kurvenanpassungen der Federkonstanten k in Abhängigkeit der Leistungen P_{Rot} und P_{Blau} für die Nd:YAG-Fallenkonfiguration gezeigt. Die daraus bestimmten Parameter sind in Tabelle A.1 dargestellt. Die verwendeten Abschätzungen der Ableitungen $\partial k / \partial P$ sind in Tabelle A.2 präsentiert. Siehe Kapitel 1.2.

In Abbildung A.2 sind die linearen Kurvenanpassungen des Abstandes des Potentialminimums zur Faseroberfläche in Abhängigkeit der Leistungen P_{Rot} und P_{Blau} für die Nd:YAG-Fallenkonfiguration gezeigt. Die daraus bestimmten Parameter sind in Tabelle A.3 dargestellt. Siehe Kapitel 1.2.

	veränderte Leistung	Parameter a in $10^{-12} \text{ N}/(\text{m W})$	Parameter b in $10^{-13} \text{ N}/\text{m}$
Radial	P_{Rot}	400	-3
	P_{Blau}	-20	7
Axial	P_{Rot}	1300	-14
	P_{Blau}	-80	22
Azimuthal	P_{Rot}	540	-7
	P_{Blau}	-40	-9

Tabelle A.1: Die Parameter der linearen Kurvenanpassung $k = aP + b$ der Federkonstanten k bei separater Änderung der Leistungen von P_{Rot} und P_{Blau} in der Faser für die radiale, axiale und azimuthale Richtung für die Nd:YAG-Konfiguration.

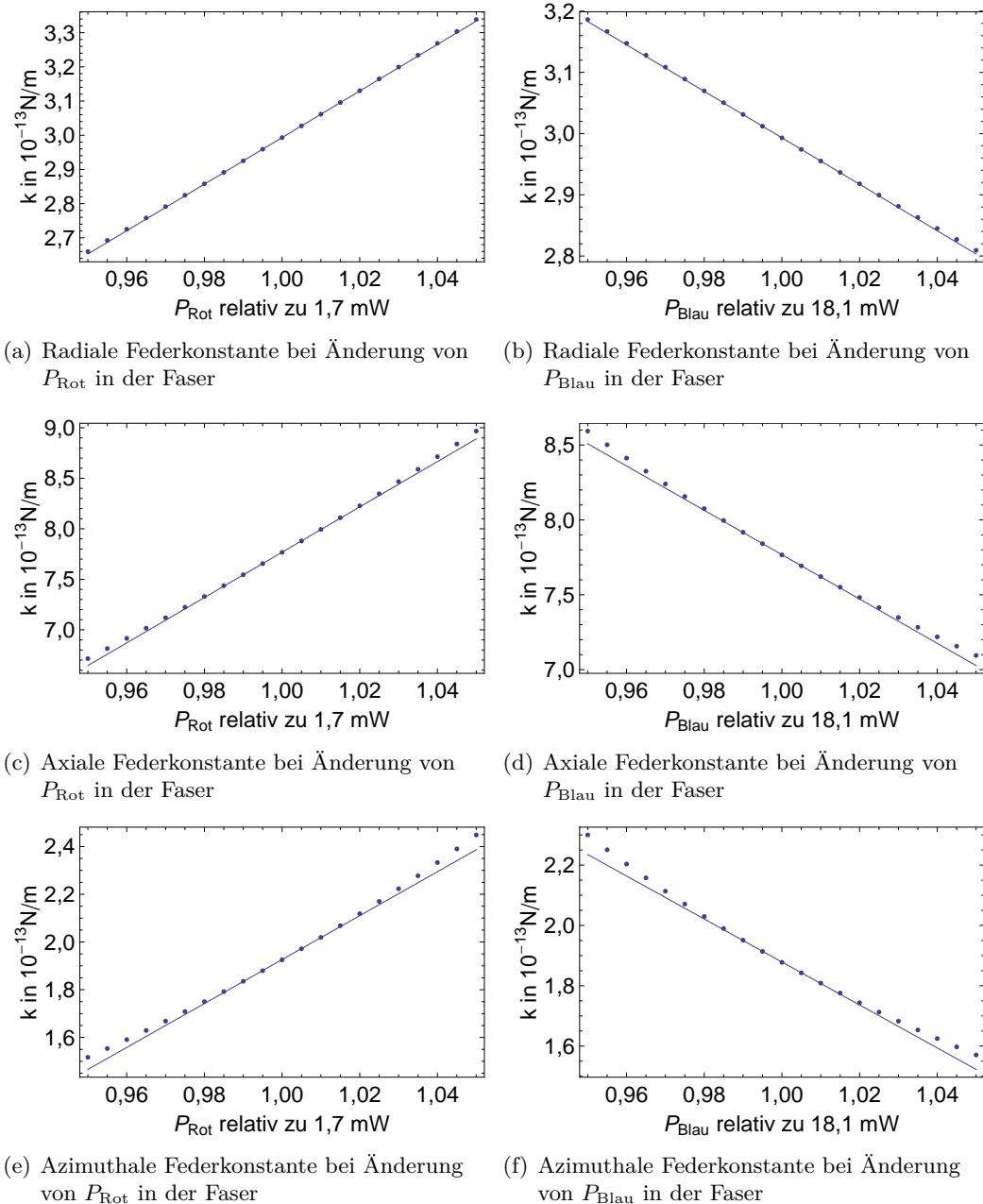
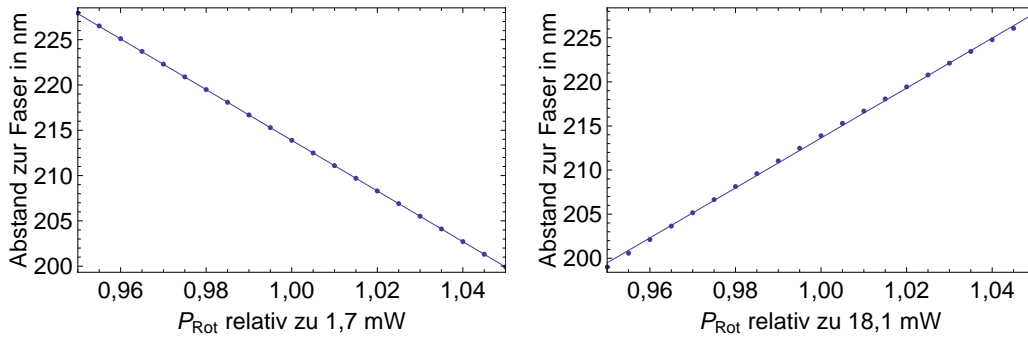


Abbildung A.1: Änderung der verschiedenen Federkonstanten durch Änderung von P_{Rot} und P_{Blau} . Die Punkte geben die berechnete Federkonstante k in einem relativen Bereich der Leistung von $\pm 5\%$ um P_0 der Nd:YAG-Fallenkonfiguration an. Die Linie stellt die lineare Kurvenanpassung dar, die für den Bereich $\pm 1\%$ durchgeführt wurde.

	veränderte Leistung	$\partial k/\partial P$ in $10^{-12} \text{ N}/(\text{m W})$
Radial	P_{Rot}	410
	P_{Blau}	-21
Axial	P_{Rot}	1400
	P_{Blau}	-93
Azimuthal	P_{Rot}	630
	P_{Blau}	-48

Tabelle A.2: Abschätzung der Ableitung $\partial k/\partial P$ für die radiale, axiale und azimuthale Richtung bei relativer Leistungsänderung um 3% von P_{Rot} und P_{Blau} für die Nd:YAG-Fallenkonfiguration.



(a) Radiale Position bei Änderung von P_{Rot} in der Faser (b) Radiale Position bei Änderung von P_{Blau} in der Faser

Abbildung A.2: Gezeigt ist die Änderung des radialen Abstandes des Potentialminimums von der Faseroberfläche durch Änderung von P_{Rot} (a) und von P_{Blau} (b) für die Nd:YAG-Fallenkonfiguration. Die Punkte geben den berechneten Abstand x_a zur Faser in einem relativen Bereich der Leistung von $\pm 5\%$ an. Die Linie gibt die Kurvenanpassung an, die jedoch nur für den Bereich $\pm 1\%$ durchgeführt wird.

veränderte Leistung	Parameter c in $\mu\text{m}/\text{W}$	Parameter d in nm
P_{Rot}	-165	494
P_{Blau}	15	-70

Tabelle A.3: Parameter der linearen Kurvenanpassung $x_a = cP + d$ des Abstandes x_0 zur Faser bei separater Änderung der Leistungen von P_{Rot} und P_{Blau} für die Nd:YAG-Konfiguration.

A.2 Anhang zu Kapitel 2

In Abbildung A.3 sind In-Loop-Messungen der Intensitätsstabilisierung gezeigt. Siehe Kapitel 2.3.

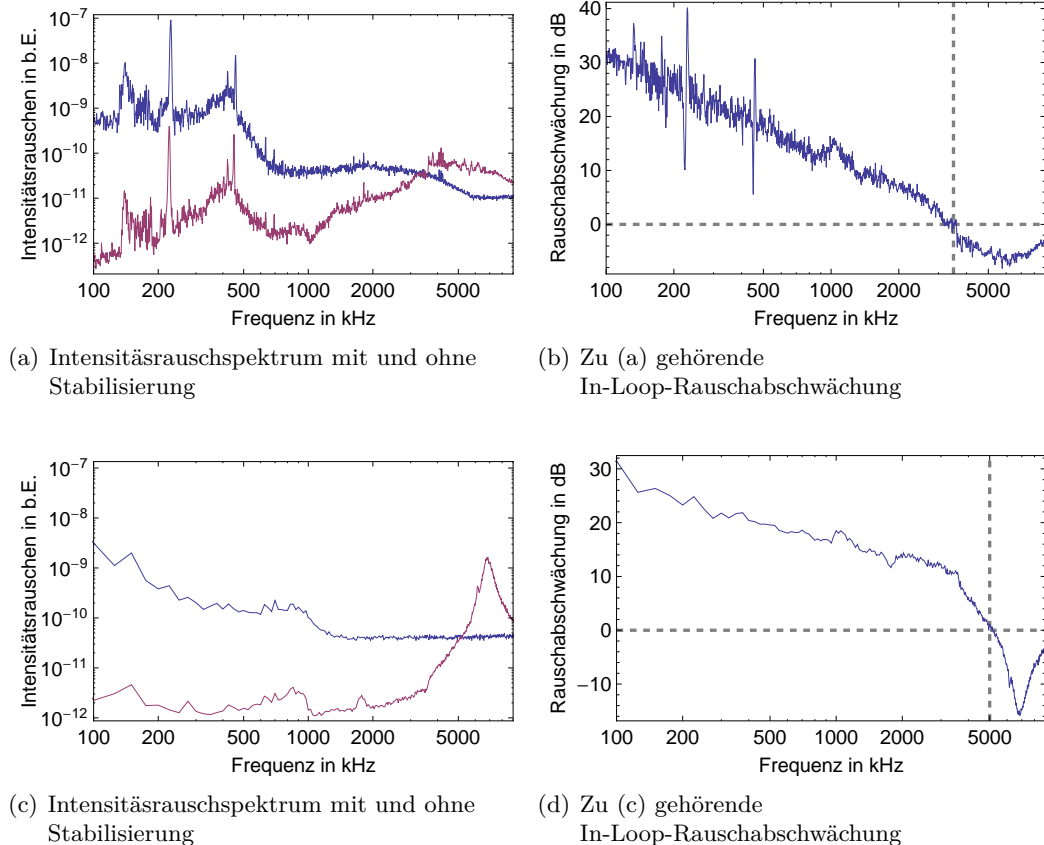
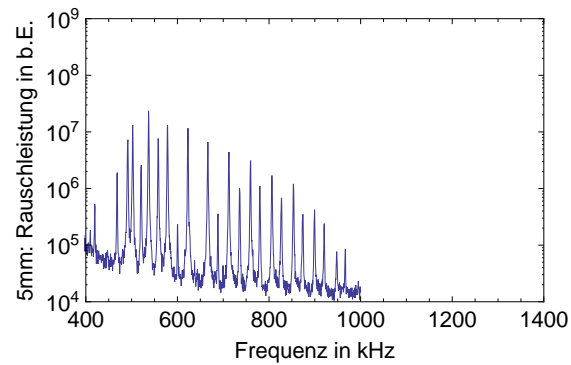


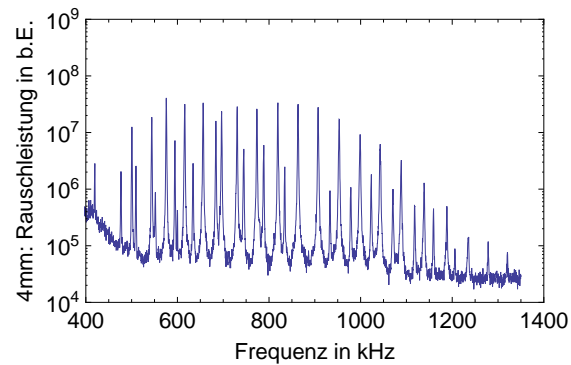
Abbildung A.3: Messungen der In-Loop-Rauschabschwächung der Intensitätsstabilisierung. (a) zeigt ein Intensitätsrauschspektrum in beliebigen Einheiten, wobei die blaue Linie das Spektrum ohne und die rote Linie mit Stabilisierung zeigt. (b) zeigt die dazu gehörende Abschwächung, bei der 0 dB und die In-Loop-Regel-Bandbreite B_R bei 3,5 MHz durch gestrichelte Linien gekennzeichnet sind. (c) zeigt ein weiteres Intensitätsrauschspektrum in beliebigen Einheiten, wobei die blaue Linie das Spektrum ohne und die rote Linie mit Stabilisierung zeigt. (d) zeigt die dazu gehörende Abschwächung, bei der 0 dB und die In-Loop-Regel-Bandbreite B_R bei 5 MHz durch gestrichelte Linien gekennzeichnet sind.

A.3 Anhang zu Kapitel 3

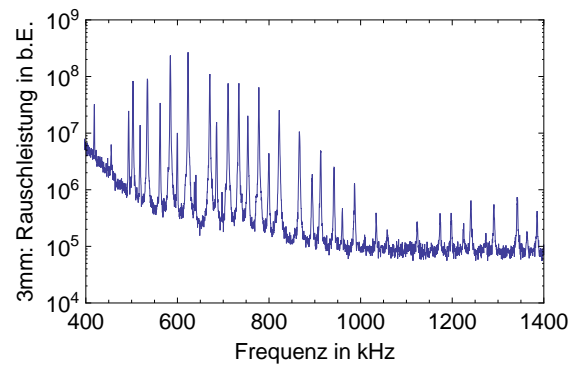
In Abbildung A.4 sind die Rauschleistungsspektren für drei Längen der Fasertaille gezeigt. Siehe Kapitel 3.1.3.



(a) Rauschleistung bei 5 mm Taillenlänge



(b) Rauschleistung bei 4 mm Taillenlänge



(c) Rauschleistung bei 3 mm Taillenlänge

Abbildung A.4: Rauschleistungsmessungen der Spitzen der Formation bei drei verschiedenen Taillenlängen.

Literaturverzeichnis

- [1] Hänsch, T. & Schawlow, A. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications* **13**, 68 – 69 (1975).
- [2] Ashkin, A. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **40**, 729–732 (1978).
- [3] Raab, E. L., Prentiss, M., Cable, A., Chu, S. & Pritchard, D. E. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631–2634 (1987).
- [4] Chu, S., Bjorkholm, J. E., Ashkin, A. & Cable, A. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314–317 (1986).
- [5] Grimm, R., Weidemüller, M. & Ovchinnikov, Y. B. Optical dipole traps for neutral atoms. vol. 42 of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 95 – 170 (Academic Press, 2000).
- [6] DiVincenzo, D. P. The physical implementation of quantum computation. *Fortschr. Phys.* **48**, 771—783 (2000).
- [7] Ovchinnikov, Y. B., Manek, I. & Grimm, R. Surface trap for cs atoms based on evanescent-wave cooling. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2225–2228 (1997).
- [8] Vetsch, E. *Optical Interface Based on a Nanofiber Atom-Trap*. Ph.D. thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Germany (2010).
- [9] Warken, F. *Ultradünne Glasfasern als Werkzeug zur Kopplung von Licht und Materie*. Ph.D. thesis, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Germany (2007).
- [10] Cerf, N., Leuchs, G. & Polzik, E. *Quantum information with continuous variables of atoms and light* (Imperial College Press, 2007).
- [11] Kuppens, S. J. M., Corwin, K. L., Miller, K. W., Chupp, T. E. & Wieman, C. E. Loading an optical dipole trap. *Phys. Rev. A* **62**, 013406 (2000).
- [12] Sague, G. *Cold atom physics using ultra-thin optical fibres*. Ph.D. thesis, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Germany (2008).
- [13] Vetsch, E. *et al.* Optical interface created by laser-cooled atoms trapped in the

- evanescent field surrounding an optical nanofiber. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 203603 (2010).
- [14] Kien, F. L., Balykin, V. I. & Hakuta, K. State-insensitive trapping and guiding of cesium atoms using a two-color evanescent field around a subwavelength-diameter fiber. *Journal of the Physical Society of Japan* **74**, 910–917 (2005).
- [15] McKeever, J. *et al.* State-insensitive cooling and trapping of single atoms in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 133602 (2003).
- [16] Sirah Laser- und Plasmatechnik GmbH. *Matisse TX-Light* (2009). URL http://www.sirah.com/PDF/Matisse_TX_light.pdf.
- [17] Dotsenko, I. *et al.* Submicrometer position control of single trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 033002 (2005).
- [18] Würtz, P., Gericke, T., Vogler, A. & Ott, H. Ultracold atoms as a target: absolute scattering cross-section measurements. *New Journal of Physics* **12**, 065033 (2010).
- [19] Metcalf, H. & Straten, P. *Laser cooling and trapping*. Graduate texts in contemporary physics (Springer, 1999).
- [20] Savard, T. A., O’Hara, K. M. & Thomas, J. E. Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps. *Phys. Rev. A* **56**, R1095–R1098 (1997).
- [21] Gehm, M. E., O’Hara, K. M., Savard, T. A. & Thomas, J. E. Dynamics of noise-induced heating in atom traps. *Phys. Rev. A* **58**, 3914–3921 (1998).
- [22] Meschede, D. *Optik, Licht und Laser* (B.G. Teubner Verlag, 2005), 2 edn.
- [23] Svelto, O. *Principles of Lasers* (Plenum Press, New York and London, 1998).
- [24] Saleh, B. E. & Teich, M. C. *Grundlagen der Photonik* (Wiley-VCH Verlag, 2008).
- [25] Tietze, U. & Schenk, C. *Halbleiter-Schaltungstechnik* (Springer-Verlag, 1993).
- [26] Schriftliche Kommunikation mit Sébastien Bize vom Systèmes de Référence Temps Espace.
- [27] Thorlabs, Inc. *EO-AM-NR-Cx Electro-Optic Amplitude Modulators Operating Manual, 15956-D02 Rev A*, (2007). URL <http://www.thorlabs.de/Thorcat/15900/15956-D02.pdf>.
- [28] Menzel, R. *Photonics* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007), 2 edn.
- [29] Shelby, R. M., Levenson, M. D. & Bayer, P. W. Guided acoustic-wave brillouin scattering. *Phys. Rev. B* **31**, 5244–5252 (1985).
- [30] Elser, D. *et al.* Guided acoustic wave brillouin scattering in photonic crystal fibers. *J. Phys.: Conf. Ser.* **92**, 012108 (2007).

-
- [31] Horowitz, M., Chraplyvy, A., Tkach, R. & Zyskind, J. Broad-band transmitted intensity noise induced by stokes and anti-stokes brillouin scattering in single-mode fibers. *Photonics Technology Letters, IEEE* **9**, 124 – 126 (1997).
- [32] Ippen, E. & Stolen, R. Stimulated brillouin scattering in optical fibers. *Applied Physics Letters* **21**, 539–541 (1972).
- [33] Heuer, A. & Menzel, R. Phase-conjugating stimulated brillouin scattering mirror for low powers and reflectivities above 90% in an internally tapered optical fiber. *Opt. Lett.* **23**, 834–836 (1998).
- [34] Hänisch, C., Heuer, A. & Menzel, R. Threshold reduction of stimulated brillouin scattering (sbs) using fiber loop schemes. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **73**, 851–854 (2001). 10.1007/s003400100767.
- [35] Inoue, K. Brillouin threshold in an optical fiber with bidirectional pump lights. *Optics Communications* **120**, 34 – 38 (1995).
- [36] Harrison, R. G., Uppal, J. S., Johnstone, A. & Moloney, J. V. Evidence of chaotic stimulated brillouin scattering in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 167–170 (1990).
- [37] Zhang, J. & Phillips, M. R. Cancellation of intensity noise caused by stimulated brillouin scattering in an optical fiber transmission system. In *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, PDP24 (Optical Society of America, 2005).
- [38] Shimizu, K., Horiguchi, T., Koyamada, Y. & Kurashima, T. Coherent self-heterodyne detection of spontaneously brillouin-scattered light waves in a single-mode fiber. *Opt. Lett.* **18**, 185–187 (1993).
- [39] Nagano, K., Kawakami, S. & Nishida, S. Change of the refractive index in an optical fiber due to external forces. *Appl. Opt.* **17**, 2080–2085 (1978).
- [40] Knobel, R. *An introduction to the mathematical theory of waves* (American Mathematical Society, 1999), 3 edn.
- [41] Wittenberg, J. *Schwingungslehre* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996), 1 edn.
- [42] Wagner, C. *Experimentelle Untersuchungen von lichtinduzierten Kräften zwischen zwei optischen Nanofasern*. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität Mainz (2010).
- [43] Heraeus quarzglas. URL http://heraeus-quarzglas.com/en/quarzglas/mechanicalproperties/Mechanical_properties.aspx. Stand: 04.02.2011.
- [44] Brambilla, G. & Payne, D. N. The ultimate strength of glass silica nanowires. *Nano Letters* **9**, 831–835 (2009). PMID: 19170550.

Danksagung

Mein erster Dank gilt Professor Dr. Arno Rauschenbeutel, der mir die Möglichkeit gab meine Arbeit über ein spannendes und für mich sehr lehrreiches Thema zu schreiben.

Weiterhin möchte ich mich bei meinen Kollegen bedanken, die mich bei den Experimenten und bei der Anfertigung der Arbeit so tatkräftig unterstützt haben. Dr. Sam Dawkins, der mir bei der Umsetzung so unendlich viel geholfen hat. Daniel Reitz und Rudi Mitsch, die mir bei jeglichen Fragen, die ich hatte, hilfreich zur Seite standen und eine fast unausschöpfliche Geduld bei der Korrektur meiner Arbeit zeigten. Eugen Vetsch, der mir vor allem beim Schreiben nötige Unterstützung bei Unklarheiten gab und als einer der letzten Rauschis in Mainz mir eine angenehme Gesellschaft war. Auch danke ich allen restlichen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, die mir bei jeder Gelegenheit eine helfende Hand anboten.

Ich danke meinen Freunden, Matze, Fabi und Sebby für die Mühe, die sie sich beim Fehlerlesen meiner Arbeit machten. Auch bei Basti aus der Arbeitsgruppe möchte ich mich für die Hilfe beim Fehlerlesen bedanken, die er mir so bereitwillig angeboten hat.

Ein großer Dank geht an meine Eltern, die mir diese Diplomarbeit und das ganze Studium ermöglicht haben. Und ohne deren Unterstützung dies nicht zustande gekommen wäre.

Als letztes geht ein großes Dankeschön an meine Freundin Marga, die mich das letzte Jahr begleitet und mir bis in die letzten Minuten dieser Arbeit geholfen hat.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, PETER EISWIRT, dass ich diese Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Mainz, 08.02.2011

Ort, Datum

Unterzeichner